

Kompendium Theoretische Meteorologie

Max H. Balsmeier

© Max H. Balsmeier 2020 - 2026

Dieses Werk enthält mit großer Wahrscheinlichkeit Fehler und Ungenauigkeiten. Es befindet sich unter permanenter Überarbeitung. Teile sind unvollständig oder es sind nur die Überschriften vorhanden. Kommerzielle Nutzung wird untersagt. Alle Rechte vorbehalten.

Inhaltsverzeichnis

1	EINLEITUNG	1
1.1	Wichtige Literatur	1
1.2	Skalen	1
I	Physikalische Grundlagen	5
2	KLASSISCHE MECHANIK	7
2.1	Newton'sche Mechanik	7
2.2	Lagrange-Formalismus	10
2.2.1	Lagrange-Gleichungen 1. Art	11
2.2.2	Lagrange-Gleichungen 2. Art	11
2.3	Hamilton-Formalismus	14
2.3.1	Poisson-Klammer	14
2.4	Harmonischer Oszillator	15
2.4.1	Ungedämpfter Fall	15
2.4.2	Gedämpfter Fall	16
2.4.2.1	Schwingfall	16
2.4.2.2	Kriechfall	17
2.4.2.3	Aperiodischer Grenzfall	17
2.4.3	Angetriebener Fall	17
3	ELEKTRODYNAMIK	23
3.1	Lorentz-Kraft	23
3.2	Maxwell-Gleichungen	23
3.2.1	Formulierung über Potentiale	23
3.2.2	Kontinuitätsgleichung der Ladung	24
3.2.3	Lagrange- und Hamilton-Funktion eines Teilchens im EMF	25
3.3	Elektromagnetische Wellen	25
3.4	Energie des elektromagnetischen Feldes	26
3.4.1	Strahlungsgrößen	27
3.5	Spezielle Relativitätstheorie	27
3.6	Relativistische Behandlung des elektromagnetischen Feldes	31
4	QUANTENMECHANIK	35
4.1	Freies Teilchen	36
4.2	Potentialtopf	37
4.3	Potentialstufe	38
4.4	Produktwellenfunktionen	39
4.5	Harmonischer Oszillator	40
4.6	Hilbert-Raum und Operatoren	42
4.6.1	Hilbert-Raum	42
4.6.2	Hermite'sche Operatoren	45
4.6.3	Kommutierende Operatoren	47
4.6.4	Leiteroperatoren	48
4.7	Unschärferelation	50
4.8	H-Atom	51
4.9	Drehimpuls	58
4.10	Spin	63
4.11	Störungstheorie	64
4.11.1	Zeitunabhängiger Fall	64
4.11.2	Spin-Bahn-Kopplung im H-Atom	68
4.11.3	Zeitabhängiger Fall	71
4.11.4	Übergänge im H-Atom	73
4.11.5	Relativistische Korrekturen im H-Atom	75
4.12	Mehrteilchensysteme	75

4.12.1	Molekülspektren	75
4.12.2	Chemische Reaktionen	76
5	STATISTISCHE PHYSIK	77
5.1	Mikrokanonisches Ensemble	79
5.2	Kanonisches und großkanonisches Ensemble	83
5.2.1	Thermodynamische Potentiale	85
5.3	Ideales Gas	88
5.4	Klassische Systeme	93
5.4.0.1	Maxwell-Verteilung	94
5.4.0.2	Kinetisches Gasmodell	96
5.4.1	Clausius-Clapeyron-Gleichung	98
5.4.2	Osmotischer Druck	100
5.4.3	Dampfdruck über einer Lösung	100
5.4.4	Boltzmann-Gleichung	102
5.5	Kapillarität	104
5.5.1	Kelvin-Gleichung	105
5.6	Photonengas	106
II	Herrschende Gleichungen	111
6	ZUSTAND DER ATMOSPHERE	113
6.1	Gasphase	113
6.2	Zweiter Kontinuumsübergang	113
6.2.1	Deskriptiver Informationsverlust	115
6.2.2	Forcings und Zeitableitungen	115
7	KONTINUITÄTSGLEICHUNGEN	117
7.1	Grundlagen	117
7.2	Spezifizierung der Quellterme	117
7.2.1	Kollisionen	118
7.2.2	Zerfälle	118
7.3	Phasenübergänge	118
7.3.1	Kondensation und Resublimation	119
7.3.2	Wachstum	119
7.3.3	Gefrieren und Schmelzen	119
7.4	Zusammenfassung	119
7.4.1	Umrechnung auf spezifische Größen	120
8	IMPULSGLEICHUNG	121
8.1	Scheinkräfte	123
8.2	Stress-Tensor	124
8.2.1	Inkompressibler Grenzfall	127
8.2.2	Dissipation	127
8.2.3	Thermodynamische Bedeutung der Reibung	128
8.2.4	Thermodynamische Bedeutung der Dissipation	130
8.3	Addition der Kräfte	131
8.4	Randbedingungen	132
9	ERSTER HAUPTSATZ IN DER ATMOSPHERE	135
9.1	Ideales einatomiges Gas	135
9.1.1	Erster Hauptsatz als Temperaturgleichung	135
9.1.2	Adiabate	136
9.1.3	Entropie als prognostische Variable	137
9.1.3.1	Potentielle Temperatur als prognostische Variable	140
9.2	Die isentrope trockene Atmosphäre	142
9.3	Weitere Formen des Ersten Hauptsatzes in der Atmosphäre	143
9.3.1	Druck als prognostische Variable	143
9.3.2	Exner-Druck als prognostische Variable	143
9.4	Ideales Gasgemisch mit homogener Zusammensetzung	145
9.5	Ideales Gasgemisch mit variabler Zusammensetzung	145
9.5.1	Beispiel: feuchte Luft	145
9.6	Thermodynamische Bedeutung der Wärmeleitung	147
9.7	Kondensate	147
10	ANWENDUNG DES HAMILTON-FORMALISMUS AUF DIE ATMOSPHERE	149
10.1	Reversible trockene Atmosphäre	149
10.1.1	Semi-prognostische Variable	155

10.1.1.1	Energieerhaltung aus Poisson-Klammer-Perspektive	155
10.1.2	Potentielle Temperatur als prognostische Variable	155
10.1.3	Entropiedichte als prognostische Variable	156
10.2	Irreversible trockene Atmosphäre	157
10.3	Heterogene Atmosphäre	158
10.3.1	Kondensate	158
10.4	Ankopplung an das Strahlungsfeld	158
11	KONKRETISIERUNG DER WÄRMEFLÜSSE	159
11.1	Wärmeleitung	159
11.2	Phasenübergangswärme	159
11.3	Wärmeübergang	160
11.4	Dissipation	160
11.5	Strahlungsübertragungsgleichung	160
11.6	Randbedingungen	162
11.7	Zusammenstellung der herrschenden Gleichungen	163
III	Dynamik	165
12	GENERALISIERTE VERTIKALKOORDINATEN	167
12.1	p-System	168
12.2	θ -System	168
12.3	σ_z -System	169
12.4	σ_p -System	169
13	WICHTIGE APPROXIMATIONEN	171
13.1	Allgemeines	171
13.1.1	Filterung	171
13.1.2	Dimensionslose Kennzahlen	171
13.2	Spherical geopotential approximation	171
13.3	Shallow atmosphere	172
13.3.1	Modifizierter Coriolis-Parameter	174
13.4	Pseudo-inkompressible Approximation	175
13.5	Anelastische Approximation	176
13.5.1	Horizontale Impulsgleichung	177
13.5.2	Vertikale Impulsgleichung	177
13.5.3	Temperaturgleichung	178
13.5.4	Kontinuitätsgleichung	178
13.5.5	Zusammenstellung	178
13.6	Boussinesq-Approximation	179
13.6.1	Impulsgleichung	180
13.6.2	Temperaturgleichung	182
13.7	Hydrostatik	183
13.7.1	Kontinuitätsgleichung	184
13.7.2	Horizontale Impulsgleichung	185
13.7.3	Temperaturgleichung	185
13.7.4	Zusammenfassung	186
13.7.5	Hydrostatischer Hintergrundzustand	187
13.8	Barotropie	188
13.8.1	Flachwassergleichungen	188
13.8.1.1	Linearisierung	189
13.9	Entwicklungen des Coriolis-Parameters in ebener Geometrie	189
13.9.1	f-Ebene	190
13.9.2	β -Ebene	190
13.10	Gleichgewichtswinde	190
13.10.1	Geostrophie	190
13.10.2	Gradientenwind	192
13.10.3	Reibungswind	193
13.10.4	Euler-Wind	193
13.10.5	Zyklostrophischer Wind	193
13.11	Quasigeostrophie	194
13.12	Semigeostrophie	196
14	INTEGRALRELATIONEN EINER EINPHASIGEN ATMOSPHÄRE	199
14.1	Impuls und Drehimpuls	199
14.2	Entropie	199

14.3	Energie	199
14.3.1	Gesamtenergie	199
14.3.2	Energieformen	201
14.4	APE	202
14.4.1	Energieformen in einer hydrostatischen Atmosphäre	202
14.4.2	Definition und Eigenschaften der APE	203
14.4.3	Abschätzung	206
15	VORTICITY UND DIVERGENZ	207
15.1	Vorticity	208
15.1.1	Scherungs- und Krümmungsvorticity	209
15.1.2	Zirkulationssatz	210
15.1.3	Vorticitygleichung	211
15.1.3.1	Formulierung in geographischen Koordinaten	211
15.1.3.2	Interpretation der Terme	212
15.1.3.3	Barotrope Vorticitygleichung	213
15.1.3.4	Vorticitygleichung im p-System	214
15.1.3.5	Formulierung in geographischen Koordinaten	215
15.1.3.6	Barotrope Vorticitygleichung im p-System	215
15.1.4	Helizität	217
15.1.5	Enstrophie	218
15.2	Divergenz	218
15.2.1	Geschwindigkeits- und Richtungsdivergenz	219
15.2.2	Divergenzgleichung	219
15.2.2.1	Divergenzgleichung im p-System	220
15.2.2.2	Balancegleichung	220
15.3	Potentielle Vorticity	221
15.3.1	Ertel'scher Wirbelsatz	221
15.3.2	Definition und Eigenschaften der PV	222
15.3.3	Inkompressible potentielle Vorticity	223
16	WELLEN UND INSTABILITÄTEN	225
16.1	Kinematik	225
16.2	Kategorisierung von Wellen in Geofluiden	227
16.3	Begründung der Linearisierung	227
16.3.1	Beispiel: Schallwellen	228
16.3.1.1	Entropie-Form des Druckgradienten	229
16.4	Kapillarwellen	230
16.5	Barotrope Wellen	230
16.5.1	Inertialwellen	230
16.5.2	Wasseroberflächenwellen	231
16.5.2.1	Stokes-Drift	232
16.5.3	Poincaré-Wellen	233
16.5.4	Kelvin-Wellen	235
16.5.4.1	Äquatoriale Kelvin-Wellen	236
16.5.5	Rossby-Haurwitz-Moden	238
16.5.6	Barotrope Rossby-Wellen	240
16.5.6.1	Anschauliches Verständnis	240
16.5.7	Ozeanische Tide	241
16.5.7.1	Anschauliches Verständnis	243
16.6	Barokline Wellen	244
16.6.1	Vertikale Moden	244
16.6.2	Schwerewellen	245
16.6.2.1	Grenzfälle	249
16.6.2.2	Hydrostatische Schwerewellen	251
16.6.2.3	Gruppengeschwindigkeit	251
16.6.2.4	Amplitudenverhalten	252
16.6.2.5	Leewellen	252
16.6.3	Rossby-Wellen	253
16.6.4	Eigenschwingungen einer hydrostatischen Atmosphäre	257
16.6.4.1	Atmosphärische Tide	258
16.7	Instabilitäten	259
16.7.1	Schichtungsinstabilität	259
16.7.1.1	Aquivalentpotentielle Temperatur	263
16.7.1.2	Reversibeläquivalentpotentielle Temperatur	263
16.7.1.3	CAPE	263
16.7.2	Kelvin-Helmholtz-Instabilität	264
16.7.2.1	In diskreter Schichtung	264
16.7.2.2	In kontinuierlicher Schichtung	267
16.7.3	Barotrope Instabilität	271

16.7.4	Barokline Instabilität	272
17	TURBULENZ	275
17.1	Grundlagen	275
17.1.1	Turbulente Dissipation	276
17.1.2	Konkrete Mittelungsoperatoren	276
17.1.2.1	Gleitendes Zeitmittel	276
17.1.2.2	Hesselberg-Mittel	277
17.1.2.3	Tiefpass	277
17.2	Mischungswegansatz	278
17.2.1	Planetarische Grenzschicht	278
17.2.1.1	Reibungsgeschwindigkeit	279
17.2.1.2	Stabile oder labile Schichtung	279
17.3	Ekman-Transport	280
17.3.1	Bedeutung der Eddy-Viskosität	283
17.3.2	Monin-Obukhov-Länge	284
17.3.3	Spin-down	284
17.4	Isotrope Turbulenz	285
17.4.1	Spektralform der Navier-Stokes-Gleichungen	285
17.4.2	Energie-Transfer-Funktion	287
17.4.2.1	Isotrope Form	288
17.4.3	Heisenberg-Ansatz	289
17.4.4	Energiespektrum	290
17.4.5	Definitionen und Approximationen	292
17.5	Klassisches Smagorinsky-Modell	293
17.6	Turbulente kinetische Energie	295
17.7	Geostrophische Turbulenz	297
17.8	Energiekaskade	297
17.9	Parametrisierungen	297
17.9.1	Skalare Advektion	297
17.9.2	Impulsadvektion	298
17.9.3	Phasenübergänge	298
17.9.4	Konvektion	300
17.10	Flusswiderstände	300
17.10.1	Verdunstungsraten	300
IV	Anwendungen der Dynamik	303
18	EXTRATROPISCHE DYNAMIK	305
18.1	Zyklogenese	305
18.1.1	Tendenzgleichung	305
18.1.2	ω -Gleichung	307
18.2	Frontogenese	307
18.2.1	Quasigeostrophische Frontogenese	307
18.2.2	Semigeostrophische Frontogenese	307
18.3	PV-Denken	307
19	KLIMATOLOGIE DER ATMOSPÄRE	309
19.1	Hadley-Zirkulation	309
19.1.1	Entropieperspektive	311
19.1.2	Die Atmosphäre als Wärmekraftmaschine	311
19.2	Zonal gemittelte Gleichungen	311
19.2.1	Lineare Flachwassergleichungen	311
19.2.2	Nichtlineare Flachwassergleichungen	312
19.2.3	Quasigeostrophie	313
19.2.4	Semigeostrophie	313
20	TROPISCHE DYNAMIK	315
20.1	Skalenanalyse	315
20.2	Zyklogenese	315
21	OZEANZIRKULATION	317
21.1	Windgetriebene Zirkulation	317
21.2	Thermohaline Zirkulation	320
21.3	Ozeanmodelle	320
21.4	Seegangsvorhersage	320
21.4.1	Prognostische Variablen	320

21.4.2	Wave action equation	321
21.4.3	Diagnostische Variablen	322
21.4.3.1	Signifikante Wellenhöhe	322
21.4.3.2	Mittlere Wellenrichtung	322
21.4.3.3	Mittlere Wellenlänge	322
21.4.3.4	Mittlere Wellenperiode	322
21.4.4	Seegangsvorhersagemodelle	322
V	Strahlung und Wolkenmikrophysik	323
22	STRAHLUNGSTRANSPORT	325
22.1	Einfache Modelle	325
22.1.1	Planet ohne Atmosphäre	325
22.1.2	Ein-Schicht-Atmosphäre	325
22.2	Rückkopplungen	326
22.2.1	Temperatur-Strahlungs-Rückkopplung	326
22.2.2	Temperatur-Eis-Albedo-Rückkopplung	327
22.3	Berechnung der Streu- und Absorptionskoeffizienten	327
22.3.1	Effektiver Radius	327
22.4	Approximationen	329
22.4.1	Plan-parallele Atmosphäre	329
22.4.2	Horizontale Entkopplung	329
22.5	Strahlungsbilanz	329
22.6	Atmosphärische Optik	329
23	WOLKENMIKROPHYSIK	331
23.1	Köhler-Gleichung	331
23.2	Zirkulation um Kondensate	332
23.2.1	Laminare Umströmung	332
23.2.2	Turbulente Umströmung	339
23.2.3	Zusammengesetzte Formel für die Fallgeschwindigkeit	339
23.3	Wachstum von Kondensaten	340
23.3.1	Größenverteilung von Regentropfen	340
23.3.1.1	Anwendung auf Schnee	341
23.3.1.2	Anwendung auf Graupel und Hagel	341
23.3.2	Autokonversion	342
23.3.2.1	Bergeron-Findeisen-Prozess	342
23.3.3	Diffusion	342
23.3.3.1	Ventilationskoeffizient	344
23.3.3.2	Integration übers Spektrum	344
23.3.3.3	Anwendung auf Regen	345
23.3.3.4	Anwendung auf Schnee	345
23.3.3.5	Anwendung auf Graupel	345
23.3.4	Akkretion	345
23.3.4.1	Anwendung auf Regen	346
23.3.4.2	Anwendung auf Schnee	347
23.3.4.3	Anwendung auf Graupel	348
23.4	Phasenübergänge von Niederschlag	348
23.4.1	Gefrieren von Regentropfen	348
23.4.2	Schmelzen von festem Niederschlag	349
23.4.2.1	Anwendung auf Schnee	350
23.4.2.2	Anwendung auf Graupel	350
VI	Numerik	351
24	GRUNDKONZEPTE DER NUMERIK	353
24.1	Grundbegriffe von Diskretisierungen	353
24.2	Finite Differenzen	353
24.3	Ebene Spektralmethode	354
24.4	Sphärische Spektralmethode	354
25	ZEITSCHRITTVERFAHREN	357
25.1	Rein explizite Verfahren	357
25.1.1	Explizites Euler-Verfahren	357
25.1.1.1	First-order-upwind-Verfahren	358

25.1.2	Leapfrog-Verfahren	359
25.1.3	Allgemeine Multischritt-Verfahren	360
25.1.4	Runge-Kutta-Verfahren	360
25.1.4.1	Linearer Fall	360
25.1.4.2	Nichtlinearer Fall	360
25.2	Verfahren mit impliziten Anteilen	361
25.2.1	Implizites Euler-Verfahren	361
25.2.2	Crank-Nicolson-Verfahren	361
25.3	Mischung von Zeitschrittverfahren	362
25.4	Aspekte partieller Differenzialgleichungen	363
25.4.1	Forward-backward-Verfahren	363
25.5	Energetische Selbstkonsistenz im idealen Gas	363
25.5.1	Advektion von Impuls	363
25.5.1.1	Advektion kinetischer Energie	363
25.5.1.2	Generalisierte Coriolis-Terme	364
25.5.1.3	Zeitentwicklung der inneren Energie	364
26	AUSWAHL EINER ZUKUNFTSFÄHIGEN HORIZONTALEN DISKRETISIERUNG	367
26.1	Aus dem CFL-Kriterium folgende Beschränkungen	367
26.1.1	Platonische Körper	367
26.1.2	Grid imprinting	368
26.2	Aus Rotationssymmetrie folgende Beschränkungen	368
26.3	Ausschluss spektraler Formulierungen	368
26.4	Arakawa-Gitter	368
26.4.1	A-Gitter	369
26.4.2	C-Gitter	370
26.5	Skalare Erhaltungseigenschaften auf dem C-Gitter	372
26.6	Gradientenfelder auf dem C-Gitter	373
26.7	Skalarprodukt auf dem C-Gitter	374
26.7.1	Eindimensionaler Fall	374
26.7.2	Dreidimensionaler rechteckiger Fall	374
26.7.3	Zweidimensionales orthogonales Gitter	375
26.7.4	Dreidimensionales orthogonales Gitter (shallow)	375
26.7.5	Dreidimensionales orthogonales Gitter (deep)	376
26.8	Festlegung auf das C-Gitter	377
26.8.1	Folgerungen	377
26.9	Das Problem des Verhältnisses der Freiheitsgrade	377
26.9.1	Folgerungen	377
26.10	Ausschluss viereckiger Gitter	378
26.11	Festlegung auf das sechseckige Ikosaedergitter	378
27	PROBLEME EINES DREIELEMENTIGEN ERZEUGENDENSYSTEMS EINER ZWEIDIMENSIONALEN MENGE	379
27.1	Differenzialoperatoren	379
27.2	Hauptsatz der Vektoranalysis	383
27.3	Dispersionsrelation	384
27.4	Thuburn-Mittelung	388
27.4.1	Anforderungen	388
27.4.2	Folgerungen für die Helmholtz-Aufteilung	389
27.4.3	Herleitung des Mittelungsoperators	390
27.4.4	Folgerungen für die Dispersionsrelation	392
27.5	Checkerboard-Pattern	393
27.5.1	Gründe	393
27.5.2	Eliminierung	394
27.6	Folgerungen	395
27.6.1	Formulierung der Rotation	395
27.6.2	Eine weitere Perspektive auf die Überlegenheit des sechseckigen Gitters gegenüber dem dreieckigen	397
28	VORTICITYFLUSS AUF DEM HEXAGONALEN C-GITTER	399
28.1	Reguläres Gitter	400
28.2	Deformiertes Gitter	401
28.2.1	Coriolisbeschleunigung	401
28.2.1.1	Homogener Coriolisparameter	401
28.2.1.2	Inhomogener Coriolisparameter	401
28.2.2	Verwendung der vollständigen Vorticity	401
28.2.2.1	Modifikation zur Einhaltung der Thuburn-Bedingung	401
29	IMPULSDIFFUSION UND DISSIPATION AUF DEM HEXAGONALEN C-GITTER	403

29.1 Reguläres Gitter 403

29.1.1 Modifikation zur Einhaltung der Thuburn-Bedingung 405

29.2 Deformiertes Gitter 406

29.2.0.1 Berechnung der Geschwindigkeitsgradienten 406

29.3 Dreidimensionale Erweiterung 406

29.4 Dissipation 406

30 STRAHLUNGSTRANSPORTALGORITHMEN 407

31 DATENASSIMILATION 409

31.1 Objective analysis 409

31.2 Optimum interpolation 409

31.2.1 Eine Beobachtung 409

31.2.1.1 Ein Modellfreiheitsgrad 409

31.2.1.2 Mehrere Modellfreiheitsgrade 411

31.2.2 Beliebige Anzahl von Beobachtungen 412

31.2.3 Sonderprobleme bei der Behandlung des Windfeldes 414

31.2.4 Berücksichtigung von Hydrostatik 414

31.3 3D-Var 414

31.3.1 Iteratives Lösungsverfahren 415

31.3.2 Äußere und innere Schleife 415

31.3.2.1 Die äußere Schleife 415

31.3.2.2 Die innere Schleife 415

31.3.3 Weak constraints 415

31.3.3.1 Balancegleichung 415

31.4 4D-Var 415

31.4.1 Äußere und innere Schleife 416

31.4.1.1 Die äußere Schleife 416

31.4.1.2 Die innere Schleife 416

31.5 Interpolation eines anderen Modells 416

32 MACHINE LEARNING 417

VII Entwicklung eines dynamischen Kerns 419

33 KINEMATIK 421

33.1 Horizontales Gitter 421

33.1.1 Konstanten des hexagonalen Gitters 421

33.1.2 Gittergenerierung auf der Einheitskugel 422

33.1.3 Gitteroptimierung 422

33.2 Vertikales Gitter 422

33.2.1 Funktionaldeterminante einer generalisierten Vertikalkoordinate 423

33.2.2 SLEVE 424

33.2.3 Alternative zu geländefolgenden Koordinaten 424

33.3 Felder 424

33.3.1 Nomenklatur 424

33.3.2 Ausgezeichnete Punkte 424

33.3.3 Arten von Feldern 425

33.3.4 Slope 425

33.4 Mittelungsoperatoren 426

33.4.1 Rekonstruktion der horizontalen kovarianten Maßzahl 426

33.4.1.1 Shallow atmosphere 426

33.4.1.2 Deep atmosphere 427

33.4.2 Skalarprodukt auf dem C-Gitter in geländefolgenden Koordinaten 427

33.4.2.1 Shallow atmosphere 427

33.4.2.2 Deep atmosphere 427

33.4.3 Rekonstruktion der vertikalen kontravarianten Maßzahl 428

33.4.3.1 Shallow atmosphere 428

33.4.3.2 Deep atmosphere 429

33.4.4 Divergenz in geländefolgenden Koordinaten 429

33.4.4.1 Shallow atmosphere 429

33.4.4.2 Deep atmosphere 430

33.5 Ellipsoidische Modifikation des Gitters 431

34 REVERSIBLE DYNAMIK 433

34.1 Prognostische Variablen und Gleichungen 433

34.2 Diskretisierung der Poisson-Klammern 433

34.2.1 Diskretisierung von Funktionalableitungen 434

34.2.1.1	Shallow atmosphere	435
34.2.1.2	Deep atmosphere	436
34.2.2	Gradient auf dem C-Gitter in geländefolgenden Koordinaten	437
34.2.2.1	Shallow atmosphere	437
34.2.2.2	Deep atmosphere	439
34.2.3	Dreidimensionale Erweiterung der Helizitätsklammer	440
34.2.4	Überprüfung der Energieerhaltung	441
34.2.4.1	Aufnahme eines hydrostatischen Hintergrundzustandes	442
34.3	Randbedingungen	442
34.3.1	Obere Randbedingung	442
34.3.2	Untere Randbedingung	443
34.4	Möglichkeiten zur Erhöhung der Ordnung	443
34.4.1	Tracer-Advektion höherer Ordnung	443
34.4.1.1	Eindimensionaler Fluss	443
34.4.1.2	Zweidimensionaler Fluss	444
34.4.1.3	Besonderheiten auf dem hexagonalen Gitter	444
34.5	HEVI-Verfahren	446
34.5.1	Split-explicit-Techniken	446
34.5.2	Modifikationen zur Stabilisierung	447
34.5.2.1	Behandlung vertikal propagierender Wellen	447
34.5.2.2	Horizontales Forward-backward-Verfahren	452
34.5.3	Performancevergleich verschiedener HEVI-Verfahren	452
34.5.4	Festlegung auf ein Predictor-Corrector-Verfahren	453
34.5.4.1	Konstanthalten des horizontalen Druckgradienten	453
34.5.5	Zusammenfassung	453
34.6	Regionale Version	453
34.6.1	Verallgemeinerung auf ein Länge-Breite-Gitter	453
34.6.2	Nesting	453
35	IRREVERSIBLE DYNAMIK	455
35.1	Grundüberlegungen über Turbulenz-Parametrisierungen	455
35.2	Impulsdiffusion	456
35.2.1	Hyperdiffusion	456
35.3	TKE als prognostische Variable	457
35.3.1	Schließung 1,5-ter Ordnung	458
35.3.2	Konvektionsparametrisierung	459
35.4	Dissipation	460
35.5	Obere Randbedingung	460
36	WASSERDAMPF UND KONDENSATE	461
36.1	Vertikale Advektion einer Massendichte	461
36.2	Limiter	463
36.3	Diskretisierung von Kondensation und Resublimation	463
36.4	Parametrisierungen von Phasenübergängen	464
36.5	Vier-Kondensate-Schema	466
36.5.1	Größenspektren	466
36.5.2	Fallgeschwindigkeiten	466
36.5.2.1	Massengewichtete Fallgeschwindigkeiten	467
36.5.3	Entstehung von Niederschlag	467
36.5.3.1	Warmer Regen	467
36.5.3.2	Schnee	467
36.5.3.3	Graupel	467
36.6	Fünf-Kondensate-Schema	467
36.7	Weiterführende Wolken-Mikrophysik-Schemata	468
37	PLANETARISCHE GRENZSCHICHT	469
37.1	Berechnung der Monin-Obukhov-Länge	469
38	SOIL-PARAMETRISIERUNGEN	471
38.1	Wärmeleitung	471
39	WEITERFÜHRENDE ASPEKTE	473
39.1	Ankopplung an ein Strahlungstransportmodell	473
39.2	Verbleibende Approximationen	473
39.3	Post-processing	473
39.3.1	2-m-Temperatur	473
39.3.2	10-m-Wind	474
39.3.3	Gesamtbedeckungsgrad	475

39.4 Tuning 475

39.4.1 Horizontale Diffusionskoeffizienten 476

39.4.2 Vertikaler Diffusionskoeffizient 476

39.4.3 Maximales spezifisches Wolkenwasser 476

VIII Anhang 477

A HERLEITUNGEN EINIGER MATHEMATISCHER FORMELN 479

A.1 Quadratische Ergänzung 479

A.2 Summen und Reihen 479

A.3 Kombinatorik 480

A.4 Determinanten 482

A.5 Grundfunktionen 482

A.6 Deltadistribution 486

A.7 Integralformeln 486

A.7.1 Partielle Integration 486

A.7.2 Substitutionsregel 486

A.7.3 Trennung der Variablen 486

A.7.4 Leibniz-Regel 487

A.7.5 Weitere Formeln 488

A.7.6 Funktionalableitungen 490

A.8 Vektorräume 490

A.8.1 Vektorprodukt 492

B VEKTORANALYSIS 495

B.1 Mehrdimensionale Ableitungen 495

B.1.1 Krümmungsradius 496

B.1.2 Rechenregeln für Differenzialoperatoren 498

B.2 Differenzialoperatoren unter Koordinatentransformationen 501

B.2.1 Kugelkoordinaten 502

B.2.1.1 Transformation auf geographische Koordinaten 507

B.3 Mehrdimensionale Integralrechnung 509

B.3.1 Transporttheorem 511

C ORTHOGONALE FUNKTIONENSYSTEME 513

C.1 Komplexe Exponentialfunktionen 513

C.1.1 Faltungstheorem 516

C.2 Legendre-Polynome 517

C.3 Hermite-Polynome 525

C.4 Laguerre-Polynome 527

C.5 Kugelflächenfunktionen 529

C.5.1 Produkte 532

C.5.2 Transformation auf geographische Koordinaten 532

D GEODÄSIE 535

D.1 Konvention über Koordinatensysteme 535

D.1.1 Ruhende Koordinaten 535

D.1.2 Globale Koordinaten 535

D.1.3 Geographische Koordinaten 535

D.2 Sphärische Geometrie 535

D.2.1 Geodäten 535

D.2.2 Vertikale Flächen 537

D.2.3 Volumina 537

D.2.4 Sphärische Dreiecke 537

D.2.5 Sphärische Voronoi-Gitter 537

D.3 Schwerefeld der Erde 537

D.3.1 Eigenschaften von Ellipsen und Ellipsoiden 537

D.3.2 Schwerefeld eines Ellipsoides 538

D.3.3 Forderungen an nicht-kugelförmige Koordinaten 551

D.3.4 Ellipsoidische Approximation des Schwerefeldes 552

D.3.5 Senkrechte Trajektorien 558

D.4 GREAT-Koordinaten 560

D.4.1 Vertikalkoordinate 560

D.4.2 Zonale Koordinate 560

D.4.3 Meridionale Koordinate 560

D.4.4 Metrischer Tensor 560

D.4.5 Transformation von GREAT-Koordinaten in globale Koordinaten 564

D.4.6 Transformation von globalen Koordinaten in GREAT-Koordinaten 565

D.5 Ellipsoidische Geometrie 567

D.5.1	Ellipsoidische Geodäten	567
D.5.2	Ellipsoidische Dreiecke	567
D.5.3	Ellipsoidische Voronoi-Gitter	567

1 EINLEITUNG

Es existieren viele gute Lehrbücher zu den unterschiedlichen Bereichen der Meteorologie, insbesondere in der Dynamik ist die Menge an Literatur groß und ständig wachsend. Aber auch in der Wolkenphysik und Strahlung gibt es umfangreiche Standardwerke und eine gewisse Anzahl inhaltlich etwas ausgedünnter, dafür aber didaktisch aufbereiteter Bücher. Wie es für Lehrbücher typisch ist, werden in ihnen jedoch manche Herleitungen, genau wie in vielen Vorlesungen, vereinfacht oder zumindest verkürzt dargestellt. Beim theoretisch interessierten Leser oder Hörer kann dies dazu führen, dass ein Gefühl eines gewissen Zweifels an der Korrektheit der Theorie zurückbleibt. Darüber hinaus existieren zahlreiche unterschiedliche Notationen der Größen, sodass eine Literaturrecherche, beispielsweise zu Herleitungen und Voraussetzungen gewisser Konzepte, gelegentlich keine Klarheit bringt. Diese Lücke soll mit diesem Buch geschlossen werden. Es ist weder als ein reines Lehrbuch zu verstehen, denn in einem solchen wären die sprachlichen Erläuterungen wohl etwas weniger kondensiert ausgefallen; andererseits ist es auch keine reine Formelsammlung, denn eine solche enthielte keine Herleitungen.

Der Leser soll Antworten finden auf Fragen wie

- Wie kommt man auf die verschiedenen Formen der Divergenzgleichung im p-System?
- Unter welchen Voraussetzungen ist die quasigeostrophische Theorie eine geeignete Näherung?

und wird eine mathematisch (zumindest für einen Physiker) rigorose, aber keine didaktisch heruntergebrochene Vorstellung der Inhalte vorfinden; alle Voraussetzungen und Beschränkungen eines Konzepts werden klar als solche benannt. Die Herleitungen sind so kleinschrittig, dass für einen in der gymnasialen Schulmathematik souveränen Leser Nebenrechnungen nicht nötig sein sollten.

Abgedeckt werden Dynamik, Strahlung, Wolkenmikrophysik und Numerik. In Teil I werden diejenigen physikalischen Grundlagen zusammengestellt, welche für das Verständnis der Atmosphäre wichtig sind. In Teil II wird versucht, ein Gleichungssystem zusammenzustellen, welches alle Prozesse in der Atmosphäre beschreibt. Anschließend werden die gesammelten Grundkenntnisse auf konkrete Teilbereiche atmosphärischer Theorie angewandt. In Teil III werden theoretische Werkzeuge für die Behandlung von Luftströmungen einer Planetenatmosphäre zurechtgelegt, was man als *Dynamik* bezeichnet. Im darauffolgenden Teil IV wird diese Theorie auf konkrete atmosphärische und auch ozeanische Probleme angewandt. In Abgrenzung hierzu geht es in Teil V um die darüber hinausgehenden Bereiche Strahlung und Wolkenmikrophysik. *Numerische Probleme* werden im sechsten Teil behandelt. Im siebten Teil wird ein *dynamischer Kern* entwickelt. Im Anhang werden mathematische Grundlagen abgearbeitet.

Als Einheitensystem wird das SI-System verwendet.

1.1 Wichtige Literatur

Folgende Bücher sind maßgeblich in den unterschiedlichen Bereichen:

- mathematische Formelsammlung: *Abramowitz et al.* [1]
- Kanon der Theoretischen Physik: z. B. *Fließbach* [10], [9], [11], [12]
- Strömungsmechanik: *Kundu* [22]
- Strahlungstransport: *Chandrasekhar* [6]
- Wolkenmikrophysik: *Pruppacher und Klett* [21]
- Wasseroberflächenwellen: *Massel* [27]

1.2 Skalen

Das Wort *Skalen* bezeichnet Größenordnungen. Ziel der Skalenanalyse ist es, Gleichungen zu vereinfachen. Unterschiedliche Skalen sind durch unterschiedliche Phänomene charakterisiert, die sich typischerweise auf ihnen abspielen. Tab. 1.3 liefert einen Überblick über in der Meteorologie typischerweise verwendete Zeit- und Längenskalen, deren Bezeichnungen und typischen Erscheinungen. In Tabelle 1.3 sind einige wichtige Größen der synoptischen Skala aufgelistet.

Symbol / Bezeichnung	Bedeutung	evtl. Wert
k_B	Boltzmann-Konstante	$1,380649 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$ [29]
N_A	Avogadro-Konstante	$6,0221409 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1} = 1$ [29]
$R = k_B \cdot N_A$	universelle Gaskonstante	$8,314463 \text{ Jmol}^{-1}\text{K}^{-1}$
R_s	spezifische Gaskonstante	
$c^{(p)}$	isobare spezifische Wärmekapazität	
$c^{(V)}$	isochore spezifische Wärmekapazität	
Index d	Bezug auf trockene Luft	
Index v	Bezug auf Wasserdampf	
Index g	Bezug auf den gasförmigen Anteil der Luft	
M_d	molare Masse trockener Luft	$0,028964420 \text{ kg/mol}$ [23]
M_v	molare Masse von Wasser	$0,01801527 \text{ kg/mol}$ [32]
ω	Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation	$7,292115 \cdot 10^{-5} \text{ 1/s}$ [28]
a	Erdradius am Äquator	$6378137,0 \text{ m}$ [20]
$1/\tilde{f}$	Abplattung	$298,257223563$ [20]
β	<i>Obliquität</i> der Erdachse	$23,439279^\circ$ [28]
S_o	Solarkonstante	1361 W/m^2 [2]
Ω	Winkelgeschwindigkeit der Erdrevolution	$1,99099 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ [2]
M	Masse der Erde	$5,9723 \cdot 10^{24} \text{ kg}$ [2]
spezifisch	pro Masse	

Tabelle 1.1: Symbole mit gleichbleibender Bedeutung, solange dies nicht am jeweiligen Ort anders definiert wird.

Bezeichnung	alternative Bezeichnung	Längenskala / m	Zeitskala / s	typische Phänomene
synoptische Skala	große Skala	$> 1 \cdot 10^6$	$> 1 \cdot 10^5$	Rossby-Wellen, extratropische Tiefdruckgebiete
Meso- α -Skala		$2 \cdot 10^5 -$ $2 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^4 -$ $2 \cdot 10^5$	tropische Zyklonen, Fronten
Meso- β -Skala		$2 \cdot 10^4 -$ $2 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^3 -$ $2 \cdot 10^4$	Land-Seewind- Zirkulation
Meso- γ -Skala	Sturmskala, konvektive Skala	$2 \cdot 10^3 - 2 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^2 - 2 \cdot 10^3$	Konvektion, Leewellen, Kelvin-Helmholtz- Instabilität
Mikroskala		$2 \cdot 10^{-3} - 2 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^{-4} -$ $2 \cdot 10^2$	Turbulenz, Umströmung von Häusern und Bäumen etc.
molekulare Skala		$< 2 \cdot 10^{-3}$	$< 2 \cdot 10^{-4}$	Impuls- und Stoffdiffusion, Strahlung

Tabelle 1.2: Definitionen typischer Skalen in der Meteorologie. Natürlich sind diese Längen und Zeiten nicht technisch zu verstehen und die aufgeführten Phänomene können in den meisten Fällen auch auf den jeweils be-
nachbarten Skalen auftreten.

Größe	Größenordnung
synoptische Längenskala L	10^6 m
Horizontalwind u, v	10^1 ms $^{-1}$
Vertikalwind w	10^{-2} ms $^{-1}$
Schwere g	10^1 ms $^{-2}$
charakteristische Höhe H	10^4 m
Zeitskala $T = L/u$	10^5 s
Erdradius a	10^7 m
Dichte ρ	10^0 kgm $^{-3}$
Coriolis-Parameter f	10^{-4} s $^{-1}$
horizontale Druckschwankung δp	10^3 Pa
vertikale Druckschwankung δp	10^5 Pa
Rossby-Parameter β	10^{-11} m $^{-1}$ s $^{-1}$
relative Vorticity ζ	10^{-5} s $^{-1}$
Horizontaldivergenz δ	10^{-5} s $^{-1}$
p –Vertikalgeschwindigkeit ω	10^{-1} Pas $^{-1}$

Tabelle 1.3: Größenordnungen der synoptischen Skala, vgl. [18].

Abk.	Aussprache	Bedeutung
P	peta	10^{15}
T	tera	10^{12}
G	giga	10^9
M	mega	10^6
k	kilo	10^3
h	hekto	10^2
da	deka	10^1
d	dezi	10^{-1}
c	zenti	10^{-2}
m	milli	10^{-3}
μ	mikro	10^{-6}
n	nano	10^{-9}
p	piko	10^{-12}
f	femto	10^{-15}
a	atto	10^{-18}

Tabelle 1.4: Dezimale Vorsilben.

Teil I

Physikalische Grundlagen

2 KLASSISCHE MECHANIK

Die klassische Mechanik behandelt Massenpunkte, also Massen ohne räumliche Ausdehnung, die sich mit Geschwindigkeiten $\ll c$ bewegen (Übergang zur Relativitätstheorie) und nicht zu leicht sind (Übergang zur Quantenmechanik).

2.1 Newton'sche Mechanik

Die klassische Mechanik baut auf Newtons Axiomen auf [10]. Das wichtigste Axiom ist das *Zweite Newton'sche Axiom*:

Sei eine Punktmasse m mit Impuls $\mathbf{p}$ gegeben, auf die die Kraft $\mathbf{F}$ wirkt, dann gilt

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \mathbf{F}. \quad (2.1)$$

Der Impuls ist dabei definiert durch

$$\mathbf{p} := m \frac{d\mathbf{r}}{dt}, \quad (2.2)$$

wobei $\mathbf{r} = \mathbf{r}(t)$ die Bahnkurve des Massenpunktes ist. Das Erste Axiom ist ein Spezialfall des zweiten und somit unbedeutend. Das Dritte Newton'sche Axiom lautet:

Seien zwei Massen m_1 und m_2 gegeben. Seien $\mathbf{F}_1$ und $\mathbf{F}_2$ die Kräfte auf die Massen aufgrund der paarweisen Wechselwirkung (WW). Dann gilt

$$\mathbf{F}_1 = -\mathbf{F}_2. \quad (2.3)$$

Um die Theorie zu vervollständigen, führt man weiterhin zwei *Zusätze* zu den Newton'schen Axiomen ein. Zunächst legt man fest, dass, wenn $N \geq 1$ Kräfte $\mathbf{F}_j$ auf einen Massenpunkt wirken, in Glg. (2.1) die Summe dieser Kräfte einzusetzen ist:

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = \sum_{j=1}^N \mathbf{F}_j \quad (2.4)$$

Darüber hinaus geht man davon aus, dass die Kraft $\mathbf{F}_1$ parallel zur Verbindungslinie $\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ ist:

$$\mathbf{F}_1 \parallel \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2 \quad (2.5)$$

Seien zwei Punktmassen m_1, m_2 an den Orten $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ gegeben. Man definiert den *Schwerpunkt* $\mathbf{R}$ durch

$$\mathbf{R} := \frac{m_1 \mathbf{r}_1 + m_2 \mathbf{r}_2}{M} \quad (2.6)$$

mit der Gesamtmasse

$$M := m_1 + m_2. \quad (2.7)$$

Für die Beschleunigung des Schwerpunktes gilt nach dem Zweiten Newton'schen Axiom

$$\frac{d^2 \mathbf{R}}{dt^2} = \frac{m_1 \frac{d^2 \mathbf{r}_1}{dt^2} + m_2 \frac{d^2 \mathbf{r}_2}{dt^2}}{M} = \frac{1}{M} (\mathbf{F}_1 + \mathbf{F}_2), \quad (2.8)$$

wobei $\mathbf{F}_1$ die auf m_1 wirkende und $\mathbf{F}_2$ die auf m_2 wirkende Gesamtkraft darstellt. Diese kann man jeweils aufteilen in eine interne und in eine externe Kraft:

$$\mathbf{F}_1 = \mathbf{F}_1^{(\text{int})} + \mathbf{F}_1^{(\text{ext})}, \quad \mathbf{F}_2 = \mathbf{F}_2^{(\text{int})} + \mathbf{F}_2^{(\text{ext})} \quad (2.9)$$

Die interne Kraft entsteht dabei durch Wechselwirkungen innerhalb des Systems. Aufgrund des Dritten Newton'schen Axioms gilt

$$\mathbf{F}_1^{(\text{int})} = -\mathbf{F}_2^{(\text{int})}. \quad (2.10)$$

Man erhält also

$$\frac{d^2 \mathbf{R}}{dt^2} = \frac{1}{M} \left(\mathbf{F}_1^{(\text{ext})} + \mathbf{F}_2^{(\text{ext})} \right). \quad (2.11)$$

Es gilt also eine Art Zweites Newton'sches Axiom

$$M \frac{d^2 \mathbf{R}}{dt^2} = \sum_i \mathbf{F}_i^{(\text{ext})} \quad (2.12)$$

für die Bewegung der Schwerpunktkoordinate. Man führt analog die Relativkoordinate

$$\mathbf{r} := \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1 \quad (2.13)$$

ein. Diese erfüllt die Bewegungsgleichung

$$\frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = \frac{d^2 \mathbf{r}_2}{dt^2} - \frac{d^2 \mathbf{r}_1}{dt^2} = \frac{\mathbf{F}_1}{m_1} - \frac{\mathbf{F}_2}{m_2} \Leftrightarrow \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \mathbf{F}_1 - \frac{m_1}{m_1 + m_2} \mathbf{F}_2. \quad (2.14)$$

Nimmt man nun ausschließlich interne WW an, erhält man

$$\mu \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = \mathbf{F}_1^{(\text{int})}. \quad (2.15)$$

Hierbei wurde die reduzierte Masse

$$\mu := \frac{m_1 m_2}{M} \quad (2.16)$$

eingeführt. Bei verschwindenden externen Kräften bewegt sich also effektiv eine Masse μ im Kraftfeld der paarweisen WW, ihr Ortsvektor ist $\mathbf{r}$. Einige der Ergebnisse gelten auch bei $N \in \mathbb{N}$ mit $N \geq 1$ Teilchen. Es lassen sich zunächst eine Gesamtmasse

$$M := \sum_{i=1}^N m_i \quad (2.17)$$

sowie eine Schwerpunktkoordinate

$$\mathbf{R} := \frac{\sum_{i=1}^N m_i \mathbf{r}_i}{M} \quad (2.18)$$

definieren. Man leitet dies zweimal zeitlich ab und erhält

$$M \frac{d^2 \mathbf{R}}{dt^2} = \sum_{i=1}^N m_i \frac{d^2 \mathbf{r}_i}{dt^2} = \sum_{i=1}^N \mathbf{F}_i. \quad (2.19)$$

Es gilt wieder

$$\mathbf{F}_i = \mathbf{F}_i^{(\text{int})} + \mathbf{F}_i^{(\text{ext})} = \sum_{\substack{j=1, \\ j \neq i}}^N \mathbf{F}_i^{(j)} + \mathbf{F}_i^{(\text{ext})}. \quad (2.20)$$

Hierbei ist $\mathbf{F}_i^{(j)}$ die Kraft, die das j -te Teilchen auf das i -te Teilchen ausübt. Somit erhält man

$$\sum_{i=1}^N \mathbf{F}_i = \sum_{\substack{i,j=1, \\ i \neq j}}^N \mathbf{F}_i^{(j)} + \sum_{i=1}^N \mathbf{F}_i^{(\text{ext})} = \sum_{\substack{i,j=1, \\ i > j}}^N \mathbf{F}_i^{(j)} + \mathbf{F}_j^{(i)} + \sum_{i=1}^N \mathbf{F}_i^{(\text{ext})} = \sum_{\substack{i,j=1, \\ i > j}}^N \mathbf{F}_i^{(j)} - \mathbf{F}_i^{(j)} + \sum_{i=1}^N \mathbf{F}_i^{(\text{ext})} = \sum_{i=1}^N \mathbf{F}_i^{(\text{ext})}. \quad (2.21)$$

Hierbei wurde das Dritte Newton'sche Axiom

$$\mathbf{F}_i^{(j)} = -\mathbf{F}_j^{(i)} \quad (2.22)$$

eingesetzt. Dies bedeutet: Die internen WWen haben keinen Einfluss auf die Trajektorie des Schwerpunktes. Wirken keine externen Kräfte, ist der Gesamtimpuls konstant, man spricht vom *Impulserhaltungssatz*.

Es existiert eine Formulierung der Newton'schen Mechanik für Rotationen (Drehbewegungen). Der *Drehimpuls* $\mathbf{L}$ eines Teilchens wird definiert durch

$$\mathbf{L} := \mathbf{r} \times \mathbf{p}. \quad (2.23)$$

Das *Drehmoment* $\mathbf{F}$ ist definiert als

$$\mathbf{D} := \mathbf{r} \times \mathbf{F}. \quad (2.24)$$

Durch Ableiten von Glg. (2.23) folgt

$$\frac{d}{dt} \mathbf{L} = \frac{d\mathbf{r}}{dt} \times \mathbf{p} + \mathbf{r} \times \frac{d\mathbf{p}}{dt} = \mathbf{r} \times \mathbf{F} = \mathbf{D}. \quad (2.25)$$

Dies bezeichnet man auch als *Zweites Newton'sches Axiom der Rotation*. Für $N \in \mathbb{N}$ mit $N \geq 1$ Teilchen erhält man einen Gesamtdrehimpuls von

$$\mathbf{L} = \sum_{i=1}^N \mathbf{L}_i = \sum_{i=1}^m \mathbf{r}_i \times \mathbf{p}_i. \quad (2.26)$$

Für diesen gilt

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{L}}{dt} &= \sum_{i=1}^N \mathbf{r}_i \times \left(\mathbf{F}_i^{(\text{int})} + \mathbf{F}_i^{(\text{ext})} \right) = \sum_{\substack{i,j=1, \\ i \neq j}}^N \mathbf{r}_i \times \mathbf{F}_i^{(j)} + \sum_{i=1}^N \mathbf{r}_i \times \mathbf{F}_i^{(\text{ext})} \\ &= \sum_{\substack{i,j=1, \\ i > j}}^N \mathbf{r}_i \times \mathbf{F}_i^{(j)} + \mathbf{r}_j \times \mathbf{F}_j^{(i)} + \sum_{i=1}^N \mathbf{r}_i \times \mathbf{F}_i^{(\text{ext})} = \sum_{\substack{i,j=1, \\ i > j}}^N \mathbf{F}_i^{(j)} \times (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) + \sum_{i=1}^N \mathbf{r}_i \times \mathbf{F}_i^{(\text{ext})} \\ &= \sum_{i=1}^N \mathbf{r}_i \times \mathbf{F}_i^{(\text{ext})}. \end{aligned} \quad (2.27)$$

Es wurde wieder das Dritte Newton'sche Axiom eingesetzt sowie die Zusatzaussage, dass die Kraft zwischen zwei Teilchen entlang der Verbindungslinie zwischen diesen wirkt. Wirken keine externen Kräfte, ist der Drehimpuls also erhalten, man spricht vom *Drehimpulserhaltungssatz*.

Es soll noch das Konzept der *Energie* eingeführt werden. Ein Kraftfeld ist eine Funktion $\mathbf{F} = \mathbf{F}(\mathbf{r})$, die jedem Punkt $\mathbf{r}$ eine dort wirkende Kraft $\mathbf{F}(\mathbf{r})$ zuordnet. Ein Massenpunkt bewege sich entlang der Trajektorie $\mathbf{r} = \mathbf{r}(t)$. Dann definiert man die *Arbeit* W , die das Kraftfeld im Zeitintervall $[t_1, t_2]$ am Massenpunkt leistet, durch

$$W := \int_{t_1}^{t_2} \mathbf{F}(\mathbf{r}(t)) \cdot \frac{d\mathbf{r}}{dt} dt. \quad (2.28)$$

Mit dem Zweiten Newton'schen Axiom und partieller Integration folgt

$$W = \int_{t_1}^{t_2} m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} \cdot \frac{d\mathbf{r}}{dt} dt = \left[m \frac{d\mathbf{r}}{dt} \cdot \frac{d\mathbf{r}}{dt} \right]_{t_1}^{t_2} - \int_{t_1}^{t_2} m \frac{d\mathbf{r}}{dt} \cdot \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} dt$$

$$\Leftrightarrow W = \frac{1}{2} m \mathbf{v}(t_2)^2 - \frac{1}{2} m \mathbf{v}(t_1)^2. \quad (2.29)$$

Definiert man die *kinetische Energie* E_{kin} durch

$$E_{\text{kin}} := \frac{1}{2} m \mathbf{v}^2, \quad (2.30)$$

folgt

$$W = \Delta E_{\text{kin}}. \quad (2.31)$$

Die vom Feld geleistete Arbeit wird also zu kinetischer Energie. Weiterhin nennt man ein Kraftfeld *konservativ*, wenn ein *Potential* $U = U(\mathbf{r})$ existiert mit

$$\mathbf{F} = -\nabla U. \quad (2.32)$$

In diesem Fall gilt nach Glg. (B.47)

$$\nabla \times \mathbf{F} = \mathbf{o}, \quad (2.33)$$

somit folgt mit dem Stokes'schen Satz Glg. (15.26)

$$\int_{\partial A} \mathbf{F} \cdot d\mathbf{s} = \mathbf{o} \quad (2.34)$$

für jede Fläche A , sodass die geleistete Arbeit vom Weg unabhängig ist. Definiert man die Gesamtenergie des Teilchens durch

$$E := E_{\text{kin}} + U, \quad (2.35)$$

so ist diese Größe erhalten:

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dt} &= \frac{dE_{\text{kin}}}{dt} + \frac{dU}{dt} = \frac{1}{2} m \frac{d\mathbf{r}}{dt} \cdot \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} + \nabla U \cdot \frac{d\mathbf{r}}{dt} \\ &= \left(m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} + \nabla U \right) \cdot \frac{d\mathbf{r}}{dt} = (\mathbf{F} + \nabla U) \cdot \frac{d\mathbf{r}}{dt} = (-\nabla U + \nabla U) \cdot \frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{o} \end{aligned} \quad (2.36)$$

$$\Rightarrow \frac{dE}{dt} = \mathbf{o} \quad (2.37)$$

Die Energie eines Teilchens, welches sich unter der Wirkung einer konservativen Kraft bewegt, ist also konstant.

Es existieren zwei weitere Formulierungen der klassischen Mechanik, der *Lagrange-Formalismus* sowie der *Hamilton-Formalismus*. Beide lassen sich aus den Newton'schen Axiomen herleiten.

2.2 Lagrange-Formalismus

Die Newton'sche Mechanik ist praktisch bei umherfliegenden Massenpunkten (Atome in einem Gas, Planeten in einem Sonnensystem) oder starren Körpern (Schiffe, Flugzeuge). Diese können sich prinzipiell frei in jede Richtung bewegen. Häufig sind jedoch solche Situationen, in denen ein Massenpunkt in seiner Bewegungsfreiheit eingeschränkt ist, beispielsweise eine Murmel in einer Murmelbahn, eine Billardkugel auf einem Tisch oder ein Zug in einem Gleis. Solche Systeme unterliegen *Zwangsbedingungen*. Besteht das System aus genau einem Teilchen mit der Trajektorie $\mathbf{r} = \mathbf{r}(t)$, so kann man eine Zwangsbedingung in der Form

$$g(\mathbf{r}, t) = \mathbf{o} \quad (2.38)$$

schreiben. g ist dabei irgendein Skalarfeld. Die Bedingung $g = 0$ kann man sich als eine Fläche vorstellen. Diese Fläche kann auch explizit zeitabhängig sein wie zum Beispiel ein vertikal beschleunigter Billardtisch. Glg. (2.38) bezeichnet man als *holonome Zwangsbedingung*, alle anderen Zwangsbedingungen heißen *nichtholonom*. Dies wäre zum Beispiel der Fall, wenn g eine Funktion von $\frac{d\mathbf{r}}{dt}$ wäre. Explizit zeitabhängige Zwangsbedingungen heißen *rheonom*, während zeitunabhängige Zwangsbedingungen *skleronom* genannt werden. Allgemein hat man N Teilchen, in diesem Fall kann man R Zwangsbedingungen aufstellen

$$g_a(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N, t) = 0 \quad (2.39)$$

mit $1 \leq a \leq R$ und $R \leq 3N - 1$. Bei $R = 3N$ könnte keine Bewegung mehr stattfinden, da jede Zwangsbedingung einen Freiheitsgrad eliminiert.

2.2.1 Lagrange-Gleichungen 1. Art

Die Einhaltung der Zwangsbedingungen wird durch die sogenannten Zwangskräfte sichergestellt. Diese sind senkrecht auf der durch die Zwangsbedingung vorgegebenen Fläche - dies kann man sich beispielsweise bei einer Bewegung auf einem Tisch leicht klarmachen. Die Reibungskraft wirkt zwar tangential zum Tisch, jedoch hat die Reibungskraft nichts mit der Einhaltung der Zwangsbedingung zu tun und ist daher auch keine Zwangskraft. Für eine Zwangskraft $\mathbf{Z}$ kann man also ansetzen

$$\mathbf{Z}(\mathbf{r}, t) = \lambda(t) \nabla g(\mathbf{r}, t). \quad (2.40)$$

Der Multiplikator λ ist zeitabhängig, da die Zwangskraft von der zeitabhängigen Trajektorie abhängt. Man kann nun als Bewegungsgleichung notieren

$$m \frac{d^2}{dt^2} \mathbf{r} = \mathbf{F} + \lambda(t) \nabla g(\mathbf{r}, t), \quad (2.41)$$

hierbei ist $\mathbf{F}$ die Summe aller Nicht-Zwangskräfte (Schwerkraft, Reibungskraft etc.). Hat man zwei Zwangsbedingungen gegeben, kann man dies verallgemeinern zu

$$m \frac{d^2}{dt^2} \mathbf{r} = \mathbf{F} + \sum_{a=1}^2 \lambda_a(t) \nabla g_a(\mathbf{r}, t). \quad (2.42)$$

Dies ist plausibel: $g_1 = 0$ und $g_2 = 0$ definieren zwei Flächen, in denen die Trajektorie verläuft. ∇g_1 und ∇g_2 stehen jeweils senkrecht auf der entsprechenden Fläche und somit auch auf der Trajektorie, außerdem sind sie linear unabhängig. Daher ist $\sum_{a=1}^2 \lambda_a(t) \nabla g_a(\mathbf{r}, t)$ ein allgemeiner Ansatz für eine Kraft senkrecht zur Trajektorie, also für eine allgemeine Zwangskraft. Man hat nun zusammen mit $g_1(\mathbf{r}, t) = g_2(\mathbf{r}, t) = 0$ fünf Gleichungen für die fünf unbekannten Funktionen $x(t), y(t), z(t), \lambda_1(t), \lambda_2(t)$. Es besteht also die Chance auf Lösbarkeit. Im Allgemeinen hat man N Teilchen mit den kartesischen Koordinaten x_n mit $1 \leq n \leq 3N$ gegeben, hierbei sind x_1, x_2, x_3 die Koordinaten des ersten Teilchens x_4, x_5, x_6 diejenigen des zweiten usw. Hat man $R \leq 3N - 1$ holonome Zwangsbedingungen $g_j(\mathbf{r}, t) = 0$ gegeben, kann man als Bewegungsgleichungen notieren

$$m_n \frac{d^2 x_n}{dt^2} = F_n + \sum_{a=1}^R \lambda_a(t) \frac{\partial g_a(x_1, \dots, x_{3N}, t)}{\partial x_n}. \quad (2.43)$$

Hierbei ist $m_1 = m_2 = m_3$ die Masse des ersten Teilchens usw. Zusammen mit den Zwangsbedingungen erhält man $3N + R$ Gleichungen an die $3N + R$ zu bestimmenden Funktionen $x_n(t), \lambda_a(t)$. Diese $3N + R$ Gleichungen bezeichnet man als *Lagrange-Gleichungen 1. Art*.

2.2.2 Lagrange-Gleichungen 2. Art

Ist man an der Berechnung der Zwangskräfte nicht interessiert, bietet sich deren Eliminierung an. Dies wird nun durchgeführt.

Wie bereits angemerkt, eliminiert jede der Zwangsbedingungen g_a einen Freiheitsgrad. Die Anzahl der Freiheitsgrade

$$f = 3N - R \quad (2.44)$$

ist hier die Anzahl der Zahlen, die notwendig ist, um den Ort aller N Teilchen festzulegen. Diese Zahlen bezeichnet man als *generalisierte Koordinaten* $q_1, \dots, q_f$. Sie müssen zwei Bedingungen erfüllen:

1. Sie müssen die kartesischen Koordinaten festlegen, $x_n = x_n(q_1, \dots, q_f, t)$ für alle $1 \leq n \leq 3N$.
2. Sie müssen die Zwangsbedingungen berücksichtigen: $g_a(q_1, \dots, q_f, t) = 0$ für $1 \leq a \leq R$ und alle möglichen q_i .

Die zweite Bedingung lässt sich formal ausdrücken durch

$$\frac{dg_a}{dq_k} = \sum_{n=1}^{3N} \frac{\partial g_a}{\partial x_n} \frac{\partial x_n}{\partial q_k} = 0. \quad (2.45)$$

Multipliziert man Glg. (2.43) mit $\frac{\partial x_n}{\partial q_k}$, erhält man

$$m_n \frac{d^2 x_n}{dt^2} \frac{\partial x_n}{\partial q_k} = F_n \frac{\partial x_n}{\partial q_k} + \sum_{a=1}^R \lambda_a(t) \frac{\partial g_a(x_1, \dots, x_{3N}, t)}{\partial x_n} \frac{\partial x_n}{\partial q_k}. \quad (2.46)$$

Summiert man dies über n , folgt

$$\sum_{n=1}^{3N} m_n \frac{d^2 x_n}{dt^2} \frac{\partial x_n}{\partial q_k} = \sum_{n=1}^{3N} F_n \frac{\partial x_n}{\partial q_k}. \quad (2.47)$$

Diese Gleichung gilt für alle $1 \leq k \leq f$. Zwangskräfte treten hier nicht mehr auf. Man führt die folgenden Schreibweisen ein:

$$x := (x_1, \dots, x_n), \quad \dot{x} := (\dot{x}_1, \dots, \dot{x}_n) \quad (2.48)$$

$$q := (q_1, \dots, q_n), \quad \dot{q} := (\dot{q}_1, \dots, \dot{q}_n) \quad (2.49)$$

Die $\dot{q}_i$ bezeichnet man auch als *generalisierte Geschwindigkeiten*. Man leitet nun die Transformationsgleichung

$$x_n = x_n(q, t) \quad (2.50)$$

total nach der Zeit ab:

$$\dot{x}_n = \frac{d}{dt} x_n(q, t) = \sum_{k=1}^f \frac{\partial x_n}{\partial q_k} \dot{q}_k + \frac{\partial x_n}{\partial t} = \dot{x}_n(q, \dot{q}, t) \quad (2.51)$$

Es folgt

$$\frac{\partial \dot{x}_n}{\partial \dot{q}_k} = \frac{\partial x_n}{\partial q_k}. \quad (2.52)$$

Für die kinetische Energie T gilt

$$T = T(\dot{x}) = \sum_{n=1}^{3N} \frac{1}{2} m_n \dot{x}_n^2. \quad (2.53)$$

Hier setzt man Glg. (2.51) ein:

$$T = T(q, \dot{q}, t) = \sum_{i,k=1}^f m_{i,k}(q, t) \dot{q}_i \dot{q}_k + \sum_{k=1}^f b_k(q, t) \dot{q}_k + c(q, t) \quad (2.54)$$

Aus Glg. (2.53) folgt

$$\frac{\partial T(q, \dot{q}, t)}{\partial q_k} = \sum_{n=1}^{3N} m_n \dot{x}_n \frac{\partial \dot{x}_n}{\partial q_k}. \quad (2.55)$$

Weiterhin gilt

$$\frac{\partial T(q, \dot{q}, t)}{\partial \dot{q}_k} = \sum_{n=1}^{3N} m_n \dot{x}_n \frac{\partial \dot{x}_n}{\partial \dot{q}_k} = \sum_{n=1}^{3N} m_n \dot{x}_n \frac{\partial x_n}{\partial q_k}. \quad (2.56)$$

Leitet man dies total nach der Zeit ab, erhält man

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial T}{\partial \dot{q}_k} = \sum_{n=1}^{3N} m_n \frac{d^2 x_n}{dt^2} \frac{\partial x_n}{\partial q_k} + \sum_{n=1}^{3N} m_n \dot{x}_n \frac{\partial \dot{x}_n}{\partial q_k}. \quad (2.57)$$

Im letzten Term wurde die folgende Identität ausgenutzt:

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial x_n}{\partial q_k} = \sum_{l=1}^f \frac{\partial^2 x_n}{\partial q_l \partial q_k} \dot{q}_l + \frac{\partial^2 x_n}{\partial t \partial q_k} = \frac{\partial}{\partial q_k} \left(\sum_{l=1}^f \frac{\partial x_n}{\partial q_l} \dot{q}_l + \frac{\partial x_n}{\partial t} \right) = \frac{\partial}{\partial q_k} \frac{dx_n}{dt} \quad (2.58)$$

Man definiert nun *verallgemeinerte Kräfte*:

$$Q_k := \sum_{n=1}^{3N} F_n \frac{\partial x_n}{\partial q_k} \quad (2.59)$$

Diese Definition setzt man zusammen mit Glg. (2.57) und Glg. (2.55) in Glg. (2.47) ein:

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^{3N} m_n \frac{d^2 x_n}{dt^2} \frac{\partial x_n}{\partial q_k} &= \sum_{n=1}^{3N} F_n \frac{\partial x_n}{\partial q_k} & \Leftrightarrow \sum_{n=1}^{3N} m_n \frac{d^2 x_n}{dt^2} \frac{\partial x_n}{\partial q_k} &= Q_k \\ \Leftrightarrow \frac{d}{dt} \frac{\partial T}{\partial \dot{q}_k} - \sum_{n=1}^{3N} m_n \dot{x}_n \frac{\partial \dot{x}_n}{\partial q_k} &= Q_k & \Leftrightarrow \frac{d}{dt} \frac{\partial T}{\partial \dot{q}_k} - \frac{\partial T}{\partial q_k} &= Q_k \end{aligned} \quad (2.60)$$

Man setzt für die Kräfte

$$F_n = -\frac{\partial U(x, \dot{x}, t)}{\partial x_n} + \frac{d}{dt} \frac{\partial U(x, \dot{x}, t)}{\partial \dot{x}_n} \quad (2.61)$$

mit einem Potential $U = U(x, \dot{x}, t)$ an. Im Falle einer geschwindigkeitsunabhängigen konservativen Kraft reduziert sich dies auf die aus der Newton'schen Mechanik bekannte Form, der zweite Term wurde hinzugefügt, um die Geschwindigkeitsabhängigkeit zu berücksichtigen. $(x, \dot{x})$ kann man bijektiv auf $(q, \dot{q})$ abbilden, daher kann man notieren

$$U = U(q, \dot{q}, t). \quad (2.62)$$

Jetzt kann man schreiben

$$Q_k = \sum_{n=1}^{3N} F_n \frac{\partial x_n}{\partial q_k} = -\sum_{n=1}^{3N} \frac{\partial U}{\partial x_n} \frac{\partial x_n}{\partial q_k} + \frac{d}{dt} \sum_{n=1}^{3N} \frac{\partial U}{\partial \dot{x}_n} \frac{\partial \dot{x}_n}{\partial q_k} = -\frac{\partial U}{\partial q_k} + \frac{d}{dt} \frac{\partial U}{\partial \dot{q}_k}. \quad (2.63)$$

Damit folgt die Gleichung

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial (T - U)}{\partial \dot{q}_k} = \frac{\partial (T - U)}{\partial q_k}. \quad (2.64)$$

Man definiert die *Lagrange-Funktion* L durch

$$L(q, \dot{q}, t) := T(q, \dot{q}, t) - U(q, \dot{q}, t). \quad (2.65)$$

Damit erhält man

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L(q, \dot{q}, t)}{\partial \dot{q}_k} = \frac{\partial L(q, \dot{q}, t)}{\partial q_k}. \quad (2.66)$$

Dies sind für $1 \leq k \leq f$ die *Lagrange-Gleichungen 2. Art*.

2.3 Hamilton-Formalismus

Man definiert zunächst die *kanonischen Impulse* durch

$$p_i := \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} \quad (2.67)$$

für $1 \leq i \leq f$. Man eliminiert nun die generalisierten Geschwindigkeiten $\dot{q}$:

$$p_i = \frac{\partial L(q, \dot{q}, t)}{\partial \dot{q}_i} \rightarrow \dot{q}_j = \dot{q}_j(q, p, t) \quad (2.68)$$

Die *Hamilton-Funktion* H wird definiert durch

$$H(q, p, t) := \sum_{i=1}^f \dot{q}_i(q, p, t) p_i - L(q, \dot{q}(q, p, t), t). \quad (2.69)$$

Die *Hamilton'schen Gleichungen* oder auch *kanonische Gleichungen* folgen durch partielles Differenzieren:

$$\frac{\partial H}{\partial q_k} = \sum_{i=1}^f \frac{\partial \dot{q}_i}{\partial q_k} p_i - \frac{\partial L}{\partial q_k} - \sum_{i=1}^f \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} \frac{\partial \dot{q}_i}{\partial q_k} = -\frac{\partial L}{\partial q_k} = -\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_k} \right) = -\dot{p}_k \quad (2.70)$$

$$\frac{\partial H}{\partial p_k} = \sum_{i=1}^f \frac{\partial \dot{q}_i}{\partial p_k} p_i + \dot{q}_k - \sum_{i=1}^f \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} \frac{\partial \dot{q}_i}{\partial p_k} = \dot{q}_k \quad (2.71)$$

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \sum_{i=1}^f \frac{\partial \dot{q}_i}{\partial t} p_i - \sum_{i=1}^f \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} \frac{\partial \dot{q}_i}{\partial t} - \frac{\partial L}{\partial t} = -\frac{\partial L}{\partial t} \quad (2.72)$$

Den Raum der (q, p) nennt man *Phasenraum*.

2.3.1 Poisson-Klammer

Zwei beliebige Größen F, K können nur von (q, p, t) abhängen. Man definiert die *Poisson-Klammer* $\{F, K\}$ von F und K durch

$$\{F, K\} := \sum_{i=1}^f \left(\frac{\partial F}{\partial q_i} \frac{\partial K}{\partial p_i} - \frac{\partial F}{\partial p_i} \frac{\partial K}{\partial q_i} \right). \quad (2.73)$$

Hieraus folgen unmittelbar

$$\{F + G, K\} = \{F, K\} + \{G, K\}, \quad (2.74)$$

$$\{F, K\} = -\{K, F\}, \quad (2.75)$$

$$\{F, F\} = 0. \quad (2.76)$$

Im Hamilton-Formalismus gelten

$$\frac{\partial q_i}{\partial q_j} = \delta_{i,j}, \quad \frac{\partial q_i}{\partial p_j} = 0, \quad \frac{\partial q_i}{\partial t} = 0, \quad (2.77)$$

$$\frac{\partial p_i}{\partial q_j} = 0, \quad \frac{\partial p_i}{\partial p_j} = \delta_{i,j}, \quad \frac{\partial p_i}{\partial t} = 0. \quad (2.78)$$

Weiterhin sind

$$\{F, q_j\} = -\frac{\partial F}{\partial p_j}, \quad \{F, p_j\} = \frac{\partial F}{\partial q_j}. \quad (2.79)$$

Hieraus folgen weiter

$$\{q_i, q_j\} = 0, \quad \{p_i, p_j\} = 0, \quad \{p_i, q_j\} = -\delta_{i,j}. \quad (2.80)$$

Für die totale Zeitableitung von F erhält man nun

$$\frac{dF}{dt} = \sum_{i=1}^f \frac{\partial F}{\partial q_i} \dot{q}_i + \sum_{i=1}^f \frac{\partial F}{\partial p_i} \dot{p}_i + \frac{\partial F}{\partial t} = \sum_{i=1}^f \frac{\partial F}{\partial q_i} \frac{\partial H}{\partial p_i} - \sum_{i=1}^f \frac{\partial F}{\partial p_i} \frac{\partial H}{\partial q_i} + \frac{\partial F}{\partial t} \quad (2.81)$$

$$\Leftrightarrow \frac{dF}{dt} = \{F, H\} + \frac{\partial F}{\partial t}. \quad (2.82)$$

Dies impliziert

$$\frac{dH}{dt} = \frac{\partial H}{\partial t}. \quad (2.83)$$

Die Hamilton-Funktion ist also genau dann konstant, wenn sie nicht explizit von der Zeit abhängt. Aus Glg. (2.82) folgen die Glg.en (2.70) - (2.71) in der Form

$$\dot{p}_i = \{p_i, H\}, \quad \dot{q}_i = \{q_i, H\}. \quad (2.84)$$

2.4 Harmonischer Oszillator

Als Beispiel für die Anwendung der Theorie der klassischen Mechanik wird der sogenannte *harmonische Oszillator* verwendet. Dabei geht es um die Evolution einer generalisierten Koordinate $x = x(t)$ entsprechend der Differenzialgleichung

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -kx. \quad (2.85)$$

Ist x die kartesische Koordinate eines Massenpunktes mit der Masse m und k der Quotient aus Federkonstante und Masse, so handelt es sich um eine ungedämpfte Feder, es gibt jedoch auch andere Beispiele.

2.4.1 Ungedämpfter Fall

Setzt man in Glg. (2.85) eine Lösung $x = x_0 e^{-i\omega_0 t}$ ein, folgt

$$-\omega_0^2 = -k \Rightarrow \omega_0 = \pm \sqrt{k}. \quad (2.86)$$

ω bezeichnet man als *Eigenfrequenz*. Für die kinetische Energie K als Funktion der Zeit gilt

$$K = \frac{1}{2} m \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 = \frac{1}{2} m x_0^2 \omega_0^2 \sin^2(\omega_0 t), \quad (2.87)$$

hierbei ist m die Masse des schwingenden Massenpunktes. Für die potentielle Energie gilt

$$U = \frac{1}{2} m k x^2 = \frac{1}{2} m k x_0^2 \cos(\omega_0 t)^2. \quad (2.88)$$

Für die Gesamtenergie E gilt somit

$$\begin{aligned} E = K + U &= \frac{1}{2} m x_0^2 \omega_0^2 \sin(\omega_0 t)^2 + \frac{1}{2} m k x_0^2 \cos(\omega_0 t)^2 \\ &= \frac{1}{2} m k x_0^2 [\sin(\omega_0 t)^2 + \cos(\omega_0 t)^2] = \frac{1}{2} m k x_0^2 = \frac{1}{2} m \omega_0^2 x_0^2. \end{aligned} \quad (2.89)$$

Weiterhin ist im Mittel die Hälfte der Energie in kinetischer und potentieller Energie gespeichert:

$$\begin{aligned} \bar{K} &= \frac{1}{4} m x_0^2 \omega_0^2 = \frac{1}{4} m x_0^2 k = \frac{E}{2}, \\ \bar{U} &= \frac{1}{4} m k x_0^2 = \frac{1}{4} m \omega_0^2 x_0^2 = \frac{E}{2}. \end{aligned} \quad (2.90)$$

2.4.2 Gedämpfter Fall

Nun dämpft man den Oszillator linear, modifiziert Glg. (2.85) also entsprechend

$$x'' = -kx - 2dx' \quad (2.91)$$

mit einer *Dämpfung* $d \geq 0$. Setzt man hier wieder eine Lösung der Form $x = x_0 e^{-i\omega t}$ ein, erhält man

$$-\omega^2 = -k + 2id\omega \Leftrightarrow \omega^2 + id\omega - k = 0. \quad (2.92)$$

Hieraus folgt mittels der pq-Formel Glg. (A.5)

$$\omega = -id \pm \sqrt{-d^2 + k}. \quad (2.93)$$

Im Fall $d = 0$ ergibt sich wieder Glg. (2.86).

2.4.2.1 Schwingfall

Im Fall

$$-d^2 + k > 0 \Leftrightarrow d^2 < k \quad (2.94)$$

gilt

$$x(t) = \underbrace{x_0}_{\text{Anfangsamplitude}} \cdot \underbrace{\exp(-dt)}_{\text{Einhüllende}} \cdot \underbrace{\exp(\mp it\sqrt{-d^2 + k})}_{\text{Oszillation}} \quad (2.95)$$

bzw.

$$x(t) = x_0 \exp(-dt) \exp(-it\sqrt{-d^2 + k}) + x_1 \exp(-dt) \exp(it\sqrt{-d^2 + k}). \quad (2.96)$$

x_0 und x_1 ergeben sich aus den Anfangsbedingungen. Die Dämpfung hat in diesem Fall also zwei Konsequenzen:

1. Die Eigenfrequenz lautet nun

$$\omega = \pm \sqrt{k - d^2}. \quad (2.97)$$

2. Die Anfangsamplitude nimmt mit der Zerfallszeit $\tau = \frac{1}{d}$ exponentiell mit der Zeit ab.

Diesen Fall bezeichnet man als *Schwingfall*.

2.4.2.2 Kriechfall

Im Fall

$$-d^2 + k < 0 \Leftrightarrow d^2 > k \quad (2.98)$$

gilt

$$\omega = -id \pm \sqrt{-d^2 + k} = -id \pm \sqrt{(-1) \cdot (d^2 - k)} = -id \pm \sqrt{-1} \underbrace{\sqrt{d^2 - k}}_{>0} = -id \pm i\sqrt{d^2 - k} = i \left(\underbrace{-d \pm \sqrt{d^2 - k}}_{<0} \right). \quad (2.99)$$

Hieraus folgt

$$x(t) = x_0 \exp \left[-i^2 \left(-d \pm \sqrt{d^2 - k} \right) t \right] = x_0 \exp \left[\left(-d \pm \sqrt{d^2 - k} \right) t \right]. \quad (2.100)$$

bzw.

$$x(t) = x_0 \exp \left[\left(-d + \sqrt{d^2 - k} \right) t \right] + x_1 \exp \left[\left(-d - \sqrt{d^2 - k} \right) t \right]. \quad (2.101)$$

Es findet also keine Oszillation mehr statt. Diesen Fall bezeichnet man als *Kriechfall*.

2.4.2.3 Aperiodischer Grenzfall

Im Grenzfall

$$-d^2 + k = 0 \Leftrightarrow d^2 = k \quad (2.102)$$

schrumpfen die zwei linear unabhängigen Lösungen, welche im Schwingfall und im aperiodischen Grenzfall gefunden wurden, auf eine zusammen. Da eine Differenzialgleichung zweiter Ordnung zugrunde liegt muss es in diesem Fall noch eine weitere Lösung geben. Hierzu macht man den Ansatz

$$x(t) = x_1 \exp(-dt). \quad (2.103)$$

Dies impliziert

$$x'(t) = x_1 \exp(-dt) - dx_1 \exp(-dt), \quad (2.104)$$

$$x''(t) = -dx_1 \exp(-dt) - dx_1 \exp(-dt) + d^2 x_1 \exp(-dt) = -2dx_1 \exp(-dt) + d^2 x_1 \exp(-dt). \quad (2.105)$$

Hieraus folgt durch Einsetzen in Glg. (2.91)

$$\begin{aligned} -2dx_1 \exp(-dt) + d^2 x_1 \exp(-dt) &= -kx_1 \exp(-dt) - x_1 2d \exp(-dt) + 2d^2 x_1 \exp(-dt) \\ \Leftrightarrow -2dx_1 + d^2 x_1 t &= -kx_1 t - 2x_1 d + 2d^2 x_1 t \\ \Leftrightarrow -2d + d^2 t &= -kt - 2d + 2d^2 t \\ \Leftrightarrow d^2 t &= -kt + 2d^2 t \\ \Leftrightarrow d^2 &= -k + 2d^2 \\ \Leftrightarrow -d^2 &= -k. \end{aligned}$$

Dies ist laut Glg. (2.102) erfüllt. Glg. (2.103) löst also Glg. (2.91). Die allgemeine Lösung lautet in diesem Fall also

$$x(t) = x_0 \exp(-dt) + x_1 t \exp(-dt) = (x_0 + x_1 t) \exp(-dt). \quad (2.106)$$

Diesen Fall bezeichnet man als *aperiodischen Grenzfall*. Die vier Fälle des harmonischen Oszillators werden in Abb. 2.1 dargestellt.

2.4.3 Angetriebener Fall

Nun treibt man das System mit der Kreisfrequenz ω an, modifiziert Glg. (2.91) also zu

$$x'' + kx + 2dx' = y_0 \exp(-i\omega t) \quad (2.107)$$

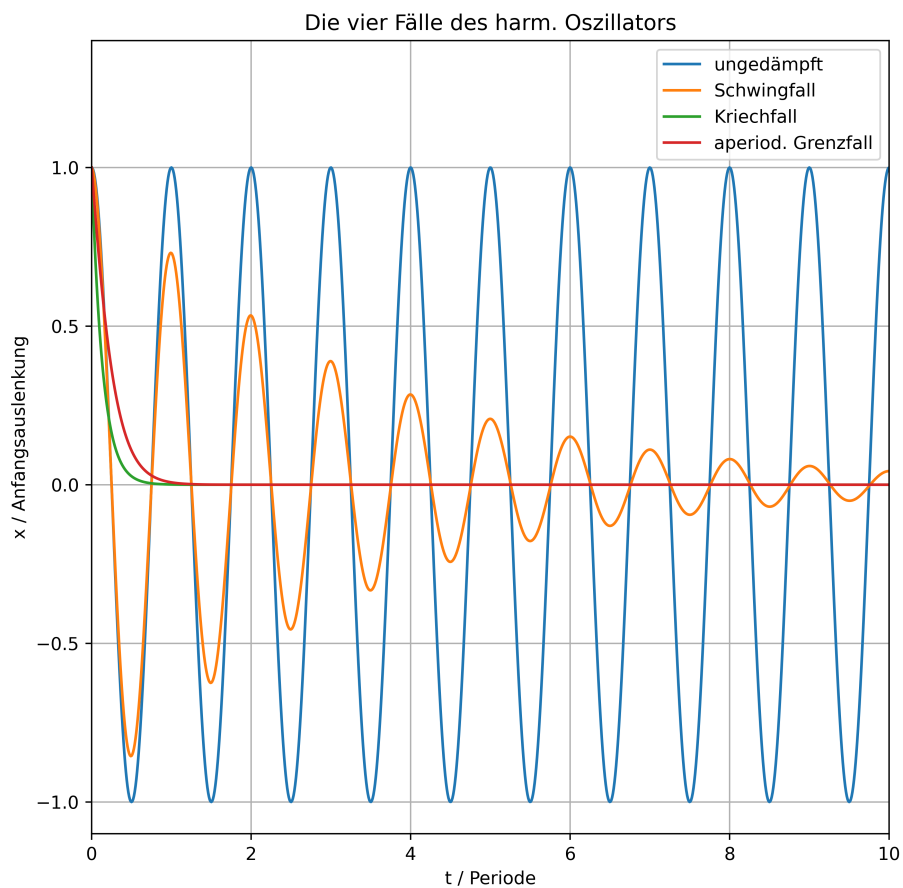


Abbildung 2.1: Lösungen des nicht angetriebenen harmonischen Oszillators.

mit einer reellen Anregungsamplitude $y_o > 0$. Setzt man hier wiederum den Ansatz $x = x_o e^{-i\omega t}$ ein, erhält man

$$\begin{aligned} -\omega^2 x_o + kx_o - 2id\omega x_o &= y_o \\ \Leftrightarrow -\omega^2 + k - 2id\omega &= \frac{y_o}{x_o} \end{aligned} \quad (2.108)$$

$$\Leftrightarrow \omega^2 - k + 2id\omega = -\frac{y_o}{x_o} \quad (2.109)$$

$$\Leftrightarrow \omega^2 + 2id\omega + \left(\frac{y_o}{x_o} - k \right) = 0. \quad (2.110)$$

Die Amplitude ist zeitunabhängig, daher ist ω reell. Für x_o notiert man nun in Polarkordinaten

$$x_o = |x_o| \exp(i\varphi), \quad (2.111)$$

die reelle Zahl φ wird als Phase bezeichnet. Ist sie positiv, läuft der Oszillator der Anregung voraus, ist sie negativ, läuft der Oszillator der Anregung hinterher. Setzt man dies in Glg. (2.110) ein, erhält man

$$\omega^2 + 2id\omega + \left(\frac{y_o}{|x_o|} e^{-i\varphi} - k \right) = \omega^2 + 2id\omega + \left(\frac{y_o}{|x_o|} \cos(\varphi) - \frac{y_o}{|x_o|} i \sin(\varphi) - k \right) = 0. \quad (2.112)$$

ω ist hierbei keine Unbekannte, sie ist durch die Anregung gegeben. Die Unbekannten sind die Reaktion des Systems $|x_o|, \varphi$. Um diese zu bestimmen notiert man Real- und Imaginärteil von Glg. (2.112):

$$\omega^2 + \left(\frac{y_o}{|x_o|} \cos(\varphi) - k \right) = 0, \quad (2.113)$$

$$2d\omega - \frac{y_o}{|x_o|} \sin(\varphi) = 0 \Rightarrow 2d\omega = \frac{y_o}{|x_o|} \sin(\varphi) \Rightarrow |x_o| = \frac{y_o}{2d\omega} \sin(\varphi). \quad (2.114)$$

Setzt man Glg. (2.114) in Glg. (2.113) ein, erhält man

$$\begin{aligned} \omega^2 + \left(\frac{y_o}{\frac{y_o}{2d\omega} \sin(\varphi)} \cos(\varphi) - k \right) &= 0 \\ \Leftrightarrow \omega^2 + \left(\frac{2d\omega}{\tan(\varphi)} - k \right) &= 0 \\ \Leftrightarrow \omega^2 \tan(\varphi) + 2d\omega - k \tan(\varphi) &= 0 \\ \Leftrightarrow \tan(\varphi) (k - \omega^2) &= 2d\omega \\ \Leftrightarrow \tan(\varphi) &= \frac{2d\omega}{k - \omega^2}. \end{aligned} \quad (2.115)$$

Die Funktion

$$\varphi(\omega) = \arctan\left(\frac{2d\omega}{k - \omega^2}\right) \quad (2.116)$$

bezeichnet man als *Phasenspektrum*. Wegen $-\pi/2 < \varphi < \pi/2$ gilt

$$\sin = \tan \cdot \cos = \tan \sqrt{1 - \sin^2} \Rightarrow \sin^2 = \tan^2 - \tan^2 \sin^2 \Rightarrow \sin^2 (1 + \tan^2) = \tan^2 \Rightarrow \sin = \frac{\tan}{\sqrt{1 + \tan^2}}. \quad (2.117)$$

Setzt man nun Glg. (2.116) in Glg. (2.114) ein, erhält man

$$|x_o| = \frac{y_o}{2d\omega} \sin(\varphi) = \frac{y_o}{2d\omega} \frac{\tan(\varphi)}{\sqrt{1 + \tan^2(\varphi)}} = \frac{y_o}{2d\omega} \frac{\frac{2d\omega}{k - \omega^2}}{\sqrt{1 + \frac{4d^2\omega^2}{(k - \omega^2)^2}}} = \frac{y_o}{(k - \omega^2) \sqrt{1 + \frac{4d^2\omega^2}{(k - \omega^2)^2}}}. \quad (2.118)$$

Hieraus folgt

$$|x_o| = \frac{y_o}{\sqrt{(k - \omega^2)^2 + 4d^2\omega^2}}. \quad (2.119)$$

Diese Funktion bezeichnet man als *Amplitudenspektrum*. Man definiert die Hilfsfunktion h durch

$$h(\omega) := (k - \omega^2)^2 + 4d^2\omega^2 \Rightarrow h'(\omega) = -4\omega(k - \omega^2) + 8d^2\omega = -4\omega k + 4\omega^3 + 8d^2\omega. \quad (2.120)$$

Nullsetzen der Ableitung ergibt

$$\begin{aligned} -4\omega k + 4\omega^3 + 8d^2\omega &\stackrel{!}{=} 0 \Rightarrow -4k + 4\omega^2 + 8d^2 = 0 \Rightarrow -k + \omega^2 + 2d^2 = 0 \\ &\Rightarrow \omega^2 = k - 2d^2. \end{aligned} \quad (2.121)$$

Man beschränkt sich hier auf den Fall

$$k - 2d^2 > 0 \Leftrightarrow d < \sqrt{\frac{k}{2}}. \quad (2.122)$$

Die Frequenz

$$\omega_{\text{res}} := \sqrt{k - 2d^2} \quad (2.123)$$

bezeichnet man als *Resonanzfrequenz*. Für die zweite Ableitung von h erhält man

$$h''(\omega) = -4k + 12\omega^2 + 8d^2. \quad (2.124)$$

Hieraus folgt

$$h''(\omega_{\text{res}}) = -4k + 12(k - 2d^2) + 8d^2 = -4k + 12k - 24d^2 + 8d^2 = 8k - 16d^2 = 8(k - 2d^2) > 0. \quad (2.125)$$

ω_{res} ist also die Frequenz maximaler Amplitude. Man beachte den Unterschied zwischen Eigenfrequenz Glg. (2.97) und Resonanzfrequenz Glg. (2.123). Das Resonanzverhalten ist in Abb. 2.2 dargestellt.

Das bisher in diesem Abschnitt betrachtete System hat genau einen Freiheitsgrad, nämlich die generalisierte Auslenkung x . Konzeptionell lassen sich jedoch viele der Erkenntnisse auf Systeme mit sehr vielen Freiheitsgraden verallgemeinern. Auch solche komplexen Systeme (Häuser, Schaltkreise, das Klima) haben Eigenmoden.

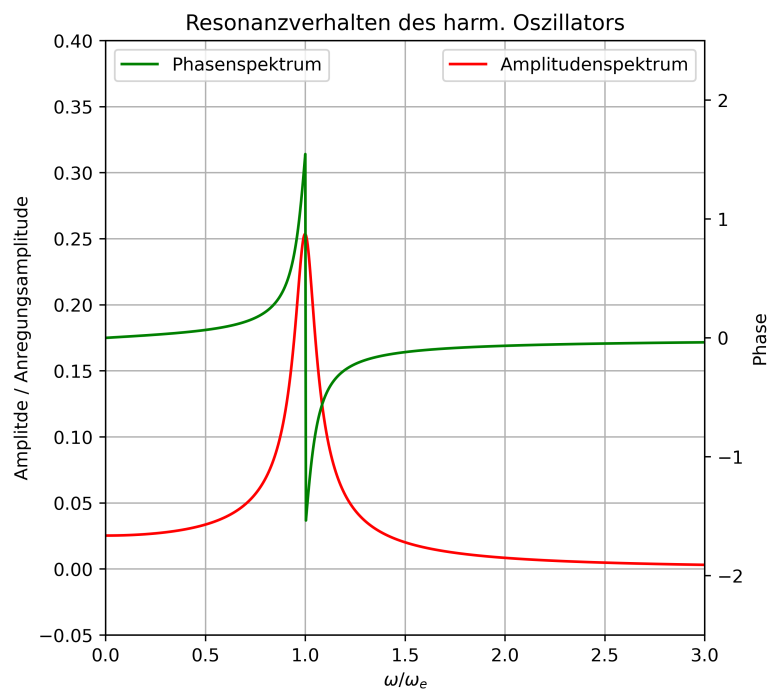


Abbildung 2.2: Das Resonanzverhalten des angetriebenen harmonischen Oszillators.

3.1 Lorentz-Kraft

Für die Kraft $\mathbf{F}$ auf ein Teilchen mit der Ladung q , welches sich mit der Geschwindigkeit $\mathbf{v}$ durch das elektromagnetische Feld $(\mathbf{E}, \mathbf{B})$ bewegt, gilt

$$\mathbf{F} = q \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B} \right). \quad (3.1)$$

Diese Kraft bezeichnet man als *Lorentz-Kraft*.

3.2 Maxwell-Gleichungen

Die *Maxwell-Gleichungen* (MWGen) für das elektromagnetische Feld (EMF) $(\mathbf{E}, \mathbf{B})$ (ρ ist die Ladungsdichte und $\mathbf{j}$ die Stromdichte) lauten

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\rho, \quad (3.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (3.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0, \quad (3.4)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}. \quad (3.5)$$

Ladungen und Ströme sind also Quellen des elektromagnetischen Feldes. Die Glg.en (3.1) - (3.5) sind die Grundlage der ED, aus ihnen folgt die Theorie. Die MWGen haben eine einprägsame Struktur: Sie bestehen aus je einer Differenzialgleichung für den divergenten bzw. rotationsbehafteten Anteil der Felder $\mathbf{E}, \mathbf{B}$. Für jedes der Felder $\mathbf{E}$ und $\mathbf{B}$ gibt es eine homogene und eine inhomogene Gleichung. Mit dem Gauß'schen und dem Stokes'schen Satz ergeben sich die integralen Formen der Maxwell-Gleichungen:

$$\int_{\partial V} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{n} = 4\pi Q \quad (3.6)$$

$$\int_{\partial V} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{n} = 0 \quad (3.7)$$

$$\int_{\partial A} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int_A \mathbf{B} \cdot d\mathbf{n} = 0 \quad (3.8)$$

$$\int_{\partial A} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int_A \mathbf{E} \cdot d\mathbf{n} = \frac{4\pi}{c} I \quad (3.9)$$

Hierbei sind Q die Ladung in V und I der durch A tretende Strom. Die entsprechenden experimentellen Befunde, die zur Formulierung der Gleichungen führten, sind die folgenden:

- Coulomb'sches Gesetz
- Es gibt keine magnetischen Monopole.
- Faraday'sches Induktionsgesetz
- Ampère'sches Gesetz und Maxwell'scher Verschiebungsstrom

3.2.1 Formulierung über Potentiale

Schreibt man die MWGen komponentenweise auf, erhält man acht Gleichungen für die sechs Komponenten des elektromagnetischen Feldes. Daher stellt sich die Frage, ob die MWGen überbestimmt sind und keine nichttrivialen Lösungen haben. In diesem Abschnitt wird gezeigt, dass dies nicht der Fall ist.

Wegen Glg. (3.3) existiert ein Vektorfeld $\mathbf{A}$ mit

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}, \quad (3.10)$$

das Feld $\mathbf{A}$ nennt man *das Vektorpotential*. Damit ist Glg. (3.3) nach Glg. (B.48) erfüllt. Wegen der dritten Maxwell-Gleichung Glg. (3.4) gilt

$$\nabla \times \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) = \mathbf{0}. \quad (3.11)$$

Es existiert also ein Potential φ mit

$$\mathbf{E} = -\nabla \varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}, \quad (3.12)$$

φ nennt man *das skalare Potential*. Damit ist Glg. (3.4) erfüllt. Die Definitionen der Potentiale erhält man also aus den homogenen Maxwell-Gleichungen. Setzt man die bisherigen Festlegungen in Glg. (3.5) ein, erhält man mit Glg. (B.54)

$$-\Delta \mathbf{A} + \nabla (\nabla \cdot \mathbf{A}) + \frac{1}{c} \nabla \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}. \quad (3.13)$$

Addiert man ein konservatives Feld $\nabla \varphi'$ zu $\mathbf{A}$ hinzu, so ändert sich $\mathbf{B}$ nicht. Mit der Ersetzung

$$\varphi \rightarrow \varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial \varphi'}{\partial t} \quad (3.14)$$

ändert sich auch $\mathbf{E}$ nicht.

Dies nennt man die Eichinvarianz der MWGen. Die Eichung kann durch einen beliebigen linearen Zusammenhang der Potentiale festgelegt werden, mit der *Lorenz-Eichung*

$$\nabla \cdot \mathbf{A} + \frac{1}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \mathbf{0} \quad (3.15)$$

wird die vierte MWG zu

$$\Delta \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}. \quad (3.16)$$

Die erste MWG wird zu

$$-\Delta \varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \nabla \cdot \mathbf{A} = 4\pi \varrho \Leftrightarrow \Delta \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -4\pi \varrho. \quad (3.17)$$

Damit sind vier lineare, unabhängige Differenzialgleichungen für φ , $\mathbf{A}$ gegeben, die die Maxwell-Gleichungen ersetzen. Über die Glg.en (3.12) und (3.10) kann hieraus das EMF $(\mathbf{E}, \mathbf{B})$ bestimmt werden.

3.2.2 Kontinuitätsgleichung der Ladung

Bildet man die partielle Zeitableitung von Glg. (3.2), multipliziert die Divergenz von Glg. (3.5) mit c und addiert die beiden resultierenden Gleichungen, erhält man

$$\nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} - \nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 4\pi \frac{\partial \varrho}{\partial t} + 4\pi \nabla \cdot \mathbf{j}$$

$$\Leftrightarrow \frac{\partial \varrho}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j} = \mathbf{0}. \quad (3.18)$$

Dies ist die Kontinuitätsgleichung der Ladung.

3.2.3 Lagrange- und Hamilton-Funktion eines Teilchens im EMF

Nun sollen noch die Lagrange- und die Hamilton-Funktion eines Teilchens der Massen m und Ladung q im elektromagnetischen Feld $(\mathbf{E}, \mathbf{B})$ hergeleitet werden. Setzt man für das Potential $U = U(\mathbf{r}, \dot{\mathbf{r}}, t)$ an

$$U(\mathbf{r}, \dot{\mathbf{r}}, t) = q\varphi(\mathbf{r}, t) - \frac{q}{c} \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) \cdot \dot{\mathbf{r}}, \quad (3.19)$$

so folgt mit Glg. (2.61)

$$\begin{aligned} \mathbf{F}(\mathbf{r}, \dot{\mathbf{r}}, t) &\stackrel{\text{Glg. (B.52)}}{=} -q\nabla\varphi + \frac{q}{c} (\dot{\mathbf{r}} \cdot \nabla) \mathbf{A} + \frac{q}{c} \dot{\mathbf{r}} \times \mathbf{B} - \frac{q}{c} \frac{D}{Dt} \mathbf{A} = q \left(-\nabla\varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \frac{1}{c} \dot{\mathbf{r}} \times \mathbf{B} \right) \\ &= q \left(\mathbf{E} + \frac{\dot{\mathbf{r}}}{c} \times \mathbf{B} \right). \end{aligned} \quad (3.20)$$

Es ergibt sich also die Lorentz-Kraft nach Glg. (3.1), dies zeigt die Richtigkeit des Ansatzes Glg. (3.19). Also lautet die Lagrange-Funktion eines Teilchens im EMF

$$L(\mathbf{r}, \dot{\mathbf{r}}, t) = \frac{m}{2} \dot{\mathbf{r}}^2 - q\varphi(\mathbf{r}, t) + \frac{q}{c} \dot{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) \quad (3.21)$$

Daraus folgt für die kanonischen Impulse

$$p_i = \frac{\partial L}{\partial \dot{x}_i} = m\dot{x}_i + \frac{q}{c} A_i \Rightarrow \dot{x}_i = \frac{1}{m} \left(p_i - \frac{q}{c} A_i \right). \quad (3.22)$$

Für die Hamilton-Funktion $H = H(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ gilt somit

$$\begin{aligned} H(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) &= \frac{1}{m} \left(\mathbf{p} - \frac{q}{c} \mathbf{A} \right) \cdot \mathbf{p} - \frac{m}{2} \frac{1}{m^2} \left(\mathbf{p} - \frac{q}{c} \mathbf{A} \right)^2 + q\varphi(\mathbf{r}, t) - \frac{q}{cm} \left(\mathbf{p} - \frac{q}{c} \mathbf{A} \right) \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) \\ &= \frac{1}{m} \left(\mathbf{p} - \frac{q}{c} \mathbf{A} \right) \left(\mathbf{p} - \frac{1}{2} \left(\mathbf{p} - \frac{q}{c} \mathbf{A} \right) - \frac{q}{c} \mathbf{A} \right) + q\varphi(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2m} \left(\mathbf{p} - \frac{q}{c} \mathbf{A} \right)^2 + q\varphi(\mathbf{r}, t). \end{aligned} \quad (3.23)$$

3.3 Elektromagnetische Wellen

Im Vakuum lauten die MWGen

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0, \quad (3.24)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (3.25)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0, \quad (3.26)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 0. \quad (3.27)$$

Wendet man $\nabla \times$ auf die Glg.en (3.26) und (3.27) an, erhält man

$$-\Delta \mathbf{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \mathbf{B} = 0 \Leftrightarrow \Delta \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E} = 0, \quad (3.28)$$

$$-\Delta \mathbf{B} - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \mathbf{E} = 0 \Leftrightarrow \Delta \mathbf{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{B} = 0, \quad (3.29)$$

also Wellengleichungen für das EMF $(\mathbf{E}, \mathbf{B})$. Man macht nun Ansätze

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}, \quad \mathbf{B} = \mathbf{B}_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t + \varphi)}. \quad (3.30)$$

Allgemeinere Wellen kann mit der FT aus der Überlagerung solcher ebener Wellen bekommen. Man sieht sofort, dass elektromagnetische Wellen im Vakuum dispersionsfrei sind und die Phasengeschwindigkeit c haben. Man ist interessiert an dem Verhältnis der Amplituden $\mathbf{E}_0, \mathbf{B}_0$, sowie an der Phasenverschiebung φ . Aus den Glg.en (3.24) und (3.25) folgt $\mathbf{E}_0, \mathbf{B}_0 \perp \mathbf{k}$. Elektromagnetische Wellen sind also Transversalwellen. Man stellt weiterhin mit Glg. (B.51) fest

$$\nabla \times \mathbf{E} = -i\mathbf{E} \times \mathbf{k}. \quad (3.31)$$

Außerdem gelten

$$\nabla \times \mathbf{B} = -i\mathbf{B} \times \mathbf{k}, \quad \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = -i\omega \mathbf{E}, \quad \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -i\omega \mathbf{B}. \quad (3.32)$$

Setzt man dies in die Glg.en (3.26) - (3.27) ein, erhält man

$$-i\mathbf{E} \times \mathbf{k} - \frac{1}{c} i\omega \mathbf{B} = \mathbf{0}, \quad (3.33)$$

$$-i\mathbf{B} \times \mathbf{k} + \frac{1}{c} i\omega \mathbf{E} = \mathbf{0}. \quad (3.34)$$

Mit $c = \frac{\omega}{k}$ folgt

$$\mathbf{E} \times \mathbf{k} = -k\mathbf{B}. \quad (3.35)$$

Hieraus folgen

$$\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = 0, \varphi = 0. \quad (3.36)$$

Da $\mathbf{E} \perp \mathbf{k}$ gilt, ist

$$E = B \quad (3.37)$$

und somit

$$E_0 = B_0. \quad (3.38)$$

3.4 Energie des elektromagnetischen Feldes

Um die Energie des elektromagnetischen Feldes zu bestimmen, betrachtet man ein System aus N Ladungen q_i an den Orten $\mathbf{r}_i$. Die Arbeit, die das elektromagnetische Feld an diesem System leistet, ist nach Glg. (3.1) gegeben durch

$$\begin{aligned} W &= \sum_{i=1}^N \int \mathbf{F}(\mathbf{r}_i) \cdot \frac{d\mathbf{r}_i}{dt} dt = \sum_{i=1}^N \int q_i \left(\mathbf{E}(\mathbf{r}_i) + \frac{1}{c} \frac{d\mathbf{r}_i}{dt} \times \mathbf{B} \right) \cdot \frac{d\mathbf{r}_i}{dt} dt \\ &= \sum_{i=1}^N \int q_i \mathbf{E}(\mathbf{r}_i) \cdot \frac{d\mathbf{r}_i}{dt} dt. \end{aligned} \quad (3.39)$$

Daraus folgt

$$\frac{dW}{dt} = \sum_{i=1}^N q_i \mathbf{E}(\mathbf{r}_i) \cdot \frac{d\mathbf{r}_i}{dt}. \quad (3.40)$$

Hier kann man die Stromdichte

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \sum_{i=1}^N q_i \mathbf{v}_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \quad (3.41)$$

einsetzen:

$$\frac{dW}{dt} = \int_{\mathbb{R}^3} \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} d^3r \quad (3.42)$$

Dies kann man mittels der Maxwell-Gleichungen umformen,

$$\mathbf{j} \cdot \mathbf{E} = \frac{c}{4\pi} \mathbf{E} \cdot \nabla \times \mathbf{B} - \frac{1}{4\pi} \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (3.43)$$

Mit Glg. (B.55) erhält man

$$\mathbf{j} \cdot \mathbf{E} = -\frac{c}{4\pi} \nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{B}) + \frac{c}{4\pi} \mathbf{B} \cdot \nabla \times \mathbf{E} - \frac{1}{8\pi} \frac{\partial \mathbf{E}^2}{\partial t} = -\frac{c}{4\pi} \nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{B}) - \frac{1}{8\pi} \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{E}^2 + \mathbf{B}^2). \quad (3.44)$$

Nun definiert man die Energiedichte w des elektromagnetischen Feldes durch

$$w(\mathbf{r}, t) := \frac{1}{8\pi} (\mathbf{E}^2 + \mathbf{B}^2) \quad (3.45)$$

sowie die Strahlungsflussdichte als

$$\mathbf{S}(\mathbf{r}, t) := \frac{c}{4\pi} (\mathbf{E} \times \mathbf{B}). \quad (3.46)$$

Damit folgt

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{S} = -\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}. \quad (3.47)$$

Glg. (3.47) ist das *Poynting-Theorem*. Dies kann man sich noch veranschaulichen. Man integriert dazu Glg. (3.47) über ein zeitunabhängiges Volumen V :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V w(\mathbf{r}, t) d^3r + \int_{\partial V} \mathbf{S} \cdot d\mathbf{n} = -\frac{dW}{dt}. \quad (3.48)$$

Ist Glg. (3.45) die Energiedichte des elektromagnetischen Feldes, so ist

$$U = \int_V w(\mathbf{r}, t) d^3r \quad (3.49)$$

die Energie desselben. Somit folgt

$$\frac{dU}{dt} + \frac{dW}{dt} = - \int_{\partial V} \mathbf{S} \cdot d\mathbf{n}. \quad (3.50)$$

3.4.1 Strahlungsgrößen

Strahlung bedeutet Energietransport durch elektromagnetische Wellen. Die physikalischen Größen, die Strahlung beschreiben, werden Strahlungsgrößen genannt. Die spektralen Größen sind dabei folgendermaßen zu verstehen: Man stellt sich ein Gerät vor, was die zugrundeliegende Größe nach Wellenlängen gefiltert messen kann. Man misst beispielsweise einen Strahlungsfluss φ , der auf ein System wirkt, aber die Messung bricht bei einer Wellenlänge $\lambda > \lambda_0$ ab. So definiert man die Funktion $\varphi(\lambda)$. Die Ableitung dieser Funktion $\varphi_\lambda := \frac{d\varphi}{d\lambda}$ nach λ nennt man *spektralen Strahlungsfluss*, da diese Größe eine Aussage über die spektrale Verteilung der Energie erlaubt. Es gilt

$$\varphi = \int_{\lambda_0}^{\infty} \varphi_\lambda d\lambda. \quad (3.51)$$

Man kann spektrale Strahlungsgrößen auch durch Ableitung nach der Frequenz definieren. Das Wort *spektral* wird manchmal unterschlagen werden.

3.5 Spezielle Relativitätstheorie

Die MWGen ergeben für elektromagnetische Wellen im Vakuum in jedem IS die Phasengeschwindigkeit c . Dies ist ein Widerspruch zur Galileitransformation. Diese ist daher falsch und durch die *Lorentz-Transformation* zu

Strahlungsgröße	SI-Einheit	Definition
Strahlungsenergie	J	die Energie, die an ein System in einem bestimmten Zeitintervall übertragen wird
spektrale Strahlungsenergie	J/m	Strahlungsenergie pro Wellenlänge
Strahlungsfluss	W	die zeitliche Rate, mit der durch Strahlung Energie übertragen wird
spektraler Strahlungsfluss	W/m	Strahlungsfluss pro Wellenlänge
Strahlungsflussdichte	W/m ²	i. A. vektorielle Größe, Strahlungsenergie, die pro Zeit durch eine bestimmte Fläche tritt
spektrale Strahlungsflussdichte	W/m ³	Strahlungsflussdichte pro Wellenlänge
Strahldichte	W/m ²	Strahlungsflussdichte pro Raumwinkel
spektrale Strahldichte	W/m ³	Strahldichte pro Wellenlänge
Energiedichte	J/m ³	Energie, die pro Volumen in Form elektromagnetischer Wellen vorhanden ist
spektrale Energiedichte	J/m ⁴	Energiedichte pro Wellenlänge

Tabelle 3.1: Zusammenfassung der Definitionen der Strahlungsgrößen.

ersetzen, welche für Geschwindigkeiten $v \ll c$ die Galileitransformation als Grenzfall enthalten muss. Dies ist die Aussage der *Speziellen Relativitätstheorie*.

Ein Element $(x^{(a)})$ der *Raumzeit* definiert man durch einen *4-Vektor*

$$(x^{(a)}) := \begin{pmatrix} ct \\ x \\ y \\ z \end{pmatrix}, \quad (3.52)$$

die Raumzeit ist die Menge aller 4-Vektoren. x, y, z sind kartesische Koordinaten in einem IS, t ist die durch einen willkürlichen Zeitnullpunkt t_0 festgelegte Zeitkoordinate. Griechische Indizes sollen immer von Null bis Drei laufen. Man definiert weiter ein *Ereignis* als einen messbaren physikalischen Vorgang ohne zeitliche und räumliche Ausdehnung. Seien zwei Ereignisse mit den Indizes 1 und 2 bezeichnet, dann kann man sie durch ihre entsprechenden Raumzeit-Koordinaten festlegen:

$$\begin{aligned} (x_1^{(a)}) &= \begin{pmatrix} ct_1 \\ x_1 \\ y_1 \\ z_1 \end{pmatrix}, \\ (x_2^{(a)}) &= \begin{pmatrix} ct_2 \\ x_2 \\ y_2 \\ z_2 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (3.53)$$

Man definiert den *Abstand* $s_{1,2}^2$ der beiden Ereignisse in der Raumzeit durch

$$s_{1,2}^2 := c^2 (t_2 - t_1)^2 - (x_2 - x_1)^2 - (y_2 - y_1)^2 - (z_2 - z_1)^2. \quad (3.54)$$

Definiere nun ein IS', dessen Achsen parallel zu denen von IS sind und welches sich mit einer konstanten Geschwindigkeit $\mathbf{v} = v\mathbf{e}_x$ relativ zu IS bewegt. Zur Zeit $t = t' = 0$ seien die Ursprünge der beiden KS am selben Ort. Experimentell findet man

$$s_{1,2}^2 = s_{1,2}'^2. \quad (3.55)$$

Für ein Photon (oder eine elektromagnetische Wellenfront), welches sich in jedem IS mit c bewegt, gilt

$$s_{1,2}^2 = s_{1,2}'^2 = 0, \quad (3.56)$$

die Aussage ist also klar. Für ein geradlinig-gleichförmig bewegtes Teilchen ist

$$s_{1,2}^2 = (c^2 - v^2) (t_2 - t_1) = (c^2 - v'^2) (t'_2 - t'_1) = s_{1,2}'^2 \quad (3.57)$$

experimentell zu verifizieren. Nun definiert man weiter die Matrix η durch

$$\eta := \begin{pmatrix} \mathbf{1} & \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & -\mathbf{1} & \mathbf{0} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{0} & -\mathbf{1} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{0} & -\mathbf{1} \end{pmatrix}. \quad (3.58)$$

Damit kann man den Abstand zweier Ereignisse ds linear entwickeln:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 = \sum_{a=0}^3 \sum_{\beta=0}^3 \eta_{a,\beta} dx^{(a)} dx^{(\beta)} =: \eta_{a,\beta} dx^{(a)} dx^{(\beta)} \quad (3.59)$$

Hierbei wurde die *Einstein'sche Summenkonvention* eingeführt: Über zwei gleiche Indizes, von denen der eine unten und der andere oben steht, wird summiert. Für die Lorentz-Transformation setzt man nun an

$$x'^{(a)} = \Lambda_{\beta}^{(a)} x^{(\beta)} + b^{(a)}. \quad (3.60)$$

Hieraus folgt

$$dx'^{(a)} = \Lambda_{\beta}^{(a)} dx^{(\beta)}. \quad (3.61)$$

Nun fordert man $ds^2 = ds'^2$ und erhält

$$\begin{aligned} ds'^2 &= \eta_{a,\beta} dx'^{(a)} dx'^{(\beta)} = \eta_{a,\beta} dx'^{(a)} \Lambda_{\delta}^{(\beta)} dx^{(\delta)} = \eta_{a,\beta} \Lambda_{\gamma}^{(a)} dx^{(\gamma)} \Lambda_{\delta}^{(\beta)} dx^{(\delta)} \\ &= \eta_{a,\beta} \Lambda_{\gamma}^{(a)} \Lambda_{\delta}^{(\beta)} dx^{(\gamma)} dx^{(\delta)} = \eta_{\gamma,\delta} dx^{(\gamma)} dx^{(\delta)} = ds^2. \end{aligned} \quad (3.62)$$

Da dies für alle dx und dx' gelten soll, gilt

$$\eta_{\gamma,\delta} = \eta_{a,\beta} \Lambda_{\gamma}^{(a)} \Lambda_{\delta}^{(\beta)}. \quad (3.63)$$

Dies bedeutet

$$\eta_{\gamma,\delta} = \sum_{a,\beta=0}^3 \eta_{a,\beta} \Lambda_{\gamma}^{(a)} \Lambda_{\delta}^{(\beta)} = \sum_{a=0}^3 \Lambda_{\gamma}^{(a)} \sum_{\beta=0}^3 \eta_{a,\beta} \Lambda_{\delta}^{(\beta)} = \sum_{a=0}^3 \left(\Lambda_{\gamma}^{(a)} \right)^T \sum_{\beta=0}^3 \eta_{a,\beta} \Lambda_{\delta}^{(\beta)} = (\Lambda^T \eta \Lambda)_{\gamma,\delta}, \quad (3.64)$$

also

$$\Lambda^T \eta \Lambda = \eta. \quad (3.65)$$

Für die oben beschriebene Anordnung zweier KS IS und IS' gilt $b = \mathbf{0}$. Weiterhin sind die Annahmen $y' = y$ und $z' = z$ sinnvoll. Die Transformation zwischen (x, t) und (x', t') kann nicht von den y - oder z -Koordinaten abhängen, da eine Rotation beider KS um die x -Achse zu keiner Änderung führen darf. Die Transformationsmatrix Λ hat also die Form

$$\Lambda = \begin{pmatrix} \Lambda_0^{(0)} & \Lambda_1^{(0)} & \mathbf{0} & \mathbf{0} \\ \Lambda_0^{(1)} & \Lambda_1^{(1)} & \mathbf{0} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{1} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{1} \end{pmatrix}. \quad (3.66)$$

Weiterhin gilt für den Ursprung von IS'

$$x^{(0)} = ct \leftrightarrow x'^{(0)} = ct', \quad (3.67)$$

$$x^{(1)} = vt \leftrightarrow x'^{(1)} = \mathbf{0}, \quad (3.68)$$

$$x^{(2)} = \mathbf{0} \leftrightarrow x'^{(2)} = \mathbf{0}, \quad (3.69)$$

$$x^{(3)} = \mathbf{0} \leftrightarrow x'^{(3)} = \mathbf{0}. \quad (3.70)$$

Aus Glg. (3.65) folgt

$$\begin{aligned}
 & \begin{pmatrix} \Lambda_o^{(o)} & \Lambda_o^{(i)} \\ \Lambda_i^{(o)} & \Lambda_i^{(i)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{1} & \mathbf{o} \\ \mathbf{o} & -\mathbf{1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Lambda_o^{(o)} & \Lambda_i^{(o)} \\ \Lambda_o^{(i)} & \Lambda_i^{(i)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{1} & \mathbf{o} \\ \mathbf{o} & -\mathbf{1} \end{pmatrix} \\
 & \Rightarrow \begin{pmatrix} \Lambda_o^{(o)} & -\Lambda_o^{(i)} \\ \Lambda_i^{(o)} & -\Lambda_i^{(i)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Lambda_o^{(o)} & \Lambda_i^{(o)} \\ \Lambda_o^{(i)} & \Lambda_i^{(i)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{1} & \mathbf{o} \\ \mathbf{o} & -\mathbf{1} \end{pmatrix} \\
 & \Rightarrow \begin{pmatrix} \left(\Lambda_o^{(o)}\right)^2 - \left(\Lambda_o^{(i)}\right)^2 & \Lambda_o^{(o)}\Lambda_i^{(o)} - \Lambda_o^{(i)}\Lambda_i^{(i)} \\ \Lambda_o^{(o)}\Lambda_i^{(o)} - \Lambda_o^{(i)}\Lambda_i^{(i)} & \left(\Lambda_o^{(i)}\right)^2 - \left(\Lambda_i^{(i)}\right)^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{1} & \mathbf{o} \\ \mathbf{o} & -\mathbf{1} \end{pmatrix}.
 \end{aligned} \tag{3.71}$$

Daraus folgen die drei Bedingungen

$$\left(\Lambda_o^{(o)}\right)^2 - \left(\Lambda_o^{(i)}\right)^2 = \mathbf{1}, \tag{3.72}$$

$$\left(\Lambda_o^{(i)}\right)^2 - \left(\Lambda_i^{(i)}\right)^2 = -\mathbf{1}, \tag{3.73}$$

$$\Lambda_o^{(o)}\Lambda_i^{(o)} - \Lambda_o^{(i)}\Lambda_i^{(i)} = \mathbf{o}. \tag{3.74}$$

Man kann für zwei reelle Zahlen ψ, φ ansetzen

$$\Lambda_o^{(i)} = -\sinh(\psi), \tag{3.75}$$

$$\Lambda_i^{(o)} = -\sinh(\varphi). \tag{3.76}$$

Es gelten also

$$\Lambda_o^{(o)} = \pm \cosh(\psi), \Lambda_i^{(i)} = \pm \cosh(\varphi). \tag{3.77}$$

Für $\psi, \varphi \rightarrow \mathbf{o}$ soll die identische Transformation herauskommen, also schließt man an dieser Stelle das Minuszeichen aus. Die dritte Bedingung lautet

$$\cosh(\psi) \sinh(\varphi) = \cosh(\varphi) \sinh(\psi), \tag{3.78}$$

hieraus folgt $\psi = \varphi$. Es gilt also

$$\begin{pmatrix} \Lambda_o^{(o)} & \Lambda_i^{(o)} \\ \Lambda_o^{(i)} & \Lambda_i^{(i)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cosh(\psi) & -\sinh(\psi) \\ -\sinh(\psi) & \cosh(\psi) \end{pmatrix}. \tag{3.79}$$

Somit gilt

$$x'^{(i)} = \mathbf{o} = -\sinh(\psi) ct + \cosh(\psi) x^{(i)} = [-\sinh(\psi) c + \cosh(\psi) v] t. \tag{3.80}$$

Hieraus folgt

$$\tanh(\psi) = \frac{v}{c} \Rightarrow \psi = \operatorname{artanh}\left(\frac{v}{c}\right). \tag{3.81}$$

ψ nennt man *Rapidity*. Man definiert weiterhin

$$\gamma := \cosh(\psi) = \frac{\mathbf{1}}{\sqrt{\mathbf{1} - \tanh^2(\psi)}} = \frac{\mathbf{1}}{\sqrt{\mathbf{1} - v^2/c^2}}, \tag{3.82}$$

dann gilt

$$\sinh(\psi) = \gamma \frac{v}{c}. \tag{3.83}$$

Die Lorentz-Transformation ist in diesem Fall also durch

$$\begin{pmatrix} ct' \\ x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & -\gamma \frac{v}{c} & 0 & 0 \\ -\gamma \frac{v}{c} & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} ct \\ x \\ y \\ z \end{pmatrix} \quad (3.84)$$

festgelegt.

3.6 Relativistische Behandlung des elektromagnetischen Feldes

Die Gleichungen der Potentiale Glg.en (3.16) und (3.17) sowie die Lorenz-Eichung (3.15) werden hier noch einmal zusammengefasst:

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \varphi = -4\pi \rho, \quad (3.85)$$

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \mathbf{A} = -4\pi \mathbf{j}, \quad (3.86)$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{A} = 0. \quad (3.87)$$

Nun wird der 4-Vektor

$$(A^{(a)}) := \begin{pmatrix} \varphi \\ A_x \\ A_y \\ A_z \end{pmatrix} \quad (3.88)$$

definiert. Definiere weiter

$$(j^{(a)}) := \begin{pmatrix} \rho \\ j_x \\ j_y \\ j_z \end{pmatrix} \quad (3.89)$$

Man definiert als Kurzschreibweise für partielle Ableitungen

$$\partial_0 = \partial^{(0)} := \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}, \quad (3.90)$$

$$\partial^{(i)} := \frac{\partial}{\partial x_i} = -\frac{\partial}{\partial x^{(i)}} = -\partial_i \quad (3.91)$$

für $1 \leq i \leq 3$. Mit dem *d'Alembert-Operator*

$$\square := \partial_\beta \partial^{(\beta)} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \Delta \quad (3.92)$$

kann man dies als

$$\square A^{(a)} = \frac{4\pi}{c} j^{(a)} \quad (3.93)$$

notieren. Die Lorenz-Eichung schreibt sich damit als

$$\partial_a A^{(a)} = 0. \quad (3.94)$$

Man definiert den *Feldstärketensor* $F^{(a,\beta)}$ durch

$$F^{(a,\beta)} = \partial^{(a)} A^{(\beta)} - \partial^{(\beta)} A^{(a)}. \quad (3.95)$$

Diese Matrix ist antisymmetrisch:

$$F^{(\beta,a)} = \partial^{(\beta)} A^{(a)} - \partial^{(a)} A^{(\beta)} = -\left(\partial^{(a)} A^{(\beta)} - \partial^{(\beta)} A^{(a)} \right) = -F^{(a,\beta)} \quad (3.96)$$

An dieser Stelle sei weiterhin an

$$\mathbf{E} = -\nabla\varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}, \quad \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (3.97)$$

erinnert. Es gilt

$$\begin{aligned} F^{(a,\beta)} &= \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{c} \frac{\partial A_x}{\partial t} + \frac{\partial \varphi}{\partial x} & \frac{1}{c} \frac{\partial A_y}{\partial t} + \frac{\partial \varphi}{\partial y} & \frac{1}{c} \frac{\partial A_z}{\partial t} + \frac{\partial \varphi}{\partial z} \\ -\frac{\partial \varphi}{\partial x} - \frac{1}{c} \frac{\partial A_x}{\partial t} & 0 & \frac{\partial}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial x} \\ -\frac{\partial \varphi}{\partial y} - \frac{1}{c} \frac{\partial A_y}{\partial t} & \frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial y} & 0 & \frac{\partial}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial y} \\ -\frac{\partial \varphi}{\partial z} - \frac{1}{c} \frac{\partial A_z}{\partial t} & \frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial z} & \frac{\partial}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial z} & 0 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 0 & -E_x & -E_y & -E_z \\ E_x & 0 & -B_z & B_y \\ E_y & B_z & 0 & -B_x \\ E_z & -B_y & B_x & 0 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (3.98)$$

Man betrachte wieder die beiden KS IS und IS', mit denen schon in Abschn. 3.5 gearbeitet wurde. Die elektromagnetischen Felder in den Systemen seien mit $(\mathbf{E}, \mathbf{B})$ und $(\mathbf{E}', \mathbf{B}')$ bezeichnet. Die Feldstärketensoren transformieren sich mit Glg. (3.84) wie

$$\begin{aligned} F' &= \Lambda F \Lambda^T = \Lambda \begin{pmatrix} 0 & -E_x & -E_y & -E_z \\ E_x & 0 & -B_z & B_y \\ E_y & B_z & 0 & -B_x \\ E_z & -B_y & B_x & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \gamma & -\gamma \frac{v}{c} & 0 & 0 \\ -\gamma \frac{v}{c} & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \gamma & -\gamma \frac{v}{c} & 0 & 0 \\ -\gamma \frac{v}{c} & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \gamma E_x \frac{v}{c} & -\gamma E_x \frac{v}{c} & -E_y & -E_z \\ \gamma E_x & -\gamma E_x \frac{v}{c} & -B_z & B_y \\ \gamma E_x - \gamma B_z \frac{v}{c} & -\gamma E_y \frac{v}{c} + \gamma B_z & 0 & -B_x \\ \gamma E_z + \gamma B_y \frac{v}{c} & -\gamma E_z \frac{v}{c} - \gamma B_y & B_x & 0 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 0 & -\gamma^2 E_x + \gamma^2 E_x \frac{v^2}{c^2} & -\gamma E_y + B_z \gamma \frac{v}{c} & -E_z \gamma - B_y \gamma \frac{v}{c} \\ -\gamma^2 E_x \frac{v^2}{c^2} + \gamma^2 E_x & 0 & E_y \gamma \frac{v}{c} - B_z \gamma & E_z \gamma \frac{v}{c} + \gamma B_y \\ \gamma E_x - \gamma B_z \frac{v}{c} & -\gamma E_y \frac{v}{c} + \gamma B_z & 0 & -B_x \\ \gamma E_z + \gamma B_y \frac{v}{c} & -\gamma E_z \frac{v}{c} - \gamma B_y & B_x & 0 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 0 & -E_x & -\gamma E_y + B_z \gamma \frac{v}{c} & -E_z \gamma - B_y \gamma \frac{v}{c} \\ E_x & 0 & E_y \gamma \frac{v}{c} - B_z \gamma & E_z \gamma \frac{v}{c} + \gamma B_y \\ \gamma E_x - \gamma B_z \frac{v}{c} & -\gamma E_y \frac{v}{c} + \gamma B_z & 0 & -B_x \\ \gamma E_z + \gamma B_y \frac{v}{c} & -\gamma E_z \frac{v}{c} - \gamma B_y & B_x & 0 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 0 & -E'_x & -E'_y & -E'_z \\ E'_x & 0 & -B'_z & B'_y \\ E'_y & B'_z & 0 & -B'_x \\ E'_z & -B'_y & B'_x & 0 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (3.99)$$

Hieraus folgen

$$E'_x = E_x, \quad E'_y = \gamma \left(E_y - B_z \frac{v}{c} \right), \quad E'_z = \gamma \left(E_z + B_y \frac{v}{c} \right), \quad (3.100)$$

$$B'_x = B_x, \quad B'_y = \gamma \left(B_y + E_z \frac{v}{c} \right), \quad B'_z = \gamma \left(B_z - E_y \frac{v}{c} \right). \quad (3.101)$$

Dies kann man vektoriell verallgemeinern zu

$$\mathbf{E}'_{\parallel} = \mathbf{E}_{\parallel}, \quad (3.102)$$

$$\mathbf{B}'_{\parallel} = \mathbf{B}_{\parallel}, \quad (3.103)$$

$$\mathbf{E}'_{\perp} = \gamma \left(\mathbf{E}_{\perp} + \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B} \right), \quad (3.104)$$

$$\mathbf{B}'_{\perp} = \gamma \left(\mathbf{B}_{\perp} - \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{E} \right), \quad (3.105)$$

wobei jeweils zu $\boldsymbol{v}$ parallele und senkrechte Komponenten gemeint sind. Die Rücktransformation erhält man mit $\boldsymbol{v} \rightarrow \boldsymbol{v}'$ zu

$$\boldsymbol{E}_{\parallel} = \boldsymbol{E}'_{\parallel}, \quad \boldsymbol{B}_{\parallel} = \boldsymbol{B}'_{\parallel}, \quad (3.106)$$

$$\boldsymbol{E}_{\perp} = \gamma \left(\boldsymbol{E}'_{\perp} - \frac{\boldsymbol{v}}{c} \times \boldsymbol{B}' \right), \quad \boldsymbol{B}_{\perp} = \gamma \left(\boldsymbol{B}'_{\perp} + \frac{\boldsymbol{v}}{c} \times \boldsymbol{E}' \right). \quad (3.107)$$

4 QUANTENMECHANIK

Hier werden nur die Grundlagen der Quantenmechanik (QM) erklärt, für eine ausführlichere Darstellung s. [11]. In der QM wird die Bahnkurve $\mathbf{r}(t)$ durch die Wellenfunktion $\psi(\mathbf{r}, t)$ ersetzt, um den Zustand eines Teilchens ohne Spin festzulegen. ψ ist i. A. komplexwertig und $|\psi(\mathbf{r}, t)|^2$ ist die Wahrscheinlichkeitsdichte, das Teilchen zur Zeit t bei $\mathbf{r}$ anzutreffen. Für Funktionen $f, g : \mathbb{R}^3 \rightarrow \mathbb{C}$ definiert man das unitäre Produkt $\langle | \rangle$ durch

$$\langle f | g \rangle := \int_{\mathbb{R}^3} f^* g d^3 r. \quad (4.1)$$

Da das Teilchen irgendwo ist, gilt

$$\langle \psi | \psi \rangle = 1. \quad (4.2)$$

Es gilt die *Schrödinger-Gleichung* (SG)

$$\hat{H}\psi(\mathbf{r}, t) = i\hbar \frac{\partial \psi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (4.3)$$

mit dem *Hamilton-Operator*

$$\hat{H} := -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V(\mathbf{r}). \quad (4.4)$$

Dabei ist $\hbar := \frac{h}{2\pi}$ mit dem *Planck'schen Wirkungsquantum* h . Ein Operator macht aus einer Funktion eine neue Funktion und wird durch ein Dachsymbol gekennzeichnet. Zwei weitere axiomatische Annahmen der QM sind die *de-Broglie-Relation*

$$\mathbf{p} = \hbar \mathbf{k} \quad (4.5)$$

für den Zusammenhang von Impuls $\mathbf{p}$ und Kreiswellenzahl $\mathbf{k}$ eines Teilchens sowie die *Planck-Einstein-Relation*

$$E = \hbar \omega \quad (4.6)$$

für den Zusammenhang von Energie E und Kreisfrequenz ω . Eine ebene Welle kann somit durch

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \psi_0 \exp(i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)) = \psi_0 \exp\left(\frac{i}{\hbar}(\mathbf{p} \cdot \mathbf{r} - Et)\right) \quad (4.7)$$

notiert werden. Hierbei stellt man fest, dass

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(\mathbf{r}, t) = E \psi(\mathbf{r}, t) \quad (4.8)$$

gilt, die rechte Seite der SG zieht also die Energie nach vorne. Analog folgt für die linke Seite

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi(\mathbf{r}, t) = \frac{p^2}{2m} \psi(\mathbf{r}, t) = E_{\text{kin}} \psi(\mathbf{r}, t) \quad (4.9)$$

mit der nichtrelativistischen Energie-Impuls-Beziehung $E_{\text{kin}} = \frac{p^2}{2m}$. Die SG ist also der Energieerhaltungssatz für eine ebene Wahrscheinlichkeitswelle. Wegen

$$-i\hbar\nabla\psi(\mathbf{r},t) = \mathbf{p}\psi(\mathbf{r},t) \quad (4.10)$$

definiert man

$$\hat{\mathbf{p}} := -i\hbar\nabla \quad (4.11)$$

als den *Impulsoperator*. Der Term der partiellen Zeitableitung $i\hbar\frac{\partial}{\partial t}$ wird bei Wellenfunktionen $\psi(\mathbf{r},t)$, deren Zeitabhängigkeit trivial ist und von der Ortsabhängigkeit absepariert werden kann, also

$$\psi(\mathbf{r},t) = \psi(\mathbf{r}) \exp\left(-i\frac{E}{\hbar}t\right), \quad (4.12)$$

zu

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t} = E. \quad (4.13)$$

Die Schrödinger-Gleichung wird dann zur *stationären Schrödinger-Gleichung*

$$\hat{H}\psi(\mathbf{r},t) = E\psi(\mathbf{r},t). \quad (4.14)$$

Dies ist ein Eigenwertproblem, wobei E der Eigenwert ist und $\psi(\mathbf{r},t)$ der Eigenvektor.

4.1 Freies Teilchen

Ein freies Teilchen der Masse m bewegt sich unter Abwesenheit eines Potentials $\hat{v}_h = 0$ entsprechend der Gleichung

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi = i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}. \quad (4.15)$$

Macht man für $\psi(\mathbf{r},t)$ wieder den Ansatz einer ebenen Welle

$$\psi(\mathbf{r},t) = \psi_0 \exp(i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)) = \psi_0 \exp\left(\frac{i}{\hbar}(\mathbf{p} \cdot \mathbf{r} - Et)\right), \quad (4.16)$$

so folgt daraus die Dispersionsrelation

$$\frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m} = E = \hbar\omega \Leftrightarrow \omega(\mathbf{k}) = \frac{\hbar \mathbf{k}^2}{2m}. \quad (4.17)$$

Glg. (4.17) nennt man *Dispersionsrelation*. Die Phasengeschwindigkeit c_{ph} einer Materiewelle wird somit zu

$$c_{\text{ph}} = \frac{\omega}{k} = \frac{\hbar k}{2m}, \quad (4.18)$$

während für die Gruppengeschwindigkeit c_{gr} gilt

$$c_{\text{gr}} = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial\omega}{\partial k_i} \mathbf{e}_i = \frac{\hbar \mathbf{k}}{m}. \quad (4.19)$$

Materiewellen sind anders als elektromagnetische Wellen im Vakuum nicht dispersionsfrei. Die Gruppengeschwindigkeit ist dabei betragsmäßig doppelt so groß wie die Phasengeschwindigkeit.

4.2 Potentialtopf

Der *Potentialtopf* beschreibt ein Potential $V(x)$ der Form

$$V(x) := \begin{cases} 0, & 0 \leq x \leq L, \\ \infty, & \text{sonst} \end{cases} \quad (4.20)$$

mit $L > 0$. Der Hamilton-Operator $\hat{H}$ eines Teilchens in diesem Potential lautet

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V(x). \quad (4.21)$$

Die Randbedingungen ergeben sich aus der Tatsache

$$\psi(x) = 0 \text{ für } x \notin (0, L). \quad (4.22)$$

Man macht den Ansatz

$$\psi(x) = C \exp(ik_1 x) + C_2 \exp(ik_2 x) \quad (4.23)$$

mit $k_1, k_2 > 0$. Aus der Randbedingung

$$\psi(0) = 0 \quad (4.24)$$

folgt

$$C = -C_2, \quad (4.25)$$

definiere also $C := C$, dann gilt für den Ansatz

$$\psi(x) = C (\exp(ik_1 x) - \exp(ik_2 x)). \quad (4.26)$$

Aus der Randbedingung

$$\psi(L) = 0 \quad (4.27)$$

folgt

$$\exp(ik_1 L) = \exp(ik_2 L). \quad (4.28)$$

Im Allgemeinen dürfen die beiden Lösungskomponenten $\exp(ik_1 x)$ und $\exp(ik_2 x)$ linear unabhängig sein, daher gilt

$$k_1 L = k_2 L + 2n\pi \quad (4.29)$$

mit $n \in \mathbb{Z}$, also

$$k_1 - k_2 = \frac{2n\pi}{L}. \quad (4.30)$$

Setze also

$$k_1 = n_1 \frac{\pi}{L}, \quad k_2 = n_2 \frac{\pi}{L} \quad (4.31)$$

mit $n_1 - n_2 \in \mathbb{Z}$ gerade. Den Fall $k_1 = k_2$ muss man ausschließen, das sonst die Wellenfunktion verschwindet. Es gilt die Normierungsbedingung

$$\begin{aligned} 1 &\stackrel{!}{=} \int_0^L |\psi(x)|^2 dx = |C|^2 \int_0^L 2 - \exp(i(k_1 - k_2)x) - \exp(i(k_2 - k_1)x) dx \\ &\Leftrightarrow |C|^2 2L \Leftrightarrow |C| = \frac{1}{\sqrt{2L}}. \end{aligned} \quad (4.32)$$

Die Gesamtlösung für die Wellenfunktion lautet also unter der Annahme $C > 0$ mit $n_1, n_2 \in \mathbb{Z}$, $n_1 \neq n_2$ und $n_1 - n_2$ gerade

$$\psi(x) = \frac{1}{\sqrt{2L}} \left[\exp\left(in_1 \frac{\pi}{L} x\right) - \exp\left(in_2 \frac{\pi}{L} x\right) \right]. \quad (4.33)$$

Für die Energie-Eigenwerte E_{n_1, n_2} folgt

$$E_{n_1, n_2} = \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\pi^2}{L^2} (n_1^2 + n_2^2). \quad (4.34)$$

Die Energie $E = 0$ ist nicht möglich, da n_1 und n_2 nicht gleichzeitig Null sein dürfen. Dies ist in der klassischen Mechanik anders.

4.3 Potentialstufe

Gegeben sei das Potential

$$V(x) = \begin{cases} V_0, & 0 \leq x \leq L, \\ 0, & \text{sonst} \end{cases} \quad (4.35)$$

mit $V_0, L > 0$. Befindet sich ein klassisches Teilchen mit einer Energie $0 < E < V_0$ im Bereich $x < 0$, so kann es den Bereich $x > L$ niemals erreichen. In der Quantenmechanik ist dies anders, man bezeichnet dies als *Tunneleffekt*, weil das Teilchen anschaulich gesprochen einen Tunnel durch die Potentialbarriere gräbt.

Auch dies soll hier durchgesprochen werden, allerdings für den einfacheren Fall $L \rightarrow \infty$. Ein Index 1 stehe von nun an für den Bereich $x < 0$, während ein Index 2 von nun an für den Bereich $x \geq 0$ stehe. Das Potential $V(x)$ sei gegeben durch

$$V(x) = \begin{cases} 0, & x < 0 \\ V_0, & x \geq 0 \end{cases} \quad (4.36)$$

mit $V_0 > 0$. In den beiden Bereichen 1 und 2 gelten zwei unterschiedliche stationäre Schrödinger-Gleichungen

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} \psi_1(x) = E \psi_1(x), \quad (4.37)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} \psi_2(x) = (E - V_0) \psi_2(x) \quad (4.38)$$

für die zwei Wellenfunktionen $\psi_1(x)$, $\psi_2(x)$, $E < V_0$ sei die Energie des Teilchens. Für $\psi_1(x)$ macht man einen Ansatz

$$\psi_1(x) = C \exp(ikx) + C_2 \exp(-ikx) \quad (4.39)$$

mit $k > 0$. Der erste Term entspricht dem nach rechts einlaufenden Teil der Welle, während der zweite Term der Reflexion entspricht. C, C_2 sind diesmal keine Normierungskonstanten, da man auf unbeschränkten Mengen nicht normieren kann. Für $\psi_2(x)$ macht man einen Ansatz

$$\psi_2(x) = C_3 \exp(-\lambda x) \quad (4.40)$$

mit $C_3, \lambda > 0$.

Für ψ gilt die stationäre Schrödinger-Gleichung, also hat die zweite Ableitung von ψ die gleichen Stetigkeitseigenschaften wie das Potential V . In diesem Fall ist die zweite Ableitung unstetig, jedoch ist ψ immernoch stetig-differenzierbar. Dadurch erhält man folgende zwei Anschlussbedingungen:

$$C + C_2 = C_3, \quad (4.41)$$

$$ikC - ikC_2 = -\lambda C_3 \quad (4.42)$$

Setzt man die erste Gleichung in die zweite ein, erhält man

$$\begin{aligned} ikC - ikC_2 &= -\lambda C - \lambda C_2 \Leftrightarrow C_2(\lambda - ik) = -C(\lambda + ik) \\ \Leftrightarrow C_2 &= -\frac{\lambda + ik}{\lambda - ik} = -\exp(2\varphi) \end{aligned} \quad (4.43)$$

mit

$$\varphi = \arctan\left(\frac{k}{\lambda}\right). \quad (4.44)$$

Damit folgt

$$C_3 = C - \exp(\varphi). \quad (4.45)$$

k erhält man aus der Schrödinger-Gleichung für Bereich 1:

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m} = E \Rightarrow k = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2mE} \quad (4.46)$$

λ erhält man aus der Schrödinger-Gleichung für Bereich 2:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \lambda^2 = E - V_0 \Rightarrow \lambda = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(V_0 - E)} \quad (4.47)$$

Die Lösungen werden noch einmal zusammengefasst:

$$\psi_1(x) = C \exp\left(\frac{i}{\hbar} \sqrt{2mEx}\right) - \exp\left(\varphi - \frac{i}{\hbar} \sqrt{2mEx}\right), \quad (4.48)$$

$$\psi_2(x) = (C - \exp(\varphi)) \exp\left(-\frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(V_0 - E)x}\right). \quad (4.49)$$

C wird nicht durch die Schrödinger-Gleichung festgelegt, sondern durch eine hier nicht mögliche Normierung. Im Fall $L < \infty$ kann man Transmissions- und Reflexionskoeffizienten der Wahrscheinlichkeitsstromdichte an der Potentialschwelle berechnen.

Man kann als Resultat dieses Abschnitts sowie der Abschn. 4.1 und 4.2 festhalten:

- Im Fall $E > V_0 = \text{const.}$ existiert ein kontinuierliches Energiespektrum.
- Im Fall $E < V_0 = \text{const.}$ kann das Teilchen in Form eines exponentiellen Abfalls in diesen Bereich hineinpropagieren.
- Ist die Bewegung des Teilchens beschränkt, existiert ein diskretes Energiespektrum.

4.4 Produktwellenfunktionen

Sei ein eindimensionales Potential $V_x(x)$ gegeben mit zugehörigem Hamiltonian

$$\hat{H}_x = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + V_x(x), \quad (4.50)$$

die Lösungen $(\psi_{n_x}(x), E_{n_x})$ des Eigenwertproblems

$$\hat{H}_x \psi_{n_x}(x) = E_{n_x} \psi_{n_x}(x) \quad (4.51)$$

seien bekannt. Nun erweitere man das Problem auf drei Dimensionen, also

$$V(x, y, z) = V_x(x) + V_y(y) + V_z(z), \quad (4.52)$$

wobei analog zur x-Komponente auch die zu $V_y(y)$ und $V_z(z)$ gehörigen Lösungen der Schrödinger-Gleichung bekannt seien. Es muss jedoch nicht $V_x = V_y$ sein. Der Hamiltonian $\hat{H}$ des dreidimensionalen Systems wird zu.

$$\hat{H} = \hat{H}_x + \hat{H}_y + \hat{H}_z \quad (4.53)$$

Nun mache für die Lösung $\psi(x, y, z)$ einen Produktansatz

$$\psi(x, y, z) = \psi_{n_x}(x) \psi_{n_y}(y) \psi_{n_z}(z), \quad (4.54)$$

dann gilt

$$\begin{aligned}\hat{H}\psi(x, y, z) &= \left(\hat{H}_x + \hat{H}_y + \hat{H}_z\right) \psi_{n_x}(x) \psi_{n_y}(y) \psi_{n_z}(z) \\ &= (E_{n_x} + E_{n_y} + E_{n_z}) \psi_{n_x}(x) \psi_{n_y}(y) \psi_{n_z}(z).\end{aligned}\quad (4.55)$$

Die so konstruierten Lösungen $\psi(x, y, z)$ bilden die komplette Lösungsmenge von

$$\hat{H}\psi(x, y, z) = E\psi(x, y, z). \quad (4.56)$$

Mit diesen Erkenntnissen kann man beispielsweise leicht die Schrödinger-Gleichung für ein Teilchen in einem dreidimensionalen harmonischen Oszillator oder in einem dreidimensionalen Potentialtopf lösen, wenn die eindimensionalen Lösungen bekannt sind.

4.5 Harmonischer Oszillator

Der Hamiltonian $\hat{H}$ des harmonischen Oszillators lautet

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + \frac{1}{2} m \omega^2 x^2, \quad (4.57)$$

also lautet die stationäre Schrödinger-Gleichung

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \psi'' + \frac{1}{2} m \omega^2 x^2 \psi = E\psi. \quad (4.58)$$

Dieses Eigenwertproblem ist zu lösen. Man kann dies schreiben als

$$\psi'' - \frac{x^2}{b^4} \psi = -\frac{2mE}{\hbar^2} \psi \quad (4.59)$$

mit $b := \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}}$. Definiere $u := \frac{x}{b}$, dann sind

$$\frac{d}{dx} = \frac{du}{dx} \frac{d}{du} = \frac{1}{b} \frac{d}{du}, \quad \frac{d^2}{dx^2} = \frac{1}{b^2} \frac{d^2}{du^2}. \quad (4.60)$$

Die stationäre SG wird mit der Ersetzung

$$\psi(x) \rightarrow \psi(u) \quad (4.61)$$

zu

$$\psi'' - u^2 \psi = -\frac{2E}{\hbar\omega} \psi. \quad (4.62)$$

In der Unendlichkeit wird dies zu

$$\psi'' - u^2 \psi \approx 0. \quad (4.63)$$

Hierfür wird der Ansatz

$$f(u) = \exp\left(-\frac{u^2}{2\sigma^2}\right) \quad (4.64)$$

gemacht mit $\sigma > 0$. Dies ergibt zweimal abgeleitet

$$\frac{d^2}{du^2} \exp\left(-\frac{u^2}{2\sigma^2}\right) = \frac{d}{du} \left(-\frac{u}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{u^2}{2\sigma^2}\right)\right) \approx \frac{u^2}{\sigma^4} \exp\left(-\frac{u^2}{2\sigma^2}\right) \quad (4.65)$$

für große u . Setzt man dies ein, erhält man

$$\frac{u^2}{\sigma^4} - u^2 \stackrel{!}{=} 0 \Rightarrow \sigma = 1. \quad (4.66)$$

Man macht für ψ den Ansatz

$$\psi(u) = P(u) \exp\left(-\frac{u^2}{2}\right). \quad (4.67)$$

Die zweite Ableitung ergibt sich zu

$$\frac{d^2\psi}{du^2} = \frac{d}{du} \left[P' \exp\left(-\frac{u^2}{2}\right) - uP \exp\left(-\frac{u^2}{2}\right) \right] = \exp\left(-\frac{u^2}{2}\right) [P'' - 2uP' - P + u^2P]. \quad (4.68)$$

Glg. (4.62) wird mit $\tilde{E} = \frac{2E}{\hbar\omega}$ zu

$$P'' - 2uP' - P = -\tilde{E}P \Leftrightarrow P'' - 2uP' + P(\tilde{E} - 1) = 0. \quad (4.69)$$

Für $P(u)$ wird ein Potenzreihenansatz

$$P(u) = \sum_{i=0}^{\infty} a_i u^i \quad (4.70)$$

gemacht. Damit ergeben sich

$$P'(u) = \sum_{i=0}^{\infty} i a_i u^{i-1} \quad (4.71)$$

und

$$P''(u) = \sum_{i=0}^{\infty} (i-1) i a_i u^{i-2} = \sum_{i=0}^{\infty} (i+2)(i+1) a_{i+2} u^i. \quad (4.72)$$

Setzt man dies in Glg. (4.69) ein, erhält man

$$\sum_{i=0}^{\infty} (i+2)(i+1) a_{i+2} u^i - 2 \sum_{i=0}^{\infty} i a_i u^i + (\tilde{E} - 1) \sum_{i=0}^{\infty} a_i u^i = 0. \quad (4.73)$$

Damit dies für alle $y \in \mathbb{R}$ gilt, müssen die individuellen Koeffizienten verschwinden:

$$(i+2)(i+1) a_{i+2} - 2i a_i + (\tilde{E} - 1) a_i = 0, \quad (4.74)$$

also erhält man für die a_i die Rekursionsformel

$$a_{i+2} = a_i \frac{2i - \tilde{E} + 1}{(i+2)(i+1)}. \quad (4.75)$$

Da die geometrische Reihe $\sum_{n=1}^{\infty} n^{-1}$ divergiert, divergiert auch $\sum_{i=0}^{\infty} a_i u^i$. Daher muss es ein $n \in \mathbb{N}$ geben mit

$$2n - \tilde{E} + 1 = 0 \Leftrightarrow \frac{2E}{\hbar\omega} = 1 + 2n \Leftrightarrow E = E_n = \hbar\omega \left(n + \frac{1}{2}\right). \quad (4.76)$$

Dies sind die Energie-Eigenwerte des Oszillators. n definiert einen Zustand. Die Zustände sind also quantisiert, ihre Energien sind äquidistant mit dem Abstand $\hbar\omega$ und die Grundzustandsenergie $E_0 > 0$ ist positiv.

Schreibt man die Rekursionsformel um, erhält man

$$a_i = a_{i+2} \frac{(i+2)(i+1)}{2(i-n)}, \quad (4.77)$$

durch a_n und $a_{n+1} = 0$ sind die Polynome $P_n(u)$ festgelegt, sie heißen *Hermite-Polynome* $H_n(u)$, s. Abschn. C.3.

Es gilt die Normierungsbedingung

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\psi(y)|^2 dy = \int_{-\infty}^{\infty} c_n^2 \exp\left(-\frac{y^2}{b^2}\right) H_n^2\left(\frac{y}{b}\right) dy = \int_{-\infty}^{\infty} c_n^2 b \exp(-u^2) H_n^2(u) du = 1, \quad (4.78)$$

also gilt mit Glg. (C.124)

$$c_n^2 b = \frac{1}{\sqrt{\pi} 2^n n!}. \quad (4.79)$$

Die Eigenzustände des harmonischen Oszillators sind also

$$\psi_n(u) = c_n H_n(u) \exp\left(-\frac{u^2}{2}\right) \quad (4.80)$$

mit

$$b = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}}, \quad c_n = \frac{1}{\sqrt{b} \sqrt{\pi} 2^n n!}, \quad u = \frac{x}{b}. \quad (4.81)$$

Zum Schluss werden noch zwei wichtige Relationen festgehalten:

$$u \psi_n(u) \stackrel{\text{Glg. (C.123)}}{=} n \frac{1}{\sqrt{2n}} \psi_{n-1}(u) + \frac{1}{2} \sqrt{2(n+1)} \psi_{n+1}(u) = \sqrt{\frac{n}{2}} \psi_{n-1}(u) + \sqrt{\frac{n+1}{2}} \psi_{n+1}(u), \quad (4.82)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\psi_n}{du}(u) &\stackrel{\text{Glg. (C.122)}}{=} 2n \frac{1}{\sqrt{2n}} \psi_{n-1}(u) - u \psi_n(u) = \sqrt{2n} \psi_{n-1}(u) - u \psi_n(u) \\ &= \sqrt{2n} \psi_{n-1}(u) - \sqrt{\frac{n}{2}} \psi_{n-1}(u) - \sqrt{\frac{n+1}{2}} \psi_{n+1}(u) = \sqrt{n} \left(\sqrt{2} - \frac{1}{\sqrt{2}} \right) \psi_{n-1}(u) - \sqrt{\frac{n+1}{2}} \psi_{n+1}(u) \\ &= \sqrt{n} \left(\frac{2}{\sqrt{2}} - \frac{1}{\sqrt{2}} \right) \psi_{n-1}(u) - \sqrt{\frac{n+1}{2}} \psi_{n+1}(u) = \sqrt{\frac{n}{2}} \psi_{n-1}(u) - \sqrt{\frac{n+1}{2}} \psi_{n+1}(u) \end{aligned} \quad (4.83)$$

4.6 Hilbert-Raum und Operatoren

Ein Teilchen wird in der QM beschrieben durch seine im Allgemeinen zeitabhängige Wellenfunktion $\psi(t) : \mathbb{R}^3 \rightarrow \mathbb{C}$. Diese Wellenfunktion bezeichnet man auch als *Zustand* des Teilchens.

4.6.1 Hilbert-Raum

Die Menge aller stetig-differenzierbaren Funktionen $\mathbb{R}^3 \rightarrow \mathbb{C}$ bezeichnet man in der QM als *Hilbert-Raum* H . Die Dimension von H ist unendlich. Man kann unendlich viele verschiedene Basen $(f_1, f_2, \dots)$ mit $f_i \in H$ für alle $i \in \mathbb{N}$ mit $i \geq 1$ von H angeben. Üblicherweise wählt man Orthonormalbasen, also Basen mit

$$\langle f_i | f_j \rangle = \delta_{i,j} \quad (4.84)$$

für alle $i, j \in \mathbb{N}$ mit $i, j \geq 1$. Für einen Zustand $\psi(\mathbf{r}, t)$ kann man somit schreiben

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \sum_{i=1}^{\infty} a_i(t) f_i(\mathbf{r}). \quad (4.85)$$

Für die a_i gilt, sei $k \in \mathbb{N}$ mit $k \geq 1$,

$$\langle f_k | \psi \rangle = \int_{\mathbb{R}^3} f_k^*(\mathbf{r}) \left(\sum_{i=1}^{\infty} a_i f_i(\mathbf{r}) \right) d^3 r = \sum_{i=1}^{\infty} a_i \int_{\mathbb{R}^3} f_k^*(\mathbf{r}) f_i(\mathbf{r}) d^3 r = \sum_{i=1}^{\infty} a_i \delta_{ki} = a_k, \quad (4.86)$$

also

$$a_i = \langle f_i | \psi \rangle. \quad (4.87)$$

Bei zweckmäßiger Wahl der Reihenfolge der f_i gilt $\lim_{i \rightarrow \infty} a_i = 0$, also kann man die obige Summe in der Praxis je nach gewünschter Genauigkeit irgendwo abbrechen lassen. Der Vektor (a_i) legt also den Zustand $\psi(\mathbf{r})$ eines Teilchens fest. Man kann auf eine andere Basis $(\tilde{f}_i)$ transformieren, die Transformation ergibt sich aus

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \sum_{i=1}^{\infty} a_i(t) f_i(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^{\infty} \tilde{a}_i(t) \tilde{f}_i(\mathbf{r}). \quad (4.88)$$

In diesem Fall wird der Zustand $\psi(\mathbf{r}, t)$ durch $(\tilde{a}_i(t))$ festgelegt. Ein Beispiel für eine solche Transformation ist die Fourier-Transformation.

Hat man die Schrödinger-Gleichung für ein System gelöst und eine Quantelung der Zustände gefunden, so kann man einen Zustand $\psi(\mathbf{r})$ durch $N \geq 1$ Quantenzahlen $n_1, \dots, n_N$ festlegen, $\psi(\mathbf{r}, t) = \psi(n_1, \dots, n_N, \mathbf{r}, t)$. Es gibt also unendlich viele Möglichkeiten, einen Zustand eines Teilchens festzulegen. Will man sich nicht auf eine solche Möglichkeit festlegen, schreibt man einfach

$$|\psi\rangle. \quad (4.89)$$

Dies können zum Beispiel spektrale Koeffizienten a_i sein $|\psi\rangle = (a_i)$ oder eine Quantenzahl n wie beim eindimensionalen harmonischen Oszillator, $|\psi\rangle = |n\rangle$. Diese Notation bezeichnet man auch als *Dirac-Notation*. Benötigt man zwei Quantenzahlen n, m zur Festlegung eines Zustandes, so schreibt man $|\psi\rangle = |n, m\rangle$. Man definiert

$$\langle\psi| := |\psi\rangle^*. \quad (4.90)$$

Das bedeutet: Wenn für den Zustand $|\psi\rangle$ im Ortsraum gilt $|\psi\rangle = \psi(\mathbf{r}, t)$, dann gilt $\langle\psi| = \psi^*(\mathbf{r}, t)$. Vom englischen Wort *bracket* (Klammer) abgeleitet nennt man $|\psi\rangle$ auch einen *Ketzustand* oder einfach Ket, und $\langle\psi|$ einen *Brazustand* oder einfach Bra.

Ein Operator $\hat{O}$ macht aus einem Zustand einen neuen Zustand (s. auch Abschn. A.8), er ist also eine Abbildung im Hilbert-Raum. Man schreibt

$$|\chi\rangle = \hat{O}|\psi\rangle \quad (4.91)$$

für den Zustand $|\chi\rangle$, der entsteht, wenn der Operator $\hat{O}$ auf den Zustand $|\psi\rangle$ wirkt. Ist $\hat{O}$ linear (alle in der QM verwendeten Operatoren sind linear), so ist $\hat{O}$ eine Matrix, wenn man die Zustände bezüglich irgendeiner Orthonormalbasis von H entwickelt. Diese Matrix besitzt unendlich viele Zeilen und Spalten, außer man verwendet approximativ nur endlich viele Basiselemente. Man bezeichnet den zu $\hat{O}$ adjungierten Operator als $\hat{O}^+$ und definiert diesen durch die Relation

$$\langle\psi|\hat{O}\chi\rangle = \langle\hat{O}^+\psi|\chi\rangle, \quad (4.92)$$

die für alle $\psi, \chi \in H$ gelten soll. Dadurch ist $\hat{O}^+$ festgelegt. In der linearen Algebra bezeichnet man eine Matrix A über $\mathbb{C}$ als *unitär*, wenn

$$A^+ = A^{-1} \quad (4.93)$$

gilt. Dabei ist A^{-1} die zu A *inverse Matrix*, also

$$A^{-1}A = \mathbf{1} \quad (4.94)$$

und A^+ ist die *adjungierte Matrix*

$$A^+ = (A^*)^T. \quad (4.95)$$

Schreibt man für einen Zustand

$$|\psi\rangle = \sum_{i=1}^{\infty} a_i |\psi_i\rangle, \quad (4.96)$$

so gilt

$$\begin{aligned}
 \mathbf{1} &= \langle \psi | \psi \rangle = \left\langle \sum_{i=1}^{\infty} a_i^* f_i^*(\mathbf{r}) \left| \sum_{j=1}^{\infty} a_j f_j(\mathbf{r}) \right. \right\rangle \\
 &= \int_{\mathbb{R}^3} \left(\sum_{i=1}^{\infty} a_i^* f_i^*(\mathbf{r}) \right) \left(\sum_{j=1}^{\infty} a_j f_j(\mathbf{r}) \right) d^3 r = \sum_{i,j=1}^{\infty} \int_{\mathbb{R}^3} a_i^* f_i^*(\mathbf{r}) a_j f_j(\mathbf{r}) d^3 r \\
 &= \sum_{i,j=1}^{\infty} a_i^* a_j \delta_{i,j} = \sum_{i=1}^{\infty} |a_i|^2.
 \end{aligned} \tag{4.97}$$

Die Wahrscheinlichkeitsdichte im Ortsraum ist gegeben durch $\varrho = \psi \psi^* = \sum_{i,j=1}^{\infty} a_i^* a_j f_i^*(\mathbf{r}) f_j(\mathbf{r})$. Die Wahrscheinlichkeit P_i , das Teilchen in einem Zustand f_i anzutreffen, ist gegeben durch

$$P_i = |\langle f_i | \psi \rangle|^2 = |a_i|^2. \tag{4.98}$$

Geht jeder Zustand i mit einer Energie E_i einher, so ist der Erwartungswert der Energie $\langle E \rangle$ gegeben durch

$$\langle E \rangle = \sum_{i=1}^{\infty} P_i E_i = \sum_{i=1}^{\infty} |\langle f_i | \psi \rangle|^2 E_i. \tag{4.99}$$

Gilt für einen Operator $\hat{O}$ die Gleichung $\hat{O}|f_i\rangle = o_i|f_i\rangle$, so ist der Erwartungswert $\langle o \rangle$ der Größe o gegeben durch

$$\begin{aligned}
 \langle o \rangle &= \sum_{i=1}^{\infty} P_i o_i = \sum_{i=1}^{\infty} |\langle f_i | \psi \rangle|^2 o_i = \sum_{i=1}^{\infty} \langle \psi | f_i \rangle o_i \langle f_i | \psi \rangle = \sum_{i=1}^{\infty} \langle \psi | o_i f_i \rangle a_i \\
 &= \sum_{i=1}^{\infty} \int_{\mathbb{R}^3} \psi^* o_i a_i f_i d^3 r = \int_{\mathbb{R}^3} \psi^* \sum_{i=1}^{\infty} o_i a_i f_i d^3 r = \int_{\mathbb{R}^3} \psi^* \sum_{i=1}^{\infty} \hat{O} a_i f_i d^3 r \\
 &= \int_{\mathbb{R}^3} \psi^* \hat{O} \sum_{i=1}^{\infty} a_i f_i d^3 r = \int_{\mathbb{R}^3} \psi^* \hat{O} \psi d^3 r.
 \end{aligned} \tag{4.100}$$

Allgemein ist der Erwartungswert $\langle \hat{O} \rangle$ des Operators $\hat{O}$ im Zustand $|\psi\rangle$ gegeben durch

$$\langle \hat{O} \rangle = \int_{\mathbb{R}^3} \psi^* \hat{O} \psi d^3 r = \langle \psi | \hat{O} | \psi \rangle. \tag{4.101}$$

Man entwickle nun $\hat{O}$ als Matrix bezüglich der Basis (f_i) und schreibe $O_{i,j}$ für den Eintrag in der j -ten Spalte der i -ten Zeile. Als Anfangszustand wähle man $|\psi\rangle = f_j$, also befindet sich das System mit Sicherheit im j -ten Zustand. Man schreibe

$$|\chi\rangle := \hat{O}|\psi\rangle = \sum_{i=1}^{\infty} b_i f_i(\mathbf{r}) \tag{4.102}$$

für den Zustand $|\chi\rangle$ des Systems unter Wirkung des Operators $\hat{O}$. Sei $k \in \mathbb{N}$ mit $k \geq 1$, dann ist

$$b_k = \sum_{l=1}^{\infty} O_{k,l} \langle f_l | \psi \rangle = \sum_{l=1}^{\infty} O_{k,l} \delta_{l,j} = O_{k,j}. \tag{4.103}$$

$|b_k|^2$ ist die Wahrscheinlichkeit, das System nach Wirken des Operators im Zustand f_k anzutreffen, $|O_{k,j}|^2$ ist also die Wahrscheinlichkeit, dass das System vom Zustand j unter Wirkung des Operators $\hat{O}$ in den Zustand k übergeht. Ist $O_{k,j} = 0$, so kann das System unter Wirkung des Operators $\hat{O}$ nicht vom Zustand j in den Zustand k übergehen, man erhält einen *verbotenen Übergang*. Man kann also schreiben

$$O_{i,j} = \langle f_i | \hat{O} | f_j \rangle. \tag{4.104}$$

Dies ist eine rechnerisch auswertbare Formel, um die Matrixelemente $O_{i,j}$ des Operators $\hat{O}$ bezüglich der Basis (f_k) zu ermitteln.

Nun wird gezeigt, dass jeder lineare Operator $\hat{O}$ mindestens einen Eigenwert $\lambda \in \mathbb{C}$ hat. Mit $x \in \mathbb{C}$ und $|\psi\rangle \in H$ lautet das Eigenwertproblem

$$\hat{O}|\psi\rangle = x|\psi\rangle. \quad (4.105)$$

Wähle nun eine Orthonormalbasis $(|\psi_1\rangle, \dots)$ von H und entwickle $\hat{O}$ und $|\psi\rangle$ bezüglich dieser Basis, dann wird das Problem zu

$$O\mathbf{a} = x\mathbf{a} \quad (4.106)$$

mit $\mathbf{a} = (a_1, \dots)^T$ und $|\psi\rangle = \sum_{i=1}^{\infty} a_i |\psi_i\rangle$. Die Existenz eines Eigenwertes $\lambda \in \mathbb{C}$ ist äquivalent dazu, dass das charakteristische Polynom

$$p(x) := \det(O - x) \quad (4.107)$$

mindestens eine komplexe Nullstelle besitzt. Da $p(x)$ nach dem Hauptsatz der Algebra über $\mathbb{C}$ in Linearfaktoren zerfällt, ist dies der Fall.

4.6.2 Hermite'sche Operatoren

Man bezeichnet einen Operator $\hat{O}$ als *hermitesch*, wenn gilt

$$\langle \hat{O}f | g \rangle = \langle f | \hat{O}g \rangle, \quad (4.108)$$

also ausgeschrieben

$$\int_{\mathbb{R}^3} (\hat{O}f)^* g d^3r = \int_{\mathbb{R}^3} f^* (\hat{O}g) d^3r. \quad (4.109)$$

Hermite'sche Operatoren sind also selbstadjungiert,

$$\hat{O}^+ = \hat{O}. \quad (4.110)$$

Nun wird gezeigt, dass die Eigenwerte hermitescher Operatoren reell sind. Seien also ein Hermite'scher Operator $\hat{O}$ gegeben und $|\psi\rangle \in H, a \in \mathbb{C}$ mit $\hat{O}|\psi\rangle = a|\psi\rangle$. Dann gilt

$$a^* \langle \psi | \psi \rangle = \langle \hat{O}\psi | \psi \rangle = \langle \psi | \hat{O}\psi \rangle = a \langle \psi | \psi \rangle, \quad (4.111)$$

also ist $a^* = a$ und somit $a \in \mathbb{R}$. Weiterhin sind auch die Erwartungswerte Hermite'scher Operatoren reell:

$$\begin{aligned} \langle \psi | \hat{O} | \psi \rangle^* &= \left(\int_{\mathbb{R}^3} \psi^* \hat{O}\psi d^3r \right)^* = \int_{\mathbb{R}^3} \psi (\hat{O}\psi)^* d^3r \\ &= \int_{\mathbb{R}^3} (\hat{O}\psi)^* \psi d^3r = \langle \hat{O}\psi | \psi \rangle = \langle \psi | \hat{O} | \psi \rangle \end{aligned} \quad (4.112)$$

Messgrößen sind immer reell. Hermite'sche Operatoren sind daher geeignet, um Messgrößen festzulegen.

Nun wird gezeigt, dass die Eigenvektoren Hermite'scher Operatoren zu unterschiedlichen Eigenwerten orthogonal sind. Seien also ein Hermite'scher Operator $\hat{O}$ gegeben und $|\psi\rangle, |\chi\rangle \in H, a, \beta \in \mathbb{R}$ mit $a \neq \beta$ und

$$\hat{O}|\psi\rangle = a|\psi\rangle, \quad \hat{O}|\chi\rangle = \beta|\chi\rangle. \quad (4.113)$$

Dann gilt

$$\beta \langle \psi | \chi \rangle = \langle \psi | \hat{O} \chi \rangle = \langle \hat{O} \psi | \chi \rangle = a \langle \psi | \chi \rangle, \quad (4.114)$$

also ist

$$\langle \psi | \chi \rangle = 0. \quad (4.115)$$

Eigenvektoren zu entarteten Eigenwerten müssen natürlich nicht per se orthonormal sein. Jedoch kann man auf sie das Gram-Schmidt'sche Orthonormalisierungsverfahren anwenden.

Nun sollen noch einige Operatoren auf Hermitezität untersucht werden. Es gilt

$$\int \left(-\frac{d}{dx} \varphi \right)^* \psi dx = \int -\frac{d}{dx} \varphi^* \psi dx = \int \varphi^* \frac{d}{dx} \psi dx, \quad (4.116)$$

also ist

$$\left(\frac{d}{dx} \right)^+ = -\frac{d}{dx}. \quad (4.117)$$

Partielle Ableitungen sind also nicht hermitesch. Die x-Komponente des Impulsoperators $\hat{p}_x = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x}$ ist jedoch hermitesch und die anderen Komponenten somit auch. Es gilt

$$\int \left((-1)^n \frac{d^n}{dx^n} \varphi \right)^* \psi dx = (-1)^n \int \frac{d^n}{dx^n} \varphi^* \psi dx = (-1)^n (-1)^n \int \varphi^* \frac{d^n \psi}{dx^n} dx, \quad (4.118)$$

also ist

$$\left(\frac{d^n}{dx^n} \right)^+ = (-1)^n \frac{d^n}{dx^n}. \quad (4.119)$$

Wegen

$$\begin{aligned} \int (\Delta \varphi)^* \psi d^3 r &= \int \left(\sum_{i=1}^3 \frac{d^2}{dx_i^2} \varphi^* \right) \psi d^3 r = \sum_{i=1}^3 \int \left(\frac{d^2 \varphi^*}{dx_i^2} \right) \psi d^3 r \\ &= \sum_{i=1}^3 \int \varphi^* \left(\frac{d^2 \psi}{dx_i^2} \right) d^3 r = \int \varphi^* \Delta \psi d^3 r \end{aligned} \quad (4.120)$$

ist $\Delta^+ = \Delta$. Der Laplace-Operator ist also hermitesch. Wegen

$$\begin{aligned} \int \left(\left(-1 - x \frac{d}{dx} \right) \varphi \right)^* \psi dx &= - \int \varphi^* \psi dx - \int \left(x \frac{d}{dx} \varphi^* \right) \psi dx \\ &= - \int \varphi^* \psi dx + \int \varphi^* \left(\psi + x \frac{d}{dx} \psi \right) dx = \int \varphi^* x \frac{d}{dx} \psi dx \end{aligned} \quad (4.121)$$

ist

$$\left(x \frac{d}{dx} \right)^+ = -1 - x \frac{d}{dx}. \quad (4.122)$$

Der Vernichtungsoperator $\hat{a}$ ist definiert durch

$$\hat{a} := \frac{1}{\sqrt{2}} \left(x + \frac{\partial}{\partial x} \right). \quad (4.123)$$

Es gilt

$$\int \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \left(x - \frac{\partial}{\partial x} \right) \varphi \right)^* \psi dx = \int \frac{1}{\sqrt{2}} \varphi^* x \psi + \frac{1}{\sqrt{2}} \varphi^* \frac{\partial \psi}{\partial x} dx = \int \varphi^* \frac{1}{\sqrt{2}} \left(x + \frac{\partial}{\partial x} \right) \psi dx, \quad (4.124)$$

das heißt

$$\hat{a}^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(x - \frac{\partial}{\partial x} \right), \quad (4.125)$$

dies nennt man den *Erzeugungsoperator*. Für den *Teilchenzahloperator* $\hat{N}$ gilt

$$\hat{N} := \frac{1}{2} \left(x^2 - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right). \quad (4.126)$$

Damit gilt

$$\begin{aligned} \int \left(\frac{1}{2} \left(x^2 - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \varphi \right)^* \psi dx &= \int \frac{1}{2} x^2 \varphi^* \psi - \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \varphi^* \psi dx \\ &= \int \varphi^* \frac{1}{2} \left(x^2 - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \psi dx = \int \varphi^* \hat{N} \psi dx, \end{aligned} \quad (4.127)$$

also ist

$$\hat{N}^+ = \hat{N}. \quad (4.128)$$

Der Teilchenzahloperator ist also hermitesch.

An dieser Stelle werden noch einige allgemeine Aussagen über Hermite'sche Operatoren festgehalten. Seien $\hat{A}$, $\hat{B}$ zwei lineare, Hermite'sche Operatoren. Dann ist auch $a\hat{A} + \beta\hat{B}$ mit $a, \beta \in \mathbb{R}$ hermitesch. Seien nämlich $f, g \in H$. Dann gilt

$$\langle f | (a\hat{A} + \beta\hat{B}) g \rangle = \langle f | a\hat{A}g \rangle + \langle f | \beta\hat{B}g \rangle = \langle a\hat{A}f | g \rangle + \langle \beta\hat{B}f | g \rangle = \langle (a\hat{A} + \beta\hat{B}) f | g \rangle. \quad (4.129)$$

Weiterhin gilt in diesem Fall

$$\langle f | \hat{A}\hat{B}g \rangle = \langle \hat{A}f | \hat{B}g \rangle = \langle \hat{B}\hat{A}f | g \rangle, \quad (4.130)$$

also

$$(\hat{A}\hat{B})^+ = \hat{B}\hat{A}. \quad (4.131)$$

Kommutieren $\hat{A}$ und $\hat{B}$, so ist die Hintereinanderausführung $\hat{A}\hat{B}$ also ebenfalls hermitesch. Weiterhin gilt mit $n \in \mathbb{N}$

$$(\hat{A}^n)^+ = \hat{A}^n. \quad (4.132)$$

Somit ist der Impulsoperator $\hat{\mathbf{p}} = \sum_{j=1}^3 \hat{p}_j \mathbf{e}_j$ als Linearkombination Hermite'scher Operatoren hermitesch. Weiterhin sind alle Potentiale $\hat{v}_h$ hermitesch, da sie reell sind und keine Differenzialoperatoren enthalten. Weiterhin ist der Hamilton-Operator

$$\hat{H} = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m} + \hat{v}_h \quad (4.133)$$

hermitesch.

4.6.3 Kommutierende Operatoren

Der *Kommutator* $[\hat{A}, \hat{B}]$ zweier Operatoren $\hat{A}, \hat{B}$ ist definiert durch

$$[\hat{A}, \hat{B}] := \hat{A}\hat{B} - \hat{B}\hat{A}. \quad (4.134)$$

Sei $|\psi\rangle$ ein Zustand. Verschwindet der Kommutator eines konstanten Operators $\hat{A}$ mit dem Hamilton-Operator $\hat{H}$

$$[\hat{H}, \hat{A}] = 0, \quad (4.135)$$

so ist $\langle \hat{A} \rangle = \langle \psi | \hat{A} | \psi \rangle$ eine Erhaltungsgröße:

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle \hat{A} \rangle = \frac{\partial}{\partial t} \langle \psi | \hat{A} | \psi \rangle = \left\langle \frac{\partial}{\partial t} \psi | \hat{A} | \psi \right\rangle + \left\langle \psi | \frac{\partial}{\partial t} \hat{A} | \psi \right\rangle + \left\langle \psi | \hat{A} | \frac{\partial}{\partial t} \psi \right\rangle \quad (4.136)$$

Da $\hat{A}$ als konstant angenommen wird, folgt mit der SG

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle \hat{A} \rangle = -\frac{i}{\hbar} \langle \hat{H} \psi | \hat{A} | \psi \rangle + \frac{i}{\hbar} \langle \psi | \hat{A} | \hat{H} \psi \rangle = -\frac{i}{\hbar} \langle \hat{H} \psi | \hat{A} | \psi \rangle + \frac{i}{\hbar} \langle \psi | \hat{H} \hat{A} \psi \rangle = 0, \quad (4.137)$$

da $\hat{H}$ hermitesch ist. Gilt $[\hat{A}, \hat{B}] = 0$ für Hermite'sche Operatoren $\hat{A}, \hat{B}$, so lassen sich simultane Eigenfunktionen der beiden Operatoren finden. Dies kann man sich folgendermaßen klarmachen: Zunächst gilt

$$\hat{B} \hat{A} | \psi \rangle = \hat{B} a | \psi \rangle \Leftrightarrow \hat{A} (\hat{B} | \psi \rangle) = a (\hat{B} | \psi \rangle), \quad (4.138)$$

also ist $\hat{B} | \psi \rangle$ ein Eigenvektor von $\hat{A}$ zum Eigenwert a . Ist a nicht entartet, so ist der zugehörige Eigenraum eindimensional und somit existiert ein $b \in \mathbb{C}$ mit $\hat{B} | \psi \rangle = b | \psi \rangle$.

Ist a als Eigenwert von $\hat{A}$ allerdings n -fach entartet, mit $n \in \mathbb{N}$, $n \geq 2$, so bedeutet dies, dass der zugehörige Eigenraum durch n Basisvektoren $|\psi_1\rangle, \dots, |\psi_n\rangle$ aufgespannt wird, die man als orthonormal annehmen kann, also

$$\langle \psi_i | \psi_j \rangle = \delta_{ij}. \quad (4.139)$$

Wegen Glg. (4.138) existieren $k_i \in \mathbb{C}$ für $1 \leq i \leq n$ mit

$$\hat{B} | \psi \rangle = \sum_{i=1}^n k_i |\psi_i\rangle. \quad (4.140)$$

Da $\hat{B}$ hermitesch ist, kann man die Matrix $(B_{ij}) := \langle \psi_i | \hat{B} | \psi_j \rangle$ durch eine unitäre Transformation U in Diagonalform

$$B' = U^T B U = \begin{pmatrix} \lambda_1 & & & 0 \\ & \lambda_2 & & \\ & & \ddots & \\ 0 & & & \lambda_n \end{pmatrix} \quad (4.141)$$

mit nicht notwendigerweise verschiedenen Eigenwerten $\lambda_1, \dots, \lambda_n \in \mathbb{C}$ bringen. Die transformierten Basiselemente $|\psi'_i\rangle := U|e_i\rangle$ sind als Überlagerungen der $|\psi_i\rangle$ ebenfalls Eigenfunktionen von $\hat{A}$. Somit hat man n simultane Eigenfunktionen der beiden Operatoren $\hat{A}, \hat{B}$ gefunden.

4.6.4 Leiteroperatoren

Die *Leiteroperatoren* (auch: Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren) $\hat{a}^+$ und $\hat{a}$ sind definiert durch

$$\hat{a}^+ := \frac{1}{\sqrt{2}} \left(u - \frac{\partial}{\partial u} \right). \quad (4.142)$$

und

$$\hat{a} := \frac{1}{\sqrt{2}} \left(u + \frac{\partial}{\partial u} \right) \quad (4.143)$$

Für die Zustände $\psi_n(u)$ des harmonischen Oszillators gelten mit den Glg.en (4.82) und (4.83)

$$\hat{a} \psi_n(u) = \sqrt{n} \psi_{n-1}(u) \quad (4.144)$$

und

$$\hat{a}^+ \psi_n(u) = \sqrt{n+1} \psi_{n+1}(u). \quad (4.145)$$

Daher haben die Leiteroperatoren ihren Namen. Man kann weiterhin jeden Zustand $\psi_n(u)$ aus dem Grundzustand $\psi_0(u)$ erzeugen:

$$(\hat{a}^+)^n \psi_0(u) = \sqrt{n!} \psi_n(u) \Leftrightarrow \psi_n(u) = \frac{1}{\sqrt{n!}} (\hat{a}^+)^n \psi_0(u) \quad (4.146)$$

Es sollte gelten

$$\hat{a} \psi_0(u) \stackrel{!}{=} 0. \quad (4.147)$$

Dies bedeutet

$$\left(u + \frac{\partial}{\partial u}\right) \psi_0(u) \propto \left(u + \frac{\partial}{\partial u}\right) \exp\left(-\frac{u^2}{2}\right) = (u - u) \exp\left(-\frac{u^2}{2}\right) = 0, \quad (4.148)$$

die geforderte Aussage stimmt also. Es gilt für $f, g: \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$ stetig-differenzierbar

$$\begin{aligned} \langle f | \hat{a} g \rangle &= \int_{-\infty}^{\infty} f^* \hat{a} g du = \int_{-\infty}^{\infty} f^* \frac{1}{\sqrt{2}} \left(u + \frac{\partial}{\partial u}\right) g du \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} g \frac{1}{\sqrt{2}} \left(u - \frac{\partial}{\partial u}\right) f^* du = \langle \hat{a}^+ f | g \rangle \end{aligned} \quad (4.149)$$

Die Leiteroperatoren sind also paarweise adjungiert, wie auch schon in der Notation $\hat{a}, \hat{a}^+$ berücksichtigt wurde. Für den Operator

$$\hat{N} := \hat{a}^+ \hat{a} \quad (4.150)$$

gilt

$$\hat{N} \psi_n(u) = \hat{a}^+ \sqrt{n} \psi_{n-1}(u) = n \psi_n(u). \quad (4.151)$$

$\hat{N}$ nennt man den *Teilchenzahloperator*. Für den Kommutator $[\hat{a}, \hat{a}^+]$ der beiden Operatoren gilt

$$\begin{aligned} [\hat{a}, \hat{a}^+] \psi_n(u) &= (\hat{a} \hat{a}^+ - \hat{a}^+ \hat{a}) \psi_n(u) = \hat{a} \sqrt{n+1} \psi_{n+1}(u) - \hat{a}^+ \sqrt{n} \psi_{n-1}(u) \\ &= (n+1) \psi_n(u) - n \psi_n(u) = \psi_n(u). \end{aligned} \quad (4.152)$$

Es ist also allgemein

$$[\hat{a}, \hat{a}^+] = \hat{1}. \quad (4.153)$$

Für die x-Komponente $\hat{x}$ des Ortsoperators $\hat{\mathbf{r}}$ gilt

$$\hat{a} + \hat{a}^+ = \sqrt{2} u = \frac{\sqrt{2} x}{b} \Leftrightarrow \hat{x} = \frac{b}{\sqrt{2}} (\hat{a} + \hat{a}^+). \quad (4.154)$$

Für die x-Komponente $\hat{p}_x = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x}$ des Impulsoperators $\hat{\mathbf{p}}$ gilt

$$\hat{a} - \hat{a}^+ = \sqrt{2} \frac{\partial}{\partial u} = \sqrt{2} b \frac{\partial}{\partial x} = i b \frac{\sqrt{2}}{\hbar} \hat{p}_x \Leftrightarrow \hat{p}_x = -i \frac{\hbar}{b \sqrt{2}} (\hat{a} - \hat{a}^+). \quad (4.155)$$

Für den Hamilton-Operator $\hat{H}$ des harmonischen Oszillators gilt

$$\begin{aligned}\hat{H} &= \frac{\hat{p}_x^2}{2m} + \frac{1}{2}m\omega^2 x^2 = -\frac{1}{2m}\frac{\hbar^2}{2b^2} \left(\hat{a}^2 + (\hat{a}^+)^2 - \hat{a}\hat{a}^+ - \hat{a}^+\hat{a} \right) + \frac{1}{4}m\omega^2 b^2 \left(\hat{a}^2 + (\hat{a}^+)^2 + \hat{a}\hat{a}^+ + \hat{a}^+\hat{a} \right) \\ &= \frac{\hbar\omega}{4} (2\hat{a}\hat{a}^+ + 2\hat{a}^+\hat{a}) = \frac{\hbar\omega}{2} (2\hat{N} + 1).\end{aligned}\quad (4.156)$$

4.7 Unschärferelation

Seien $\hat{A}, \hat{B}$ zwei Operatoren und sei ein Teilchen im Zustand $|\psi\rangle$. Definiere die Varianzen $\langle (\Delta\hat{A})^2 \rangle, \langle (\Delta\hat{B})^2 \rangle$ der Operatoren $\hat{A}, \hat{B}$ im Zustand $|\psi\rangle$ durch

$$\langle (\Delta\hat{A})^2 \rangle := \langle (\hat{A} - \langle \hat{A} \rangle)^2 \rangle \quad (4.157)$$

und analog für $\langle (\Delta\hat{B})^2 \rangle$. Es gilt weiterhin

$$\begin{aligned}\langle (\Delta\hat{A})^2 \rangle &= \langle (\hat{A} - \langle \hat{A} \rangle)^2 \rangle = \langle \hat{A}^2 + \langle \hat{A} \rangle^2 - 2\hat{A}\langle \hat{A} \rangle \rangle \\ &= \langle \hat{A}^2 \rangle - \langle \hat{A} \rangle^2.\end{aligned}\quad (4.158)$$

Nun nehme an, dass $\hat{A}$ und $\hat{B}$ hermitesch sind. Die Erwartungswerte $\langle \hat{A} \rangle, \langle \hat{B} \rangle$ von $\hat{A}$ und $\hat{B}$ sind dann reell. Definiere die Funktion $F: \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$ durch

$$\begin{aligned}F(x) &:= \int_{\mathbb{R}^3} \left| \left[x(\hat{A} - \langle \hat{A} \rangle) - i(\hat{B} - \langle \hat{B} \rangle) \right] \psi \right|^2 d^3r \\ &= \int_{\mathbb{R}^3} \left(\left[x(\hat{A} - \langle \hat{A} \rangle) - i(\hat{B} - \langle \hat{B} \rangle) \right] \psi \right)^* \left[x(\hat{A} - \langle \hat{A} \rangle) - i(\hat{B} - \langle \hat{B} \rangle) \right] \psi d^3r \\ &= \int_{\mathbb{R}^3} \psi^* \left[x(\hat{A} - \langle \hat{A} \rangle) + i(\hat{B} - \langle \hat{B} \rangle) \right] \left[x(\hat{A} - \langle \hat{A} \rangle) - i(\hat{B} - \langle \hat{B} \rangle) \right] \psi d^3r.\end{aligned}\quad (4.159)$$

Mit

$$\begin{aligned}xi &\left[(\hat{B} - \langle \hat{B} \rangle) (\hat{A} - \langle \hat{A} \rangle) - (\hat{A} - \langle \hat{A} \rangle) (\hat{B} - \langle \hat{B} \rangle) \right] \\ &= xi \left[\hat{B}\hat{A} - \hat{B}\langle \hat{A} \rangle - \langle \hat{B} \rangle \hat{A} + \langle \hat{B} \rangle \langle \hat{A} \rangle - \hat{A}\hat{B} + \hat{A}\langle \hat{B} \rangle + \langle \hat{A} \rangle \hat{B} - \langle \hat{A} \rangle \langle \hat{B} \rangle \right] \\ &= -xi \left[\hat{A}, \hat{B} \right]\end{aligned}\quad (4.160)$$

folgt

$$\begin{aligned}F(x) &= \int_{\mathbb{R}^3} \psi^* \left[x^2 (\hat{A} - \langle \hat{A} \rangle)^2 + (\hat{B} - \langle \hat{B} \rangle)^2 - xi \left[\hat{A}, \hat{B} \right] \right] \psi d^3r \\ &= x^2 \langle (\Delta\hat{A})^2 \rangle + \langle (\Delta\hat{B})^2 \rangle - x \langle i \left[\hat{A}, \hat{B} \right] \rangle \geq 0.\end{aligned}\quad (4.161)$$

Seien $f, g \in H$. Dann gilt

$$\begin{aligned}\langle i[A, B]fg \rangle &= \langle i(\hat{A}\hat{B} - \hat{B}\hat{A})fg \rangle = \langle i\hat{A}\hat{B}f - i\hat{B}\hat{A}fg \rangle \\ &= \langle i\hat{A}\hat{B}fg \rangle - \langle i\hat{B}\hat{A}fg \rangle = -\langle \hat{B}fi\hat{A}g \rangle + \langle \hat{A}fi\hat{B}g \rangle = \langle f|i\hat{A}\hat{B}g \rangle - \langle f|i\hat{B}\hat{A}g \rangle \\ &= \langle f|i(\hat{A}\hat{B} - \hat{B}\hat{A})g \rangle = \langle f|i[\hat{A}, \hat{B}]g \rangle.\end{aligned}\quad (4.162)$$

Also ist $i[\hat{A}, \hat{B}]$ hermitesch und $\langle i[\hat{A}, \hat{B}] \rangle$ ist reell. $F(x)$ ist eine nach oben geöffnete Parabel mit genau einem Minimum x_0 . Dieses ergibt sich durch Nullsetzen der Ableitung zu

$$0 = 2x_0 \left(\langle (\Delta \hat{A})^2 \rangle - \langle i[\hat{A}, \hat{B}] \rangle \right) \Leftrightarrow x_0 = \frac{\langle i[\hat{A}, \hat{B}] \rangle}{2 \langle (\Delta \hat{A})^2 \rangle}. \quad (4.163)$$

Setzt man dies in Glg. (4.161) ein, erhält man

$$\frac{1}{4} \frac{\langle i[\hat{A}, \hat{B}] \rangle^2}{\langle (\Delta \hat{A})^2 \rangle} + \langle (\Delta \hat{B})^2 \rangle - \frac{\langle i[\hat{A}, \hat{B}] \rangle^2}{2 \langle (\Delta \hat{A})^2 \rangle} \geq 0 \Leftrightarrow \langle (\Delta \hat{A})^2 \rangle \langle (\Delta \hat{B})^2 \rangle \geq \frac{1}{4} \langle i[\hat{A}, \hat{B}] \rangle^2. \quad (4.164)$$

Dies kann man auch schreiben als

$$\langle (\Delta \hat{A})^2 \rangle \langle (\Delta \hat{B})^2 \rangle \geq \frac{1}{4} \left| \langle [\hat{A}, \hat{B}] \rangle \right|^2. \quad (4.165)$$

Hieraus kann man folgern, dass man die Erwartungswerte nichtkommutierender Operatoren im Allgemeinen nicht gleichzeitig beliebig genau bestimmen kann. Die Eigenwerte Hermite'scher Operatoren sind die Messgrößen der Quantenmechanik. Sei ein gebundener Zustand gegeben, der durch $N \geq 1$ Quantenzahlen festgelegt werden kann. Man bezeichnet einen Satz Hermite'scher Operatoren $\hat{A}_1, \dots, \hat{A}_N$ als *vollständige Observablen*, wenn die $\hat{A}_i$ mit $1 \leq i \leq N$ paarweise kommutieren. Mit dieser Voraussetzung kann man die Quantenzahlen gleichzeitig messen.

4.8 H-Atom

Die Materie auf der Erde strukturiert sich in Atome, die aus einem positiv geladenen Kern aus Protonen und Neutronen der Kernladungszahl $Z \in \mathbb{N}$ mit $Z \geq 1$ bestehen, sowie aus einer Elektronenhülle. Z nennt man auch die Ordnungszahl, alle Atome der gleichen Ordnungszahl fasst man zu einem *chemischen Element* zusammen. Die *Massenzahl* $N \in \mathbb{N}$, $N \geq Z \geq 1$ entspricht der Anzahl der Protonen und Neutronen im Kern. Protonen sind einfach (in Einheiten der Elementarladung e) positiv geladen, Neutronen sind neutral. Atome gleicher Ordnungszahl aber unterschiedlicher Massenzahl nennt man *Isotope*. Da die Elektronen ebenfalls einfach negativ geladen sind, besteht ein neutrales Atom aus genauso vielen Protonen wie Elektronen. Fehlen Elektronen oder sind zusätzliche vorhanden, so ist dies ein *Ion*, das Atom wurde *ionisiert*. Jedes Element erhält ein Symbol, z. B. A , man schreibt ${}_Z^N A$, wenn A die Ordnungszahl Z hat und Isotope der Massenzahl N gemeint sind. In der Natur treten Ordnungszahlen bis 92 auf, in Kernreaktoren kann man Elemente höherer Ordnungszahl erzeugen. Für die Atmosphärenphysik ist die genaue Struktur des Kerns irrelevant, man nimmt ihn als positiv geladene Punktmasse an.

Das Wasserstoffatom (Elementsymbol H) ist das einfachste Atom, es besteht aus einem Proton als Kern und einem Elektron in der Hülle. Es wird hier untersucht. Aus Abschn. 2.1 ist das Konzept der reduzierten Masse bekannt. Dieses lässt sich auch quantenmechanisch anwenden. Hierzu geht man vom klassischem Fall aus und stellt die Lagrange-Funktion des Zwei-Teilchen-Systems auf:

$$L(\dot{\mathbf{r}}_1, \dot{\mathbf{r}}_2, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{m_1}{2} \dot{\mathbf{r}}_1^2 + \frac{m_2}{2} \dot{\mathbf{r}}_2^2 - V(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) \quad (4.166)$$

Hierbei geht man sinnvollerweise davon aus, dass das Potential nur vom Relativvektor abhängt. Führt man die Definitionen

$$\mathbf{r} := \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1, \quad \mathbf{R} := \frac{m_1 \mathbf{r}_1 + m_2 \mathbf{r}_2}{m_1 + m_2}, \quad (4.167)$$

$$M := m_1 + m_2, \quad \mu := \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad (4.168)$$

ein, kann man rechnen

$$\begin{aligned} \frac{M}{2} \dot{\mathbf{R}}^2 + \frac{\mu}{2} \dot{\mathbf{r}}^2 &= \frac{1}{2M} (m_1^2 \dot{\mathbf{r}}_1^2 + m_2^2 \dot{\mathbf{r}}_2^2 + 2m_1 m_2 \dot{\mathbf{r}}_1 \cdot \dot{\mathbf{r}}_2) + \frac{m_1 m_2}{2(m_1 + m_2)} (\dot{\mathbf{r}}_1^2 + \dot{\mathbf{r}}_2^2 - 2\dot{\mathbf{r}}_1 \cdot \dot{\mathbf{r}}_2) \\ &= \frac{1}{2} m_1 \dot{\mathbf{r}}_1^2 + \frac{1}{2} m_2 \dot{\mathbf{r}}_2^2. \end{aligned} \quad (4.169)$$

Somit lautet eine alternative Lagrange-Funktion

$$L(\dot{\mathbf{R}}, \dot{\mathbf{r}}, \mathbf{r}) = \frac{M}{2} \dot{\mathbf{R}}^2 + \frac{\mu}{2} \dot{\mathbf{r}}^2 - V(\mathbf{r}). \quad (4.170)$$

Für die kanonischen Impulse folgt

$$\mathbf{p} = \frac{\partial L}{\partial \dot{\mathbf{r}}} = \mu \dot{\mathbf{r}}, \quad \mathbf{P} = \frac{\partial L}{\partial \dot{\mathbf{R}}} = M \dot{\mathbf{R}}. \quad (4.171)$$

Für die Hamilton-Funktion folgt

$$H(\mathbf{P}, \mathbf{p}, \mathbf{r}) = \frac{\mathbf{P}^2}{2M} + \frac{\mathbf{p}^2}{2\mu} + V(\mathbf{r}). \quad (4.172)$$

Mit den Ersetzungsregeln für Operatoren schreibt man

$$\mathbf{P} \rightarrow \hat{\mathbf{P}} = -i\hbar \frac{\partial}{\partial \mathbf{R}}, \quad (4.173)$$

$$\mathbf{p} \rightarrow \hat{\mathbf{p}} = -i\hbar \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}. \quad (4.174)$$

So erhält man den Hamilton-Operator

$$\hat{H}' = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_{\mathbf{R}} - \frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta_{\mathbf{r}} + V(\mathbf{r}). \quad (4.175)$$

Er ist anzuwenden auf eine Wellenfunktion $\psi = \psi(\mathbf{R}, \mathbf{r})$:

$$\hat{H}' \psi(\mathbf{R}, \mathbf{r}) = E \psi(\mathbf{R}, \mathbf{r}). \quad (4.176)$$

$\hat{H}'$ hängt nicht explizit von $\mathbf{R}$ ab, daher gilt

$$[\hat{H}', \hat{\mathbf{P}}] = 0. \quad (4.177)$$

Nach Abschn. 4.6.3 haben $\hat{H}'$ und $\hat{\mathbf{P}}$ somit dieselben Eigenfunktionen. Man sucht daher nach Lösungen, die Eigenfunktionen von $\hat{\mathbf{P}}$ sind:

$$\hat{\mathbf{P}} \psi(\mathbf{R}, \mathbf{r}) = \hbar \mathbf{K} \psi(\mathbf{R}, \mathbf{r}). \quad (4.178)$$

Daraus folgt

$$\psi(\mathbf{R}, \mathbf{r}) = \exp(i\mathbf{K} \cdot \mathbf{R}) \varphi(\mathbf{r}). \quad (4.179)$$

Dies setzt man in die stationäre SG ein:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2M} \Delta_{\mathbf{R}} - \frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta_{\mathbf{r}} + V(\mathbf{r}) - E \right) \exp(i\mathbf{K} \cdot \mathbf{R}) \varphi(\mathbf{r}) = 0 \quad (4.180)$$

Mit den Definitionen

$$\Delta := \Delta_{\mathbf{r}}, \quad \varepsilon := E - \frac{\hbar^2 \mathbf{K}^2}{2M} \quad (4.181)$$

wird dies zu

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta + V(\mathbf{r}) - \varepsilon \right) \varphi(\mathbf{r}) = 0. \quad (4.182)$$

Mit dem Hamilton-Operator

$$\hat{H} := -\frac{\hbar^2}{2\mu}\Delta + V(\mathbf{r}) \quad (4.183)$$

erhält man

$$\hat{H}\varphi(\mathbf{r}) = \varepsilon\varphi(\mathbf{r}). \quad (4.184)$$

Die Schwerpunktbewegung führt zu einer Modulation der Wellenfunktion mit $e^{i\mathbf{K}\cdot\mathbf{R}}$ und einem Beitrag zur kinetischen Energie von $\hbar^2 K^2 / 2m$. Dies wurde hier abgekoppelt. Man kann also durch den Übergang

$$m_e \rightarrow \mu \quad (4.185)$$

bei den Wasserstoff-Eigenzuständen eine höhere Genauigkeit erzielen. Nun sollen diese Eigenfunktionen ermittelt werden. Die Schrödinger-Gleichung

$$\hat{H}|\psi\rangle = E|\psi\rangle \quad (4.186)$$

muss für ein nur vom Abstand abhängendes Potential $V = V(r)$ gelöst werden:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi + V(r)\psi = E\psi, \quad (4.187)$$

hierbei ist m die Masse des betrachteten Teilchens. Zur Lösung macht man einen Produktansatz der Form

$$\psi(r, \theta, \varphi) = R(r) G(\theta, \varphi). \quad (4.188)$$

Man kann für den Laplace-Operator Δ schreiben

$$\Delta = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \Delta_{\theta, \varphi} \quad (4.189)$$

mit einem Anteil $\Delta_{\theta, \varphi}$, der nur partielle Winkelableitungen enthält (s. Glg. (B.94)). Setzt man dies mit Glg. (4.188) in die Schrödinger-Gleichung ein, erhält man zunächst

$$\begin{aligned} & -G(\theta, \varphi) \frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) R(r) - R(r) \frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{r^2} \Delta_{\theta, \varphi} G(\theta, \varphi) \\ & + V(r) R(r) G(\theta, \varphi) = ER(r) G(\theta, \varphi). \end{aligned} \quad (4.190)$$

Man weiß, dass ψ außerhalb von Nullmengen nicht Null ist, also kann man separieren

$$-\frac{1}{R(r)} \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) R(r) + r^2 V(r) - Er^2 = \frac{1}{G(\theta, \varphi)} \frac{\hbar^2}{2m} \Delta_{\theta, \varphi} G(\theta, \varphi). \quad (4.191)$$

Beide Seiten sind also gleich einer Separationskonstanten, die mit $-\frac{\hbar^2 l(l+1)}{2m}$ bezeichnet werden soll mit $l \in \mathbb{N}$. Die Lösungen bekommen daher einen Index l . Zunächst löst man den Winkelanteil. Die DGL hierfür lautet

$$\Delta_{\theta, \varphi} G_l(\theta, \varphi) = -l(l+1) G_l(\theta, \varphi). \quad (4.192)$$

Dies wird von den Kugelflächenfunktionen $Y_{l,m}(\theta, \varphi)$ Glg. (C.155) erfüllt, s. Glg. (C.166), hierbei gilt $|m| \leq l$. Die Normierungsbedingung lautet

$$\int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} |G_l|^2 \sin(\theta) d\theta d\varphi \stackrel{!}{=} 1. \quad (4.193)$$

Auch dies wird durch die Kugelflächenfunktionen $Y_{l,m}(\theta, \varphi)$ erfüllt. Für den Radialteil erhält man

$$\begin{aligned} & -\frac{\hbar^2}{2m} [r^2 R_l''(r) + 2r R_l'(r)] + r^2 V(r) R_l(r) - E r^2 R_l(r) = -\frac{\hbar^2 l(l+1)}{2m} R_l(r) \\ \Leftrightarrow & \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d}{dr} \right) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2m r^2} + V(r) - E \right] R_l(r) = 0. \end{aligned} \quad (4.194)$$

Definiere $U_l(r) := R_l(r) r$, dann ist $R_l(r) = \frac{U_l(r)}{r}$ und somit

$$\begin{aligned} \left(\frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d}{dr} \right) \frac{U_l(r)}{r} &= \frac{d}{dr} \left(-\frac{U_l(r)}{r^2} + \frac{\frac{dU_l(r)}{dr}}{r} \right) + \frac{2}{r} \left(\frac{\frac{dU_l(r)}{dr}}{r} - \frac{1}{r^2} U_l(r) \right) \\ &= 2 \frac{U_l(r)}{r^3} - \frac{\frac{dU_l(r)}{dr}}{r^2} + \frac{\frac{d^2 U_l(r)}{dr^2}}{r} - \frac{\frac{dU_l(r)}{dr}}{r^2} + \frac{2}{r^2} \frac{dU_l(r)}{dr} - \frac{2}{r^3} U_l(r), \end{aligned} \quad (4.195)$$

also ist

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d}{dr} \right) R_l(r) = \frac{1}{r} \frac{d^2}{dr^2} U_l(r). \quad (4.196)$$

Die $U_l(r)$ erfüllen also die Differenzialgleichung

$$\begin{aligned} & \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dr^2} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2m r^2} + V(r) - E \right] U_l(r) = 0 \\ \Leftrightarrow & \left[-\frac{d^2}{dr^2} + \frac{l(l+1)}{r^2} + \frac{2m V(r)}{\hbar^2} - \frac{2m E}{\hbar^2} \right] U_l(r) = 0. \end{aligned} \quad (4.197)$$

Glg. (4.197) ist die *radiale Schrödinger-Gleichung*. Nun wird für $V(r)$ das Coulomb-Potential eingesetzt

$$V(r) = -\frac{Z e^2}{r}. \quad (4.198)$$

Hierbei wird verallgemeinernd davon ausgegangen, dass sich Z Protonen im Kern befinden und nur ein Elektron in der Hülle. Glg. (4.197) wird damit zu

$$\left[-\frac{d^2}{dr^2} + \frac{l(l+1)}{r^2} - \frac{2m Z e^2}{\hbar^2 r} - \frac{2m E}{\hbar^2} \right] U_l(r) = 0. \quad (4.199)$$

An dieser Stelle definiert man den Bohr-Radius a_B durch

$$a_B := \frac{\hbar^2}{e^2 m_e}, \quad (4.200)$$

und definiere weiterhin $u := \frac{r}{a_B}$. Dann gilt

$$\frac{d^2}{dr^2} = \frac{d}{dr} \left(\frac{du}{dr} \frac{d}{du} \right) = \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{a_B} \frac{d}{du} \right) = \frac{1}{a_B^2} \frac{d^2}{du^2}. \quad (4.201)$$

Mit der Ersetzung

$$U_l(r) \rightarrow U_l(u) \quad (4.202)$$

und den Definitionen

$$E_{\text{at}} := \frac{\hbar^2}{m_e a_B^2}, \quad \varepsilon := \frac{E}{E_{\text{at}}} \quad (4.203)$$

wird Glg. (4.199) zu

$$\left[-\frac{d^2}{du^2} + \frac{l(l+1)}{u^2} - \frac{2Z}{u} - 2\varepsilon \right] U_l(u) = 0. \quad (4.204)$$

Für große u gilt

$$-\frac{d^2}{du^2}U_l(u) - \mathfrak{z}\varepsilon U_l(u) \approx \mathfrak{o}. \quad (4.205)$$

Man macht einen Ansatz

$$U_l(u) = \exp(-\lambda u) \quad (4.206)$$

mit $\lambda \in \mathbb{R}$, $\lambda > \mathfrak{o}$.

Dies ergibt

$$\lambda^2 = -\mathfrak{z}\varepsilon. \quad (4.207)$$

Für kleine r gilt

$$\frac{d^2 U_l(u)}{du^2} \approx l(l+1) \frac{U_l(u)}{u^2}. \quad (4.208)$$

Hier bietet sich ein Ansatz

$$U_l(u) = u^k \quad (4.209)$$

mit $k \in \mathbb{N}$, $k \geq \mathfrak{z}$ an. Es folgt

$$k(k-1) = l(l+1), \quad (4.210)$$

also

$$k = l+1. \quad (4.211)$$

Setze nun eine Funktion $P_l(u)$ an mit

$$U_l(u) = P_l(u) u^{l+1} \exp(-\lambda u) \quad (4.212)$$

an. Dann gelten

$$U'_l = P'_l u^{l+1} \exp(-\lambda u) + (l+1) \frac{U_l}{u} - \lambda U_l = P'_l u^{l+1} \exp(-\lambda u) + U_l \left(\frac{l+1}{u} - \lambda \right), \quad (4.213)$$

$$\begin{aligned} U''_l &= P''_l u^{l+1} \exp(-\lambda u) + (l+1) P'_l u^l \exp(-\lambda u) \\ &\quad - \lambda P'_l u^{l+1} \exp(-\lambda u) + U'_l \left(\frac{l+1}{u} - \lambda \right) - \frac{l+1}{u^2} U_l = P''_l u^{l+1} \exp(-\lambda u) \\ &\quad + (l+1) P'_l u^l \exp(-\lambda u) - \lambda P'_l u^{l+1} \exp(-\lambda u) \\ &\quad + \left(\frac{l+1}{u} - \lambda \right) \left[P'_l u^{l+1} \exp(-\lambda u) + U_l \left(\frac{l+1}{u} - \lambda \right) \right] - \frac{l+1}{u^2} U_l \\ &= P''_l u^{l+1} \exp(-\lambda u) + P'_l u^l \exp(-\lambda u) \mathfrak{z}(l+1) - \mathfrak{z}\lambda P'_l u^{l+1} \exp(-\lambda u) \\ &\quad + \lambda^2 P_l u^{l+1} \exp(-\lambda u) - \mathfrak{z}\lambda(l+1) P_l u^l \exp(-\lambda u) + l(l+1) P_l u^{l-1} \exp(-\lambda u) \\ &= \exp(-\lambda u) u^{l+1} \left[P''_l + \frac{\mathfrak{z}(l+1) P'_l}{u} - \mathfrak{z}\lambda P'_l + \lambda^2 P_l - \mathfrak{z}\lambda \frac{l+1}{u} P_l + l \frac{l+1}{u^2} P_l \right]. \end{aligned} \quad (4.214)$$

Setzt man dies in Glg. (4.204) ein, erhält man

$$\begin{aligned}
 & -\exp(-\lambda u) u^{l+1} \left[P_l'' + \frac{2(l+1)P_l'}{u} - 2\lambda P_l' + \lambda^2 P_l - 2\lambda \frac{l+1}{u} P_l + l \frac{l+1}{u^2} P_l \right] \\
 & + l \frac{l+1}{u^2} P_l \exp(-\lambda u) u^{l+1} - 2Z \exp(-\lambda u) u^l P_l - 2\varepsilon \exp(-\lambda u) u^{l+1} P_l = 0 \\
 & \Leftrightarrow -u^{l+1} P_l'' - u^l 2(l+1) P_l' + 2\lambda P_l' u^{l+1} - \lambda^2 P_l u^{l+1} + 2\lambda(l+1) u^l P_l - 2Z u^l P_l - 2\varepsilon u^{l+1} P_l = 0 \\
 & \Leftrightarrow u P_l'' + 2(l+1) P_l' - 2\lambda P_l' u + \lambda^2 P_l u - 2\lambda(l+1) P_l + 2Z P_l + 2\varepsilon u P_l = 0 \\
 & \Leftrightarrow u P_l'' + (2l+2-2\lambda u) P_l' + (\lambda^2 u - 2\lambda(l+1) + 2Z + 2\varepsilon u) P_l = 0 \\
 & \Leftrightarrow u P_l'' + (2l+2-2\lambda u) P_l' + (-2\lambda(l+1) + 2Z) P_l = 0,
 \end{aligned} \tag{4.215}$$

der letzte Schritt folgt wegen $\lambda^2 = -2\varepsilon$, Glg. (4.207). Dies wird durch 2λ dividiert:

$$\frac{1}{2\lambda} u P_l'' + \left(\frac{l+1}{\lambda} - u \right) P_l' + \left(\frac{Z}{\lambda} - l - 1 \right) P_l = 0 \tag{4.216}$$

Definiere

$$x := 2\lambda u, \tag{4.217}$$

dann sind

$$u = \frac{x}{2\lambda}, \quad \frac{d}{du} = 2\lambda \frac{d}{dx}, \quad \frac{d^2}{du^2} = 4\lambda^2 \frac{d^2}{dx^2}. \tag{4.218}$$

Ersetzt man

$$P_l(u) \rightarrow P_l(x), \tag{4.219}$$

erhält man

$$\begin{aligned}
 & x P_l'' + \left(\frac{l+1}{\lambda} - \frac{x}{2\lambda} \right) 2\lambda P_l' + \left(\frac{Z}{\lambda} - l - 1 \right) P_l = 0 \\
 & \Leftrightarrow x P_l'' + (2l+2-x) P_l' + \left(\frac{Z}{\lambda} - l - 1 \right) P_l = 0.
 \end{aligned} \tag{4.220}$$

Dies ist die *Laguerre'sche Differenzialgleichung*. In Abschn. C.4 ist gezeigt, dass die dort in Glg. (C.134) definierten *Laguerre-Polynome* $L_{n_r, 2l+1}(x)$ diese Gleichung erfüllen, hierbei ist $n_r \in \mathbb{N}$. Definiere $n := \frac{Z}{\lambda} \in \mathbb{N}$, n ist die *Hauptquantenzahl*. Für sie gilt

$$n = n_r + l + 1, \tag{4.221}$$

hieraus folgt $l < n$. Es gilt somit für die Energie-Eigenwerte mit Glg. (4.207)

$$\varepsilon = -\frac{\lambda^2}{2} = -\frac{Z^2}{2n^2}, \tag{4.222}$$

also gilt $n \geq 1$. Es folgt in ursprünglichen Einheiten

$$E_n = -\frac{Z^2}{2n^2} E_{\text{at}} = -\frac{Z^2 \hbar^2}{2n^2 m_e a_B^2}. \tag{4.223}$$

Somit gilt für die Radialfunktionen

$$\begin{aligned}
 R_{n_r, l}(r) &= C_{n_r, l} \frac{U_{n_r, l}(r)}{r} = C_{n_r, l} \frac{1}{r} L_{n_r, 2l+1} \left(\frac{2Zr}{na_B} \right) \left(\frac{2Zr}{na_B} \right)^{l+1} \exp \left(-\frac{Zr}{na_B} \right) \\
 &= C_{n_r, l} \frac{2Z}{na_B} \left(\frac{2Zr}{na_B} \right)^l L_{n_r, 2l+1} \left(\frac{2Zr}{na_B} \right) \exp \left(-\frac{Zr}{na_B} \right)
 \end{aligned} \tag{4.224}$$

mit einer nun zu bestimmenden Normierungskonstanten $C_{n,r,l} \in \mathbb{R}$. Die Wahrscheinlichkeit $P(r)$, das Teilchen in einem Abstand höchstens r vom Ursprung anzutreffen, ist gegeben durch

$$P(r) = \int_0^r \int_0^{2\pi} \int_0^\pi |\psi_{n,l,m}(r', \theta, \varphi)|^2 r'^2 \sin(\theta) d\theta d\varphi dr' = \int_0^r |R_{n,r,l}(r')|^2 r'^2 dr', \quad (4.225)$$

also ist die radiale Wahrscheinlichkeitsdichte $\rho_{n,r,l}(r)$ gegeben durch

$$\rho_{n,r,l}(r) = \frac{dP}{dr} = R_{n,r,l}(r)^2 r^2. \quad (4.226)$$

Die Normierungsbedingung lautet daher

$$\int_0^\infty R_{n,r,l}(r)^2 r^2 dr \stackrel{!}{=} 1. \quad (4.227)$$

Man setzt

$$\int_0^\infty U_{n,r,l}(r)^2 dr \stackrel{!}{=} \frac{1}{C_{n,r,l}^2} \quad (4.228)$$

und skaliert das Integral mit $y = \frac{Zr}{na_B}$ um:

$$\begin{aligned} \int_0^\infty U_{n,r,l}(r)^2 dr &= \int_0^\infty y^{2l+2} L_{n_r, 2l+1}(y)^2 \exp(-y) \frac{na_B}{2Z} dy \\ &= \frac{na_B}{2Z} \int_0^\infty y^{2l+2} L_{n_r, 2l+1}(y)^2 \exp(-y) dy. \end{aligned} \quad (4.229)$$

Für das verbleibende Integral gilt mit Glg. (C.143)

$$\int_0^\infty y^{2l+2} L_{n_r, 2l+1}(y)^2 \exp(-y) dy = \frac{(n_r + 2l + 1)!}{n_r!} (2n_r + 2l + 2) = 2n \frac{(n+l)!}{n_r!}. \quad (4.230)$$

Es folgt

$$C_{n,r,l} = \sqrt{\frac{Z}{a_B} \frac{1}{n}} \sqrt{\frac{n_r!}{(n+l)!}}. \quad (4.231)$$

Die normierten Radialfunktionen lauten also

$$R_{n,l}(r) = \sqrt{\frac{Z^3}{a_B^3} \frac{2}{n^2}} \sqrt{\frac{(n-l-1)!}{(n+l)!}} \left(\frac{Zr}{na_B}\right)^l L_{n-l-1, 2l+1}\left(\frac{Zr}{na_B}\right) \exp\left(-\frac{Zr}{na_B}\right). \quad (4.232)$$

Die Wasserstoff-Eigenfunktionen $\psi_{n,l,m}(r, \theta, \varphi)$ lauten schlussendlich

$$\begin{aligned} \psi_{n,l,m}(r, \theta, \varphi) &= R_{n,l}(r) Y_{l,m}(\theta, \varphi) \\ &= \sqrt{\frac{Z^3}{a_B^3} \frac{2}{n^2}} \sqrt{\frac{(n-l-1)!}{(n+l)!}} \left(\frac{Zr}{na_B}\right)^l L_{n-l-1, 2l+1}\left(\frac{Zr}{na_B}\right) \exp\left(-\frac{Zr}{na_B}\right) Y_{l,m}(\theta, \varphi). \end{aligned} \quad (4.233)$$

Die Wahrscheinlichkeitsdichten $|\psi_{n,l,m}|^2$ bezeichnet man auch als *Orbitale*. Entsprechend der sogenannten *Drehimpulsquantenzahl* l bezeichnet man sie wie in Tab. 4.1 angegeben. Unterschiedliche Eigenfunktionen zum gleichen Eigenwert bezeichnet man als *entartet*. Aus den Bedingungen $n \in \mathbb{N}$, $l < n$ und $|m| \leq l$ kann man die Vielfachheit N der Entartung bei gegebener Hauptquantenzahl n ermitteln (die Energie hängt nur von der Hauptquantenzahl

l	Bezeichnung
0	s
1	p
2	d
3	f

Tabelle 4.1: Bezeichnung der Wasserstoff-Eigenfunktionen in Abhängigkeit der Drehimpulsquantenzahl l . Für höhere l wird alphabetisch fortgesetzt.

n ab):

$$N = \sum_{l=0}^{n-1} \sum_{m=-l}^l 1 = \sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) = \sum_{l=1}^n (2l-1) = n(n+1) - n = n^2. \quad (4.234)$$

Dabei wurde die Gauß'sche Summenformel Glg. (A.6) verwendet. Die Wasserstoff-Eigenfunktionen zum Energie-Eigenwert E_n sind also n^2 -fach entartet. Bei Berücksichtigung des Spins und Nicht-Berücksichtigung relativistischer Korrekturen verdoppelt sich der Entartungsgrad.

4.9 Drehimpuls

Der Drehimpuls $\mathbf{L}$ einer Punktmasse mit dem Impuls $\mathbf{p} = (p_1, p_2, p_3)^T$ am Ort $\mathbf{r} = (x_1, x_2, x_3)^T$ wird in der klassischen Mechanik durch

$$\mathbf{L} := \mathbf{r} \times \mathbf{p} = \sum_{j,k,l=1}^3 \varepsilon_{j,k,l} x_j p_k \mathbf{e}_l \quad (4.235)$$

definiert. Ersetzt man in dieser Gleichung die kartesischen Ortskomponenten durch die entsprechenden Operatoren

$$x_j \rightarrow \hat{x}_j \quad (4.236)$$

sowie die kartesischen Impulskomponenten durch die Impulsoperatoren

$$p_k \rightarrow \hat{p}_k, \quad (4.237)$$

erhält man den *Drehimpulsoperator*

$$\hat{\mathbf{L}} := \hbar \sum_{j,k,l=1}^3 -i\varepsilon_{j,k,l} \hat{x}_j \frac{\partial}{\partial x_k} \mathbf{e}_l. \quad (4.238)$$

Ausgeschrieben erhält man in der Ortsdarstellung in kartesischen Koordinaten

$$\hat{L}_x = \frac{\hbar}{i} \left(y \frac{\partial}{\partial z} - z \frac{\partial}{\partial y} \right), \quad (4.239)$$

$$\hat{L}_y = \frac{\hbar}{i} \left(z \frac{\partial}{\partial x} - x \frac{\partial}{\partial z} \right), \quad (4.240)$$

$$\hat{L}_z = \frac{\hbar}{i} \left(x \frac{\partial}{\partial y} - y \frac{\partial}{\partial x} \right). \quad (4.241)$$

Der Impulsoperator $\hat{\mathbf{p}}$ ist genau wie der Ortsoperator $\hat{\mathbf{r}}$ hermitesch. Da $\hat{p}_j$ mit $\hat{x}_k$ für $x \neq k$ vertauscht, ist nach Abschn. 4.6.2 auch die Hintereinanderausführung $\hat{p}_j \hat{x}_k = \hat{x}_k \hat{p}_j$ hermitesch. Somit sind die Drehimpulsoperatoren hermitisch. Man definiert

$$\hat{L}_{\pm} := \hat{L}_x \pm i\hat{L}_y. \quad (4.242)$$

Als Kurzschreibweise führt man einen verallgemeinerten Drehimpulsoperator

$$\hat{\mathbf{J}} := -i\hat{\mathbf{r}} \times \nabla \quad (4.243)$$

ein. Nun sollen einige Kommutatorrelationen der Drehimpulsoperatoren hergeleitet werden. Es gilt in der Ortsdarstellung

$$\hat{J}_l = -i \sum_{j,k=1}^3 \varepsilon_{j,k,l} x_j \frac{\partial}{\partial x_k}. \quad (4.244)$$

Somit folgt für den Kommutator zweier Komponenten des Drehimpulsoperators

$$\begin{aligned} [\hat{J}_j, \hat{J}_k] &= \hat{J}_j \hat{J}_k - \hat{J}_k \hat{J}_j = \left(-i \sum_{l,m=1}^3 \varepsilon_{l,m,j} x_l \frac{\partial}{\partial x_m} \right) \left(-i \sum_{l,m=1}^3 \varepsilon_{l,m,k} x_l \frac{\partial}{\partial x_m} \right) \\ &\quad - \left(-i \sum_{l,m=1}^3 \varepsilon_{l,m,k} x_l \frac{\partial}{\partial x_m} \right) \left(-i \sum_{l,m=1}^3 \varepsilon_{l,m,j} x_l \frac{\partial}{\partial x_m} \right) \\ &= - \left(\sum_{l,m=1}^3 \varepsilon_{l,m,j} x_l \frac{\partial}{\partial x_m} \right) \left(\sum_{l,m=1}^3 \varepsilon_{l,m,k} x_l \frac{\partial}{\partial x_m} \right) + \left(\sum_{l,m=1}^3 \varepsilon_{l,m,k} x_l \frac{\partial}{\partial x_m} \right) \left(\sum_{l,m=1}^3 \varepsilon_{l,m,j} x_l \frac{\partial}{\partial x_m} \right) \\ &= - \sum_{l,m,n,o=1}^3 \varepsilon_{l,m,j} \varepsilon_{n,o,k} x_l \frac{\partial}{\partial x_m} x_n \frac{\partial}{\partial x_o} + \sum_{l,m,n,o=1}^3 \varepsilon_{l,m,k} \varepsilon_{n,o,j} x_l \frac{\partial}{\partial x_m} x_n \frac{\partial}{\partial x_o} \\ &= - \sum_{l,m,n,o=1}^3 \varepsilon_{l,m,j} \varepsilon_{n,o,k} x_l x_n \frac{\partial^2}{\partial x_o \partial x_m} + \sum_{l,m,n,o=1}^3 \varepsilon_{l,m,k} \varepsilon_{n,o,j} x_l x_n \frac{\partial^2}{\partial x_o \partial x_m} \\ &\quad - \sum_{l,m,n,o=1}^3 \varepsilon_{l,m,j} \varepsilon_{n,o,k} x_l \delta_{n,m} \frac{\partial}{\partial x_o} + \sum_{l,m,n,o=1}^3 \varepsilon_{l,m,k} \varepsilon_{n,o,j} x_l \delta_{mn} \frac{\partial}{\partial x_o} \\ &= \sum_{l,n,o=1}^3 x_l x_n (\varepsilon_{l,m,k} \varepsilon_{n,o,j} - \varepsilon_{l,m,j} \varepsilon_{n,o,k}) \frac{\partial^2}{\partial x_o \partial x_m} - \sum_{l,n,o=1}^3 \varepsilon_{l,n,j} \varepsilon_{n,o,k} x_l \frac{\partial}{\partial x_o} + \sum_{l,n,o=1}^3 \varepsilon_{l,n,k} \varepsilon_{n,o,j} x_l \frac{\partial}{\partial x_o} \\ &= \sum_{l,n,o=1}^3 x_l \frac{\partial}{\partial x_o} (\varepsilon_{l,n,k} \varepsilon_{n,o,j} - \varepsilon_{l,n,j} \varepsilon_{n,o,k}) = \sum_{n=1}^3 \sum_{l,o=1}^3 (\varepsilon_{l,n,k} \varepsilon_{n,o,j} - \varepsilon_{l,n,j} \varepsilon_{n,o,k}) x_l \frac{\partial}{\partial x_o} \\ &= \sum_{n=1}^3 \sum_{l,o=1}^3 \varepsilon_{j,k,n} \varepsilon_{l,o,n} x_l \frac{\partial}{\partial x_o} = \sum_{n=1}^3 \varepsilon_{j,k,n} \sum_{l,o=1}^3 \varepsilon_{l,o,n} x_l \frac{\partial}{\partial x_o} = \sum_{n=1}^3 \varepsilon_{j,k,n} \frac{\mathbf{I}}{-i} \hat{J}_n = i \sum_{n=1}^3 \varepsilon_{j,k,n} \hat{J}_n. \end{aligned} \quad (4.245)$$

Dabei wurde Glg. (A.22) verwendet. Dies bedeutet insbesondere

$$[\hat{J}_1, \hat{J}_2] = i\hat{J}_3, \quad [\hat{J}_2, \hat{J}_3] = i\hat{J}_1, \quad [\hat{J}_3, \hat{J}_1] = i\hat{J}_2. \quad (4.246)$$

Somit ist

$$[\hat{J}_3, \hat{J}_{\pm}] = [\hat{J}_3, \hat{J}_1 \pm i\hat{J}_2] = [\hat{J}_3, \hat{J}_1] \pm [\hat{J}_3, i\hat{J}_2] = i\hat{J}_2 \pm i(-i\hat{J}_1) = \pm\hat{J}_1 + i\hat{J}_2 = \pm\hat{J}_{\pm}. \quad (4.247)$$

Weiterhin gelten

$$\begin{aligned} \hat{J}_{\pm} \hat{J}_{\mp} &= (\hat{J}_1 \pm i\hat{J}_2) (\hat{J}_1 \mp i\hat{J}_2) = \hat{J}_1^2 + \hat{J}_2^2 \mp i\hat{J}_1 \hat{J}_2 \pm i\hat{J}_2 \hat{J}_1 \\ &= \hat{\mathbf{J}}^2 - \hat{J}_3^2 \mp i[\hat{J}_1, \hat{J}_2] = \hat{\mathbf{J}}^2 - \hat{J}_3^2 \mp i\hat{J}_3 \quad (4.248) \end{aligned}$$

und

$$\begin{aligned}
[\hat{\mathbf{J}}^2, \hat{J}_1] &= [\hat{J}_2^2 + \hat{J}_3^2, \hat{J}_1] = \hat{J}_2 \hat{J}_2 \hat{J}_1 - \hat{J}_1 \hat{J}_2 \hat{J}_2 + \hat{J}_3 \hat{J}_3 \hat{J}_1 - \hat{J}_1 \hat{J}_3 \hat{J}_3 \\
&= \hat{J}_2 \hat{J}_2 \hat{J}_1 - \hat{J}_1 \hat{J}_2 \hat{J}_2 + \hat{J}_2 \hat{J}_1 \hat{J}_2 - \hat{J}_2 \hat{J}_1 \hat{J}_2 + \hat{J}_3 \hat{J}_3 \hat{J}_1 - \hat{J}_1 \hat{J}_3 \hat{J}_3 + \hat{J}_3 \hat{J}_1 \hat{J}_3 - \hat{J}_3 \hat{J}_1 \hat{J}_3 \\
&= \hat{J}_2 [\hat{J}_2, \hat{J}_1] + [\hat{J}_2, \hat{J}_1] \hat{J}_2 + \hat{J}_3 [\hat{J}_3, \hat{J}_1] + [\hat{J}_3, \hat{J}_1] \hat{J}_3 \\
&= -i\hat{J}_2 \hat{J}_3 - i\hat{J}_3 \hat{J}_2 + i\hat{J}_3 \hat{J}_2 + i\hat{J}_2 \hat{J}_3 = 0,
\end{aligned} \tag{4.249}$$

analog für $\hat{J}_2$ und $\hat{J}_3$ und somit auch

$$[\hat{\mathbf{J}}^2, \hat{J}_\pm] = 0. \tag{4.250}$$

Für die Behandlung des Drehimpulses im H-Atom sollen nun die Drehimpulsoperatoren in Kugelkoordinaten transformiert werden. Dazu verwendet man neben Glg. (B.91) die Darstellung

$$\nabla = \mathbf{e}_r \frac{\partial}{\partial r} + \mathbf{e}_\theta \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} + \mathbf{e}_\varphi \frac{1}{r \sin(\theta)} \frac{\partial}{\partial \varphi}. \tag{4.251}$$

des Gradienten. Weiterhin gelten die bekannten Relationen

$$\mathbf{e}_r \times \mathbf{e}_\theta = \mathbf{e}_\varphi \tag{4.252}$$

sowie

$$\mathbf{e}_r \times \mathbf{e}_\varphi = -\mathbf{e}_\theta. \tag{4.253}$$

Damit folgt in der Ortsdarstellung

$$\hat{\mathbf{J}} = -i\mathbf{r} \times \nabla = -i r \mathbf{e}_r \times \left(\mathbf{e}_r \frac{\partial}{\partial r} + \mathbf{e}_\theta \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} + \mathbf{e}_\varphi \frac{1}{r \sin(\theta)} \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) = -i \mathbf{e}_\varphi \frac{\partial}{\partial \theta} + i \mathbf{e}_\theta \frac{1}{\sin(\theta)} \frac{\partial}{\partial \varphi}. \tag{4.254}$$

Aufgrund der Glg.en (B.74) - (B.76) gelten

$$\hat{J}_x = -i \left(-\sin(\varphi) \frac{\partial}{\partial \theta} - \cos(\varphi) \cot(\theta) \frac{\partial}{\partial \varphi} \right), \tag{4.255}$$

$$\hat{J}_y = -i \left(\cos(\varphi) \frac{\partial}{\partial \theta} - \sin(\varphi) \cot(\theta) \frac{\partial}{\partial \varphi} \right), \tag{4.256}$$

$$\hat{J}_z = -i \frac{\partial}{\partial \varphi}. \tag{4.257}$$

Weiterhin gilt

$$\begin{aligned}
\hat{\mathbf{J}}^2 &= \hat{J}_x^2 + \hat{J}_y^2 + \hat{J}_z^2 \\
&= -\sin^2(\varphi) \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} - \cos^2(\varphi) \cot^2(\theta) \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} - \cos^2(\varphi) \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} - \sin^2(\varphi) \cot^2(\theta) \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} - \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} - \cot(\theta) \frac{\partial}{\partial \theta} \\
&= - \left(\frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \cot^2(\theta) \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \cot(\theta) \frac{\partial}{\partial \theta} \right) = - \left(\frac{1}{\sin(\theta)} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin(\theta) \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2(\theta)} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right).
\end{aligned} \tag{4.258}$$

Dies entspricht mit Glg. (B.96) der Aussage

$$\hat{\mathbf{J}}^2 = -\Delta_{\theta, \varphi}. \tag{4.259}$$

Sei $|n, l, m\rangle$ der Zustand eines Elektrons im Wasserstoffatom mit den Quantenzahlen n , l und m . Aufgrund der Ortsdarstellung von $|n, l, m\rangle$ Glg. (4.233), der Definition der Kugelflächenfunktionen Glg. (C.155), der Darstellung der z-Komponenten des Drehimpulsoperators Glg. (4.257), der eben hergeleiteten Glg. (4.259) sowie der

Eigenschaft Glg. (C.166) der Kugelflächenfunktionen gelten folgende zwei Aussagen:

$$\hat{L}^2 |n, l, m\rangle = \hbar^2 l(l+1) |n, l, m\rangle, \quad (4.260)$$

$$\hat{L}_z |n, l, m\rangle = m\hbar |n, l, m\rangle \quad (4.261)$$

Daraus folgen:

- Der Gesamtdrehmoment L im Zustand $|n, l, m\rangle$ ist $\hbar\sqrt{l(l+1)}$. Daher heißt l Drehimpulsquantenzahl.
- Die z-Komponente des Drehimpulses L_z im Zustand $|n, l, m\rangle$ ist $L_z = m\hbar$. m heißt *Magnetquantenzahl*.
- $\hat{L}^2$, $\hat{L}_z$ und $\hat{H}$ kommutieren paarweise. Daher sind L^2 und L_z Erhaltungsgrößen und da die Wasserstoff-Eigenzustände von drei Quantenzahlen abhängen, sind diese drei Operatoren im Wasserstoffatom ohne Berücksichtigung des Spins vollständige Observablen.

Weiterhin findet man

$$\begin{aligned} \hat{J}_\pm &= \hat{J}_x \pm i\hat{J}_y = -i \left(-\sin(\varphi) \frac{\partial}{\partial \theta} - \cos(\varphi) \cot(\theta) \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) \pm \left(\cos(\varphi) \frac{\partial}{\partial \theta} - \sin(\varphi) \cot(\theta) \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) \\ &= (i\cos(\varphi) - \pm \sin(\varphi)) \cot(\theta) \frac{\partial}{\partial \varphi} + (\pm \cos(\varphi) + i\sin(\varphi)) \frac{\partial}{\partial \theta} \\ &= ie^{\pm i\varphi} \cot(\theta) \frac{\partial}{\partial \varphi} \pm e^{\pm i\varphi} \frac{\partial}{\partial \theta} = \exp(\pm i\varphi) \left(i\cot(\theta) \frac{\partial}{\partial \varphi} \pm \frac{\partial}{\partial \theta} \right). \end{aligned} \quad (4.262)$$

Nun wird der verallgemeinerte Drehimpulsoperator $\hat{\mathcal{J}}$ Glg. (4.243) noch etwas weiter behandelt. Er und seine Komponenten wurden als hermitesch identifiziert, somit ist auch $\hat{\mathcal{J}}^2$ als Hintereinanderausführung Hermite'scher, kommutativer Operatoren nach Abschn. 4.6.2 hermitesch. Es gilt weiterhin

$$\hat{\mathcal{J}}_+^\dagger = \hat{\mathcal{J}}_-, \quad \hat{\mathcal{J}}_-^\dagger = \hat{\mathcal{J}}_+. \quad (4.263)$$

Unter den vier Operatoren $\hat{\mathcal{J}}^2, \hat{\mathcal{J}}_x, \hat{\mathcal{J}}_y, \hat{\mathcal{J}}_z$ kann man nach Glg. (4.245) und Glg. (4.249) zwei finden, die kommutieren, nämlich $\hat{\mathcal{J}}^2$ und ein anderer, hierfür wird $\hat{\mathcal{J}}_z$ gewählt. Diese haben nach Abschn. 4.6.3 die gleichen Eigenfunktionen, also kann man schreiben

$$\hat{\mathcal{J}}^2 |\mathcal{J}, m\rangle = \mathcal{J} |\mathcal{J}, m\rangle, \quad \hat{\mathcal{J}}_z |\mathcal{J}, m\rangle = m |\mathcal{J}, m\rangle \quad (4.264)$$

mit reellen Eigenwerten $\mathcal{J}, m \in \mathbb{R}$. Nun schaut man sich die Zustände

$$\hat{\mathcal{J}}_+ |\mathcal{J}, m\rangle \quad (4.265)$$

und

$$\hat{\mathcal{J}}_- |\mathcal{J}, m\rangle \quad (4.266)$$

an. Da $\hat{\mathcal{J}}^2$ mit $\hat{\mathcal{J}}_\pm$ kommutiert, gilt

$$\hat{\mathcal{J}}^2 \hat{\mathcal{J}}_\pm |\mathcal{J}, m\rangle = \hat{\mathcal{J}}_\pm \hat{\mathcal{J}}^2 |\mathcal{J}, m\rangle = \mathcal{J} \hat{\mathcal{J}}_\pm |\mathcal{J}, m\rangle. \quad (4.267)$$

Mit Glg. (4.247) folgt

$$\hat{\mathcal{J}}_z \hat{\mathcal{J}}_\pm - \hat{\mathcal{J}}_\pm \hat{\mathcal{J}}_z = \pm \hat{\mathcal{J}}_\pm \Leftrightarrow \hat{\mathcal{J}}_z \hat{\mathcal{J}}_\pm = \hat{\mathcal{J}}_\pm \hat{\mathcal{J}}_z \pm \hat{\mathcal{J}}_\pm \quad (4.268)$$

und somit

$$\hat{\mathcal{J}}_z \hat{\mathcal{J}}_\pm |\mathcal{J}, m\rangle = (\hat{\mathcal{J}}_\pm \hat{\mathcal{J}}_z \pm \hat{\mathcal{J}}_\pm) |\mathcal{J}, m\rangle = \hat{\mathcal{J}}_\pm (\hat{\mathcal{J}}_z \pm 1) |\mathcal{J}, m\rangle = (m \pm 1) \hat{\mathcal{J}}_\pm |\mathcal{J}, m\rangle. \quad (4.269)$$

Es gilt also

$$\hat{\mathcal{J}}_\pm |\mathcal{J}, m\rangle = c_\pm |\mathcal{J}, m \pm 1\rangle. \quad (4.270)$$

mit $c_{\pm} \in \mathbb{R}$. Daher nennt man $\hat{J}_+$ *Aufsteigeoperator* und $\hat{J}_-$ *Absteigeoperator*. Man muss nun die Normierungskonstanten $c_{\pm}$ berechnen. Hierzu geht man von Normierung

$$\langle \mathcal{L}, m | \mathcal{L}, m \rangle \stackrel{!}{=} 1 \quad (4.271)$$

der Zustände aus, dies kann man einfach fordern. Man erhält somit

$$c_{\pm}^2 = \langle \mathcal{L}, m \pm 1 | c_{\pm} c_{\pm} | \mathcal{L}, m \pm 1 \rangle = \langle \hat{J}_{\pm} \mathcal{L}, m | \hat{J}_{\pm} | \mathcal{L}, m \rangle = \langle \mathcal{L}, m | \hat{J}_{\mp} \hat{J}_{\pm} | \mathcal{L}, m \rangle. \quad (4.272)$$

Hier kann man Glg. (4.248) einsetzen und erhält mit der Forderung $c_{\pm} > 0$

$$\begin{aligned} c_{\pm}^2 &= \langle \mathcal{L}, m | \hat{\mathbf{J}}^2 - \hat{J}_z^2 \mp \hat{J}_z | \mathcal{L}, m \rangle = \mathcal{L} - m^2 \mp m \\ \Leftrightarrow c_{\pm} &= \sqrt{\mathcal{L} - m^2 \mp m} = \sqrt{\mathcal{L} - m(m \pm 1)}. \end{aligned} \quad (4.273)$$

Nun muss man noch eine Bedingung für $\mathcal{L}$ und m herleiten. Für einen Hermite'schen Operator $\hat{A}$ gilt

$$\langle f | \hat{A}^2 f \rangle = \langle \hat{A} f | \hat{A} f \rangle \geq 0. \quad (4.274)$$

Daraus folgt

$$0 \leq \langle \mathcal{L}, m | \hat{J}_x^2 | \mathcal{L}, m \rangle + \langle \mathcal{L}, m | \hat{J}_y^2 | \mathcal{L}, m \rangle = \langle \mathcal{L}, m | \hat{\mathbf{J}}^2 - \hat{J}_z^2 | \mathcal{L}, m \rangle = \mathcal{L} - m^2. \quad (4.275)$$

Folglich gilt

$$\mathcal{L} \geq m^2 \geq 0. \quad (4.276)$$

Aus einem Zustand $|\mathcal{L}, m\rangle$ erhält man somit durch Anwendung der Auf- und Absteigeoperatoren die Zustände $|\mathcal{L}, m \pm 1\rangle$, $|\mathcal{L}, m \pm 2\rangle$ und so weiter. Dies muss jedoch wegen (4.276) irgendwo abbrechen, also muss die Normierung Glg. (4.273) bei einem maximalen m -Wert $m_{\max}$ und bei einem minimalen m -Wert $m_{\min}$ verschwinden:

$$\hat{J}_+ |\mathcal{L}, m_{\max}\rangle = 0 \Rightarrow c_+ = 0 \Rightarrow \mathcal{L} = m_{\max}(m_{\max} + 1), \quad (4.277)$$

$$\hat{J}_- |\mathcal{L}, m_{\min}\rangle = 0 \Rightarrow c_- = 0 \Rightarrow \mathcal{L} = m_{\min}(m_{\min} - 1) \quad (4.278)$$

$$\Rightarrow (m_{\max} + m_{\min})(m_{\max} - m_{\min} + 1) = 0 \quad (4.279)$$

Wegen $m_{\max} \geq m_{\min}$ ist die zweite Klammer ungleich Null, also ist die erste Klammer gleich Null:

$$m_{\max} = -m_{\min} =: j \quad (4.280)$$

Es gilt

$$\mathcal{L} = j(j + 1). \quad (4.281)$$

Der Aufsteigeoperator führt also in ganzzahligen Schritten von $-j$ zu j . Also ist $2j$ ganzzahlig, somit ist j ganzzahlig oder halbzahlig. Nun führt man eine Bezeichnungsänderung

$$|\mathcal{L}, m\rangle = |j(j + 1), m\rangle \rightarrow |j, m\rangle \quad (4.282)$$

ein. Diese Zustände sind normiert, weiterhin sind sie als Eigenzustände Hermite'scher Operatoren zu unterschiedlichen Eigenwerten orthogonal:

$$\langle j', m' | j, m \rangle = \delta_{j,j'} \delta_{m,m'}. \quad (4.283)$$

Ist j ganzzahlig, so ist die Ortsdarstellung der Lösung gegeben durch die Kugelflächenfunktionen Glg. (C.155). Hierdurch wird zum Beispiel der Bahndrehmomentum von Teilchen im Zentralkraftfeld beschrieben, s. Abschn. 4.8. Der Fall, dass j halbzahlig ist, ist wichtig für Teilchen mit halbzahligem Spin. Teilchen mit halbzahligem Spin bezeichnet man als *Fermionen*, während man Teilchen mit ganzzahligem Spin als *Bosonen* bezeichnet. Beispiele für Fermionen sind Elektronen, Protonen und Neutronen, Photonen sind Bosonen.

Von nun an wird von halbzahligem Spin ausgegangen, nämlich $j = \frac{1}{2}$. In diesem Fall werden die Zustände $|j, m\rangle$

mit $|ss_z\rangle = |\frac{1}{2}, s_z\rangle$ bezeichnet. Man definiert

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} := \left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle, \quad (4.284)$$

$$\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} := \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle. \quad (4.285)$$

Glg. (4.284) wird als *Spin-up-Zustand* und Glg. (4.285) wird als *Spin-down-Zustand* bezeichnet. Es gilt $\hat{J}_z |\frac{1}{2}, m\rangle = m |\frac{1}{2}, m\rangle$, also folgt in Matrixschreibweise

$$J_z \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad J_z \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -\frac{1}{2} \end{pmatrix}, \quad (4.286)$$

was erfüllt ist für

$$J_z = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (4.287)$$

Für die Normierungskonstante $c_{\pm}$ aus Glg. (4.273) gelten mit $\mathcal{J} = j(j+1) = \frac{1}{2} \cdot \frac{3}{2} = \frac{3}{4}$

$$c_+ = \sqrt{\frac{3}{4} + \frac{1}{2} \left(-\frac{1}{2} + 1 \right)} = 1, \quad (4.288)$$

$$c_- = \sqrt{\frac{3}{4} - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} - 1 \right)} = 1. \quad (4.289)$$

Somit gilt wegen $\hat{J}_+ |\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle = 0$ und $\hat{J}_+ |\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle = |\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle$ auch

$$J_+ = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (4.290)$$

Wegen $\hat{J}_- |\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle = |\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$ und $\hat{J}_- |\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle = 0$ gilt

$$J_- = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (4.291)$$

Somit gelten

$$J_x = \frac{1}{2} (J_+ + J_-) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad (4.292)$$

$$J_y = -i \frac{1}{2} (J_+ - J_-) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}. \quad (4.293)$$

Die hier auftretenden Matrizen

$$\sigma_x := \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y := \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z := \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (4.294)$$

nennt man auch *Pauli-Matrizen* oder *Spinmatrizen*.

4.10 Spin

Es stellt sich die Frage, ob die halbzahligen Zustände überhaupt physikalische Relevanz haben, oder nur rein mathematische Phänomene sind. Tatsächlich beschreiben diese Zustände die intrinsischen Eigendrehmomente der Elementarteilchen, eben den *Spin*. Experimentell kann man nur die Richtung, nicht aber den Betrag des Spins verändern, der eine Teilcheneigenschaft ist, genau wie die Ladung und die Masse. Er ist nicht an eine rotierende Massenverteilung geknüpft, also kein Drehimpuls im rein Sinn.

Nun soll die Schrödinger-Gleichung auf ein Teilchen mit Masse m , Ladung q und Spin $1/2$ verallgemeinert werden. Hat man nun ein Teilchen mit Ladung q und Spin $1/2$ gegeben, so reicht zur Beschreibung des Zustands dieses Teilchens nicht mehr eine einfache Wellenfunktion $\mathbb{R}^3 \rightarrow \mathbb{C}$ aus. Die Wahrscheinlichkeitsdichte hängt nämlich nicht mehr nur vom Ort ab, sondern auch vom Spinzustand. Mit den Definitionen Glg.en (4.284) und (4.285) kann man für den Zustand eines solchen Teilchens jedoch schreiben

$$|\psi(\mathbf{r}, t)\rangle = \varphi_+(\mathbf{r}, t) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \varphi_-(\mathbf{r}, t) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (4.295)$$

mit orts- und zeitabhängigen Anteilen $\varphi_+(\mathbf{r}, t)$ und $\varphi_-(\mathbf{r}, t)$. Solch eine Wellenfunktion nennt man *Spinor*. Dieser

Zustand ist natürlich normiert:

$$\langle \psi | \psi \rangle = \int_{\mathbb{R}^3} (|\varphi_+(\mathbf{r})|^2 + |\varphi_-(\mathbf{r})|^2) d^3r \quad (4.296)$$

Man kann mit Glg. (3.23)

$$\hat{\mathbf{p}} \rightarrow \hat{\mathbf{p}} - \frac{q}{c} \hat{\mathbf{A}}, \quad (4.297)$$

ersetzen, um die Energie eines Teilchens im elektromagnetischen Feld zu berücksichtigen. Weiterhin muss der Term der potentiellen Energie erweitert werden. Ein magnetisches Moment $\boldsymbol{\mu}$ hat in einem B-Feld $\mathbf{B}$ eine potentielle Energie

$$E_{\text{pot}} = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}. \quad (4.298)$$

Da ein Elementarteilchen in seinem Ruhesystem nur genau eine ausgezeichnete Richtung kennt, nämlich die des Spins, muss das magnetische Moment parallel zum Spin sein. Den Spin ersetzt man durch den *Spinoperator*

$$\mathbf{s} \rightarrow \hat{\mathbf{s}}. \quad (4.299)$$

Bei Teilchen mit Spin $1/2$ kann man dies mit den durch die Pauli-Matrizen definierten Operatoren $\hat{\sigma}_x, \hat{\sigma}_y, \hat{\sigma}_z$ schreiben als

$$\hat{\mathbf{s}} = \frac{\hbar}{2} \hat{\boldsymbol{\sigma}} = \frac{\hbar}{2} \boldsymbol{\sigma}. \quad (4.300)$$

Hierbei wurde ein Vektor

$$\boldsymbol{\sigma} = \sigma_x \mathbf{e}_x + \sigma_y \mathbf{e}_y + \sigma_z \mathbf{e}_z \in \mathbb{C}^{2 \times 2 \times 3} \quad (4.301)$$

eingeführt. Ist φ das skalare Potential des elektromagnetischen Feldes, so lautet der gesuchte Hamilton-Operator

$$\hat{H} = \frac{1}{2m} \left(\hat{\mathbf{p}} - \frac{q}{c} \mathbf{A} \right)^2 + q\varphi - \hat{\boldsymbol{\mu}} \cdot \mathbf{B}. \quad (4.302)$$

Für das magnetische Moment gilt

$$\boldsymbol{\mu} = g \frac{q}{2mc} \mathbf{s} \quad (4.303)$$

mit einem klassisch nicht herleitbaren Faktor g , den man *Landé-Faktor* nennt. Für den Pauli-Hamilton-Operator folgt

$$\hat{H}_P = \frac{1}{2m} \left(\hat{\mathbf{p}} - \frac{q}{c} \mathbf{A} \right)^2 + q\varphi - g \frac{q\hbar}{4mc} \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}. \quad (4.304)$$

Die *Pauli-Gleichung* lautet damit

$$\hat{H}_P |\psi(\mathbf{r}, t)\rangle = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\psi(\mathbf{r}, t)\rangle. \quad (4.305)$$

für einen Spinor $|\psi(\mathbf{r}, t)\rangle$, s. Glg. (4.295).

4.11 Störungstheorie

4.11.1 Zeitunabhängiger Fall

Sei ein Eigenwertproblem

$$\hat{H}_0 |\psi^{(0)}\rangle = E^{(0)} |\psi^{(0)}\rangle \quad (4.306)$$

gegeben mit einem Hamiltonian $\hat{H}_0$, orthonormalen und vollständigen Eigenfunktionen $|\psi_n^{(0)}\rangle$ und zugehörigen Eigenwerten $E_n^{(0)}$. Nun ersetzt man den Hamiltonian $\hat{H}_0$ durch einen neuen Hamiltonian $\hat{H}$, der gegeben ist durch

$$\hat{H} := \hat{H}_0 + \hat{v}_h \quad (4.307)$$

mit einem Störpotential $\hat{v}_h$. Man möchte Lösungen $|\psi\rangle$ der Eigenwertgleichung

$$\hat{H}|\psi\rangle = E|\psi\rangle \quad (4.308)$$

finden. Hierzu setzt man zunächst

$$\hat{H}(\lambda) := \hat{H}_0 + \lambda \hat{v}_h \quad (4.309)$$

mit $\lambda \in [0, 1]$ an. Nun entwickelt man die Eigenzustände $|\psi\rangle$ und Eigenwerte E nach Potenzen von λ :

$$E(\lambda) = \sum_{i=0}^{\infty} \lambda^{(i)} E^{(i)}, \quad |\psi(\lambda)\rangle = \sum_{i=0}^{\infty} \lambda^{(i)} |\psi^{(i)}\rangle \quad (4.310)$$

Dies setzt man in Glg. (4.308) ein:

$$\hat{H}(\lambda) |\psi(\lambda)\rangle = E(\lambda) |\psi(\lambda)\rangle \quad (4.311)$$

$$\Rightarrow \left(\hat{H}_0 + \lambda \hat{v}_h \right) \sum_{i=0}^{\infty} \lambda^{(i)} |\psi^{(i)}\rangle = \left(\sum_{i=0}^{\infty} \lambda^{(i)} E^{(i)} \right) \left(\sum_{i=0}^{\infty} \lambda^{(i)} |\psi^{(i)}\rangle \right) \quad (4.312)$$

Man sortiert Glg. (4.312) nun nach Potenzen von λ , für die m -te Ordnung gilt dann

$$\hat{H}_0 |\psi^{(m)}\rangle + \hat{v}_h |\psi^{(m-1)}\rangle = \sum_{k=0}^m E^{(m-k)} |\psi^{(k)}\rangle. \quad (4.313)$$

Es existieren $C_{n,k}^{(1)} \in \mathbb{C}$ mit

$$|\psi_n^{(1)}\rangle = \sum_{k=1}^{\infty} C_{n,k}^{(1)} |\psi_k^{(0)}\rangle. \quad (4.314)$$

Wendet man hierauf den ungestörten Hamilton-Operator $\hat{H}_0$ an, erhält man

$$\hat{H}_0 |\psi_n^{(1)}\rangle = \sum_{k=1}^{\infty} C_{n,k}^{(1)} E_k^{(0)} |\psi_k^{(0)}\rangle. \quad (4.315)$$

Setzt man in Glg. (4.313) $m = 1$ sowie $|\psi\rangle = |\psi_n\rangle$ ein und multipliziert dies von links mit $\langle \psi_n^{(0)} |$, erhält man

$$\langle \psi_n^{(0)} | \hat{H}_0 | \psi_n^{(1)} \rangle + \langle \psi_n^{(0)} | \hat{v}_h | \psi_n^{(0)} \rangle = E_n^{(1)} + \langle \psi_n^{(0)} | E_n^{(0)} | \psi_n^{(1)} \rangle. \quad (4.316)$$

Außerdem gilt

$$\langle \psi_n^{(0)} | \hat{H}_0 | \psi_n^{(1)} \rangle = C_{n,n}^{(1)} E_n^{(0)} = \langle \psi_n^{(0)} | E_n^{(0)} | \psi_n^{(1)} \rangle. \quad (4.317)$$

Für die Energiekorrektur in erster Ordnung gilt somit

$$E_n^{(1)} = \langle \psi_n^{(0)} | \hat{v}_h | \psi_n^{(0)} \rangle. \quad (4.318)$$

Nun werden die $\left| \psi_n^{(1)} \right\rangle$ gesucht, also die $C_{n,k}^{(1)}$, $k \in \mathbb{N}$ mit $k \neq n$. Multipliziere Glg. (4.313) mit $m = \mathbf{z}$ von links mit $\left\langle \psi_k^{(0)} \right|$. Es entsteht

$$\begin{aligned} \left\langle \psi_k^{(0)} \right| \hat{H}_0 \left| \psi_n^{(1)} \right\rangle + \left\langle \psi_k^{(0)} \right| \hat{v}_h \left| \psi_n^{(0)} \right\rangle &= \left\langle \psi_k^{(0)} \right| E_n^{(0)} \left| \psi_n^{(1)} \right\rangle \\ \Leftrightarrow C_{n,k}^{(1)} E_k^{(0)} + \left\langle \psi_k^{(0)} \right| \hat{v}_h \left| \psi_n^{(0)} \right\rangle &= E_n^{(0)} C_{n,k}^{(1)} \\ \Leftrightarrow C_{n,k}^{(1)} &= \frac{\left\langle \psi_k^{(0)} \right| \hat{v}_h \left| \psi_n^{(0)} \right\rangle}{E_n^{(0)} - E_k^{(0)}}. \end{aligned} \quad (4.319)$$

Dies funktioniert nur im Falle nicht entarteter Energieniveaus $E_n^{(0)}, E_k^{(0)}$. Für den Zustand $\left| \psi_n(\lambda) \right\rangle$ erhält man nun

$$\left| \psi_n(\lambda) \right\rangle = \left| \psi_n^{(0)} \right\rangle + \lambda \sum_{\substack{m=\mathbf{1}, \\ m \neq n}}^{\infty} \frac{\left\langle \psi_m^{(0)} \right| \hat{v}_h \left| \psi_n^{(0)} \right\rangle}{E_n^{(0)} - E_m^{(0)}} \left| \psi_m^{(0)} \right\rangle + C_{n,n}^{(1)} \left| \psi_n^{(0)} \right\rangle + \mathcal{O}(\lambda^2). \quad (4.320)$$

Die Norm hiervon ist

$$\left\langle \psi_n(\lambda) \right| \left| \psi_n(\lambda) \right\rangle = \mathbf{1} + C_{n,n}^{(1)*} + C_{n,n}^{(1)} + \mathcal{O}(\lambda^2) \quad (4.321)$$

Also ist $C_{n,n}^{(1)} = ir$ mit $r \in \mathbb{R}$. Daher ist die Amplitude von $\left| \psi_n^{(0)} \right\rangle$ in $\left| \psi_n(\lambda) \right\rangle$ gegeben durch

$$\mathbf{1} + i\lambda r = \exp(i\lambda r) + \mathcal{O}(\lambda^2). \quad (4.322)$$

Der Koeffizient $C_{n,n}^{(1)}$ führt also in erster Ordnung zu einer Phasenverschiebung von $\left| \psi_n^{(0)} \right\rangle$, diese Phasenverschiebung kann man in $\left| \psi_n^{(0)} \right\rangle$ absorbieren und

$$C_{n,n}^{(1)} = \mathbf{0} \quad (4.323)$$

setzen. Man erhält also in erster Ordnung im Falle nicht entarteter Energieniveaus

$$E_n = E_n^{(0)} + E_n^{(1)} = E_n^{(0)} + \left\langle \psi_n^{(0)} \right| \hat{v}_h \left| \psi_n^{(0)} \right\rangle, \quad (4.324)$$

$$\left| \psi_n \right\rangle = \left| \psi_n^{(0)} \right\rangle + \left| \psi_n^{(1)} \right\rangle = \left| \psi_n^{(0)} \right\rangle + \sum_{\substack{m=\mathbf{1}, \\ m \neq n}}^{\infty} \frac{\left\langle \psi_m^{(0)} \right| \hat{v}_h \left| \psi_n^{(0)} \right\rangle}{E_n^{(0)} - E_m^{(0)}} \left| \psi_m^{(0)} \right\rangle. \quad (4.325)$$

Eine notwendige Bedingung für eine sinnvolle Anwendbarkeit der Störungstheorie in erster Ordnung ist, dass die Beimischungen der Zustände klein sind.

Man erkennt bereits den Vorteil der Störungstheorie: Während stationäre Probleme der Quantenmechanik Eigenwertprobleme sind, bei denen man Eigenwert und Eigenvektor simultan bestimmen muss, kann man in der Störungstheorie die Energiekorrekturen und die Zustandskorrekturen sukzessive hintereinander ausrechnen.

Um die zweite Ordnung auszurechnen, setzt man in Glg. (4.313) mit $m = \mathbf{z}$ zunächst $\left| \psi \right\rangle = \left| \psi_n \right\rangle$ ein und multipliziert dies von links mit $\left\langle \psi_n^{(0)} \right|$:

$$\left\langle \psi_n^{(0)} \right| \hat{H}_0 \left| \psi_n^{(2)} \right\rangle + \left\langle \psi_n^{(0)} \right| \hat{v}_h \left| \psi_n^{(1)} \right\rangle = E_n^{(2)} + \left\langle \psi_n^{(0)} \right| E_n^{(1)} \left| \psi_n^{(1)} \right\rangle + \left\langle \psi_n^{(0)} \right| E_n^{(0)} \left| \psi_n^{(2)} \right\rangle \quad (4.326)$$

Für die $\left| \psi_n^{(2)} \right\rangle$ macht man nun den Ansatz

$$\left| \psi_n^{(2)} \right\rangle = \sum_{m=\mathbf{1}}^{\infty} C_{n,m}^{(2)} \left| \psi_m^{(0)} \right\rangle. \quad (4.327)$$

Damit folgt

$$\left\langle \psi_n^{(0)} \left| \hat{H}_0 \sum_{m=1}^{\infty} C_{n,m}^{(2)} \left| \psi_m^{(0)} \right\rangle \right\rangle = \left\langle \psi_n^{(0)} \left| \sum_{m=1}^{\infty} C_{n,m}^{(2)} E_m^{(0)} \left| \psi_m^{(0)} \right\rangle \right\rangle = C_{n,n}^{(2)} E_n^{(0)}. \quad (4.328)$$

Weiterhin gilt

$$\left\langle \psi_n^{(0)} \left| E_n^{(1)} \left| \psi_n^{(1)} \right\rangle \right\rangle = \left\langle \psi_n^{(0)} \left| E_n^{(1)} \left| \sum_{m=1}^{\infty} C_{n,m}^{(1)} \left| \psi_m^{(0)} \right\rangle \right\rangle = E_n^{(1)} C_{n,n}^{(1)} = 0. \quad (4.329)$$

Somit folgt

$$\begin{aligned} E_n^{(2)} &= \left\langle \psi_n^{(0)} \left| \hat{v}_h \left| \psi_n^{(1)} \right\rangle \right\rangle = \left\langle \psi_n^{(0)} \left| \hat{v}_h \left| \sum_{m=1}^{\infty} C_{n,m}^{(1)} \left| \psi_m^{(0)} \right\rangle \right\rangle = \sum_{m=1}^{\infty} C_{n,m}^{(1)} \left\langle \psi_n^{(0)} \left| \hat{v}_h \left| \psi_m^{(0)} \right\rangle \right\rangle \\ &= \sum_{\substack{m=1, \\ m \neq n}}^{\infty} \frac{\left\langle \psi_m^{(0)} \left| \hat{v}_h \left| \psi_n^{(0)} \right\rangle \right\rangle \left\langle \psi_n^{(0)} \left| \hat{v}_h \left| \psi_m^{(0)} \right\rangle \right\rangle}{E_n^{(0)} - E_m^{(0)}} = \sum_{\substack{m=1, \\ m \neq n}}^{\infty} \frac{\left| \left\langle \psi_n^{(0)} \left| \hat{v}_h \left| \psi_m^{(0)} \right\rangle \right\rangle \right|^2}{E_n^{(0)} - E_m^{(0)}}. \end{aligned} \quad (4.330)$$

Die Koeffizienten $C_{m,n}^{(2)}$ werden hier nicht mehr berechnet, da man meist nur bis zur ersten Ordnung im Zustand und bis zur zweiten Ordnung in der Energie geht. Sukzessive kann man so weitere Ordnungen berechnen.

Nun wird der Fall entarteter Energieeigenwerte betrachtet. Seien also $N \in \mathbb{N}$ mit $N \geq 2$ und die ersten N ungestörten Zustände $\left| \psi_1^{(0)} \right\rangle, \dots, \left| \psi_N^{(0)} \right\rangle$ seien entartet, also

$$\hat{H}_0 \left| \psi_m^{(0)} \right\rangle = E_0 \left| \psi_m^{(0)} \right\rangle \quad (4.331)$$

für $1 \leq m \leq N$. Formel (4.325) ist nicht anwendbar. Man erkennt jedoch, dass bei kleinen Energiedifferenzen $E_n^{(0)} - E_m^{(0)}$ die Beimischung der Zustände sehr stark ist. Man muss also schon bei sehr schwacher Störung $\lambda \rightarrow 0$ von der Beimischung entarteter Zustände ausgehen, also macht man den Ansatz

$$\left| \psi(\lambda) \right\rangle = \sum_{l=1}^N C_l \left| \psi_l^{(0)} \right\rangle + \lambda \sum_{m=N+1}^{\infty} C_m^{(1)} \left| \psi_m^{(0)} \right\rangle + \mathcal{O}(\lambda^2), \quad (4.332)$$

$$E(\lambda) = E_0 + \lambda E^{(1)} + \mathcal{O}(\lambda^2). \quad (4.333)$$

Dies setzt man in die Schrödinger-Gleichung Glg. (4.311) ein:

$$\begin{aligned} &\sum_{l=1}^N C_l \hat{H}_0 \left| \psi_l^{(0)} \right\rangle + \sum_{l=1}^N C_l \lambda \hat{v}_h \left| \psi_l^{(0)} \right\rangle + \lambda \sum_{m=N+1}^{\infty} C_m^{(1)} \hat{H}_0 \left| \psi_m^{(0)} \right\rangle + \mathcal{O}(\lambda^2) \\ &= E_0 \sum_{l=1}^N C_l \left| \psi_l^{(0)} \right\rangle + \lambda E^{(1)} \sum_{l=1}^N C_l \left| \psi_l^{(0)} \right\rangle + \lambda E_0 \sum_{m=N+1}^{\infty} C_m^{(1)} \left| \psi_m^{(0)} \right\rangle + \mathcal{O}(\lambda^2) \end{aligned} \quad (4.334)$$

In nullter Ordnung ist dies erfüllt. Im Folgenden wird nur die erste Ordnung betrachtet. Die $\left| \psi_l^{(0)} \right\rangle$, $1 \leq l \leq N$, seien orthonormalisiert. Sei $j \in \mathbb{N}$ mit $1 \leq j \leq N$ gegeben. Durch Multiplikation der Terme erster Ordnung in Glg. (4.334) von links mit $\left\langle \psi_j^{(0)} \right|$ erhält man

$$\sum_{l=1}^N C_l \left\langle \psi_j^{(0)} \left| \hat{v}_h \left| \psi_l^{(0)} \right\rangle \right\rangle = E^{(1)} C_j. \quad (4.335)$$

Die Lösung $(C, \dots, C_N, E^{(1)})$ ergibt die Korrektur nullter Ordnung im Zustand und erster Ordnung in der Energie. Die Gleichung gilt für alle $1 \leq l \leq N$, also kann man dies auch als Matrix schreiben

$$v_h \mathbf{C} = E^{(1)} \mathbf{C} \quad (4.336)$$

mit den Matricelementen

$$V_{j,l} := \langle \psi_j^{(o)} | \hat{v}_h | \psi_l^{(o)} \rangle \quad (4.337)$$

und dem Vektor $\mathbf{C} := (C, \dots, C_N)^T$. Da $\hat{v}_h$ hermitesch ist, ist auch die Matrix v_h hermitesch. Als Lösung erhält man daher N orthonormale Eigenvektoren $\mathbf{C}^k$ zu den Eigenwerten $E_k^{(i)}$. Die zugehörigen N Zustände sind

$$|\psi_k\rangle = \sum_{l=1}^N C_l^{(k)} |\psi_l^{(o)}\rangle \quad (4.338)$$

mit der jeweiligen Energie

$$E_k = E_o + E_k^{(i)}. \quad (4.339)$$

Diese Zustände sind orthonormal. Seien nämlich $k, m \in \mathbb{N}$ mit $1 \leq k, m \leq N$ gegeben. Dann gilt

$$\langle \psi_k | \psi_m \rangle = \sum_{l=1}^{\infty} C_l^{(k)*} C_l^{(m)} = \langle \mathbf{C}^{(k)} | \mathbf{C}^{(m)} \rangle = \delta_{m,n}. \quad (4.340)$$

4.11.2 Spin-Bahn-Kopplung im H-Atom

Die *Spin-Bahn-Kopplung* beschreibt den Effekt der Wechselwirkung des magnetischen Moments des Elektrons mit dem Magnetfeld des Kerns; es handelt sich um einen relativistischen Effekt, da die Kernbewegung durch eine Koordinatentransformation in das Ruhesystem des Elektrons entsteht. Dieser Effekt wird hier im H-Atom in erster Ordnung Störungstheorie behandelt.

Zunächst sei an dieser Stelle an die Definition des Bohr'schen Radius a_B nach Glg. (4.200) erinnert:

$$a_B = \frac{\hbar^2}{m_e e^2} \quad (4.341)$$

Für die Energie-Eigenwerte im H-Atom gilt mit Glg. (4.223)

$$E_n = -\frac{Z^2}{2n^2} E_{\text{at}} \quad (4.342)$$

Für E_{at} kann man nun weiter rechnen

$$E_{\text{at}} = \frac{\hbar^2}{m_e a_B^2} = \frac{1}{a_B} \frac{\hbar^2}{m_e a_B} = \frac{1}{a_B} \frac{\hbar^2}{m_e} \frac{m_e e^2}{\hbar^2} = \frac{e^2}{a_B}. \quad (4.343)$$

Für ein $(Z - 1)$ -fach ionisiertes Atom ist die atomare Energieskala

$$\varepsilon_{\text{at}} = Z^2 E_{\text{at}} = Z^2 \frac{e^2}{a_B} = Z^2 e^2 \frac{m_e e^2}{\hbar^2} = Z^2 e^4 \frac{m_e}{\hbar^2} \frac{c^2}{c^2} = m_e c^2 \left(\frac{Z e^2}{\hbar c} \right)^2 = m_e c^2 (Z\alpha)^2. \quad (4.344)$$

α ist hierbei die *Feinstrukturkonstante*, für diese gilt

$$\alpha := \frac{e^2}{\hbar c} \stackrel{\text{SI}}{=} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \approx \frac{1}{137}. \quad (4.345)$$

Die Spin-Bahn-Kopplung entsteht nicht durch einen eventuellen magnetischen Kerndipol. Das Elektron bewege sich in einer halbklassischen Betrachtung mit einer momentanen Geschwindigkeit $\mathbf{v}$ um den Kern. Im momentanen Ruhesystem des Elektrons existiert nach Glg. (3.105) ein magnetisches Feld

$$\mathbf{B}' = -\gamma \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{E}, \quad (4.346)$$

welches das Elektron zu spüren bekommt. Die Funktion

$$\mathbf{u}(\mathbf{v}') := \frac{\mathbf{v}'}{\sqrt{1 - v'^2}} \quad (4.347)$$

mit

$$\mathbf{v}' := \frac{\mathbf{v}}{c} \quad (4.348)$$

beschreibt die Stärke des relativistischen Effektes. Die lineare Taylor-Entwicklung dieser Funktion lautet

$$\mathbf{u} = \mathbf{v}' + \mathcal{O}(\mathbf{v}'^2), \quad (4.349)$$

sodass man für das relativistische B-Feld hier nähert

$$\mathbf{B}' = -\frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{E} + \mathcal{O}\left(\left(\frac{\mathbf{v}}{c}\right)^2\right). \quad (4.350)$$

Die Terme höherer Ordnung werden nicht mehr mitnotiert. Mit $g \approx 2$ gilt für das magnetische Moment des Elektrons mit Glg. (4.303)

$$\boldsymbol{\mu} = -\frac{e}{m_e c} \mathbf{s}. \quad (4.351)$$

Somit erhält man eine Energie

$$-\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}' = \frac{e}{m_e c} \mathbf{s} \cdot \mathbf{B}' = -\frac{e}{m_e c^2} \mathbf{s} \cdot (\mathbf{v} \times \mathbf{E}). \quad (4.352)$$

Für das E-Feld gilt $\mathbf{E} = \frac{Ze\mathbf{r}}{r^3}$, mit der Definition $\mathbf{l} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$ erhält man die Spin-Bahn-Wechselwirkung

$$V = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}' = -\frac{e}{m_e c^2} \mathbf{s} \cdot (\mathbf{v} \times \mathbf{E}) = \frac{Ze^2}{m_e^2 c^2} \frac{\mathbf{l} \cdot \mathbf{s}}{r^3}. \quad (4.353)$$

Eine relativistische quantenmechanische Betrachtung des beschleunigten Elektrons mittels der *Dirac-Gleichung* ergibt an dieser Stelle einen zusätzlichen Faktor $1/2$. Der gesuchte Störoperator lautet also

$$\hat{v}_h = \frac{Ze^2}{2m_e^2 c^2} \frac{\hat{\mathbf{l}} \cdot \hat{\mathbf{s}}}{\hat{r}^3}. \quad (4.354)$$

Mit dem Gesamtdrehmoment-Operator

$$\hat{\mathbf{j}} := \hat{\mathbf{l}} + \hat{\mathbf{s}} \quad (4.355)$$

kann man dies zu

$$\begin{aligned} \hat{v}_h &= \frac{Ze^2}{4m_e^2 c^2} \frac{\hat{\mathbf{l}} \cdot \hat{\mathbf{s}}}{\hat{r}^3} = \frac{Ze^2}{4m_e^2 c^2} \frac{\hat{\mathbf{l}} \cdot \hat{\mathbf{s}} + \hat{\mathbf{s}}^2 - \hat{\mathbf{s}}^2}{\hat{r}^3} = \frac{Ze^2}{4m_e^2 c^2} \frac{(\hat{\mathbf{l}} + \hat{\mathbf{s}}) \cdot \hat{\mathbf{s}} - \hat{\mathbf{s}}^2}{\hat{r}^3} = \frac{Ze^2}{4m_e^2 c^2} \frac{(\hat{\mathbf{j}} + \hat{\mathbf{l}}) \cdot (\hat{\mathbf{j}} - \hat{\mathbf{l}}) - \hat{\mathbf{s}}^2}{\hat{r}^3} \\ &= \frac{Ze^2}{4m_e^2 c^2} \frac{\hat{\mathbf{j}}^2 - \hat{\mathbf{l}}^2 - \hat{\mathbf{s}}^2}{\hat{r}^3} \end{aligned} \quad (4.356)$$

umschreiben. Um hiermit weiterarbeiten zu können, koppelt man die Drehimpuls-Eigenzustände des H-Atoms zu

$$|n, l, m, s, s_z\rangle = |n, l\rangle |l, m, s, s_z\rangle = |n, l\rangle |j, l, s, m_j\rangle = |n, j, l, s, m_j\rangle. \quad (4.357)$$

Da die Drehimpuls-Eigenzustände orthogonal sind und $\hat{v}_h$ nur auf die Radialkoordinaten wirkt, gilt für die Energieaufspaltung

$$\langle n, j, l, s, m_j | \hat{v}_h | n, j', l', s, m'_j \rangle = \Delta E \delta_{j,j'} \delta_{l,l'} \delta_{m_j, m'_j} \quad (4.358)$$

mit

$$\Delta E = \frac{Ze^2 \hbar^2}{4m_e^2 c^2} \left\langle n, l \left| \frac{1}{\hat{r}^3} \right| n, l \right\rangle [j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)]. \quad (4.359)$$

Es gilt für $l \neq 0$

$$\begin{aligned}
 \left\langle \frac{1}{\hat{r}^3} \right\rangle &= \int_{\mathbb{R}^3} \frac{1}{r^3} |\psi|^2 d^3r = \int_{r=0}^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \frac{1}{r^3} |\psi|^2 r^2 \sin(\vartheta) d\vartheta d\varphi dr \\
 &= \int_{r=0}^{\infty} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\vartheta=0}^{\pi} \frac{1}{r} R_{n,l}(r)^2 |Y_{l,m}(\vartheta, \varphi)|^2 \sin(\vartheta) d\vartheta d\varphi dr \\
 &= \int_0^{\infty} \frac{1}{r} R_{n,l}(r)^2 dr = \frac{4Z^3}{a_B^3 n^4} \frac{(n-l-1)!}{(n+l)!} \int_0^r \frac{1}{r} \left(\frac{2Zr}{na_B} \right)^{2l} \left[L_{n-l-1, 2l+1} \left(\frac{2Zr}{na_B} \right) \right]^2 \exp\left(-\frac{2Zr}{na_B}\right) dr \\
 &= \frac{4Z^3}{a_B^3 n^4} \frac{(n-l-1)!}{(n+l)!} \int_0^{\infty} r^{2l-1} [L_{n-l-1, 2l+1}(r)]^2 \exp(-r) dr.
 \end{aligned}$$

Man identifiziert

$$m := n - l - 1 \geq 0 \Rightarrow n = m + l + 1, \quad (4.360)$$

$$k := 2l + 1 \geq 3. \quad (4.361)$$

Hieraus folgen die Transformationen

$$n := m + 1 + \frac{1}{2}(k-1) = m + \frac{1}{2}(k+1), \quad (4.362)$$

$$l := \frac{1}{2}(k-1). \quad (4.363)$$

Mit Glg. (C.147) folgt

$$\begin{aligned}
 \int_0^{\infty} r^{2l-1} [L_{n-l-1, 2l+1}(r)]^2 \exp(-r) dr &= \int_0^{\infty} r^{k-2} [L_{m,k}(r)]^2 \exp(-r) dr \\
 &= \frac{(m+k)!}{m!} \frac{2m+1+k}{(k-1)k(k+1)} = \frac{(m+k)!}{m!} \frac{2n}{(k-1)k(k+1)} = \frac{(n+l)!}{(n-l-1)!} \frac{n}{2l(2l+1)(l+1)} \\
 &= \frac{(n+l)!}{(n-l-1)!} \frac{n}{4l(l+\frac{1}{2})(l+1)}.
 \end{aligned} \quad (4.364)$$

Somit gilt

$$\left\langle \frac{1}{\hat{r}^3} \right\rangle = \frac{Z^3}{a_B^3 n^3 l(l+\frac{1}{2})(l+1)} = \frac{Z^3 m_e^3 e^6}{\hbar^6 n^3 l(l+\frac{1}{2})(l+1)}. \quad (4.365)$$

Für $l = 0$ ist

$$\left\langle \frac{1}{\hat{r}^3} \right\rangle \notin \mathbb{R}, \quad (4.366)$$

allerdings ist in diesem Fall die Spin-Bahn-Kopplung wegen $j = l = \frac{1}{2}$ sowieso Null. Somit erhält man mit

$$\frac{Ze^2 \hbar^2}{4m_e^2 c^2} \frac{Z^3 m_e^3 e^6}{\hbar^6 n^3} = \frac{m_e Z^4 e^8}{4\hbar^4 n^3 c^2} = \frac{m_e c^2}{4n^3} \frac{Z^4 e^8}{\hbar^4 c^4} \quad (4.367)$$

als Zusammenfassung

$$\Delta E = \begin{cases} 0, & l = 0, \\ \frac{m_e c^2 (Z\alpha)^4}{4n^3} \frac{j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)}{l(l+\frac{1}{2})(l+1)}, & l \neq 0. \end{cases} \quad (4.368)$$

Relativistische Effekte haben also einen Einfluss auf die Eigenenergien im H-Atom und somit auch auf das Spektrum.

4.11.3 Zeitabhängiger Fall

Bisher wurden nur zeitlich konstante Störungen $\hat{V}$ betrachtet, nun wird eine Zeitabhängigkeit $\hat{V}(t)$ zugelassen. In die zeitabhängige Schrödinger-Gleichung

$$\hat{H}(t) |\psi(t)\rangle = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\psi(t)\rangle \quad (4.369)$$

ist nun ein Störoperator

$$\hat{H}(t) = \hat{H}_0 + \hat{V}(t) \quad (4.370)$$

einzusetzen. Die Lösungen $(|\psi_n^{(0)}\rangle, E_n)$ des stationären Problems

$$\hat{H}_0 |\psi_n^{(0)}\rangle = E_n |\psi_n^{(0)}\rangle \quad (4.371)$$

seien wieder bekannt. Die $|\psi_n^{(0)}\rangle$ können mit einem zeitabhängigen Anteil versehen werden, man kann mit einem Bezeichnungsmisbrauch schreiben

$$|\psi_n^{(0)}\rangle = |\psi_n^{(0)}\rangle \exp\left(-i\frac{E_n}{\hbar}t\right). \quad (4.372)$$

Weiter als bis zur ersten Ordnung wird in diesem Abschnitt nicht gegangen. Man setzt nun mit $\lambda \in [0, 1]$

$$\hat{H}(\lambda, t) = \hat{H}_0 + \lambda \hat{V}_h(t), \quad (4.373)$$

$$|\psi(\lambda, t)\rangle = \sum_{m=1}^{\infty} C_m^{(0)} |\psi_m^{(0)}\rangle \exp\left(-i\frac{E_m}{\hbar}t\right) + \lambda \sum_{m=1}^{\infty} C_m^{(1)}(t) |\psi_m^{(0)}\rangle \exp\left(-i\frac{E_m}{\hbar}t\right) + \mathcal{O}(\lambda^2). \quad (4.374)$$

Damit erhält man

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\psi(\lambda, t)\rangle &= \sum_{m=1}^{\infty} E_m C_m^{(0)} |\psi_m^{(0)}\rangle \exp\left(-i\frac{E_m}{\hbar}t\right) \\ &+ \lambda \sum_{m=1}^{\infty} \left(i\hbar \frac{\partial C_m^{(1)}}{\partial t} + C_m^{(1)} E_m \right) |\psi_m^{(0)}\rangle \exp\left(-i\frac{E_m}{\hbar}t\right) + \mathcal{O}(\lambda^2). \end{aligned} \quad (4.375)$$

Setzt man dies in Glg. (4.369) ein, erhält man

$$\begin{aligned} &\hat{H}_0 \sum_{m=1}^{\infty} C_m^{(0)} |\psi_m^{(0)}\rangle \exp\left(-i\frac{E_m}{\hbar}t\right) + \lambda \hat{H}_0 \sum_{m=1}^{\infty} C_m^{(1)}(t) |\psi_m^{(0)}\rangle \exp\left(-i\frac{E_m}{\hbar}t\right) \\ &+ \lambda \hat{V}_h(t) \sum_{m=1}^{\infty} C_m^{(0)} |\psi_m^{(0)}\rangle \exp\left(-i\frac{E_m}{\hbar}t\right) + \mathcal{O}(\lambda^2) = \sum_{m=1}^{\infty} C_m^{(0)} E_m |\psi_m^{(0)}\rangle \exp\left(-i\frac{E_m}{\hbar}t\right) \\ &+ \lambda \sum_{m=1}^{\infty} \left(i\hbar \frac{\partial C_m^{(1)}}{\partial t} + C_m^{(1)} E_m \right) |\psi_m^{(0)}\rangle \exp\left(-i\frac{E_m}{\hbar}t\right) + \mathcal{O}(\lambda^2). \end{aligned} \quad (4.376)$$

Die nullte Ordnung ist trivial erfüllt. Sei nun $k \in \mathbb{N}$ mit $k \geq 1$ gegeben und multipliziere die Terme der ersten Ordnung von links mit $\langle \psi_k^{(0)} |$. Man erhält

$$\begin{aligned} &C_k^{(1)}(t) E_k \exp\left(-i\frac{E_k}{\hbar}t\right) + \sum_{m=1}^{\infty} C_m^{(0)} \langle \psi_k^{(0)} | \hat{V}_h(t) | \psi_m^{(0)} \rangle \exp\left(-i\frac{E_m}{\hbar}t\right) = \left(i\hbar \frac{\partial C_k^{(1)}}{\partial t} + C_k^{(1)} E_k \right) \exp\left(-i\frac{E_k}{\hbar}t\right) \\ &\Leftrightarrow \frac{\partial C_k^{(1)}}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} \sum_{m=1}^{\infty} C_m^{(0)} \langle \psi_k^{(0)} | \hat{V}_h(t) | \psi_m^{(0)} \rangle \exp\left(i\frac{E_k - E_m}{\hbar}t\right). \end{aligned} \quad (4.377)$$

Also erhält man für die Beimischung der Zustände

$$C_k^{(1)}(t') = C_k^{(1)}(t_o) - \frac{i}{\hbar} \int_{t_o}^{t'} \sum_{m=1}^{\infty} C_m^{(o)} \langle \psi_k^{(o)} | \hat{v}_h(t) | \psi_m^{(o)} \rangle \exp\left(i \frac{E_k - E_m}{\hbar} t\right) dt. \quad (4.378)$$

Ist das System zum Zeitpunkt t_o im Zustand n , so ergeben sich

$$\begin{aligned} C_n^{(o)} &= \mathbf{1}, \\ C_{m \neq n}^{(o)} &= \mathbf{0} \end{aligned} \quad (4.379)$$

und somit

$$C_k^{(1)}(t') = -\frac{i}{\hbar} \int_{t_o}^{t'} \langle \psi_k^{(o)} | \hat{v}_h(t) | \psi_n^{(o)} \rangle \exp\left(i \frac{E_k - E_n}{\hbar} t\right) dt. \quad (4.380)$$

Hieraus lässt sich die zeitabhängige Lösung

$$|\psi(t)\rangle \approx |\psi_n^{(o)}\rangle \exp\left(-i \frac{E_n}{\hbar} t\right) + \sum_{k=1}^{\infty} C_k^{(1)}(t) |\psi_k^{(o)}\rangle \exp\left(-i \frac{E_k}{\hbar} t\right) \quad (4.381)$$

konstruieren. Die Wahrscheinlichkeit, den Zustand $|\psi_m^{(o)}\rangle$ anzutreffen, ist gegeben durch

$$p_m(t) = \left| \delta_{mn} + C_m^{(1)}(t) \right|^2 \quad (4.382)$$

Um die durch elektromagnetische Wellen induzierte Absorption und Emission zu verstehen, benötigt man Kenntnisse über die Wirkung eines periodischen Störoperators

$$\hat{V}(t) = \hat{V}_o \exp(-i\omega t) + \hat{V}_o^* \exp(i\omega t), \quad (4.383)$$

die Addition des adjungierten Terms garantiert Hermitezität und somit reelle Messgrößen. Setzt man dies in Glg. (4.380) ein, folgt

$$\begin{aligned} i\hbar C_k^{(1)}(t) &= \langle \psi_k^{(o)} | \hat{V}_o | \psi_n^{(o)} \rangle \int_0^{\exp} (i(\omega_{k,n} - \omega) t') dt' \\ &+ \langle \psi_k^{(o)} | \hat{V}_o^* | \psi_n^{(o)} \rangle \int_0^{\exp} (i(\omega_{k,n} + \omega) t') dt'. \end{aligned} \quad (4.384)$$

dabei wurden $t_o = 0$ gesetzt und

$$\omega_{k,n} := \omega_k - \omega_n \quad (4.385)$$

definiert. Definiere weiter

$$\Omega_{\pm} := \omega_{k,n} \pm \omega, \quad (4.386)$$

dann ist

$$\begin{aligned} \int_0^{\exp} (i\Omega_{\pm} t') dt' &= \frac{\exp(i\Omega_{\pm} t) - \mathbf{1}}{i\Omega_{\pm}} \\ \Rightarrow \left| \int_0^{\exp} (i\Omega_{\pm} t') dt' \right|^2 &= \left| \frac{\exp(i\Omega_{\pm} t) - \mathbf{1}}{i\Omega_{\pm}} \right|^2 = \frac{\mathbf{1}}{\Omega_{\pm}^2} [(\cos(\Omega_{\pm} t) - \mathbf{1})^2 + \sin^2(\Omega_{\pm} t)] \\ &= \frac{\mathbf{1}}{\Omega_{\pm}^2} [\cos^2(\Omega_{\pm} t) + \mathbf{1} - 2\cos(\Omega_{\pm} t) + \sin^2(\Omega_{\pm} t)] = \frac{2}{\Omega_{\pm}^2} [\mathbf{1} - \cos(\Omega_{\pm} t)] \\ &= \frac{2}{\Omega_{\pm}^2} \left[\mathbf{1} - \cos^2\left(\frac{\Omega_{\pm} t}{2}\right) + \sin^2\left(\frac{\Omega_{\pm} t}{2}\right) \right] = \frac{4\sin^2\left(\frac{\Omega_{\pm} t}{2}\right)}{\Omega_{\pm}^2}. \end{aligned} \quad (4.387)$$

Dies liefert nur einen wesentlichen Beitrag, wenn $\Omega_{\pm}$ klein ist, wegen $\Omega_{+} = \Omega_{-} + 2\omega$ trägt daher im Regelfall nur eines der beiden Integrale in Glg. (4.384) zum Ergebnis bei. Mit $\hat{V}_{-} := \hat{V}_o$ und $\hat{V}_{+} := \hat{V}_o^{*}$ erhält man

$$R_{n \rightarrow k} = \frac{\left| C_k^{(1)}(t) \right|^2}{=} \frac{\left| \left\langle \psi_k^{(o)} \right| \hat{V}_{\pm} \left| \psi_n^{(o)} \right\rangle \right|^2}{\hbar^2} \frac{4 \sin^2 \left(\frac{\Omega_{\pm} t}{2} \right)}{\Omega_{\pm}^2 t}. \quad (4.388)$$

hier bei ist $R_{n \rightarrow k}$ die Wahrscheinlichkeit dafür, dass das System im Zeitintervall $[o, t]$ vom Zustand n in den Zustand k wechselt, geteilt durch die dafür zur Verfügung stehende Zeit. Definiere

$$f(\Omega) := \frac{4 \sin^2 \left(\frac{\Omega t}{2} \right)}{\Omega^2 t}, \quad (4.389)$$

dann gilt mit Glg. (A.83)

$$\lim_{t \rightarrow \infty} f(\Omega) = 2\pi \delta(\Omega). \quad (4.390)$$

Dies darf man im Fall $t \gg 1/\Omega$ verwenden, es folgt

$$R_{n \rightarrow k} = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \left\langle \psi_k^{(o)} \right| \hat{V}_{\pm} \left| \psi_n^{(o)} \right\rangle \right|^2 \delta(E_k - E_n \pm \hbar\omega). \quad (4.391)$$

Für $E_k > E_n$ ist das Minuszeichen zu verwenden. Im Falle einer zeitunabhängigen Störung $\omega = o$ folgt

$$R_{n \rightarrow k} = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \left\langle \psi_k^{(o)} \right| \hat{V}_{\pm} \left| \psi_n^{(o)} \right\rangle \right|^2 \delta(E_k - E_n). \quad (4.392)$$

4.11.4 Übergänge im H-Atom

Nehme ein Vektorpotential der Form

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = A_o \mathbf{e} \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t) \quad (4.393)$$

an mit $\omega = ck$ und $\mathbf{e} \cdot \mathbf{k} = o$, hierbei ist $\mathbf{e}$ der normierte Polarisationsvektor. Dann folgt

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \stackrel{\text{Glg. (B.48)}}{=} -A_o \mathbf{e} \times \mathbf{k} \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t) = A_o \mathbf{k} \times \mathbf{e} \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t). \quad (4.394)$$

Hierdurch wird also eine elektromagnetische Welle beschrieben. Für den Hamilton-Operator folgt

$$\hat{H} = \frac{1}{2m_e} \left(-i\hbar \nabla + \frac{e}{c} \mathbf{A} \right)^2 - \frac{e^2}{r} \stackrel{\text{Glg. (B.49)}}{=} \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m_e} - \frac{e^2}{r} + \frac{e}{m_e c} \hat{\mathbf{A}} \cdot \hat{\mathbf{p}} = \hat{H}_o + \hat{v}_h(t) \quad (4.395)$$

mit dem Störoperator

$$\hat{v}_h(t) = \frac{e}{m_e c} \hat{\mathbf{A}} \cdot \hat{\mathbf{p}}. \quad (4.396)$$

Die im Vektorprodukt quadratischen Terme wurden vernachlässigt. Mit

$$\cos = \frac{\exp(+) + \exp(-)}{2} \quad (4.397)$$

kann man schreiben

$$\hat{V}(t) = \hat{V}_o \exp(-i\omega t) + \hat{V}_o^+ \exp(i\omega t), \quad (4.398)$$

hierbei wurde

$$\hat{V}_o = \frac{eA_o}{2m_e c} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \mathbf{e} \cdot \hat{\mathbf{p}} \quad (4.399)$$

eingesetzt. Mit der *Langwellennäherung*

$$\exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) = \mathbf{1} + i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \dots = \mathbf{1} + \mathcal{O}(\langle r \rangle / \lambda) \approx \mathbf{1} \quad (4.400)$$

erhält man

$$\hat{V}_o \approx \frac{eA_o}{2m_e c} \boldsymbol{\epsilon} \cdot \hat{\mathbf{p}}. \quad (4.401)$$

Dies ist hier gerechtfertigt, da man mit $\langle r \rangle \sim a_B$ rechnen kann

$$\frac{\langle r \rangle}{\lambda} \sim \frac{a_B}{\lambda} = \frac{a_B \omega}{2\pi c} = \frac{a_B \Delta E}{2\pi \hbar c} \sim \frac{a_B E_{\text{at}}}{20\pi \hbar c} = \frac{\hbar}{m_e a_B 20\pi c} = \frac{e^2}{20\hbar \pi c} \rightarrow \frac{e^2}{4\pi \epsilon_0 20\hbar \pi c} \sim 10^{-4}. \quad (4.402)$$

Dabei wurde $\Delta E \sim \frac{E_{\text{at}}}{10}$ eingesetzt. Mit Glg. (4.392) erhält man

$$R_{a \rightarrow b} = \frac{\pi e^2 A_o^2}{2m_e^2 c^2 \hbar} |\langle b | \boldsymbol{\epsilon} \cdot \hat{\mathbf{p}} | a \rangle|^2 [\delta(E_b - E_a + \hbar\omega) + \delta(E_b - E_a - \hbar\omega)]. \quad (4.403)$$

Die Übergangsraten sind also proportional zu A_o^2 , was wiederum proportional zur Energiedichte des elektromagnetischen Feldes ist. Die Übergangsraten sind also proportional zum Betrag des Matrixelementes

$$M_{b,a} = \langle b | \boldsymbol{\epsilon} \cdot \hat{\mathbf{p}} | a \rangle. \quad (4.404)$$

Dies muss noch etwas umformuliert werden. Zunächst rechnet man

$$[\hat{H}_o, \hat{\mathbf{r}}] = \hat{H}_o \hat{\mathbf{r}} - \hat{\mathbf{r}} \hat{H}_o = -\frac{\hbar^2}{2m_e} \nabla \nabla \cdot \hat{\mathbf{r}} + \hat{\mathbf{r}} \frac{\hbar^2}{2m_e} \Delta. \quad (4.405)$$

Es gilt

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (\mathbf{r} \psi) &= 3\psi + \mathbf{r} \cdot \nabla \psi \\ \Rightarrow \nabla^2 (\mathbf{r} \psi) &= 6\nabla \psi + \mathbf{r} \Delta \psi. \end{aligned} \quad (4.406)$$

Somit folgt

$$[\hat{H}_o, \hat{\mathbf{r}}] = -\frac{\hbar^2}{2m_e} 6\nabla \psi = \frac{3\hbar}{im_e} \hat{\mathbf{p}} \Rightarrow \hat{\mathbf{p}} = \frac{im_e}{3\hbar} [\hat{H}_o, \hat{\mathbf{r}}]. \quad (4.407)$$

Somit kann man schreiben

$$M_{b,a} = im_e \frac{E_b - E_a}{3\hbar} \langle b | \boldsymbol{\epsilon} \cdot \hat{\mathbf{r}} | a \rangle. \quad (4.408)$$

Die Eigenzustände im H-Atom sind aus Glg. (4.233) bekannt, es gilt also

$$M_{b,a} \propto \langle n, l, m | \boldsymbol{\epsilon} \cdot \hat{\mathbf{r}} | n, l, m \rangle. \quad (4.409)$$

Auf den Spin wird hier verzichtet. Der Radialanteil liefert keine Auswahlregeln für Δn , daher ist hier nur

$$M_{b,a} \propto \int Y_{l_b, m_b}^* \boldsymbol{\epsilon} \cdot \hat{\mathbf{r}} Y_{l_a, m_a} d\Omega. \quad (4.410)$$

relevant. Man schreibt

$$\boldsymbol{\epsilon} \cdot \mathbf{r} = r (\epsilon_x \sin(\theta) \cos(\varphi) + \epsilon_y \sin(\theta) \sin(\varphi) + \epsilon_z \cos(\theta)). \quad (4.411)$$

Aus den Glg.en (C.171) - (C.172) folgt

$$\cos(\theta) Y_{l,m} = a Y_{l-1,m} + \beta Y_{l+1,m}, \quad \sin(\theta) Y_{l,m} = \gamma e^{-i\varphi} Y_{l-1,m+1} + \delta e^{-i\varphi} Y_{l+1,m+1} \quad (4.412)$$

mit hier nicht relevanten Koeffizienten $\alpha, \beta, \gamma, \delta$. Somit hat man

$$\Delta l = l_b - l_a = \pm 1, \quad (4.413)$$

$$\Delta m = 0, \pm 1. \quad (4.414)$$

4.11.5 Relativistische Korrekturen im H-Atom

4.12 Mehrteilchensysteme

Sei $N \in \mathbb{N}$ mit $N \geq 1$ und seien N Teilchen mit Spin gegeben. Der Zustand eines solchen Systems wird durch eine Wellenfunktion

$$\psi = \psi(x_i) \quad (4.415)$$

beschrieben mit $1 \leq i \leq N$ und $x_i = (\mathbf{r}_i, \sigma_i)$, wobei $\mathbf{r}_i$ den Ort des i -ten Teilchens und σ_i dessen Spin bezeichnet. Man kann sich eine solche Funktion im Falle von Spin-1/2-Teilchen also als $\mathbb{R}^N$ Funktionen $\mathbb{R}^N \rightarrow \mathbb{C}$ vorstellen.¹ Definiere nun für $i, j \in \mathbb{N}$ mit $1 \leq i, j \leq N$ den *Permutationsoperator* $\hat{P}_{i,j}$ durch

$$\hat{P}_{i,j}\psi(\dots, x_i, \dots, x_j, \dots) := \psi(\dots, x_j, \dots, x_i, \dots). \quad (4.416)$$

Dieser Operator vertauscht also die zu zwei Teilchen gehörenden Argumente. Handelt es sich um N gleichartige Teilchen, so ist der Hamiltonian $\hat{H}$ invariant unter Permutation:

$$\hat{P}_{i,j}\hat{H} = \hat{H}. \quad (4.417)$$

Hieraus folgt

$$[\hat{P}_{i,j}, \hat{H}] = 0, \quad (4.418)$$

und das bedeutet die Existenz eines $\lambda \in \mathbb{C}$ mit

$$\hat{P}_{i,j}\psi(x_k) = \lambda\psi(x_k) \quad (4.419)$$

für Eigenfunktionen $\psi(x_k)$ des Hamilton-Operators, welches von i, j abhängen kann, was hier in der Notation vernachlässigt wurde. Es folgt ohnehin durch nochmalige Anwendung desselben Operators

$$\lambda^2 = 1, \quad (4.420)$$

also $\lambda = \pm 1$. Im Fall $\lambda = -1$ spricht man von *Antisymmetrie*, im Fall $\lambda = 1$ von *Symmetrie*. Teilchen mit halbzahligem Spin (Fermionen) haben antisymmetrische Wellenfunktionen, während Teilchen mit ganzzahligem Spin (Bosonen) symmetrische Wellenfunktionen haben. Dies hat weitreichende Implikationen. Nehme an, dass sich ein N -Fermionen-System in einem Zustand befindet, in dem die Teilchen i und j dieselben Orbitale besetzen, also

$$\psi(\dots, x_i, \dots, x_j, \dots) = \psi(\dots, x_j, \dots, x_i, \dots) \quad (4.421)$$

gilt. Wendet man hierauf nun $\hat{P}_{i,j}$ an, folgt

$$-\psi(\dots, x_i, \dots, x_j, \dots) = \psi(\dots, x_i, \dots, x_j, \dots), \quad (4.422)$$

also $\psi = 0$, was ein Widerspruch zur Normierungsbedingung ist. Zwei Fermionen können also nur dann die gleiche Wellenfunktion haben (das gleiche Orbital einnehmen), wenn sie einen unterschiedlichen Spin haben. Dies ist bei Bosonen nicht der Fall. Diese Abstoßung von Fermionen beruht nicht auf einer Kraft, sondern auf Symmetrieeigenschaften ihrer Wellenfunktion, was als *Pauli-Prinzip* bekannt ist.

4.12.1 Molekülspektren

Um die Wechselwirkung von Strahlung mit in der Atmosphäre vorhandener Materie zu berechnen, reicht das Planck'sche Strahlungsgesetz nicht aus. Man braucht auch die Spektren, das heißt die Energieniveaus und Übergangswahrscheinlichkeiten von Molekülen unter Anregung durch Dipolstrahlung. Ein H_2O -Molekül besteht aus

¹Man kann sich leicht klarmachen, dass es nicht möglich ist, eine solche Funktion für ein realistisches System zu tabellieren.

zehn Elektronen, um den Zustand der Elektronenhülle bei Diskretisierung jeder Achse in zehn Intervalle (was kaum ausreichen dürfte) abzuspeichern, bräuchte man also bereits

$$N_{\text{points}} = (10^3 \cdot 2)^N = 2^N \cdot 10^{3N} \approx 10^{33} \quad (4.423)$$

Datenpunkte. Es handelt sich um jeweils zwei komplexe Zahlen, also braucht man ca.

$$S = 16 \cdot 10^{33} \approx 10^{22} \text{ Terrabyte} \quad (4.424)$$

an Speicherplatz, was derzeit unrealistisch viel ist. Will man Spektren theoretisch herleiten, muss man sich also Näherungsmethoden überlegen (dies ist fast immer so in der QM). Die gängigsten Verfahren sind:

- Störungstheorie
- Monte-Carlo-Simulation (ein statistisches Verfahren)
- Dichtefunktionaltheorie

4.12.2 Chemische Reaktionen

Chemische Reaktionen sind Stoffumwandlungen. Sei ein Gemisch aus $N \in \mathbb{N}$ Komponenten gegeben mit $N \geq 1$ und seien die Teilchendichten durch n_i gegeben mit $1 \leq i \leq N$. Definiere für $1 \leq j, k \leq N$ die Zahl $U_{j,k}$ durch die Rate, mit der sich der Stoff k in den Stoff j umwandelt (Dimension: Teilchen pro Zeit und Volumen). Dann gilt für $1 \leq i \leq N$

$$\frac{dn_i}{dt} = \sum_{j=1}^N U_{i,j} - U_{j,i}. \quad (4.425)$$

Findet dies in der Atmosphäre statt, ändert sich dadurch die Zusammensetzung der Luft und somit auch die Gaskonstante $R_d = \frac{R}{M_d}$. Die Matrix v hängt von den thermodynamischen Größen, dem Strahlungsfeld sowie den vorhandenen Stoffdichten ab.

5 STATISTISCHE PHYSIK

In der statistischen Physik geht es um makroskopische Systeme. Klassisch wird der Zustand r eines Systems aus N Teilchen durch $2f$ reelle Zahlen

$$r = (q_1, \dots, q_f; p_1, \dots, p_f) \quad (5.1)$$

angegeben, hierbei sind f die Anzahl der Freiheitsgrade, q_i sind die generalisierten Koordinaten und p_i die generalisierten Impulse. Dabei ist $\mathcal{O}(f) = \mathcal{O}(N)$. Als Beispiele eines solchen Systems kämen ein Kristall oder 10^{23} Gasteilchen in einem Kasten in Frage. Anhand dieser Beispiele wird deutlich, dass der mikroskopische Zustand eines makroskopischen Systems nicht relevant ist. Die exakte Geschwindigkeit eines der 10^{23} Teilchen ist egal. Der *Mikrozustand* ist also nicht von Interesse.

Eine deutliche Vereinfachung der Statistik erhält man, wenn man von einem quantenmechanischen System ausgeht. Dies liegt daran, dass ein stationärer Zustand in der Quantenmechanik durch endlich viele diskrete Quantenzahlen festgelegt werden kann, wenn das System in einem endlichen Volumen eingeschlossen ist. Einen Mikrozustand r kann man dann durch endlich viele natürliche Zahlen n_i festlegen,

$$r = (n_i). \quad (5.2)$$

Ein *Makrozustand* M wird durch die Angabe der Wahrscheinlichkeiten P_r für die Mikrozustände r definiert,

$$M := (P_r). \quad (5.3)$$

Hierzu stellt man sich eine Zahl N gleicher Systeme vor, ein sogenanntes *Ensemble*. Dies kann ein gedankliches Konzept sein, um ein einziges System zu verstehen, es kann sich aber auch um N real existierende Systeme handeln, wie zum Beispiel N spinbehaftete Teilchen. Es seien N_r Systeme im Mikrozustand r . Dann kann man die P_r durch

$$P_r := \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{N_r}{N} \quad (5.4)$$

definieren. Nun kann man als einschränkende Voraussetzungen annehmen, dass das System abgeschlossen ist, dass also Teilchenzahl und Energie konstant sind. Außerdem sollen keine Symmetrien bestehen, aus denen weitere einschränkende Erhaltungssätze folgen würden. Insbesondere Impuls- und Drehimpulserhaltung sollen nicht gelten. Man definiert den *Dichteoperator* des Ensembles durch

$$\hat{\rho}(t) := \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N |j\rangle \langle j|. \quad (5.5)$$

Hierbei läuft j über alle Ensemblemitglieder und $|j\rangle$ ist der Zustand des j -ten Systems. Die Zustände $|j\rangle$ müssen nicht orthogonal zueinander sein, aber normiert, insbesondere können mehrere Systeme im gleichen Zustand sein. Sei $(|\psi_k\rangle)$ für $k \geq 1$ eine Orthonormalbasis des Hilbert-Raums, aus dem die $|j\rangle$ -Zustände kommen. Für die Wahrscheinlichkeit P_l , ein zufällig gewähltes Ensemblemitglied im Zustand $|\psi_l\rangle$ anzutreffen, folgt

$$P_l = \frac{N_l}{N} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N |\langle \psi_l | j \rangle|^2 = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \langle \psi_l | j \rangle \langle j | \psi_l \rangle = \langle \psi_l | \hat{\rho} | \psi_l \rangle. \quad (5.6)$$

Hierbei wurde N_r als die Anzahl der Systeme interpretiert, die bei einer quantenmechanischen Messung im Zustand $|\psi_r\rangle$ angetroffen werden. Der Makrozustand (P_r) lässt sich also aus dem Dichteoperator ermitteln, daher heißt der Dichteoperator auch *statistischer Operator*. Hieraus folgt weiter

$$\text{tr}(\hat{\rho}) = 1. \quad (5.7)$$

Für einen Erwartungswert $\langle \hat{A} \rangle$ folgt in dem Fall, dass $\hat{A}$ hermitesch ist

$$\begin{aligned} \langle \hat{A} \rangle &= \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \langle j | \hat{A} | j \rangle = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \sum_{k=1}^{\infty} \langle j | \psi_k \rangle \langle \psi_k | \hat{A} | j \rangle = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \sum_{k=1}^{\infty} \langle \psi_k | \hat{A} | j \rangle \langle j | \psi_k \rangle \\ &= \sum_{k=1}^{\infty} \langle \psi_k | \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \hat{A} | j \rangle \langle j | \psi_k \rangle = \sum_{k=1}^{\infty} \langle \psi_k | \hat{A} \hat{\rho} | \psi_k \rangle = \text{tr}(\hat{A} \hat{\rho}). \end{aligned} \quad (5.8)$$

Seien $|\psi_l\rangle, |\psi_m\rangle$ zwei Zustände, dann gilt

$$\begin{aligned} \langle \psi_l | \hat{\rho} | \psi_m \rangle &= \frac{1}{N} \langle \psi_l | \sum_{j=1}^N | j \rangle \langle j | \psi_m \rangle = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \langle \psi_l | j \rangle \langle j | \psi_m \rangle = \frac{1}{N} \left(\sum_{j=1}^N \langle \psi_m | j \rangle \langle j | \psi_l \rangle \right)^* \\ &= \frac{1}{N} \left(\langle \psi_m | \sum_{j=1}^N | j \rangle \langle j | \psi_l \rangle \right)^* = \langle \psi_m | \hat{\rho} | \psi_l \rangle^* = \langle \hat{\rho} | \psi_l \rangle \langle \psi_m \rangle. \end{aligned} \quad (5.9)$$

Der Dichteoperator ist also hermitesch. Die letzte Eigenschaft des Dichteoperators, die hier festgehalten werden soll ist

$$\begin{aligned} \text{tr}(\hat{\rho}^2) &= \langle \hat{\rho} \rangle = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \langle j | \hat{\rho} | j \rangle = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \langle j | \frac{1}{N} \sum_{j'=1}^N | j' \rangle \langle j' | j \rangle \\ &= \frac{1}{N^2} \sum_{j,j'=1}^N |\langle j | j' \rangle|^2 \leq \frac{1}{N^2} \sum_{j,j'=1}^N 1 = 1. \end{aligned} \quad (5.10)$$

Es ist also genau dann $\text{tr}(\hat{\rho}^2) = 1$, wenn alle Ensemblemitglieder im gleichen Zustand sind. Dies bezeichnet man als einen *reinen Zustand*, ansonsten spricht man von einem *gemischten Zustand*.

Der Erwartungswert des Hamilton-Operators ist der Erwartungswert der Energie oder kurz die Energie E . Es gilt also

$$E = \text{tr}(\hat{H} \hat{\rho}). \quad (5.11)$$

Mit der zeitabhängigen SG folgt

$$i\hbar \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \hat{H} | j \rangle \langle j | + | j \rangle i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \langle j | \quad (5.12)$$

Mit

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \langle j | = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} | j \rangle^+ = - \left(i\hbar \frac{\partial}{\partial t} | j \rangle \right)^+ = - (\hat{H} | j \rangle)^+ = - \langle j | \hat{H} \quad (5.13)$$

erhält man

$$i\hbar \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = [\hat{H}, \hat{\rho}]. \quad (5.14)$$

Dies ist die *von Neumann-Gleichung*.

Ein abgeschlossenes System sei einem konstanten Störoperator $\hat{v}_h$ ausgesetzt, dann folgt mit Glg. (4.392) für die Übergangsrate $R_{r,r'}$ zwischen zwei Mikrozuständen $|\psi_r\rangle, |\psi_{r'}\rangle$

$$R_{r,r'} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \psi_r | \hat{v}_h | \psi_{r'} \rangle|^2 = R_{r',r}. \quad (5.15)$$

Für die Zeitableitung der Wahrscheinlichkeiten $P_r(t)$ folgt somit

$$\frac{dP_r(t)}{dt} = - \sum_{r'} R_{r,r'} P_r + \sum_{r'} R_{r',r} P_{r'} \quad (5.16)$$

$$\Leftrightarrow \frac{dP_r(t)}{dt} = \sum_{r'} R_{r,r'} (P_{r'} - P_r). \quad (5.17)$$

Glg. (5.17) nennt man *Mastergleichung*. Definiere

$$H(t) := \sum_{r=1}^{\infty} P_r \ln(P_r). \quad (5.18)$$

Dann gilt

$$\begin{aligned} \frac{dH}{dt} &= \sum_r \left(\dot{P}_r \ln(P_r) + \dot{P}_r \right) = \frac{1}{2} \left[\sum_r \dot{P}_r \ln(eP_r) + \sum_{r'} \dot{P}_{r'} \ln(eP_{r'}) \right] \\ &= \frac{1}{2} \sum_{r,r'} R_{r,r'} (P_{r'} - P_r) [\ln(eP_r) - \ln(eP_{r'})] = \frac{1}{2} \sum_{r,r'} R_{r,r'} P_r \left(1 - \frac{P_{r'}}{P_r} \right) \ln \left(\frac{P_{r'}}{P_r} \right) \end{aligned} \quad (5.19)$$

Es gelten $R_{r,r'} P_r \geq 0$ sowie

$$(1 - x) \ln(x) \leq 0. \quad (5.20)$$

Somit gilt

$$\frac{dH}{dt} \leq 0. \quad (5.21)$$

Glg. (5.21) bezeichnet man als *H-Theorem*. Als *Gleichgewichtszustand* ist der Zustand mit konstanten P_r definiert, also mit $\dot{H} = 0$ oder $H = \text{minimal}$. Weiter definiert man die Entropie S durch

$$S := -k_B H \quad (5.22)$$

Über die Entropie ist zu sagen:

Zweiter Hauptsatz der Thermodynamik
Die Entropie S ist im Gleichgewicht maximal. Bei Nicht-Gleichgewichtsprozessen gilt $\frac{dS}{dt} > 0$, dadurch ist eine Zeitrichtung ausgezeichnet. Ein solcher Prozess ist daher irreversibel.

5.1 Mikrokanonisches Ensemble

Nach Glg. (5.19) gilt im Gleichgewicht

$$P_r = P_{r'} \quad (5.23)$$

für alle r, r' mit $E_r = E_{r'}$. In einem abgeschlossenen System können definitionsgemäß nur Zustände mit $E_r = E$ erreicht werden.

Ein abgeschlossenes System im Gleichgewicht ist gleich wahrscheinlich in jedem seiner zugänglichen Mikrozustände.

Man kann nun die Energie E des Systems messen, dies geschehe mit einer Genauigkeit $\delta E \gg \Delta E_r$, wobei ΔE_r einen typischen Abstand zwischen den Energieniveaus des Systems darstellt. Dass eine Energie E mit der Genauigkeit δE gemessen wurde, soll so interpretiert werden, dass die wahre Energie E' des Systems im Intervall $[E - \delta E, E]$

liegt. Es gibt somit eine Anzahl von Zuständen r , deren Energien E_r in diesem Intervall liegen und somit mit der Messung verträglich sind. Man definiert die *mikrokanonische Zustandssumme* Ω durch

$$\Omega(E, x) := \sum_{r: E - \delta E \leq E_r < E} 1. \quad (5.24)$$

Hierbei bezeichnet x alle Parameter außer der Energie, die das System makroskopisch festlegen, insbesondere das Volumen. Da alle zugänglichen Mikrozustände gleich wahrscheinlich sind, gilt

$$P_r = \frac{1}{\Omega(E, x)} \cdot \begin{cases} 1, & E - \delta E \leq E_r < E, \\ 0, & \text{sonst} \end{cases} \quad (5.25)$$

Im mikrokanonischen Ensemble, auf welches sich die mikrokanonische Zustandssumme bezieht, sind alle Systeme abgeschlossen und haben gleiche Energien und Teilchenzahlen. Es handelt sich also um ganz bestimmte physikalische Voraussetzungen. Für die Entropie folgt in diesem Fall

$$S(E, x) = -k_B \sum_{r=1}^{\infty} \frac{1}{\Omega(E, x)} \ln \left(\frac{1}{\Omega(E, x)} \right) = k_B \ln [\Omega(E, x)]. \quad (5.26)$$

Für die Energie eines Systems kann man mit Bezug auf eine Orthonormalbasis ($|\psi_k\rangle$) aus Eigenzuständen des Hamilton-Operators schreiben

$$E = \sum_{k=1}^{\infty} P_k E_k(x). \quad (5.27)$$

Für die Änderung der Energie folgt in linearer Ordnung

Erster Hauptsatz der Thermodynamik

$$\Leftrightarrow dE = \underbrace{E \sum_{k=1}^{\infty} dP_k}_{= \text{Wärme } dQ} + \underbrace{\sum_{k=1}^{\infty} P_k \frac{\partial E_k(x)}{\partial x} dx}_{= -\text{Arbeit} = -dW}. \quad (5.28)$$

Hierbei wurde für die Ableitung nach x einfach eine partielle Ableitung notiert, im Allgemeinen ist es eine Summe mehrerer partieller Ableitungen, außerdem wurde $E_k = E$ eingesetzt. *Wärme* bedeutet also eine Änderung der Besetzungswahrscheinlichkeiten bei konstanten äußeren Parametern x , *Arbeit* bedeutet eine Änderung der Energie durch Änderung der äußeren Parameter; dies sind begriffliche Definitionen. Ein Differenzial df ist eine Kurznotation für eine lineare Taylor-Entwicklung von f unter Nichtberücksichtigung des Fehlerterms. Da die Energie E als Zustandsgröße nicht von dem Prozess abhängt, der in den Zustand geführt hat, kann o. B. d. A. ein *quasistatischer Prozess*¹ angenommen werden:

$$dE = dQ_{\text{qs}} - dW_{\text{qs}} \quad (5.29)$$

Bei einem solchen Prozess wird eine Folge von Gleichgewichtszuständen durchlaufen, man kann ihn sich als einen unendlich langsam ablaufenden Prozess vorstellen. Weiter definiert man zu jedem äußeren Parameter x_i eine *verallgemeinerte Kraft* X_i durch

$$X_i := - \sum_{k=1}^{\infty} P_k \frac{\partial E_k(x)}{\partial x_i}. \quad (5.30)$$

Im Gleichgewicht wird dies zu

$$X_i = - \frac{\partial E(x)}{\partial x_i}. \quad (5.31)$$

¹Das Wort *quasi* kann mit *fast* übersetzt werden.

Bei einem quasistatischen Prozess gilt also

$$dW_{\text{qs}} = - \sum_i \frac{\partial E(x)}{\partial x_i} dx_i = \sum_i X_i dx_i. \quad (5.32)$$

Der Druck p ist die verallgemeinerte Kraft des Volumens:

$$p(E, x) := - \sum_{k=1}^{\infty} P_k \frac{\partial E_k(x)}{\partial V} \quad (5.33)$$

Im Fall $x = V$, wenn also der einzige äußere Parameter das Volumen ist, folgt

$$dE = dQ_{\text{qs}} - p dV \quad (5.34)$$

Die *Temperatur* T wird durch

$$\frac{1}{T} := \frac{\partial S(E, x)}{\partial E} \quad (5.35)$$

definiert, weiterhin legt man

$$\beta := \frac{1}{k_B T} \quad (5.36)$$

als Abkürzung fest. Glg. (5.30) ist unhandlich, da eine Mittelung über unendlich viele quantenmechanische Zustände erfolgen muss. Um eine alternative Formel herzuleiten, geht man von der mikrokanonischen Zustandssumme

$$\Omega(E, x) = \Omega(E, x_1, x_i) = \sum_{r: E - \delta E \leq E_r < E} 1 \quad (5.37)$$

aus, hierbei steht x_i für alle äußeren Parameter außer x_1 , wobei x_1 willkürlich ausgewählt ist. Es gilt

$$\frac{\partial \ln [\Omega(E, x)]}{\partial x_1} = \frac{\ln [\Omega(E, x_1 + dx_1, x_i)] - \ln [\Omega(E, x_1, x_i)]}{dx_1}. \quad (5.38)$$

Nun rechnet man

$$\Omega(E, x_1 + dx_1, x_i) = \sum_{r: E - \delta E \leq E_r(x_1 + dx_1, x_i) < E} 1 = \sum_{r: E - \delta E \leq E_r(x) + dE_r < E} 1 \quad (5.39)$$

mit

$$dE_r = \frac{\partial E_r}{\partial x_1} dx_1. \quad (5.40)$$

Man kann

$$dE_r = \overline{dE_r} \quad (5.41)$$

setzen, wobei die Mittelung über alle Mikrozustände des Gleichgewichtszustandes erfolgt:

$$\Omega(E, x_1 + dx_1, x_i) = \sum_{r: E - \overline{dE_r} - \delta E \leq E_r(x) < E - \overline{dE_r}} 1 = \Omega(E - \overline{dE_r}, x) \quad (5.42)$$

Wegen

$$X_i = - \frac{\overline{\partial E}}{\partial x_i} \quad (5.43)$$

ist

$$\overline{dE_r} = -X_1 x_1. \quad (5.44)$$

Somit gilt

$$\begin{aligned} \frac{\partial \ln [\Omega(E, x)]}{\partial x_1} &= -\frac{\ln [\Omega(E - \overline{dE_r}, x)] - \ln [\Omega(E, x)]}{\overline{dE_r}/X_1} = \frac{\partial \ln [\Omega(E, x)]}{\partial E} X_1 = \beta X_1 \\ \Rightarrow X_1 &= T \frac{\partial S(E, x)}{\partial x_1}. \end{aligned} \quad (5.45)$$

Für den Druck folgt

$$p = T \frac{\partial S(E, x)}{\partial V} \quad (5.46)$$

Für die Änderung der Entropie gilt

$$dS = \frac{\partial S(E, x)}{\partial E} dE + \sum_i \frac{\partial S(E, x)}{\partial x_i} dx_i = \frac{dE}{T} + \sum_i \frac{X_i}{T} dx_i \quad (5.47)$$

$$\Leftrightarrow dS = \frac{1}{T} (dQ - dW + dW_{qs}) = \frac{dQ_{qs}}{T} \quad (5.48)$$

Sind zwei Systeme A, B mit den mikrokanonischen Zustandssummen $\Omega_A(E_A, x_A)$ und $\Omega_B(E_B, x_B)$ im Gleichgewicht, so gilt für die Energie E des Gesamtsystems

$$E = E_A + E_B. \quad (5.49)$$

Für die Zustandssumme $\Omega(E, x)$ des Gesamtsystems folgt

$$\Omega(E, x) = \Omega_A(E_A, x_A) \Omega_B(E_B, x_B). \quad (5.50)$$

Die Zustandssummen der Subsysteme müssen multipliziert werden, da alle Kombinationen von Mikrozuständen auftreten können. Für die Entropie S des Gesamtsystems folgt

$$S(E, x) = k_B \ln [\Omega_A(E_A, x_A)] + k_B \ln [\Omega_B(E_B, x_B)] = S_A(E_A, x_A) + S_B(E - E_A, x_B). \quad (5.51)$$

Die Entropie ist also additiv. Im Gleichgewicht ist sie maximal:

$$\frac{\partial S}{\partial E_A} = 0 \Rightarrow \frac{\partial S_A}{\partial E_A} + \frac{\partial S_B}{\partial E_A} = \frac{\partial S_A}{\partial E_A} - \frac{\partial S_B}{\partial E_B} = 0 \Rightarrow T_A = T_B \quad (5.52)$$

Befinden sich die Systeme A, B außerdem in x_i -Austausch, erhält man unter der Annahme $x_i = x_{i,A} + x_{i,B}$ die Bedingung

$$\nabla S = 0 \Rightarrow \frac{\partial S}{\partial x_{i,A}} = 0 \Rightarrow \frac{\partial S_A}{\partial x_{i,A}} + \frac{\partial S_B}{\partial x_{i,A}} = \frac{\partial S_A}{\partial x_{i,A}} - \frac{\partial S_B}{\partial x_{i,B}} = 0. \quad (5.53)$$

Hieraus folgt unter der Annahme $T_A = T_B$ die Gleichheit der generalisierten Kräfte

$$X_{i,A} = X_{i,B}. \quad (5.54)$$

Eine Gleichung der Form

$$p = p(T, V, N) \quad (5.55)$$

nennt man *thermische Zustandsgleichung*, während Gleichungen der Form

$$E = E(T, V, N) \quad (5.56)$$

als *kalorische Zustandsgleichungen* bezeichnet werden. Es sei an dieser Stelle auf die in der Thermodynamik übliche Notation

$$\frac{\partial f(x, y, z)}{\partial x} = \left(\frac{\partial f}{\partial x} \right)_{y, z} \quad (5.57)$$

für partielle Ableitungen hingewiesen. Die *Wärmekapazität* eines Stoffes ist definiert durch

$$C^{(p)} := \left(\frac{dQ_{\text{qs}}}{dT} \right)_p \quad (5.58)$$

bzw.

$$C^{(V)} := \left(\frac{dQ_{\text{qs}}}{dT} \right)_V, \quad (5.59)$$

je nachdem, ob bei dem Prozess der Druck oder das Volumen konstantgehalten wird. Mit Glg. (5.48) folgt

$$C^{(p)} = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_p, \quad (5.60)$$

$$C^{(V)} = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_V. \quad (5.61)$$

Die *spezifische Wärmekapazität* eines Systems mit der Masse m ist definiert durch

$$c^{(p)} := \frac{1}{m} C^{(p)} \quad (5.62)$$

und analog für $c^{(V)}$.

5.2 Kanonisches und großkanonisches Ensemble

Das *kanonische Ensemble* besteht aus Systemen A , die im Wärmeaustausch mit großen, sie umgebenden Systemen B stehen, sogenannten *Badsystemen*. Es besteht jedoch kein Teilchen- oder x_i -Austausch. Das aus A und B bestehende Gesamtsystem sei abgeschlossen, sodass das mikrokanonische Ensemble verwendet werden kann. Dann gilt für die Gesamtenergie

$$E = E_A + E_B = \text{const.} \quad (5.63)$$

Für die mikrokanonische Zustandssummen Ω des Gesamtsystems gilt

$$\Omega = \Omega(E, x). \quad (5.64)$$

Das Gesamtsystem ist gleich wahrscheinlich in jedem seiner zugänglichen Mikrozustände anzutreffen. Die Anzahl der Zustände $n(E_A)$ mit einer festen Energie E_A des Systems A ist gegeben durch

$$n(E_A) = \Omega_A(E_A, x_A) \Omega_B(E_B, x_B), \quad (5.65)$$

wobei Ω_A die mikrokanonische Zustandssumme des Systems A ist und Ω_B diejenige des Systems B . Die Wahrscheinlichkeit, im System A einen Zustand r mit einer Energie $E_r = E_A$ anzutreffen ist die Wahrscheinlichkeit

$$P(E_A) = \frac{n_A}{\Omega(E, x)} = \frac{\Omega_A(E_A, x_A) \Omega_B(E_B, x_B)}{\Omega(E, x)}, \quad (5.66)$$

das System A bei einer Energie E_A vorzufinden, dividiert durch die Anzahl dieser gleich wahrscheinlichen Zustände:

$$P_r = \frac{P(E_A)}{\Omega_A(E_A, x_A)} = \frac{\Omega_B(E - E_A, x - x_A)}{\Omega(E, x)} \quad (5.67)$$

Dabei wurden $E_B = E - E_A$ und $x_B = x - x_A$ eingesetzt. Wegen $E_B \gg E_A$ kann man den Zähler nach E_A um $E_A = 0$ entwickeln:

$$\ln [\Omega_B (E - E_A, x - x_A)] = \ln [\Omega_B (E, x - x_A)] - \beta E_A + \mathcal{O} (E_A^2) \quad (5.68)$$

Dabei ist

$$\beta = \frac{1}{k_B T_K} \quad (5.69)$$

mit der Temperatur des Wärmebades zu bilden, die aber gleich der Temperatur T des Gesamtsystems ist, da sich dieses im Gleichgewicht befindet (s. Glg. (5.52)). Unter Vernachlässigung der Terme höherer Ordnung gilt

$$P_r = \frac{\Omega_B (E, x - x_A)}{\Omega (E, x)} e^{-\beta E_r} = \frac{1}{Z} e^{-\beta E_r}. \quad (5.70)$$

$Z = \frac{\Omega(E, x - x_A)}{\Omega_B(E, x)}$ ist die kanonische Zustandssumme, diese fungiert als Normierungskonstante und stellt

$$\sum_r P_r = 1 \quad (5.71)$$

sicher:

$$Z = \sum_r e^{-\beta E_r} \quad (5.72)$$

Im *großkanonischen Ensemble* ist nicht nur Wärme-, sondern auch Teilchenaustausch mit dem System B möglich. Dann gilt zusätzlich

$$N = N_A + N_B = \text{const.} \quad (5.73)$$

für die Teilchenzahl. Für die Anzahl der Zustände $n(E_A, N_A)$, bei denen das System A die Energie E_A und die Teilchenzahl N_A hat, gilt

$$n(E_A, N_A) = \Omega_A(E_A, N_A, x_A) \Omega_B(E_B, N_B, x_B). \quad (5.74)$$

Die Wahrscheinlichkeit $P(E_A, N_A)$, im System A einen Zustand r mit der Energie $E_r = E_A$ und der Teilchenzahl $N_r = N_A$ anzutreffen, ist gegeben durch die Wahrscheinlichkeit

$$P(E_A, N_A) = \frac{n(E_A, N_A)}{\Omega(E, x)} = \frac{\Omega_A(E_A, N_A, x_A) \Omega_B(E_B, N_B, x_B)}{\Omega(E, x)}, \quad (5.75)$$

das System A bei einer Energie E_A und Teilchenzahl N_A vorzufinden, dividiert durch die Anzahl dieser gleich wahrscheinlichen Zustände:

$$P_r = \frac{P(E_A, N_A)}{\Omega_A(E_A, N_A, x_A)} = \frac{\Omega_B(E - E_A, N - N_A, x_B)}{\Omega(E, x)} \quad (5.76)$$

Dabei wurden $E_B = E - E_A$, $N_B = N - N_A$ und $x_B = x - x_A$ eingesetzt. Wegen $E_B \gg E_A$ und $N_B \gg N_A$ kann man wieder den Zähler entwickeln:

$$\begin{aligned} \ln [\Omega_B (E - E_A, N - N_A, x - x_A)] &= \ln [\Omega_B (E, N, x - x_A)] - \beta E_A - \frac{1}{k_B} \frac{\partial S}{\partial N} N_A \\ &+ \mathcal{O} (E_A^2, N_A^2, E_A N_A). \end{aligned} \quad (5.77)$$

Man definiert die negative generalisierte Kraft der Teilchenzahl durch das *chemische Potential*

$$\mu := - \frac{\partial E}{\partial N} = - T \frac{\partial S(E, N, x)}{\partial N}. \quad (5.78)$$

Unter Vernachlässigung der Terme höherer Ordnung gilt somit

$$P_r = \frac{\Omega_B(E, N, x - x_A)}{\Omega(E, x)} e^{-\beta(E_r - \mu N_r)} = \frac{1}{Y} e^{-\beta(E_r - \mu N_r)} \quad (5.79)$$

$Y = \frac{\Omega(E, x)}{\Omega_B(E, N, x - x_A)}$ ist die großkanonische Zustandssumme, diese fungiert als Normierungskonstante und stellt

$$\sum_r P_r = 1 \quad (5.80)$$

sicher:

$$Y = \sum_r e^{-\beta(E_r - \mu N_r)} \quad (5.81)$$

Nun soll noch der Erste Hauptsatz auf den Fall $dN \neq 0$ verallgemeinert werden. Mit den Glg.en (5.29) und (5.32) folgt

$$dE = dQ_{\text{qs}} - dW_{\text{qs}} = dQ_{\text{qs}} - \sum_i X_i dx_i = dQ_{\text{qs}} - \frac{\partial E}{\partial V} dV - \frac{\partial E}{\partial N} dN = dQ_{\text{qs}} - p dV + \mu dN. \quad (5.82)$$

5.2.1 Thermodynamische Potentiale

Ein *thermodynamisches Potential* ist eine Zustandsgröße, aus der man durch partielles Differenzieren alle Zustandsgrößen ermitteln kann. Als äußere Parameter werden in diesem Abschnitt nur das Volumen V sowie die Teilchenzahl N betrachtet. Man definiert außer der Energie folgende thermodynamische Potentiale:

$$F := E - ST (\text{freie Energie}) \quad (5.83)$$

$$H := E + pV (\text{Enthalpie}) \quad (5.84)$$

$$G := E - ST + pV (\text{Gibbs-Potential, freie Enthalpie}) \quad (5.85)$$

$$J := E - ST - \mu N (\text{großkanonisches Potential}) \quad (5.86)$$

Für die Differenziale folgt mit $dE = dQ - p dV + \mu dN$

$$dF = -S dT - p dV + \mu dN, \quad (5.87)$$

$$dH = T dS + V dp + \mu dN, \quad (5.88)$$

$$dG = -S dT + V dp + \mu dN, \quad (5.89)$$

$$dJ = -S dT - p dV - N d\mu. \quad (5.90)$$

Hieraus lassen sich folgende Aussagen ablesen:

$$\left(\frac{\partial E}{\partial S}\right)_{V,N} = T, \quad \left(\frac{\partial E}{\partial V}\right)_{S,N} = -p, \quad \left(\frac{\partial E}{\partial N}\right)_{S,V} = \mu \quad (5.91)$$

$$(5.92)$$

$$\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_{V,N} = -S, \quad \left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_{T,N} = -p, \quad \left(\frac{\partial F}{\partial N}\right)_{T,V} = \mu \quad (5.93)$$

$$\left(\frac{\partial H}{\partial S}\right)_{p,N} = T, \quad \left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_{S,N} = V, \quad \left(\frac{\partial H}{\partial N}\right)_{S,p} = \mu \quad (5.94)$$

$$\left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_{p,N} = -S, \quad \left(\frac{\partial G}{\partial p}\right)_{T,N} = V, \quad \left(\frac{\partial G}{\partial N}\right)_{T,p} = \mu \quad (5.95)$$

$$\left(\frac{\partial J}{\partial T}\right)_{V,\mu} = -S, \quad \left(\frac{\partial J}{\partial V}\right)_{T,\mu} = -p, \quad \left(\frac{\partial J}{\partial \mu}\right)_{T,V} = -N \quad (5.96)$$

Dies sind jeweils drei Aussagen für die partiellen Ableitungen von E , F , H , G und J . Indem man die Gleichheit der zweiten partiellen Ableitungen anwendet, lassen sich daraus 15 nichttriviale thermodynamische Relationen ableiten, die man *Maxwell-Relationen* nennt:

$$\left(\frac{\partial^2 E}{\partial V \partial S}\right)_N = \left(\frac{\partial^2 E}{\partial S \partial V}\right)_N \Rightarrow \left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_{S,N} = -\left(\frac{\partial p}{\partial S}\right)_{V,N} \quad (5.97)$$

$$\left(\frac{\partial^2 E}{\partial N \partial S}\right)_V = \left(\frac{\partial^2 E}{\partial S \partial N}\right)_V \Rightarrow \left(\frac{\partial T}{\partial N}\right)_{S,V} = \left(\frac{\partial \mu}{\partial S}\right)_{N,V} \quad (5.98)$$

$$\left(\frac{\partial^2 E}{\partial N \partial V}\right)_S = \left(\frac{\partial^2 E}{\partial V \partial N}\right)_S \Rightarrow -\left(\frac{\partial p}{\partial N}\right)_{V,S} = \left(\frac{\partial \mu}{\partial V}\right)_{N,S} \quad (5.99)$$

$$\left(\frac{\partial^2 F}{\partial V \partial T}\right)_N = \left(\frac{\partial^2 F}{\partial T \partial V}\right)_N \Rightarrow \left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_{T,N} = \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_{V,N} \quad (5.100)$$

$$\left(\frac{\partial^2 F}{\partial N \partial T}\right)_V = \left(\frac{\partial^2 F}{\partial T \partial N}\right)_V \Rightarrow -\left(\frac{\partial S}{\partial N}\right)_{T,V} = \left(\frac{\partial \mu}{\partial T}\right)_{N,V} \quad (5.101)$$

$$\left(\frac{\partial^2 F}{\partial N \partial V}\right)_T = \left(\frac{\partial^2 F}{\partial V \partial N}\right)_T \Rightarrow -\left(\frac{\partial p}{\partial N}\right)_{V,T} = \left(\frac{\partial \mu}{\partial V}\right)_{N,T} \quad (5.102)$$

$$\left(\frac{\partial^2 H}{\partial p \partial S}\right)_N = \left(\frac{\partial^2 H}{\partial S \partial p}\right)_N \Rightarrow \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_{S,N} = \left(\frac{\partial V}{\partial S}\right)_{p,N} \quad (5.103)$$

$$\left(\frac{\partial^2 H}{\partial N \partial S}\right)_p = \left(\frac{\partial^2 H}{\partial S \partial N}\right)_p \Rightarrow \left(\frac{\partial T}{\partial N}\right)_{S,p} = \left(\frac{\partial \mu}{\partial S}\right)_{N,p} \quad (5.104)$$

$$\left(\frac{\partial^2 H}{\partial N \partial p}\right)_S = \left(\frac{\partial^2 H}{\partial p \partial N}\right)_S \Rightarrow \frac{V}{N} = \left(\frac{\partial V}{\partial N}\right)_{p,S} = \left(\frac{\partial \mu}{\partial p}\right)_{N,S} \quad (5.105)$$

$$\left(\frac{\partial^2 G}{\partial p \partial T}\right)_N = \left(\frac{\partial^2 G}{\partial T \partial p}\right)_N \Rightarrow -\left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_{T,N} = \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_{p,N} \quad (5.106)$$

$$\left(\frac{\partial^2 G}{\partial N \partial T}\right)_p = \left(\frac{\partial^2 G}{\partial T \partial N}\right)_p \Rightarrow -\frac{S}{N} = -\left(\frac{\partial S}{\partial N}\right)_{T,p} = \left(\frac{\partial \mu}{\partial T}\right)_{N,p} \quad (5.107)$$

$$\left(\frac{\partial^2 G}{\partial N \partial p}\right)_T = \left(\frac{\partial^2 G}{\partial p \partial N}\right)_T \Rightarrow \left(\frac{\partial V}{\partial N}\right)_{p,T} = \left(\frac{\partial \mu}{\partial p}\right)_{N,T} \quad (5.108)$$

$$\left(\frac{\partial^2 J}{\partial T \partial V}\right)_\mu = \left(\frac{\partial^2 J}{\partial V \partial T}\right)_\mu \Rightarrow \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_{\mu,V} = \left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_{\mu,T} \quad (5.109)$$

$$\left(\frac{\partial^2 J}{\partial T \partial \mu}\right)_V = \left(\frac{\partial^2 J}{\partial \mu \partial T}\right)_V \Rightarrow \left(\frac{\partial N}{\partial T}\right)_{\mu,V} = \left(\frac{\partial S}{\partial \mu}\right)_{T,V} \quad (5.110)$$

$$\left(\frac{\partial^2 J}{\partial V \partial \mu}\right)_T = \left(\frac{\partial^2 J}{\partial \mu \partial V}\right)_T \Rightarrow \left(\frac{\partial N}{\partial V}\right)_{\mu, T} = \left(\frac{\partial p}{\partial \mu}\right)_{T, V} \quad (5.111)$$

Kennt man die mikroskopische Struktur eines Systems, kann man je nach physikalischer Voraussetzung die Entropie, die mikrokanonische Zustandssumme oder die großkanonische Zustandssumme bestimmen. Die Frage ist, wie man aus den Zustandssummen makroskopische Größen, wie Kompressibilitäten oder Wärmekapazitäten ermitteln kann. Hierzu muss man eines der thermodynamischen Potentiale durch die Zustandssumme des System ausdrücken können. Zunächst wird das kanonische Ensemble betrachtet. In diesem Fall sind (T, V, N) oder alternativ (β, V, N) festgelegt. Es gilt

$$d \ln [Z(\beta, V, N)] = \frac{\partial \ln(Z)}{\partial \beta} d\beta + \frac{\partial \ln(Z)}{\partial V} dV + \frac{\partial \ln(Z)}{\partial N} dN. \quad (5.112)$$

Nun werden die partiellen Ableitungen der Zustandssumme Glg. (5.72) berechnet:

$$\frac{\partial \ln(Z)}{\partial \beta} = -\frac{1}{Z} \sum_r E_r \exp(-\beta E_r) = -E \quad (5.113)$$

$$\frac{\partial \ln(Z)}{\partial V} = -\frac{\beta}{Z} \sum_r \frac{\partial E_r(V, N)}{\partial V} \exp(-\beta E_r) = -\beta \overline{\frac{\partial E_r}{\partial V}} = \beta p \quad (5.114)$$

$$\frac{\partial \ln(Z)}{\partial N} = -\frac{\beta}{Z} \sum_r \frac{\partial E_r(V, N)}{\partial N} \exp(-\beta E_r) = -\beta \overline{\frac{\partial E_r}{\partial N}} = -\beta \mu \quad (5.115)$$

Es gilt somit

$$\begin{aligned} d \ln(Z(\beta, V, N)) &= -E d\beta + \beta p dV - \beta \mu dN \\ \Rightarrow d(\ln(Z) + \beta E) &= \beta(dE + p dV - \mu dN) = \frac{1}{k_B} \left(\frac{dE}{T} + \frac{p}{T} dV - \frac{\mu}{T} dN \right) \end{aligned} \quad (5.116)$$

Durch Vergleich mit Glg. (5.47) erhält man

$$k_B d[\ln(Z) + \beta E] = dS \Rightarrow S = k_B [\ln(Z) + \beta E] + C. \quad (5.117)$$

Die Konstante C ergibt sich zu Null, was hier nicht gezeigt werden soll, damit folgt

$$F = E - TS = -k_B T \ln(Z(T, V, \mu)). \quad (5.118)$$

Im großkanonischen Ensemble sind (T, V, μ) festgelegt, man erhält das Differenzial

$$d \ln [Y(\beta, V, \mu)] = \frac{\partial \ln(Y)}{\partial \beta} d\beta + \frac{\partial \ln(Y)}{\partial V} dV + \frac{\partial \ln(Y)}{\partial \mu} d\mu. \quad (5.119)$$

Für die partiellen Ableitungen berechnet man mit der Zustandssumme Glg. (5.81)

$$\frac{\partial \ln(Y)}{\partial \beta} = -\frac{1}{Y} \sum_r (E_r - \mu N_r) \exp(-\beta(E_r - \mu N_r)) = -E + \mu N, \quad (5.120)$$

$$\frac{\partial \ln(Y)}{\partial V} = -\frac{\beta}{Y} \sum_r \frac{\partial E_r(V, N)}{\partial V} \exp(-\beta(E_r - \mu N_r)) = -\beta \overline{\frac{\partial E_r}{\partial V}} = \beta p, \quad (5.121)$$

$$\frac{\partial \ln(Y)}{\partial \mu} = \frac{\beta}{Y} \sum_r N_r \exp(-\beta(E_r - \mu N_r)) = \beta \overline{N_r} = \beta N. \quad (5.122)$$

Es ist somit

$$\begin{aligned} d \ln [Y(\beta, V, \mu)] &= (-E + \mu N) d\beta + \beta p dV + \beta N d\mu \\ \Leftrightarrow d [\ln(Y) + \beta E - \beta \mu N] &= \beta (dE + p dV - \mu dN) = \frac{dS}{k_B}. \end{aligned} \quad (5.123)$$

Damit gilt

$$S = k_B [\ln(Y) + \beta E - \beta \mu N] \Leftrightarrow k_B T \ln(Y) = TS - E + \mu N. \quad (5.124)$$

Eine hier mögliche Konstante ist ebenfalls Null. Durch Vergleich mit Glg. (5.86) folgt

$$J = -k_B T \ln(Y(T, V, \mu)). \quad (5.125)$$

Durch die Glg.en (5.118) und (5.125) ist eine Verbindung zwischen mikroskopischer Statistik und makroskopischer Thermodynamik gegeben.

Für das vollständige Differenzial $d\mu$ des chemischen Potentials $\mu = \mu(T, p)$ gilt

$$d\mu = \left(\frac{\partial \mu}{\partial T} \right)_p dT + \left(\frac{\partial \mu}{\partial p} \right)_T dp \stackrel{\text{Glg.en (5.101), (5.108)}}{=} - \left(\frac{\partial S}{\partial N} \right)_{T,V} dT + \left(\frac{\partial V}{\partial N} \right)_{p,T} dp. \quad (5.126)$$

Mit

$$\left(\frac{\partial S}{\partial N} \right)_{T,V} = \frac{S}{N} =: s, \quad \left(\frac{\partial V}{\partial N} \right)_{p,T} = \frac{V}{N} =: v \quad (5.127)$$

folgt

$$d\mu = -s dT + v dp, \quad (5.128)$$

was man als *Gibbs-Duhem-Relation* bezeichnet.

5.3 Ideales Gas

Ein *ideales Gas* ist ein Gas, in dem die Teilchen nicht miteinander wechselwirken. Der Hamilton-Operator eines idealen Gases aus N Teilchen lautet

$$\hat{H} = \sum_{i=1}^N -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_i + V(\mathbf{r}_i) = \sum_{i=1}^N \hat{H}_i, \quad (5.129)$$

es handelt sich um eine Überlagerung von Ein-Teilchen-Hamilton-Operatoren

$$\hat{H}_i = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_i + V(\mathbf{r}_i). \quad (5.130)$$

$V(\mathbf{r}_i)$ ist das bekannte Wandpotential

$$V(\mathbf{r}_i) = \begin{cases} 0, & \mathbf{r}_i \in V, \\ \infty, & \text{sonst,} \end{cases} \quad (5.131)$$

wobei V das Volumen ist, auf das die Teilchen beschränkt sind. Hier sei $V = L^3$ ein Würfel der Kantenlänge L . Dies entspricht einem 3D-Potentialtopf, s. Abschn. 4.2. Die Ein-Teilchen-Lösung lautet

$$\psi(\mathbf{r}_i) \propto \sin(k_{3i-2}x) \sin(k_{3i-1}y) \sin(k_{3i}z). \quad (5.132)$$

Hierbei gilt für $k_{3i-2}, k_{3i-1}, k_{3i}$ die Randbedingung

$$\frac{Lp_i}{\hbar} = k_i L = n_i \pi \quad (5.133)$$

mit $n_i \in \mathbb{N}$ mit $n \geq 1$. $p_i = \hbar k_i$ ist der Impuls. Die Teilchen dringen nicht in die Wand ein, haben also keine potentielle Energie. Somit gilt für die Gesamtenergie des Systems

$$E = \frac{1}{2m} \sum_{i=1}^{3N} p_i^2. \quad (5.134)$$

Um die mikrokanonische Zustandssumme des idealen Gases zu bestimmen, geht man von $\delta E = E$ aus:

$$\Omega(E, V, N) = \sum_{E_r < E} 1 = \underbrace{\sum_{n_1=1,2,\dots} \dots \sum_{n_{3N}=1,2,\dots}}_{E_r < E} 1 \approx \frac{1}{2^{3N}} \underbrace{\int \dots \int}_{E_r < E} dn_1 \dots dn_{3N}. \quad (5.135)$$

Wegen $\bar{n}_i \gg 1$ wurden im letzten Schritt die Summen durch Integrale ersetzt. Der Faktor $1/2^{3N}$ entsteht durch die Einbeziehung negativer Werte bei der Integration (es sind $3N$ Koordinatenachsen vorhanden, die halbiert werden müssen). Glg. (5.133) impliziert

$$dn_i = \frac{L}{\hbar \pi} dp_i. \quad (5.136)$$

Daraus folgt

$$\Omega(E, V, N) = \left(\frac{L}{2\hbar\pi} \right)^{3N} \underbrace{\int \dots \int}_{\sum p_i^2 < 2mE} dp_1 \dots dp_{3N} = \frac{V^N}{(2\hbar\pi)^{3N}} \underbrace{\int \dots \int}_{\sum p_i^2 < 2mE} dp_1 \dots dp_{3N}. \quad (5.137)$$

Das verbleibende $3N$ -dimensionale Integral ist das Volumen einer $3N$ -dimensionalen Kugel mit Radius $\sqrt{2mE}$, sodass man Glg. (B.143) einsetzen kann:

$$\begin{aligned} \Omega(E, V, N) &= \frac{V^N}{(2\hbar\pi)^{3N}} \frac{\pi^{3N/2}}{\Gamma\left(\frac{3N}{2} + 1\right)} \sqrt{2mE}^{3N} \stackrel{\text{Glg. (A.111)}}{=} \frac{V^N}{(2\pi\hbar)^{3N}} \frac{\pi^{3N/2}}{(3N/2)!} (2m)^{3N/2} E^{3N/2} \\ &= \frac{V^N}{(2\pi\hbar)^{3N}} \frac{1}{(3N/2)!} (2m\pi)^{3N/2} E^{3N/2} = \left[\frac{2\pi m}{(2\pi\hbar)^2} \right]^{3N/2} \frac{E^{3N/2}}{(3N/2)!} V^N \end{aligned} \quad (5.138)$$

Mit der Stirling-Formel Glg. (A.117) erhält man

$$\begin{aligned} \Omega(E, V, N) &= \left[\frac{2\pi m}{(2\pi\hbar)^2} \right]^{3N/2} E^{3N/2} V^N \frac{1}{(3N/2)!} \approx \sqrt{\frac{1}{2\pi}} \left[\frac{2\pi m}{(2\pi\hbar)^2} \right]^{3N/2} e^{3N/2} \left(\frac{2}{3N} \right)^{\frac{3N}{2} + \frac{1}{2}} E^{3N/2} V^N \\ &= \frac{1}{\sqrt{3N\pi}} \left[\frac{2\pi m e}{(2\pi\hbar)^2} \right]^{3N/2} \left(\frac{2}{3N} \right)^{\frac{3N}{2}} E^{3N/2} V^N = \frac{1}{\sqrt{3\pi N}} \left[\frac{4\pi m e}{3(2\pi\hbar)^2} \right]^{3N/2} V^N \left(\frac{E}{N} \right)^{3N/2}. \end{aligned} \quad (5.139)$$

Dieses Ergebnis ist noch nicht korrekt, es ist noch eine wichtige Modifikation anzubringen. Die N Teilchen sind quantenmechanisch nicht unterscheidbar, was bedeutet, dass sich beim Vertauschen zweier Teilchen nichts ändert. Es sind also jeweils $N!$ Zustände gleich, weshalb man

$$\Omega \rightarrow \frac{\Omega}{N!} \quad (5.140)$$

ersetzen muss. Hieraus folgt, wiederum mit der Stirling-Formel,

$$\begin{aligned}\Omega(E, V, N) &= \frac{1}{\sqrt{6\pi^2}} \frac{1}{N} \left[\frac{4\pi m e^{5/3}}{3(2\pi\hbar)^2} \right]^{3N/2} \left(\frac{V}{N} \right)^N \left(\frac{E}{N} \right)^{3N/2} \\ &= \frac{1}{\sqrt{6\pi^2}} \frac{1}{N} \left[\frac{m e^{5/3}}{3\pi\hbar^2} \right]^{3N/2} \left(\frac{V}{N} \right)^N \left(\frac{E}{N} \right)^{3N/2}.\end{aligned}\quad (5.141)$$

Für die Entropie folgt

$$\begin{aligned}\frac{S(E, V, N)}{k_B} &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1}{6\pi^2} \right) - \ln(N) + \frac{3N}{2} \ln(c) + N \ln \left(\frac{V}{N} \right) + \frac{3N}{2} \ln \left(\frac{E}{N} \right) \\ &\approx \frac{3N}{2} \ln(c) + N \ln \left(\frac{V}{N} \right) + \frac{3N}{2} \ln \left(\frac{E}{N} \right) - \ln(N) \\ &\approx \frac{3N}{2} \ln(c) + N \ln \left(\frac{V}{N} \right) + \frac{3N}{2} \ln \left(\frac{E}{N} \right)\end{aligned}$$

$$\Leftrightarrow S(E, V, N) = k_B N \left[\frac{3}{2} \ln(c) + \ln \left(\frac{V}{N} \right) + \frac{3}{2} \ln \left(\frac{E}{N} \right) \right] \quad (5.142)$$

mit

$$c := \frac{m e^{5/3}}{3\pi\hbar^2}. \quad (5.143)$$

Glg. (5.142) bezeichnet man auch als *Sackur-Tetrode-Gleichung*. Man erhält die *kalorische Zustandsgleichung idealer Gase*

$$\frac{1}{k_B T} = \frac{\partial \ln(\Omega(E, V, N))}{\partial E} = \frac{3}{2} \frac{N}{E} \Rightarrow E = \frac{3}{2} N k_B T. \quad (5.144)$$

Weiterhin gilt

$$\frac{p}{T} = \frac{\partial S(E, V, N)}{\partial V} = k_B N \frac{1}{V}. \quad (5.145)$$

Dies ergibt die *thermische Zustandsgleichung idealer Gase*

$$pV = N k_B T. \quad (5.146)$$

Für die isochore Wärmekapazität des idealen Gases folgt mit Glg. (5.144)

$$C^{(V)} = \frac{3}{2} k_B N. \quad (5.147)$$

Für die entsprechende spezifische Größe gilt

$$c^{(V)} = \frac{\frac{3}{2} k_B N}{Nm} = \frac{3 k_B}{2 m}. \quad (5.148)$$

Somit kann man für die Energie E

$$E = C^{(V)} T = N m c^{(V)} T \quad (5.149)$$

notieren. Für die isobare Wärmekapazität gilt mit Glg. (5.60)

$$C^{(p)} = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_p = k_B T N \frac{\partial}{\partial T} \left(\ln \left(\frac{k_B T}{p} \right) + \frac{3}{2} \ln \left(\frac{3}{2} N k_B T \right) \right) = k_B T N \left(\frac{1}{T} + \frac{3}{2} \frac{1}{T} \right) = \frac{5}{2} N k_B. \quad (5.150)$$

Für die Enthalpie H des idealen Gases folgt

$$H = E + pV = \frac{5}{2} N k_B T = C^{(p)} T. \quad (5.151)$$

Für das Gibbs-Potential G des idealen Gases erhält man

$$G = E - ST + pV = H - ST = C^{(p)} T - ST. \quad (5.152)$$

Weiterhin gilt

$$c^{(p)} - c^{(V)} = \frac{N}{m} k_B = \frac{N}{m N_A} R = R_s. \quad (5.153)$$

Für das chemische Potential gilt mit den Glg.en (5.85) und (5.95)

$$\mu = \frac{E - TS + pV}{N} = \frac{C^{(v)} T}{N} - \frac{ST}{N} + k_B T = T \left(\frac{C^{(v)}}{N} - \frac{S}{N} + k_B \right), \quad (5.154)$$

wobei verwendet wurde, dass das Gibbs-Potential eine extensive Größe ist. Eine äquivalente Formulierung von Glg. (5.146) ist

$$p = \frac{N k_B T}{V} = \frac{n N_A k_B T}{V} = \frac{n R T}{V} = \frac{m R T}{V M} = \rho R_s T \quad (5.155)$$

mit der individuellen Gaskonstante $R_s := \frac{R}{M}$.

Die Zustandsgleichung gilt für ein Gas, nicht für ein Gasgemisch. Die Luft besteht jedoch aus verschiedenen Gasen. Nun soll die Zustandsgleichung auf solch ein Gemisch erweitert werden. Sei also ein Gas mit $N \in \mathbb{N}$ Komponenten gegeben. Für $1 \leq i \leq N$ sei p_i der Partialdruck der i -ten Gaskomponente. Da keine WWen zwischen den Komponenten existieren, gilt dann:

$$p = \sum_{i=1}^N p_i = \sum_{i=1}^N \rho_i R_i T = \rho T \sum_{i=1}^N R_i \frac{\rho_i}{\rho} = T R \rho \sum_{i=1}^N \frac{m_i}{m} \frac{1}{M_i}. \quad (5.156)$$

Mit der Definition

$$M := \frac{1}{\sum_{i=1}^N \frac{m_i}{m} \frac{1}{M_i}} \quad (5.157)$$

wird

$$p = \rho \frac{R}{M} T = \rho R_s T \quad (5.158)$$

auch für ein Gasgemisch. Die mittlere molare Masse nach Glg. (5.157) kann man einfach ausrechnen, indem man die Molmassen der Bestandteile mit ihren Volumenanteilen gewichtet:

$$M = \frac{1}{\sum_{i=1}^N \frac{m_i}{m} \frac{n_i}{m_i}} = \frac{\sum_{i=1}^N n_i M_i}{\sum_{i=1}^N n_i} = \sum_{i=1}^N \frac{n_i}{n} M_i, \quad (5.159)$$

hierbei ist n_i die Stoffmenge der i -ten Komponente und n die Gesamtstoffmenge. In Termen der Massendichten kann man notieren

$$M = \frac{m}{n} = \frac{m}{\sum_i \frac{m_i}{M_i}} = \frac{\rho}{\sum_i \frac{\rho_i}{M_i}} = \frac{1}{\frac{1}{\rho} \sum_i \frac{\rho_i}{M_i}}. \quad (5.160)$$

Für die molare Masse feuchter Luft M_h gilt

$$M_h = \frac{1}{\frac{\rho_d}{M_d \rho_h} + \frac{\rho_v}{\rho_h} \frac{1}{M_v}}. \quad (5.161)$$

Man hat also

$$\frac{1}{M_h} = \frac{1}{M_d} \left(1 - \frac{\rho_v}{\rho_h} \right) + \frac{\rho_v}{\rho_h} \frac{1}{M_v}. \quad (5.162)$$

Die individuelle Gaskonstante feuchter Luft ist also

$$R_h = R_d \left(1 - \frac{\rho_v}{\rho_h} + \frac{\rho_v}{\rho_h} \frac{M_d}{M_v} \right). \quad (5.163)$$

Man definiert weiter die *virtuelle Temperatur* T_v als diejenige Temperatur, bei der trockene Luft bei gleichem Druck die gleiche Dichte hätte wie feuchte Luft. Als Gleichung bedeutet dies

$$\begin{aligned} R_h \rho T &= R_d \rho T_v \Rightarrow T_v = \frac{R_h}{R_d} T = T \left(1 - \frac{\rho_v}{\rho_h} + \frac{\rho_v}{\rho_h} \frac{M_d}{M_v} \right) \\ &= T \left[1 + \frac{\rho_v}{\rho_h} \left(\frac{M_d}{M_v} - 1 \right) \right]. \end{aligned} \quad (5.164)$$

Die Differenz

$$\Delta T_v := T_v - T = T \frac{\rho_v}{\rho_h} \left(\frac{M_d}{M_v} - 1 \right) \quad (5.165)$$

bezeichnet man als *virtuellen Temperaturzuschlag*. Der entscheidende Vorteil der virtuellen Temperature liegt darin, dass die Ortsabhängigkeit der individuellen Gaskonstante R_h in die Temperatur absorbiert wird, was vor allem bei Orts- und Zeitableitungen praktisch ist. Daher spielt die virtuelle Temperatur in der Modellierung eine wichtige Rolle.

Nun sollen noch die *Feuchtemaße* besprochen werden. Die Dichte ρ_v (Kondensationsprodukte werden hier vernachlässigt) bezeichnet man auch als *absolute Feuchte* und der Dampfdruck wurde bereits eingeführt. Zunächst wird die *relative Feuchte* U durch

$$U := \frac{p_v}{p_v^{(S)}} \quad (5.166)$$

mit p_v als Partialdruck des Wasserdampfes und $p_v^{(S)}$ als Sättigungsdampfdruck definiert. Man legt weiter die *spezifische Feuchte* q durch

$$q := \frac{\rho_v}{\rho} \quad (5.167)$$

fest. Das *Mischungsverhältnis* r wird durch

$$r := \frac{\rho_v}{\rho_d} \quad (5.168)$$

definiert. Weiterhin wird das *Volumenmischungsverhältnis* r_V durch

$$r_V := \frac{n_v}{n_d} \quad (5.169)$$

definiert. Diese Größe wird häufig in chemischen und Strahlungsbetrachtungen verwendet, wo es eher auf die Teilchendichte als auf die Massendichte ankommt. Ein hochgestelltes S an den Symbolen bedeutet, dass von Sättigung

ausgegangen wird. Einige nützliche Umrechnungen lauten

$$\begin{aligned}
 q &= \frac{p_v R_h T}{R_v T p} = \frac{p_v R_h}{p R_v} = \frac{p_v}{p} \frac{R_d}{R_v} \left(1 - \frac{\varrho_v}{\varrho_h} + \frac{\varrho_v}{\varrho_h} \frac{M_d}{M_v} \right) \\
 &= \frac{p_v}{p} \left(\frac{M_v}{M_d} (1 - q) + q \right) = \frac{p_v}{p} \left(q \left(1 - \frac{M_v}{M_d} \right) + \frac{M_v}{M_d} \right) \\
 \Rightarrow q \left(1 + \left(\frac{M_v}{M_d} - 1 \right) \frac{p_v}{p} \right) &= \frac{M_v}{M_d} \frac{p_v}{p} \Rightarrow q = \frac{\frac{M_v}{M_d}}{\frac{p}{p_v} + \frac{M_v}{M_d} - 1},
 \end{aligned} \tag{5.170}$$

$$\begin{aligned}
 r &= \frac{\varrho_v}{\varrho_d} = \frac{p_v R_d T}{R_v T p_d} = \frac{p_v}{p_d} \frac{M_v}{M_d} = \frac{p_v}{p - p_v} \frac{M_v}{M_d} = \frac{\frac{M_v}{M_d}}{\frac{p}{p_v} - 1}, \\
 r_V &= \frac{n_v}{n_d} = \frac{p_v}{p_d} = \frac{\varrho_v R_v}{\varrho_d R_d}.
 \end{aligned} \tag{5.171}$$

Häufige Näherungen sind

$$q \approx \frac{\frac{M_v}{M_d}}{\frac{p}{p_v} - 1} = r, \quad q \approx \frac{M_v}{M_d} \frac{p_v}{p}, \quad r \approx \frac{M_v}{M_d} \frac{p_v}{p}. \tag{5.172}$$

5.4 Klassische Systeme

Klassische Phasenraumkoordinaten sind kontinuierlich und daher statistisch schwer zu fassen. Leichter sind halb-klassische Herleitungen, bei denen man von der QM ausgeht und anschließend den klassischen Übergang $\hbar \rightarrow 0$ durchführt.

N Teilchen seien in einem kubischen Volumen $V = L^3$ eingeschlossen. Für jede Wellenvektor-Komponente der Ein-Teilchen-Wellenfunktionen gilt

$$k_n L = n\pi \Leftrightarrow k_n = \frac{n\pi}{L} \tag{5.173}$$

mit $n \in \mathbb{N}$ und $n \geq 1$. Integriert man über den gesamten k -Raum, kann man die Summen durch Integrale ersetzen:

$$\sum_{\mathbf{k}} \dots = \frac{V^N}{(2\pi)^{3N}} \int \dots \int \dots d\mathbf{k}_1 \dots d\mathbf{k}_{3N} \tag{5.174}$$

Den Faktor $1/2$ vor jedem Integral erhält man durch Einbeziehung negativer k -Werte bei der Integration. Im Impulsraum erhält man

$$\sum_{\mathbf{k}} \dots = \frac{V^N}{(2\pi\hbar)^{3N}} \int \dots d^3\mathbf{p}. \tag{5.175}$$

Nun soll dies auf den Phasenraum verallgemeinert werden. Man betrachte ein Teilchen in einem 1D-Potentialtopf $0 \leq x \leq L$ mit $L > 0$, dort existieren Lösungen der SG der Form

$$\psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{L}} \sin\left(n \frac{\pi}{L} x\right), \tag{5.176}$$

hierbei sei $n \in \mathbb{N}$ mit $n \geq 1$, die Energie-Eigenwerte sind durch

$$E_n = \frac{\hbar^2 n^2 \pi^2}{2mL^2} \tag{5.177}$$

gegeben. Für das Phasenraumvolumen $V(E)$ eines Zustandes mit der Energie E gilt

$$V(E) = \int_0^L \int_{p^2/2m \leq E} dp dx = L \sqrt{2mE}. \tag{5.178}$$

Für eine gegebene Energie $E \gg 1$ ist die Anzahl der Zustände $N(E)$ mit Eigenenergien $E_n \leq E$ näherungsweise

gegeben durch

$$N(E) \approx \frac{L}{\pi \hbar} \sqrt{2mE}. \quad (5.179)$$

Man erhält also

$$\frac{V(E)}{N(E)} = \frac{2L\sqrt{2mE} \pi \hbar}{\sqrt{2mE} L} = 2\pi \hbar. \quad (5.180)$$

Dieses Ergebnis gilt allgemein, das heißt auch bei komplizierteren Potentialen. Im Fall von f Freiheitsgraden nimmt ein Mikrozustand das Phasenraumvolumen $(2\pi\hbar)^f$ ein. Summiert man über alle Mikrozustände r und ersetzt dies wieder durch ein Integral, erhält man

$$\sum_r \dots = \frac{1}{(2\pi\hbar)^f} \int \dots dx dp. \quad (5.181)$$

Es ergibt sich ein Mittelungsoperator

$$\sum_r P_r \dots = \frac{1}{(2\pi\hbar)^f} \int \rho'(x, p) \dots dx dp \quad (5.182)$$

mit den Wahrscheinlichkeiten P_r der Mikrozustände und einer modifizierten Wahrscheinlichkeitsdichte $\rho'(x, p)$.

5.4.0.1 Maxwell-Verteilung

Setzt man in Glg. (5.182) die kanonische Zustandssumme

$$P_r = \frac{1}{Z} \exp\left(-\frac{E_r}{k_B T}\right) \quad (5.183)$$

ein, erhält man

$$\frac{1}{Z} \sum_r \exp\left(-\frac{E_r}{k_B T}\right) \dots = \frac{1}{Z (2\pi\hbar)^f} \int \exp\left(-\frac{E(x, p)}{k_B T}\right) \dots dx dp \quad (5.184)$$

Hängt die Integration nur vom Impuls ab, folgt

$$\frac{1}{Z} \sum_r \exp\left(-\frac{E_r}{k_B T}\right) \dots = \frac{V}{Z (2\pi\hbar)^f} \int \exp\left(-\frac{E(p)}{k_B T}\right) \dots dp \quad (5.185)$$

Man interpretiert

$$\rho(p) = \frac{V}{Z (2\pi\hbar)^f} \exp\left(-\frac{E(p)}{k_B T}\right) \quad (5.186)$$

als Wahrscheinlichkeitsdichte. Nun betrachtet man genau ein Teilchen und nimmt kartesische Impulse an, sodass gilt

$$\rho(p) = \frac{4\pi V}{z (2\pi\hbar)^3} \exp\left(-\frac{p^2}{2mk_B T}\right) p^2 \quad (5.187)$$

Für die kanonische Zustandssumme z dieses einzelnen Teilchens folgt

$$z(T, V) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} V \int_0^\infty 4\pi \exp\left(-\frac{p^2}{2mk_B T}\right) p^2 dp = \frac{V}{2\pi^2 \hbar^3} \int_0^\infty \exp\left(-\frac{p^2}{2mk_B T}\right) p^2 dp. \quad (5.188)$$

Mit Glg. (A.107) folgt

$$z(T, V) = \frac{V}{8\pi^2 \hbar^3} \sqrt{\pi (2mk_B T)^3} = \frac{V}{\hbar^3} \left(\frac{mk_B T}{2\pi}\right)^{3/2}. \quad (5.189)$$

Damit folgt

$$\rho(p) = \frac{h^3}{v_h} \left(\frac{2\pi}{mk_B T} \right)^{3/2} \frac{4\pi V}{(2\pi\hbar)^3} \exp\left(-\frac{p^2}{2mk_B T}\right) p^2 = \sqrt{\frac{2}{m^3 \pi k_B^3 T^3}} \exp\left(-\frac{p^2}{2mk_B T}\right) p^2. \quad (5.190)$$

Die Geschwindigkeits-Verteilung lautet somit

$$\rho(v) = \sqrt{\frac{2m^3}{\pi k_B^3 T^3}} \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right) v^2. \quad (5.191)$$

Dies ist die *Maxwell-Verteilung*. Das Maximum $v_{\max}$ erhält man aus der Bedingung

$$0 = 2ve^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} - \frac{mv^3}{k_B T} e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} \Leftrightarrow v_{\max} = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}. \quad (5.192)$$

Setzt man für m die molare Masse trockener Luft sowie 20°C ein, erhält man $v_{\max} \approx 4 \cdot 10^2 \text{ m/s}$. Der Erwartungswert dieser Verteilung ist

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{2m^3}{\pi k_B^3 T^3}} \int_0^\infty e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} v^3 dv. \quad (5.193)$$

Mit $C = \frac{m}{2k_B T}$ in Glg. (A.108) folgt

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{2m^3}{\pi k_B^3 T^3}} \frac{2k_B^2 T^2}{m^2} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}}. \quad (5.194)$$

Die entsprechende vektorielle Wahrscheinlichkeitsdichte $\rho(\mathbf{v})$ ist

$$\rho(\mathbf{v}) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right). \quad (5.195)$$

Wichtig ist außerdem der Erwartungswert der Relativgeschwindigkeit zweier Teilchen gleicher Masse. Für diese gilt

$$\mathbf{v}_{\text{rel}} = \mathbf{v}_2 - \mathbf{v}_1. \quad (5.196)$$

Für die Wahrscheinlichkeitsdichte $\rho(\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2)$ zweier Teilchengeschwindigkeiten $\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2$ gilt

$$\rho(\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^3 \exp\left(-\frac{m(v_1^2 + v_2^2)}{2k_B T}\right). \quad (5.197)$$

Hieraus erhält man mit den Abkürzungen

$$a := \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2}, \quad b := \frac{m}{2k_B T} \quad (5.198)$$

die Relation

$$\begin{aligned} \rho(\mathbf{v}_{\text{rel}}) &= a^2 \int \exp\left[-b(v_1^2 + v_1^2 + v_{\text{rel}}^2 + 2\mathbf{v}_{1,x}v_{\text{rel},x} + 2\mathbf{v}_{1,y}v_{\text{rel},y} + 2\mathbf{v}_{1,z}v_{\text{rel},z})\right] dv_1^3 \\ &= a^2 e^{-bv_{\text{rel}}^2} \int \exp\left[-2b(v_1^2 + v_{1,x}v_{\text{rel},x} + v_{1,y}v_{\text{rel},y} + v_{1,z}v_{\text{rel},z})\right] dv_1^3 \\ &= a^2 e^{-bv_{\text{rel}}^2} \int \exp\left[-2b\left(\left(v_{1,x} + \frac{v_{\text{rel},x}}{2}\right)^2 + \dots - \frac{v_{\text{rel}}^2}{4}\right)\right] dv_1^3 \\ &= a^2 e^{-\frac{b}{2}v_{\text{rel}}^2} \int e^{-2bv_1^2} dv_1^3 = a e^{-\frac{b}{2}v_{\text{rel}}^2} \int a e^{-b(\sqrt{2}v_1)^2} dv_1^3 = a e^{-\frac{b}{2}v_{\text{rel}}^2} \frac{1}{2^{3/2}}. \end{aligned} \quad (5.199)$$

Der letzte Schritt folgt aus der Normierung der Verteilung Glg. (5.195). Somit gilt für die Wahrscheinlichkeitsdichte des Betrags der Relativgeschwindigkeit

$$\varrho(v_{\text{rel}}) = \frac{4\pi a}{2^{3/2}} e^{-\frac{b}{2} v_{\text{rel}}^2} v_{\text{rel}}^2. \quad (5.200)$$

Für den Erwartungswert folgt

$$\overline{v_{\text{rel}}} = \int_0^\infty \frac{4\pi a}{2^{3/2}} e^{-\frac{b}{2} v_{\text{rel}}^2} v_{\text{rel}}^3 dv_{\text{rel}} = \sqrt{2} \int_0^\infty 4\pi a e^{-b v_{\text{rel}}^2} v_{\text{rel}}^3 dv_{\text{rel}} = \sqrt{2} \bar{v}. \quad (5.201)$$

5.4.0.2 Kinetisches Gasmodell

Bei einem Streuexperiment fällt eine Stromdichte j (einfallende Teilchen pro Fläche und Zeit) auf ein Ziel. Multipliziert man die Stromdichte mit einer Fläche, erhält man einen Teilchenstrom. Man definiert den *Wirkungsquerschnitt* σ durch

$$j\sigma := \frac{dN_{\text{str}}}{dt}, \quad (5.202)$$

er entspricht also der Fläche, an der effektiv Teilchen gestreut werden. Dies wird nun auf ein Gas aus Teilchen angewendet, die harte Kugeln mit Durchmesser d sind. Es gilt in diesem Fall

$$\sigma = \pi d^2. \quad (5.203)$$

Ein Teilchen lege den Weg l zurück, dabei stößt es an N Teilchen:

$$N = n\sigma l \quad (5.204)$$

Dabei ist n die Teilchendichte und σl ist das Volumen eines Zylinders mit Radius d , in dem Stoßpartner getroffen werden. Für die *mittlere Stoßzeit* τ gilt somit

$$\mathbf{l} = n\sigma \overline{v_{\text{rel}}} \tau$$

$$\text{Glg. (5.201)} \quad \Leftrightarrow \quad \tau = \frac{\mathbf{l}}{\sqrt{2} n \sigma \bar{v}}. \quad (5.205)$$

Für die mittlere freie Weglänge λ folgt

$$\lambda = \frac{\mathbf{l}}{\sqrt{2} n \sigma}. \quad (5.206)$$

Inhomogene Eigenschaften eines Gases werden durch Transportprozesse angeglichen. Dies soll hier anhand eines einfachen Modells nachvollzogen werden, die ermittelten Werte für die Transportkonstanten sind als Schätzungen zu verstehen. Sei q also eine beliebige Eigenschaft des Gases. q hänge nur von z ab, $q = q(z)$. Die Geschwindigkeitsverteilung sei isotrop, was hier dadurch repräsentiert werde, dass gerade $\mathbf{l}/6$ aller Teilchen in jede kartesische Koordinatenrichtung fliegt. Dabei transportieren sie ihre Eigenschaften im Mittel eine Länge λ . Somit erhält man für die Stromdichte j_z bei $z = z_0$

$$j_z = \frac{\text{Transport}}{\text{Zeit} \times \text{Fläche}} = \frac{\mathbf{l}}{6} ((n\bar{v}q)(z_0 - \lambda) - (n\bar{v}q)(z_0 + \lambda)) \approx \frac{\mathbf{l}}{6} \frac{\partial (n\bar{v}q)}{\partial z} (-2\lambda) = -\frac{\lambda}{3} \frac{\partial (n\bar{v}q)}{\partial z}. \quad (5.207)$$

Dies kann man notieren als

$$j_z = -C \frac{\partial q}{\partial z}, \quad (5.208)$$

wenn man annimmt, dass q nicht mit anderen Größen korreliert. Für $q = \mathbf{l}$ und homogenes v erhält man *Diffusion*,

$$C \rightarrow D \approx \frac{\bar{v}\lambda}{3}, \quad (5.209)$$

D ist die *Diffusionskonstante*. Mit der Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z}(j_z) \quad (5.210)$$

folgt die *Diffusionsgleichung*

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial z^2}. \quad (5.211)$$

bzw. in 3D

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \Delta n. \quad (5.212)$$

Setzt man $q = mu$ ein mit u als Strömungsgeschwindigkeit in x -Richtung, so untersucht man die Impulsstromdichte. u erhält man durch Mittelung der Teilchengeschwindigkeiten, dabei soll $u \ll \bar{v}$ gelten.

$$\begin{aligned} j_z &= \frac{\text{Impuls}}{\text{Zeit x Fläche}} = \frac{1}{6} ((n\bar{v}mu)(z_o - \lambda) - (n\bar{v}mu)(z_o + \lambda)) \approx \frac{1}{6} \frac{\partial (n\bar{v}mu)}{\partial z} (-2\lambda) \\ &= -\frac{\lambda, mn\bar{v}}{3} \frac{\partial u}{\partial z}, \end{aligned} \quad (5.213)$$

wobei $\bar{v}$ und n als homogen angenommen werden. Befindet sich das Geschwindigkeitsfeld $u(z)$ zwischen zwei horizontalen Platten, wobei die untere ortsfest ist und die obere mit konstanter, positiver Geschwindigkeit in x -Richtung bewegt wird, so muss pro Fläche A eine Kraft

$$\frac{F}{A} = \eta \frac{\partial u}{\partial z} \quad (5.214)$$

aufgewendet werden, um das Strömungsfeld aufrechtzuerhalten. Diese Gleichung definiert die *dynamische Viskosität* η . Der horizontale Impuls fließt hierbei in $-z$ -Richtung, bei Stationarität gilt somit

$$\eta \approx \frac{n\lambda\bar{v}m}{3}. \quad (5.215)$$

Innere Reibung in einem Fluid ist also diffusiver Impulstransport aufgrund der Viskosität. Ist c die Wärmekapazität pro Teilchen, ist cT die Wärmeenergie pro Teilchen. Setzt man $q = cT$ an, erhält man

$$\begin{aligned} j_z &= \frac{\text{Wärme}}{\text{Zeit x Fläche}} = \frac{1}{6} ((n\bar{v}cT)(z_o - \lambda) - (n\bar{v}cT)(z_o + \lambda)) \approx \frac{1}{6} \frac{\partial (n\bar{v}cT)}{\partial z} (-2\lambda) \\ &= -\frac{\lambda cn\bar{v}}{3} \frac{\partial T}{\partial z}, \end{aligned} \quad (5.216)$$

Die Größe

$$\kappa \approx \frac{\lambda\bar{v}}{3} \quad (5.217)$$

nennt man *Temperaturleitfähigkeit*, diese ist im kinetischen Gasmodell gleich der Diffusionskonstanten. Somit gilt

$$j_z = -cn\kappa \frac{\partial T}{\partial z} \quad (5.218)$$

Dies kann man dreidimensional zu

$$\mathbf{j}_q = -\rho c_s \kappa \nabla T \quad (5.219)$$

verallgemeinern, wobei die Wärmekapazität pro Teilchen c durch die spezifische Wärmekapazität c_s ersetzt wurde. Auch für die Wärmeleitung gilt eine formale Kontinuitätsgleichung, solange die Wärmeleitung die einzige Wärmeleistungsdichte konstituiert:

$$\frac{\partial (ncT)}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j}_q = 0 \quad (5.220)$$

Dies kann man zu

$$\frac{\partial \tilde{I}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j}_q = 0 \quad (5.221)$$

verallgemeinern, hierbei ist $\tilde{I}$ die innere Energiedichte. Dies ist die *Wärmeleitungsgleichung*. Sind n , c und κ zeit- und ortsabhängig, vereinfacht sich Glg. (5.220) zu

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \Delta T. \quad (5.222)$$

5.4.1 Clausius-Clapeyron-Gleichung

Eine Phase ist eine makroskopische Erscheinungsform von Materie, beispielsweise fest, flüssig oder gasförmig. Jedoch auch innerhalb eines Festkörpers kann es unterschiedliche Phasen geben, die sich beispielsweise in ihren magnetischen Eigenschaften oder Gitterstrukturen unterscheiden. Zunächst geht man von einem Zwei-Phasen-Gleichgewicht aus, beispielsweise bestehend aus flüssigem Wasser und Wasserdampf. Die flüssige Phase sei mit 1 bezeichnet, die gasförmige Phase mit 2. Das Gesamtsystem befinde sich im thermodynamischen Gleichgewicht, sodass (p, T) in beiden Systemen gleich ist. Die Subsysteme sind offen, es findet also Teilchenaustausch statt. Die Gleichgewichtsbedingung nach Glg. (5.54) lautet dann

$$\mu_1(T, p) = \mu_2(T, p), \quad (5.223)$$

wobei μ das chemische Potential bezeichnet. Man interessiert sich nun für denjenigen Druck $p_S(T)$, bei dem beide Phasen koexistieren. Dies bedeutet

$$\mu_1(T, p_S(T)) = \mu_2(T, p_S(T)). \quad (5.224)$$

Dies ist eine implizite Gleichung an die unbekannte Funktion $p_S(T)$. Man differenziert die Gleichung total nach T :

$$\frac{\partial \mu_1(T, p)}{\partial T} + \frac{\partial \mu_1(T, p)}{\partial p} \frac{dp_S(T)}{dT} = \frac{\partial \mu_2(T, p)}{\partial T} + \frac{\partial \mu_2(T, p)}{\partial p} \frac{dp_S(T)}{dT} \quad (5.225)$$

Nun setzt man die Glg.en (5.105) und (5.107) ein:

$$-\frac{S_1}{N_1} + \frac{V_1}{N_1} \frac{dp_S}{dT} = -\frac{S_2}{N_2} + \frac{V_2}{N_2} \frac{dp_S}{dT} \quad (5.226)$$

Es gilt für eine Zustandsgröße Z

$$\frac{Z_i}{N_i} = \frac{Z_i}{m_i} \frac{m_i}{N_i} = z_i M_i \quad (5.227)$$

mit der Masse m_i und der spezifischen Größe

$$z_i := \frac{Z_i}{m_i}. \quad (5.228)$$

Damit folgt mit den Definitionen $\Delta s := s_2 - s_1$ und $\Delta v := v_2 - v_1$

$$\Delta s = \Delta v \frac{dp_S}{dT}. \quad (5.229)$$

Man kann noch die spezifische Phasenübergangswärme

$$c := T \Delta s \quad (5.230)$$

verwenden:

$$\frac{dp_S}{dT} = \frac{c}{T\Delta v} \quad (5.231)$$

Dies ist die *Clausius-Clapeyron-Gleichung*. Diese Gleichung ist exakt lösbar für einfache Funktionen $c = c(T)$. Für das Volumen pro Teilchen v gilt

$$v = \frac{V}{N} = \frac{V}{nN_A} = \frac{VM}{MnN_A} = \frac{M}{N_A \rho}, \quad (5.232)$$

dies ist mit der Dichte $\rho = \rho_l$ beispielsweise auf eine Flüssigkeit anwendbar. Für ein ideales Gas gilt

$$v = \frac{R_s T}{p} = \frac{R_s T}{p_S}, \quad (5.233)$$

somit folgt

$$T\Delta v = \frac{R_s T^2}{p_S} - \frac{MT}{N_A \rho_l} \Rightarrow \frac{1}{T\Delta v} = \frac{p_S N_A \rho_l}{N_A \rho_l R_s T^2 - p_S MT}. \quad (5.234)$$

Somit kann man im Fall einer Flüssigkeit und eines idealen Gases notieren

$$\frac{dp_S}{dT} = \frac{c p_S N_A \rho_l}{N_A \rho_l R_s T^2 - p_S MT}. \quad (5.235)$$

In der Meteorologie wird häufig die Näherung

$$T\Delta v \approx \frac{R_s T^2}{p_S} \quad (5.236)$$

gemacht, damit folgt

$$\frac{1}{p_S} \frac{dp_S}{dT} = \frac{c}{R_s T^2}. \quad (5.237)$$

Im Falle einer temperaturunabhängigen Phasenübergangsenthalpie c kann man dies analytisch lösen, in diesem Fall gilt

$$p_S = p_S(T) = k \exp\left(-\frac{T_o}{T}\right), \quad (5.238)$$

denn damit folgt

$$\frac{dp_S}{dT} = \frac{T_o}{T^2} p_S. \quad (5.239)$$

Dies impliziert

$$T_o = \frac{c}{R_s}, \quad (5.240)$$

die Konstante k bleibt an dieser Stelle unbestimmt.

In Bezug auf die Atmosphäre interessiert vorwiegend die Sättigungsdampfdruckkurve von Wasser. Da die Verdampfungs- bzw. Sublimationswärme von Wasser in analytisch nicht genau bestimmbarer Weise temperaturabhängig ist, liegt für Wasser kein exakter Ausdruck für die Sättigungsdampfdruckkurve vor. Abhilfe schaffen hier die in [16] empfohlenen Formeln. Über flüssigem Wasser gilt für $T \in [-45, 60]^\circ \text{C}$

$$e(t) = 6,112 \exp\left(\frac{17,62t}{243,12 + t}\right), \quad (5.241)$$

über Eis gilt für $T \in [-65, 0]^\circ \text{C}$

$$e(t) = 6,112 \exp\left(\frac{22,46t}{272,62 + t}\right), \quad (5.242)$$

wobei t die Temperatur in $^\circ\text{C}$ und e den jeweiligen Sättigungsdampfdruck in hPa bezeichnet.

5.4.2 Osmotischer Druck

Wir nehmen eine Lösung eines Stoffes B in einem Stoff A an, wobei die Stoffe nicht miteinander wechselwirken. Für die Zustandssumme Ω des Systems gilt dann

$$\Omega = \Omega_A \Omega_B. \quad (5.243)$$

Für die Entropie S des Systems folgt

$$S = k_B \ln(\Omega) = k_B \ln(\Omega_A \Omega_B) = k_B \ln(\Omega_A) + k_B \ln(\Omega_B). \quad (5.244)$$

Aus Glg. (5.142) folgt

$$\Omega_B \propto V^{N_B} \Rightarrow S = S_A + k_B N_B \ln(V) + f(E, N_B) \quad (5.245)$$

mit einer Funktion $f = f(E, N_B)$, welche nicht vom Volumen abhängt. Für den Druck p des Systems folgt

$$p \stackrel{\text{Glg. (5.46)}}{=} T \left(\frac{\partial S}{\partial V} \right)_E = T \left(\frac{\partial S_A}{\partial V} \right)_E + T \frac{k_B N_B}{V} = p_A + T \frac{k_B N_B}{V} =: p_A + p_{\text{osm}}. \quad (5.246)$$

Die Druckdifferenz p_{osm} gegenüber der reinen Phase A bezeichnet man als *osmotischen Druck*, für diesen gilt

$$p_{\text{osm}} = k_B T n_B \quad (5.247)$$

mit der Konzentration $n_B := \frac{N_B}{V}$ des gelösten Stoffes. Glg. (5.247) bezeichnet man als *van't Hoff'sches Gesetz*.

5.4.3 Dampfdruck über einer Lösung

Bei gegebenem Druck p liegt bei einer Temperatur T_s der Phasenübergang zwischen der Phase A , welche flüssig sei (z. B. Wasser), und der Phase C , welche gasförmig oder fest sei, vor. Dies wird durch eine Funktion $p_s = p_s(T_s)$ beschrieben, welche Lösung der Clausius-Clapeyron-Gleichung Glg. (5.231) ist. Löst man nun einen Stoff B in A (z. B. Salz), der auf A beschränkt sei, verschiebt sich T_s um ΔT_s . Bezeichne

$$c := \frac{N_B}{N_A} = \frac{N_B/V}{N_A/V} = \frac{n_B}{n_A} \quad (5.248)$$

als das Verhältnis der Konzentrationen von gelöstem Stoff und Lösungsmittel. Für das chemische Potential $\mu_A = \mu_A(T, p_A)$ gilt

$$\begin{aligned} \mu_A(T, p_A) = \mu_A(T, p - p_{\text{osm}}) &\stackrel{p_{\text{osm}} \ll p}{\approx} \mu_A(T, p) - p_{\text{osm}} \left(\frac{\partial \mu}{\partial p} \right)_T \stackrel{\text{Glg. (5.247)}}{=} \mu_A(T, p) - k_B T n_B \left(\frac{\partial \mu}{\partial p} \right)_T \\ &\stackrel{\text{Glg. (5.108)}}{=} \mu_A(T, p) - k_B T n_B \frac{V}{N_A} = \mu_A(T, p) - c k_B T. \end{aligned} \quad (5.249)$$

Innerhalb der Lösung gilt

$$\mu_{A,B}(T, p) = \mu_A(T, p_A) \stackrel{\text{Glg. (5.249)}}{\approx} \mu_A(T, p) - c k_B T. \quad (5.250)$$

Nun wird eine Gleichgewichtsbedingung benötigt. Da es sich um Teilchenaustausch handelt, muss das chemische Potential der Lösung A , B mit dem der anderen Phase C gleichgesetzt werden:

$$\begin{aligned}\mu_{A,B}(T, p) &= \mu_C(T, p) \\ T=T_s \pm \Delta T_s \quad \mu_{A,B}(T_s + \Delta T_s, p) &= \mu_C(T_s + \Delta T_s, p) \\ \text{Glg. (5.249)} \quad \Leftrightarrow \quad \mu_A(T_s + \Delta T_s, p) - ck_B T &= \mu_C(T_s + \Delta T_s, p)\end{aligned}\quad (5.251)$$

Aus Glg. (5.128) folgt

$$\left(\frac{\partial \mu_A}{\partial T}\right)_p = -s_A, \quad (5.252)$$

was

$$\mu_A(T_s + \Delta T_s, p) \approx \mu_A(T_s, p) - s_A \Delta T_s \quad (5.253)$$

impliziert. Analog gilt für die Phase C

$$\mu_C(T_s + \Delta T_s, p) = \mu_C(T_s, p) - s_C \Delta T_s. \quad (5.254)$$

Setzt man die letzten beiden Gleichungen in Glg. (5.251) ein, erhält man

$$\mu_A(T_s, p) - s_A \Delta T_s - ck_B T_s = \mu_C(T_s, p) - s_C \Delta T_s. \quad (5.255)$$

Im letzten Schritt wurde ein kleiner Term $ck_B \Delta T_s$ weggelassen. Bei $c = 0$ gilt

$$\mu_A(T_s, p) = \mu_C(T_s, p), \quad (5.256)$$

was der Phasengrenze unter Abwesenheit des gelösten Stoffes entspricht. Somit folgt

$$\begin{aligned}-s_A \Delta T_s - ck_B T_s &= -s_C \Delta T_s \\ \Leftrightarrow \Delta T_s &= c \frac{k_B T_s}{s_C - s_A}.\end{aligned}\quad (5.257)$$

Für die Entropiedifferenz gilt

$$s_C - s_A = \frac{L_{A \rightarrow C}}{T_s}, \quad (5.258)$$

hierbei ist $L_{A \rightarrow C}$ die Phasenübergangsenthalpie beim Übergang von A nach C . Somit erhält man

$$\Delta T_s = c \frac{k_B T_s^*}{L_{A \rightarrow C}}. \quad (5.259)$$

Hier lassen sich zwei Fälle unterscheiden:

- C ist gasförmig: Dies impliziert $L_{A \rightarrow C} > 0$, was wiederum auf $\Delta T_s > 0$ führt, was einer Siedepunkterhöhung entspricht. Dies ist zum Beispiel über der Ozeanoberfläche der Fall.
- C ist fest: Dies impliziert $L_{A \rightarrow C} < 0$, was wiederum auf $\Delta T_s < 0$ führt, was einer Gefrierpunktniedrigung entspricht. Dies mindert den Gefrierpunkt von Ozeanwasser auf unter Null Grad Celsius.

Anstelle der Siede- oder Gefrierpunktänderung kann auch der Einfluss einer Lösung auf den Sättigungsdampfdruck ermittelt werden. Anstelle von Glg. (5.251) beginnt man hierfür mit

$$\mu_A(T, p_s + \Delta p_s) - ck_B T = \mu_C(T, p_s + \Delta p_s) \quad (5.260)$$

Aus Glg. (5.128) folgt

$$\left(\frac{\partial \mu_A}{\partial p}\right)_T = v_A, \quad (5.261)$$

was

$$\mu_A(T, p_s + \Delta p_s) = \mu_A(T, p_s) + \int_{p_s}^{p_s + \Delta p_s} \left(\frac{\partial \mu_A}{\partial p} \right)_T dp = \mu_A(T, p_s) + \int_{p_s}^{p_s + \Delta p_s} v_A dp \quad (5.262)$$

impliziert. Analog gilt für die Phase C

$$\mu_C(T, p_s + \Delta p_s) = \mu_C(T, p_s) + \int_{p_s}^{p_s + \Delta p_s} \left(\frac{\partial \mu_C}{\partial p} \right)_T dp = \mu_C(T, p_s) + \int_{p_s}^{p_s + \Delta p_s} v_C dp. \quad (5.263)$$

Setzt man die letzten beiden Gleichungen in Glg. (5.260) ein, erhält man

$$\mu_A(T, p_s) + \int_{p_s}^{p_s + \Delta p_s} v_A dp - ck_B T = \mu_C(T, p_s) + \int_{p_s}^{p_s + \Delta p_s} v_C dp. \quad (5.264)$$

Analog zu Glg. (5.256) gilt

$$\mu_A(T, p_s) = \mu_C(T, p_s), \quad (5.265)$$

hieraus folgt

$$\int_{p_s}^{p_s + \Delta p_s} v_A dp - ck_B T = \int_{p_s}^{p_s + \Delta p_s} v_C dp \Rightarrow \int_{p_s}^{p_s + \Delta p_s} \frac{dp}{n_A} - ck_B T = \int_{p_s}^{p_s + \Delta p_s} \frac{dp}{n_C}. \quad (5.266)$$

Da in diesem Fall A flüssig und C gasförmig ist, gilt $n_A \gg n_C$, was auf

$$-ck_B T \approx \int_{p_s}^{p_s + \Delta p_s} \frac{dp}{n_C} \quad (5.267)$$

führt. Mit der Zustandsgleichung idealer Gase folgt

$$-ck_B T = k_B T \int_{p_s}^{p_s + \Delta p_s} \frac{dp}{p} = k_B T \ln \left(\frac{p_s + \Delta p_s}{p_s} \right)$$

$$\Leftrightarrow \ln \left(\frac{p_s + \Delta p_s}{p_s} \right) = -c. \quad (5.268)$$

Im Fall kleiner Konzentrationen $c \ll 1$ erhält man näherungsweise

$$\frac{\Delta p_s}{p_s} = -c, \quad (5.269)$$

was man als *Raoult'sches Gesetz* bezeichnet.

5.4.4 Boltzmann-Gleichung

In diesem Abschnitt soll eine Verbindung zwischen der statistischen Physik und der Hydrodynamik hergestellt werden. Zentrale Größe hierbei ist die Funktion

$$f = f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t), \quad (5.270)$$

dies ist die Wahrscheinlichkeitsdichte dafür, Teilchen zu Zeit t im Phasenraumvolumen bei $\mathbf{r}, \mathbf{v}$ anzutreffen, dabei gilt

$$N = \int_{\mathbb{R}^6} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3 v d^3 r \quad (5.271)$$

mit N als Teilchenzahl. Die totale Ableitung von f lautet $\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} + \frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} \right) f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$, die Gleichung

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} + \frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} \right) f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = 0 \quad (5.272)$$

bezeichnet man als *stoßfreie Boltzmann-Gleichung*. Hierbei wurde $\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = \frac{\mathbf{F}}{m}$ mit $\mathbf{F}$ als Summe externer Kräfte (elektromagnetisches Feld, Gravitation, Scheinkräfte) eingesetzt. Interne Wechselwirkungen, welche durch Teilchenstöße entstehen (Druckgradientbeschleunigung, Viskosität), wurden dabei noch nicht berücksichtigt, man setzt für sie einen Term F_{int} an. Dieser Term wird nun Schritt für Schritt entwickelt. Er soll beschreiben, wie

1. Teilchen in ein kleines Phasenraumvolumen bei $(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ hineingestreut werden,
2. Teilchen aus einem kleinen Phasenraumvolumen bei $(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ herausgestreut werden.

Zunächst ist zu erwarten, dass F_{int} ein Integral über alle Geschwindigkeiten ist:

$$F_{\text{int}} = \int_{\mathbb{R}^3} \dots d^3 v_1 \quad (5.273)$$

Ein Ortsintegral ist nicht sinnvoll, da Stöße nur lokal stattfinden. Weiterhin ist zu erwarten, dass der Verlust an Teilchen im Phasenraumvolumen $(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ proportional zu $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ ist, also

$$F_{\text{int}} = \int_{\mathbb{R}^3} -f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) + \dots d^3 v_1 \quad (5.274)$$

An der Stelle $\mathbf{v}_1$ werden Stöße mit Teilchen in einem kleinen Phasenraumvolumen bei $(\mathbf{r}, \mathbf{v}_1)$ betrachtet, daher setzt man weiterhin an

$$F_{\text{int}} = \int_{\mathbb{R}^3} -f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) f(\mathbf{r}, \mathbf{v}_1, t) + \dots d^3 v_1. \quad (5.275)$$

Die Anzahl der Stöße pro Zeit ist proportional zur Relativgeschwindigkeit $\mathbf{V} := \mathbf{v} - \mathbf{v}_1$, man erhält

$$F_{\text{int}} = \int_{\mathbb{R}^3} -f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) f(\mathbf{r}, \mathbf{v}_1, t) |\mathbf{V}| + \dots d^3 v_1. \quad (5.276)$$

Die Stromdichte an sich reicht noch nicht, um die Anzahl an Streuprozessen pro Zeit festzulegen: Sind alle Teilchen ideale Massenpunkte, finden beispielsweise überhaupt keine Stöße statt. Dies wird durch den Wirkungsquerschnitt σ beschrieben, daher setzt man an

$$F_{\text{int}} = \int_{\mathbb{R}^3} -f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) f(\mathbf{r}, \mathbf{v}_1, t) |\mathbf{V}| \sigma + \dots d^3 v_1. \quad (5.277)$$

Die Geschwindigkeiten der Teilchen vor dem Stoß sind $\mathbf{v}$ und $\mathbf{v}_1$, diejenigen nach dem Stoß werden mit $\mathbf{v}'$ und $\mathbf{v}'_1$ bezeichnet. Man definiert weiter die Relativgeschwindigkeit nach dem Stoß durch $\mathbf{V}' := \mathbf{v}'_1 - \mathbf{v}'$, dabei gilt $|\mathbf{V}| = |\mathbf{V}'|$. Bezeichne mit Ω den Raumwinkel zwischen $\mathbf{V}$ und $\mathbf{V}'$. In das Raumwinkelement $d\Omega$ werden Teilchen proportional zu $\frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega$ hineingestreut, dies führt auf

$$F_{\text{int}} = \int_{\mathbb{R}^3} \int_{\Omega} -f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) f(\mathbf{r}, \mathbf{v}_1, t) |\mathbf{V}| \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega + \dots d^3 v_1. \quad (5.278)$$

Analog findet ein Streuprozess von $\mathbf{v}'$ und $\mathbf{v}'_1$ zu $\mathbf{v}$ und $\mathbf{v}_1$ statt, dies führt auf

$$F_{\text{int}} = \int_{\mathbb{R}^3} \int_{\Omega} [f(\mathbf{r}, \mathbf{v}', t) f(\mathbf{r}, \mathbf{v}'_1, t) - f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) f(\mathbf{r}, \mathbf{v}_1, t)] |\mathbf{V}| \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega d^3 v_1. \quad (5.279)$$

Die Größen $\mathbf{v}'$ und $\mathbf{v}'_1$ sind durch das Streuprobblem ($\mathbf{v}$, $\mathbf{v}_1$, Ω sowie Impuls- und Energieerhaltung) festgelegt. Schreibt man dies auf die rechte Seite von Glg. (5.272), erhält man

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} + \frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} \right) f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \\ &= \int_{\mathbb{R}^3} \int_{\Omega} [f(\mathbf{r}, \mathbf{v}', t) f(\mathbf{r}, \mathbf{v}_1', t) - f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) f(\mathbf{r}, \mathbf{v}_1, t)] |V| \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega d^3 v_1. \end{aligned} \quad (5.280)$$

Dies ist die Boltzmann-Gleichung. Diese kann als klassisches Analogon der Mastergleichung Glg. (5.17) aufgefasst werden. Es muss angemerkt werden, dass keine Annahmen an die Art der Wechselwirkungen, welche zu den Stößen führen, gemacht wurden. Diese steckt implizit im Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$.

Die zentralen Größen der Hydrodynamik können in Termen von f notiert werden:

$$\begin{aligned} N &= \int_{\mathbb{R}^6} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}', t) d^3 v' d^3 r \stackrel{!}{=} \int_{\mathbb{R}^3} n(\mathbf{r}, t) d^3 r \Rightarrow n(\mathbf{r}, t) = \int_{\mathbb{R}^3} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}', t) d^3 v', \\ \rho(\mathbf{r}, t) &= mn(\mathbf{r}, t) = \int_{\mathbb{R}^3} mf(\mathbf{r}, \mathbf{v}', t) d^3 v', \\ \rho(\mathbf{r}, t) \mathbf{v}(\mathbf{r}, t) &= \int_{\mathbb{R}^3} mf(\mathbf{r}, \mathbf{v}', t) \mathbf{v}' d^3 v', \\ \mathbf{v}(\mathbf{r}, t) &= \frac{\rho(\mathbf{r}, t) \mathbf{v}(\mathbf{r}, t)}{\rho(\mathbf{r}, t)} = \frac{\int_{\mathbb{R}^3} mf(\mathbf{r}, \mathbf{v}', t) \mathbf{v}' d^3 v'}{\int_{\mathbb{R}^3} mf(\mathbf{r}, \mathbf{v}', t) d^3 v'} = \frac{\int_{\mathbb{R}^3} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}', t) \mathbf{v}' d^3 v'}{\int_{\mathbb{R}^3} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}', t) d^3 v'} \end{aligned} \quad (5.281)$$

5.5 Kapillarität

Man stelle sich eine Grenzfläche A vor, die mit dem $\mathbb{R}^2$ zusammenfällt. Dehnt man diese um einen Faktor $d\varepsilon$ in x -Richtung aus, kann man dies als Ausführung der Abbildung

$$(x, y)^T \mapsto (x(1 + d\varepsilon), y)^T \quad (5.282)$$

interpretieren. Dabei nimmt die Energie des Systems um

$$dU = A\sigma d\varepsilon \quad (5.283)$$

zu, hierbei ist die Proportionalitätskonstante σ die *mechanische Oberflächenspannung*. Es gilt

$$\sigma = \frac{1}{A} \frac{dU}{d\varepsilon}. \quad (5.284)$$

Man stellt sich nun eine Zylinderscheibe mit einem Radius r und einem Öffnungswinkel φ vor, die auf dem $\mathbb{R}^2$ liegt:

$$Z := \left\{ (x, y, z)^T \in \mathbb{R}^3 \mid |x| \leq r \sin(\varphi) \wedge 0 \leq z \leq \sqrt{r^2 - x^2} - r(1 - \cos(\varphi)) \right\} \quad (5.285)$$

Auf ein Flächenelement $dA = r \sin(\varphi) dy$ wirkt in z -Richtung die Kraft

$$F_z = -2dy\sigma \sin(\varphi). \quad (5.286)$$

Das Vorzeichen von r ist in diesem Fall **negativ**, der sich durch F_z aufbauende *Kapillardruck* p_r ist positiv. Somit gilt

$$p_r = -\frac{\sigma}{r}. \quad (5.287)$$

Mit Glg. (B.43) folgt im Fall einer Oberflächenauslenkung η

$$p_k \approx -\sigma \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2}. \quad (5.288)$$

Bisher wurde nur die Krümmung in einer Raumrichtung betrachtet. Berücksichtigt man beide, ergibt sich

$$p_r = -\frac{2\sigma}{r}. \quad (5.289)$$

5.5.1 Kelvin-Gleichung

Bisher wurde angenommen, dass die Phasengrenze eben ist bzw. dass die Oberflächenspannung Null ist. Im allgemeinen ist die Gleichgewichtsbedingung Glg. (5.223) vom Radius R der Grenzfläche abhängig:

$$\mu_1(R, T, V) = \mu_2(R, T, V) \quad (5.290)$$

Hierbei wurde die Abhängigkeit von p durch eine Abhängigkeit von V ersetzt. Im weiteren Verlauf der Herleitung wird nur R als Argument mitgeführt, da T und V als konstant angesehen werden. Für die Teilchendichte $n = N/V$ gilt nach Glg. (5.111)

$$n = \left(\frac{\partial p}{\partial \mu} \right)_{T, V} \stackrel{T, V \text{ const.}}{\Rightarrow} d\mu = \frac{dp}{n}. \quad (5.291)$$

Glg. (5.290) impliziert

$$\begin{aligned} \mu_1(R) - \mu_1(\infty) &= \mu_2(R) - \mu_2(\infty) \\ \Leftrightarrow \int_{\infty}^R \frac{d\mu_1(r)}{dr} dr &= \int_{\infty}^R \frac{d\mu_2(r)}{dr} dr. \end{aligned} \quad (5.292)$$

Dies substituiert man nun auf $p_i = p_i(r_i)$:

$$\begin{aligned} \int_{p_1(\infty)}^{p_1(R)} \frac{d\mu_1(r_1(p_1))}{dr_1} \frac{dr_1}{dp_1} dp_1 &= \int_{p_2(\infty)}^{p_2(R)} \frac{d\mu_2(r_2(p_2))}{dr_2} \frac{dr_2}{dp_2} dp_2 \\ \Leftrightarrow \int_{p_1(\infty)}^{p_1(R)} \frac{d\mu_1(p_1)}{dp_1} dp_1 &= \int_{p_2(\infty)}^{p_2(R)} \frac{d\mu_2(p_2)}{dp_2} dp_2 \end{aligned} \quad (5.293)$$

Es gilt

$$p_1(\infty) = p_2(\infty) = p_S. \quad (5.294)$$

1 bezeichne wieder die flüssige Phase und 2 die Gasphase. Man definiert

$$p_R := p_2(R). \quad (5.295)$$

Mit Glg. (5.289) folgt

$$p_1(R) = p_R + \frac{2\gamma}{R}. \quad (5.296)$$

Somit erhält man

$$\int_{p_S}^{p_R + \frac{2\gamma}{R}} \frac{d\mu_1(p_1)}{dp_1} dp_1 = \int_{p_S}^{p_R} \frac{d\mu_2(p_2)}{dp_2} dp_2. \quad (5.297)$$

Setzt man hier Glg. (5.291) ein, folgt

$$\int_{p_S}^{p_R + \frac{2\gamma}{R}} \frac{1}{n_1(p_1)} dp_1 = \int_{p_S}^{p_R} \frac{1}{n_2(p_2)} dp_2. \quad (5.298)$$

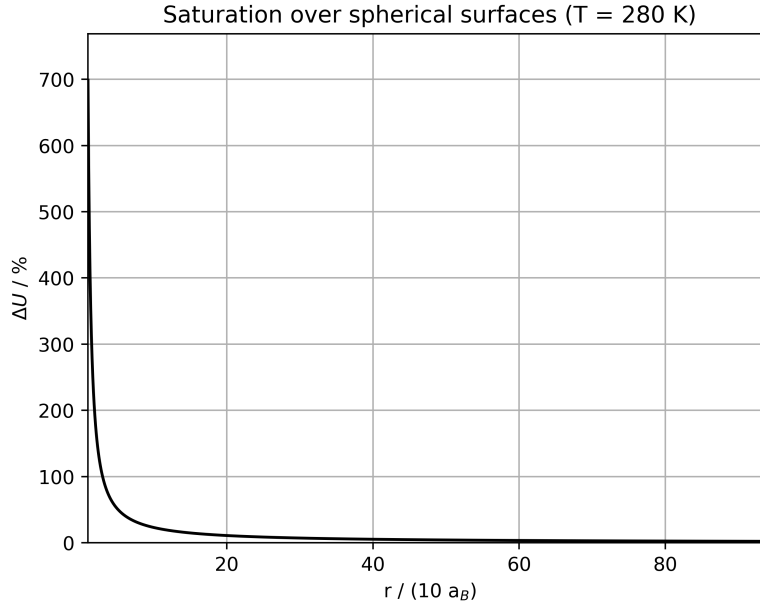


Abbildung 5.1: Differenz zwischen der Sättigungsfeuchte über einer gekrümmten Oberfläche und über einer ebenen Oberfläche am Beispiel von Wasser.

Nimmt man die flüssige Phase als inkompressibel an, ist $n_l = n_l > 0$ konstant unabhängig von p . Mit der Zustandsgleichung idealer Gase $p_s = n_s k_B T$ folgt

$$\begin{aligned} \frac{p_R + \frac{2\gamma}{R} - p_S}{n_l} &= k_B T \int_{p_S}^{p_R} \frac{1}{p_s} dp_s = k_B T \ln \left(\frac{p_R}{p_S} \right) \\ \Leftrightarrow \frac{N_A}{M} k_B T \ln \left(\frac{p_R}{p_S} \right) &= \frac{N_A}{M} \frac{p_R + \frac{2\gamma}{R} - p_S}{n_l} \\ \Leftrightarrow R_s T \ln \left(\frac{p_R}{p_S} \right) &= \frac{N_A}{M} \frac{p_R + \frac{2\gamma}{R} - p_S}{n_l}, \end{aligned} \quad (5.299)$$

wobei M die molare Masse des betrachteten Stoffes ist. Unter der Annahme

$$\frac{2\gamma}{R} \gg p_R - p_S \quad (5.300)$$

folgt hieraus die *Kelvin-Gleichung*

$$\ln \left(\frac{p_R}{p_S} \right) = \frac{2\gamma}{R_s T R \rho_l}. \quad (5.301)$$

Die Größe

$$\Delta U := \frac{p_R}{p_S} - 1 = \exp \left(\frac{2\gamma}{R_s T R \rho_l} \right) - 1 \geq 0 \quad (5.302)$$

ist die Sättigungsfeuchte über einer gekrümmten Oberfläche in Relation zur Sättigungsfeuchte über einer ebenen Oberfläche. Abb. 5.1 veranschaulicht dies am Beispiel von H_2O .

5.6 Photonengas

Man stelle sich einen Hohlraum der Temperatur T vor, der im Gleichgewicht mit elektromagnetischer Strahlung steht. Gesucht ist die spektrale Energiedichte $u(\omega)$ im Hohlraum. Die Eigenschaften elektromagnetischer Wellen

wurden in Abschn. 3.3 besprochen. Es handelt sich um Transversalwellen. Zeigt der Wellenvektor in z-Richtung, $\mathbf{k} = k\mathbf{e}_z$, folgt im Fall stehender Wellen für das elektrische Feld

$$\mathbf{E}(z, t) = (E_{o,x}\mathbf{e}_x + E_{o,y}\mathbf{e}_y) \sin(kz) \sin(\omega t). \quad (5.303)$$

Eventuelle Phasen wurden vernachlässigt. Das B-Feld kann hieraus bestimmt werden. Der Hohlraum sei kubisch mit dem Volumen $V = L^3$, weiter seien die Wände metallisch. In diesem Fall verschwindet die Parallelkomponente des elektrischen Feldes an der Oberfläche, denn sonst würden Ströme angeregt und Energie würde dissipiert. Hieraus folgen die diskreten k -Werte

$$k_i L = i\pi \Leftrightarrow k_i = \frac{\pi}{L} i \quad (5.304)$$

mit $i \in \mathbb{N}$ und $i \geq 1$, negative Werte von i müssen vernachlässigt werden, weil dadurch keine neuen Lösungen entstehen. Summen über k_i -Werte können wieder durch Integrale ersetzt werden:

$$\sum_{k_i} \dots = \frac{L}{\pi} \int_0^\infty \dots dk = \frac{L}{2\pi} \int_{-\infty}^\infty \dots dk. \quad (5.305)$$

Für eine Summe über alle Moden im Hohlraum gilt

$$\sum_{m=1}^2 \sum_{\mathbf{k}} \dots = 2 \sum_{\mathbf{k}} \dots = 2 \left(\frac{L}{2\pi} \right)^3 \int \dots d^3k = \frac{2V}{(2\pi)^3} \int \dots d^3k. \quad (5.306)$$

m läuft dabei über die zwei möglichen Polarisationsrichtungen. Für die Energien $E = E(\mathbf{k}, m)$ gilt nach Glg. (4.6)

$$E(\mathbf{k}, m) = \hbar\omega(k) = \hbar ck. \quad (5.307)$$

Ein Mikrozustand r des Systems ist durch die Angabe der Besetzungszahlen

$$r = (n_{\mathbf{k},m}) \quad (5.308)$$

gegeben, also die Anzahl der Anregungen für jede Schwingungsmode, eine Anregung ist ein Photon. Für die Energie $E_r(V)$ des Mikrozustandes ergibt sich

$$E_r(V) = \sum_{m,\mathbf{k}} \hbar\omega(k) n_{\mathbf{k},m} = \hbar c \sum_{\mathbf{k},m} k n_{\mathbf{k},m}. \quad (5.309)$$

Nun sind die mittleren Besetzungszahlen $\bar{n}_{\mathbf{k},m}$ zu ermitteln. Hierfür geht man aus von der großkanonischen Zustandssumme eines Systems ohne Polarisationsfreiheitsgrad, also $m = 1$:

$$Y = \sum_r \exp[-\beta(E_r - \mu N_r)] = \sum_{n_{\mathbf{p}_1}=0}^\infty \exp[-\beta(E_{\mathbf{p}_1} - \mu) n_{\mathbf{p}_1}] \cdot \sum_{n_{\mathbf{p}_2}=0}^\infty \exp[-\beta(E_{\mathbf{p}_2} - \mu) n_{\mathbf{p}_2}] \cdot \dots \\ \stackrel{\text{Glg. (A.8)}}{=} \prod_{\mathbf{p}} \frac{1}{1 - \exp(-\beta(E_{\mathbf{p}} - \mu))}. \quad (5.310)$$

Es folgt

$$\bar{n}_{\mathbf{p}_i} = \frac{1}{Y} \sum_r n_{\mathbf{p}_i} \exp[-\beta(E_r - \mu N_r)] = \frac{1}{Y} \sum_{n_{\mathbf{p}_1}=0}^\infty \dots \sum_{n_{\mathbf{p}_i}=0}^\infty \dots n_{\mathbf{p}_i} \exp[-\beta(E_{\mathbf{p}_i} - \mu) n_{\mathbf{p}_i}] \dots \\ = \frac{1}{Y} \sum_{n_{\mathbf{p}_1}=0}^\infty \dots \left(\frac{1}{\beta} \frac{\partial}{\partial \mu} \sum_{n_{\mathbf{p}_i}=0}^\infty \exp[-\beta(E_{\mathbf{p}_i} - \mu) n_{\mathbf{p}_i}] \right) \dots = \frac{1}{Y} \sum_{n_{\mathbf{p}_1}=0}^\infty \dots \left(\frac{1}{\beta} \frac{\partial}{\partial \mu} \frac{1}{1 - \exp[-\beta(E_{\mathbf{p}_i} - \mu)]} \right) \dots \\ = \frac{1}{Y} \sum_{n_{\mathbf{p}_1}=0}^\infty \dots \left(\frac{\exp[-\beta(E_{\mathbf{p}_i} - \mu)]}{(1 - \exp[-\beta(E_{\mathbf{p}_i} - \mu)])^2} \right) \dots = \frac{\exp[-\beta(E_{\mathbf{p}_i} - \mu)]}{1 - \exp[-\beta(E_{\mathbf{p}_i} - \mu)]}. \quad (5.311)$$

Dies ist die *Bose-Verteilung*, sie gilt für Teilchen mit ganzzahligem Spin:

$$\bar{n}_{\mathbf{p}} = \frac{1}{e^{\beta(E_{\mathbf{p}} - \mu)} - 1} \quad (5.312)$$

Die Energieeigenwerte $E_r(V)$ hängen nicht von der Phononenanzahl N ab, daher gilt

$$\mu = \frac{\partial \overline{E_r(V)}}{\partial N} = 0, \quad (5.313)$$

das chemische Potential verschwindet. Somit gilt

$$\bar{n}_{\mathbf{k},m} = \frac{1}{\exp(\beta E_{\mathbf{k}}) - 1}. \quad (5.314)$$

Es folgt

$$\begin{aligned} E(T, V) = \overline{E_r(T, V)} &= \sum_{m,\mathbf{k}} E_{\mathbf{k}} \bar{n}_{\mathbf{k}} = \frac{2V}{(2\pi)^3} \int \frac{\hbar c k}{\exp(\beta \hbar c k) - 1} d^3k = \frac{2V}{(2\pi)^3} 4\pi \int_0^\infty \frac{\hbar c k^3}{\exp(\beta \hbar c k) - 1} dk \\ &= V \int_0^\infty \underbrace{\frac{\hbar}{c^3 \pi^2} \frac{\omega^3}{\exp(\beta \hbar \omega) - 1}}_{=u(\omega)} d\omega. \end{aligned} \quad (5.315)$$

$$u(\omega) = \frac{\hbar}{\pi^2 c^3} \frac{\omega^3}{\exp\left(\frac{\hbar \omega}{k_B T}\right) - 1}. \quad (5.316)$$

Dies ist das *Planck'sche Strahlungsgesetz*. Die Vorstellungen dieses Abschnitts sind sehr speziell, jedoch gilt die Planck'sche Verteilung immer, wenn Materie der Temperatur T mit elektromagnetischer Strahlung im Gleichgewicht steht. Von diesem Gleichgewicht ist aufgrund der hohen Geschwindigkeit der Wellen (Lichtgeschwindigkeit) immer auszugehen. Es kann jedoch Abweichungen im Spektrum geben, beispielsweise Absorptionslinien. Innerhalb eines Hohlraums im thermischen Gleichgewicht ist die Strahlung isotrop, daher gilt für die spektrale Strahldichte

$$J(\omega) = \frac{u(\omega)}{4\pi} c = \frac{\hbar}{4\pi^3 c^2} \frac{\omega^3}{\exp\left(\frac{\hbar \omega}{k_B T}\right) - 1}. \quad (5.317)$$

Die spektrale Intensität $I(\omega)$ einer strahlenden Oberfläche berechnet sich daraus zu

$$I(\omega) = \int_{\vartheta=0}^{\pi/2} \int_{\varphi=0}^{2\pi} J(\omega) \cos(\vartheta) \sin(\vartheta) d\vartheta d\varphi = 2\pi \frac{1}{2} J(\omega) = \frac{\hbar}{4\pi^2 c^2} \frac{\omega^3}{\exp\left(\frac{\hbar \omega}{k_B T}\right) - 1}. \quad (5.318)$$

Integriert man dies über das gesamte Spektrum, folgt für die abgestrahlte Leistungsdichte

$$\frac{P}{A} = \int_0^\infty I(\omega) d\omega = \frac{\hbar}{4\pi^2 c^2} \int_0^\infty \frac{\omega^3}{\exp\left(\frac{\hbar \omega}{k_B T}\right) - 1} d\omega = \frac{k_B^4 T^4}{4\pi^2 c^2 \hbar^3} \int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1} dx \quad (5.319)$$

Mit Glg. (A.99) folgt

$$P = P(T) = \frac{k_B^4 \pi^2}{60 c^2 \hbar^3} T^4. \quad (5.320)$$

Dies ist das *Stefan-Boltzmann-Gesetz*, man definiert

$$\sigma := \frac{k_B^4 \pi^2}{60 c^2 \hbar^3} \quad (5.321)$$

als die *Stefan-Boltzmann-Konstante*. Reale Körper emittieren bei einer Temperatur T in die durch $\mathcal{J}$ und φ vorgegebene Richtung bei einer Kreisfrequenz ω eine von $J(\omega, T)$ um den Faktor

$$\varepsilon = \varepsilon(\omega, T, \mathcal{J}, \varphi) \quad (5.322)$$

abweichende spektrale Strahldichte:

$$J_{\text{real}}(\omega, T, \mathcal{J}, \varphi) = \varepsilon(\omega, T, \mathcal{J}, \varphi) J(\omega, T). \quad (5.323)$$

Den Faktor ε bezeichnet man als *Emissivität*. Man stelle sich eine kleine Fläche dA auf der inneren Oberfläche des Hohlraums vor. Diese Fläche absorbiert eine Leistungsdichte

$$\frac{dP_{\text{abs}}}{dA} = \int_{\omega=0}^{\infty} \int_{\mathcal{J}=0}^{\pi/2} \int_{\varphi=0}^{2\pi} a(\omega, T, \mathcal{J}, \varphi) J(\omega, T) \cos(\mathcal{J}) \sin(\mathcal{J}) d\varphi d\mathcal{J} d\omega, \quad (5.324)$$

hierbei wurde der Absorptionskoeffizient $a(\omega, T, \mathcal{J}, \varphi)$ eingeführt. Da von einem thermodynamischen Gleichgewicht ausgegangen wird, gilt für die emittierte Leistungsdichte

$$\frac{dP_{\text{emt}}}{dA} = \int_{\omega=0}^{\infty} \int_{\mathcal{J}=0}^{\pi/2} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \varepsilon(\omega, T, \mathcal{J}, \varphi) J(\omega, T) \cos(\mathcal{J}) \sin(\mathcal{J}) d\varphi d\mathcal{J} d\omega = \frac{dP_{\text{abs}}}{dA}. \quad (5.325)$$

Daraus folgt

$$\int_{\omega=0}^{\infty} \int_{\mathcal{J}=0}^{\pi/2} \int_{\varphi=0}^{2\pi} (\varepsilon(\omega, T, \mathcal{J}, \varphi) - a(\omega, T, \mathcal{J}, \varphi)) J(\omega, T) \cos(\mathcal{J}) \sin(\mathcal{J}) d\varphi d\mathcal{J} d\omega = 0. \quad (5.326)$$

Da die spektrale Energiedichte des Hohlraums konstant ist, gilt sogar

$$\int_{\mathcal{J}=0}^{\pi/2} \int_{\varphi=0}^{2\pi} [\varepsilon(\omega, T, \mathcal{J}, \varphi) - a(\omega, T, \mathcal{J}, \varphi)] \sin(\mathcal{J}) \cos(\mathcal{J}) d\varphi d\mathcal{J} = 0. \quad (5.327)$$

Definiert man

$$\varepsilon(\omega, T) := \int_{\mathcal{J}=0}^{\pi/2} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \varepsilon(\omega, T, \mathcal{J}, \varphi) \sin(\mathcal{J}) \cos(\mathcal{J}) d\varphi d\mathcal{J}. \quad (5.328)$$

und analog für den Absorptionskoeffizienten, folgt

$$\varepsilon(\omega, T) = a(\omega, T). \quad (5.329)$$

Nun betrachtet man spezifisch die durch $\mathcal{J}$ und φ vorgegebene Richtung. Hier geht von dA die spektrale Strahldichte

$$\begin{aligned} J_{\text{out}}(\omega, T) &= J(\omega, T) \\ &= J(\omega, T) \left(\varepsilon(\omega, T, \mathcal{J}, \varphi) + \int_{\varphi'=0}^{2\pi} \int_{\mathcal{J}'=0}^{\pi/2} s(\mathcal{J}', \varphi', \mathcal{J}, \varphi, \omega, T) \cos(\mathcal{J}') \sin(\mathcal{J}') d\mathcal{J}' d\varphi' \right) \end{aligned} \quad (5.330)$$

aus. Der Klammerausdruck ergibt sich zu Eins. Dabei wurde der *Streuquerschnitt* $s(\mathcal{J}', \varphi', \mathcal{J}, \varphi, \omega, T)$ definiert. Er beschreibt, in welchem Maße Strahlung, die aus der Richtung $(\mathcal{J}', \varphi')$ einfällt, in die Richtung $(\mathcal{J}, \varphi)$ umgelenkt wird, ohne zwischendurch absorbiert und wieder emittiert zu werden. Für die einfallende spektrale Strahldichte gilt

$$\begin{aligned} J_{\text{in}}(\omega, T) &= J(\omega, T) \\ &= J(\omega, T) \left(a(\omega, T, \mathcal{J}, \varphi) + \int_{\varphi'=0}^{2\pi} \int_{\mathcal{J}'=0}^{\pi/2} s(\mathcal{J}, \varphi, \mathcal{J}', \varphi', \omega, T) \cos(\mathcal{J}') \sin(\mathcal{J}') d\mathcal{J}' d\varphi' \right) \end{aligned} \quad (5.331)$$

Der Klammerausdruck muss sich wieder zu Eins ergeben. Da die Maxwell-Gleichungen genau wie die Schrödinger-Gleichung invariant gegen Zeitumkehr sind, gilt

$$s(\mathcal{J}, \varphi, \mathcal{J}', \varphi', \omega, T) = s(\mathcal{J}', \varphi', \mathcal{J}, \varphi, \omega, T). \quad (5.332)$$

Daraus folgt

$$\varepsilon(\omega, T, \mathcal{V}, \varphi) = a(\omega, T, \mathcal{V}, \varphi) \quad (5.333)$$

Dies bezeichnet man als *Kirchhoff'sches Strahlungsgesetz*. Da ein Körper nie mehr als die auf ihn treffende Strahlung absorbieren kann, gilt $a \leq 1$, somit folgt

$$\varepsilon \leq 1. \quad (5.334)$$

Körper mit $\varepsilon(\mathcal{V}, \varphi, \omega) = 1$ bezeichnet man als *schwarze Körper*, das Stefan-Boltzmann-Gesetz gilt also nur für schwarze Körper.

Teil II

Herrschende Gleichungen

6 ZUSTAND DER ATMOSPHÄRE

Die herrschenden Gleichungen bilden das die zeitliche Entwicklung der Atmosphäre festlegende Gleichungssystem. Zunächst muss jedoch ihr Zustand beschrieben werden können.

Ein Teilchen ist ein kleines Luftvolumen ΔV , was so groß ist, dass im langzeitlichen Mittel eine so große Anzahl Gasmoleküle darin enthalten ist, dass von einem kontinuierlichen Materiebild ausgegangen werden kann. Die Atmosphäre $\mathcal{A} \subseteq \mathbb{R}^3$ offen ist die Gashölle der Erde. Die Offenheit ist sinnvoll, damit in jedem Punkt eine Richtungsableitung in jede Richtung möglich ist. Die Definition der Obergrenze hängt vom zu behandelnden Problem ab. An der Untergrenze wird die Atmosphäre durch die Erdoberfläche begrenzt, inklusive der dort stattfindenden Bewegungen, somit ist die Menge $\mathcal{A}$ zeitabhängig, $\mathcal{A} = \mathcal{A}(t)$. Alle meteorologischen Felder werden als so oft differenzierbar vorausgesetzt, wie es für die Rechnungen benötigt wird. *Luft* besteht aus *trockener Luft* und *Tracern*. Zu diesen zählen:

- Wasserdampf
- flüssiges oder festes Wasser
- Aerosole, die nicht aus Wasser bestehen
- in variabler Konzentration vorhandene gasförmige Komponenten

6.1 Gasphase

Feuchte Luft ist eine Mischung aus trockener Luft und Wasserdampf. Die Anzahl der berücksichtigten *Tracerklassen*, insbesondere der *Kondensatklassen*, wird dann als genügend angesehen, wenn falsche Vorhersagen nicht mehr auf Grobheiten im für die Vorhersage verwendeten Gleichungssystem, sondern auf Fehler in den Anfangs- und/oder Randbedingungen zurückzuführen sind. Folgende Zustandsgrößen werden definiert:

- Die Dichte trockener Luft $\rho_d : \mathcal{A} \rightarrow \mathbb{R}$ wird definiert durch

$$\rho_d := \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^{N_d} m_i^{(d)}. \quad (6.1)$$

Hierbei ist N_d die Anzahl der Gasatome außer H_2O und anderen gesondert betrachteten Spurengasen, die im Volumen ΔV vorhanden sind, und die $m_i^{(d)}$ sind ihre Massen.

- Der *Windvektor* $\mathbf{v} : \mathcal{A} \rightarrow \mathbb{R}^3$ wird definiert durch

$$\mathbf{v} := \frac{1}{\sum_{j=1}^{N_g} m_j^{(g)}} \sum_{i=1}^{N_g} m_i^{(g)} \mathbf{v}_i^{(g)}, \quad (6.2)$$

wobei $\mathbf{v}_i^{(g)}$ die Geschwindigkeit des i -ten Moleküls des gasförmigen Anteils der Luft in ΔV ist.

- Die Temperatur $T : \mathcal{A} \rightarrow \mathbb{R}$ der feuchten Luft.
- $p : \mathcal{A} \rightarrow \mathbb{R}$ sei der Druck.

6.2 Zweiter Kontinuumsübergang

Die Herleitung der Navier-Stokes-Gleichungen beruht auf einer kontinuierlichen Vorstellung von Materie, welche durch einen Kontinuumsübergang motiviert wurde. Der Kontinuumsübergang ist eine heuristische Idee, die auf der Annahme beruht, dass Materie irgendwann kontinuierlich wird, wenn man nur so weit herauszoomt, dass die Grobkörnigkeit der Materie in Form von Atomen und Molekülen verschwimmt. Mathematisch bedeutet dies, anstatt eine Anzahl von Bahnkurven stetig differenzierbare Felder zur Beschreibung des Systems zu verwenden.

Mit einem ähnlichen Problem ist man konfrontiert, wenn man Phasenübergänge und Kondensate in die Beschreibung mit aufnimmt. Man könnte nun die Kondensate durch Bahnkurven beschreiben, während man die Gasphase weiterhin als Fluid auffasst. Dies hat jedoch die zwei Nachteile: Zunächst muss man für so eine Formulierung die technische Frage beantworten, ab welcher Größe etwas also Kondensat aufgefasst wird; außerdem ist der Rechenaufwand hierfür enorm. Stattdessen macht man den sogenannten *Zweiten Phasenübergang*, welcher

auch die Massendichten und sonstigen Eigenschaften der Kondensate als stetig differenzierbare Funktionen auf-
fasst. Dies ist natürlich nicht exakt in einem Sinne in dem die Maxwell-Gleichungen exakt sind, das prinzipielle
Problem ist jedoch schon in den Navier-Stokes-Gleichungen selbst angelegt.

Folgende Zustandsgrößen werden für die Kondensate, die von nun an auch als *Tracer* bezeichnet werden,
zusätzlich eingeführt:

- Die Dichten der Tracerklassen $\rho_i : A \rightarrow \mathbb{R}$ werden analog zu ρ_d definiert.
- Die $Q_i : A \rightarrow \mathbb{R}$ seien die Ladungsdichten der Tracer.
- Die Massenstromdichte $j_i : A \rightarrow \mathbb{R}^3$ der i -ten Tracerklasse wird definiert durch

$$j_i := \rho_i \sum_{k=1}^{N_i} \mathbf{v}_k^{(i)}, \quad (6.3)$$

wobei $\mathbf{v}_k^{(i)}$ die Geschwindigkeit des k -ten Teilchens der entsprechenden Tracerklasse in ΔV ist.

- Die Temperatur $T_i : A \rightarrow \mathbb{R}$ sei diejenige der i -ten Tracerklasse, alle Teilchen einer Klasse sollen die gleiche
Temperatur haben. Die gasförmigen Tracer haben die Temperatur der feuchten Luft.
- Weiterhin betrachtet man das Feld der spektralen Strahldichte $L_d : A \times [0, \infty) \times [0, \pi] \times [0, 2\pi) \rightarrow \mathbb{R}$.
- Das *elektrische Feld* $\mathbf{E}$ sowie die *magnetische Flussdichte* $\mathbf{B}$ müssen benefalls berücksichtigt werden (z. B.
für Gewitter und die *Ionosphäre*).

Die Gesamtheit all dieser Größen ist ein *atmosphärischer Zustand* Z . Ziel dieses Kapitels ist die Formulierung
prognostischer Gleichungen so, dass durch Anfangsbedingungen und Randbedingungen die Zustandstrajektorie
festgelegt ist. Dabei wird jeder Zustand als quasistationärer Zustand betrachtet. Durch thermodynamische Zu-
standsgleichungen oder weitere diagnostische Gleichungen, die aus genäherten oder ungenäherten Relationen
zwischen den Elementen von Z hervorgehen, kann ein Zustand bereits durch eine echte Teilmenge von Z oder
durch eine Bijektion auf dieser Teilmenge festgelegt sein.

Die i -te Kondensatklasse habe die *mikroskopische Dichte* ρ'_i , damit ist beispielsweise die Dichte des Wassers
 $\sim 10^3 \text{ kgm}^{-3}$ gemeint in Abgrenzung zur über ein Teilchen gemittelten Dichte. Die ρ'_i werden als Konstanten
angenommen, die nicht von äußeren Bedingungen abhängen, für sie gilt

$$\rho'_i = \frac{m_i}{V_i}, \quad (6.4)$$

wobei m_i die Masse der Komponente i ist und V_i das von ihr eingenommene Volumen. Die Dichte der Luft ergibt
sich allgemein zu

$$\rho = \frac{m_g + \sum_{i \in \{\text{Kondensatklassen}\}} m_i}{V_g + \sum_{i \in \{\text{Kondensatklassen}\}} V_i}. \quad (6.5)$$

Für die Dichte des Anteils ρ_i gilt allgemein

$$\rho_i = \frac{m_i}{V_h} = \frac{m_i}{V_g + \sum_{i \in \{\text{Kondensatklassen}\}} V_i}. \quad (6.6)$$

Für die Dichte ρ_g der gasförmigen Luft gilt

$$\rho_g = \frac{m_g}{V_h} = \frac{m_g}{V_g + \sum_{i \in \{\text{Kondensatklassen}\}} V_i}. \quad (6.7)$$

Für die mikroskopischen Dichten der gasförmigen Luft erhält man

$$\begin{aligned}\rho'_g &= \frac{m_g}{V_g} = \frac{m_g}{V - \sum_{i \in \{\text{Kondensatklassen}\}} V_i} = \frac{\mathbf{I}}{\frac{V}{m_g} - \sum_{i \in \{\text{Kondensatklassen}\}} \frac{V_i}{m_g}} \\ &= \frac{\mathbf{I}}{\frac{1}{\rho_g} - \sum_{i \in \{\text{Kondensatklassen}\}} \frac{V_i}{m_i} \frac{m_i}{m_g}} = \frac{\rho_g}{\mathbf{I} - \sum_{i \in \{\text{Kondensatklassen}\}} \frac{\rho_i}{\rho'_i}}.\end{aligned}\quad (6.8)$$

Die mikroskopische Dichte des Wasserdampfes ρ'_v bezeichnet man auch als *mikroskopische Feuchte*. Für sie gilt analog

$$\rho'_v = \frac{m_v}{V_g} = \frac{\rho_v}{\mathbf{I} - \sum_{i \in \{\text{Kondensatklassen}\}} \frac{\rho_i}{\rho'_i}}.\quad (6.9)$$

Für die Zustandsgleichung von Luft gilt somit

$$p = T_g R_g \rho'_g. \quad (6.10)$$

6.2.1 Deskriptiver Informationsverlust

In der statistischen Physik geht man bei der Beschreibung vom Mikrozustand zum Makrozustand über und sieht diese Beschreibung als statistisch vollständig an. In ähnlicher Weise kann man sich fragen, ob die in den vorangegangenen beiden Abschnitten entwickelte Beschreibung vollständig ist. Sie wäre dies (unter Annahme des Zweiten Kontinuumsübergangs) nur dann, wenn man unendlich viele Tracerklassen einführt und in jeder Teilchenklasse wiederum eine kontinuierliche Temperaturverteilung annimmt. Bis auf die einschränkende Annahme, dass alle Teilchen einer Tracerklasse die gleiche Temperatur haben, hat die obige Beschreibung also das Potential eine unter gewissen Annahmen vollständige Beschreibung zu sein.

6.2.2 Forcings und Zeitableitungen

Phasenübergangsraten spielen für den Ersten Hauptsatz der Thermodynamik eine Rolle, da sie mit latenten Wärmeflüssen verbunden sind, genauso wie für die Kontinuitätsgleichungen, die sie Massenflüsse sind. Der Erste Hauptsatz wird jedoch materiell für ein bestimmtes Teilchen formuliert und nicht lokalzeitlich wie die Kontinuitätsgleichung. Es stellt sich die Frage, ob bei den Phasenübergangsraten eine Unterscheidung zwischen totaler und lokalzeitlicher Ableitung auftritt, da es sich bei diesen Größen ja auch um Zeitableitungen handelt. Um diese Frage zu beantworten, stelle man sich ein Messgerät vor, welches die Masse $m(t)$ misst, die bis zu einem Zeitpunkt $t > 0$ in einem ortsfesten Kontrollvolumen V die Phase gewechselt habe. Für die Phasenübergangsrate q misst man

$$q = \frac{m(t)}{tV}. \quad (6.11)$$

Man stelle sich ein zweites Messgerät vor, was die Masse $m'(t)$ misst, die bis zu einem Zeitpunkt $t > 0$ in einem mit dem Windfeld mitbewegten Teilchen $V'(t)$ die Phase gewechselt hat. Es sei $V'(0) = V(0)$. Dann misst dieses Messgerät für die Phasenübergangsrate

$$q' = \frac{m'(t)}{tV'(t)}. \quad (6.12)$$

Im Fall $t \rightarrow 0$ geht $V' \rightarrow V$. Daher gilt

$$\begin{aligned}\lim_{t \rightarrow 0} (q - q') &= \lim_{t \rightarrow 0} \left[\frac{m(t)}{Vt} - \frac{m'(t)}{V'(t)t} \right] = \lim_{t \rightarrow 0} \frac{m(t)}{Vt} - \lim_{t \rightarrow 0} \frac{m'(t)}{V'(t)t} \\ &= \frac{1}{V} \lim_{t \rightarrow 0} \frac{m(t)}{t} - \lim_{t \rightarrow 0} \frac{1}{V'(t)} \lim_{t \rightarrow 0} \frac{m'(t)}{t} \\ &= \frac{1}{V} \lim_{t \rightarrow 0} \frac{m(t)}{t} - \frac{1}{v_h} \lim_{t \rightarrow 0} \frac{m'(t)}{t} = \frac{1}{v_h} \lim_{t \rightarrow 0} \frac{m(t) - m'(t)}{t}\end{aligned}\quad (6.13)$$

nach den Rechenregeln für Funktionsgrenzwerte. Mit der wahren orts- und zeitabhängigen Kondensationsrate $q_r(\mathbf{r}, t)$ kann man

$$m(t) = \int_0^t \int_V q_r(\mathbf{r}, t) d^3r dt' \quad (6.14)$$

sowie

$$m'(t) = \int_0^t \int_{V'(t)} q_r(\mathbf{r}, t) d^3r dt' \quad (6.15)$$

notieren. Damit erhält man

$$\begin{aligned} m(t) - m'(t) &= \int_0^t \int_V q_r(\mathbf{r}, t) d^3r dt' - \int_0^t \int_{V'(t)} q_r(\mathbf{r}, t) d^3r dt' \\ &= \int_0^t \left[\int_V q_r(\mathbf{r}, t) d^3r - \int_{V'(t)} q_r(\mathbf{r}, t) d^3r \right] dt'. \end{aligned} \quad (6.16)$$

Nach dem Hauptsatz der Differenzial- und Integralrechnung folgt

$$\lim_{t \rightarrow 0} \frac{m(t) - m'(t)}{t} = \frac{1}{V} \lim_{t \rightarrow 0} \left[\int_V q_r(\mathbf{r}, t) d^3r - \int_{V'(t)} q_r(\mathbf{r}, t) d^3r \right] = 0. \quad (6.17)$$

Also ist $q - q' = 0$ für den Grenzfall $t \rightarrow 0$. Für die Phasenübergangsraten misst man also im System des Teilchens das Gleiche wie im ruhenden System, sodass hier die Unterscheidung zwischen totaler und lokalzeitlicher Zeitableitung nicht auftritt. Dies gilt analog für alle anderen Quellstärken und Forcings.

7.1 Grundlagen

Die Kontinuitätsgleichung ist die Bilanzgleichung der Masse. Sei $\Omega \subseteq \mathbb{R}^3$ eine offene Teilmenge, ρ eine Dichte und $\mathbf{j}$ die entsprechende Flussdichte. Dann gilt mit dem Gauß'schen Satz und einer Quelldichte Q

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \rho d^3r &= - \int_{\partial\Omega} \mathbf{j} \cdot d\mathbf{n} + \int_{\Omega} Q d^3r = - \int_{\Omega} \nabla \cdot \mathbf{j} - Q d^3r \\ \Rightarrow \int_{\Omega} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j} - Q d^3r &= 0. \end{aligned} \quad (7.1)$$

Da der Integrand stetig ist, ist selbiger bereits homogen und konstant gleich Null. Gilt nämlich $\left| \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j} - Q \right| > \varepsilon > 0$ an einer Stelle $\mathbf{r}_0 \in \Omega$, so existiert eine offene Umgebung $\omega \subseteq \Omega$ mit $\mathbf{r}_0 \in \omega$ und $\int_{\omega} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j} - Q d^3r \neq 0$ im Widerspruch zu Glg. (7.1). Es gilt somit

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j} = Q. \quad (7.2)$$

In Termen des spezifischen Volumens a kann man dies als

$$-\frac{1}{a^2} \frac{\partial a}{\partial t} - \frac{1}{a^2} \mathbf{v} \cdot \nabla a + \frac{1}{a} \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad \Leftrightarrow \quad \frac{\partial a}{\partial t} = a \nabla \cdot \mathbf{v} - \mathbf{v} \cdot \nabla a. \quad (7.3)$$

notieren. Dies notiert man nun separat für alle Komponenten der Luft:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_d}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j}_d &= Q_d & (7.4) \\ \frac{\partial \rho_v}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j}_v &= Q_v & (7.5) \\ \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j}_i &= Q_i & (7.6) \end{aligned}$$

Dabei gelten

$$\mathbf{j}_d = \rho_d \mathbf{v} - D_d \nabla \rho_d, \quad \mathbf{j}_v = \rho_v \mathbf{v} - D_v \nabla \rho_v. \quad (7.7)$$

Die D_d, D_v sind die Diffusionskoeffizienten für trockene bzw. feuchte Luft. Man kann zunächst

$$Q_d = 0 \quad (7.8)$$

festhalten.

7.2 Spezifizierung der Quellterme

Nun sollen die Q_x in den Glg.en (7.4) - (7.6) genauer angegeben werden. Es gibt fünf Prozesse, die zu ihnen beitragen:

- Diffusion
- Phasenübergänge
- Kollisionen
- Zerfälle
- bei Gasen, Ionen und Elektronen auch chemische Reaktionen und Strahlungswechselwirkung

Der letzte Punkt wird im Rest des Abschnitts ausgeklammert, hier soll es nur um die Kondensate gehen. Diffusion gibt es nur bei den gasförmigen Bestandteilen, also tritt in Q_d ein Term $D_d \Delta \rho_d$ und in Q_v ein Term $D_v \Delta \rho_v$ auf,

hierbei sind D_d und D_v die Diffusionskoeffizienten von trockener Luft bzw. Wasserdampf in Luft. Trockene Luft ist von den übrigen Prozessen nicht betroffen, sodass

$$Q_d = D_d \Delta \varrho_d \quad (7.9)$$

gilt.

7.2.1 Kollisionen

Treffen sich zwei Partikel der Kondensatklassen j und k , so kann man eine Wahrscheinlichkeit $0 \leq P_{j,k} \leq 1$ dafür angeben, dass sie danach einen Partikel bilden. Dieser hat eine wohldefinierte Klasse $R_{j,k}$. Weiterhin sei $\sigma_{j,k}$ der Wirkungsquerschnitt der Kollisionen von Partikeln der Klassen j und k . Sind j beispielsweise Kugeln mit Radius r_j und k Kugeln mit Radius r_k , so gilt $\sigma_{j,k} = \pi (r_j + r_k)^2$. Die gemittelte Relativgeschwindigkeit zwischen den Teilchen der Klassen j und k sei $\overline{v_{\text{rel}}}(j, k)$. Dann durchfliegt ein Partikel der Klasse j in der Zeit t relativ zu den Partikeln der Klasse k ein Volumen $\sigma_{j,k} \overline{v_{\text{rel}}}(j, k) t$. Die mittlere Stoßzeit $\tau_{j,k}$ ist dadurch definiert, dass man fordert, dass sich in diesem Volumen genau ein Teilchen der Klasse k aufhält, also

$$n_k \sigma_{j,k} \overline{v_{\text{rel}}}(j, k) \tau_{j,k} \stackrel{!}{=} 1. \quad (7.10)$$

Alle Teilchen der Gruppe j nehmen an Stoßprozessen teil, deshalb ist die Gesamt-Stoßrate von Teilchen j mit Partikeln k gegeben durch

$$\frac{n_j}{\tau_{j,k}} = n_j n_k \sigma_{j,k} \overline{v_{\text{rel}}}(j, k). \quad (7.11)$$

Ist $\tilde{m}_i$ die Masse der Teilchen der Gruppe $i = R_{j,k}$, so ergibt sich eine entsprechende Quellstärke

$$\tilde{m}_i \sigma_{j,k} n_j n_k \overline{v_{\text{rel}}}(j, k) P_{j,k}. \quad (7.12)$$

Weiterhin muss auch ein negativer Anteil der Quellstärke berücksichtigt werden, der dadurch zustande kommt, dass Teilchen ihrer ursprünglichen Kondensatklasse verlorengehen, wenn sie sich mit anderen Teilchen verbinden. Dies führt zu

$$Q_i^{(\text{Kollisionen})} = \tilde{m}_i \sum_j \sum_{k \leq j} \sigma_{j,k} n_j n_k \overline{v_{\text{rel}}}(j, k) P_{j,k} (\delta_{i, R_{j,k}} - \delta_{j,i} - \delta_{k,i}). \quad (7.13)$$

Dies erfordert wegen Massenerhaltung, dass die Teilchenmassen $\tilde{m}_i$ ganzzahlige Vielfache einer minimalen Masse sind, damit bei Kollisionen keine Masse artifiziell verschwindet oder entsteht.

7.2.2 Zerfälle

Nun werden Zerfallsprozesse untersucht. Für die Änderung einer Teilchendichte n_j durch Zerfälle gilt

$$dn_j = -n_j \lambda_j dt \Leftrightarrow \frac{dn_j}{dt} = -\lambda_j n_j, \quad (7.14)$$

hierbei ist λ_j die Zerfallskonstante. Das Produkt des Zerfalls sei mit einer Wahrscheinlichkeit $Z_{j,k,l}$ ein Teilchen der Klasse k und eines der Klasse l , hierbei gilt die Normierung

$$1 = \sum_k \sum_{l \leq k} Z_{j,k,l}, \quad (7.15)$$

wobei $Z_{j,j,l} = Z_{j,k,j} = 0$ sein soll, das heißt das Produkt eines Zerfalls darf nicht gleich dem Edukt sein. Es müssen für jede Kondensatklasse i wieder positive und negative Terme beachtet werden, sodass gilt

$$Q_i^{(\text{Zerfälle})} = \tilde{m}_i \sum_j \sum_k \sum_{l \leq k} \lambda_j n_j Z_{j,k,l} (\delta_{i,k} + \delta_{i,l} - \delta_{j,i}). \quad (7.16)$$

7.3 Phasenübergänge

Abschließend werden Phasenübergänge behandelt. Diese können auf zwei Arten stattfinden.

7.3.1 Kondensation und Resublimation

Erstens können Kondensation und Resublimation direkt zum Entstehen neuer Teilchen der Klasse i führen bzw. können Verdampfung und Sublimation zu deren Zerstörung führen. Die entsprechenden Massenflussdichten werden mit $\tilde{q}'_{v,i}$ im ersten und $\tilde{q}'_{i,v}$ im zweiten Fall bezeichnet. Durch diesen Prozess erhält man Terme

$$Q_v^{(\pm \text{Entstehung})} = \sum_j \tilde{q}'_{j,v} - \tilde{q}'_{v,j}, \quad (7.17)$$

$$Q_i^{(\pm \text{Entstehung})} = \tilde{q}'_{v,i} - \tilde{q}'_{i,v}. \quad (7.18)$$

7.3.2 Wachstum

Große Kondensationsprodukte wie Hagelkörner entstehen nicht instantan, sondern sie wachsen, u. a. durch Kondensation bzw. Resublimation von Wasserdampf an kleineren Partikeln. In umgekehrter Weise können sie auch wieder vergehen. Während eines Zeitintervalls Δt kondensiere oder resublimiere innerhalb eines Volumens ΔV eine Masse m_i an Partikeln der Klasse i . Diese wachsen dadurch und werden schwerer, jedoch wurde in Kap. 6 festgelegt, dass alle Partikel der Klasse i die gleiche Masse $\tilde{m}_i$ haben sollen. Ist dies der einzige Prozess der stattfindet, gilt wegen Massenerhaltung

$$\rho_{g(i)}(t) \Delta V + m_i = \rho_{g(i)}(t + \Delta t) \Delta V. \quad (7.19)$$

Hierbei ist $g(i)$ diejenige Kondensatklasse, die aus i durch Wachstum entsteht. Damit folgt

$$\frac{\partial \rho_{g(i)}}{\partial t} = \frac{1}{\Delta V} \frac{dm_i}{dt} =: \tilde{q}''_{v,i}. \quad (7.20)$$

Dies ist zunächst verwirrend, weil durch Kondensation an Partikeln i die Dichte $\rho_{g(i)}$ verändert wird; dies resultiert daraus, dass bei dieser Art des Phasenübergangs keine neuen Teilchen der Klasse i entstehen. Im Fall von Verdunstung oder Sublimation erhält man

$$\frac{\partial \rho_{d(i)}}{\partial t} =: \tilde{q}''_{i,v}, \quad (7.21)$$

wobei $d(i)$ die Kondensatklasse ist, die aus i durch Schrumpfung entsteht.

7.3.3 Gefrieren und Schmelzen

Drittens können sich Kondensate durch Gefrieren oder Schmelzen ineinander Umwandeln, die entsprechenden Quellstärken seien mit $\tilde{q}'''_{j,k}$ bezeichnet. Man erhält

$$Q_i^{(\text{Umwandlung})} = \sum_j \tilde{q}'''_{j,i} - \tilde{q}'''_{i,j}. \quad (7.22)$$

7.4 Zusammenfassung

Die Quellstärken stellen sich zusammenfassend folgendermaßen dar:

$$Q_d = D_d \Delta \rho_d \quad (7.23)$$

$$Q_v = \sum_i \left(\tilde{q}'_{i,v} - \tilde{q}'_{v,i} + \tilde{q}''_{i,v} - \tilde{q}''_{v,i} \right) + D_v \Delta \rho_v \quad (7.24)$$

$$Q_i = \tilde{m}_i \sum_j \sum_{k \leq j} \sigma_{j,k} n_j n_k \overline{v_{\text{rel}}}(j, k) P_{j,k} (\delta_{i,R_{j,k}} - \delta_{j,i} - \delta_{k,i}) + \tilde{q}'_{v,i} - \tilde{q}'_{i,v} \\ + \tilde{m}_i \sum_j \sum_k \sum_{l \leq k} \lambda_j n_j Z_{j,k,l} (\delta_{i,k} + \delta_{i,l} - \delta_{j,i}) + \left(\tilde{q}''_{g(i),v} + \tilde{q}''_{v,d(i)} \right) + \sum_j \tilde{q}'''_{j,i} - \tilde{q}'''_{i,j} \quad (7.25)$$

Die genaue Berechnung der $P_{j,k}$, λ_j und $Z_{j,k,l}$ sowie der Phasenübergangsraten ist Aufgabe kleinskaligerer numerischer Methoden und würde das Ziel dieses Buches übersteigen, dies ist analog zu den Spektren.

Nun müssen noch die Massenflussdichten j_i angegeben werden. v_i sei die Gleichgewichts-Sinkgeschwindigkeit der Partikel i , dann kann man von

$$j_i = \rho_i \boldsymbol{v} - \boldsymbol{k}_{\rho_i} v_i \quad (7.26)$$

ausgehen. Für den Niederschlag P_i der Kondensatklasse i gilt

$$P_i = -j_i(z_{\text{SFC}}), \quad (7.27)$$

wobei sich SFC auf die Erdoberfläche bezieht. Diese Gleichungen sind auch auf Aerosole anwendbar.

7.4.1 Umrechnung auf spezifische Größen

Häufig wird auch die spezifische Feuchte $q = \rho_i / \rho$ verwendet (Def. s. Glg. (5.167)), da sie im Falle einer mit dem Windfeld advehierten Komponente i eine Erhaltungsgröße ist:

$$\frac{Dq}{Dt} = -\frac{q}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} + \frac{1}{\rho} \frac{D\rho_i}{Dt} = q \nabla \cdot \boldsymbol{v} - q \nabla \cdot \boldsymbol{v} = 0 \quad (7.28)$$

Die Quellterme von q sind diejenigen von ρ_i dividert durch die Dichte des Mediums ρ .

8 IMPULSGLEICHUNG

Der Impuls $\mathbf{p}$ eines Teilchens ΔV mit N_h Gasmolekülen und N_c Kondensatkernen ist durch

$$\mathbf{p} = \sum_{i=1}^{N_h+N_c} m_i \mathbf{v}_i \stackrel{\text{Glg. (6.2)}}{=} \mathbf{v} \sum_{j=1}^{N_h} m_j + \sum_{j=N_h+1}^{N_h+N_c} m_j (\mathbf{v} + \Delta \mathbf{v}_j), \quad (8.1)$$

Hierbei ist $\Delta \mathbf{v}_j$ die als dichteunabhängig angenommene Sinkgeschwindigkeit der entsprechenden Kondensatklasse. Man kann in Inertialsystemen das Zweite Newton'sche Axiom notieren:

$$\frac{D\mathbf{p}}{Dt} = \rho \Delta V \frac{D}{Dt} \mathbf{v} = \mathbf{F}_{\text{int}} + \mathbf{F}_{\text{ext}} \quad (8.2)$$

Die Kraft ergibt sich als Summe interner Kräfte und externer Kräfte. Unter der Annahme, dass die internen Kräfte aus paarweisen Wechselwirkungen der Teilchen bestehen, die das Dritte Newton'sche Axiom erfüllen, gilt

$$\mathbf{F}_{\text{int}} = \sum_{i,j=1}^N \mathbf{F}_{i,j} = \sum_{i=1}^N \sum_{j=i+1}^N \mathbf{F}_{i,j} + \mathbf{F}_{j,i} \stackrel{\text{Newton III}}{=} \mathbf{0}. \quad (8.3)$$

Hierbei ist $\mathbf{F}_{i,j}$ die Kraft auf das i -te Teilchen aufgrund des j -ten Teilchens. Für $\mathbf{F}_{\text{ext}}$ kommen zwei Arten von Kräften in Frage:

- Kraftfelder ferner Ladungs- und Massenverteilungen
- Wechselwirkungen mit Nachbarpartikeln

Unter den ersten Punkt fällt gewöhnlich nur das Schwerfeld. Für die Gewichtskraft $\mathbf{F}_g$ gilt

$$\mathbf{F}_g = \sum_{i=1}^N m_i \mathbf{g} = \rho \Delta V \mathbf{g}. \quad (8.4)$$

Für die Kraft, die aufgrund des Drucks auf die offene Kugel $\Omega := B_r(\mathbf{r}_o)$ mit Radius r mit $\Delta V = \frac{4}{3}\pi r^3$ und Mittelpunkt $\mathbf{r}_o$ wirkt, gilt

$$\mathbf{F}_p = - \int_{\partial \Delta V} p d\mathbf{A}. \quad (8.5)$$

Man geht hier von einem kugelförmigen Teilchen aus, dann folgt

$$\mathbf{F}_p = - \int_{\partial \Delta V} p r^2 \mathbf{n} d\omega \approx - \int_{\partial \Delta V} (p(\mathbf{r}_o) + \mathbf{r} \cdot \nabla p) r^2 \mathbf{n} d\omega \quad (8.6)$$

mit $d\omega$ als Raumwinkelelement. Für die Ausführung der Integration richtet man ∇p o. B. d. A. an der z-Achse aus, sodass gilt

$$\nabla p = |\nabla p| \mathbf{e}_z. \quad (8.7)$$

Daraus folgt mit $p_o := p(\mathbf{r}_o)$

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_p &= - \int_{\partial \Delta V} (p_o + \mathbf{r} \cdot \nabla p) r \mathbf{r} d\omega = -r \int_{\partial \Delta V} (\mathbf{r} \cdot \nabla p) \mathbf{r} d\omega = -r^2 |\nabla p| \int_{\partial \Delta V} \cos \{ \nabla p, \mathbf{r} \} \mathbf{r} d\omega \\ &= -r^3 |\nabla p| \int_{\vartheta=0}^{\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \cos(\vartheta) \sin(\vartheta) \begin{pmatrix} \sin(\vartheta) \cos(\varphi) \\ \sin(\vartheta) \sin(\varphi) \\ \cos(\vartheta) \end{pmatrix} d\varphi d\vartheta \\ &= -r^3 \nabla p 2\pi \int_0^{\pi} \cos^2(\vartheta) \sin(\vartheta) d\vartheta = r^3 \nabla p 2\pi \left[\frac{1}{3} \cos^3(\vartheta) \right]_0^{\pi} = -\frac{4}{3} \pi r^3 \nabla p = -\Delta V \nabla p. \end{aligned} \quad (8.8)$$

Diese Kraft bezeichnet man als *Druckgradientkraft*. Man erhält

$$\varrho \Delta V \frac{D}{Dt} \mathbf{v} = \varrho \Delta V \mathbf{g} - \Delta V \nabla p, \quad (8.9)$$

stellt man dies nach der Beschleunigung des Teilchens $\frac{D\mathbf{v}}{Dt}$ um, erhält man

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\frac{1}{\varrho} \nabla p + \mathbf{g}. \quad (8.10)$$

Diese Gleichung bezeichnet man als *Euler-Gleichung*.

Bei einer alternativen Herleitung betrachtet man eine makroskopische offene Menge $\Omega \subseteq \mathbb{R}^3$, der Impuls $\mathbf{p}$ in dieser Menge ergibt sich zu

$$\mathbf{p} = \int_{\Omega} \varrho \mathbf{v} d^3 r. \quad (8.11)$$

An dieser Stelle führt man den *Impulsflussdichtetensor* Π durch

$$\Pi_{i,j} := \varrho U_i U_j \quad (8.12)$$

für $\mathbf{i} \leq i, j \leq 3$ ein. Für $\mathbf{i} \leq i \leq 3$ ist

$$\Pi \cdot \mathbf{e}_i = \sum_{j=1}^3 \varrho v_j v_i \mathbf{e}_j = v_i \varrho \mathbf{v} \quad (8.13)$$

der Fluss der Impulsdichte in $\mathbf{e}_i$ -Richtung. Für einen allgemeinen Einheitsvektor $\mathbf{e}$ ist $\Pi \cdot \mathbf{e}$ der Fluss der Impulsdichte in $\mathbf{e}$ -Richtung. Somit gilt mit den Feststellungen des Abschn.s 6.2.2

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{p}}{\partial t} &= \int_{\Omega} \frac{\partial (\varrho \mathbf{v})}{\partial t} d^3 r = \int_{\Omega} -\nabla p + \varrho \mathbf{g} d^3 r - \int_{\partial \Omega} \Pi \cdot d\mathbf{n} \\ &\Rightarrow \int_{\Omega} \frac{\partial (\varrho \mathbf{v})}{\partial t} d^3 r = \int_{\Omega} -\nabla p + \varrho \mathbf{g} - \nabla \cdot \Pi d^3 r \\ &\Rightarrow \int_{\Omega} \frac{\partial (\varrho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla p + \nabla \cdot \Pi - \varrho \mathbf{g} d^3 r = \mathbf{0}. \end{aligned} \quad (8.14)$$

Somit gilt bereits

$$\frac{\partial (\varrho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla p + \nabla \cdot \Pi - \varrho \mathbf{g} = \mathbf{0}. \quad (8.15)$$

Für die Divergenz von Π folgt

$$\begin{aligned} (\nabla \cdot \Pi)_i &= \sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_j} (\varrho v_i v_j) = \sum_{j=1}^3 v_i v_j \frac{\partial \varrho}{\partial x_j} + \varrho v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \varrho v_i \frac{\partial v_j}{\partial x_j} \\ &= v_i \mathbf{v} \cdot \nabla \varrho + \varrho (\mathbf{v} \cdot \nabla) v_i + \varrho v_i \nabla \cdot \mathbf{v}, \end{aligned} \quad (8.16)$$

also gilt

$$\nabla \cdot \Pi = \mathbf{v} (\mathbf{v} \cdot \nabla \varrho + \varrho \nabla \cdot \mathbf{v}) + (\varrho \mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v}. \quad (8.17)$$

Somit folgt

$$\varrho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial \varrho}{\partial t} + \nabla p + \mathbf{v} (\mathbf{v} \cdot \nabla \varrho + \varrho \nabla \cdot \mathbf{v}) + (\varrho \mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} - \varrho \mathbf{g} = \mathbf{0}. \quad (8.18)$$

Mit der Kontinuitätsgleichung erhält man schlussendlich

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \mathbf{g}. \quad (8.19)$$

8.1 Scheinkräfte

Die Newton'schen Axiome gelten nur in Inertialsystemen. In Bezug auf die Erde betrachtet man den Erdmittelpunkt als unbeschleunigt, auch wenn er um die Sonne kreist, und betrachtet nur die Rotation der Erde. Sei durch $(\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3)$ die Basis der ruhenden Koordinaten bezeichnet (vgl. Abschn. D.1). Wenn man Beschleunigungen in diesem KS misst, kann man sie über das Zweite Newton'sche Axiom mit den wirkenden Kräften verknüpfen. Wählt man jedoch eine mit der Winkelgeschwindigkeit der Erde rotierende Basis, entstehen weitere Beschleunigungsterme, die sich nicht durch physikalische Kräfte ergeben. Für die Basis der globalen Koordinaten gilt in ruhenden Koordinaten

$$\mathbf{e}_x(t) = \begin{pmatrix} \cos(\omega t) \\ \sin(\omega t) \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{e}_y(t) = \begin{pmatrix} -\sin(\omega t) \\ \cos(\omega t) \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{e}_z(t) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (8.20)$$

mit der Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation $\boldsymbol{\omega} = (0, 0, \omega)^T$. Sei ein Teilchen mit dem Ortsvektor $\mathbf{r} = \mathbf{r}(t) = x(t)\mathbf{e}_x(t) + y(t)\mathbf{e}_y(t) + z(t)\mathbf{e}_z(t)$ gegeben. Dann gilt für die Geschwindigkeit

$$\mathbf{v} = \dot{\mathbf{r}} = \dot{x}\mathbf{e}_x + y\dot{\mathbf{e}}_x + \dot{y}\mathbf{e}_y + z\dot{\mathbf{e}}_z + x\dot{\mathbf{e}}_x + y\dot{\mathbf{e}}_y + z\dot{\mathbf{e}}_z. \quad (8.21)$$

Für die Zeitableitungen der Basisvektoren gilt

$$\dot{\mathbf{e}}_x = \boldsymbol{\omega} \times \begin{pmatrix} -\sin(\omega t) \\ \cos(\omega t) \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \omega \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \cos(\omega t) \\ \sin(\omega t) \\ 0 \end{pmatrix} = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{e}_x, \quad (8.22)$$

$$\dot{\mathbf{e}}_y = \boldsymbol{\omega} \times \begin{pmatrix} -\cos(\omega t) \\ -\sin(\omega t) \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \omega \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} -\sin(\omega t) \\ \cos(\omega t) \\ 0 \end{pmatrix} = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{e}_y, \quad (8.23)$$

$$\dot{\mathbf{e}}_z = \mathbf{0} = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{e}_z. \quad (8.24)$$

Damit schreibt sich der Geschwindigkeitsvektor als

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}' + x\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{e}_x + y\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{e}_y + z\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{e}_z = \mathbf{v}' + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}, \quad (8.25)$$

dabei wurde für die im gestrichenen System gemessene Geschwindigkeit verkürzend $\mathbf{v}' = \dot{x}\mathbf{e}_x + \dot{y}\mathbf{e}_y + \dot{z}\mathbf{e}_z$ geschrieben und die Linearität des Vektorprodukts Glg.en (A.147) - (A.148) ausgenutzt. Das Zweite Newton'sche Axiom ist eine Aussage über die Beschleunigung $\frac{D\mathbf{v}}{Dt}$, also leitet man die obige Gleichung noch einmal zeitlich ab:

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = \left(\frac{D\mathbf{v}'}{Dt} \right)' + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}' + \boldsymbol{\omega} \times (\mathbf{v}' + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) = \left(\frac{D\mathbf{v}'}{Dt} \right)' + \mathbf{z}\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}' + \boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}), \quad (8.26)$$

dabei ist $\left(\frac{D\mathbf{v}'}{Dt} \right)'$ die im rotierenden System gemessene Beschleunigung. Man interessiert sich für die Beschleunigung in globalen Koordinaten, also für den Vektor $\left(\frac{D\mathbf{v}'}{Dt} \right)'$.

$$\left(\frac{D\mathbf{v}'}{Dt} \right)' = \frac{D\mathbf{v}}{Dt} - \mathbf{z}\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}' - \boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) \quad (8.27)$$

Der ortsabhängige Term $-\boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r})$ ist die Zentrifugalbeschleunigung, der geschwindigkeitsabhängige Term $-\mathbf{z}\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}'$ ist die Coriolis-Beschleunigung. Für die IS-Beschleunigung $\frac{D\mathbf{v}}{Dt}$ sind dabei die Beschleunigungen einzusetzen, die sich nach dem Zweiten Newton'schen Axiom aus den Kräften ergeben. Insbesondere sei darauf hingewiesen, dass die Coriolis-Kraft keine Arbeit leistet, da sie senkrecht auf dem Geschwindigkeitsvektor steht.

8.2 Stress-Tensor

Als *stress* bezeichnet man alle Kräfte, die ein Fluid auf sich selber ausübt. O. B. d. A. stelle man sich einen Würfel vor, dessen Seiten parallel zu den Koordinatenflächen eines kartesischen Koordinatensystems seien. Der Stress wird durch den *Stress-Tensor*

$$T = \begin{pmatrix} T_{x,x} & T_{x,y} & T_{x,z} \\ T_{y,x} & T_{y,y} & T_{y,z} \\ T_{z,x} & T_{z,y} & T_{z,z} \end{pmatrix} \quad (8.28)$$

beschrieben. Die Elemente dieses Tensors haben die Dimension eines Drucks (Kraft pro Fläche). Die i -te Zeile von T beschreibt Kräfte, die auf die Flächen des Würfels (anti)parallel zur i -Achse wirken. Die Einträge in j -ten Spalte bezeichnen die in j -Richtung auf diese Fläche wirkende Kraft, falls die Normale der betrachteten Fläche parallel zur i -Achse ist, ansonsten sind die Vorzeichen vertauscht. Dies bewirkt, dass komprimierende Kräfte immer negativ sind.

Zunächst wird der Fall eines ruhenden Fluides betrachtet. In diesem Fall muss der Stress isotrop sein. Er entspricht dem Druck p , für den Stress-Tensor gilt in diesem Fall also

$$T_{i,j} = -p\delta_{i,j}. \quad (8.29)$$

Das Vorzeichen ergibt sich aus der Konvention, dass komprimierende Kräfte immer negativ sind. Man notiert nun die Zerlegung

$$T = -p + \tau. \quad (8.30)$$

Man stelle sich ein Fluidteilchen $[-\frac{\Delta}{2}, \frac{\Delta}{2}]^3$ mit $\Delta > 0$ vor. Die z -Komponente D_z des auf dieses Teilchen wirkenden Drehmomentes $\mathbf{D}$ ist proportional zu

$$\begin{aligned} D_z &\propto T_{1,2} + \frac{\Delta}{2} \frac{\partial T_{1,2}}{\partial x} + T_{1,2} - \frac{\Delta}{2} \frac{\partial T_{1,2}}{\partial x} - \left(T_{2,1} + \frac{\Delta}{2} \frac{\partial T_{2,1}}{\partial y} + T_{2,1} - \frac{\Delta}{2} \frac{\partial T_{2,1}}{\partial y} \right) \\ &= 2T_{1,2} - 2T_{2,1}, \end{aligned} \quad (8.31)$$

wobei die Werte von T im Mittelpunkt des Koordinatensystems ausgewertet werden. Unter der Annahme eines verschwindenden Drehmomentes gilt

$$T_{1,2} = T_{2,1}. \quad (8.32)$$

Diese Annahme ist vergleichbar mit dem Konzept der quasistatischen Zustandsänderung in der statistischen Physik. Durch Änderung der Ausrichtung des Koordinatensystems gilt dies auch für alle anderen nichtdiagonalen Indizes, T ist also symmetrisch. Somit muss auch der Tensor τ symmetrisch sein.

Die Größe $\frac{\partial v_i}{\partial x_j}$ bezeichnet man als *Geschwindigkeitsgradiententensor*. Für diesen kann man notieren

$$\frac{\partial v_i}{\partial x_j} = S_{i,j} + \frac{1}{2} R_{i,j} \quad (8.33)$$

mit

$$S_{i,j} := \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right), \quad R_{i,j} := \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \frac{\partial v_j}{\partial x_i}. \quad (8.34)$$

$S_{i,j}$ bezeichnet man als *Spannungstensor*, dieser ist symmetrisch, und $R_{i,j}$ als *Rotationstensor*, dieser ist antisymmetrisch. Die Elemente des Rotationstensors entsprechen der Rotation von Fluidteilchen, aber keiner Verformung oder Beschleunigung. Nur die Elemente des Spannungstensors sind also relevant für den Stress. Daher kann man notieren

$$\tau_{i,j} = \sum_{m,n} K_{i,j,m,n} S_{m,n} \quad (8.35)$$

mit einem komplexen Tensor vierter Stufe K , dessen Elemente beschreiben wie das Fluid auf Verformungen reagiert. Die Summen laufen von eins bis drei. Durch diese Formulierung kann man paarweise alle Elemente von τ mit allen Elementen von S linear verknüpfen.

Geht man von einem Medium aus, dessen Materialeigenschaften richtungsunabhängig sind, was für ideale Gase der Fall ist, muss K von der Orientierung des Koordinatensystems unabhängig sein. Dies impliziert, dass

K isotrop ist. Ein isotroper Tensor vierter Stufe hat die Form

$$K_{i,j,m,n} = \lambda \delta_{i,j} \delta_{m,n} + \mu \delta_{i,m} \delta_{j,n} + \gamma \delta_{i,n} \delta_{j,m}, \quad (8.36)$$

wobei $\lambda, \mu, \gamma \in \mathbb{C}$ Skalare sind. Da sowohl τ als auch S symmetrisch sind, ändern sie sich bei Vertauschung von i und j nicht. Gleiches muss also auch für K gelten. Dies impliziert

$$\gamma = \mu. \quad (8.37)$$

Dies führt auf

$$K_{i,j,m,n} = \lambda \delta_{i,j} \delta_{m,n} + 2\mu \delta_{i,m} \delta_{j,n}. \quad (8.38)$$

μ bezeichnet man als *dynamische Viskosität* und λ als *Lamé-Konstante*. Setzt man dies in Glg. (8.35) ein, erhält man

$$\tau_{i,j} = \sum_{n,m} (\lambda \delta_{i,j} \delta_{m,n} + 2\mu \delta_{i,m} \delta_{j,n}) S_{m,n} = \lambda \delta_{i,j} \sum_m S_{m,m} + 2\mu S_{i,j}. \quad (8.39)$$

Aus Glg. (8.34) folgt

$$\sum_m S_{m,m} = \nabla \cdot \mathbf{v}. \quad (8.40)$$

Somit gilt

$$T_{i,j} = -p \delta_{i,j} + \lambda \delta_{i,j} \nabla \cdot \mathbf{v} + 2\mu S_{i,j} \quad (8.41)$$

Für $i = j$ erhält man hieraus

$$T_{i,i} = -p + \lambda \nabla \cdot \mathbf{v} + 2\mu S_{i,i}. \quad (8.42)$$

Summiert man dies über $i = 1, 2, 3$, folgt

$$\begin{aligned} \sum_i T_{i,i} &= -3p + (2\mu + 3\lambda) \nabla \cdot \mathbf{v} \\ \Rightarrow p &= -\frac{1}{3} T_{i,i} + \sum_i T_{i,i} + \left(\frac{2}{3} \mu + \lambda \right) \nabla \cdot \mathbf{v}. \end{aligned} \quad (8.43)$$

Hieraus lässt sich in Abgrenzung zum thermodynamischen Druck ein *mittlerer Druck*

$$\bar{p} := -\frac{1}{3} T_{i,i} \quad (8.44)$$

ableiten. Für diesen gilt

$$p - \bar{p} = \sum_i T_{i,i} + \left(\frac{2}{3} \mu + \lambda \right) \nabla \cdot \mathbf{v}. \quad (8.45)$$

Man definiert nun die *Bulk-Viskosität* μ_v durch

$$\mu_v := \frac{2}{3} \mu + \lambda \Rightarrow p - \bar{p} = \sum_i T_{i,i} + \mu_v \nabla \cdot \mathbf{v}. \quad (8.46)$$

Die *Stokes-Annahme*

$$\mu_v = 0 \quad (8.47)$$

ist oft gerechtfertigt, wird jedoch im weiteren nicht gemacht. Für die Lamé-Konstante λ erhält man in Termen der Bulk-Viskosität

$$\lambda = \mu_v - \frac{2}{3} \mu. \quad (8.48)$$

Setzt man dies in Glg. (8.41) ein, erhält man

$$T_{i,j} = -p\delta_{i,j} + \left(\mu_v - \frac{2}{3}\mu\right) \delta_{i,j} \nabla \cdot \mathbf{v} + 2\mu S_{i,j}. \quad (8.49)$$

Eine weitere Schreibweise lautet

$$T_{i,j} = -p\delta_{i,j} + \tau_{i,j} = -p\delta_{i,j} + 2\mu \left(S_{i,j} - \frac{1}{3} \nabla \cdot \mathbf{v} \delta_{i,j} \right) + \mu_v \nabla \cdot \mathbf{v} \delta_{i,j}. \quad (8.50)$$

Die Annahme, dass T linear von S abhängt, ist eine Approximation, die für die meisten Fluide stimmt. Solche Fluide bezeichnet man als *Newton'sche Fluide*. In der Meteorologie ist es nicht notwendig, hierüber hinauszugehen.

In kartesischen Koordinaten mit $\mathbf{v} = (u, v, w)^T$ wird Glg. (8.50) zu

$$T = \begin{pmatrix} -p + 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} + \left(\mu_v - \frac{2}{3}\mu\right) \nabla \cdot \mathbf{v} & \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) & \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \\ \mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) & -p + 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} + \left(\mu_v - \frac{2}{3}\mu\right) \nabla \cdot \mathbf{v} & \mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \\ \mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) & \mu \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) & -p + 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} + \left(\mu_v - \frac{2}{3}\mu\right) \nabla \cdot \mathbf{v} \end{pmatrix}. \quad (8.51)$$

Hieraus lässt sich die Reibungsbeschleunigung $\mathbf{f}_R$ berechnen:

$$\begin{aligned} \mathbf{f}_R &= \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} = \frac{1}{\rho} \begin{pmatrix} 2\mu \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \left(\mu_v - \frac{2}{3}\mu\right) \frac{\partial \nabla \cdot \mathbf{v}}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y \partial x} \right) + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z \partial x} \right) \\ \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y} \right) + 2\mu \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \left(\mu_v - \frac{2}{3}\mu\right) \frac{\partial \nabla \cdot \mathbf{v}}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z \partial y} \right) \\ \mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial z} \right) + \mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y \partial z} \right) + 2\mu \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + \left(\mu_v - \frac{2}{3}\mu\right) \frac{\partial \nabla \cdot \mathbf{v}}{\partial z} \end{pmatrix} \\ &= \frac{\mu}{\rho} \Delta \mathbf{v} + \frac{1}{\rho} \begin{pmatrix} \mu \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \left(\mu_v - \frac{2}{3}\mu\right) \frac{\partial \nabla \cdot \mathbf{v}}{\partial x} + \mu \frac{\partial^2 v}{\partial y \partial x} + \mu \frac{\partial^2 w}{\partial z \partial x} \\ \mu \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y} + \mu \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \left(\mu_v - \frac{2}{3}\mu\right) \frac{\partial \nabla \cdot \mathbf{v}}{\partial y} + \mu \frac{\partial^2 w}{\partial z \partial y} \\ \mu \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial z} + \mu \frac{\partial^2 v}{\partial y \partial z} + \mu \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + \left(\mu_v - \frac{2}{3}\mu\right) \frac{\partial \nabla \cdot \mathbf{v}}{\partial z} \end{pmatrix} \\ &= r \Delta \mathbf{v} + \frac{\mu_v}{\rho} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{v}) + \frac{\mu}{\rho} \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{2}{3} \frac{\partial \nabla \cdot \mathbf{v}}{\partial x} + \frac{\partial^2 v}{\partial y \partial x} + \frac{\partial^2 w}{\partial z \partial x} \\ \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} - \frac{2}{3} \frac{\partial \nabla \cdot \mathbf{v}}{\partial y} + \frac{\partial^2 w}{\partial z \partial y} \\ \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 v}{\partial y \partial z} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} - \frac{2}{3} \frac{\partial \nabla \cdot \mathbf{v}}{\partial z} \end{pmatrix} \\ &= r \Delta \mathbf{v} + \frac{\mu_v}{\rho} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{v}) + \frac{r}{3} \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y \partial x} + \frac{\partial^2 w}{\partial z \partial x} \\ \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z \partial y} \\ \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 v}{\partial y \partial z} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \end{pmatrix} = r \Delta \mathbf{v} + \left(\frac{\mu_v}{\rho} + \frac{r}{3} \right) \nabla (\nabla \cdot \mathbf{v}) \end{aligned}$$

$$\Leftrightarrow \mathbf{f}_R = r \Delta \mathbf{v} + \left(\frac{\mu_v}{\rho} + \frac{r}{3} \right) \nabla (\nabla \cdot \mathbf{v}) \quad (8.52)$$

Dabei wurde angenommen, dass die Viskositäten homogen sind. Für die Reibung werden häufig andere als der mit Glg. (8.52) erhaltene Ausdruck verwendet. Daher wird in den Herleitungen von nun an meist ein allgemeiner Ausdruck

$$\mathbf{f}_R = \begin{pmatrix} f_{R,x} \\ f_{R,y} \\ f_{R,z} \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} f_R^{(H)} \\ f_{R,z} \end{pmatrix} \quad (8.53)$$

für die Reibungsbeschleunigung mitgeführt. Dies ist trotz der relativen Kleinheit der Reibung in der Atmosphäre aufgrund ihrer Bedeutung für die Energiekaskade (s. Abschn. 8.2.3) sinnvoll.

Eine Skalenanalyse der Reibungsbeschleunigung für die synoptische Skala ergibt $10^{-5} 10^{-11} = 10^{-16} \text{ m/s}^2$, die typische Beschleunigung ist 10^{-4} m/s^2 , die Reibung ist also auf der synoptischen Skala zwölf Größenordnungen

kleiner als die Beschleunigung und damit komplett vernachlässigbar. Sie hat nichtsdestotrotz eine wichtige thermodynamische Bedeutung, da sie für die Dissipation kinetischer Energie verantwortlich ist. Die dissipierte kinetische Energie wird in thermische Energie umgewandelt. Fluide ohne Reibung bezeichnet man als *ideale Fluide*.

8.2.1 Inkompressibler Grenzfall

Im Falle von Inkompressibilität gilt wegen $S_{m,m} = \nabla \cdot \mathbf{v} = 0$ die Gleichung

$$T_{i,j} = -p\delta_{i,j} + 2\mu S_{i,j}. \quad (8.54)$$

Hieraus folgt

$$\frac{1}{\rho} \nabla \cdot T \stackrel{\text{Glg. (8.52)}}{=} r \Delta \mathbf{v}. \quad (8.55)$$

8.2.2 Dissipation

Der Reibungsterm $\mathbf{f}_R$ dissipiert spezifische kinetische Energie $k = \frac{1}{2} \mathbf{v}^2$ in innere Energie $i = c^{(V)} T$. Die Impulsgleichung in einem IS lautet

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \mathbf{g} + \mathbf{f}_R \quad (8.56)$$

lauten. Für die materielle Änderung der spezifischen kinetischen Energie k gilt in diesem Fall

$$\frac{Dk}{Dt} = \frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{2} \mathbf{v}^2 \right) = \mathbf{v} \cdot \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p \cdot \mathbf{v} + \mathbf{v} \cdot \mathbf{g} + \mathbf{v} \cdot \mathbf{f}_R = -\frac{1}{\rho} \sum_{i=1}^3 v_i \frac{\partial p}{\partial x_i} + \sum_{i=1}^3 v_i g_i + \frac{1}{\rho} \sum_{i,j=1}^3 v_j \frac{\partial \tau_{i,j}}{\partial x_i}. \quad (8.57)$$

Multipliziert man dies mit ρ , erhält man

$$\rho \frac{Dk}{Dt} = - \sum_{i=1}^3 v_i \frac{\partial p}{\partial x_i} + \sum_{i=1}^3 \rho v_i g_i + \sum_{i,j=1}^3 v_j \frac{\partial \tau_{i,j}}{\partial x_i}. \quad (8.58)$$

Sei $\Omega = \Omega(t) \subseteq \mathbb{R}^3$ ein zusammenhängendes Kontrollvolumen. Dann gilt für die Gesamtenergie in diesem Bereich unter Abwesenheit von Wärmeflüssen (außer Dissipation)

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega(t)} \rho (k + i) d^3 r = \int_{\Omega(t)} \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{g} d^3 r + \int_{\partial\Omega(t)} \mathbf{f} \cdot \mathbf{v} dA. \quad (8.59)$$

Hierbei ist $\mathbf{v}$ die auf die Oberfläche des Kontrollvolumens wirkende Kraft. Für diese gilt mit den Definitionen zu Beginn von Abschn. 8.2

$$\int_{\partial\Omega(t)} \mathbf{f} \cdot \mathbf{v} dA = \int_{\partial\Omega(t)} \sum_{i,j=1}^3 n_i T_{i,j} v_j dA = \int_{\Omega(t)} \sum_{i,j=1}^3 \frac{\partial (T_{i,j} v_j)}{\partial x_i} d^3 r. \quad (8.60)$$

Für den Integranden erhält man

$$\sum_{i,j=1}^3 \frac{\partial (T_{i,j} v_j)}{\partial x_i} = \sum_{i,j=1}^3 v_j \frac{\partial T_{i,j}}{\partial x_i} + T_{i,j} \frac{\partial v_j}{\partial x_i} = \sum_{i,j=1}^3 v_j \frac{\partial \tau_{i,j}}{\partial x_i} + \sum_{i,j=1}^3 \tau_{i,j} \frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \sum_{i=1}^3 v_i \frac{\partial p}{\partial x_i} - \sum_{i=1}^3 p \frac{\partial v_i}{\partial x_i}. \quad (8.61)$$

Setzt man dies in Glg. (8.59) ein, erhält man

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega(t)} \rho (k + i) d^3 r = \int_{\Omega(t)} \rho \sum_{i=1}^3 g_i v_i + \sum_{i,j=1}^3 v_j \frac{\partial \tau_{i,j}}{\partial x_i} + \sum_{i,j=1}^3 \tau_{i,j} \frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \sum_{i=1}^3 v_i \frac{\partial p}{\partial x_i} - \sum_{i=1}^3 p \frac{\partial v_i}{\partial x_i} d^3 r. \quad (8.62)$$

Lässt man Ω auf die Größe eines Fluidteilchens zusammenschrumpfen, erhält man

$$\frac{D[\varrho(k+i)]}{Dt} = \sum_{i=1}^3 \varrho v_i g_i + \sum_{i,j=1}^3 v_j \frac{\partial \tau_{i,j}}{\partial x_i} + \sum_{i,j=1}^3 \tau_{i,j} \frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \sum_{i=1}^3 v_i \frac{\partial p}{\partial x_i} - \sum_{i=1}^3 p \frac{\partial v_i}{\partial x_i}. \quad (8.63)$$

Subtrahiert man hiervon Glg. (8.58), erhält man

$$\frac{D(\varrho i)}{Dt} = \sum_{i,j=1}^3 \tau_{i,j} \frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \sum_{i=1}^3 p \frac{\partial v_i}{\partial x_i} = -p \nabla \cdot \mathbf{v} + \sum_{i,j=1}^3 \tau_{i,j} \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \equiv -p \nabla \cdot \mathbf{v} + \varrho \varepsilon. \quad (8.64)$$

Man definiert somit die spezifische Dissipationsrate, oder kurz *Dissipation* ε , durch

$$\varepsilon := \frac{1}{\varrho} \sum_{i,j=1}^3 \tau_{i,j} \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \stackrel{\text{Glg.en (8.34) - (8.34)}}{=} \frac{1}{\varrho} \sum_{i,j=1}^3 \tau_{i,j} \left(S_{i,j} - \frac{1}{2} R_{i,j} \right) \stackrel{R_{i,j} \text{ antisymmetrisch}}{=} \frac{1}{\varrho} \sum_{i,j=1}^3 \tau_{i,j} S_{i,j}. \quad (8.65)$$

Es wird als Resultat dieses Abschnitts

$$\varepsilon = \frac{1}{\varrho} \sum_{i,j=1}^3 \tau_{i,j} S_{i,j} = \frac{1}{\varrho} \sum_{i,j=1}^3 \tau_{i,j} \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \quad (8.66)$$

notiert.

8.2.3 Thermodynamische Bedeutung der Reibung

Üblicherweise stellt man sich die Reibung als eine bremsende Kraft vor. Dies ist in Fluiden nicht immer der Fall. Um dies einzusehen, wird von dem eindimensionalen Strömungsfeld

$$u = \mathbf{z} + \sin(x) > 0 \quad (8.67)$$

ausgegangen, wobei Einheiten für den Moment ignoriert werden. Ein solches Feld ist realistisch, es handelt sich um einen Hintergrundwind mit einer überlagerten Welle. Ist das Medium inkompressibel, lautet die Reibungsbeschleunigung a_R bis auf eine Konstante

$$a_R = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = -\sin(x). \quad (8.68)$$

Somit kann die durch die Reibung geleistete Arbeit

$$ua_R = -u \sin(x) = -(\mathbf{z} + \sin(x)) \sin(x) = -\mathbf{z} \sin(x) - \sin^2(x) \quad (8.69)$$

beide Vorzeichen haben. Es ist in Fluiden also möglich, dass die Reibung kinetische Energie produziert. Nichtsdestotrotz ist der Mittelwert von Glg. (8.75) negativ, im Mittel dissipiert die Reibung also auch in diesem Fall kinetische Energie. Dies ist jedoch noch keine allgemeingültige Herleitung der dissipativen Wirkung der Reibung.

Integriert man die Gleichungen jedoch global, ist die negative Auswirkung der Reibung auf das Integral der kinetischen Energie auch formal einsehbar. Hierfür wird zunächst weiterhin von einem eindimensionalen inkompressiblen Medium ausgegangen, welches auf den Bereich $[0, L]$ beschränkt ist, die Randbedingungen lauten $u(x=0, L) = 0$. Somit erhält man mittels partieller Integration

$$\int_0^L ua_R dx = \int_0^L u \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} dx = \left[u \frac{\partial u}{\partial x} \right]_0^L - \int_0^L \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 dx = - \int_0^L \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 dx \leq 0. \quad (8.70)$$

Dementsprechend gilt

$$\int_0^L q dx = - \int_0^L ua_R dx \geq 0, \quad (8.71)$$

die Reibung vernichtet global integriert also kinetische Energie mittels einer Wärmeleistungsdichte q zugunsten der inneren Energie. Lokal kann die Reibung jedoch kinetische Energie produzieren, was mit $q < 0$ einhergeht.

Die Randbedingungen haben für die thermodynamische Rolle der Reibung also eine entscheidende Bedeutung.

Beide Gedankengänge kann man auch dreidimensional verallgemeinern. Hierzu gehe man zunächst von einem dreidimensionalen Windfeld der Form

$$\mathbf{v}(\mathbf{r}) = \mathbf{u}(\mathbf{z} + \sin(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})) \quad (8.72)$$

aus. Hieraus folgt

$$\mathbf{v} \cdot \Delta \mathbf{v} = -k^2 u^2 \sin(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) (\mathbf{z} + \sin(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})). \quad (8.73)$$

Dieser Ausdruck nimmt beide Vorzeichen an, auch im dreidimensionalen Fall kann die Reibungsbeschleunigung also lokal kinetische Energie produzieren. Für die Arbeit, die die Reibungsbeschleunigung leistet kann man lokal

$$\mathbf{v} \cdot \Delta \mathbf{v} = \sum_{i,j=1}^3 v_i \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_j^2} \quad (8.74)$$

notieren. Da dieser Ausdruck isotrop ist, kann man sich bei der weiteren Betrachtung auf die Terme mit x-Ableitung beschränken:

$$\sum_{i=1}^3 v_i \frac{\partial^2 v_i}{\partial x^2} \quad (8.75)$$

Man betrachtet nun die Menge

$$\Omega := [\mathbf{o}, L_x] \times [\mathbf{o}, L_y] \times [\mathbf{o}, L_z] \quad (8.76)$$

mit den Randbedingungen

$$\mathbf{v} \cdot \mathbf{n} = \mathbf{o}, \quad \nabla \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} = \mathbf{o} \quad (8.77)$$

auf $\partial\Omega$, hierbei ist $\mathbf{n}$ ein Normalenvektor auf $\partial\Omega$. Integriert man nun Glg. (8.75) auf Ω , erhält man

$$\int_{\Omega} \sum_{i=1}^3 v_i \frac{\partial^2 v_i}{\partial x^2} d^3 r = \int_{z=\mathbf{o}}^{L_z} \int_{y=\mathbf{o}}^{L_y} \int_{x=\mathbf{o}}^{L_x} \sum_{i=1}^3 v_i \frac{\partial^2 v_i}{\partial x^2} dx dy dz. \quad (8.78)$$

Führt man nur die Integration über x aus, erhält man

$$\int_{\mathbf{o}}^{L_x} \sum_{i=1}^3 v_i \frac{\partial^2 v_i}{\partial x^2} dx = \int_{\mathbf{o}}^{L_x} v_x \frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + v_y \frac{\partial^2 v_y}{\partial x^2} + v_z \frac{\partial^2 v_z}{\partial x^2} dx. \quad (8.79)$$

Integriert man wieder partiell, folgt

$$\begin{aligned} \int_{\mathbf{o}}^{L_x} v_x \frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + v_y \frac{\partial^2 v_y}{\partial x^2} + v_z \frac{\partial^2 v_z}{\partial x^2} dx &= \left[v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial x} \right]_{\mathbf{o}}^{L_x} - \int_{\mathbf{o}}^{L_x} \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_y}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_z}{\partial x} \right)^2 dx \\ &= - \int_{\mathbf{o}}^{L_x} \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_y}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_z}{\partial x} \right)^2 dx \leq \mathbf{o}. \end{aligned} \quad (8.80)$$

Dies impliziert

$$\int_{\Omega} \mathbf{v} \cdot \Delta \mathbf{v} d^3 r \leq \mathbf{o}. \quad (8.81)$$

Dementsprechend vernichtet auch in diesem Fall die Reibung kinetische Energie.

Auch auf den dreidimensionalen kompressiblen Fall lassen sich beide Beobachtungen verallgemeinern. Hierzu geht man wieder von einem Windfeld der Form Glg. (8.72) aus, diesmal jedoch mit der Zusatzbedingung $\mathbf{u} \cdot \mathbf{k} = \mathbf{o}$. Dies impliziert

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = \mathbf{k} \cdot \mathbf{u} \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) = \mathbf{o}. \quad (8.82)$$

Somit fällt der Term mit $\nabla \cdot \mathbf{v}$ in Glg. (8.52) mit diesem speziellen Windfeld weg, was in Analogie zum dreidimen-

sionalen inkompressiblen Fall dazu führt, dass die von der Reibungskraft geleistete Arbeit $\mathbf{v} \cdot \mathbf{f}_R$ beide Vorzeichen annehmen kann.

Multipliziert man Glg. (8.52) mit $\rho \mathbf{v}$, erhält man

$$\rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{f}_R = \mu \mathbf{v} \cdot \Delta \mathbf{v} + \left(\mu_v + \frac{\mu}{3} \right) \mathbf{v} \cdot \nabla (\nabla \cdot \mathbf{v}). \quad (8.83)$$

Unter der Annahme, dass die Viskositäten homogen sind, gilt in Analogie zum inkompressiblen Fall

$$\int_{\Omega} \mu \mathbf{v} \cdot \Delta \mathbf{v} d^3 r \leq 0. \quad (8.84)$$

Für den zweiten Term rechnet man

$$\int_0^{L_x} u \frac{\partial \nabla \cdot \mathbf{v}}{\partial x} dx = [u \nabla \cdot \mathbf{v}]_0^{L_x} - \int_0^{L_x} \frac{\partial u}{\partial x} \nabla \cdot \mathbf{v} dx. \quad (8.85)$$

Mit der kinematischen Randbedingung $u(x=0, L_x) = 0$ fällt der erste Term weg. Somit gilt

$$\int_{\Omega} \mathbf{v} \cdot \nabla (\nabla \cdot \mathbf{v}) d^3 r = - \int_{\Omega} (\nabla \cdot \mathbf{v})^2 d^3 r \leq 0. \quad (8.86)$$

Somit gilt auch im kompressiblen Fall

$$\int_{\Omega} \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{f}_R d^3 r \leq 0. \quad (8.87)$$

8.2.4 Thermodynamische Bedeutung der Dissipation

Es gilt nach Glg. (8.66)

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \frac{1}{\rho} \sum_{i,j=1}^3 \tau_{i,j} S_{i,j} \stackrel{\text{Glg. (8.50)}}{=} \frac{1}{\rho} \sum_{i,j=1}^3 \left[2\mu \left(S_{i,j} - \frac{1}{3} \nabla \cdot \mathbf{v} \delta_{i,j} \right) + \mu_v \nabla \cdot \mathbf{v} \delta_{i,j} \right] S_{i,j} \\ &= \frac{2\mu}{\rho} \sum_{i,j=1}^3 S_{i,j}^2 - \frac{2}{3} \frac{\mu}{\rho} \sum_{i,j=1}^3 \nabla \cdot \mathbf{v} \delta_{i,j} S_{i,j} + \frac{\mu_v}{\rho} \sum_{i,j=1}^3 \nabla \cdot \mathbf{v} \delta_{i,j} S_{i,j} \\ &\stackrel{\text{Glg. (8.34)}}{=} \frac{2\mu}{\rho} \sum_{i,j=1}^3 S_{i,j}^2 - \frac{2}{3} \frac{\mu}{\rho} \sum_{i,j=1}^3 \nabla \cdot \mathbf{v} \delta_{i,j} \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) + \frac{\mu_v}{\rho} \sum_{i,j=1}^3 \nabla \cdot \mathbf{v} \delta_{i,j} \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \\ &= \frac{2\mu}{\rho} \sum_{i,j=1}^3 S_{i,j}^2 - \frac{2}{3} \frac{\mu}{\rho} \nabla \cdot \mathbf{v} \sum_{i,j=1}^3 \delta_{i,j} \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) + \frac{\mu_v}{\rho} \nabla \cdot \mathbf{v} \sum_{i,j=1}^3 \delta_{i,j} \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \\ &= \frac{2\mu}{\rho} \sum_{i,j=1}^3 S_{i,j}^2 - \frac{2}{3} \frac{\mu}{\rho} (\nabla \cdot \mathbf{v})^2 + \frac{\mu_v}{\rho} (\nabla \cdot \mathbf{v})^2 = \frac{2\mu}{\rho} \sum_{i,j=1}^3 S_{i,j}^2 + \left(\frac{\mu_v}{\rho} - \frac{2}{3} \frac{\mu}{\rho} \right) (\nabla \cdot \mathbf{v})^2. \end{aligned} \quad (8.88)$$

Nach Glg. (8.48) gilt

$$\mu_v - \frac{2}{3} \mu = \lambda, \quad (8.89)$$

hierbei ist $\lambda \geq 0$ die Lamé-Konstante. Somit gilt

$$\varepsilon \geq 0. \quad (8.90)$$

Die Reibung vernichtet laut Glg. (8.87) im globalen Mittel kinetische Energie, kann jedoch, wie in Abschn.

8.2.3 gezeigt, lokal auch kinetische Energie produzieren. Die Dissipation hingegen ist immer positiv. Lokal gilt also

$$\rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{f}_R + \rho \varepsilon \stackrel{\text{i. A.}}{\neq} 0. \quad (8.91)$$

Man erwartet jedoch, dass im globalen Mittel die Dissipation genau so viel innere Energie produziert, wie die Reibung kinetische Energie vernichtet. Um dies zu zeigen, rechnet man

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} \rho \varepsilon + \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{f}_R d^3 r &\stackrel{\text{Glg. (8.66)}}{=} \int_{\Omega} \sum_{i,j=1}^3 \tau_{ij} \frac{\partial v_j}{\partial x_i} + \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{f}_R d^3 r = \int_{\Omega} \sum_{i,j=1}^3 \tau_{ij} \frac{\partial v_j}{\partial x_i} + \rho \sum_{i,j=1}^3 \frac{1}{\rho} v_j \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i} d^3 r \\ &= \int_{\Omega} \sum_{i,j=1}^3 \tau_{ij} \frac{\partial v_j}{\partial x_i} + \sum_{i,j=1}^3 v_j \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i} d^3 r = \int_{\Omega} \sum_{i,j=1}^3 \tau_{ij} \frac{\partial v_j}{\partial x_i} + v_j \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i} d^3 r \\ &= \int_{\Omega} \sum_{i,j=1}^3 \frac{\partial (\tau_{ij} v_j)}{\partial x_i} d^3 r. \end{aligned} \quad (8.92)$$

Man betrachtet zunächst beispielhaft nur die Terme mit partiellen Ableitungen nach x und geht von $\Omega = [0, L_x] \times [0, L_z] \times [0, L_y]$ aus:

$$\begin{aligned} \int_0^{L_x} \sum_{j=1}^3 \frac{\partial (\tau_{x,j} v_j)}{\partial x} dx &= \left[\sum_{j=1}^3 \tau_{x,j} v_j \right]_0^{L_x} = [\tau_{x,x} u + \tau_{x,y} v + \tau_{x,z} w]_0^{L_x} \stackrel{u(x=0, L_x)=0}{=} [\tau_{x,y} v + \tau_{x,z} w]_0^{L_x} \\ &= \left[v \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) + w \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right]_0^{L_x} \\ &\stackrel{u(x=0, L_x)=0}{=} \left[v \mu \frac{\partial v}{\partial x} + w \mu \frac{\partial w}{\partial x} \right]_0^{L_x} = \mu \left[v \frac{\partial v}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial x} \right]_0^{L_x} \end{aligned} \quad (8.93)$$

Mit der Randbedingung

$$\nabla \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} = 0 \quad (8.94)$$

sind partielle Ableitungen tangentialer Windkomponenten orthogonal zur Oberfläche gleich Null. Somit folgt

$$\int_0^{L_x} \sum_{j=1}^3 \frac{\partial (\tau_{x,j} v_j)}{\partial x} dx = 0. \quad (8.95)$$

Durch zyklische Vertauschung folgt dies auch für die anderen Raumrichtungen. Es ist also in der Tat

$$\int_{\Omega} \rho \varepsilon + \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{f}_R d^3 r = 0. \quad (8.96)$$

8.3 Addition der Kräfte

Setzt man Glg. (8.27) und Glg. (8.52) in Glg. (8.10) ein, so ergibt sich

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \mathbf{v} \times \mathbf{f} + \mathbf{g} + \mathbf{f}_R. \quad (8.97)$$

$\mathbf{f} := \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}$ ist der *Coriolis-Vektor*. Mit einer Umbenennung wurde außerdem mit $\frac{D\mathbf{v}'}{Dt}$ die Beschleunigung $\left(\frac{D\mathbf{v}'}{Dt}\right)'$ bezeichnet, s. Glg. (8.27). $\mathbf{v}$ ist die im rotierenden System gemessene Geschwindigkeit. Der Term der Zentrifugalbeschleunigung wurde in $\mathbf{g}$ absorbiert.

Man kann die Beschleunigung $\frac{D\mathbf{v}}{Dt}$ noch aufteilen in eine lokalzeitliche Ableitung $\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t}$ und einen advektiven Anteil:

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \quad (8.98)$$

Für den advektiven Anteil gilt mit Glg. (B.57)

$$(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = \frac{1}{2} \nabla (\mathbf{v} \cdot \mathbf{v}) - \mathbf{v} \times (\nabla \times \mathbf{v}). \quad (8.99)$$

Definiert man die *spezifische kinetische Energie* k durch

$$k := \frac{1}{2} \mathbf{v}^2, \quad (8.100)$$

folgt

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \mathbf{v} \times (\mathbf{f} + \nabla \times \mathbf{v}) - \nabla k + \mathbf{g} + \mathbf{f}_R. \quad (8.101)$$

Nun wird Gleichung (8.97) komponentenweise bezüglich der ortsabhängigen Orthonormalbasis der Kugelkoordinaten notiert. Für den Vektor $\mathbf{f}$ gilt

$$\mathbf{f} = |\mathbf{f}| \begin{pmatrix} \cos(\varphi) \\ \sin(\varphi) \end{pmatrix} =: \begin{pmatrix} f' \\ f \end{pmatrix}. \quad (8.102)$$

$f := \mathbf{k} \cdot \mathbf{f}$ bezeichnet man als den *Coriolis-Parameter*. Damit folgt

$$\mathbf{v} \times \mathbf{f} = \begin{pmatrix} fv - f'w \\ -f'u \\ f'u \end{pmatrix}. \quad (8.103)$$

Setzt man dies in die Bewegungsgleichung ein, folgt

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{uv \tan(\varphi)}{a+z} + \frac{uw}{a+z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + g_x - f'w + fv + f_{R,x}, \quad (8.104)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{u^2 \tan(\varphi)}{a+z} + \frac{vw}{a+z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + g_y - fu + f_{R,y}, \quad (8.105)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{u^2 + v^2}{a+z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + g_z + f'u + f_{R,z}. \quad (8.106)$$

8.4 Randbedingungen

Will man ein Differenzialgleichungssystem auf eine Menge Ω anwenden, benötigt man Randbedingungen. Ω sei durch kondensierte Materie begrenzt. Sei $\mathbf{n}$ ein Normalenvektor auf $\partial\Omega$, dann gilt als Randbedingung für das Windfeld $\mathbf{v}$

$$\mathbf{v} \cdot \mathbf{n} = 0, \quad (8.107)$$

da Teilchen nicht den festen Rand $\partial\Omega$ überwinden können. Man bezeichnet dies als *kinematische Randbedingung*. Am Oberrand der Atmosphäre fordert man diese Randbedingung häufig ebenfalls, was keine physikalische Realität ist, sondern eine notwendige Zwangsmaßnahme. Eine andere häufig verwendete Randbedingung ist

$$\mathbf{v}(\partial\Omega) = 0, \quad (8.108)$$

was man als *Adhäsionsbedingung* bezeichnet. Dies ist als Parametrisierung der kinematischen Randbedingung für kleinskalige Effekte bei rauer Oberfläche zu verstehen. Der Begriff *Bodenreibung* bezeichnet den Einfluss der

Gültigkeit der kinematischen Randbedingung an der Erdoberfläche auf die Dynamik eines Geofluids. Ist eine Phasengrenzfläche in Bewegung, wie beispielsweise die Meeresoberfläche, fordert man, dass in jedem Medium die Normalkomponente der Geschwindigkeit gegen einen gemeinsamen Grenzwert konvergiert, wenn man sich dieser nähert. Für die Parallelkomponenten muss dies i. A. jedoch nicht gelten.

Ist das Druckfeld stetig, so gilt an einer Phasengrenze A

$$\lim_{r \uparrow A} p = \lim_{r \downarrow A} p, \quad (8.109)$$

wobei die zwei Grenzwerte für die unterschiedlichen Seiten der Phasengrenzfläche stehen. Dies gilt bis auf eine eventuell vorhandene Oberflächenspannung, bei der es sich ja gerade um eine Diskontinuität im Druckfeld an einer Grenzfläche handelt. Glg. (8.109) bezeichnet man als *dynamische Randbedingung*.

9.1 Ideales einatomiges Gas

In diesem Abschnitt soll es um die Thermodynamik einer Atmosphäre gehen, die aus einem idealen, einatomigen Gas mit der individuellen Gaskonstante R_s besteht.

9.1.1 Erster Hauptsatz als Temperaturgleichung

Der Ausgangspunkt ist Glg. (5.82). Durch Differenziation nach der Zeit ergibt sich

$$\frac{dE}{dt} + p \frac{dV}{dt} = \frac{dQ_T}{dt} + \mu \frac{dN}{dt}. \quad (9.1)$$

Mit den Glg.en (5.149) und (5.154) folgt

$$\begin{aligned} c^{(V)} m \frac{dT}{dt} + c^{(V)} T \frac{dm}{dt} + p \frac{dV}{dt} &= \frac{dQ_T}{dt} + T \left(\frac{C^{(v)}}{N} - \frac{S}{N} + k_B \right) \frac{dN}{dt} \\ &= \frac{dQ_T}{dt} + T \left(\frac{C^{(v)}}{N} - \frac{S}{N} + \frac{pV}{NT} \right) \frac{dN}{dt}. \end{aligned} \quad (9.2)$$

Division durch die Masse m des betrachteten Teilchens liefert mit

$$\frac{1}{m} p \frac{dV}{dt} = p \frac{d}{dt} \left(\frac{V}{m} \right) + \frac{pV}{m^2} \frac{dm}{dt} = -\frac{p}{\rho^2} \frac{d\rho}{dt} + \frac{p}{m\rho} \frac{dm}{dt} \quad (9.3)$$

die Gleichung

$$\begin{aligned} c^{(V)} \frac{dT}{dt} - \frac{p}{\rho^2} \frac{d\rho}{dt} &= \frac{dq_T}{dt} - \frac{p}{m\rho} \frac{dm}{dt} + T \left(c^{(V)} - c^{(V)} - s + \frac{p}{\rho T} \right) \frac{1}{N} \frac{dN}{dt} \\ &= \frac{dq_T}{dt} - \frac{p}{m\rho} \frac{dm}{dt} + T(R_s - s) \frac{1}{N} \frac{dN}{dt} \\ &= \frac{dq_T}{dt} - \frac{p}{m\rho} \frac{dm}{dt} + R_s T \frac{1}{N} \frac{dN}{dt} - T s \frac{1}{N} \frac{dN}{dt}, \end{aligned} \quad (9.4)$$

wobei $s := \frac{S}{m}$ für die spezifische Entropie steht und $q_T := \frac{Q_T}{m}$ für die spezifische Wärme. Durch Erweiterung mit der Teilchenmasse erhält man

$$c^{(V)} \frac{dT}{dt} - \frac{p}{\rho^2} \frac{d\rho}{dt} = \frac{dq_T}{dt} - \frac{p}{m\rho} \frac{dm}{dt} + R_s T \frac{1}{m} \frac{dm}{dt} - s T \frac{1}{m} \frac{dm}{dt}, \quad (9.5)$$

Aufgrund der Zustandsgleichung idealer Gase gilt

$$-\frac{p}{\rho} \frac{1}{m} \frac{dm}{dt} + R_s T \frac{1}{m} \frac{dm}{dt} = 0. \quad (9.6)$$

Man definiert

$$\frac{dq_\rho}{dt} := \frac{1}{m} \frac{dm}{dt}. \quad (9.7)$$

Üblicherweise werden die Wärme- und Massenflüsse jedoch auf das Volumen bezogen, es wird

$$q_\rho^{(V)} := \rho \frac{dq_\rho}{dt}, \quad q_T^{(V)} := \rho \frac{dq_T}{dt} \quad (9.8)$$

definiert. Damit folgt

$$c^{(V)} \frac{dT}{dt} - \frac{p}{\rho^2} \frac{d\rho}{dt} = \frac{q_T^{(V)}}{\rho} - \frac{sT}{\rho} q_\rho^{(V)} \quad (9.9)$$

Dabei ist zu berücksichtigen, dass es sich bei den Zeitableitungen um materielle Ableitungen handelt

$$c^{(V)} \frac{DT}{Dt} - \frac{p}{\rho^2} \frac{D\rho}{Dt} = \frac{q_T^{(V)}}{\rho} - \frac{sT}{\rho} q_\rho^{(V)}. \quad (9.10)$$

Eine andere Form dieser Gleichung ist

$$p \frac{Da}{Dt} = -c^{(V)} \frac{DT}{Dt} + \frac{q_T^{(V)}}{\rho} - \frac{sT}{\rho} q_\rho^{(V)}. \quad (9.11)$$

Mittels der Kontinuitätsgleichung in der Form

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (9.12)$$

kann man dies zu

$$c^{(V)} \frac{\partial T}{\partial t} + c^{(V)} \mathbf{v} \cdot \nabla T + \frac{p}{\rho} \nabla \cdot \mathbf{v} = \frac{q_T^{(V)}}{\rho} - \frac{sT}{\rho} q_\rho^{(V)} \quad (9.13)$$

umformen. Mit $p = \rho R_s T$ folgt

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla T + \frac{R_s T}{c^{(V)}} \nabla \cdot \mathbf{v} = \frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (T \mathbf{v}) + \left(\frac{R_s}{c^{(V)}} - 1 \right) T \nabla \cdot \mathbf{v} = \frac{q_T^{(V)}}{c^{(V)} \rho} - \frac{sT}{c^{(V)} \rho} q_\rho^{(V)}. \quad (9.14)$$

umschreiben.

9.1.2 Adiabate

Ein Prozess ist adiabatisch, wenn keine Wärme übertragen wird, $dQ = 0$. Der Erste Hauptsatz lautet dann mit den Zustandsgrößen des idealen Gases

$$c^{(V)} m \frac{DT}{Dt} = -p \frac{Dv}{Dt}. \quad (9.15)$$

Eine Prozesskoordinate ist eine Größe, als deren Funktion man alle anderen Zustandsgrößen schreiben kann. Die Zeit ist immer eine mögliche Prozesskoordinate, hier sei jedoch das Volumen verwendet. Mit der Kettenregel ergibt sich

$$c^{(V)} m \frac{dT}{dp} \frac{dp}{dV} = -p. \quad (9.16)$$

Aus der Zustandsgleichung $pV = nRT$ folgt $T = \frac{pV}{nR}$, also lautet die totale Ableitung der Temperatur nach dem Druck für diesen Prozess

$$\frac{dT}{dp} = \frac{\partial T}{\partial p} + \frac{\partial T}{\partial V} \frac{dV}{dp} = \frac{V}{nR} + \frac{p}{nR} \frac{dV}{dp}. \quad (9.17)$$

Setzt man dies in Glg. (9.16) ein, erhält man

$$\begin{aligned} c^{(V)} m \frac{dp}{dV} \left(\frac{V}{nR} + \frac{p}{nR} \frac{dV}{dp} \right) &= -p \Leftrightarrow \frac{c^{(V)}}{R_s} V \frac{dp}{dV} + \frac{c^{(V)}}{R_s} p = -p \\ &\Leftrightarrow V \frac{dp}{dV} = -p \left(1 + \frac{R_s}{c^{(V)}} \right). \end{aligned} \quad (9.18)$$

Macht man mit einem $\kappa > 0$ den Ansatz

$$p(V) = p_0 \left(\frac{V_0}{V} \right)^\kappa, \quad (9.19)$$

folgt

$$\frac{dp}{dV} = -\kappa p_0 V_0^\kappa V^{-\kappa-1} = -\kappa p_0 \left(\frac{V_0}{V} \right)^\kappa \frac{1}{V} = -\kappa \frac{p}{V} \quad (9.20)$$

und durch Koeffizientenvergleich erhält man

$$-\kappa p = -p \left(1 + \frac{R_s}{c^{(V)}} \right) \Leftrightarrow \kappa = 1 + \frac{R_s}{c^{(V)}} = \frac{c^{(p)}}{c^{(V)}}. \quad (9.21)$$

Hieraus folgt

$$\kappa = \frac{c^{(p)}}{c^{(V)}}. \quad (9.22)$$

$\kappa > 1$ bezeichnet man als den *Adiabat-* oder *Isentropenexponenten*. Glg. (9.19) bezeichnet man als *Adiabate*.

9.1.3 Entropie als prognostische Variable

Setzt man die Zustandsgleichungen Glg.en (5.144) und (5.146) in Glg. (5.142) ein, folgt unter Vernachlässigung des Ungefähr-Zeichens

$$\begin{aligned} S(E, V, N) &= k_B \frac{3N}{2} \ln(c) + k_B N \ln \left(\frac{V}{N} \right) + k_B \frac{3N}{2} \ln \left(\frac{E}{N} \right) \\ &= k_B \frac{3N}{2} \ln(c) + k_B N \ln \left(\frac{k_B T}{p} \right) + k_B \frac{3N}{2} \ln \left(\frac{3}{2} k_B T \right) \\ &= k_B N \ln(k_B T) + k_B \frac{3N}{2} \ln \left(\frac{3}{2} k_B T \right) - N k_B \ln(p) + k_B \frac{3N}{2} \ln(c) \\ &= k_B \frac{5N}{2} \ln(k_B T) + k_B \frac{3N}{2} \ln \left(\frac{3}{2} \right) - N k_B \ln(p) + k_B \frac{3N}{2} \ln(c) \\ &= k_B \frac{5N}{2} \ln(T) - N k_B \ln(p) + k_B \frac{5N}{2} \ln(k_B) + k_B \frac{3N}{2} \ln \left(\frac{3}{2} \right) + k_B \frac{3N}{2} \ln(c) \\ &= k_B \frac{5N}{2} \ln(T) - N k_B \ln(p) + N k_B \ln \left(k_B^{\frac{5}{2}} \right) + N k_B \ln \left[\left(\frac{3}{2} \right)^{\frac{5}{2}} \right] + N k_B \ln \left(c^{\frac{3}{2}} \right) \\ &= k_B \frac{5N}{2} \ln(T) - N k_B \ln(p) + N k_B \ln \left[k_B^{\frac{5}{2}} \left(\frac{3}{2} \right)^{\frac{3}{2}} c^{\frac{3}{2}} \right] \\ &= k_B \frac{5N}{2} \ln(T) - N k_B \ln(p) + N k_B \ln \left[\left(\frac{3 k_B}{2} c \right)^{\frac{3}{2}} k_B \right]. \end{aligned} \quad (9.23)$$

Aus Glg. (5.143) weiß man

$$c = \frac{Me^{5/3}}{3\pi\hbar^2}, \quad (9.24)$$

wobei M die Masse der Teilchen bezeichnet. Hieraus folgt

$$\begin{aligned} S(E, V, N) &= k_B \frac{5N}{2} \ln(T) - Nk_B \ln(p) + Nk_B \ln \left[\left(\frac{3k_B}{2} \frac{Me^{5/3}}{3\pi\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} k_B \right] \\ &= k_B \frac{5N}{2} \ln(T) - Nk_B \ln(p) + Nk_B \ln \left[\left(\frac{Me^{5/3}k_B}{2\pi\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} k_B \right]. \end{aligned} \quad (9.25)$$

Mit

$$c' := k_B \ln \left[\left(\frac{Me^{5/3}k_B}{2\pi\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} k_B \right] \quad (9.26)$$

kann man abkürzend

$$S(E, V, N) = k_B \frac{5N}{2} \ln(T) - Nk_B \ln(p) + Nc' \quad (9.27)$$

notieren. Somit erhält man

$$\begin{aligned} S(E, V, N) &= C^{(p)} \ln(T) - Nk_B \ln(p) + Nc' \\ &= C^{(p)} \ln \left[\theta \left(\frac{p}{p_o} \right)^{\frac{R_s}{c^{(p)}}} \right] - Nk_B \ln(p) + Nc' \\ &= C^{(p)} \ln(\theta) + R_s m \ln \left(\frac{p}{p_o} \right) - Nk_B \ln(p) + Nc' \\ &= C^{(p)} \ln(\theta) + k_B N \ln(p) - Nk_B \ln(p) - Nk_B \ln(p_o) + Nc' \\ &= C^{(p)} \ln(\theta) - Nk_B \ln(p_o) + Nk_B \ln \left[\left(\frac{k_B Me^{5/3}}{2\pi\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} k_B \right] \\ &= C^{(p)} \ln(\theta) + Nk_B \ln \left[\frac{k_B}{p_o} \left(\frac{k_B Me^{5/3}}{2\pi\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \right] = C^{(p)} \ln(\theta) + \frac{2C^{(p)}}{5} \ln \left[\frac{k_B}{p_o} \left(\frac{k_B Me^{5/3}}{2\pi\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \\ &= C^{(p)} \ln(\theta) + mc''. \end{aligned} \quad (9.28)$$

Mit

$$c'' := \frac{2C^{(p)}}{5} \ln \left[\frac{k_B}{p_o} \left(\frac{k_B Me^{5/3}}{2\pi\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \right]. \quad (9.29)$$

Für die spezifische Entropie s gilt somit

$$s = c^{(p)} \ln(\theta) + c'' \quad (9.30)$$

mit der molaren Masse M . Man kann auch s als Zustandsgröße verwenden. Es gilt nämlich

$$\varrho \frac{Ds}{Dt} = c^{(p)} \frac{\varrho}{\theta} \frac{D\theta}{Dt} = \frac{1}{T} \left(q_T^{(V)} - s T q_\varphi^{(V)} \right). \quad (9.31)$$

Addiert man das Produkt der Entropie s mit der Kontinuitätsgleichung

$$s \frac{\partial \rho}{\partial t} + s \mathbf{v} \cdot \nabla \rho + s \rho \nabla \cdot \mathbf{v} = s q_\rho^{(V)} \quad (9.32)$$

hinzu, folgt mit der Definition

$$\tilde{s} := \rho s. \quad (9.33)$$

die Gleichung

$$\frac{\partial \tilde{s}}{\partial t} + \nabla \cdot (\tilde{s} \mathbf{v}) = \frac{q_T^{(V)}}{T}. \quad (9.34)$$

Man mache sich an dieser Stelle klar, dass die Konstante c'' nicht irrelevant ist. Ersetze nämlich

$$s \rightarrow s - \tilde{c} \quad (9.35)$$

mit einer beliebigen Konstante $\tilde{c}$, dann wird aus Glg. (9.34)

$$\frac{\partial \tilde{s}}{\partial t} + \nabla \cdot (\tilde{s} \mathbf{v}) = \frac{q_T^{(V)}}{T} + \tilde{c} q_\rho^{(V)}. \quad (9.36)$$

Möchte man c'' also loswerden, möchte man also $c^{(p)} \ln(\theta)$ direkt als Ausdruck für die Entropie verwenden, so geht dies nur unter Vernachlässigung von Massenquelltermen. Diese tragen nicht zur Evolution der Entropiedichte bei.

Mit der Bezeichnungsänderung

$$c \rightarrow \frac{c''}{M} \quad (9.37)$$

ergibt sich als Diagnostik für die potentielle Temperatur

$$\theta = \exp\left(\frac{s - c}{c^{(p)}}\right) = \exp\left(\frac{\frac{\tilde{s}}{\rho} - c}{c^{(p)}}\right) = \exp\left(-\frac{c}{c^{(p)}}\right) \exp\left(\frac{\tilde{s}}{c^{(p)}\rho}\right). \quad (9.38)$$

Mit

$$\theta = T \left(\frac{p_o}{p}\right)^{R_s/c^{(p)}} = T \left(\frac{p_o}{\rho R_s T}\right)^{R_s/c^{(p)}} = \left(\frac{p_o}{R_s}\right)^{R_s/c^{(p)}} T^{c^{(V)}/c^{(p)}} \rho^{-R_s/c^{(p)}} \quad (9.39)$$

erhält man weiter

$$T = \left(\frac{R_s}{p_o}\right)^{R_s/c^{(V)}} \exp\left(-\frac{c}{c^{(V)}}\right) \rho^{R_s/c^{(V)}} \exp\left(\frac{\tilde{s}}{c^{(V)}\rho}\right). \quad (9.40)$$

Mit

$$\beta := \left(\frac{R_s}{p_o}\right)^{R_s/c^{(V)}} \exp\left(-\frac{c}{c^{(V)}}\right) \quad (9.41)$$

kann man dies kürzer als

$$T = \beta \rho^{R_s/c^{(V)}} \exp\left(\frac{\tilde{s}}{c^{(V)}\rho}\right) \quad (9.42)$$

notieren. Dies ist die Zustandsgleichung idealer Gase in Entropieformulierung.

Die in diesem Abschnitt hergeleiteten Formen des Ersten Hauptsatzes der Thermodynamik sind Evolutionsgleichungen für die Entropie und sehen daher eher aus wie eine Formulierung des Zweiten Hauptsatzes. Sie wurden

jedoch rein aus dem Ersten Hauptsatz und der thermischen Zustandsgleichung idealer Gase hergeleitet. Die Zustandsgleichung selber ist jedoch aus der Zustandsfunktion heraus abgeleitet worden, welche dieselbe Information enthält wie die Entropie. Dementsprechend ist es zu erwarten, dass die in diesem Abschnitt hergeleiteten Gleichungen eng mit dem Zweiten Hauptsatz zusammenhängen. Dies darf jedoch nicht darüber hinwegtäuschen, dass der Erste und Zweite Hauptsatz unabhängige Aussagen sind, und nicht die eine aus der anderen heraus beweisbar ist. In Abschn. 10.1 wird gezeigt werden, dass eine thermodynamische Größe, welche bei adiabatischen Vorgängen im idealen Gas erhalten ist, eine Bijektion der spezifischen Entropie ist.

9.1.3.1 Potentielle Temperatur als prognostische Variable

Die *potentielle Temperatur* θ ist die Temperatur, die ein Gaspaket hätte, brächte man es adiabatisch auf einen willkürlichen Referenzdruck p_o . Ersetzt man mittels der Zustandsgleichung in der Adiabaten Glg. (9.19) das Volumen durch die Temperatur, erhält man

$$p_o = p \left(\frac{V}{V_o} \right)^{\gamma} = p \left(\frac{T p_o}{p \theta} \right)^{\gamma} \Leftrightarrow T_o^{\gamma} = T^{\gamma} \left(\frac{p_o}{p} \right)^{\gamma-1} \Leftrightarrow \theta = T \left(\frac{p_o}{p} \right)^{\frac{R_s}{c(p)}} \quad (9.43)$$

Man erhält für die potentielle Dichte ρ_{θ} den Ausdruck

$$\rho_{\theta} = \rho \left(\frac{p_o}{p} \right)^{\frac{1}{\gamma}}. \quad (9.44)$$

In der Meteorologie ist $p_o := 1000 \text{ hPa}$. Der *trockenadiabatische Temperaturgradient* bezeichnet die Abnahme der Temperatur mit der Höhe bei adiabatischem Aufstieg eines trockenen Luftteilchens. Mithilfe der potentiellen Temperatur kann man sich den Wert leicht herleiten. Es gilt ja

$$\frac{dT}{dz} = \theta \frac{dp}{dz} \frac{R_s}{c(p)} \frac{1}{p_o} \left(\frac{p}{p_o} \right)^{\frac{R_s}{c(p)}-1}, \quad (9.45)$$

da man von einem adiabatischen Prozess ausgeht und sich die potentielle Temperatur dabei nicht ändert. p_o ist dabei der Referenzdruck, dies soll hier gleichzeitig das Niveau bezeichnen, in dem abgeleitet wird. Setzt man die hydrostatische Approximation und die Zustandsgleichung idealer Gase ein, folgt

$$\frac{dT}{dz} = -\theta g \rho_o \frac{R_s}{c(p)} \frac{1}{p_o} = -\frac{g}{c(p)} \approx -0,98 \frac{\text{K}}{100 \text{ m}}, \quad (9.46)$$

man definiert den trockenadiabatischen Gradienten Γ_d als den Betrag der Abnahme

$$\Gamma_d := \frac{g}{c(p)} \approx 0,98 \frac{\text{K}}{100 \text{ m}}. \quad (9.47)$$

Der trockenadiabatische Temperaturgradient ist kein Temperaturgradient im eigentlichen Sinne, er ist die Ableitung der Funktion $T = T(z)$, die die adiabatische Hebung eines Teilchens beschreibt. Diese Funktion nennt man auch Trockenadiabate. Er ist nicht die Vertikalkomponente des atmosphärischen Temperaturgradienten ∇T . Diese muss überhaupt nicht, auch nicht näherungsweise, mit der Trockenadiabaten übereinstimmen. Es gilt nämlich

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial z} &= \theta \frac{\partial p}{\partial z} \frac{R_s}{c(p)} \frac{1}{p_o} \left(\frac{p}{p_o} \right)^{\frac{R_s}{c(p)}-1} + \frac{\partial \theta}{\partial z} \left(\frac{p}{p_o} \right)^{\frac{R_s}{c(p)}} = -\frac{g}{c(p)} - g \frac{p}{R_s T} \frac{\partial \theta}{\partial p} \left(\frac{p}{p_o} \right)^{\frac{R_s}{c(p)}} \\ \Rightarrow g \frac{p}{R_s \theta} \frac{\partial \theta}{\partial p} &= -(\Gamma_d - \Gamma) \end{aligned} \quad (9.48)$$

mit

$$\Gamma := -\frac{\partial T}{\partial z}. \quad (9.49)$$

Die materielle Ableitung von Glg. (9.43) ist

$$\frac{DT}{Dt} = \frac{D\theta}{Dt} \left(\frac{p}{p_o} \right)^{\frac{R_s}{c(p)}} + \theta \frac{dp}{dt} \frac{1}{p_o} \frac{R_s}{c(p)} \left(\frac{p}{p_o} \right)^{\frac{R_s}{c(p)}-1} = \frac{T}{\theta} \frac{D\theta}{Dt} + \frac{T}{p} \omega \frac{R_s}{c(p)} = \frac{T}{\theta} \frac{D\theta}{Dt} + \frac{\omega}{\rho c(p)}. \quad (9.50)$$

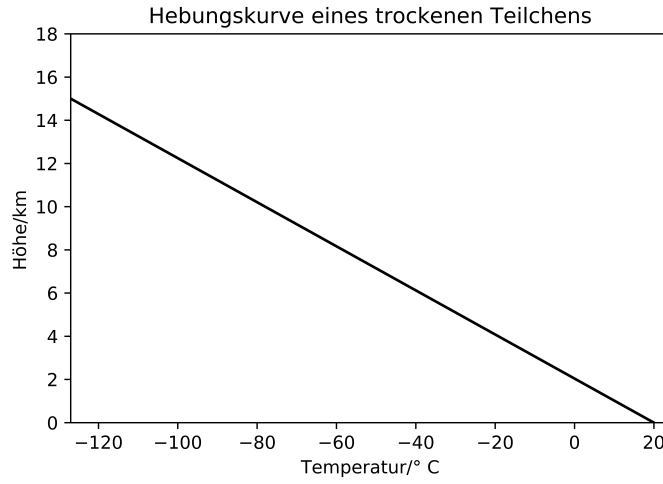


Abbildung 9.1: Die adiabatische Hebung eines trockenen Luftteilchens, diese Kurve bezeichnet man auch als Hebungskurve.

Hieraus folgt

$$\begin{aligned}
 c^{(V)} \frac{T}{\theta} \frac{D\theta}{Dt} + \frac{T}{p} \omega \frac{R_s}{c^{(p)}} c^{(V)} + p \frac{D}{Dt} \frac{R_s T}{p} &= \frac{q_T^{(V)}}{\rho} - \frac{sT}{\rho} q_\rho^{(V)} \\
 \Leftrightarrow \frac{D\theta}{Dt} \frac{T}{\theta} + \frac{\omega T}{p} \frac{R_s}{c^{(p)}} - \frac{R_s T}{p c^{(V)}} \omega + \frac{R_s}{c^{(V)}} \frac{DT}{Dt} &= \frac{q_T^{(V)}}{c^{(V)} \rho} - \frac{sT}{c^{(V)} \rho} q_\rho^{(V)} \\
 \Leftrightarrow \frac{T}{\theta} \frac{D\theta}{Dt} + \frac{\omega R_s T}{p} \left(\frac{1}{c^{(p)}} - \frac{1}{c^{(V)}} \right) \\
 + \frac{R_s}{c^{(V)}} \left(\frac{T}{\theta} \frac{D\theta}{Dt} + \frac{T}{p} \omega \frac{R_s}{c^{(p)}} \right) &= \frac{q_T^{(V)}}{c^{(V)} \rho} - \frac{sT}{c^{(V)} \rho} q_\rho^{(V)} \\
 \Leftrightarrow \frac{T}{\theta} \frac{D\theta}{Dt} \frac{c^{(p)}}{c^{(V)}} + \frac{\omega R_s T}{p} \frac{c^{(V)} - c^{(p)}}{c^{(V)} c^{(p)}} + R_s &= \frac{q_T^{(V)}}{c^{(V)} \rho} - \frac{sT}{c^{(V)} \rho} q_\rho^{(V)}. \tag{9.51}
 \end{aligned}$$

Damit lautet der Erste Hauptsatz der Thermodynamik für ein Gas in Termen der potentiellen Temperatur

$$\frac{D\theta}{Dt} = \frac{\theta}{T c^{(p)}} \left(q_T^{(V)} - s T q_\rho^{(V)} \right). \tag{9.52}$$

Multipliziert man diese Gleichung mit ρ , erhält man

$$\rho \frac{\partial \theta}{\partial t} + \rho \mathbf{v} \cdot \nabla \theta = \frac{\theta}{T c^{(p)}} \left(q_T^{(V)} - s T q_\rho^{(V)} \right). \tag{9.53}$$

Addiert man das Produkt der potentiellen Temperatur mit der Kontinuitätsgleichung

$$\theta \frac{\partial \rho}{\partial t} + \theta \mathbf{v} \cdot \nabla \rho + \theta \rho \nabla \cdot \mathbf{v} = \theta q_\rho^{(V)} = \frac{\theta}{T c^{(p)}} T c^{(p)} q_\rho^{(V)} \tag{9.54}$$

hinzu, folgt

$$\frac{\partial (\rho \theta)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \theta \mathbf{v}) = \frac{\theta}{T c^{(p)}} \left(q_T^{(V)} + T (c^{(p)} - s) q_\rho^{(V)} \right). \tag{9.55}$$

Diese Form bezeichnet man auch als *Flussform*, wohingegen Glg. (9.52) *Advektionsform* hat. Die Flussform lässt sich als eine formale Kontinuitätsgleichung verstehen.

9.2 Die isentrope trockene Atmosphäre

In einer isentropen Atmosphäre (Atmosphäre homogener spezifischer Entropie) ist nach Glg. (9.30) auch die potentielle Temperatur homogen. Dies führt zu einer anderen Abhängigkeit des Drucks von der Höhe als im Fall der isothermen Atmosphäre. Ist $\Gamma_d > 0$ der trockenadiabatische Temperaturgradient, gilt für die Temperatur $T(z) = T_0 - \Gamma_d z$ mit $T_0 := T(z=0)$. Damit folgt

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -g\rho = -g \frac{p}{R_d T} = -\frac{g}{R_d} \frac{p}{T_0 - \Gamma_d z} = \frac{gp}{R_d(\Gamma_d z - T_0)} \quad (9.56)$$

als zu lösende Differenzialgleichung für $p = p(z)$. Macht man den Ansatz

$$p(z) = C \exp[f(z)] \quad (9.57)$$

mit einer stetig-differenzierbaren Funktion $f = f(z)$ und einer Konstanten $C > 0$, so folgt

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\partial f}{\partial z} p, \quad (9.58)$$

man erhält also für f

$$\frac{\partial f}{\partial z} = \frac{g}{R_d(\Gamma_d z - T_0)}, \quad (9.59)$$

dies ist gelöst für

$$f = \frac{g}{R_d \Gamma_d} \ln(T_0 - \Gamma_d z). \quad (9.60)$$

Damit folgt für den Druck

$$p(z) = C \exp\left(\frac{g}{R_d \Gamma_d} \ln(T_0 - \Gamma_d z)\right) = C (T_0 - \Gamma_d z)^{\frac{g}{R_d \Gamma_d}}, \quad (9.61)$$

mit $p(0) = p_0$ folgt $C = \frac{p_0}{T_0^{\frac{g}{R_d \Gamma_d}}}$. Es gilt also

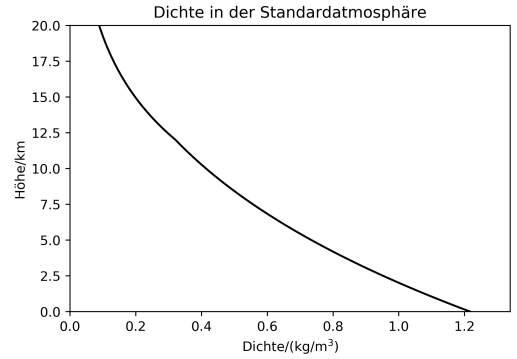
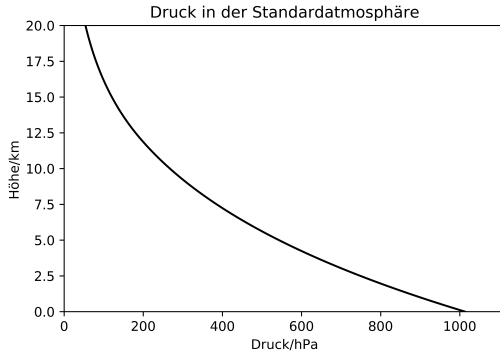
$$p(z) = p_0 \left(1 - \frac{\Gamma_d z}{T_0}\right)^{\frac{g}{R_d \Gamma_d}}. \quad (9.62)$$

In der Troposphäre ist eine mit der Höhe lineare Temperaturabnahme realistischer als Isothermie. Allerdings ist der trockenadiabatische Gradient klimatologisch zu extrem. Man nimmt als *Standardatmosphäre* eine Atmosphäre mit einer auf die Geopotentialfläche Null reduzierten Temperatur von $T_0 = 290 \text{ K} = 16,85^\circ \text{ C}$ an und einer bis in eine Höhe $H = 12 \text{ km}$ linearen Temperaturabnahme $k = 0,65 \text{ K/100m}$. Darüber geht man von Isothermie aus. Ersetzt man in der Formel der isentropen Atmosphäre (9.62) den trockenadiabatischen Gradienten Γ_d durch k und verwendet darüber die barometrische Höhenformel, so folgt

$$p(z) = \begin{cases} p_0 \left(1 - \frac{kz}{T_0}\right)^{\frac{g}{R_d k}}, & z < H \\ p(H) \exp\left(-g \frac{z-H}{R_d T_T}\right), & z \geq H \end{cases} \quad (9.63)$$

mit $T_T := T_0 - kH$ als Temperatur der Tropopause.

In einer stabilen Atmosphäre ist θ eine mögliche Vertikalkoordinate, man spricht von *isentropen Koordinaten*, da die Flächen gleicher Vertikalkoordinate Flächen gleicher Entropie sind.



9.3 Weitere Formen des Ersten Hauptsatzes in der Atmosphäre

9.3.1 Druck als prognostische Variable

Nun soll noch die Definition der potentiellen Temperatur in die Zustandsgleichung eingesetzt werden:

$$p = \rho R_s \theta \left(\frac{p}{p_o} \right)^{R_s/c(p)} \Rightarrow p^{1-R_s/c(p)} = \rho R_s \theta \frac{1}{p_o^{R_s/c(p)}} \quad (9.64)$$

$$\Rightarrow p^{1/z} = \rho R_s \theta \frac{1}{p_o^{R_s/c(p)}} \Rightarrow p = (\rho R_s \theta)^z \left(\frac{1}{p_o} \right)^{z-1} \quad (9.65)$$

Auch für p kann eine prognostische Gleichung hergeleitet werden:

$$p = \rho R_s T \Rightarrow \frac{Dp}{Dt} = R_s \left(T \frac{D\rho}{Dt} + \rho \frac{DT}{Dt} \right) \quad (9.66)$$

Mit

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho \nabla \cdot \mathbf{v} + q_\rho^{(V)}, \quad \frac{DT}{Dt} = \frac{T}{\theta} \frac{D\theta}{Dt} + \frac{TR_s}{c(p)p} \frac{Dp}{Dt} \quad (9.67)$$

folgt

$$\begin{aligned} \frac{Dp}{Dt} &= R_s T (-\rho \nabla \cdot \mathbf{v} + q_\rho^{(V)}) + R_s \rho \left(\frac{T}{\theta} \frac{D\theta}{Dt} + \frac{TR_s}{c(p)p} \frac{Dp}{Dt} \right) \\ &= -p \nabla \cdot \mathbf{v} + R_s T q_\rho^{(V)} + \frac{p}{\theta} \frac{D\theta}{Dt} + \frac{R_s}{c(p)} \frac{Dp}{Dt} \\ \Leftrightarrow \frac{c(p)}{c(V)} \frac{Dp}{Dt} &= -p \nabla \cdot \mathbf{v} + R_s T q_\rho^{(V)} + \frac{p}{\theta} \frac{D\theta}{Dt} \\ \Leftrightarrow \frac{\partial p}{\partial t} &= -\mathbf{v} \cdot \nabla p - \frac{c(p)}{c(V)} p \nabla \cdot \mathbf{v} + \frac{c(p)}{c(V)} R_s T q_\rho^{(V)} + \frac{p}{T \rho c(V)} (q_T^{(V)} - s T q_\rho^{(V)}) \end{aligned} \quad (9.68)$$

$$\Leftrightarrow \frac{\partial p}{\partial t} = -\mathbf{v} \cdot \nabla p - \frac{c(p)}{c(V)} p \nabla \cdot \mathbf{v} + \frac{c(p)}{c(V)} R_s T q_\rho^{(V)} + \frac{R_s}{c(V)} (q_T^{(V)} - s T q_\rho^{(V)}). \quad (9.69)$$

9.3.2 Exner-Druck als prognostische Variable

Definiert man den *Exner-Druck* Π durch

$$\Pi := \frac{T}{\theta} = \left(\frac{p}{p_o} \right)^{R_s/c(p)} \Leftrightarrow p = \Pi^{c(p)/R_s} p_o, \quad (9.70)$$

gilt der Zusammenhang

$$\begin{aligned} p &= \rho R_s \theta \Pi \Leftrightarrow \Pi^{c^{(p)}/R_s} = \frac{\rho R_s \theta}{p_o} \Pi \Leftrightarrow \Pi^{c^{(V)}/R_s} = \frac{\rho R_s \theta}{p_o} \\ \Leftrightarrow \Pi &= \left(\frac{\rho R_s \theta}{p_o} \right)^{R_s/c^{(V)}}. \end{aligned} \quad (9.71)$$

Hieraus folgt

$$\nabla p = R_s \theta \rho \nabla \Pi + R_s \Pi \nabla (\rho \theta) = c^{(p)} \theta \rho \nabla \Pi - c^{(V)} \theta \rho \nabla \Pi + R_s \Pi \nabla (\rho \theta). \quad (9.72)$$

Man stellt fest:

$$\begin{aligned} -c^{(V)} \theta \rho \nabla \Pi + R_s \Pi \nabla (\rho \theta) &= - \left(\frac{R_s}{p_o} \right)^{R_s/c^{(V)}} c^{(V)} \theta \rho \nabla (\rho \theta)^{R_s/c^{(V)}} + R_s \Pi \nabla (\rho \theta) \\ &\stackrel{\text{Glg. (9.71)}}{=} R_s \left(\Pi - \left(\frac{R_s}{p_o} \right)^{R_s/c^{(V)}} (\rho \theta)^{R_s/c^{(V)}} \right) \nabla (\rho \theta) = 0 \end{aligned} \quad (9.73)$$

Somit kann man für die Druckgradientbeschleunigung schreiben

$$-\frac{1}{\rho} \nabla p = -c^{(p)} \theta \nabla \Pi. \quad (9.74)$$

Mit Glg. (B.49) folgt

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (\rho c^{(p)} \Pi \theta \mathbf{v}) &= \rho c^{(p)} \theta \mathbf{v} \cdot \nabla \Pi + \Pi \nabla \cdot (\rho c^{(p)} \theta \mathbf{v}) \\ \Leftrightarrow -\rho \mathbf{v} \cdot c^{(p)} \theta \nabla \Pi &= -\nabla \cdot (\rho c^{(p)} T \mathbf{v}) + c^{(p)} \Pi \nabla \cdot (\rho \theta \mathbf{v}) \\ \Leftrightarrow -\rho \mathbf{v} \cdot c^{(p)} \theta \nabla \Pi &= -\nabla \cdot (\rho h \mathbf{v}) + c^{(p)} \Pi \nabla \cdot (\rho \theta \mathbf{v}) \end{aligned} \quad (9.75)$$

mit der spezifischen Enthalpie h . Hieraus kann man ablesen:

- Wirkt der Druckgradient beschleunigend, so divergiert der Fluss der potentiellen Temperatur stärker als der Fluss der Enthalpie.
- Wirkt der Druckgradient bremsend, so divergiert der Fluss der Enthalpie stärker als der Fluss der potentiellen Temperatur.

Nun werden noch zwei prognostische Gleichungen für Π hergeleitet. Die lokalzeitliche Ableitung von Glg. (9.71) lautet im adiabatischen Fall

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Pi}{\partial t} &= \frac{R_s}{c^{(V)}} \left(\frac{\rho R_s \theta}{p_o} \right)^{\frac{R_s}{c^{(V)}}-1} \frac{\rho R_s \theta}{p_o} \left(\frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} \right) = \frac{R_s}{c^{(V)} \theta \rho} \left(\frac{\rho R_s \theta}{p_o} \right)^{\frac{R_s}{c^{(V)}}} \left(\rho \frac{\partial \theta}{\partial t} + \theta \frac{\partial \rho}{\partial t} \right) \\ &= \frac{R_s \Pi}{c^{(V)} \theta \rho} \left(\rho \frac{\partial \theta}{\partial t} + \theta \frac{\partial \rho}{\partial t} \right) = \frac{R_s \Pi}{c^{(V)} \theta \rho} (-\rho \mathbf{v} \cdot \nabla \theta - \theta \nabla \cdot (\rho \mathbf{v})) = -\frac{R_s \Pi}{c^{(V)} \theta \rho} \nabla \cdot (\rho \theta \mathbf{v}). \end{aligned} \quad (9.76)$$

Fügt man die diabatischen Terme hinzu, folgt

$$\frac{\partial \Pi}{\partial t} = -\frac{R_s \Pi}{c^{(V)} \theta \rho} \left[\nabla \cdot (\rho \theta \mathbf{v}) - \frac{\theta}{T c^{(p)}} (q_T^{(V)} + T (c^{(p)} - s) q_\rho^{(V)}) \right]. \quad (9.77)$$

Für die materielle Ableitung von Glg. (9.71) erhält man

$$\frac{D \Pi}{D t} = \frac{R_s}{c^{(V)}} \left(\frac{\rho R_s \theta}{p_o} \right)^{R_s/c^{(V)}-1} \frac{R_s}{p_o} \frac{D (\rho \theta)}{D t} = \frac{R_s}{c^{(V)} \theta \rho} \left(\frac{\rho R_s \theta}{p_o} \right)^{R_s/c^{(V)}} \frac{D (\rho \theta)}{D t} = \frac{R_s \Pi}{c^{(V)} \theta \rho} \frac{D (\rho \theta)}{D t}. \quad (9.78)$$

Mit Glg. (9.55) folgt

$$\frac{D\Pi}{Dt} = \frac{R_s\Pi}{c^{(V)}} \left[-\nabla \cdot \mathbf{v} + \frac{\mathbf{I}}{\rho T c^{(p)}} \left(q_T^{(V)} + T \left(c^{(p)} - s \right) q_\rho^{(V)} \right) \right]. \quad (9.79)$$

9.4 Ideales Gasgemisch mit homogener Zusammensetzung

N-atomige ideale Gase haben gegenüber dem einatomigen Gas zusätzlich Rotations- und Vibrationsfreiheitsgrade. Diese zusätzlichen Freiheitsgrade erhöhen die Wärmekapazitäten und ein analytischer Ausdruck für die Entropie liegt dann nicht mehr vor. Als Modell für dieses komplexe System wird ein einatomiges ideales Gas mit der gleichen mittleren molaren Masse wie das Originalgas verwendet, wobei für die Wärmekapazitäten Messwert oder Produkte einer fundamentalen Theorie verwendet werden. Damit lassen sich die im vorigen Abschnitt aufgeführten Ergebnisse insbesondere auch auf trockene Luft übertragen.

9.5 Ideales Gasgemisch mit variabler Zusammensetzung

Hier geht man von einem Gasgemisch aus $N \geq \mathbf{I}$ idealen einatomigen Gasen aus. Glg. (9.34) lässt sich auf jede dieser Komponenten anwenden und überlagern. Dabei gilt

$$\tilde{s}_i = s_i \rho_i \quad (9.80)$$

für $\mathbf{I} \leq i \leq N$ und

$$s = \sum_{i=\mathbf{I}}^N \tilde{s}_i. \quad (9.81)$$

Prinzipiell bekommt jede Gassorte ihren eigenen Temperatur-Quellterm $q_{T,i}$. Man nimmt jedoch vereinfachend an, dass der anschließende Austausch der Energie zwischen den Gassorten so schnell ist, dass man sie als instantan annehmen kann. In diesem Fall kann man

$$q_{T,i}^{(V)} = \frac{\rho_i c_i^{(V)}}{\sum_{j=\mathbf{I}}^N \rho_j c_j^{(V)}} q_T^{(V)} \quad (9.82)$$

Somit gilt Glg. (9.34)

$$\Rightarrow \frac{\partial \tilde{s}}{\partial t} + \nabla \cdot (\tilde{s} \mathbf{v}) = \frac{q_T^{(V)}}{T} \quad (9.83)$$

auch mit diesen Definitionen.

9.5.1 Beispiel: feuchte Luft

Man definiert die sogenannte *virtuelle potentielle Temperatur* θ_v durch

$$\theta_v := T_v \left(\frac{p_o}{p} \right)^{R_d / c_d^{(v)}}, \quad (9.84)$$

hierbei ist

$$T_v = T \left[\mathbf{I} + \frac{\rho_v}{\rho_h} \left(\frac{M_d}{M_v} - \mathbf{I} \right) \right] \quad (9.85)$$

die in Glg. (5.164) definierte virtuelle Temperatur. Die virtuelle potentielle Temperatur ist nicht die potentielle Temperatur feuchter Luft θ_h , denn für diese würde

$$\theta_h := T \left(\frac{p_o}{p} \right)^{R_h/c_h^{(p)}} \quad (9.86)$$

gelten. Die virtuelle potentielle Temperatur ist diejenige potentielle Temperatur, die trockene Luft haben müsste, um nach adiabatischer Kompression auf den Referenzdruck p_o die gleiche Dichte zu haben wie die betrachtete feuchte Luft.

Für die spezifische isochore Wärmekapazität feuchter Luft $c_h^{(v)}$ gilt

$$c_h^{(v)} = \frac{\varrho_d c_d^{(v)} + \varrho_v c_v^{(v)}}{\varrho_d + \varrho_v} = c_d^{(v)} \frac{\varrho_d + \varrho_v \frac{c_v^{(v)}}{c_d^{(v)}}}{\varrho_d + \varrho_v} = c_d^{(v)} \frac{\varrho_h - \varrho_v + \varrho_v \frac{c_v^{(v)}}{c_d^{(v)}}}{\varrho_h} = c_d^{(v)} \left[1 + \frac{\varrho_v}{\varrho_h} \left(\frac{c_v^{(v)}}{c_d^{(v)}} - 1 \right) \right] \quad (9.87)$$

Nach Glg. (5.148) gilt im idealen Gas

$$\frac{c_v^{(v)}}{c_d^{(v)}} = \frac{M_d}{M_v}. \quad (9.88)$$

Setzt man die tatsächlichen Werte ein, erhält man jedoch

$$\frac{c_v^{(v)}}{c_d^{(v)}} = 1,945 \neq 1,608 = \frac{M_d}{M_v}. \quad (9.89)$$

Hieran erkennt man, dass reale Gase sich zwar bei atmosphärischen Bedingungen sehr gut durch die thermische Zustandsgleichung idealer Gase beschreiben lassen, ihre Materialeigenschaften jedoch nicht. Ignoriert man diese Abweichung jedoch, folgt

$$c_h^{(v)} = c_d^{(v)} \left[1 + \frac{\varrho_v}{\varrho_h} \left(\frac{M_d}{M_v} - 1 \right) \right] \quad (9.90)$$

Die adiabatische Form des Ersten Hauptsatzes der Thermodynamik Glg. (9.14) lässt sich nun in Termen der virtuellen Temperatur formulieren:

$$\begin{aligned} & c_h^{(v)} \frac{DT}{Dt} + R_h T \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \\ \Leftrightarrow & c_d^{(v)} \left[1 + \frac{\varrho_v}{\varrho_h} \left(\frac{M_d}{M_v} - 1 \right) \right] \frac{DT}{Dt} + R_d T_v \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \\ \Leftrightarrow & c_d^{(v)} \frac{D \left\{ T \left[1 + \frac{\varrho_v}{\varrho_h} \left(\frac{M_d}{M_v} - 1 \right) \right] \right\}}{Dt} + R_d T_v \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \\ \Leftrightarrow & c_d^{(v)} \frac{DT_v}{Dt} + R_d T_v \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \end{aligned} \quad (9.91)$$

Der Vorfaktor $1 + \frac{\varrho_v}{\varrho_h} \left(\frac{M_d}{M_v} - 1 \right)$, welcher aus der Temperatur die virtuelle Temperatur macht, kann in die Ableitung hineingezogen werden, da der mit der Produktregel entstehende Term $\propto \frac{Dq}{Dt}$ nach Glg. (7.28) bei adiabatischen Prozessen gleich Null ist. Man kann also in feuchter Luft bei adiabatischen Prozessen die Gleichungen für trockene Luft mit der Ersetzung

$$T \rightarrow T_v \quad (9.92)$$

verwenden, wenn man die Ungenauigkeit nach Unglg. (9.89) akzeptiert.

9.6 Thermodynamische Bedeutung der Wärmeleitung

Glg. (9.83)

$$\frac{\partial \tilde{s}}{\partial t} + \nabla \cdot (\tilde{s} \mathbf{v}) = \frac{q_T^{(V)}}{T} \quad (9.93)$$

ist eine Kombination des Ersten und Zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik. Für $q_T^{(V)}$ gilt unter Abwesenheit von Strahlung und Kondensaten

$$q_T^{(V)} = -\nabla \cdot \mathbf{j}_q + \varepsilon, \quad (9.94)$$

hierbei ist $\mathbf{j}_q$ die Wärmestromdichte durch Wärmeleitung. Laut Glg. (5.219) gilt

$$\mathbf{j}_q = -\rho c_d^{(v)} \kappa \nabla T. \quad (9.95)$$

Man kann nun rechnen

$$\frac{\nabla \cdot (\rho \kappa \nabla T)}{T} = \nabla \cdot \frac{\rho c_d^{(v)} \kappa \nabla T}{T} + \frac{\rho c_d^{(v)} \kappa}{T^2} (\nabla T)^2 = -\nabla \cdot \frac{\mathbf{j}_q}{T} + \frac{\rho c_d^{(v)} \kappa}{T^2} (\nabla T)^2. \quad (9.96)$$

Setzt man dies in Glg. (9.93) ein und integriert global, erhält man

$$\int_A \frac{\partial \tilde{s}}{\partial t} d^3 r = \frac{d}{dt} \int_A \tilde{s} d^3 r = \int_A -\nabla \cdot \frac{\mathbf{j}_q}{T} + \frac{\rho c_d^{(v)} \kappa}{T^2} (\nabla T)^2 d^3 r = - \int_{\partial A} \frac{\mathbf{j}_q}{T} \cdot d\mathbf{n} + \int_A \frac{\rho c_d^{(v)} \kappa}{T^2} (\nabla T)^2 d^3 r. \quad (9.97)$$

Die Evolutionsgleichung der Gesamtentropie der Atmosphäre

$$S = \int_A \tilde{s} d^3 r \quad (9.98)$$

lautet in diesem Fall also

$$\frac{dS}{dt} = \underbrace{- \int_{\partial A} \frac{\mathbf{j}_q}{T} \cdot d\mathbf{n}}_{\text{Wechselwirkung mit der Umgebung}} + \underbrace{\int_A \frac{\rho c_d^{(v)} \kappa}{T^2} (\nabla T)^2 d^3 r}_{\text{Entropieproduktion durch Wärmeleitung (nichtnegativ)}} + \underbrace{\int_A \frac{\varepsilon}{T} d^3 r}_{\text{Entropieproduktion durch Dissipation (nichtnegativ)}} \quad (9.99)$$

Durch interne Prozesse in einem idealen Gas mit Viskosität kann also nur Entropie produziert werden, wie es vom Zweiten Hauptsatz der Thermodynamik gefordert wird.

9.7 Kondensate

Es muss der Erste Hauptsatz auch noch für die Kondensatklassen i formuliert werden. Hierzu geht man von Glg. (5.34) aus:

$$\Delta U_i = \Delta Q_i - \Delta W_i \quad (9.100)$$

Bei den Kondensaten nimmt man Inkompressibilität an, also $\Delta W_i = 0$. Als Wärmequellen spielen neben Strahlung, Wärmeübergang, und Dissipation auch Phasenübergänge eine Rolle. Diese wirken auf zwei Arten:

- Sie führen zu latenten Wärmeflüssen und ändern so die Temperatur.
- Sie ändern die Zusammensetzung der Bestandteile der Luft und ändern die Temperatur über Durchmischung.

Der erste Punkt wird in Kap. 11 näher beschrieben. Alle Wärmeflüsse, die pro Volumen auf die Phase i wirken, werden zu einer Quellstärke q_i zusammengefasst. Hier soll es um den zweiten Punkt gehen, das heißt es soll die Einwirkung von Massenflüssen auf die Temperatur T_i untersucht werden. Glg. (7.25) umfasst fünf Arten von Massenflüssen, nämlich

- Phasenübergänge, bei denen neue Kondensatteilchen entstehen,

- Phasenübergänge, die an der Oberfläche eines Partikels stattfinden,
- Phasenumwandlungen von Kondensateilchen, sodass diese ihre Klasse wechseln,
- Kollisionen und
- Zerfallsprozesse

Es tragen nur solche Prozesse zu einer Änderung der Temperatur T_i bei, bei denen Materie in die Phase i übergeht. Die Klasse i habe die spezifische Wärmekapazität c_i , die m_j und m_h seien die in die Phase i übergehenden Massen. Dann gilt für den Wärmegehalt vor bzw. nach einem Massenfluss

$$\begin{aligned}
c_i m_i T_i(t) + c_h m_h T + \sum_{j \neq i} c_j m_j T_j &= c_i T_i(t + \Delta t) \left(m_h + m_i + \sum_{j \neq i} m_j \right) \\
\Leftrightarrow c_i m_i [T_i(t + \Delta t) - T_i(t)] &= c_h m_h T + \sum_{j \neq i} c_j m_j T_j - c_i T_i(t + \Delta t) \left(m_h + \sum_{j \neq i} m_j \right) \\
\Leftrightarrow \Delta T_i &= \frac{c_h}{c_i m_i} m_h \left(T - \frac{c_i}{c_h} T_i(t + \Delta t) \right) + \frac{1}{c_i m_i} \sum_{j \neq i} [c_j m_j T_j - c_i m_j T_i(t + \Delta t)] \\
\Leftrightarrow \frac{1}{\Delta V} \frac{dT_i}{dt} &= \frac{1}{m_i} \tilde{q}_{hi} \left(\frac{c_h}{c_i} T - T_i \right) + \frac{1}{m_i} \sum_{j \neq i} \tilde{q}_{j,i} \left(\frac{c_j}{c_i} T_j - T_i \right) \\
\Leftrightarrow \rho_i c_i \frac{dT_i}{dt} &= \tilde{q}_{hi} (c_h T - c_i T_i) + \sum_j \tilde{q}_{j,i} (c_j T_j - c_i T_i). \tag{9.101}
\end{aligned}$$

Hierbei wurde davon ausgegangen, dass alle Teilchen der Klasse i dieselbe Temperatur T_i haben, dass also instantane Durchmischung eintritt. Nach Glg. (7.25) und den Überlegungen in Abschn. 11.2 gilt

$$\tilde{q}_{hi} = \tilde{q}'_{v,i} + \tilde{q}''_{v,i}. \tag{9.102}$$

Zu den $\tilde{q}_{j,i}$ tragen Phasenumwandlungen, Kollisionen und Zerfallsprozesse bei. Nach den Überlegungen in der Herleitung von Glg. (7.25) gilt

$$\tilde{q}_{j,i} = \tilde{m}_j \sum_k \sigma_{j,k} n_j n_k \overline{v_{\text{rel}}}(j, k) P_{j,k} \delta_{i, R_{j,k}} + \tilde{m}_i \lambda_j n_j \sum_l (Z_{jil}) + \tilde{q}'''_{j,i}. \tag{9.103}$$

Man hat also

$$\begin{aligned}
\rho_i c_i \frac{dT_i}{dt} &= q_i + \left(\tilde{q}'_{v,i} + \tilde{q}''_{v,i} \right) (c_h T - c_i T_i) \\
&+ \sum_j \left[\tilde{m}_j \sum_k \sigma_{j,k} n_j n_k \overline{v_{\text{rel}}}(j, k) P_{j,k} \delta_{i, R_{j,k}} + \tilde{m}_i \lambda_j n_j \sum_l (Z_{jil}) + \tilde{q}'''_{j,i} \right] (c_j T_j - c_i T_i) \tag{9.104}
\end{aligned}$$

Dabei wurde in der Notation explizit berücksichtigt, dass die isochore spezifische Wärmekapazität gemeint ist. Ein analoger Term ist auch für die feuchte Luft zu berücksichtigen:

$$\rho_h c_h^{(v)} \frac{DT}{Dt} = q_h + \sum_i \left(\tilde{q}'_{v,i} + \tilde{q}''_{v,i} \right) \left(c_h^{(v)} T - c_i T_i \right) \tag{9.105}$$

10 ANWENDUNG DES HAMILTON-FORMALISMUS AUF DIE ATMOSPHÄRE

Es ist sinnvoll, die Massendichte ρ als erste prognostische Variable festzulegen und die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (10.1)$$

als erste prognostische Gleichung. Dies ist so, da die Massendichte eine sehr fundamentale Größe ist (sie beschreibt einfach, wie viel Masse sich an einem gewissen Ort befindet) und die Kontinuitätsgleichung in der Herleitung vieler anderer prognostischer Gleichungen enthalten ist. Aufgrund der thermischen Zustandsgleichung idealer Gase muss man genau eine weitere thermodynamische Variable $q_1 \neq \rho$ wählen, um den thermodynamischen Zustand des idealen Gases eindeutig festzulegen. Für die Hamilton-Funktion der Atmosphäre notiert man dann

$$H = H(\rho, q_1, \mathbf{v}) = \int_A \frac{1}{2} \rho \mathbf{v}^2 + \rho \varphi + \tilde{I}(\rho, q_1) d^3 r. \quad (10.2)$$

$\tilde{I}(\rho, q_1)$ ist die innere Energiedichte als Funktion der Massendichte und der prognostischen Variable q_1 . In diesem funktionalen Zusammenhang ist die thermische Zustandsgleichung idealer Gase implizit enthalten.

Als Skalarprodukt zweier Funktionen skalarer Funktionen f, g definiert man

$$\langle f | g \rangle := \int_A f^*(\mathbf{r}, t) g(\mathbf{r}, t) d^3 r. \quad (10.3)$$

Dies entspricht dem in der Quantenmechanik definierten unitären Produkt Glg. (4.1). Dabei lässt man für f und g reell- und komplexwertige Funktionen zu. Im Falle reeller Funktionen spielt die komplexe Konjugation von f keine Rolle. Für vektorwertige Funktionen definiert man analog

$$\langle f | g \rangle := \int_A f^*(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{g}(\mathbf{r}, t) d^3 r. \quad (10.4)$$

10.1 Reversible trockene Atmosphäre

Sei F ein beliebiges Funktional der atmosphärischen Zustandsvariablen. Die Zeitentwicklung von F lässt sich laut Glg. (2.74) mittels der Poisson-Klammer als

$$\frac{dF}{dt} = \{F, H\} + \frac{\partial F}{\partial t}. \quad (10.5)$$

notieren. Hängt F nicht explizit von der Zeit ab, was im Regelfall so ist, folgt

$$\frac{dF}{dt} = \{F, H\}. \quad (10.6)$$

Um für $\{F, H\}$ einen expliziten Ausdruck herzuleiten, beginnt man, indem man in Glg. (2.73) $K = H$ einsetzt:

$$\{F, H\} := \sum_{i=1}^f \left(\frac{\partial F}{\partial q_i} \frac{\partial H}{\partial p_i} - \frac{\partial F}{\partial p_i} \frac{\partial H}{\partial q_i} \right) \quad (10.7)$$

Für die generalisierten Koordinaten werden nun die atmosphärischen Zustandsgrößen $\mathbf{u} = (\rho, q_1, \mathbf{v})^T$ eingesetzt. Da es sich bei F und H jedoch um Funktionale handelt und die generalisierten koordinaten Funktionen sind, muss die Poisson-Klammer unächst für diesen Fall verallgemeinert werden. Sei $f = f(\mathbf{u})$ eine skalar- oder vektorwertige Funktion der atmosphärischen Zustandsfunktionen. Man kann nun ein zu f gehöriges Funktional

$$F[\mathbf{u}] := \int_A f(\mathbf{u}) d^3 r \quad (10.8)$$

definieren. Leitet man dies nach der Zeit ab, erhält man

$$\frac{dF[\mathbf{u}]}{dt} = \int_A \frac{\partial f(\mathbf{u})}{\partial t} d^3r = \int_A \frac{df(\mathbf{u})}{d\mathbf{u}} \cdot \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} d^3r, \quad (10.9)$$

wobei im letzten Schritt die mehrdimensionale Kettenregel genutzt wurde. Dies kann man weiter umformen zu

$$\frac{dF[\mathbf{u}]}{dt} = \{F, H\} = \int_A \frac{df(\mathbf{u})}{d\varrho} \cdot \frac{\partial \varrho}{\partial t} d^3r + \int_A \frac{df(\mathbf{u})}{dq_1} \cdot \frac{\partial q_1}{\partial t} d^3r + \int_A \frac{df(\mathbf{u})}{d\mathbf{v}} \cdot \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} d^3r. \quad (10.10)$$

Die Ableitungen von f sind die sogenannten *Funktionalableitungen* von F , man definiert

$$\frac{\delta F}{\delta x} := \frac{df}{dx} \quad (10.11)$$

für $x \in \{\varrho, q_1, \mathbf{v}\}$. Somit gilt

$$\frac{dF[\mathbf{u}]}{dt} = \{F, H\} = \int_A \frac{\delta F}{\delta \varrho} \frac{\partial \varrho}{\partial t} d^3r + \int_A \frac{\delta F}{\delta q_1} \frac{\partial q_1}{\partial t} d^3r + \int_A \frac{\delta F}{\delta \mathbf{v}} \cdot \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} d^3r. \quad (10.12)$$

Bei der Wahl von q_1 schränkt man sich nun Größen ein, für die

$$\frac{\partial q_1}{\partial t} = -\nabla \cdot (q_1 \mathbf{v}) \quad (10.13)$$

gilt. Definieren $q'_1 := \frac{q_1}{\varrho}$, dann folgt aus Glg. (10.13)

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\varrho q'_1)}{\partial t} &= -\nabla \cdot (\varrho q'_1 \mathbf{v}) \\ \Leftrightarrow q'_1 \frac{\partial \varrho}{\partial t} + \varrho \frac{\partial q'_1}{\partial t} &= -q'_1 \nabla \cdot (\varrho \mathbf{v}) - \varrho \mathbf{v} \cdot \nabla q'_1 \\ \stackrel{\text{Kontinuitätsglg.}}{\Leftrightarrow} \varrho \frac{\partial q'_1}{\partial t} &= -\varrho \mathbf{v} \cdot \nabla q'_1 \Leftrightarrow \frac{Dq'_1}{Dt} = 0. \end{aligned} \quad (10.14)$$

q'_1 ist also eine thermodynamische Zustandsgröße, welche sich bei adiabatischen Vorgängen nicht ändert. Dies impliziert

$$q'_1 = \frac{q_1}{\varrho} = f(s), \quad (10.15)$$

wobei s die spezifische Entropie ist.

Definiere p_x für $x \in \{\varrho, q_1, \mathbf{v}\}$ als zur Zustandsvariable x gehörenden kanonischen Impuls. Aufgrund von Glg. (2.71) gilt

$$\frac{\delta H}{\delta p_\varrho} = \frac{\partial \varrho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\varrho \mathbf{v}), \quad (10.16)$$

$$\frac{\delta H}{\delta p_{q_1}} = \frac{\partial q_1}{\partial t} = -\nabla \cdot (q_1 \mathbf{v}) = -\nabla \cdot \left(\frac{q_1}{\varrho} \varrho \mathbf{v} \right), \quad (10.17)$$

$$\frac{\delta H}{\delta p_{\mathbf{v}}} = \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\frac{1}{\varrho} \nabla p - \frac{\boldsymbol{\eta}}{\varrho} \times \varrho \mathbf{v} - \nabla \varphi - \nabla k, \quad (10.18)$$

hierbei sind φ das Geopotential und k die spezifische kinetische Energie. Für die global integrierte kinetische Energie K der Atmosphäre gilt

$$K := \int_A \frac{1}{2} \varrho \mathbf{v}^2 d^3r. \quad (10.19)$$

Die Summe aus global integrierter innerer und potentieller Energie I' lautet

$$I' := \int_A \tilde{I} + \rho \varphi d^3r = \int_A \rho \varphi + c_d^{(v)} \rho T d^3r \quad (10.20)$$

Damit gilt $H = K + I'$, da H die Gesamtenergie der Atmosphäre ist (H ist nicht explizit zeitabhängig). Es gilt unabhängig von der Wahl von q_i

$$\frac{\delta I'}{\delta \mathbf{v}} = 0 \Rightarrow \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} = \frac{\delta K}{\delta \mathbf{v}} = \rho \mathbf{v}. \quad (10.21)$$

Für K gilt weiterhin

$$\frac{\delta K}{\delta q_i} = 0, \quad (10.22)$$

$$\frac{\delta K}{\delta \rho} = \frac{1}{2} \mathbf{v}^2 = k. \quad (10.23)$$

Setzt man dies in die Glg.en (10.16) - (10.18) ein, erhält man

$$\frac{\delta H}{\delta p_\rho} = \frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}}, \quad (10.24)$$

$$\frac{\delta H}{\delta p_{q_i}} = \frac{\partial q_i}{\partial t} = -\nabla \cdot (q_i \mathbf{v}) = -\nabla \cdot \left(\frac{q_i}{\rho} \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} \right), \quad (10.25)$$

$$\frac{\delta H}{\delta p_{\mathbf{v}}} = \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla p - \frac{\boldsymbol{\eta}}{\rho} \times \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} - \nabla \varphi - \nabla \frac{\delta K}{\delta \rho}, \quad (10.26)$$

Nun muss der Druckgradient in Termen von H ausgedrückt werden. Nach Glg. (5.91) gilt

$$p = - \left(\frac{\partial E}{\partial V} \right)_{S,N}, \quad (10.27)$$

wobei E die Gesamtenergie des Systems ist. Als System verwendet man ein Luftteilchen, in einem solchen sind sowohl die Masse m als auch die Teilchenzahl N konstant. Die Gesamtenergie entspricht hier der inneren Energie I . Somit gilt

$$p = - \left(\frac{\partial I/m}{\partial V/m} \right)_s = - \left(\frac{\partial i}{\partial V/m} \right)_s, \quad (10.28)$$

wobei $i = I/m$ die spezifische innere Energie ist. $\frac{V}{m} = a = \frac{1}{\rho}$ ist das spezifische Volumen. Somit gilt

$$p = - \left(\frac{\partial i}{\partial a} \right)_s = - \frac{\partial \rho}{\partial a} \left(\frac{\partial i}{\partial \rho} \right)_s = \frac{1}{a^2} \left(\frac{\partial i}{\partial \rho} \right)_s = \rho^2 \left(\frac{\partial i}{\partial \rho} \right)_s. \quad (10.29)$$

Es gilt nun

$$\left(\frac{\partial i}{\partial \rho} \right)_s = \left(\frac{\partial i}{\partial \rho} \right)_{\tilde{s}} + \left(\frac{\partial i}{\partial \tilde{s}} \right)_{\rho} \frac{\partial \tilde{s}}{\partial \rho}. \quad (10.30)$$

Für die innere Energiedichte $\tilde{I}$ gilt

$$\tilde{I} = \rho i \Rightarrow i = \frac{\tilde{I}}{\rho}, \quad (10.31)$$

hieraus folgt

$$p = \rho^2 \left(\frac{\partial \tilde{I}/\rho}{\partial \rho} \right)_{\tilde{s}} + \rho^2 \left(\frac{\partial \tilde{I}/\rho}{\partial \tilde{s}} \right)_{\rho} \frac{\partial \tilde{s}}{\partial \rho} = \rho \left(\frac{\partial \tilde{I}}{\partial \rho} \right)_{\tilde{s}} - \tilde{I} + \tilde{s} \left(\frac{\partial \tilde{I}}{\partial \tilde{s}} \right)_{\rho}. \quad (10.32)$$

Somit erhält man für den Druckgradienten

$$\begin{aligned}
 \nabla p &= \left(\frac{\partial \tilde{I}}{\partial \varrho} \right)_{\tilde{s}} \nabla_{\varrho} + {}_{\varrho} \nabla \left(\frac{\partial \tilde{I}}{\partial \varrho} \right)_{\tilde{s}} - \nabla \tilde{I} + \left(\frac{\partial \tilde{I}}{\partial \tilde{s}} \right)_{\varrho} \nabla_{\tilde{s}} + {}_{\tilde{s}} \nabla \left(\frac{\partial \tilde{I}}{\partial \tilde{s}} \right)_{\varrho} \\
 &= \left(\left(\frac{\partial \tilde{I}}{\partial \varrho} \right)_{\tilde{s}} \nabla_{\varrho} + \left(\frac{\partial \tilde{I}}{\partial \tilde{s}} \right)_{\varrho} \nabla_{\tilde{s}} - \nabla \tilde{I} \right) + {}_{\varrho} \nabla \left(\frac{\partial \tilde{I}}{\partial \varrho} \right)_{\tilde{s}} {}_{\tilde{s}} \nabla \left(\frac{\partial \tilde{I}}{\partial \tilde{s}} \right)_{\varrho} \\
 &= {}_{\varrho} \nabla \left(\frac{\partial \tilde{I}}{\partial \varrho} \right)_{\tilde{s}} + {}_{\tilde{s}} \nabla \left(\frac{\partial \tilde{I}}{\partial \tilde{s}} \right)_{\varrho}.
 \end{aligned} \tag{10.33}$$

Für die Druckgradientbeschleunigung gilt somit

$$-\frac{1}{\varrho} \nabla p = -\nabla \left(\frac{\partial \tilde{I}}{\partial \varrho} \right)_{\tilde{s}} - {}_{\tilde{s}} \nabla \left(\frac{\partial \tilde{I}}{\partial \tilde{s}} \right)_{\varrho}. \tag{10.34}$$

Aufgrund von Glg. (10.15) ist $\frac{q_1}{\varrho} = f(s)$, was

$$\left(\frac{\partial i}{\partial x} \right)_s = \left(\frac{\partial i}{\partial x} \right)_{q_1/\varrho} \tag{10.35}$$

impliziert. Somit kann Glg. (10.34) zu

$$-\frac{1}{\varrho} \nabla p = -\nabla \left(\frac{\partial \tilde{I}}{\partial \varrho} \right)_{q_1} - \frac{q_1}{\varrho} \nabla \left(\frac{\partial \tilde{I}}{\partial q_1} \right)_{\varrho}. \tag{10.36}$$

verallgemeinert werden. Dies kann man durch Funktionalableitungen der global integrierten inneren Energie I ausdrücken:

$$-\frac{1}{\varrho} \nabla p = -\nabla \left(\frac{\partial I}{\partial \varrho} \right)_{q_1} - \frac{q_1}{\varrho} \nabla \left(\frac{\partial I}{\partial q_1} \right)_{\varrho}. \tag{10.37}$$

Mit Glg. (10.22) folgt

$$-\frac{1}{\varrho} \nabla p = -\nabla \left(\frac{\partial I}{\partial \varrho} \right)_{q_1} - \frac{q_1}{\varrho} \nabla \left(\frac{\partial H}{\partial q_1} \right)_{\varrho}. \tag{10.38}$$

Setzt man dies in Glg. (10.26) ein, erhält man

$$\begin{aligned}
 \frac{\delta H}{\delta p_v} &= \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla \left(\frac{\partial I}{\partial \varrho} \right)_{q_1} - \frac{q_1}{\varrho} \nabla \left(\frac{\partial H}{\partial q_1} \right)_{\varrho} - \frac{\boldsymbol{\eta}}{\varrho} \times \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} - \nabla \varphi - \nabla \frac{\delta K}{\delta \varrho} \\
 &= -\nabla \frac{\delta H}{\delta \varrho} - \frac{q_1}{\varrho} \nabla \frac{\delta H}{\delta q_1} - \frac{\boldsymbol{\eta}}{\varrho} \times \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}}.
 \end{aligned} \tag{10.39}$$

In der zweiten Zeile wurden dabei die Markierungen der konstantgehaltenen Größen weggelassen, da aus der Definition von H eindeutig ist, wie die Ableitungen zu verstehen sind. Setzt man die Glg.en (10.24) - (10.25), (10.39) in Glg. (10.12) ein, erhält man

$$\begin{aligned}
 \{F, H\} &= - \int_A \frac{\delta F}{\delta \varrho} \nabla \cdot \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} d^3 r - \int_A \frac{\delta F}{\delta q_1} \nabla \cdot \left(\frac{q_1}{\varrho} \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} \right) d^3 r \\
 &\quad - \int_A \frac{\delta F}{\delta \mathbf{v}} \cdot \left(\frac{\boldsymbol{\eta}}{\varrho} \times \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} + \nabla \frac{\delta H}{\delta \varrho} + \frac{q_1}{\varrho} \nabla \frac{\delta H}{\delta q_1} \right) d^3 r.
 \end{aligned} \tag{10.40}$$

Umsortierung ergibt

$$\begin{aligned}\{F, H\} = & - \int_A \frac{\delta F}{\delta \rho} \nabla \cdot \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} + \frac{\delta F}{\delta \mathbf{v}} \cdot \nabla \frac{\delta H}{\delta \rho} d^3 r \\ & - \int_A \frac{\delta F}{\delta q_1} \nabla \cdot \left(\frac{q_1}{\rho} \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} \right) + \frac{\delta F}{\delta \mathbf{v}} \cdot \frac{q_1}{\rho} \nabla \frac{\delta H}{\delta q_1} d^3 r \\ & - \int_A \frac{\delta F}{\delta \mathbf{v}} \cdot \left(\frac{\boldsymbol{\eta}}{\rho} \times \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} \right) d^3 r.\end{aligned}\quad (10.41)$$

Es gelten

$$\frac{\delta F}{\delta \mathbf{v}} \cdot \nabla \frac{\delta H}{\delta \rho} = \nabla \cdot \left(\frac{\delta H}{\delta \rho} \frac{\delta F}{\delta \mathbf{v}} \right) - \frac{\delta H}{\delta \rho} \nabla \cdot \left(\frac{\delta F}{\delta \mathbf{v}} \right), \quad (10.42)$$

$$\frac{\delta F}{\delta \mathbf{v}} \cdot \frac{q_1}{\rho} \nabla \frac{\delta H}{\delta q_1} = \nabla \cdot \left(\frac{q_1}{\rho} \frac{\delta H}{\delta q_1} \frac{\delta F}{\delta \mathbf{v}} \right) - \frac{\delta H}{\delta q_1} \nabla \cdot \left(\frac{q_1}{\rho} \frac{\delta F}{\delta \mathbf{v}} \right). \quad (10.43)$$

Setzt man dies in Glg. (10.41) ein, erhält man

$$\begin{aligned}\{F, H\} = & - \int_A \frac{\delta F}{\delta \rho} \nabla \cdot \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} + \nabla \cdot \left(\frac{\delta H}{\delta \rho} \frac{\delta F}{\delta \mathbf{v}} \right) - \frac{\delta H}{\delta \rho} \nabla \cdot \left(\frac{\delta F}{\delta \mathbf{v}} \right) d^3 r \\ & - \int_A \frac{\delta F}{\delta q_1} \nabla \cdot \left(\frac{q_1}{\rho} \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} \right) + \nabla \cdot \left(\frac{q_1}{\rho} \frac{\delta H}{\delta q_1} \frac{\delta F}{\delta \mathbf{v}} \right) - \frac{\delta H}{\delta q_1} \nabla \cdot \left(\frac{q_1}{\rho} \frac{\delta F}{\delta \mathbf{v}} \right) d^3 r \\ & - \int_A \frac{\delta F}{\delta \mathbf{v}} \cdot \left(\frac{\boldsymbol{\eta}}{\rho} \times \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} \right) d^3 r.\end{aligned}\quad (10.44)$$

Man geht nun von

$$\int_A \nabla \cdot \left(\frac{\delta H}{\delta \rho} \frac{\delta F}{\delta \mathbf{v}} \right) d^3 r = \int_A \nabla \cdot \left(\frac{q_1}{\rho} \frac{\delta H}{\delta q_1} \frac{\delta F}{\delta \mathbf{v}} \right) d^3 r = 0 \quad (10.45)$$

aus, was aufgrund des Satzes von Gauß erfüllt ist, falls $\frac{\delta F}{\delta \mathbf{v}} \cdot \mathbf{n} = 0$ auf ∂A gilt. Unter diesen Voraussetzungen gilt also in einer reversiblen trockenen Atmosphäre für beliebige Funktionale F die Zeitentwicklungsgleichung

$$\begin{aligned}\frac{dF}{dt} = \{F, H\} = & - \int_A \frac{\delta F}{\delta \rho} \nabla \cdot \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} - \frac{\delta H}{\delta \rho} \nabla \cdot \frac{\delta F}{\delta \mathbf{v}} d^3 r \\ & - \int_A \frac{\delta F}{\delta q_1} \nabla \cdot \left(\frac{q_1}{\rho} \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} \right) - \frac{\delta H}{\delta q_1} \nabla \cdot \left(\frac{q_1}{\rho} \frac{\delta F}{\delta \mathbf{v}} \right) d^3 r \\ & - \int_A \frac{\delta F}{\delta \mathbf{v}} \cdot \left(\frac{\boldsymbol{\eta}}{\rho} \times \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} \right) d^3 r.\end{aligned}\quad (10.46)$$

Hieraus ergibt sich erwartungsgemäß

$$\{H, H\} = 0. \quad (10.47)$$

Man definiert nun

$$\begin{aligned}\{F, H\}_\rho := & - \int_A \frac{\delta F}{\delta \rho} \nabla \cdot \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} - \frac{\delta H}{\delta \rho} \nabla \cdot \frac{\delta F}{\delta \mathbf{v}} d^3 r = - \int_A - \frac{\delta H}{\delta \rho} \cdot \nabla \frac{\delta F}{\delta \rho} + \frac{\delta F}{\delta \rho} \cdot \nabla \frac{\delta H}{\delta \rho} d^3 r \\ = & - \int_A \frac{\delta F}{\delta \rho} \cdot \nabla \frac{\delta H}{\delta \rho} - \frac{\delta H}{\delta \rho} \cdot \nabla \frac{\delta F}{\delta \rho} d^3 r,\end{aligned}\quad (10.48)$$

$$\begin{aligned}\{F, H\}_{q_1} := & - \int_A \frac{\delta F}{\delta q_1} \nabla \cdot \left(\frac{q_1}{\rho} \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} \right) - \frac{\delta H}{\delta q_1} \nabla \cdot \left(\frac{q_1}{\rho} \frac{\delta F}{\delta \mathbf{v}} \right) d^3 r = - \int_A - \frac{q_1}{\rho} \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} \cdot \nabla \frac{\delta F}{\delta q_1} + \frac{q_1}{\rho} \frac{\delta F}{\delta \mathbf{v}} \cdot \nabla \frac{\delta H}{\delta q_1} d^3 r \\ = & - \int_A \frac{q_1}{\rho} \frac{\delta F}{\delta \mathbf{v}} \cdot \nabla \frac{\delta H}{\delta q_1} - \frac{q_1}{\rho} \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} \cdot \nabla \frac{\delta F}{\delta q_1} d^3 r\end{aligned}\quad (10.49)$$

Es wird deutlich, dass jede Klammer in einer „Skalarfeld x Divergenz“- und in einer „Vektorfeld x Gradient“-Schreibweise formuliert werden kann. Jede der beiden Klammern ist antisymmetrisch:

$$\{F, H\}_{\rho} = -\{H, F\}_{\rho} \quad (10.50)$$

$$\{F, H\}_{q_i} = -\{H, F\}_{q_i} \quad (10.51)$$

Nun definiert man sogenannte *Nambu-Klammern* durch

$$\{F, g, H\} := - \int_A \frac{\delta F}{\delta \mathbf{v}} \cdot \left(\frac{1}{\rho} \frac{\delta g}{\delta \mathbf{v}} \times \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} \right) d^3 r = - \int_A \frac{1}{\rho} \frac{\delta F}{\delta \mathbf{v}} \cdot \left(\frac{\delta g}{\delta \mathbf{v}} \times \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} \right) d^3 r, \quad (10.52)$$

hierbei ist g ein Funktional. Für Nambu-Klammern gilt

$$\{F, g, H\} = \{H, F, g\} = \{g, H, F\}. \quad (10.53)$$

Ferner gilt

$$\{F, g, H\} = -\{F, H, g\} = -\{g, F, H\} = -\{H, g, F\}. \quad (10.54)$$

Setzt man dies zusammen mit den Glg.en (10.50) - (10.51) in Glg. (10.66) ein, erhält man

$$\{H, F\} = \{H, F\}_{\rho} + \{H, F\}_{q_i} + \{H, h_a, F\} = -\{F, H\}_{\rho} - \{F, H\}_{q_i} - \{F, h_a, H\} = -\{F, H\}. \quad (10.55)$$

Definiere nun eine *reduzierte Helizität* Z (für die originale Definition der Helizität siehe Glg. (15.104)) durch

$$Z := \frac{1}{2} \mathbf{v} \cdot \nabla \times \mathbf{v} \quad (10.56)$$

und die absolute Helizität Z_a durch

$$Z_a := \frac{1}{2} \mathbf{v}_a \cdot \nabla \times \mathbf{v}_a = \frac{1}{2} (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r} + \mathbf{v}) \cdot \nabla \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r} + \mathbf{v}), \quad (10.57)$$

dies ist die im Inertialsystem gemessene Helizität. Die entsprechenden Funktionale werden durch

$$Z := \int_A \frac{1}{2} \mathbf{v} \cdot \nabla \times \mathbf{v} d^3 r, \quad (10.58)$$

$$Z_a := \int_A \frac{1}{2} \mathbf{v}_a \cdot \nabla \times \mathbf{v}_a d^3 r \quad (10.59)$$

definiert. Seien nun $\mathbf{h} : A \rightarrow \mathbb{R}^3$ eine Testfunktion mit $\mathbf{h}(\partial A) = \mathbf{o}$ und $\varepsilon > \mathbf{o}$. Man definiert

$$Z'(\varepsilon) := \int_A \frac{1}{2} (\mathbf{v} + \varepsilon \mathbf{h}) \cdot \nabla \times (\mathbf{v} + \varepsilon \mathbf{h}) d^3 r = \int_A \frac{1}{2} \mathbf{v} \cdot \nabla \times \mathbf{v} d^3 r + \int_A \frac{\varepsilon}{2} \mathbf{h} \cdot \nabla \times \mathbf{v} d^3 r + \int_A \frac{\varepsilon}{2} \mathbf{v} \cdot \nabla \times \mathbf{h} d^3 r + \mathcal{O}(\varepsilon^2). \quad (10.60)$$

Es gilt nun in erster Ordnung in ε die Gleichung

$$\begin{aligned} \frac{Z'(\varepsilon) - Z'(\mathbf{o})}{\varepsilon} &= \frac{Z'(\varepsilon) - Z}{\varepsilon} = \int_A \frac{1}{2} \mathbf{h} \cdot \nabla \times \mathbf{v} d^3 r + \int_A \frac{1}{2} \mathbf{v} \cdot \nabla \times \mathbf{h} d^3 r = \frac{1}{2} \int_A \mathbf{h} \cdot \nabla \times \mathbf{v} + \mathbf{v} \cdot \nabla \times \mathbf{h} d^3 r \\ &= \frac{1}{2} \int_A \mathbf{v} \cdot \nabla \times \mathbf{h} - \mathbf{h} \cdot \nabla \times \mathbf{v} + 2 \mathbf{h} \cdot \nabla \times \mathbf{v} d^3 r \stackrel{\text{Glg. (B.55)}}{=} \frac{1}{2} \int_A \nabla \cdot (\mathbf{h} \times \mathbf{v}) + 2 \mathbf{h} \cdot \nabla \times \mathbf{v} d^3 r \\ &= \int_A \mathbf{h} \cdot \nabla \times \mathbf{v} d^3 r. \end{aligned} \quad (10.61)$$

Im letzten Schritt wurden dabei der Gauß'sche Satz und die Tatsache $\mathbf{h}(\partial A) = \mathbf{o}$ eingesetzt. Somit gilt

$$\frac{\delta Z}{\delta \mathbf{v}} = \nabla \times \mathbf{v} = \boldsymbol{\xi}. \quad (10.62)$$

Analog gilt auch

$$\frac{\delta Z_a}{\delta \mathbf{v}_a} = \nabla \times \mathbf{v}_a = \boldsymbol{\eta}. \quad (10.63)$$

Aufgrund von

$$\frac{\delta Z}{\delta \mathbf{v}} = \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}_a} \quad (10.64)$$

gilt auch

$$\frac{\delta Z_a}{\delta \mathbf{v}} = \boldsymbol{\eta}. \quad (10.65)$$

Somit kann man Glg. (10.46) in der Form

$$\frac{dF}{dt} = \{F, H\} = \{F, Z_a, H + \{F, H\}_{\varrho} + \{F, H\}_{q_1}\} \quad (10.66)$$

schreiben.

10.1.1 Semi-prognostische Variable

Der Poisson-Klammer-Formalismus führt auf eine spezielle Form der Druckgradientbeschleunigung. Darin ist neben ϱ und q_1 meist eine dritte Variable enthalten, gelegentlich sogar eine vierte oder fünfte. Eine dieser Variablen wählt man als sogenannte *semi-prognostische Variable* q_2 . Diese ist aufgrund der thermischen Zustandsgleichung idealer Gase keine eigenständige prognostische Variable mehr, da der thermodynamische Zustand sonst überbestimmt wäre, jedoch ist sie gegenüber anderen diagnostischen Variablen ausgezeichnet, da sie in der Evolution der Energieformen eine Rolle spielt.

10.1.1.1 Energieerhaltung aus Poisson-Klammer-Perspektive

Es gilt für Energieformen F die Tatsache $\frac{\delta F}{\delta \mathbf{v}} \parallel \mathbf{v}$, somit gilt in diesem Fall

$$\{F, H_a, H\} = 0 \Rightarrow \{F, H\} = \{F, H\}_{\varrho} + \{F, H\}_{q_1}. \quad (10.67)$$

Hieraus folgen

$$\begin{aligned} \{K, H\} &= \int_A -\frac{\delta K}{\delta \varrho} \nabla \cdot \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} + \frac{\delta H}{\delta \varrho} \nabla \cdot \frac{\delta K}{\delta \mathbf{v}} + \frac{\delta H}{\delta q_1} \nabla \cdot \left(\frac{q_1}{\varrho} \frac{\delta K}{\delta \mathbf{v}} \right) d^3 r \\ &= \int_A -\frac{\delta K}{\delta \varrho} \nabla \cdot \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} + \frac{\delta H}{\delta \varrho} \nabla \cdot \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} + \frac{\delta H}{\delta q_1} \nabla \cdot \left(\frac{q_1}{\varrho} \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} \right) d^3 r \\ &= \int_A \frac{\delta (H - K)}{\delta \varrho} \nabla \cdot \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} + \frac{\delta I'}{\delta q_1} \nabla \cdot \left(\frac{q_1}{\varrho} \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} \right) d^3 r \\ &= \int_A \frac{\delta I'}{\delta \varrho} \nabla \cdot \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} + \frac{\delta I'}{\delta q_1} \nabla \cdot \left(\frac{q_1}{\varrho} \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} \right) d^3 r, \end{aligned} \quad (10.68)$$

$$\{I', H\} = \int_A -\frac{\delta I'}{\delta \varrho} \nabla \cdot \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} - \frac{\delta I'}{\delta q_1} \nabla \cdot \left(\frac{q_1}{\varrho} \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} \right) d^3 r. \quad (10.69)$$

Addiert man beides, erhält man wie erwartet

$$\{K, H\} + \{I', H\} = \{H, H\} = 0. \quad (10.70)$$

10.1.2 Potentielle Temperatur als prognostische Variable

Verwendet man anstatt der Temperatur die potentielle Temperatur und definiert

$$q_1 := \tilde{\theta} = \varrho \theta, \quad (10.71)$$

folgt mit Glg. (9.65)

$$\begin{aligned} H &= H(\mathbf{v}, \varrho, q_1) = H(\mathbf{v}, \varrho, \tilde{\theta}) = \int_A \frac{1}{2} \varrho \mathbf{v}^2 + \varrho \varphi + c_d^{(v)} \frac{p(\varrho, \tilde{\theta})}{R_d} d^3 r \\ &= \int_A \frac{1}{2} \varrho \mathbf{v}^2 + \varrho \varphi + c_d^{(v)} \frac{p_o}{R_d} \left(\frac{R_d \tilde{\theta}}{p_o} \right)^{\kappa} d^3 r = \int_A \frac{1}{2} \varrho \mathbf{v}^2 + \varrho \varphi + c_d^{(v)} \frac{p_o}{R_d} \left(\frac{R_d q_1}{p_o} \right)^{\kappa} d^3 r. \end{aligned} \quad (10.72)$$

Die Funktionalableitungen hiervon sind

$$\frac{\delta H}{\delta \varrho} = \frac{1}{2} \mathbf{v}^2 + \varphi, \quad (10.73)$$

$$\frac{\delta H}{\delta q_1} = c_d^{(v)} \frac{p_o}{R_d} \frac{R_d}{p_o} \kappa \left(\frac{R_d q_1}{p_o} \right)^{\kappa-1} = c_d^{(v)} \left(\frac{R_d q_1}{p_o} \right)^{\kappa-1} = c_d^{(p)} \left(\frac{R_d q_1}{p_o} \right)^{\frac{R_d}{c_d^{(v)}}} \stackrel{\text{Glg. (9.71)}}{=} c_d^{(p)} \Pi, \quad (10.74)$$

$$\frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} = \varrho \mathbf{v}. \quad (10.75)$$

Nun sollen die Zeitentwicklungen der Größen K und I' untersucht werden. Dazu rechnet man vorbereitend

$$\frac{\delta K}{\delta \varrho} = \frac{1}{2} \mathbf{v}^2, \quad \frac{\delta K}{\delta q_1} = 0, \quad \frac{\delta K}{\delta \mathbf{v}} = \varrho \mathbf{v}, \quad (10.76)$$

$$\frac{\delta I'}{\delta \varrho} = \varphi, \quad \frac{\delta I'}{\delta q_1} = c_d^{(p)} \Pi, \quad \frac{\delta I'}{\delta \mathbf{v}} = 0. \quad (10.77)$$

und erhält somit

$$\begin{aligned} \{K, H\} &= \int_A \frac{\delta H}{\delta \varrho} \nabla \cdot \frac{\delta K}{\delta \mathbf{v}} - \frac{\delta K}{\delta \varrho} \nabla \cdot \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} + \frac{\delta H}{\delta q_1} \nabla \cdot \left(\frac{q_1}{\varrho} \frac{\delta K}{\delta \mathbf{v}} \right) - \frac{\delta K}{\delta q_1} \nabla \cdot \left(\frac{q_1}{\varrho} \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} \right) d^3 r \\ &= \int_A \left(\frac{1}{2} \mathbf{v}^2 + \varphi \right) \nabla \cdot (\varrho \mathbf{v}) - \frac{1}{2} \mathbf{v}^2 \nabla \cdot (\varrho \mathbf{v}) + c_d^{(p)} \Pi \nabla \cdot (q_1 \mathbf{v}) d^3 r \\ &= \int_A \varphi \nabla \cdot (\varrho \mathbf{v}) + c_d^{(p)} \Pi \nabla \cdot (q_1 \mathbf{v}) d^3 r \\ &= \int_A -\varrho \mathbf{v} \cdot \nabla \varphi - c_d^{(p)} q_1 \mathbf{v} \cdot \nabla \Pi d^3 r, \end{aligned} \quad (10.78)$$

$$\begin{aligned} \{I', H\} &= \int_A \frac{\delta H}{\delta \varrho} \nabla \cdot \frac{\delta I'}{\delta \mathbf{v}} - \frac{\delta I'}{\delta \varrho} \nabla \cdot \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} + \frac{\delta H}{\delta q_1} \nabla \cdot \left(\frac{q_1}{\varrho} \frac{\delta I'}{\delta \mathbf{v}} \right) - \frac{\delta I'}{\delta q_1} \nabla \cdot \left(\frac{q_1}{\varrho} \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} \right) d^3 r \\ &= \int_A -\varphi \nabla \cdot (\varrho \mathbf{v}) - c_d^{(p)} \Pi \nabla \cdot (q_1 \mathbf{v}) d^3 r. \end{aligned} \quad (10.79)$$

10.1.3 Entropiedichte als prognostische Variable

Verwendet man anstatt der potentiellen Temperatur die Entropie und definiert

$$q_1 := \tilde{s} = \varrho s, \quad (10.80)$$

folgt

$$\begin{aligned} H &= H(\mathbf{v}, \varrho, q_1) = H(\mathbf{v}, \varrho, \tilde{s}) = \int_A \frac{1}{2} \varrho \mathbf{v}^2 + \varrho \varphi + c_d^{(v)} \frac{p(\varrho, \tilde{s})}{R_d} d^3 r \\ &= \int_A \frac{1}{2} \varrho \mathbf{v}^2 + \varrho \varphi + c_d^{(v)} \frac{p(\varrho, q_1)}{R_d} d^3 r. \end{aligned} \quad (10.81)$$

Die Funktionalableitungen hiervon sind

$$\frac{\delta H}{\delta \rho} \stackrel{\text{Glg. (5.91)}}{=} \frac{1}{2} \mathbf{v}^2 + \varphi + G, \quad \frac{\delta H}{\delta q_1} \stackrel{\text{Glg. (5.91)}}{=} T, \quad \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} = \rho \mathbf{v}. \quad (10.82)$$

G bezeichnet hierbei das spezifische Gibbs-Potential. Nun werden wieder die Zeitentwicklungen der Größen K und I' untersucht. Dazu rechnet man vorbereitend

$$\frac{\delta K}{\delta \rho} = \frac{1}{2} \mathbf{v}^2, \quad \frac{\delta K}{\delta q_1} = 0, \quad \frac{\delta K}{\delta \mathbf{v}} = \rho \mathbf{v}, \quad (10.83)$$

$$\frac{\delta I'}{\delta \rho} = \varphi + G, \quad \frac{\delta I'}{\delta q_1} = T, \quad \frac{\delta I'}{\delta \mathbf{v}} = 0. \quad (10.84)$$

und erhält somit

$$\begin{aligned} \{K, H\} &= \int_A \frac{\delta H}{\delta \rho} \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) - \frac{\delta K}{\delta \rho} \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) + T \nabla \cdot (q_1 \mathbf{v}) d^3 r \\ &= \int_A (\varphi + G) \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) + T \nabla \cdot (q_1 \mathbf{v}) d^3 r \\ &= \int_A -\rho \mathbf{v} \cdot \nabla (\varphi + G) - q_1 \mathbf{v} \cdot \nabla T d^3 r, \end{aligned} \quad (10.85)$$

$$\begin{aligned} \{I', H\} &= \int_A \frac{\delta H}{\delta \rho} \nabla \cdot \frac{\delta I'}{\delta \mathbf{v}} - \frac{\delta I'}{\delta \rho} \nabla \cdot \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} + \frac{\delta H}{\delta q_1} \nabla \cdot \left(\frac{q_1}{\rho} \frac{\delta I'}{\delta \mathbf{v}} \right) - \frac{\delta I'}{\delta q_1} \nabla \cdot \left(\frac{q_1}{\rho} \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} \right) d^3 r \\ &= \int_A -\frac{\delta I'}{\delta \rho} \nabla \cdot \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} - \frac{\delta I'}{\delta q_1} \nabla \cdot \left(\frac{q_1}{\rho} \frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} \right) d^3 r \\ &= \int_A -(\varphi + G) \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) - T \nabla \cdot (q_1 \mathbf{v}) d^3 r. \end{aligned} \quad (10.86)$$

Hieraus erhält man als Ausdruck für die Druckgradientbeschleunigung

$$-\frac{1}{\rho} \nabla p = -\nabla G - s \nabla T. \quad (10.87)$$

Dies wird auch durch

$$\begin{aligned} -\nabla G - s \nabla T &= -c_d^{(p)} \nabla T + T \nabla s = -c_d^{(p)} \nabla T + T c_d^{(p)} \nabla \ln(\theta) \\ &= -c_d^{(p)} \nabla T + \frac{T}{\theta} c_d^{(p)} \nabla \theta = -c_d^{(p)} \theta \nabla \frac{T}{\theta} = -c_d^{(p)} \theta \nabla \Pi \end{aligned} \quad (10.88)$$

bestätigt.

10.2 Irreversible trockene Atmosphäre

Dieser Abschnitt wird nur mit dem in Abschn. 10.1.3 begonnenen Entropieformalismus ausformuliert. In einer irreversiblen trockenen Atmosphäre definiert man zwei irreversible Klammern:

$$(F, f_R) := \left\langle \frac{\delta F}{\delta \mathbf{v}} \middle| f_R \right\rangle = \int_A \frac{\delta F}{\delta \mathbf{v}} \cdot f_R d^3 r \quad (10.89)$$

$$(F, Q) := \left\langle \frac{\delta F}{\delta \tilde{s}} \middle| \frac{\rho \varepsilon}{T} \right\rangle = \int_A \frac{\delta F}{\delta \tilde{s}} \frac{\rho \varepsilon}{T} d^3 r \quad (10.90)$$

Nach Glg. (8.96) gilt hierbei

$$(H, f_R) + (H, Q) = 0. \quad (10.91)$$

Die Dynamik wird dann festgelegt durch

$$\frac{dF}{dt} = \{F, H\} + (F, f_R) + (F, Q). \quad (10.92)$$

10.3 Heterogene Atmosphäre

Laut den Erkenntnissen des Abschn. 9.5.1 kann man in einer feuchten Atmosphäre ohne Kondensate mit der Ersetzung

$$\theta \rightarrow \theta_v \quad (10.93)$$

den reversiblen Teil der Dynamik nach Abschn. 10.1.2 übernehmen, wenn man davon ausgeht, dass trockene Luft und Wasserdampf perfekte ideale Gase sind.

10.3.1 Kondensate

Kondensate bewegen sich mit einer Geschwindigkeit $\mathbf{v}_i \neq \mathbf{v}$, welche nicht der Windgeschwindigkeit entspricht, da sie eine überlagerte Fallgeschwindigkeit haben. Diese muss man im globalen Integral der kinetischen Energie berücksichtigen. Dies würde einige zusätzliche Terme generieren. Dies ist jedoch im Verhältnis zum Nutzen nicht praktikabel. Stattdessen wird die Existenz der Kondensate mit folgenden Eingriffen an die Dynamik angekoppelt:

- Die Druckgradientbeschleunigung wird mit einem Vorfaktor $\frac{\ell_h}{\rho}$ multipliziert, da die Kondensate vom Druckgradienten mitbeschleunigt werden müssen, aber selbst keinen Druck generieren. Selbiges gilt für die Reibungsbeschleunigung. Die Coriolisbeschleunigung und die Schwere hingegen werden nicht auf diese Weise modifiziert, da diese Kräfte auch auf Kondensate wirken (die Tatsache, dass die auf Kondensate wirkende Coriolisbeschleunigung aufgrund ihrer Fallgeschwindigkeit von der auf die Gasphase wirkende Coriolisbeschleunigung abweicht, wird ignoriert).
- Da der Erste Hauptsatz für die Größe $\rho_h \theta_v$ formuliert wird, müssen die Wärmeleistungsdichten mit einem Vorfaktor $\frac{\ell_h c_h^{(v)}}{\rho c}$ ≤ 1 multipliziert werden.

10.4 Ankopplung an das Strahlungsfeld

Bei der Lösung der Strahlungsübertragungsgleichung geht man davon aus, dass zu jedem Zeitpunkt das Strahlungsfeld im Gleichgewicht mit dem Temperatur- und Dichtefeld steht. Die Zeitableitungen des Strahlungsfeldes vernachlässigt man also (quasistationärer Prozess). Wollte man das Strahlungsfeld in den Hamilton-Formalismus einbetten, würde das auf Gleichungen mit Zeitableitungen für das Strahlungsfeld führen, die auf so kleinen Zeitskalen gelöst werden müssten, dass dies für die Atmosphäre nicht praktikabel ist.

11 KONKRETISIERUNG DER WÄRMEFLÜSSE

Diabatisch ist alles, was Adiabatie verletzt, also Wärme- und Massenflüsse über Systemgrenzen hinweg. Die Leistungsdichten der Wärme setzen sich zusammen aus

- Wärmeleitung,
- Wärmeübergang,
- latenter Wärme,
- Strahlung und
- Dissipation.

Die Quellstärken der Masse entstehen durch

- Diffusion,
- Phasenübergänge,
- Kollisionen und
- Zerfall,

s. Glg.en (7.23) - (7.25).

11.1 Wärmeleitung

Wärmeleitung tritt nur in der Gasphase und führt nach Glg. (5.220) zu einer Temperaturtendenz

$$\frac{\partial (\rho c_h^{(v)} T)}{\partial t} = \nabla \cdot (\rho c_h^{(v)} \kappa \nabla T) \quad (11.1)$$

mit κ_h als Temperaturleitfähigkeit der feuchten Luft.

11.2 Phasenübergangswärme

Findet Verdunstung, Schmelzen oder Sublimation statt, so wird die hierfür notwendige Wärme dem Edukt entzogen. Findet der Phasenübergang in die andere Richtung statt, wirkt die Wärme auf das Produkt. In Kap. 7 wurde zwischen drei Arten von Phasenübergängen unterschieden. Im ersten Fall entstehen dabei neue Partikel der Klasse i , es gilt

$$q'_i = c_{i,v} (\tilde{q}'_{v,i} - \tilde{q}'_{i,v}) \quad (11.2)$$

für die auf die Komponente i wirkende Wärmeleistung pro Volumen, hierbei ist $c_{i,v}$ die Phasenumwandlungsenthalpie von i in die Gasphase.

Im zweiten Fall findet der Phasenübergang zwischen dem Gas und bestehenden Partikeln der Komponente i statt, was zur Umwandlung von Teilchen in eine andere Kondensatklasse j führt. Die latente Wärme wirkt jedoch trotzdem auf die Teilchen der Komponente i :¹

$$q''_i = c_{i,v} (\tilde{q}''_{v,i} - \tilde{q}''_{i,v}) \quad (11.3)$$

Im dritten Fall wandeln sich Kondensate ineinander um. Hierfür gilt

$$q'''_i = \sum_j c_{i,j} \tilde{q}'''_{j,i} - c_{i,j} \tilde{q}'''_{i,j}. \quad (11.4)$$

¹Die bei diesem Prozess innerhalb eines Zeitintervalls Δt übertragene Wärme teilt sich massengewichtet auf die beiden Kondensatklassen auf, für Δt gegen Null geht die pro Masse übertragene Wärme gegen Null, es geht jedoch auch die umgewandelte Masse gegen Null, sodass die auf die Komponente j wirkende Wärme in zweiter Ordnung der Zeit gegen Null geht.

Hierbei ist $c_{i,j}$ die bei dem entsprechenden Prozess auf i wirkende Phasenübergangsenthalpie. Ist beispielsweise i flüssig und j fest, so ist $c_{i,j} = 0$, da in diesem Fall die latente Wärme wie oben angemerkt auf die feste Phase j wirken würde. Für die Gesamt-Quellstärke der Wärme aufgrund von Phasenübergängen q_i gilt

$$q_i = q'_i + q''_i + q'''_i. \quad (11.5)$$

Es sei an dieser Stelle noch einmal hervorgehoben, dass auf die Gasphase *keine* latenten Wärmeflüsse wirken, sondern nur auf die Kondensate. Über Wärmeübergang verteilt sich dann die Energie, auch auf die Gasphase.

11.3 Wärmeübergang

Haben die Kondensate andere Temperaturen als die feuchte Luft, geht dies mit einem *Wärmeübergang* einher (diffusiver Wärmestrom durch eine Grenzfläche). Man geht von der Gleichung

$$s = \xi \Delta T \quad (11.6)$$

aus, wobei ΔT die Temperaturdifferenz der beiden Phasen ist, ξ die *Wärmedurchgangszahl* und s die Wärmeflussdichte. Für die entsprechende Leistungsdichte q_i im Fluid, die auf die Kondensatklasse i wirkt, hat man

$$q_i = n_i A_i \xi_i (T - T_i). \quad (11.7)$$

Hierbei sind n_i die Teilchendichte der Kondensate i , A_i deren Oberfläche und ξ_i die Wärmedurchgangszahl bezüglich feuchter Luft. Für die Luft gilt

$$q_h = \sum_i n_i A_i \xi_i (T_i - T). \quad (11.8)$$

11.4 Dissipation

In einem Medium mit Kondensationsprodukten wird angenommen, dass sich die Leistungsdichte q_{diss} entsprechend der Massen auf die Komponenten aufteilt:

$$q_{\text{diss},i} = -\rho_i \mathbf{v} \cdot \mathbf{f}_R \quad (11.9)$$

Dann ergibt sich die Gesamt-Leistungsdichte zu

$$q_{\text{diss}} = q_h + \sum_i q_{\text{diss},i} = - \left[\rho_h + \sum_i \rho_i \right] \mathbf{v} \cdot \mathbf{f}_R = -\rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{f}_R, \quad (11.10)$$

was wieder Glg. (8.66) entspricht.

11.5 Strahlungsübertragungsgleichung

Das Poynting-Theorem Glg. (3.47) ist eine Kontinuitätsgleichung für die Strahlungsflussdichte $\mathbf{S}$. Die Herleitung ist klassisch, $-\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$ ist die Leistung, die das Feld an beweglichen Ladungen verrichtet. Man kann die Gleichung notieren als

$$\frac{1}{v_h} (P_{\text{Feld}} + P_{\text{Ladungen}}) = -\nabla \cdot \mathbf{S}, \quad (11.11)$$

dabei sind $P_{\text{Feld}} = \frac{\partial w}{\partial t}$ die lokalzeitliche Ableitung der Energiedichte und $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$ die Leistung an Ladungsträgern. Die Ladungen sind im Allgemeinen nicht frei, sondern zu Atomen und Molekülen strukturiert, und P_{Ladungen} kann zu quantenmechanischen Anregungen allgemeinerer Art führen. Damit kann man die Gleichung notieren als

$$\frac{1}{v_h} (P_{\text{Feld}} + P_{\text{Materie}}) = -\nabla \cdot \mathbf{S}. \quad (11.12)$$

Es ist $P_{\text{Feld}} \ll P_{\text{Materie}}$ und daher kann man in guter Näherung

$$\frac{1}{v_h} P_{\text{Materie}} = -\nabla \cdot \mathbf{S}. \quad (11.13)$$

setzen.

Das Planck'sche Strahlungsgesetz Glg. (5.316) wurde bisher als Funktion der Kreisfrequenz ω formuliert. Bei Spektren verwendet man jedoch meist die Wellenlänge λ als unabhängige Größe. Es gilt

$$c = \frac{\lambda}{T} \Rightarrow \lambda = cT = \frac{2\pi c}{\frac{2\pi}{T}} = \frac{2\pi c}{\omega} \Rightarrow \omega = \frac{2\pi c}{\lambda}. \quad (11.14)$$

Mit der Forderung

$$u(\omega) d\omega \stackrel{!}{=} u(\lambda) d\lambda \quad (11.15)$$

folgt

$$u(\lambda) = u(\omega(\lambda)) \left| \frac{d\omega}{d\lambda} \right| = \frac{\hbar 8\pi^3 c^3}{\pi^2 c^3 \lambda^3} \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar 2\pi c}{k_B T \lambda}\right) - 1} \frac{2\pi c}{\lambda^2} = \frac{8\pi c h}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar c}{k_B T \lambda}\right) - 1}. \quad (11.16)$$

Für die spektrale Strahldichte der Schwarzkörperstrahlung gilt L_B folgt

$$L_B(\lambda, T) = \frac{2\hbar c^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar c}{k_B T \lambda}\right) - 1}. \quad (11.17)$$

Die spektrale Strahldichte in der Atmosphäre hängt ab vom Ort, der Richtung und der Wellenlänge, also $L = L(\mathbf{r}, \lambda, \vartheta, \varphi)$. Hieraus ergibt sich das Feld der spektralen Strahlungsflussdichte $\mathbf{S}_\lambda$ zu

$$\mathbf{S}_\lambda(\mathbf{r}, \lambda) = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi L(\mathbf{r}, \lambda, \vartheta, \varphi) \mathbf{e}(\vartheta, \varphi) \sin(\vartheta) d\vartheta d\varphi \quad (11.18)$$

mit $\mathbf{e}(\vartheta, \varphi)$ als dem in die durch ϑ und φ vorgegebene Richtung zeigenden Einheitsvektor.

$j \in \{d, v, i\}$ bezeichne eine Komponente der Luft, wobei i für eine Kondensatklasse stehe. Jede Komponente hat individuelle Strahlungseigenschaften und bekommt daher einen eigene spektrale Leistungsdichte q_j . Man macht sich schnell klar, dass beim Durchtritt durch Materie für die Änderung der spektralen Strahldichte gilt

$$dL(\Omega) \propto \varrho_j, \quad dL(\Omega) \propto ds, \quad (11.19)$$

hierbei ist Ω ein Raumwinkelement. Hieraus kann man folgern:

$$dL(\Omega) = \overbrace{-\varrho_j k_j L ds}^{\text{Absorption}} + \overbrace{\varrho_j k_j L_B ds}^{\text{Emission}} + \overbrace{ds \varrho_j \int_{4\pi} s_j(\Omega', \Omega) L(\Omega') d\Omega'}^{\text{Zustreuung aus anderen Raumrichtungen}} - \overbrace{ds \varrho_j L(\Omega) \int_{4\pi} s_j(\Omega, \Omega') d\Omega'}^{\text{Wegstreuung in andere Raumrichtungen}}$$

Hierbei sind k_j der *Absorptionskoeffizient* und s_j der *Streuquerschnitt*. Dies beschreibt lediglich die Änderung der spektralen Strahldichte aufgrund der Komponente i . Um die tatsächliche Änderung zu beschreiben, muss man über alle Komponenten summieren:

$$\begin{aligned} dL(\Omega) &= ds (L_B - L(\Omega)) \sum_j (k_j \varrho_j) + ds \sum_i \varrho_j \int_{4\pi} s_j(\Omega', \Omega) L(\Omega') d\Omega' \\ &\quad - ds \sum_j \varrho_j L(\Omega) \int_{4\pi} s_j(\Omega, \Omega') d\Omega'. \end{aligned} \quad (11.20)$$

Dies ist die *Strahlungsübertragungsgleichung*. Für die auf die Komponente i wirkende Heizrate gilt dann

$$q_j = \int_0^\infty (\nabla \cdot \mathbf{S}_\lambda)_j d\lambda. \quad (11.21)$$

11.6 Randbedingungen

An der Erdoberfläche gilt

$$\mathbf{j}_v \cdot \mathbf{n} = E + S - R - C, \quad (11.22)$$

hierbei stehen $\mathbf{n}$ für den Normalenvektor der Erdoberfläche, E für die Verdunstungsrate, S für die Sublimationsrate, R für die Resublimationsrate und C für die Kondensationsrate, alles mit der Dimension *Masse pro Fläche und Zeit*. Dies ist eine Randbedingung an die Flussdichte $\mathbf{j}_v$.

Die Randbedingungen in der Strahlungsübertragungsgleichung lauten

$$\mathcal{S}_{\text{in}} = S_{\text{o}} e_{\text{Sonne} \rightarrow \text{Erde}} \quad (11.23)$$

am Oberrand sowie

$$L(\mathcal{J}, \mathcal{I}, \varphi) = \varepsilon(\mathcal{J}, \mathcal{I}, \varphi, T) L_B(\mathcal{J}, \mathcal{I}, \varphi, T) \quad (11.24)$$

Weiterhin ist

$$\xi_{\text{SFC}}(T_{\text{SFC}} - T) \quad (11.25)$$

die Wärmeflussdichte, die als Randbedingung an der Oberfläche im Ersten Hauptsatz für feuchte Luft auftritt.

11.7 Zusammenstellung der herrschenden Gleichungen

$$\forall (i \in \{\text{gasförmige Bestandteile der Luft}\}) \frac{D\mathbf{v}_i}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \mathbf{v}_i \times \mathbf{f} + \mathbf{g} + r \Delta \mathbf{v}_g$$

$$\forall (i \in \{\text{Kondensatklassen}\}) \mathbf{j}_i = \rho_i \mathbf{v} - \mathbf{k}_{\rho_i} v_i$$

$$p = T_g R_g \rho'_g$$

$$c_g^{(v)} \frac{DT}{Dt} + p \frac{D}{Dt} \left[\frac{1 - \sum_{j \in \{\text{Kondensatklassen}\}} \frac{\rho_j}{\rho'_j}}{\rho_g} \right] = \frac{q_g}{\rho_g}$$

$$\frac{\partial \rho_d}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j}_d = 0$$

$$\forall (i \in \{\text{Tracerklassen}\}) \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j}_i = Q_i$$

$$\forall (i \in \{\text{Kondensatklassen}\}) c_i^{(v)} \frac{DT}{Dt} = \frac{q_i}{\rho_i}$$

$$\begin{aligned} dL(\Omega) &= ds(L_B - L(\Omega)) \sum_{j \in \{d,v,i\}} (k_j \rho_j) \\ &+ ds \sum_{j \in \{d,v,i\}} \rho_j \int_{4\pi} s_j(\Omega', \Omega) L(\Omega') d\Omega' \\ &- ds \sum_{j \in \{d,v,i\}} \rho_j L(\Omega) \int_{4\pi} s_j(\Omega, \Omega') d\Omega' \end{aligned}$$

Randbedingungen

$$\mathbf{v} \cdot \mathbf{n} = 0 \text{ am Oberrand}$$

$$\rho_i = 0 \text{ am Oberrand}$$

$$\mathbf{v} \cdot \mathbf{n} = 0 \text{ am Unterrand}$$

$$\mathcal{S}_{\text{in}} = \mathcal{S}_{\odot} e_{\text{Sonne} \rightarrow \text{Erde}} \text{ am Oberrand}$$

$$\mathbf{j}_v \cdot \mathbf{n} = E + S - R - C \text{ am Unterrand}$$

$$L(\lambda, \vartheta, \varphi, T) = \varepsilon(\lambda, \vartheta, \varphi, T) L_B(\lambda, \vartheta, \varphi, T) \text{ am Oberrand}$$

$$\tau_{\text{SFC}}(T_{\text{SFC}} - T) = \text{Wärmedurchgang am Unterrand}$$

Der Determinismus dieser Gleichungen ist nicht nur mathematisch unklar, sie sind außerdem unvollständig, da sie als Gleichungen der statistischen Physik höhere statistische Momente enthalten. Diese sind meist klein, jedoch führen aufgrund der Nichtlinearität kleinste Ungenauigkeiten nach einer Zeit $t > t_{\text{krit}}$ zu einer kapitalen Änderung der Lösung. Eine nicht-statistische Vorhersage ist daher prinzipiell nur für einen begrenzten Zeitraum möglich.

Teil III

Dynamik

12 GENERALISIERTE VERTIKALKOORDINATEN

Eine generalisierte Vertikalkoordinate μ wird definiert durch eine Transformation $\mu \leftrightarrow z$. Diese Abbildung ist i. A. von den horizontalen Koordinaten abhängig: $z = z(\varphi, \lambda, \mu)$. Schreibt man für ein Skalarfeld ψ in geographischen Koordinaten mit geodätischer bzw. generalisierter Vertikalkoordinate

$$\psi(\varphi, \lambda, z(\varphi, \lambda, \mu)) = \tilde{\psi}(\varphi, \lambda, \mu), \quad (12.1)$$

so folgt für die Gradienten in diesen Koordinaten

$$\nabla \psi = \begin{pmatrix} \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} \\ \frac{\partial \psi}{\partial \lambda} \\ \frac{\partial \psi}{\partial z} \end{pmatrix}, \quad (12.2)$$

$$\nabla \tilde{\psi} = \begin{pmatrix} \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \varphi} \\ \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \lambda} \\ \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \mu} \end{pmatrix}. \quad (12.3)$$

Es gilt

$$\frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \lambda} = \frac{d}{d\lambda} \psi(\varphi, \lambda, z(\varphi, \lambda, \mu)) = \nabla \psi \cdot \begin{pmatrix} \frac{d\varphi}{d\lambda} \\ \frac{d\lambda}{d\lambda} \\ \frac{dz}{d\lambda} \end{pmatrix} = \nabla \psi \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ \frac{\partial z}{\partial \lambda} \end{pmatrix} = \frac{\partial \psi}{\partial \lambda} + \frac{\partial z}{\partial \lambda} \frac{\partial \psi}{\partial z}. \quad (12.4)$$

Die Ableitungen nach λ sind proportional zu den Ableitungen nach x . Damit folgt

$$\frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial x} = \frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{\partial z}{\partial x} \frac{\partial \psi}{\partial z}. \quad (12.5)$$

Unterschlägt man in der Notation den Unterschied von ψ und $\tilde{\psi}$ und kennzeichnet anstattdessen konstantgehaltene Größen durch Indizes, so erhält man

$$\left(\frac{\partial \psi}{\partial x} \right)_{\mu} = \left(\frac{\partial \psi}{\partial x} \right)_z + \left(\frac{\partial z}{\partial x} \right)_{\mu} \frac{\partial \psi}{\partial z}. \quad (12.6)$$

z und μ sind in der Herleitung vertauschbar, daher gilt genauso

$$\left(\frac{\partial \psi}{\partial x} \right)_z = \left(\frac{\partial \psi}{\partial x} \right)_{\mu} + \left(\frac{\partial \mu}{\partial x} \right)_z \frac{\partial \psi}{\partial \mu}. \quad (12.7)$$

In den herrschenden Gleichungen treten partielle Ableitungen $\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial z}$ auf, hierbei wurde bisher z als Vertikalkoordinate verwendet. Will man auf eine generalisierte Koordinate μ transformieren, nutzt man die Kettenregel und stellt Glg. (12.6) um:

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = \frac{\partial \mu}{\partial z} \frac{\partial \psi}{\partial \mu} \quad (12.8)$$

$$\left(\frac{\partial \psi}{\partial x} \right)_z = \left(\frac{\partial \psi}{\partial x} \right)_{\mu} - \left(\frac{\partial z}{\partial x} \right)_{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial z} \frac{\partial \psi}{\partial \mu} \quad (12.9)$$

Analog auch in y-Richtung. Die materielle Ableitung $\frac{D}{Dt}$ ist unabhängig von der Vertikalkoordinate. Die horizontale materielle Ableitung $\frac{D_h}{Dt}$ (s. Glg. (B.12)) jedoch ist abhängig vom Koordinatensystem. z ist in obiger Herleitung nicht ausgezeichnet, daher kann z durch eine beliebige Vertikalkoordinate r ersetzt werden.

12.1 p-System

Im p-System verwendet man den Druck p als Vertikalkoordinate, was bei Hydrostatik ($\frac{\partial p}{\partial z} = -g \neq 0$, s. Abschn. 13.7) möglich ist. Für die *totale Ableitung* im p-System gilt dann

$$\frac{D\psi}{Dt} = \frac{\partial \psi}{\partial t} + u \frac{\partial \psi}{\partial x} + v \frac{\partial \psi}{\partial y} + \omega \frac{\partial \psi}{\partial p}. \quad (12.10)$$

Hierbei ist $\omega := \frac{Dp}{Dt}$ die Vertikalgeschwindigkeit im p-System. In Abschn. 13.7 werden die herrschenden Gleichungen ins p-System transformiert.

12.2 θ -System

In einer thermisch stabil geschichteten Atmosphäre kann θ als generalisierte Vertikalkoordinate verwendet werden. Außerdem wird hier von Hydrostatik ausgegangen. Dies bezeichnet man als θ -System oder auch als *isentropische Koordinaten*. Notiert man die Glg.en (12.8) - (12.9) mit $\mu = \theta$, folgt

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = \frac{\partial \theta}{\partial z} \frac{\partial \psi}{\partial \theta}, \quad (12.11)$$

$$\left(\frac{\partial \psi}{\partial x} \right)_z = \left(\frac{\partial \psi}{\partial x} \right)_\theta - \left(\frac{\partial z}{\partial x} \right)_\theta \frac{\partial \theta}{\partial z} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} = \left(\frac{\partial \psi}{\partial x} \right)_\theta + \varrho \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)_\theta \frac{\partial \theta}{\partial p} \frac{\partial \psi}{\partial \theta}, \quad (12.12)$$

$$\left(\frac{\partial \psi}{\partial y} \right)_z = \left(\frac{\partial \psi}{\partial y} \right)_\theta - \left(\frac{\partial z}{\partial y} \right)_\theta \frac{\partial \theta}{\partial z} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} = \left(\frac{\partial \psi}{\partial y} \right)_\theta + \varrho \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)_\theta \frac{\partial \theta}{\partial p} \frac{\partial \psi}{\partial \theta}. \quad (12.13)$$

Im Fall $\psi = p$ folgt

$$\left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_z = \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_\theta - \left(\frac{\partial z}{\partial x} \right)_\theta \frac{\partial \theta}{\partial z} \frac{\partial p}{\partial \theta} = \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_\theta + \varrho \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)_\theta. \quad (12.14)$$

Es gilt

$$\begin{aligned} p &= \varrho R_d \theta \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{R_d}{c(p)}} \\ \Rightarrow \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_\theta &= R_d \theta \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{R_d}{c(p)}} \left(\frac{\partial \varrho}{\partial x} \right)_\theta + \varrho R_d \theta \frac{1}{p_0^{\frac{R_d}{c(p)}}} \frac{R_d}{c(p)} p^{\frac{R_d}{c(p)}-1} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_\theta \\ &= R_d T \left(\frac{\partial \varrho}{\partial x} \right)_\theta + \varrho R_d \theta \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{R_d}{c(p)}} \frac{R_d}{c_p p} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_\theta \\ &= R_d T \left(\frac{\partial \varrho}{\partial x} \right)_\theta + \varrho R_d T \frac{R_d}{c^{(p)} \varrho R_d T} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_\theta \\ &= R_d T \left(\frac{\partial \varrho}{\partial x} \right)_\theta + \frac{R_d}{c^{(p)}} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_\theta \\ \Rightarrow \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_\theta &= \frac{c^{(p)} R_d T}{c^{(V)}} \left(\frac{\partial \varrho}{\partial x} \right)_\theta = \frac{c^{(p)}}{c^{(V)}} T \left(\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{p}{T} \right) \right)_\theta \\ &= \frac{c^{(p)}}{c^{(V)}} T \left(\frac{1}{T} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{p}{T^2} \frac{\partial T}{\partial x} \right) = \frac{c^{(p)}}{c^{(V)}} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_\theta - \frac{c^{(p)}}{c^{(V)}} \frac{p}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_\theta \\ &= \frac{c^{(p)}}{c^{(V)}} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_\theta - \frac{c^{(p)}}{c^{(V)}} \varrho R_d \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_\theta \\ \Rightarrow \frac{R_d}{c^{(V)}} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_\theta &= \frac{c^{(p)}}{c^{(V)}} \varrho R_d \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_\theta \Rightarrow \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_\theta = c^{(p)} \varrho \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_\theta. \end{aligned} \quad (12.15)$$

Somit erhält man

$$\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_z = \frac{\partial}{\partial x} \left(c^{(p)} T + \varphi \right), \quad (12.16)$$

wobei auf der rechten Seite die partielle Ableitung im θ -System durchgeführt wird. Man definiert

$$M := c^{(p)} T + \varphi \quad (12.17)$$

als das *Montgomery-Potential*.

12.3 σ_z -System

Mit h als *Orographie* und H als Oberrand der Atmosphäre definiert man die *orographische Koordinate* σ_z durch

$$\sigma_z := \frac{z - h}{H - h} \Leftrightarrow z = h + \sigma_z (H - h), \quad (12.18)$$

daraus folgen

$$\frac{\partial \sigma_z}{\partial z} = \frac{1}{H - h}, \quad (12.19)$$

$$\left(\frac{\partial z}{\partial x} \right)_{\sigma_z} = (1 - \sigma_z) \frac{\partial h}{\partial x}, \quad (12.20)$$

$$\left(\frac{\partial z}{\partial x} \right)_{\sigma_z} \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} = \frac{1 - \sigma_z}{H - h} \frac{\partial h}{\partial x}. \quad (12.21)$$

12.4 σ_p -System

Mit p_S als Bodendruck und p_T als Druck am Oberrand der Atmosphäre definiert man eine weitere orographische Koordinate σ_p durch

$$\sigma_p := \frac{p - p_T}{p_S - p_T} \Leftrightarrow p = p_T + \sigma_p (p_S - p_T), \quad (12.22)$$

daraus folgen

$$\frac{\partial \sigma_p}{\partial p} = \frac{1}{p_S - p_T}, \quad (12.23)$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_{\sigma_p} = \sigma_p \frac{\partial p_S}{\partial x}, \quad (12.24)$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_{\sigma_p} \frac{\partial \sigma_p}{\partial z} = \frac{\sigma_p}{p_S - p_T} \frac{\partial p_S}{\partial x}. \quad (12.25)$$

In der Meteorologie und Ozeanographie gibt es viele diffizile Approximationen mit detaillierten und komplexen Annahmen. In diesem Kapitel werden die gebräuchlichsten von ihnen erläutert, dabei wird bei den weniger rigorosen begonnen.

13.1 Allgemeines

13.1.1 Filterung

Es werden häufig Näherungsannahmen an die herrschenden Gleichungen gemacht, die physikalisch widersprüchlich sind oder den Definitionen widersprechen. So spielt die Feuchte durchaus eine Rolle für die Dynamik, jedoch kann man Zyklonogenese (also das Entstehen von Tiefdruckgebieten) auch in einer trockenen Atmosphäre beobachten. Man spricht von *Filterung*: Feuchte ist nicht notwendig für das Entstehen der Tiefdruckgebiete, weil in einer trockenen Atmosphäre immernoch Tiefdruckgebiete entstehen, also nicht gefiltert werden. Will man ein Phänomen untersuchen, so wählt man hierfür zunächst immer das einfachste mögliche Gleichungssystem.

13.1.2 Dimensionslose Kennzahlen

Um verschiedene Terme in den herrschenden Gleichungen vergleichen zu können, führt man dimensionslose Kennzahlen ein.

Besonders problematisch bei der theoretischen Behandlung der Hydrodynamik ist die Nichtlinearität. Diese steckt zu einem großen Anteil in der Impulsadvektion $(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v}$. Diese Terme tragen entscheidend zur Interaktion der Skalen (Spektralkomponenten) und zur Entstehung von Instabilitäten bei. Hingegen ist die Reibung ein stabilisierender Einfluss. Man definiert daher die sogenannte *Reynolds-Zahl* N_{Re} als das Verhältnis dieser beiden Terme:

$$N_{\text{Re}} := \frac{U^2}{L} \frac{L^2}{rU} = \frac{UL}{r} \quad (13.1)$$

Desto größer die Reynolds-Zahl ist, desto instabiler und turbulenter ist die Strömung. Auf der synoptischen Skala gilt

$$N_{\text{Re}} \sim \frac{10^1 10^6}{10^{-5}} = 10^{12}. \quad (13.2)$$

Synoptische Strömungen sind also sehr instabil.

Die *Rossby-Zahl* N_{Ro} definiert man als Verhältnis von advektiven Termen zu Coriolis-Kraft, also

$$N_{\text{Ro}} := \frac{U^2}{LfU} = \frac{U}{Lf}. \quad (13.3)$$

13.2 Spherical geopotential approximation

Horizontale Druckgradienten sind vier Größenordnungen kleiner als vertikale (s. Abschn. 13.7), deshalb ist es praktisch, eine Achse des Koordinatensystems an der Schwere auszurichten, sodass diese die horizontalen Bewegungsgleichungen nicht beeinflusst. Zunächst kann man hierfür einfach Kugelkoordinaten verwenden, die Orographie kann man dabei als Höhe der Erdoberfläche über der Kugel interpretieren. Die Erde ist jedoch eher ein Ellipsoid als eine Kugel. Ein erster Ansatz hierfür könnte sein, die eher ellipsoidische Form der Erde in die Orographie zu absorbieren und weiterhin Kugelkoordinaten zu verwenden. Für den Winkel φ , den das Ellipsoid mit einer Kugeloberfläche einschließt, gilt

$$\tan(\varphi) \approx \frac{\tilde{f}}{\pi/2} \approx 0,2 \%. \quad (13.4)$$

Nimmt man an, dass die Schwere senkrecht auf dem Ellipsoid steht, hat sie in Kugelkoordinaten eine Horizontalkomponente von der Größenordnung 10^{-2} m/s^2 , dies ist eine Größenordnung größer als der horizontale Druckgradient. Die horizontale Dynamik mit einer derart großen Kraft zu überlagern ist unvorteilhaft. Will man also die Exzentrizität des Schwerfeldes berücksichtigen, sollte man nicht-kugelförmige Koordinaten wählen.

Rechnet man diese Effekte jedoch betragsmäßig approximativ in g_z hinein und verwendet eine sphärische Ap-

proximation des Schwerefeldes, spricht man von der *spherical geopotential approximation (SGA)*. Dies bedeutet

$$g_x = 0, \quad (13.5)$$

$$g_y = 0. \quad (13.6)$$

Weiterhin definiert man

$$g := -g_z. \quad (13.7)$$

Somit wird das Gleichungssystem Glg.en (8.104) - (8.105) unter der SGA zu

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{uv \tan(\varphi)}{a+z} + \frac{uw}{a+z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - f'w + fv + F_{R,x}, \quad (13.8)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{u^2 \tan(\varphi)}{a+z} + \frac{vw}{a+z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - fu + F_{R,y}, \quad (13.9)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{u^2 + v^2}{a+z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g + f'u + F_{R,z}. \quad (13.10)$$

$\mathbf{g}$ muss als Gradientenfeld rotationsfrei sein,

$$\nabla \times \mathbf{g} = 0. \quad (13.11)$$

Nach Glg. (B.114) gilt

$$\begin{aligned} 0 &= \nabla \times \mathbf{g} = -\frac{g_y}{r} \mathbf{i} + \frac{g_x \tan(\varphi)}{r} \mathbf{k} + \frac{g_x}{r} \mathbf{j} + \mathbf{k} \left(-\frac{\partial g_x}{\partial y} + \frac{\partial g_y}{\partial x} \right) - \mathbf{j} \left(\frac{\partial g_z}{\partial x} - \frac{\partial g_x}{\partial r} \right) + \mathbf{i} \left(-\frac{\partial g_y}{\partial r} + \frac{\partial g_z}{\partial y} \right) \\ &\stackrel{g_x=g_y=0}{=} -\mathbf{j} \frac{\partial g_z}{\partial x} + \mathbf{i} \frac{\partial g_z}{\partial y}. \end{aligned} \quad (13.12)$$

Somit gilt in der SGA

$$\frac{\partial g_z}{\partial x} = \frac{\partial g_z}{\partial y} = 0. \quad (13.13)$$

g kann also nur noch eine Funktion der Höhe sein,

$$g = g(z). \quad (13.14)$$

Die SGA ist eine relativ schwache Approximation, welche das Gleichungssystem jedoch stark vereinfacht. Sie ist daher bei analytischen Betrachtungen fast immer angebracht. Für Modelle kann man sie aufgeben, s. Abschn. D.3.4.

13.3 Shallow atmosphere

Die sogenannte *shallow-atmosphere*-Approximation lautet [31, 38]

$$\sqrt{g} = r^2 \cos(\varphi) \rightarrow a^2 \cos(\varphi) \quad (13.15)$$

für die Funktionaldeterminante der *geographischen Koordinaten*, hierbei ist a ein konstanter Wert für den Radius. Setzt man dies in Glg. (B.98) ein, erhält man

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{v} &= \frac{\mathbf{1}}{a^2 \sin(\theta)} \left[\mathbf{e}_r \left(\frac{\partial (a \sin(\theta) \tilde{v}_\varphi)}{\partial \theta} - \frac{\partial (a \tilde{v}_\theta)}{\partial \varphi} \right) + a \mathbf{e}_\theta \left(\frac{\partial \tilde{v}_r}{\partial \varphi} - \frac{\partial (a \sin(\theta) \tilde{v}_\varphi)}{\partial r} \right) \right. \\ &\quad \left. + a \sin(\theta) \mathbf{e}_\varphi \left(\frac{\partial (a \tilde{v}_\theta)}{\partial r} - \frac{\partial \tilde{v}_r}{\partial \theta} \right) \right] \\ &= \frac{\tilde{v}_\varphi}{a \tan(\theta)} \mathbf{e}_r + \mathbf{e}_r \left(\frac{\mathbf{1}}{a} \frac{\partial \tilde{v}_\varphi}{\partial \theta} - \frac{\mathbf{1}}{a \sin(\theta)} \frac{\partial \tilde{v}_\theta}{\partial \varphi} \right) \\ &\quad + \mathbf{e}_\theta \left(\frac{\mathbf{1}}{a \sin(\theta)} \frac{\partial \tilde{v}_r}{\partial \varphi} - \frac{\partial \tilde{v}_\varphi}{\partial r} \right) + \mathbf{e}_\varphi \left(\frac{\partial \tilde{v}_\theta}{\partial r} - \frac{\mathbf{1}}{a} \frac{\partial \tilde{v}_r}{\partial \theta} \right).\end{aligned}\quad (13.16)$$

Dies bedeutet, dass Glg. (B.115) in der shallow atmosphere die Form

$$\nabla \times \mathbf{v} = \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) \mathbf{i} + \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right) \mathbf{j} + \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \mathbf{k} + \frac{u \tan(\varphi)}{a} \mathbf{k}. \quad (13.17)$$

annimmt. In der shallow atmosphere gilt für die aus der Erdrotation folgende Geschwindigkeit

$$\begin{aligned}\mathbf{v}_i &= \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \Omega \end{pmatrix} \times a \begin{pmatrix} \cos(\varphi) \cos(\mathcal{L}) \\ \cos(\varphi) \sin(\mathcal{L}) \\ \sin(\varphi) \end{pmatrix} = \Omega a \begin{pmatrix} -\cos(\varphi) \sin(\mathcal{L}) \\ \cos(\varphi) \cos(\mathcal{L}) \\ 0 \end{pmatrix} = \Omega a \cos(\varphi) \begin{pmatrix} -\sin(\mathcal{L}) \\ \cos(\mathcal{L}) \\ 0 \end{pmatrix} \\ &= \Omega a \cos(\varphi) \mathbf{i}.\end{aligned}\quad (13.18)$$

Mit Glg. (13.17) erhält man

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{v}_i &= \left(-\frac{\partial (\Omega a \cos(\varphi))}{\partial y} + \Omega a \cos(\varphi) \frac{\tan(\varphi)}{a} \right) \mathbf{k} \\ &= \left(-\frac{\partial (\Omega \cos(\varphi))}{\partial \varphi} + \Omega \sin(\varphi) \right) \mathbf{k} = \Omega \sin(\varphi) \mathbf{k}\end{aligned}\quad (13.19)$$

Daher impliziert die shallow-atmosphere-Approximation die sogenannte *traditionelle Approximation*

$$f' = 0.$$
(traditionelle Approximation)
(13.20)

Glg. (13.17) impliziert mit Glg. (B.130), dass in der Impulsadvektion die Terme $\propto uw/r, vw/r, u^2/r, v^2/r$ vernachlässigt werden müssen.

Setzt man Glg. (13.15) in Glg. (B.90) ein, erhält man

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{v} &= \frac{\mathbf{1}}{a^2 \sin(\theta)} \left(\frac{\partial (v^{(r)} a^2 \sin(\theta))}{\partial r} + \frac{\partial (v^{(\theta)} a^2 \sin(\theta))}{\partial \theta} + \frac{\partial (v^{(\varphi)} a^2 \sin(\theta))}{\partial \varphi} \right) \\ &= \frac{\partial v^{(r)}}{\partial r} + \frac{\partial v^{(\theta)}}{\partial \theta} + \frac{\partial v^{(\varphi)}}{\partial \varphi} + \cot(\theta) v^{(\theta)} \\ &= \frac{\partial \tilde{v}^{(r)}}{\partial r} + \frac{\mathbf{1}}{r} \frac{\partial \tilde{v}^{(\theta)}}{\partial \theta} + \frac{\mathbf{1}}{r \sin(\theta)} \frac{\partial \tilde{v}^{(\varphi)}}{\partial \varphi} + \frac{\cot(\theta)}{a} \tilde{v}^{(\theta)}.\end{aligned}\quad (13.21)$$

Dies bedeutet, dass Glg. (B.112) in der shallow atmosphere die Form

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{v \tan(\varphi)}{a} \quad (13.22)$$

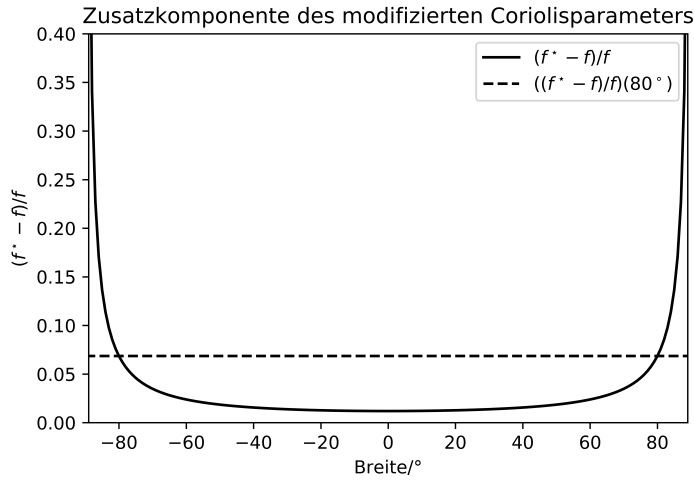


Abbildung 13.1: Die Zusatzkomponente von f^* als Funktion der Breite. Der Wert bei $\varphi = \pm 85^\circ$ ist zusätzlich eingetragen. Es wurde von einer Windgeschwindigkeit von $u = 10$ m/s ausgegangen.

annimmt. Da bei der Berechnung von $\mathbf{g}$ die Dichte der Atmosphäre vernachlässigt wird, gilt mit der SGA

$$\nabla \cdot \mathbf{g} = -\frac{dg}{dz} = 0, \quad (13.23)$$

was impliziert, dass g in der shallow atmosphere höhenunabhängig sein muss,

$$g = g_0. \quad (13.24)$$

Die Implikationen von Glg. (13.15) lauten also zusammengefasst

1. in Differenzialoperatoren muss $\frac{1}{r}$ durch $\frac{1}{a}$ ersetzt werden,
2. die traditionelle Approximation $f' = 0$ muss gemacht werden,
3. alle metrischen Terme, die nicht $\tan(\varphi)$ enthalten, müssen vernachlässigt werden (in der Divergenz, Vorticity und Impulsadvektion),
4. die Schwere muss höhenunabhängig sein, $g \rightarrow g_0 = \text{homogen}$.

Die Impulsgleichung der shallow atmosphere lautet somit

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{uv \tan(\varphi)}{a} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + f v + F_{R,x}, \quad (13.25)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{u^2 \tan(\varphi)}{a} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - f u + F_{R,y}, \quad (13.26)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g_0 + F_{R,z}. \quad (13.27)$$

13.3.1 Modifizierter Coriolis-Parameter

Alle bisher gemachten Näherungen sind global anwendbar. Bei der in diesem Abschnitt gemachten Approximation ist dies nicht mehr der Fall. Man definiert den modifizierten Coriolis-Parameter f^* durch

$$f^* := f \left(1 + \frac{u}{2a\omega \cos(\varphi)} \right). \quad (13.28)$$

f^* ist dabei, anders als f , auch vom Geschwindigkeitsfeld abhängig und beschreibt nicht mehr nur die Coriolis-Kraft. Damit lassen sich die Glg.en (13.25) - (13.26) kürzer notieren als

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + f^* v + F_{R,x}, \quad (13.29)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - f^* u + F_{R,y}. \quad (13.30)$$

Für die meisten dynamischen Überlegungen kann man, zumindest bis in Breiten von 80 Grad, von $f^* = f$ ausgehen. Dies wird in Abb. 13.1 veranschaulicht. Damit erhält man folgende vereinfachte horizontale Bewegungsgleichungen:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + f v + F_{R,x} \quad (13.31)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - f u + F_{R,y} \quad (13.32)$$

13.4 Pseudo-inkompressible Approximation

Die sogenannte *pseudo-inkompressible Approximation* wurde in [8] vorgestellt. Um sie zu begründen, betrachtet man zunächst die Gleichungen der shallow atmosphere in der in Abschn. 10.1.2 Form

$$\frac{Du}{Dt} = -c^{(p)} \theta \frac{\partial \Pi}{\partial x} + f v, \quad (13.33)$$

$$\frac{Dv}{Dt} = -c^{(p)} \theta \frac{\partial \Pi}{\partial y} - f u, \quad (13.34)$$

$$\frac{Dw}{Dt} = -c^{(p)} \theta \frac{\partial \Pi}{\partial z} - g, \quad (13.35)$$

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho \nabla \cdot \mathbf{v}, \quad (13.36)$$

$$\frac{D\Pi}{Dt} \stackrel{\text{Glg. (9.79)}}{=} -\frac{R_d \Pi}{c^{(V)}} \nabla \cdot \mathbf{v}. \quad (13.37)$$

Modifiziert wird nun lediglich Glg. (13.37). Hierzu führt man einen Hintergrundzustand $(\bar{\Pi}(z), \bar{\theta}(z))$ ein, Abweichungen hiervon werden wie üblich mit gestrichenen Größen bezeichnet. Damit lässt sich Glg. (13.37) unter der Annahme $\Pi' \ll \bar{\Pi}$ in der Form

$$\frac{D\Pi'}{Dt} + w \frac{d\bar{\Pi}}{dz} + \frac{R_d \bar{\Pi}}{c^{(V)}} \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (13.38)$$

$$\Leftrightarrow \frac{c^{(V)}}{R_d \bar{\Pi}} \frac{D\Pi'}{Dt} + \frac{c^{(V)}}{R_d \bar{\Pi}} w \frac{d\bar{\Pi}}{dz} + \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (13.39)$$

notieren. Die pseudo-inkompressible Approximation beruht nun darauf, in Glg. (13.39) den Term $\frac{c^{(V)}}{R_d \bar{\Pi}} \frac{D\Pi'}{Dt}$ zu vernachlässigen, also von

$$\frac{c^{(V)}}{R_d \bar{\Pi}} w \frac{d\bar{\Pi}}{dz} + \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (13.40)$$

auszugehen. Der Hintergrundzustand erfüllt die Zustandsgleichung in der Form Glg. (9.71):

$$\bar{\Pi} = \left(\frac{R_d \bar{\rho} \bar{\theta}}{p_0} \right)^{R_d / c^{(V)}} \quad (13.41)$$

Hieraus folgt mittels der Kettenregel

$$\frac{d\bar{\Pi}}{dz} = \bar{\Pi} \frac{R_d}{c^{(V)} \bar{\rho} \bar{\theta}} \frac{d(\bar{\rho} \bar{\theta})}{dz}. \quad (13.42)$$

Setzt man dies in Glg. (13.40) ein, erhält man

$$w \frac{d(\bar{\rho} \bar{\Pi})}{dz} + \bar{\rho} \bar{\theta} \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (13.43)$$

Dies führt auf die kompakte Formulierung

$$\nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\theta} \mathbf{v}) = 0 \quad (13.44)$$

der pseudo-inkompressiblen Approximation.

13.5 Anelastische Approximation

In der sogenannten *anelastischen Approximation* schreibt man die thermodynamischen Größen in der Form

$$\rho(\varphi, \lambda, z, t) = \rho_o(z) + \rho'(\varphi, \lambda, z, t), \quad (13.45)$$

$$p(\varphi, \lambda, z, t) = p_o(z) + p'(\varphi, \lambda, z, t), \quad (13.46)$$

$$\theta(\varphi, \lambda, z, t) = \theta_o + \theta'(\varphi, \lambda, z, t). \quad (13.47)$$

Der Hintergrundzustand (ρ_o, p_o, θ_o) sei isentrop und hydrostatisch balanciert,

$$\frac{dp_o}{dz} = -g \rho_o. \quad (13.48)$$

Die unapproximierten reversiblen Gleichungen lauten

$$\rho \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\nabla p - \rho \mathbf{f} \times \mathbf{v} + \rho \mathbf{g}, \quad (13.49)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (13.50)$$

$$\frac{D\theta}{Dt} = 0. \quad (13.51)$$

Setzt man hier die Gleichungen (13.45) - (13.47) ein, erhält man

$$(\rho_o + \rho') \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\nabla(p_o + p') - (\rho_o + \rho') \mathbf{f} \times \mathbf{v} + (\rho_o + \rho') \mathbf{g}, \quad (13.52)$$

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \nabla \cdot [(\rho_o + \rho') \mathbf{v}] = 0, \quad (13.53)$$

$$\frac{D\theta'}{Dt} = 0. \quad (13.54)$$

Das anelastische Gleichungssystem wird genau wie das inkompressible häufig verwendet, um atmosphärische tiefe Konvektion zu untersuchen.

13.5.1 Horizontale Impulsgleichung

Ersetzt man im Vorfaktor der Beschleunigung (inklusive der Coriolis-Beschleunigung) die Dichte durch ihren Mittelwert, erhält man

$$\begin{aligned}
 \varrho_{\circ} \frac{D\mathbf{v}}{Dt} &= -\nabla(p_{\circ} + p') - \varrho_{\circ} \mathbf{f} \times \mathbf{v} + (\varrho_{\circ} + \varrho') \mathbf{g} \\
 \Leftrightarrow \frac{D\mathbf{v}}{Dt} &= -\frac{\mathbf{1}}{\varrho_{\circ}} \nabla(p_{\circ} + p') - \mathbf{f} \times \mathbf{v} + \frac{\varrho_{\circ} + \varrho'}{\varrho_{\circ}} \mathbf{g} \\
 \Leftrightarrow \frac{D\mathbf{v}}{Dt} &= -\nabla\Phi - \mathbf{f} \times \mathbf{v} + \frac{\varrho_{\circ} + \varrho'}{\varrho_{\circ}} \mathbf{g}
 \end{aligned} \tag{13.55}$$

mit

$$\Phi := \frac{p'}{\varrho_{\circ}} \tag{13.56}$$

Mit der shallow-atmosphere-Approximation erhält man die Komponenten der horizontalen Impulsgleichung in der Form

$$\frac{Du}{Dt} = -\frac{\partial\Phi}{\partial x} + fv, \tag{13.57}$$

$$\frac{Dv}{Dt} = -\frac{\partial\Phi}{\partial y} - fu. \tag{13.58}$$

13.5.2 Vertikale Impulsgleichung

Projiziert man Glg. (13.55) auf $\mathbf{k}$, erhält man

$$\begin{aligned}
 \frac{Dw}{Dt} &= -\frac{\mathbf{1}}{\varrho_{\circ}} \frac{\partial(p_{\circ} + p')}{\partial z} - \frac{\varrho_{\circ} + \varrho'}{\varrho_{\circ}} g \\
 \Leftrightarrow \frac{Dw}{Dt} &= -\frac{\mathbf{1}}{\varrho_{\circ}} \frac{\partial p_{\circ}}{\partial z} - g - \frac{\mathbf{1}}{\varrho_{\circ}} \frac{\partial p'}{\partial z} - \frac{\varrho'}{\varrho_{\circ}} g \\
 \Leftrightarrow \frac{Dw}{Dt} &\stackrel{\text{Glg. (13.48)}}{=} -\frac{\mathbf{1}}{\varrho_{\circ}} \frac{\partial p'}{\partial z} - \frac{\varrho'}{\varrho_{\circ}} g \\
 \Leftrightarrow \frac{Dw}{Dt} &= -\frac{\partial\Phi}{\partial z} - \frac{\Phi}{\varrho_{\circ}} \frac{d\varrho_{\circ}}{dz} - \frac{\varrho'}{\varrho_{\circ}} g \\
 \Leftrightarrow \frac{Dw}{Dt} &= -\frac{\partial\Phi}{\partial z} - \frac{p'}{\varrho_{\circ}^2} \frac{d\varrho_{\circ}}{dz} - \frac{\varrho'}{\varrho_{\circ}} g.
 \end{aligned} \tag{13.59}$$

Für die Hintergrundtemperatur $T_{\circ} = T_{\circ}(z)$ als Funktion der Höhe gilt

$$T_{\circ}(z) = \theta_{\circ} \left(\frac{p_{\circ}}{p_{\text{ref}}} \right)^{R_d/c^{(p)}}. \tag{13.60}$$

Für die Hintergrunddichte $\varrho_{\circ} = \varrho_{\circ}(z)$ gilt mit der thermischen Zustandsgleichung idealer Gase

$$\varrho_{\circ}(z) = \frac{p_{\circ}}{R_d T_{\circ}} = \frac{p_{\circ}}{R_d \theta_{\circ}} \left(\frac{p_{\text{ref}}}{p_{\circ}} \right)^{R_d/c^{(p)}}. \tag{13.61}$$

Hieraus folgt

$$\frac{d\varrho_{\circ}}{dz} = \varrho_{\circ} \frac{\mathbf{1} - \frac{R_d}{c^{(p)}}}{p_{\circ}} \frac{dp_{\circ}}{dz} = -\varrho_{\circ} \frac{\mathbf{1} - \frac{R_d}{c^{(p)}}}{p_{\circ}} g \varrho_{\circ} = -\frac{c^{(p)} - c^{(p)} + c^{(V)}}{c^{(p)} p_{\circ}} g \varrho_{\circ}^2 = -\frac{c^{(V)}}{c^{(p)} p_{\circ}} g \varrho_{\circ}^2 = -\frac{g \varrho_{\circ}^2}{\alpha p_{\circ}}. \tag{13.62}$$

Setzt man dies in Glg. (13.59) ein, erhält man

$$\frac{Dw}{Dt} = -\frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{gp'}{\kappa p_o} - \frac{\varrho'}{\varrho_o} g = -\frac{\partial \Phi}{\partial z} + g \left(\frac{p'}{\kappa p_o} - \frac{\varrho'}{\varrho_o} \right). \quad (13.63)$$

Aus Glg. (13.61) folgt

$$\theta(\varrho, p) = \frac{p}{R_d \varrho} \left(\frac{p_{\text{ref}}}{p} \right)^{R_d/c^{(p)}}. \quad (13.64)$$

Entwickelt man dies in erster Ordnung um (ϱ_o, p_o) , erhält man

$$\theta \approx \theta_o \left(1 - \frac{\varrho'}{\varrho_o} + \frac{p'}{\kappa p_o} \right) \Rightarrow \theta' \approx \theta_o \left(-\frac{\varrho'}{\varrho_o} + \frac{p'}{\kappa p_o} \right). \quad (13.65)$$

Somit gilt unter Vernachlässigung des Ungefähr-Zeichens

$$g \left(\frac{p'}{\kappa p_o} - \frac{\varrho'}{\varrho_o} \right) = g \frac{\theta'}{\theta_o}. \quad (13.66)$$

Definiert man die Buoyancy b durch

$$b := g \frac{\theta'}{\theta_o}, \quad (13.67)$$

so lautet die vertikale Impulsgleichung der anelastischen Approximation

$$\frac{Dw}{Dt} = -\frac{\partial \Phi}{\partial z} + b. \quad (13.68)$$

13.5.3 Temperaturgleichung

Die Buoyancy b ist nur eine Funktion der potentiellen Temperatur θ , somit folgt aus Glg. (13.51)

$$\frac{Db}{Dt} = 0. \quad (13.69)$$

13.5.4 Kontinuitätsgleichung

Setzt man Glg. (13.45) in die Kontinuitätsgleichung ein, erhält man

$$\frac{\partial \varrho'}{\partial t} + \nabla \cdot [(\varrho_o + \varrho') \mathbf{v}] = 0. \quad (13.70)$$

Vernachlässigt man hier die Schwankung ϱ' , erhält man

$$\nabla \cdot (\varrho_o \mathbf{v}) = 0. \quad (13.71)$$

13.5.5 Zusammenstellung

Das anelastische Gleichungssystem lautet zusammenfassend

$$\frac{Du}{Dt} = -\frac{\partial \Phi}{\partial x} + fv, \quad (13.72)$$

$$\frac{Dv}{Dt} = -\frac{\partial \Phi}{\partial y} - fu, \quad (13.73)$$

$$\frac{Dw}{Dt} = -\frac{\partial \Phi}{\partial z} + b, \quad (13.74)$$

$$\frac{Db}{Dt} = 0, \quad (13.75)$$

$$\nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{v}) = 0. \quad (13.76)$$

13.6 Boussinesq-Approximation

In [33] wurde die sogenannte *Boussinesq-Approximation* für ein ideales Gas hergeleitet. Sie wird jedoch heutzutage vorwiegend auf den Ozean angemeldet, daher wird die Herleitung in [33] hier für ein allgemeines Fluid verallgemeinert.

Sei ψ eine der thermodynamischen Zustandsgrößen. Notiere für diese

$$\psi = \psi(\varphi, \lambda, z) = \psi_m + \psi_o(z) + \psi'(\varphi, \lambda, z), \quad (13.77)$$

hierbei ist ψ_m der Mittelwert von ψ , ψ_o die hydrostatische Schichtung unter Abwesenheit von Bewegung und Beschleunigungen und ψ' die Variation, die durch Bewegung entsteht. Definiere die zu ψ gehörende Skalenhöhe D_ψ durch

$$D_\psi := \left| \frac{\mathbf{1}}{\psi_m} \frac{d\psi_o}{dz} \right|^{-1}. \quad (13.78)$$

Das Fluid habe die Dicke h . Der erste Teil der sogenannten *Boussinesq-Approximation*

$$h \ll (D_\psi)_{\min}, \quad (13.79)$$

wobei $(D_\psi)_{\min}$ die minimale Skalenhöhe aller thermodynamischen Zustandsgrößen bezeichnet. Dies impliziert

$$\left| \frac{\psi_o}{\psi_m} \right| \ll 1 \quad (13.80)$$

für alle thermodynamischen Variablen. Der zweite Teil der Boussinesq-Approximation lautet

$$|\rho'| \leq O(\rho_o). \quad (13.81)$$

Die Boussinesq-Approximation ist im Ozean gerechtfertigt, in der Atmosphäre jedoch nur für flache Systeme.

Man geht an dieser Stelle von einem homogenen System aus. In diesem Fall kann man die thermische Zustandsgleichung in der Form

$$\rho = \rho(p, T) \quad (13.82)$$

notieren. Dies kann man in eine Taylor-Reihe um den Entwicklungspunkt $(p, T)^T = (p_m, T_m)^T$ entwickeln:¹

$$\begin{aligned} \varrho(p, T) = & \varrho_m \left[1 - a_m (T - T_m) + K_m (p - p_m) + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\varrho} \frac{\partial^2 \varrho}{\partial T^2} \right)_m (T - T_m)^2 \right. \\ & + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\varrho} \frac{\partial^2 \varrho}{\partial p^2} \right)_m (p - p_m)^2 + \left(\frac{1}{\varrho} \frac{\partial^2 \varrho}{\partial T \partial p} \right)_m (T - T_m) (p - p_m) \\ & \left. + O[(T - T_m)^3, (p - p_m)^3] \right] \end{aligned} \quad (13.83)$$

Dabei wurden die Definitionen

$$a_m := - \left[\frac{1}{\varrho} \left(\frac{\partial \varrho}{\partial T} \right)_p \right]_m \quad (\text{thermischer Expansionskoeffizient}), \quad (13.84)$$

$$K_m := \left[\frac{1}{\varrho} \left(\frac{\partial \varrho}{\partial p} \right)_T \right]_m \quad (\text{Kompressibilität}) \quad (13.85)$$

eingesetzt. Für ideale Gase gilt mit $\varrho = \frac{p}{R_s T}$

$$a_m = - \left[\frac{1}{\varrho} \left(\frac{\partial \varrho}{\partial T} \right)_p \right]_m = \frac{p_m}{R_s \varrho_m T_m^2} = \frac{\varrho_m R_s T_m}{R_s \varrho_m T_m^2} = \frac{1}{T_m}, \quad (13.86)$$

$$K_m = \left[\frac{1}{\varrho} \left(\frac{\partial \varrho}{\partial p} \right)_T \right]_m = \frac{1}{\varrho_m} \frac{1}{R_s T_m} = \frac{1}{p_m}. \quad (13.87)$$

Für Fluide kann man

$$a_m \ll - \frac{1}{\varrho_m} \frac{\varrho_m}{T_m} = \frac{1}{T_m}, \quad K_m \ll \frac{1}{\varrho_m} \frac{\varrho_m}{p_m} = \frac{1}{p_m} \quad (13.88)$$

abschätzen. Setzt man dies in Glg. (13.83) auch für die zweiten Ableitungen ein, erhält man unter Vernachlässigung der Terme dritter und höherer Ordnung

$$\frac{\varrho - \varrho_m}{\varrho_m} \ll - \frac{T - T_m}{T_m} + \frac{p - p_m}{p_m} \pm \frac{(T - T_m)^2}{T_m^2} \pm \frac{(p - p_m)^2}{p_m^2}. \quad (13.89)$$

Aufgrund von Glg.en (13.80) und (13.81) kann man die rechte Seite durch

$$- \frac{T - T_m}{T_m} + \frac{p - p_m}{p_m} \pm \frac{(T - T_m)^2}{T_m^2} \pm \frac{(p - p_m)^2}{p_m^2} \approx - \frac{T - T_m}{T_m} + \frac{p - p_m}{p_m} \quad (13.90)$$

nähern. Es gilt also unter Vernachlässigung des Ungefähr-Zeichens (in erster Ordnung in den Störungen $\psi - \psi_m$ der thermodynamischen Variablen ψ)

$$\frac{\varrho - \varrho_m}{\varrho_m} = -a_m (T - T_m) + K_m (p - p_m). \quad (13.91)$$

Dies impliziert

$$\varrho_o = \varrho_m (-a_m T_o + K_m p_o), \quad (13.92)$$

$$\varrho' = \varrho_m (-a_m T' + K_m p'). \quad (13.93)$$

13.6.1 Impulsgleichung

Die hydrostatische Grundgleichung (13.122) lautet

$$\frac{dp_o}{dz} = -g \varrho_m - g \varrho_o. \quad (13.94)$$

¹Definiert man ϱ_m, p_m, T_m als Mittel der jeweiligen Größen, gilt aufgrund der Nichtlinearität der Zustandsgleichung im Allgemeinen $\varrho_m \neq \varrho(p_m, T_m)$. Daher ist es sinnvoll, $\varrho_m := \varrho(p_m, T_m)$ zu definieren.

Setzt man dies in die Impulsgleichung ein, erhält man

$$\begin{aligned}
 \varrho \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) \mathbf{v} &= -\nabla p' - \frac{dp_o}{dz} \mathbf{k} - g \varrho \mathbf{k} - \varrho \mathbf{f} \times \mathbf{v} + \varrho \mathbf{f}_R \\
 &= -\nabla p' - \frac{dp_o}{dz} \mathbf{k} - g \varrho_m \mathbf{k} - g \varrho_o \mathbf{k} - g \varrho' \mathbf{k} - \varrho \mathbf{f} \times \mathbf{v} + \varrho \mathbf{f}_R \\
 &= -\nabla p' - g \varrho' \mathbf{k} - \varrho \mathbf{f} \times \mathbf{v} + \varrho \mathbf{f}_R.
 \end{aligned} \tag{13.95}$$

Dividiert man dies durch ϱ_m , erhält man

$$\frac{\varrho}{\varrho_m} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) \mathbf{v} = -\frac{\mathbf{1}}{\varrho_m} \nabla p' - g \frac{\varrho'}{\varrho_m} \mathbf{k} - \frac{\varrho}{\varrho_m} \mathbf{f} \times \mathbf{v} + \frac{\varrho}{\varrho_m} \mathbf{f}_R. \tag{13.96}$$

Aufgrund von Glg. (13.80) kann man

$$\frac{\varrho}{\varrho_m} \approx \mathbf{1} \tag{13.97}$$

nähern. Dies führt auf

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) \mathbf{v} = -\frac{\mathbf{1}}{\varrho_m} \nabla p' - g \frac{\varrho'}{\varrho_m} \mathbf{k} - \mathbf{f} \times \mathbf{v} + \mathbf{f}_R. \tag{13.98}$$

Die Kontinuitätsgleichung lautet

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) \varrho = -\varrho \nabla \cdot \mathbf{v}. \tag{13.99}$$

Dividiert man dies durch ϱ_m , erhält man

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) \frac{\varrho - \varrho_m}{\varrho_m} = -\frac{\varrho}{\varrho_m} \nabla \cdot \mathbf{v}. \tag{13.100}$$

Setzt man hier Glg. (13.80) ein, erhält man

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \Leftrightarrow \frac{D\varrho}{Dt} = 0. \tag{13.101}$$

Unter der Boussinesq-Approximation vereinfacht sich die Kontinuitätsgleichung also auf ihre inkompressible Form.

Man kann die Impulsgleichung Glg. (13.98) noch etwas vereinfachen. Die vertikale Komponente dieser Gleichung lautet

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) w = -\frac{\mathbf{1}}{\varrho_m} \frac{\partial p'}{\partial z} - g \frac{\varrho'}{\varrho_m} - (\mathbf{f} \times \mathbf{v}) \cdot \mathbf{k} + \mathbf{f}_R \cdot \mathbf{k}. \tag{13.102}$$

Für Druckgradient und Schwere erhält man mit Glg. (13.93)

$$\begin{aligned}
 -\frac{\mathbf{1}}{\varrho_m} \frac{\partial p'}{\partial z} - g \frac{\varrho'}{\varrho_m} &= -\frac{\mathbf{1}}{\varrho_m} \frac{\partial p'}{\partial z} - g (-a_m T' + K_m p') = -\frac{\mathbf{1}}{\varrho_m} \frac{\partial p'}{\partial z} - g K_m p' + g a_m T' \\
 &= -\frac{\mathbf{1}}{\varrho_m} \left(\frac{\partial p'}{\partial z} + g \varrho_m K_m p' \right) + g a_m T' = -\frac{\mathbf{1}}{\varrho_m} \left(\frac{\partial p'}{\partial z} + \frac{p'}{H} \right) + g a_m T'
 \end{aligned} \tag{13.103}$$

mit

$$H := \frac{\mathbf{1}}{g \varrho_m K_m}. \tag{13.104}$$

Mit Glg. (13.88) kann man

$$H = \frac{\mathbf{I}}{g\rho_m} \frac{\mathbf{I}}{K_m} \gg \frac{\mathbf{I}}{g\rho_m} p_m =: H' \quad (13.105)$$

abschätzen. H' ist die Dicke eines Fluides der homogenen Dichte ρ_m , welches hydrostatisch im Schwerfeld g ruht und in dem der Druck linear von oben nach unten von Null auf p_m zunimmt. Man kann

$$H' \sim \frac{h}{2} \quad (13.106)$$

abschätzen, also gilt auch

$$H \gg h. \quad (13.107)$$

Dies bedeutet, dass man in Glg. (13.103)

$$\frac{\partial p'}{\partial z} + \frac{p'}{H} \approx \frac{\partial p'}{\partial z} \quad (13.108)$$

nähern kann. Dies führt auf eine vereinfachte Form von Glg. (13.98):

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) \mathbf{v} = -\frac{\mathbf{I}}{\rho_m} \nabla p' + g a_m T' \mathbf{k} - \mathbf{f} \times \mathbf{v} + \mathbf{f}_R \quad (13.109)$$

Im idealen Gas mit Glg. (13.86)

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) \mathbf{v} = -\frac{\mathbf{I}}{\rho_m} \nabla p' + g \frac{T'}{T_m} \mathbf{k} - \mathbf{f} \times \mathbf{v} + \mathbf{f}_R. \quad (13.110)$$

13.6.2 Temperatungleichung

Multipliziert man Glg. (9.10) mit der Dichte ρ , erhält man

$$\rho c^{(V)} \frac{DT}{Dt} - \frac{p}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} = q^{(V)}, \quad (13.111)$$

wobei $q^{(V)}$ die Wärmeleistungsdichte ist. Aufgrund von Glg. (13.77) gilt

$$\frac{DT}{Dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla T = \frac{\partial T'}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla T'. \quad (13.112)$$

Setzt man dies in Glg. (13.111) ein, erhält man

$$\rho_m c^{(V)} \left(\frac{\partial T'}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla T' \right) - \frac{p}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} = q^{(V)}, \quad (13.113)$$

wobei im Vorfaktor der Temperaturtendenz die Dichte ρ durch die mittlere Dichte ρ_m ersetzt wurde. Den Kompressionsterm kann man in erster Ordnung in den Abweichungen von den gemittelten Größen zu

$$-\frac{p}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} \approx -\frac{p_m}{\rho_m} \frac{D\rho}{Dt} = -\frac{p_m}{\rho_m} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho \right) \quad (13.114)$$

vereinfachen. Mit Glg. (13.91) folgt unter Vernachlässigung des Ungefähr-Zeichens

$$-\frac{p}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} \approx -\frac{p_m}{\rho_m} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho \right) = -p_m \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) [-a_m (T - T_m) + K_m (p - p_m)]. \quad (13.115)$$

Um hier die Zeitabhängigkeit des Drucks zu eliminieren, nähert man weiter

$$\begin{aligned}
 -\frac{p}{\varrho} \frac{D\varrho}{Dt} &\approx -p_m \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) [-a_m (T - T_m) + K_m (p - p_m)] \\
 &= -p_m \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) [-a_m (T_o + T') + K_m p_o] \\
 &= p_m \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) a_m T' + p_m w a_m \frac{dT_o}{dz} - p_m K_m w \frac{dp_o}{dz}.
 \end{aligned} \tag{13.116}$$

Laut Glg. (13.94) gilt in erster Ordnung in der Abweichung von der mittleren Dichte

$$\frac{dp_o}{dz} \approx -g\varrho_m. \tag{13.117}$$

Somit gilt unter Vernachlässigung des Ungefähr-Zeichens

$$\begin{aligned}
 -\frac{p}{\varrho} \frac{D\varrho}{Dt} &= p_m \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) a_m T' + p_m w a_m \frac{dT_o}{dz} - p_m K_m w \frac{dp_o}{dz} \\
 &= p_m \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) a_m T' + p_m w a_m \frac{dT_o}{dz} + p_m K_m w g \varrho_m.
 \end{aligned} \tag{13.118}$$

Setzt man dies in Glg. (13.113) ein, erhält man

$$\begin{aligned}
 \varrho_m c^{(V)} \left(\frac{\partial T'}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla T' \right) - \frac{p}{\varrho} \frac{D\varrho}{Dt} &= q^{(V)} \\
 \varrho_m c^{(V)} \left(\frac{\partial T'}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla T' \right) + p_m \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) a_m T' + p_m w a_m \frac{dT_o}{dz} + p_m K_m w g \varrho_m &= q^{(V)} \\
 \left(\varrho_m c^{(V)} + p_m a_m \right) \left(\frac{\partial T'}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla T' \right) + w \left(p_m a_m + \varrho_m c^{(V)} \right) \frac{dT_o}{dz} + p_m K_m w g \varrho_m &= q^{(V)}
 \end{aligned} \tag{13.119}$$

Dies ist die Temperaturgleichung der Boussinesq-Approximation:

$$\left(c^{(V)} + \frac{p_m a_m}{\varrho_m} \right) \left(\frac{\partial T'}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla T' \right) + w \left[\left(\frac{p_m a_m}{\varrho_m} + c^{(V)} \right) \frac{dT_o}{dz} + p_m K_m g \right] = \frac{q^{(V)}}{\varrho_m} \tag{13.120}$$

Fürs ideale Gas gilt mit den Glg.en (13.86) - (13.87)

$$\begin{aligned}
 \left(c^{(V)} + R_s \right) \left(\frac{\partial T'}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla T' \right) + w \left[\left(R_s + c^{(V)} \right) \frac{dT_o}{dz} + g \right] &= \frac{q^{(V)}}{\varrho_m} \\
 \Leftrightarrow c^{(p)} \left(\frac{\partial T'}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla T' \right) + w c^{(p)} \left(\frac{dT_o}{dz} + g \right) &= \frac{q^{(V)}}{\varrho_m} \\
 \Leftrightarrow \left(\frac{\partial T'}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla T' \right) + w \left(\frac{dT_o}{dz} + \frac{g}{c^{(p)}} \right) &= \frac{q^{(V)}}{c^{(p)} \varrho_m}.
 \end{aligned} \tag{13.121}$$

Die pseudo-inkompressible, anelastische und Boussinesq-Approximationen werden unter dem Begriff *soundproof* zusammengefasst, da sie Schallwellen filtern.

13.7 Hydrostatik

Druckgradient und Schwere sind von der Größenordnung 10 m/s^2 , während die Vertikalbeschleunigung in der Größenordnung 10^{-7} m/s^2 liegt. Die Gleichung

$$0 = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \mathbf{g} \Leftrightarrow \nabla p = \rho \mathbf{g} \xrightarrow[\text{Schwerefeld}]{\text{radialsymmetrisches}} \frac{\partial p}{\partial z} = -g\rho \quad (13.122)$$

gilt also auf der synoptischen Skala in ausgezeichneten Näherung, dies ist die *hydrostatische Grundgleichung*.

Eine andere Formulierung dieser Gleichung ist $\frac{Dw}{Dt} = 0$. Die Teilchen haben also eine konstante Vertikalgeschwindigkeit. Diese muss Null sein, da es sonst zum Regelfall wird, dass ein Teilchen im Erdboden oder Weltall verschwindet. Es gilt also die Implikation

$$\frac{\mathbf{g}}{g} \cdot \nabla p = \rho \mathbf{g} \Rightarrow w = 0. \quad (13.123)$$

Trotzdem ist es sinnvoll, auch in hydrostatischen Gleichungssystemen eine Vertikalgeschwindigkeit zuzulassen. Dies ist zwar physikalisch widersprüchlich, jedoch nicht mathematisch, da das Gleichungssystem nichts von obiger Folgerung wissen kann. Die Vertikalbewegungen eines solchen Systems entstehen aus der Kontinuitätsgleichung.

Die hydrostatische Grundgleichung ermöglicht, den Druck p nicht als abhängige, sondern als unabhängige Koordinate (Vertikalkoordinate) zu verwenden. Transformiert man also von $p(\Phi)$ auf $\Phi(p)$, so lautet die hydrostatische Grundgleichung

$$\frac{\partial \Phi}{\partial p} = -a \quad (13.124)$$

mit $a := \frac{1}{\rho}$ als dem spezifischen Volumen. Mit der Zustandsgleichung folgt $a = \frac{R_d T}{p}$ in einer trockenen Atmosphäre. Deshalb bezeichnet man $\frac{\partial \Phi}{\partial p}$ häufig auch einfach als „Temperatur“. Man sieht, dass die Schichtdicke proportional zur Temperatur der Schicht ist. Das dreidimensionale Geopotentialfeld ist also Ausdruck des Bodendrucks und der Temperatur der Luftmassen.

13.7.1 Kontinuitätsgleichung

Die Kontinuitätsgleichung lautet allgemein

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0. \quad (13.125)$$

Setzt man die hydrostatische Grundgleichung $\rho = -\frac{1}{g} \frac{\partial p}{\partial z}$ ein, so folgt

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 p}{\partial z \partial t} + \nabla \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial z} \mathbf{v} \right) = 0 \\ \Leftrightarrow & \frac{\partial^2 p}{\partial z \partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \left(\frac{\partial p}{\partial z} \right) + \frac{\partial p}{\partial z} \nabla \cdot \mathbf{v} = \frac{\partial^2 p}{\partial z \partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (\mathbf{v} \cdot \nabla p) - \nabla p \cdot \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial z} + \frac{\partial p}{\partial z} \nabla \cdot \mathbf{v} \\ = & \frac{\partial \omega}{\partial z} - \nabla_h p \cdot \frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial z} + \frac{\partial p}{\partial z} \nabla \cdot \mathbf{v}_h = 0. \end{aligned} \quad (13.126)$$

Hierbei wurde ein kleiner Transformationsterm vernachlässigt, s. Glg. (B.112). Nach der Kettenregel ist $\frac{\partial}{\partial z} = \frac{\partial p}{\partial z} \frac{\partial}{\partial p}$. Damit folgt

$$\frac{\partial \omega}{\partial p} + \nabla \cdot \mathbf{v}_h - \nabla_h p \cdot \frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial p} = 0. \quad (13.127)$$

Verwendet man Glg. (12.7), erhält man

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_z = \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_p + \frac{\partial u}{\partial p} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_z \Leftrightarrow \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_z - \frac{\partial u}{\partial p} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_z = \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_p \quad (13.128)$$

und analog für v . Nicht näher bezeichnete partielle Ableitungen sind bisher Ableitungen im z -System. Nun werden Ableitungen im p -System verwendet:

$$\frac{\partial \omega}{\partial p} + \nabla \cdot \mathbf{v}_h = 0. \quad (13.129)$$

Im p-System reduziert sich die Kontinuitätsgleichung also auf eine rein diagnostische Gleichung, die formal der Kontinuitätsgleichung für ein inkompressibles Fluid im z-System entspricht. Skaliert man diese Gleichung mit den Werten aus Tab. 1.2, folgt in SI-Einheiten

- $\nabla \cdot \mathbf{v}_h \sim 10^{-5}$
- $\frac{\partial \omega}{\partial p} \sim 10^{-6}$.

Die Divergenz des Horizontalwindes ist also in Wirklichkeit eine Größenordnung kleiner als die synoptisch-skalierte Vorticity.

13.7.2 Horizontale Impulsgleichung

Will man die Bewegungsgleichungen für Flachgeofluide Glg.en (13.31) - (13.32) transformieren, so müssen auf der linken Seite nur die totalen Ableitungen im p-System notiert werden. Der Druckgradient macht etwas mehr Arbeit. Mit Glg. (12.7) sowie der hydrostatischen Approximation folgt

$$\left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_p = 0 = \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_z + \left(\frac{\partial z}{\partial x} \right)_p \frac{\partial p}{\partial z} = \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_z - g \left(\frac{\partial z}{\partial x} \right)_p. \quad (13.130)$$

Es gilt also

$$\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_z = g \left(\frac{\partial z}{\partial x} \right)_p = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_p \quad (13.131)$$

und analog in y-Richtung. Damit werden die horizontalen Impulsgleichungen im p-System zu

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \omega \frac{\partial u}{\partial p} = - \frac{\partial \Phi}{\partial x} + f v + F_{R,x}, \quad (13.132)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \omega \frac{\partial v}{\partial p} = - \frac{\partial \Phi}{\partial y} - f u + F_{R,y}. \quad (13.133)$$

13.7.3 Temperaturgleichung

Leitet man die Zustandsgleichung $pa = R_d T$ zeitlich ab, folgt

$$\begin{aligned} \frac{D(pa)}{Dt} &= \frac{D(R_d T)}{Dt} \\ \Rightarrow \omega a + p \frac{Da}{Dt} &= R_d \frac{DT}{Dt}. \end{aligned} \quad (13.134)$$

Aus Glg. (9.11) folgt unter Vernachlässigung der Massenquellichte

$$p \frac{Da}{Dt} = -c^{(V)} \frac{DT}{Dt} + a q_T^{(V)}. \quad (13.135)$$

Somit erhält man

$$\begin{aligned} \omega a - c^{(V)} \frac{DT}{Dt} + a q_T^{(V)} &= R_d \frac{DT}{Dt} \Leftrightarrow -\omega a + \left(R_d + c^{(V)} \right) \frac{DT}{Dt} = c^{(p)} \frac{DT}{Dt} - a \omega = a q_T^{(V)} \\ \frac{D_h T}{Dt} - \omega \left(\frac{a}{c^{(p)}} - \frac{\partial T}{\partial p} \right) &= \frac{a}{c^{(p)}} q_T^{(V)}. \end{aligned} \quad (13.136)$$

Mit der Zustandsgleichung folgt

$$\frac{a}{c^{(p)}} - \frac{\partial T}{\partial p} = \frac{R_d T}{c^{(p)} p} - \frac{\partial T}{\partial p} =: S_p, \quad (13.137)$$

dies definiert den Stabilitätsparameter S_p . Man erhält

$$\frac{D_h T}{Dt} - S_p \omega = \frac{a}{c^{(p)}} q_T^{(V)} \quad (13.138)$$

Dies soll nun als Gleichung für die Evolution von $\Phi = \Phi(\varphi, \lambda, p, t)$ umgeschrieben werden. Aus Glg. (13.124) folgt

$$\frac{\partial \Phi}{\partial p} = -\frac{R_d T}{p} \Rightarrow T = -\frac{p}{R_d} \frac{\partial \Phi}{\partial p}. \quad (13.139)$$

Dies setzt man nun in Glg. (13.138) ein, daraus folgt

$$\begin{aligned} \frac{D_h}{Dt} \left(-\frac{p}{R_d} \frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) - S_p \omega &= \frac{a}{c^{(p)}} q_T^{(V)} \\ \Rightarrow \frac{D_h}{Dt} \left(\frac{p}{R_d} \frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) + S_p \omega &= -\frac{a}{c^{(p)}} q_T^{(V)} \\ \Rightarrow \frac{D_h}{Dt} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) + \frac{R_d S_p}{p} \omega &= -\frac{R_d a}{p c^{(p)}} q_T^{(V)} \\ \Rightarrow \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right) \left(\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) + \frac{R_d S_p}{p} \omega &= -\frac{R_d a}{p c^{(p)}} q_T^{(V)}. \end{aligned} \quad (13.140)$$

Der Stabilitätsparameter S_p hängt mit dem vertikalen Gradienten der potentiellen Temperatur zusammen:

$$S_p = \frac{R_d T}{c^{(p)} p} - \frac{\partial T}{\partial p} = -\frac{T}{\theta} \left(\frac{\partial T}{\partial p} - T \frac{1}{p} \frac{R_d}{c^{(p)}} \right) \left(\frac{p_o}{p} \right)^{\frac{R_d}{c^{(p)}}} = -\frac{T}{\theta} \frac{\partial}{\partial p} \left[T \left(\frac{p_o}{p} \right)^{\frac{R_d}{c^{(p)}}} \right] = -\frac{T}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial p} \quad (13.141)$$

Man definiert nun den *statischen Stabilitätsparameter* σ durch

$$\sigma := \frac{R_d S_p}{p} \stackrel{\text{Glg. (13.141)}}{=} -\frac{R_d T}{p} \frac{\partial \theta}{\theta \partial p} = -\frac{a}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial p}. \quad (13.142)$$

Dies hängt nach Glg. (13.122) über

$$\sigma = -\frac{a}{\theta} \frac{\partial z}{\partial p} \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{a^2}{g \theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{a^2}{g^2} \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} = \left(\frac{a}{g} N \right)^2 \quad (13.143)$$

mit der Brunt-Väisälä-Frequenz N zusammen. Man erhält

$$\Rightarrow \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right) \frac{\partial \Phi}{\partial p} + \frac{a^2}{g^2} N^2 \omega = \frac{a}{c^{(p)}} q_T^{(V)}. \quad (13.144)$$

13.7.4 Zusammenfassung

Der Zustand einer trockenen hydrostatischen Atmosphäre wird durch die Felder $(u, v, \Phi)^T$ festgelegt, dabei sind alle Felder von $(\varphi, \lambda, p, t)^T$ abhängig. Die herrschenden Gleichungen lauten zusammenfassend

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \omega \frac{\partial u}{\partial p} = -\frac{\partial \Phi}{\partial x} + fv + F_{R,x}, \quad (13.145)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \omega \frac{\partial v}{\partial p} = -\frac{\partial \Phi}{\partial y} - fu + F_{R,y}, \quad (13.146)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial p \partial t} + \left(u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right) \frac{\partial \Phi}{\partial p} + \frac{a^2}{g^2} N^2 \omega = -\frac{R_d a}{p c^{(p)}} q_T^{(V)}, \quad (13.147)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial p} = -\nabla \cdot \mathbf{v}_h. \quad (13.148)$$

Wie man sieht, ist ω eine diagnostische Größe. a kann aus Φ mittels Glg. (13.124) bestimmt werden, anschließend kann auch die Temperatur über $T = \frac{pa}{R_d}$ diagnostisch berechnet werden.

13.7.5 Hydrostatischer Hintergrundzustand

Auch wenn man die hydrostatische Annahme nicht macht, kann man einen Grundzustand $\{\bar{a}, \bar{p}\}$ einführen mit $a := \frac{1}{\rho}$ als spezifischem Volumen, der Glg. (13.122) erfüllt, und die tatsächlichen Größen $\{a, p\}$ als Überlagerung des Grundzustandes mit Abweichungen $\{a', p'\}$ zu notieren, also

$$a = \bar{a} + a', \quad (13.149)$$

$$p = \bar{p} + p'. \quad (13.150)$$

Dann gilt

$$-a \nabla p + \mathbf{g} = -a' \nabla \bar{p} - \bar{a} \nabla p' - a' \nabla p' = -a' \nabla p - \bar{a} \nabla p' = -a \nabla p' - a' \nabla \bar{p}. \quad (13.151)$$

Das Schwerfeld der Erde hat eine komplizierte Form, der man sich in verschiedenen Stufen annähert. Zunächst geht man davon aus, dass das Schwerfeld radialsymmetrisch ist mit homogenem Betrag des Schwerevektors. Verwendet man anstatt der geometrischen Höhe z die geopotentielle Höhe $\Phi = gz$ (dies ist die Energie pro Masse, die nötig ist, um ein Teilchen vom Meeresspiegel auf die Höhe z zu bringen), lautet die hydrostatische Grundgleichung mit der Kettenregel

$$\frac{\partial p}{\partial \Phi} = \frac{\partial p}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial \Phi} = -\rho. \quad (13.152)$$

Die SI-Einheit des Geopotentials ist m^2/s^2 . Ein Geopotentialmeter gpm ist definiert durch

$$1 \text{ gpm} := 9,8 \text{ m}^2/\text{s}^2, \quad (13.153)$$

sodass

$$\frac{z}{\text{m}} = \frac{\mathcal{P}/g}{\text{m}} \approx \frac{\mathcal{P}}{\text{gpm}} \quad (13.154)$$

gilt. Möchte man die Höhenabhängigkeit der Schwerebeschleunigung berücksichtigen, so verwendet man hierfür als Formel für das Gravitationspotential zunächst

$$\Phi_g(r) = -\frac{\Phi_o a}{r} + \Phi_o. \quad (13.155)$$

mit $\Phi_o := GM/a$ mit G als Newton'scher Gravitationskonstante und M als Erdmasse. Dies ist die Formel für das Schwerfeld eines Planeten mit radialsymmetrischer Massenverteilung, sie ergibt sich aus der Formel für eine Punktmasse mit dem Gauß'schen Satz. Bei $r = a$ ist das Potential zu Null normiert. Hieraus folgt

$$g = \frac{\Phi_o a}{r^2} = g_o \frac{a^2}{r^2} \quad (13.156)$$

mit $g_o := \frac{\Phi_o}{a}$. In dieser Approximation fordert man für die generalisierte Vertikalkoordinate geopotentielle Höhe z_g , dass gilt

$$g_o z_g \stackrel{!}{=} \Phi_g(a+z) = -\frac{\Phi_o a}{a+z} + \Phi_o \Rightarrow z_g = -\frac{a^2}{a+z} + a = \frac{-a^2 + a^2 + za}{a+z} = \frac{z}{1 + \frac{z}{a}}. \quad (13.157)$$

Hieraus folgt weiterhin

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial z} &= \frac{z_g}{z} \frac{\partial p}{\partial z_g} = \left(\frac{1}{1 + \frac{z}{a}} - \frac{z}{a} \frac{1}{\left(1 + \frac{z}{a}\right)^2} \right) \frac{\partial p}{\partial z_g} = \frac{1}{\left(1 + \frac{z}{a}\right)^2} \frac{\partial p}{\partial z_g} = \frac{a^2}{r^2} \frac{\partial p}{\partial z_g} = -g\varrho = -g_o \frac{a^2}{r^2} \varrho \\ \Rightarrow \frac{\partial p}{\partial z_g} &= -g_o \varrho. \end{aligned} \quad (13.158)$$

13.8 Barotropie

Von Barotropie spricht man, wenn die Konturflächen des Druckfeldes und des Dichtefeldes gleich sind. In einer trockenen Atmosphäre ist dies gleichbedeutend mit der Tatsache, dass die Temperaturflächen und die Druckflächen gleich sind. In der Realität ist der Baroklinitätswinkel, der den Winkel zwischen $\nabla \varrho$ und ∇p beschreibt, klein. Jedoch ist die vorhandene Baroklinität sehr wichtig für die atmosphärische Dynamik und Barotropie hat weitreichende einschränkende Implikationen.

Leitet man die x-Komponente von Glg. (13.132) unter Annahme von Barotropie nach p ab, erhält man

$$\frac{\partial}{\partial p} \frac{Du}{Dt} = -\frac{\partial}{\partial p} \frac{\partial \Phi}{\partial x} + f \frac{\partial v}{\partial p} = -\frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial \Phi}{\partial p} + f \frac{\partial v}{\partial p} = f \frac{\partial v}{\partial p}. \quad (13.159)$$

Es gilt außerdem

$$\frac{\partial}{\partial p} \frac{Du}{Dt} = \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \omega \frac{\partial u}{\partial p} \right), \quad (13.160)$$

hieraus folgt

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial u}{\partial p} = \frac{\partial}{\partial p} \frac{\partial u}{\partial t} = f \frac{\partial v}{\partial p} - \frac{\partial}{\partial p} \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \omega \frac{\partial u}{\partial p} \right). \quad (13.161)$$

An dieser Gleichung sieht man, dass, falls die vertikale Scherung global für einen Zeitpunkt verschwindet, dies für alle Zeitpunkte so ist. Verschwindet die vertikale Scherung, sind auch die Horizontaldivergenz und damit nach Glg. (13.129) $\frac{\partial \omega}{\partial p}$ höhenkonstant. Das Feld der Vertikalgeschwindigkeit im p-System $\omega = \omega(p)$ ist also in diesem Fall eine Gerade und eine diagnostische Größe.

13.8.1 Flachwassergleichungen

Das einfachste Gleichungssystem der Geofluiddynamik mit Zeitableitungen ist das der *Flachwassergleichungen* (SWEs, engl. *shallow water equations*). Um dieses herzuleiten, geht man von den Glg.en (13.31) - (13.32) aus und nimmt eine homogene Dichte an, außerdem ignoriert man die Reibung. Damit wird die Kontinuitätsgleichung zu

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0. \quad (13.162)$$

Das Fluid habe weiterhin eine Oberfläche, an dieser gelte $p = 0$. Die Tiefe des Mediums sei $h = h(x, y, t)$ und der Grund habe die z-Koordinate $b = b(x, y)$. Damit erhält man durch Integration der hydrostatischen Grundgleichung

$$p(z) = -(0 - p(z)) = -(p(b+h) - p(z)) = -\int_z^{b+h} \frac{\partial p}{\partial z} dz = g\varrho \int_z^{b+h} dz = (b+h-z)g\varrho. \quad (13.163)$$

Somit folgt

$$\frac{\partial p}{\partial x} = g\varrho \frac{\partial}{\partial x} (b+h) \quad (13.164)$$

und analog in y -Richtung. Verschwindet die vertikale Scherung der Horizontalbewegung $\left(\frac{\partial u}{\partial z}, \frac{\partial v}{\partial z}\right)^T$ global zu einem beliebigen Zeitpunkt, so verschwindet auch die lokalzeitliche Tendenz der vertikalen Scherung. Somit ist das Geschwindigkeitsfeld dann zu allen Zeitpunkten höhenunabhängig. Hiervon wird nun ausgegangen. Damit verschwinden die Terme der vertikalen Geschwindigkeitsadvektion. Nun kann man die Kontinuitätsgleichung trivial integrieren:

$$h \nabla \cdot \mathbf{v} = \int_b^{b+h} \nabla \cdot \mathbf{v} dz = - \int_b^{b+h} \frac{\partial w}{\partial z} dz = -w(b+h) + w(b) \quad (13.165)$$

Die Annahme, dass die Horizontalgeschwindigkeit nicht geschert ist und die die Integration Glg. (13.165) ermöglicht hat, gibt den Flachwassergleichungen ihren Namen. Bei großen Tiefen kann hiervon nämlich anschaulicherweise nicht mehr ausgegangen werden. In Abschn. 16.5.2 wird über diese Annahme hinausgegangen. Behandelt man Wellen, so kann man die Flachwassergleichungen verwenden, falls

$$\text{Wellenlänge} \gg \text{Tiefe}, \quad (13.166)$$

$$\text{Wellenhöhe} \ll \text{Tiefe} \quad (13.167)$$

gelten, was für die Tide (außer in Randmeeren) sowie die Dünung auf offener See der Fall sein kann.

In der Tiefe b gilt die kinematische Randbedingung:

$$w(b) = \frac{dz}{dt}(b) = \frac{db}{dt} = \mathbf{v} \cdot \nabla_h b \quad (13.168)$$

An der Oberfläche gilt

$$w(b+h) = \frac{D}{Dt}(b+h) = \frac{\partial h}{\partial t} + \mathbf{v}_h \cdot \nabla_h(b+h). \quad (13.169)$$

Setzt man dies in Glg. (13.165) ein, erhält man

$$h \nabla_h \cdot \mathbf{v} = - \frac{\partial h}{\partial t} - \mathbf{v} \cdot \nabla_h h. \quad (13.170)$$

Somit erhält man folgendes Gleichungssystem:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -g \nabla_h(h+b) - f(y) \mathbf{k} \times \mathbf{v} \quad (13.171)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \nabla \cdot (h \mathbf{v}) = 0 \quad (13.172)$$

13.8.1.1 Linearisierung

Nimmt man einen homogenen Untergrund b an, sowie eine mittlere Tiefe D , der eine Störung d überlagert ist, und vernachlässigt alle nichtlinearen Terme, folgt

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -g \nabla d - f \mathbf{k} \times \mathbf{v}, \quad (13.173)$$

$$\frac{\partial d}{\partial t} + D \nabla \cdot \mathbf{v} = 0. \quad (13.174)$$

13.9 Entwicklungen des Coriolis-Parameters in ebener Geometrie

Für den Coriolis-Parameter f als Funktion der Breite φ gilt

$$f(\varphi) = 2\omega \sin(\varphi). \quad (13.175)$$

Taylor-entwickelt man dies an einer Breite φ_o , erhält man

$$\begin{aligned} f(\varphi) &= f(\varphi_o) + f'(\varphi_o) (\varphi - \varphi_o) + \frac{1}{2} f''(\varphi_o) (\varphi - \varphi_o)^2 + \frac{1}{6} f'''(\varphi_o) (\varphi - \varphi_o)^3 + \mathcal{O}[(\varphi - \varphi_o)^4] \\ &= f(\varphi_o) \left[1 + \cot(\varphi_o) (\varphi - \varphi_o) - \frac{1}{2} (\varphi - \varphi_o)^2 - \frac{1}{6} \cot(\varphi_o) (\varphi - \varphi_o)^3 \right], \end{aligned} \quad (13.176)$$

wobei die Terme vierter und höherer Ordnung nicht mehr mitnotiert wurden. Mit

$$y := r (\varphi - \varphi_o) \quad (13.177)$$

mit r als Abstand vom Erdmittelpunkt kann man dies als

$$f(\varphi) = f(\varphi_o) \left[1 + \cot(\varphi_o) \frac{y}{r} - \frac{y^2}{2r^2} - \frac{y^3}{6r^3} \cot(\varphi_o) \right] \quad (13.178)$$

notieren. Der *Rossby-Parameter* wird definiert durch

$$\beta(\varphi_o) := \cot(\varphi_o) \frac{f(\varphi_o)}{r} = \frac{2\omega \cos(\varphi_o)}{r} = \frac{d\varphi}{dy} \frac{df}{d\varphi} = \frac{df}{dy}. \quad (13.179)$$

In den nun herzuleitenden Approximationen wird von einem zonalen Kanal der meridionalen Ausdehnung $2B$ ausgegangen, der an der Breite φ_o zentriert ist. Die Krümmungsterme werden vernachlässigt, daher spricht man von Ebenen.

13.9.1 f-Ebene

Hier macht man die Approximation

$$f(\varphi) \approx f(\varphi_o). \quad (13.180)$$

Nach Glg. (13.178) ist dies gerechtfertigt, falls

$$B \ll r \tan(\varphi_o), \quad B \ll \sqrt{2}r \quad (13.181)$$

gelten. Bei der sogenannten *f-Kugel* nimmt man einen global homogenen Coriolisparameter an, was für operationelle Vorhersagen nicht geeignet ist.

13.9.2 β -Ebene

Hier setzt man die Approximation

$$f(\varphi) \approx f(\varphi_o) + \beta y \quad (13.182)$$

an. Nach Glg. (13.178) ist dies gerechtfertigt, falls

$$B \ll 2r \cot(\varphi_o), \quad B \ll \sqrt{6}r \quad (13.183)$$

gelten.

13.10 Gleichgewichtswinde

13.10.1 Geostrophie

Für die Rossby-Zahl N_{Ro} gilt

$$N_{Ro} = \frac{U}{Lf} \sim 10^{-1} \quad (13.184)$$

auf der synoptischen Skala. In erster Ordnung liegt also ein Kräftegleichgewicht aus Coriolis-Kraft und Druckgradientkraft vor. Dies ist die geostrophische Approximation. Das entsprechende Windfeld $\mathbf{v}_h = (u_g, v_g)^T$ erhält man, indem man in den horizontalen Bewegungsgleichungen Glg.en (13.132) - (13.133) die Beschleunigung gleich Null

Term	Größenordnung im SI
$\frac{\partial u}{\partial t}$	10^{-4}
$u \frac{\partial u}{\partial x}$	10^{-4}
fv	10^{-3}
$\frac{1}{f} \frac{\partial p}{\partial x}$	10^{-3}

Tabelle 13.1: Skalierung der horizontalen Impulsgleichung auf der synoptischen Skala.

setzt.

$$0 = -\frac{\partial \Phi}{\partial x} + fv_g, \quad 0 = -\frac{\partial \Phi}{\partial y} - fu_g \quad (13.185)$$

Stellt man dies nach der Windgeschwindigkeit um, ergeben sich

$$v_g = \frac{1}{f} \frac{\partial \Phi}{\partial x}, \quad u_g = -\frac{1}{f} \frac{\partial \Phi}{\partial y}. \quad (13.186)$$

Der geostrophische Wind ist also

$$\mathbf{v}_{h,g} = \frac{1}{f} \left(-\frac{\partial \Phi}{\partial y} \mathbf{i} - \frac{\partial \Phi}{\partial x} \mathbf{j} \right) = \mathbf{k} \times \frac{1}{f} \nabla \Phi. \quad (13.187)$$

Die geostrophische Windgeschwindigkeit nimmt also mit wachsendem Betrag der Breite ab, am Äquator geht sie gegen unendlich. Daher ist zu hinterfragen, bis in welche Breiten die Geostrophie eine gute Näherung ist. Diese Frage wird in Abschn. 13.9.2 näher untersucht.

Bildet man das Skalarprodukt mit dem Gradienten des Geopotentials, so folgt

$$\nabla \Phi \cdot \mathbf{v}_{h,g} = 0, \quad (13.188)$$

der geostrophische Wind ist senkrecht zum Geopotentialgradienten. Daher ist der geostrophische Wind isohypsenparallel. Die lokalzeitliche Tendenz des Horizontalwindes entsteht bei Geostrophie rein aus der Advektion. Weitere wichtige Implikationen der geostrophischen Annahme werden in Abschn. 13.9 behandelt. Bildet man die Divergenz von Glg. (13.187), erhält man

$$\nabla \cdot \mathbf{v}_{h,g} = -\frac{1}{f} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial y} + \frac{1}{f} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y \partial x} - \frac{\beta}{f^2} \frac{\partial \Phi}{\partial x} - \frac{v \tan(\varphi)}{r} = -\frac{\beta}{f^2} \frac{\partial \Phi}{\partial x} = -\frac{\beta}{f} v - \frac{v \tan(\varphi)}{r}. \quad (13.189)$$

Unter Verwendung der Skalen aus Tab. 1.3 folgt

$$\mathcal{O}(\nabla \cdot \mathbf{v}_{h,g}) = \frac{10^{-11}}{10^{-4}} 10^1 \frac{1}{s} = 10^{-6} \frac{1}{s} \quad (13.190)$$

für mittlere und hohe Breiten. Dies ist etwa eine Größenordnung kleiner als die synoptisch-skalige Divergenz, der geostrophische Wind ist also außerhalb der Tropen als fast divergenzfrei anzusehen, in niederen Breiten gilt dies jedoch nicht mehr. Global ist die geostrophische Approximation also, insbesondere für Modelle, nicht anwendbar.

Der *thermische Wind* bezeichnet die Änderung des geostrophischen Windes mit der Höhe aufgrund von Baroklinität. Aus Glg. (13.187) folgt

$$\frac{\partial \mathbf{v}_{h,g}}{\partial p} = \mathbf{k} \times \frac{1}{f} \nabla \frac{\partial \Phi}{\partial p} = -\frac{R_d}{pf} \mathbf{k} \times \nabla T. \quad (13.191)$$

Die vertikale Scherung des geostrophischen Windes ergibt sich also aus der Baroklinität der Atmosphäre. Man spricht auch von *vertikaler Scherung des geostrophischen Windes aufgrund horizontaler Temperaturgradienten*, wobei sich *horizontal* hier auf die Druckfläche bezieht. Glg. (13.191) ist die *thermische Windgleichung*.

Seien $p_1 < p_2$ zwei Druckniveaus, dann folgt über Integration von Glg. (13.191)

$$\begin{aligned} \mathbf{v}_{h,g}(p_2) - \mathbf{v}_{h,g}(p_1) &= \int_{p_1}^{p_2} -\frac{R_d}{pf} \mathbf{k} \times \nabla T dp \\ \Rightarrow \mathbf{v}_{h,g}(p_1) &= \mathbf{v}_{h,g}(p_2) + \int_{p_1}^{p_2} \frac{R_d}{pf} \mathbf{k} \times \nabla T dp = \mathbf{v}_{h,g}(p_2) + \frac{R_d}{f} \int_{p_1}^{p_2} \frac{1}{p} \mathbf{k} \times \nabla T dp \\ &= \mathbf{v}_{h,g}(p_2) + \frac{R_d}{f} \ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right) \mathbf{k} \times \nabla \bar{T}(p_1, p_2) \end{aligned} \quad (13.192)$$

mit einer gewichteten Schichtmitteltemperatur

$$\bar{T}(p_1, p_2) = \frac{\int_{p_1}^{p_2} \frac{1}{p} T dp}{\int_{p_1}^{p_2} \frac{1}{p} dp}. \quad (13.193)$$

13.10.2 Gradientenwind

Beim *Gradientenwind* geht man davon aus, dass Coriolis-Kraft und Druckgradient zusammen die Zentripetalkraft aufbringen, die nötig ist, um ein Fluidteilchen auf einer Trajektorie mit Radius $R > 0$ zu bewegen, also

$$\frac{V^2}{R} = \left| f \left| V - \frac{1}{\rho} |\nabla_h p| \right| \right|. \quad (13.194)$$

Im zyklonalen Fall ist der Ausdruck zwischen den äußeren Betragszeichen negativ, also

$$\begin{aligned} \frac{V^2}{R} &= \frac{1}{\rho} |\nabla_h p| - |f| V \\ \Leftrightarrow V^2 + |f| VR - R \frac{1}{\rho} |\nabla_h p| &= 0 \\ \Leftrightarrow \frac{V^2}{R} &= -\frac{1}{\rho} |\nabla_h p| + |f| V \\ \Leftrightarrow V &= -\frac{|f| R}{2} \pm \sqrt{\frac{f^2 R^2}{4} + R \frac{1}{\rho} |\nabla_h p|}. \end{aligned} \quad (13.195)$$

Wegen $V = |\mathbf{v}_h| > 0$ kommt nur das positive Vorzeichen in Frage. In diesem Fall ist die Windgeschwindigkeit geringer als die geostrophische Windgeschwindigkeit, man spricht von *subgeostrophischem Wind*. Im antizyklonalen Fall gilt analog

$$\begin{aligned} \frac{V^2}{R} &= -\frac{1}{\rho} |\nabla_h p| + |f| V \\ \Leftrightarrow V^2 - |f| VR + R \frac{1}{\rho} |\nabla_h p| &= 0 \\ \Leftrightarrow \frac{V^2}{R} &= -\frac{1}{\rho} |\nabla_h p| + |f| V \\ \Leftrightarrow V &= \frac{|f| R}{2} \pm \sqrt{\frac{f^2 R^2}{4} - R \frac{1}{\rho} |\nabla_h p|}. \end{aligned} \quad (13.196)$$

In diesem Fall ist der Wind *supergeostrophisch*. Hier kommt nur das negative Vorzeichen in Frage, da im Grenzfall $|\nabla_h p| = 0$ kein Wind $V = R|f|$ wehen sollte. Der Ausdruck unter der Wurzel ist positiv, also

$$|\nabla_h p| \leq \frac{\rho f^2 R}{4}. \quad (13.197)$$

Antizyklonen werden sind also in Kernnähe gradientenschwächer, solch eine Beschränkung gibt es für Zyklonen nicht. Dies ist wegen

$$\frac{\rho f^2 R}{4} \sim 10 \frac{\text{hPa}}{1000 \text{ km}} \quad (13.198)$$

auf der synoptischen Skala tatsächlich bedeutsam.

13.10.3 Reibungswind

Nimmt man eine Druckgradientbeschleunigung

$$P := \frac{1}{\rho} |\nabla p| \quad (13.199)$$

an, die in y -Richtung zeigt und zusätzlich eine Reibungskraft $-\mu \mathbf{v}_h$ und setzt die Beschleunigung gleich Null, erhält man

$$0 = fV \sin(\psi) - \mu V \cos(\psi) \xrightarrow{\psi \in [0, \pi/2]} \psi = \arctan\left(\frac{\mu}{f}\right), \quad (13.200)$$

$$0 = P - fV \cos(\psi) - \mu V \sin(\psi) \Rightarrow V = \frac{P}{f \cos(\psi) + \mu \sin(\psi)}, \quad (13.201)$$

wobei ψ der Winkel ist, unter dem der Wind die Isobare schneidet. Dies bezeichnet man als *Reibungswind*. Der Reibungswind führt also zu überisobarischem Transport und wirkt so der Entstehung von Extrema im Bodendruckfeld entgegen beziehungsweise begünstigt deren Dissipation. Die Vernichtungswirkung auf ein Tief schätzt man mit $R \sim 500 \text{ km}$ und $\psi \sim 30^\circ$ ab durch

$$\frac{\partial p}{\partial t} \sim \frac{g}{\pi r^2} \frac{dm}{dt} \sim \frac{g}{\pi r^2} 2\pi r H \rho V \frac{1}{2} = \frac{g V H \rho}{r} \sim 4 \text{ hPa/hr} \quad (13.202)$$

wobei die Grenzschichthöhe mit $H = 500 \text{ m}$ abgeschätzt wurde. Der Reibungswind dissipiert eine Zyklone also innerhalb von Stunden, es handelt sich also um einen relevanten Effekt auf der synoptischen Skala. Divergenzen oberhalb der Reibungsschicht wurden hierbei nicht berücksichtigt, außerdem wurde ψ als höhenunabhängig innerhalb der Grenzschicht angenommen. In der Realität ist dies natürlich nicht der Fall, sondern ψ nimmt mit der Höhe ab, was zur Ausbildung eines spiralartigen Windfeldes führt, der sogenannten *Ekman-Spirale*.

13.10.4 Euler-Wind

Als *Euler-Wind* bezeichnet man die Zunahme des Windes unter Wirkung eines Druckgradienten und Abwesenheit der Coriolis-Beschleunigung, also

$$\mathbf{v}_h = -t \frac{1}{\rho} \nabla p. \quad (13.203)$$

13.10.5 Zyklostrophischer Wind

Der *zyklostrophische Wind* ist gegeben, wenn ein Druckgradient eine Zentripetalkraft aufbringt:

$$\left| \frac{\partial p}{\partial r} \right| = \frac{\rho V^2}{|R|} \quad (13.204)$$

Er gilt in *Tornados* und *Staubteufeln*.

13.11 Quasigeostrophie

Hier geht man aus vom hydrostatischen adiabatischen Gleichungssystem, welches in Abschn. 13.7.4 zusammengefasst wurde:

$$\frac{D_h \mathbf{v}_h}{Dt} + \omega \frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial p} = -f \mathbf{k} \times \mathbf{v}_h - \nabla \Phi, \quad (13.205)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial p} = -a, \quad (13.206)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial p \partial t} + \left(u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right) \frac{\partial \Phi}{\partial p} + \sigma \omega = 0, \quad (13.207)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{v}_h + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0, \quad (13.208)$$

$$pa = R_d T. \quad (13.209)$$

Nun müssen zunächst einige Vereinfachungen vorgenommen werden. Ziel ist das *quasigeostrophische Gleichungssystem*. Dieses Konzept wendet man ausschließlich auf Kanäle in den Extratropen an, die schmal genug für die β -Ebene sind. Man nähert außerdem den Coriolis-Parameter f zu

$$f = f_o + \beta (y - y_o) \stackrel{y_o \equiv 0}{=} f_o + \beta y, \quad (13.210)$$

vgl. Abschn. 13.9. Dann gilt für den geostrophischen Wind Glg. (13.187)

$$\mathbf{v}_{h,g} = \mathbf{k} \times \frac{1}{f} \nabla \Phi = \mathbf{k} \times \frac{1}{f_o} \nabla \Phi - \mathbf{k} \times \frac{\beta y}{f_o^2} \nabla \Phi + \mathcal{O}(f'') \stackrel{\text{in 0. Ordnung}}{\rightarrow} \mathbf{v}_{h,g} = \mathbf{k} \times \frac{1}{f_o} \nabla \Phi. \quad (13.211)$$

Hieraus kann man für den thermischen Wind ableiten

$$\frac{\partial \mathbf{v}_{h,g}}{\partial p} = -\frac{1}{f_o} \mathbf{k} \times \nabla a. \quad (13.212)$$

Die relative Vorticity ζ ersetzt man nun näherungsweise durch die relative Vorticity des geostrophischen Windes ζ_g , welche nach Glg. (15.86) näherungsweise durch

$$\zeta_g = \frac{1}{f_o} \Delta \Phi. \quad (13.213)$$

gegeben ist. Für die absolute Vorticity nähert man hieraus folgernd

$$\eta_g := f + \zeta_g = f_o + \beta y + \zeta_g. \quad (13.214)$$

Mit Glg. (13.211) vereinfacht man nun die materielle Ableitung zu

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt} &= \frac{D_h}{Dt} + \omega \frac{\partial}{\partial p} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}_h \cdot \nabla_h + \omega \frac{\partial}{\partial p} \\ &\rightarrow \frac{D^{(g)}}{Dt} := \frac{D_h^{(g)}}{Dt} + \omega \frac{\partial}{\partial p} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}_{h,g} \cdot \nabla_h + \omega \frac{\partial}{\partial p}. \end{aligned} \quad (13.215)$$

Hiermit folgt für den Ersten Hauptsatz

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) = -\mathbf{v}_{h,g} \cdot \nabla_h \left(\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) - \sigma \omega. \quad (13.216)$$

Die Vorticitygleichung Glg. (15.85) wird hier noch einmal wiederholt:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -v\beta - (f + \zeta) \nabla \cdot \mathbf{v}_h - \mathbf{v}_h \cdot \nabla \zeta - \omega \frac{\partial \zeta}{\partial p} + \mathbf{k} \cdot \left[\frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial p} \times \nabla \omega \right] \quad (13.217)$$

Der geostrophische Wind ist nach Abschn. 13.10.1 eine Größenordnung größer als die ageostrophische Komponente, daher kann man die horizontale Advektion mit $\mathbf{v}_{h,g}$ berechnen und ζ durch ζ_g ersetzen:

$$\frac{\partial \zeta_g}{\partial t} = -v_g \beta - (f + \zeta_g) \nabla \cdot \mathbf{v}_h - \mathbf{v}_{h,g} \cdot \nabla \zeta_g - \omega \frac{\partial \zeta_g}{\partial p} + \mathbf{k} \cdot \left[\frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial p} \times \nabla \omega \right] \quad (13.218)$$

Die Werte in Tab. 1.3 ergeben außerdem in SI-Einheiten

- $\frac{\partial \zeta_g}{\partial t} \sim 10^{-10},$
- $\omega \frac{\partial \zeta_g}{\partial p} \sim 10^{-11},$
- $\mathbf{k} \cdot \left[\frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial p} \times \nabla \omega \right] \sim 10^{-11}.$

Folglich können auch der Drehterm und die vertikale Advektion vernachlässigt werden und außerdem die relative gegenüber der absoluten Vorticity im Drehterm, dies führt mit $f \approx f_0$ auf die sogenannte *quasigeostrophische Vorticitygleichung*

$$\frac{\partial \zeta_g}{\partial t} = -\mathbf{v}_{h,g} \cdot \nabla (\zeta_g + f) - f_0 \nabla \cdot \mathbf{v}_h = -\mathbf{v}_{h,g} \cdot \nabla (\zeta_g + f) + f_0 \frac{\partial \omega}{\partial p}. \quad (13.219)$$

An dieser Stelle führt man zur Vereinfachung eine Stromfunktion

$$\psi := \frac{\Phi}{f_0} \quad (13.220)$$

ein, damit folgen

$$\mathbf{v}_{h,g} = \mathbf{k} \times \nabla \psi, \quad (13.221)$$

$$\zeta_g = \Delta_h \psi. \quad (13.222)$$

Hieraus folgt für die Vorticitygleichung Glg. (13.219) und den Ersten Hauptsatz Glg. (3.12)

$$\Delta \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\mathbf{v}_{h,g} \cdot \nabla (\Delta \psi + f) + f_0 \frac{\partial \omega}{\partial p}, \quad (13.223)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \psi}{\partial p} \right) &= -\mathbf{v}_{h,g} \cdot \nabla \left(\frac{\partial \psi}{\partial p} \right) - \frac{\sigma}{f_0} \omega \\ \Rightarrow \frac{f_0}{\sigma} \frac{\partial^2}{\partial p^2} \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} \right) &= -\frac{f_0}{\sigma} \mathbf{v}_h \cdot \nabla \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial p^2} \right) - f_0 \frac{\partial \omega}{\partial p} \end{aligned} \quad (13.224)$$

Bei der letzten Implikation wurde die p -Abhängigkeit von σ vernachlässigt und dies wird auch weiterhin getan werden. Da σ mit der Schichtung zusammenhängt, ist dies eine schlechte Annahme, da die Schichtung natürlich in der Realität innerhalb der Troposphäre stark ortsabhängig ist. Nichtsdestotrotz kann man diese Annahme hier machen, da die relevanten Phänomene durch diese Annahme nicht gefiltert werden. Außerdem wurde

$$\frac{\partial \mathbf{v}_{h,g}}{\partial p} \cdot \nabla \left(\frac{\partial \psi}{\partial p} \right) \stackrel{\text{Glg. (13.221)}}{=} \left(\mathbf{k} \times \nabla \frac{\partial \psi}{\partial p} \right) \cdot \nabla \left(\frac{\partial \psi}{\partial p} \right) = 0 \quad (13.225)$$

eingesetzt. Nun werden die beiden Gleichungen addiert

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(f + \Delta \psi + \frac{f_0}{\sigma} \frac{\partial^2 \psi}{\partial p^2} \right) + \mathbf{v}_{h,g} \cdot \nabla \left(f + \Delta \psi + \frac{f_0}{\sigma} \frac{\partial^2 \psi}{\partial p^2} \right) = 0. \quad (13.226)$$

Die Größe

$$q_g := f + \Delta \psi + \frac{f_0}{\sigma} \frac{\partial^2 \psi}{\partial p^2} \quad (13.227)$$

bezeichnet man als *quasigeostrophische potentielle Vorticity* oder auch *pseudopotentielle Vorticity*, damit lässt sich Glg. (13.226) als

$$\frac{D_h^{(g)}}{Dt} q_g = 0 \quad (13.228)$$

notieren. Dies ist die sogenannte *Tendenzgleichung*. ω kann hieraus diagnostiziert werden, hierzu wendet man zunächst den horizontalen Laplace-Operator Δ_h auf Glg. (13.216) an:

$$\Delta \frac{\partial}{\partial p} \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\Delta_h \left[\mathbf{v}_{h,g} \cdot \nabla \left(\frac{\partial \psi}{\partial p} \right) \right] - \frac{\sigma}{f_o} \Delta \omega. \quad (13.229)$$

Nun wird Glg. (13.219) nach p differenziert:

$$\frac{\partial}{\partial p} \Delta \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial p} \left[\mathbf{v}_{h,g} \cdot \nabla (\Delta \psi + f) \right] + f_o \frac{\partial^2 \omega}{\partial p^2} \quad (13.230)$$

Nun subtrahiert man Glg. (13.229) von (13.230) und erhält

$$0 = \Delta \left[\mathbf{v}_{h,g} \cdot \nabla \left(\frac{\partial \psi}{\partial p} \right) \right] + \frac{\sigma}{f_o} \Delta \omega - \frac{\partial}{\partial p} \left[\mathbf{v}_{h,g} \cdot \nabla (\Delta \psi + f) \right] + f_o \frac{\partial^2 \omega}{\partial p^2}$$

$$\Rightarrow \left[\Delta + \frac{f_o}{\sigma} \frac{\partial^2}{\partial p^2} \right] \omega = \frac{f_o}{\sigma} \frac{\partial}{\partial p} \left[\mathbf{v}_{h,g} \cdot \nabla (\Delta \psi + f) \right] + \frac{f_o}{\sigma} \Delta \left[\mathbf{v}_{h,g} \cdot \nabla \left(\frac{\partial \psi}{\partial p} \right) \right]. \quad (13.231)$$

Dies ist die ω -Gleichung. Dieser Formalismus ist aufgrund der darin enthaltenen linearen Entwicklung von f nicht global anwendbar, die Leistungsfähigkeit besteht darin, dass hiermit innerhalb zonaler Kanäle beschränkter Ausdehnung in den Extratropen barokline Rossby-Wellen und barokline Instabilitäten verstanden werden können, was die theoretische Grundlage der *Zyklogenese* ist.

13.12 Semigeostrophie

Die semigeostrophische Annahme ist eine Relaxation der quasigeostrophischen Annahme. Sie führt im Gegensatz zu dieser auf ein global anwendbares Gleichungssystem. Als Teil des Lösungsspektrums erhält man Flächen im Raum besonderer Baroklinität, sogenannte *Fronten*.

Ausgangspunkt ist das in Abschn. 13.7 hergeleitete hydrostatische Gleichungssystem, welches hier noch einmal notiert wird:

$$\frac{\partial u}{\partial t} - \mathbf{v}_h \cdot \nabla u - \omega \frac{\partial u}{\partial p} - fv + \frac{\partial \Phi}{\partial x} = 0 \quad (13.232)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} - \mathbf{v}_h \cdot \nabla v - \omega \frac{\partial v}{\partial p} + fu + \frac{\partial \Phi}{\partial y} = 0 \quad (13.233)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t \partial p} + \mathbf{v}_h \cdot \nabla \frac{\partial \Phi}{\partial p} + \frac{1}{f^2 g^2} N^2 \omega = 0 \quad (13.234)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial p} + \nabla \cdot \mathbf{v}_h = 0, \quad (13.235)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial p} + \frac{1}{f} = 0. \quad (13.236)$$

Dabei wurden diabatische Terme weggelassen.

Bei der semigeostrophischen Approximation wird lediglich die horizontale Impulsgleichung modifiziert. Grundvoraussetzung ist

$$N_{Ro} = \frac{U}{Lf} \ll 1, \quad (13.237)$$

also, dass die materielle Beschleunigung klein im Vergleich zur Coriolisbeschleunigung ist [19]. N_{Ro} ist hierbei die in Glg. (13.3) definierte Rossby-Zahl.

Das semigeostrophische Gleichungssystem lautet somit zusammenfassend

$$\frac{\partial u_g}{\partial t} + \mathbf{v}_h \cdot \nabla u_g - \omega \frac{\partial u_g}{\partial p} - fv + \frac{\partial \Phi}{\partial x} = 0, \quad (13.238)$$

$$\frac{\partial v_g}{\partial t} + \mathbf{v}_h \cdot \nabla v_g - \omega \frac{\partial v_g}{\partial p} + fu + \frac{\partial \Phi}{\partial y} = 0, \quad (13.239)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \mathbf{v}_h \cdot \nabla \theta - \omega \frac{\partial \theta}{\partial p} = 0, \quad (13.240)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t \partial p} + \mathbf{v}_h \cdot \nabla \frac{\partial \Phi}{\partial p} + \frac{1}{\rho^2 g^2} N^2 \omega = 0, \quad (13.241)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial p} + \nabla \cdot \mathbf{v}_h = 0, \quad (13.242)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial p} + \frac{1}{\rho} = 0. \quad (13.243)$$

Dies ist ein Gleichungssystem für die prognostischen Variablen u , v , ω , Φ , θ . Man beachte, dass u_g und v_g diagnostische Variablen sind, obwohl für sie Zeitableitungen festgelegt sind.

14.1 Impuls und Drehimpuls

Für den Gesamtimpuls $\mathbf{P}$ der Atmosphäre gilt

$$\mathbf{P} = \int_A \rho \mathbf{v} d^3r. \quad (14.1)$$

Für die Zeitableitung dieser Größe sind laut dem Zweiten Newton'schen Axiom nur die externen Kräfte zu berücksichtigen:

$$\frac{d\mathbf{P}}{dt} = \int_A \rho \mathbf{f}_{\text{ext}} d^3r. \quad (14.2)$$

$\mathbf{P}$ ist also nie erhalten, da mindestens durch die Oberfläche und die Schwere immer externe Kräfte wirken.

Für den Gesamtdrehimpuls $\mathbf{L}$ der Atmosphäre gilt

$$\mathbf{L} = \int_A \mathbf{r} \times \rho \mathbf{v} d^3r \Rightarrow \frac{d\mathbf{L}}{dt} = \int_A \mathbf{r} \times \rho \mathbf{f}_{\text{ext}} d^3r. \quad (14.3)$$

Der Drehimpuls ist also genau dann erhalten, wenn alle externen Kräfte auf der radialen Achse wirken, also nur in ruhenden Koordinaten über einem Planeten mit radialsymmetrischer Massenverteilung im Inneren.

14.2 Entropie

Für die Gesamtentropie S einer Atmosphäre gilt bis auf eine Konstante

$$S = \int_A \tilde{s} d^3r \quad (14.4)$$

mit $\tilde{s}$ wie in Glg. (9.33) definiert. Die prognostische Gleichung dieser Größe ist Glg. (9.34):

$$\frac{\partial \tilde{s}}{\partial t} + \nabla \cdot (\tilde{s} \mathbf{v}) = c^{(V)} \frac{\rho}{T} q_T \quad (14.5)$$

Globale Integration liefert

$$\frac{dS}{dt} = \int_A c^{(V)} \frac{\rho}{T} q_T d^3r. \quad (14.6)$$

Dieses Integral nichtnegativ, da der Wärmefluss positiv in kälteren und negativ in wärmeren Gebieten ist. Somit gilt

$$\frac{dS}{dt} \geq 0. \quad (14.7)$$

In einer idealen adiabatischen einphasigen Atmosphäre laufen die Prozesse also reversibel ab.

14.3 Energie

14.3.1 Gesamtenergie

Die prognostische Gleichung der spezifischen kinetischen Energie $k = \frac{1}{2} \mathbf{v}^2$ erhält man durch Multiplikation der Impulsgleichung in der Form Glg. (8.101) von links mit $\mathbf{v}$:

$$\frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial k}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla k = -\frac{1}{\rho} \mathbf{v} \cdot \nabla p - w g + \mathbf{v} \cdot \mathbf{f}_R. \quad (14.8)$$

Multipliziert man diese Gleichung mit ρ und addiert das Produkt der Kontinuitätsgleichung mit k dazu, erhält man

$$\frac{DK}{Dt} = \frac{\partial K}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla K = -\mathbf{v} \cdot \nabla p - \rho w g - K \nabla \cdot \mathbf{v} + \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{f}_R \quad (14.9)$$

als prognostische Gleichung für die kinetische Energiedichte $K = \frac{1}{2} \rho \mathbf{v}^2$. Als prognostische Gleichung für die spezifische geopotentielle Energie φ erhält man

$$\frac{D\varphi}{Dt} = \mathbf{v} \cdot \nabla \varphi = w g. \quad (14.10)$$

Multipliziert man diese Gleichung mit ρ und addiert das Produkt der Kontinuitätsgleichung mit φ dazu, erhält man

$$\frac{DP}{Dt} = \frac{\partial P}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla P = \rho w g - P \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (14.11)$$

als prognostische Gleichung für die geopotentielle Energiedichte $P = \rho \varphi$. Als prognostische Gleichung für die spezifische innere Energie $i = c^{(V)} T$ erhält man

$$\frac{Di}{Dt} = \frac{\partial i}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla i = -p \frac{Da}{Dt} + \varepsilon = -p a \nabla \cdot \mathbf{v} + \varepsilon. \quad (14.12)$$

Multipliziert man diese Gleichung mit ρ und addiert das Produkt der Kontinuitätsgleichung mit i dazu, erhält man

$$\frac{D\tilde{I}}{Dt} = \frac{\partial \tilde{I}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \tilde{I} = -\left(p + \tilde{I}\right) \nabla \cdot \mathbf{v} + \rho \varepsilon \quad (14.13)$$

als prognostische Gleichung für die innere Energiedichte $\tilde{I} := \rho i$. Die Energiedichte e ist die Summe aus kinetischer, potentieller und innerer Energie pro Volumen,

$$e = K + P + \tilde{I}. \quad (14.14)$$

Die totale Ableitung hiervon ergibt sich durch Summation der gerade hergeleiteten Glg.en (14.9) - (14.13):

$$\begin{aligned} \frac{DK}{Dt} &= \frac{\partial K}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla K = \frac{\partial K}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla K = -\mathbf{v} \cdot \nabla p - \rho w g - K \nabla \cdot \mathbf{v} + \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{f}_R \\ + \frac{DP}{Dt} &= \frac{\partial P}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla P = \frac{\partial P}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla P = \rho w g - P \nabla \cdot \mathbf{v} \\ + \frac{D\tilde{I}}{Dt} &= \frac{\partial \tilde{I}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \tilde{I} = \frac{\partial \tilde{I}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \tilde{I} = -p \nabla \cdot \mathbf{v} - \tilde{I} \nabla \cdot \mathbf{v} + \varepsilon \\ \hline \frac{\partial}{\partial t} (K + P + \tilde{I}) + \mathbf{v} \cdot \nabla (K + P + \tilde{I}) &= -\left(K + P + \tilde{I}\right) \nabla \cdot \mathbf{v} - \mathbf{v} \cdot \nabla p - p \nabla \cdot \mathbf{v} + \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{f}_R + \varepsilon \end{aligned} \quad (14.15)$$

Die blau markierten Terme sind die Schwererterme, diese heben sich gegenseitig auf: wenn die Schwere kinetische Energie produziert, geht dies auf Kosten der potentiellen Energie. Somit erhält man

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla e = -e \nabla \cdot \mathbf{v} - \nabla \cdot (p \mathbf{v}) + \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{f}_R + \varepsilon. \quad (14.16)$$

Damit folgt

$$\frac{\partial e}{\partial t} = -\nabla \cdot (p \mathbf{v}) - \nabla \cdot (e \mathbf{v}) \Leftrightarrow \frac{\partial e}{\partial t} + \nabla \cdot (e \mathbf{v}) = -\nabla \cdot (p \mathbf{v}) + \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{f}_R + \varepsilon. \quad (14.17)$$

Dies bezeichnet man auch als das *Poynting-Theorem der Meteorologie* in Analogie zum Poynting-Theorem der ED Glg. (3.47). Als Spezialfall von Glg. (14.16) erhält man für stationäre Strömungen inkompressibler idealer Medien wegen

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \quad (14.18)$$

$$\frac{Dp}{Dt} = \mathbf{v} \cdot \nabla p \quad (14.19)$$

die Gleichung

$$\frac{D}{Dt} (K + P + p) = 0, \quad (14.20)$$

was man als *Bernoulli-Gleichung* bezeichnet. Weitere Formen dieser Aussage sind

$$\frac{1}{2} \rho \mathbf{v}^2 + \rho g z + p = \text{const. entlang Stromlinien}, \quad (14.21)$$

$$\frac{1}{2} \mathbf{v} + g z + \frac{p}{\rho} = \text{const. entlang Stromlinien}. \quad (14.22)$$

Die Gesamtenergie E der Atmosphäre A ist

$$E = \int_A e d^3 r. \quad (14.23)$$

Nimmt man A als konstant an, gilt mit dem Gauß'schen Satz

$$\frac{dE}{dt} = \int_A \frac{\partial e}{\partial t} d^3 r = \int_A -\nabla \cdot [(e + p) \mathbf{v}] + \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{f}_R + \varepsilon d^3 r. \quad (14.24)$$

Aufgrund von Glg. (8.96) gilt

$$\int_A \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{f}_R + \varepsilon d^3 r = 0. \quad (14.25)$$

Somit folgt

$$\frac{dE}{dt} = - \int_O (e + p) \mathbf{v} \cdot d\mathbf{n} - \int_v (e + p) \mathbf{v} \cdot d\mathbf{n}, \quad (14.26)$$

hierbei sind O der Oberrand der Atmosphäre und U die Erdoberfläche. Mit der kinematischen Randbedingung gilt also

$$E = \text{const.} \quad (14.27)$$

14.3.2 Energieformen

Für die Zeitableitung der inneren Energie einer einphasigen Atmosphäre gilt mit Glg. (14.13)

$$\frac{d}{dt} \int_A \tilde{I} d^3 r = \frac{d}{dt} \int_A -p \nabla \cdot \mathbf{v} - \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{f}_R d^3 r = \int_A \mathbf{v} \cdot \nabla p - \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{f}_R d^3 r. \quad (14.28)$$

Die Bilanz der Enthalpie erhält man durch Multiplikation dieser Gleichung mit dem Adiabatenexponenten $\kappa = \frac{c^{(p)}}{c^{(V)}}$. Analog erhält man für die kinetische bzw. potentielle Energie

$$\frac{d}{dt} \int_A K d^3r \stackrel{\text{Glg. (14.9)}}{=} \int_A -\mathbf{v} \cdot \nabla p - \rho w g + \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{f}_R d^3r, \quad (14.29)$$

$$\frac{d}{dt} \int_A P d^3r \stackrel{\text{Glg. (14.11)}}{=} \int_A \rho w g d^3r. \quad (14.30)$$

Somit folgt

$$\frac{d}{dt} \int_A \tilde{I} + P d^3r = D - C, \quad (14.31)$$

$$\frac{d}{dt} \int_A K d^3r = C - D \quad (14.32)$$

mit der *adiabatischen Konversion*

$$C := \int_A -\mathbf{v} \cdot \nabla p - \rho w g d^3r \quad (14.33)$$

und der Dissipation

$$D := \int_A -\rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{f}_R d^3r \stackrel{\text{Glg. (8.87)}}{\geq} 0. \quad (14.34)$$

Die adiabatische Konversion steht für die Umwandlung von potentieller und innerer Energie in kinetische Energie. Dies geschieht, indem der Druckgradient und die Schwere Arbeit leisten. In der Impulsgleichung kann man daher die Zuordnung

$$\underbrace{\overbrace{\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t}}^{\text{lokalzeitl. Änderung}} = \underbrace{-\underbrace{(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v}}_{\text{Advektion}} - \underbrace{\frac{1}{\rho} \nabla p + \mathbf{g}}_{\text{adiabatische Konversion}}}_{\text{reversibel}} + \underbrace{\mathbf{f}_R}_{\substack{\text{Dissipation} \\ \text{irreversibel}}}}_{\text{reversibel}} \quad (14.35)$$

bzw.

$$\underbrace{\overbrace{\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t}}^{\text{lokalzeitl. Änderung}} = \underbrace{\mathbf{v} \times \boldsymbol{\eta} - \nabla k}_{\text{Advektion}} - \underbrace{\frac{1}{\rho} \nabla p - \nabla \varphi}_{\text{adiabatische Konversion}}}_{\text{reversibel}} + \underbrace{\mathbf{f}_R}_{\substack{\text{Dissipation} \\ \text{irreversibel}}} \quad (14.36)$$

vornehmen.

14.4 APE

14.4.1 Energieformen in einer hydrostatischen Atmosphäre

Die kinetische Energie KE einer Luftsäule in einer hydrostatischen Atmosphäre ist durch

$$\text{KE} = \int_0^\infty \frac{1}{2} \rho \mathbf{v}_h^2 dz = \int_{p(o)}^{p(\infty)} \frac{1}{2} \rho \mathbf{v}_h^2 \frac{\partial z}{\partial \rho} d\rho \stackrel{\partial z / \partial \rho = -1 / (g \rho)}{=} -\frac{1}{g} \int_{p_S}^{p_o} \frac{1}{2} \mathbf{v}_h^2 dp = \frac{1}{g} \int_0^{p_S} \frac{1}{2} \mathbf{v}_h^2 dp \quad (14.37)$$

gegeben, hierbei ist p_S der Druck an der Erdoberfläche. Analog gilt für die innere Energie

$$\text{IE} = \int_0^\infty \rho c^{(V)} T dz = \frac{1}{g} \int_0^{p_S} c^{(V)} T dp. \quad (14.38)$$

Für die potentielle Energie PE erhält man mit partieller Integration

$$\begin{aligned} \text{PE} &= \int_0^\infty \rho g z dz = \int_0^{p_S} z(p) dp = \int_0^{p_S} \mathbf{1} \cdot z(p) dp = [pz(p)]_0^{p_S} - \int_0^{p_S} p \frac{\partial z}{\partial p} dp \\ &= p_S z_S + \frac{\mathbf{1}}{g} \int_0^{p_S} \frac{p}{\rho} dp = p_S z_S + \frac{\mathbf{1}}{g} \int_0^{p_S} R_d T dp \end{aligned} \quad (14.39)$$

mit z_S als Orographie. Man definiert die *totale potentielle Energie* TPE durch

$$\text{TPE} := \text{PE} + \text{IE}. \quad (14.40)$$

Häufig wird diese Energieform auch einfach als „potentielle Energie“ bezeichnet. Es gilt

$$\begin{aligned} \text{TPE} &= p_S z_S + g^{-1} \int_0^{p_S} \left(c^{(V)} + R_d \right) T dp = p_S z_S + g^{-1} \int_0^{p_S} h dp \\ &= p_S z_S + \frac{c^{(p)}}{g} \int_0^{p_S} \theta \left(\frac{p}{p_0} \right)^{R_d/c^{(p)}} dp \end{aligned} \quad (14.41)$$

mit $h = c^{(p)} T$ als Enthalpie. Man schätzt ab

$$\frac{\text{KE}}{\text{IE}} \sim \frac{\overline{v_h^2}}{2c^{(V)}T} \sim 0,03 \%. \quad (14.42)$$

Es ist also viel mehr innere als kinetische Energie in der Atmosphäre vorhanden.

14.4.2 Definition und Eigenschaften der APE

Da man das Schwerpotential auch um eine beliebige Konstante verschieben könnte, führt man das Konzept der *verfügbaren potentiellen Energie* APE ein. Hierfür transformiert man zunächst Glg. (14.41) ins θ -System:

$$\text{TPE} = p_S z_S + \frac{c^{(p)}}{gp_0} \int_\infty^{\theta_S} \theta p(\theta)^{R_d/c^{(p)}} \frac{\partial p}{\partial \theta} d\theta \quad (14.43)$$

Mittels partieller Integration erhält man

$$\begin{aligned} &\int_\infty^{\theta_S} \theta p(\theta)^{R_d/c^{(p)}} \frac{\partial p}{\partial \theta} d\theta = \left[\theta p^{1+\frac{R_d}{c^{(p)}}} \right]_\infty^{\theta_S} - \int_\infty^{\theta_S} p(\theta) \frac{d}{d\theta} \left(\theta p(\theta)^{R_d/c^{(p)}} \right) d\theta \\ \Rightarrow &\int_\infty^{\theta_S} \theta p(\theta)^{R_d/c^{(p)}} \frac{\partial p}{\partial \theta} d\theta = \theta_S p_S^{1+\frac{R_d}{c^{(p)}}} - \int_\infty^{\theta_S} p(\theta) \left(p(\theta)^{R_d/c^{(p)}} + \theta \frac{R_d}{c^{(p)}} \frac{\partial p}{\partial \theta} p(\theta)^{R_d/c^{(p)}-1} \right) d\theta \\ \Rightarrow &\int_\infty^{\theta_S} \theta p(\theta)^{R_d/c^{(p)}} \frac{\partial p}{\partial \theta} d\theta = \theta_S p_S^{1+\frac{R_d}{c^{(p)}}} - \int_\infty^{\theta_S} p(\theta)^{1+\frac{R_d}{c^{(p)}}} + \frac{R_d}{c^{(p)}} \theta p(\theta)^{R_d/c^{(p)}} \frac{\partial p}{\partial \theta} d\theta \\ \Rightarrow &\frac{c^{(p)} + R_d}{c^{(p)}} \int_\infty^{\theta_S} \theta p(\theta)^{R_d/c^{(p)}} \frac{\partial p}{\partial \theta} d\theta = \theta_S p_S^{1+\frac{R_d}{c^{(p)}}} - \int_\infty^{\theta_S} p(\theta)^{1+\frac{R_d}{c^{(p)}}} d\theta \\ \Rightarrow &\int_\infty^{\theta_S} \theta p(\theta)^{R_d/c^{(p)}} \frac{\partial p}{\partial \theta} d\theta = \frac{c^{(p)}}{c^{(p)} + R_d} \theta_S p_S^{1+\frac{R_d}{c^{(p)}}} + \frac{c^{(p)}}{c^{(p)} + R_d} \int_{\theta_S}^\infty p(\theta)^{1+\frac{R_d}{c^{(p)}}} d\theta \\ \Rightarrow &\text{TPE} = p_S z_S + \frac{c^{(p)2} \theta_S p_S^{1+\frac{R_d}{c^{(p)}}}}{gp_0^{R_d/c^{(p)}} (c^{(p)} + R_d)} + \frac{c^{(p)2}}{gp_0^{R_d/c^{(p)}} (c^{(p)} + R_d)} \int_{\theta_S}^\infty p(\theta)^{1+\frac{R_d}{c^{(p)}}} d\theta. \end{aligned} \quad (14.44)$$

Um die totale potentielle Energie zu erhalten, die in einer Atmosphäre über einer Fläche A enthalten ist, rechnet man

$$\begin{aligned}
 \int_A \text{TPE} dA &= \int_A p_S z_S dA + \frac{c^{(p)2}}{gp_o^{R_d/c^{(p)}} (c^{(p)} + R_d)} \int_A \theta_S p_S^{1+\frac{R_d}{c^{(p)}}} dA + \frac{c^{(p)2}}{gp_o^{R_d/c^{(p)}} (c^{(p)} + R_d)} \int_A \int_{\theta_S}^{\infty} p(\theta)^{1+\frac{R_d}{c^{(p)}}} d\theta dA \\
 &= \overline{Ap_S z_S} + \frac{Ac^{(p)2}}{gp_o^{R_d/c^{(p)}} (c^{(p)} + R_d)} \overline{\theta_S p_S^{1+\frac{R_d}{c^{(p)}}}} + \frac{c^{(p)2}}{gp_o^{R_d/c^{(p)}} (c^{(p)} + R_d)} \int_{\theta_S}^{\infty} \overline{p(\theta)^{1+\frac{R_d}{c^{(p)}}}} d\theta \\
 &\approx \overline{Ap_S z_S} + \frac{Ac^{(p)2}}{gp_o^{R_d/c^{(p)}} (c^{(p)} + R_d)} \overline{\theta_S p_S^{1+\frac{R_d}{c^{(p)}}}} + \frac{Ac^{(p)2}}{gp_o^{R_d/c^{(p)}} (c^{(p)} + R_d)} \int_{\theta_S}^{\infty} \overline{p(\theta)^{1+\frac{R_d}{c^{(p)}}}} d\theta.
 \end{aligned} \tag{14.45}$$

Nach Glg. (14.41) ist

$$\int_A \text{TPE} + \text{KE} dA \tag{14.46}$$

konservativ, wenn kein Massenfluss über die lateralen Ränder von A erfolgt. Die APE ist der Anteil der TPE, die in kinetische Energie umgewandelt werden könnte, also

$$\text{APE} := \int_A \text{TPE} - \text{TPE}_{\min} dA, \tag{14.47}$$

wobei das Minimum der potentiellen Energie aller hydrostatischen Zustände gemeint ist, die aus dem Anfangszustand durch adiabatische Umsortierung erreicht werden können, ohne überadiabatische Gradienten zu produzieren. Hierbei bewegen sich die Teilchen entlang der Isentropen und nach einer solchen Umordnung sind alle Zustandsgrößen nur noch von der Vertikalkoordinate abhängig, da sonst Druckgradienten existieren würden, die genau darauf hinarbeiten würden (die Coriolis-Kraft leistet keine Arbeit, hat somit keine energetische Relevanz und muss daher für diese Betrachtung nicht berücksichtigt werden). Bezeichnet man die Felder des Zustands minimaler potentieller Energie durch gestrichene Größen, kann man notieren

$$\int_A \text{TPE}_{\min} dA \approx \overline{Ap'(z_S) z_S} + \frac{Ac^{(p)2}}{gp_o^{R_d/c^{(p)}} (c^{(p)} + R_d)} \overline{\theta'(z_S) p'(z_S)^{1+\frac{R_d}{c^{(p)}}}} + \frac{Ac^{(p)2}}{gp_o^{R_d/c^{(p)}} (c^{(p)} + R_d)} \int_{\theta_S}^{\infty} \overline{p'(\theta)^{1+\frac{R_d}{c^{(p)}}}} d\theta. \tag{14.48}$$

Die ersten beiden Terme auf den rechten Seiten der Glg.en (14.45) und (14.48) beziehen sich ausschließlich auf die Oberfläche, ihre Differenz wird mit C abgekürzt. Damit erhält man

$$\text{APE} \approx C + \frac{Ac^{(p)2}}{gp_o^{R_d/c^{(p)}} (c^{(p)} + R_d)} \int_{\theta_S}^{\infty} \overline{p(\theta)^{1+\frac{R_d}{c^{(p)}}}} - \overline{p'(\theta)^{1+\frac{R_d}{c^{(p)}}}} d\theta. \tag{14.49}$$

Die Masse M über der Isentrope θ ist konservativ, daher gilt

$$\overline{p'(\theta)} = p'(\theta) = \overline{p(\theta)} \Rightarrow \overline{p'(\theta)^{1+\frac{R_d}{c^{(p)}}}} = \overline{p(\theta)^{1+\frac{R_d}{c^{(p)}}}}, \tag{14.50}$$

woraus folgt

$$\begin{aligned}
 \text{APE} &\approx C + \frac{Ac^{(p)2}}{gp_o^{R_d/c^{(p)}} (c^{(p)} + R_d)} \int_{\theta_S}^{\infty} \overline{p(\theta)^{1+\frac{R_d}{c^{(p)}}}} - \overline{p(\theta)^{1+\frac{R_d}{c^{(p)}}}} d\theta \\
 &= C + \frac{Ac^{(p)}}{gp_o^{R_d/c^{(p)}} \left(1 + \frac{R_d}{c^{(p)}}\right)} \int_{\theta_S}^{\infty} \overline{p(\theta)^{1+\frac{R_d}{c^{(p)}}}} - \overline{p(\theta)^{1+\frac{R_d}{c^{(p)}}}} d\theta \\
 &= C + \frac{A}{\Gamma_d p_o^{\chi} (1 + \chi)} \int_{\theta_S}^{\infty} \overline{p(\theta)^{1+\chi}} - \overline{p(\theta)^{1+\chi}} d\theta
 \end{aligned} \tag{14.51}$$

mit dem trockenadiabatischen Temperaturgradienten $\Gamma_d = g/c^{(p)}$ und der Abkürzung $\mathcal{X} := \frac{R_d}{c^{(p)}}$. Man notiert $p = \bar{p} + p'$, damit gilt die Taylor-Entwicklung

$$p^{1+\mathcal{X}} = \bar{p}^{1+\mathcal{X}} + (\mathbf{1} + \mathcal{X}) \bar{p}^{\mathcal{X}} p' + \frac{\mathbf{1}}{2} \mathcal{X} (\mathbf{1} + \mathcal{X}) \bar{p}^{\mathcal{X}-1} p'^2 + \dots \quad (14.52)$$

Hieraus folgt

$$\begin{aligned} p^{1+\mathcal{X}} - \bar{p}^{1+\mathcal{X}} &= (\mathbf{1} + \mathcal{X}) \bar{p}^{\mathcal{X}} p' + \frac{\mathbf{1}}{2} \mathcal{X} (\mathbf{1} + \mathcal{X}) \bar{p}^{\mathcal{X}-1} p'^2 + \dots \\ \Leftrightarrow \overline{p^{1+\mathcal{X}}} - \bar{p}^{1+\mathcal{X}} &= (\mathbf{1} + \mathcal{X}) \bar{p}^{\mathcal{X}} \overline{p'} + \frac{\mathbf{1}}{2} \mathcal{X} (\mathbf{1} + \mathcal{X}) \bar{p}^{\mathcal{X}-1} \overline{p'^2} + \dots \\ \Leftrightarrow \overline{p^{1+\mathcal{X}}} - \bar{p}^{1+\mathcal{X}} &= \frac{\mathbf{1}}{2} \mathcal{X} (\mathbf{1} + \mathcal{X}) \bar{p}^{\mathcal{X}-1} \overline{p'^2} + \dots \end{aligned} \quad (14.53)$$

Man erhält somit

$$\text{APE} \approx C + \frac{A\mathcal{X}}{2\Gamma_d p_o^{\mathcal{X}}} \int_{\bar{\theta}_s}^{\infty} \overline{p^{1+\mathcal{X}}} \left(\frac{p'}{\bar{p}} \right)^2 d\theta. \quad (14.54)$$

Nun wird dies wieder ins p-System rücktransformiert. Hierzu verwendet man

$$p = p(\theta(p)) \approx \bar{p}(\theta(p)) \Rightarrow p' \approx \theta' \frac{\partial \bar{p}}{\partial \theta}. \quad (14.55)$$

Somit erhält man

$$\begin{aligned} \text{APE} &\approx C + \frac{A\mathcal{X}}{2\Gamma_d p_o^{\mathcal{X}}} \int_{\bar{\theta}_s}^{\infty} \overline{p^{\mathcal{X}-1} \left(\theta' \frac{\partial \bar{p}}{\partial \theta} \right)^2} d\theta = C + \frac{A\mathcal{X}}{2\Gamma_d p_o^{\mathcal{X}}} \int_{\bar{\theta}_s}^{\infty} \bar{p}^{\mathcal{X}-1} \overline{\theta'^2} \left(\frac{\partial \bar{p}}{\partial \theta} \right)^2 dp \\ &= C + \frac{A\mathcal{X}}{2\Gamma_d p_o^{\mathcal{X}}} \int_{\bar{p}(\bar{\theta}_s)}^{\bar{p}(\infty)} \bar{p}^{\mathcal{X}-1} \overline{\theta'^2} \left(\frac{\partial \bar{p}}{\partial \theta} \right)^2 \frac{\partial \theta}{\partial \bar{p}} d\bar{p} = C + \frac{A\mathcal{X}}{2\Gamma_d p_o^{\mathcal{X}}} \int_{\bar{p}_s}^{\circ} \bar{p}^{\mathcal{X}-1} \overline{\theta'^2} \frac{\overline{\theta'^2}}{\bar{\theta}^2} \left(\frac{\partial \bar{p}}{\partial \theta} \right)^2 \frac{\partial \theta}{\partial \bar{p}} d\bar{p} \\ &= C + \frac{A\mathcal{X}}{2\Gamma_d p_o^{\mathcal{X}}} \int_{\bar{p}_s}^{\circ} \bar{p}^{\mathcal{X}-1} \overline{\theta'^2} \frac{\overline{\theta'^2}}{\bar{\theta}^2} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \theta} d\bar{p} \approx C + \frac{A\mathcal{X}}{2\Gamma_d p_o^{\mathcal{X}}} \int_{\bar{p}_s}^{\circ} \bar{p}^{\mathcal{X}-1} \overline{\theta'^2} \left(\frac{\partial \bar{p}}{\partial \theta} \right)^{-1} d\bar{p} \\ &= C + \frac{A\mathcal{X}}{2\Gamma_d p_o^{\mathcal{X}}} \int_{\bar{p}_s}^{\circ} \bar{p}^{\mathcal{X}} \frac{\mathbf{1}}{\bar{p}} \overline{\theta'^2} \left(\frac{\partial \bar{p}}{\partial \theta} \right)^{-1} d\bar{p} = C + \frac{A\mathcal{X}}{2\Gamma_d} \int_{\bar{p}_s}^{\circ} \left(\frac{\bar{p}}{p_o} \right)^{\mathcal{X}} \frac{\mathbf{1}}{\bar{p}} \overline{\theta'^2} \left(\frac{\partial \bar{p}}{\partial \theta} \right)^{-1} d\bar{p} \\ &\approx C + \frac{A\mathcal{X}}{2\Gamma_d} \int_{\bar{p}_s}^{\circ} \frac{\bar{T}}{\bar{\theta}} \frac{\mathbf{1}}{\bar{p}} \overline{\theta'^2} \left(\frac{\partial \bar{p}}{\partial \theta} \right)^{-1} d\bar{p} = C + \frac{A\mathcal{X}}{2\Gamma_d} \int_{\bar{p}_s}^{\circ} \frac{\bar{T}}{\bar{p}} \overline{\theta'^2} \left(\frac{\partial \bar{p}}{\partial \theta} \right)^{-1} d\bar{p}. \end{aligned} \quad (14.56)$$

Mit

$$\theta' = \frac{\partial \theta}{\partial T} T' = \frac{\theta}{T} T' \approx \frac{\bar{\theta}}{\bar{T}} T' \quad (14.57)$$

kann man dies weiter umformen zu

$$\begin{aligned} \text{APE} &\approx C + \frac{A\mathcal{X}}{2\Gamma_d} \int_{\bar{p}_s}^{\circ} \frac{\mathbf{1}}{\bar{p}} \overline{\bar{\theta} T' \left(\frac{T'}{\bar{T}} \right)^2} \left(\frac{\partial \bar{p}}{\partial p} \right)^{-1} dp \\ &= C + \frac{A}{2} \int_{\bar{p}_s}^{\circ} \frac{\mathcal{X} \bar{\theta}}{\Gamma_d \bar{p}} \left(\frac{\partial \bar{p}}{\partial p} \right)^{-1} \overline{T' \left(\frac{T'}{\bar{T}} \right)^2} dp = C - \frac{A}{2} \int_{\circ}^{\bar{p}_s} \frac{\mathcal{X} \bar{\theta}}{\Gamma_d \bar{p}} \left(\frac{\partial \bar{p}}{\partial p} \right)^{-1} \overline{T' \left(\frac{T'}{\bar{T}} \right)^2} dp. \end{aligned} \quad (14.58)$$

Nach Glg. (9.48) gilt

$$\frac{\Gamma_d \bar{p}}{\mathcal{X} \bar{\theta}} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial p} \approx \frac{\Gamma_d \bar{p}}{\mathcal{X} \bar{\theta}} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial p} = -(\Gamma_d - \bar{\Gamma}), \quad (14.59)$$

hieraus folgt

$$\text{APE} \approx C + \frac{A}{2} \int_0^{\bar{p}_S} \frac{\bar{T}}{\Gamma_d - \bar{\Gamma}} \overline{\left(\frac{T'}{\bar{T}}\right)^2} dp. \quad (14.60)$$

14.4.3 Abschätzung

Nimmt man einen klimatologischen Wert $\bar{\Gamma} \approx \frac{2}{3}\Gamma_d$ und vernachlässigt C , um eine Abschätzung vorzunehmen, folgt

$$\text{APE} \approx \frac{3Ac^{(p)}}{2g} \int_0^0 \bar{T} \overline{\left(\frac{T'}{\bar{T}}\right)^2} dp. \quad (14.61)$$

Für A wählt man die gesamte Erdoberfläche und setzt $T' \sim 15$ K, $\bar{T} \sim 270$ K an, dann folgen

$$\frac{\text{APE}/A}{\text{KE}} \sim \frac{3\overline{T'^2}c^{(p)}}{\bar{T}v_h^2} \sim 25. \quad (14.62)$$

Es bleibt in diesem Abschnitt eine offene Frage, warum der größte Anteil der verfügbaren potentiellen Energie nicht in kinetische Energie umgewandelt wird.

15 VORTICITY UND DIVERGENZ

Sei ein beliebiges Vektorfeld $\boldsymbol{v}$ gegeben. Der Ansatz

$$\boldsymbol{v} = \Delta \boldsymbol{w} \quad (15.1)$$

mit den Randbedingungen

$$\lim_{|\boldsymbol{r}| \rightarrow \infty} \boldsymbol{w} = \mathbf{o} \quad (15.2)$$

mit einem Vektorfeld $\boldsymbol{v}$ ist für stetige $\boldsymbol{v}$ eindeutig lösbar, es handelt sich nämlich um drei unabhängige *Poisson-Gleichungen*

$$v_i = \Delta w_i. \quad (15.3)$$

Nach Glg. (B.54) gilt

$$\Delta \boldsymbol{w} = \nabla (\nabla \cdot \boldsymbol{w}) - \nabla \times (\nabla \times \boldsymbol{w}). \quad (15.4)$$

Man definiert

$$\mathcal{X} := \nabla \cdot \boldsymbol{w} \quad (15.5)$$

als *Geschwindigkeitspotential*, weiterhin definiert man

$$\boldsymbol{A} := -\nabla \times \boldsymbol{w} \quad (15.6)$$

als Vektorpotential, dann gilt

$$\boldsymbol{v} = \nabla \mathcal{X} + \nabla \times \boldsymbol{A}. \quad (15.7)$$

Man hat also eine *eindeutige* Zerlegung

$$\boldsymbol{v} = \boldsymbol{v}_{\text{nonrot}} + \boldsymbol{v}_{\text{nondiv}}, \quad \nabla \times \boldsymbol{v}_{\text{nonrot}} = \mathbf{o}, \quad \nabla \cdot \boldsymbol{v}_{\text{nondiv}} = \mathbf{o} \quad (15.8)$$

vorgenommen. Dass dies immer möglich ist, ist der *Hauptsatz der Vektoranalysis*. $\mathcal{X}$ und $\boldsymbol{A}$ haben insgesamt vier Komponenten, das Windfeld jedoch nur drei. Daher kann man eine weitere lineare Bedingung stellen, hier wird

$$\nabla \cdot \boldsymbol{A} = \mathbf{o} \quad (15.9)$$

gewählt, daraus folgt

$$\nabla \times \boldsymbol{v} = \Delta \boldsymbol{A}. \quad (15.10)$$

Betrachtet man nur das horizontale Windfeld

$$\boldsymbol{v}_h := \boldsymbol{v} - w \boldsymbol{k}, \quad (15.11)$$

so gilt dies natürlich auch. An das Vektorpotential stellt man nun statt der Bedingung $\nabla \cdot \boldsymbol{A} \stackrel{!}{=} \mathbf{o}$ die algebraische Bedingung

$$\boldsymbol{A} \stackrel{!}{=} (\boldsymbol{k} \cdot \boldsymbol{A}) \boldsymbol{k} \quad (15.12)$$

und definiert eine *Stromfunktion* $\psi = \psi(\varphi, \lambda) := -\boldsymbol{k} \cdot \boldsymbol{A}$. Dann gilt

$$\boldsymbol{v}_{h, \text{nondiv}} = \nabla \times [-\boldsymbol{k} \psi] \stackrel{\text{Glg. (B.51)}}{=} \boldsymbol{k} \times \nabla \psi. \quad (15.13)$$

Zur Überprüfung rechnet man

$$\nabla \cdot (\boldsymbol{k} \times \nabla \psi) \stackrel{\text{Glg. (B.55)}}{=} \nabla \psi \cdot (\nabla \times \boldsymbol{k}) - \boldsymbol{k} \cdot (\nabla \times \nabla \psi) = \mathbf{o}. \quad (15.14)$$

Man definiert

$$\boldsymbol{\xi} := \nabla \times \boldsymbol{v}. \quad (15.15)$$

Es gilt

$$\zeta := \boldsymbol{k} \cdot (\nabla \times \boldsymbol{v}_h) = \boldsymbol{k} \cdot [\nabla \times (\boldsymbol{k} \times \nabla \psi)] \stackrel{\text{Glg. (B.53)}}{=} \Delta \psi. \quad (15.16)$$

Für die Divergenz gilt weiterhin

$$\nabla \cdot \boldsymbol{v}_h = \Delta \chi. \quad (15.17)$$

Man beachte, dass ζ nicht der Betrag von $\boldsymbol{\xi}$ ist, sondern die z-Komponente davon.

15.1 Vorticity

Die rotierende Basis der globalen Koordinaten sei mit $\boldsymbol{e}_x, \boldsymbol{e}_y, \boldsymbol{e}_z$ bezeichnet, das Geschwindigkeitsfeld schreibt sich damit als

$$\boldsymbol{v} = u_x \boldsymbol{e}_x + u_y \boldsymbol{e}_y + u_z \boldsymbol{e}_z. \quad (15.18)$$

Schreibt man

$$\boldsymbol{U}' = \boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{r} + \boldsymbol{v}, \quad (15.19)$$

so ist $\boldsymbol{U}'$ das Feld der Teilchengeschwindigkeiten in ruhenden Koordinaten. Es setzt sich zusammen aus dem Anteil der Erdrotation $\boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{r}$ und dem relativ zur rotierenden Erde gemessenen Windfeld $\boldsymbol{v}$. Damit folgt

$$\boldsymbol{\eta} := \nabla \times \boldsymbol{v}' = \nabla \times \boldsymbol{v} + \nabla \times (\boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{r}) = \boldsymbol{\xi} + \boldsymbol{f}, \quad (15.20)$$

es wurde

$$\nabla \times (\boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{r}) \stackrel{\text{Glg. (B.53)}}{=} \boldsymbol{\omega} (\nabla \cdot \boldsymbol{r}) - (\boldsymbol{\omega} \cdot \nabla) \boldsymbol{r} = 3\boldsymbol{\omega} - \left(\boldsymbol{\omega} \frac{\partial}{\partial z} \right) \boldsymbol{r} = 3\boldsymbol{\omega} - \boldsymbol{\omega} = 2\boldsymbol{\omega} = \boldsymbol{f} \quad (15.21)$$

eingesetzt. Man definiert die absolute Vorticity η durch die Vertikalkomponente der Rotation von $\boldsymbol{v}'$. Diese erhält man als Skalarprodukt von $\nabla \times \boldsymbol{v}'$ mit dem vertikalen Einheitsvektor $\boldsymbol{k}$:

$$\eta := \boldsymbol{k} \cdot (\nabla \times \boldsymbol{v}) + \boldsymbol{k} \cdot \boldsymbol{f} = \zeta + f \quad (15.22)$$

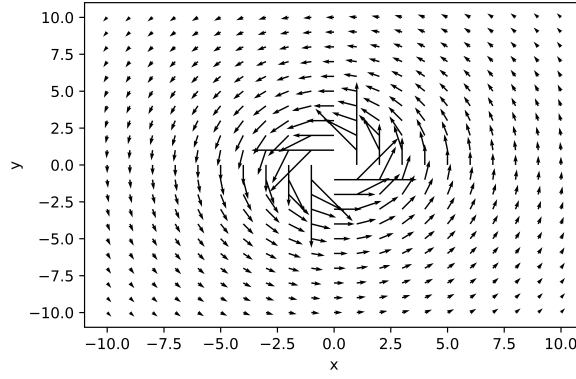
Man erinnere sich daran, dass der Coriolis-Parameter die Vertikalkomponente des Coriolis-Vektors ist und nicht etwa dessen Betrag. Den Anteil der absoluten Vorticity, der durch die Erdrotation herrührt, bezeichnet man auch als *planetare Vorticity*, während der Anteil, der durch das in rotierenden Koordinaten gemessene Windfeld zustande kommt, als *relative Vorticity* bezeichnet wird.

Die Vorticity hat auch eine anschauliche Bedeutung, die zunächst nicht so einleuchtend ist wie die der Divergenz. Hierzu werden zwei Beispiele betrachtet.

- Nehme das Feld $\boldsymbol{v} = (y, 0, 0)^T$. Die Stromlinien dieses Feldes sind nicht gekrümmt. Trotzdem gilt $\nabla \times \boldsymbol{v} = (0, 0, -1)^T \neq 0$.
- Nehme das Feld $\boldsymbol{v} = \frac{1}{x^2 + y^2} (-y, x, 0)^T$. Das Feld sieht sehr stark nach einem rotationsbehafteten Feld aus (s. Abb. 15.1). Trotzdem gilt

$$\begin{aligned} \nabla \times \boldsymbol{v} &= \left(\frac{\partial}{\partial x} \frac{x}{x^2 + y^2} + \frac{\partial}{\partial y} \frac{y}{x^2 + y^2} \right) \boldsymbol{e}_z \\ &= \left(\frac{1}{x^2 + y^2} - x^2 x \frac{1}{(x^2 + y^2)^2} + \frac{1}{x^2 + y^2} - y^2 y \frac{1}{(x^2 + y^2)^2} \right) \boldsymbol{e}_z = 0. \end{aligned} \quad (15.23)$$

Um die wahre Bedeutung der Vorticity zu verstehen, stellt man sich am besten ein 2D-Vektorfeld $\boldsymbol{v}_h = (u, v)^T$ vor (in kartesischen Koordinaten). Nehme ein Rechteck $[-a, a] \times [-b, b]$. $\boldsymbol{s}$ sei eine Kurve, die im positiven mathema-

Abbildung 15.1: Die Vorticity dieses Vektorfeldes $\mathbf{v}$ ist gleich Null.

tischen Drehsinn diese Menge umschließt. Dann gilt näherungsweise mit (u, v) als Vektor am Ursprung

$$\begin{aligned} \int_s \mathbf{v}_h \cdot d\mathbf{s} &\approx \mathbf{z}a \left(u - b \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \mathbf{z}b \left(v + a \frac{\partial v}{\partial x} \right) - \mathbf{z}a \left(u + b \frac{\partial u}{\partial y} \right) - \mathbf{z}b \left(v - a \frac{\partial v}{\partial x} \right) \\ &= -\mathbf{z}ba \frac{\partial u}{\partial y} + \mathbf{z}ba \frac{\partial v}{\partial x} - \mathbf{z}ab \frac{\partial u}{\partial y} + \mathbf{z}ba \frac{\partial v}{\partial x} = -4ba \frac{\partial u}{\partial y} + 4ab \frac{\partial v}{\partial x} = 4ab \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right). \end{aligned} \quad (15.24)$$

Der Flächeninhalt der Fläche ist $4ab$. Betrachtet man die Zirkulation des Vektorfelds um ein Teilchen, bildet also

$$\lim_{a,b \rightarrow 0} \frac{\int_s \mathbf{v}_h \cdot d\mathbf{s}}{4ab} = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}, \quad (15.25)$$

so ergibt sich die Definition der z-Komponente der Wirbelstärke. Die Komponenten der Rotation geben deshalb an, wie eine kleine Fläche in einer Ebene senkrecht zur jeweiligen Komponente umströmt wird. Es gibt also einen Zusammenhang von Zirkulation und Vorticity. In integraler Form ist dies die Aussage des *Satzes von Stokes*:

$$\int_A \nabla \times \mathbf{v} \cdot d\mathbf{f} = \int_{\partial A} \mathbf{v} \cdot d\mathbf{s}. \quad (15.26)$$

Der Satz von Stokes verknüpft also genau wie die obige Betrachtung das vektorielle Kurvenintegral entlang des Randes einer Fläche mit der Wirbelstärke innerhalb der Fläche. Eine weitere Veranschaulichung der Vorticity wird im kommenden Abschnitt gezeigt.

15.1.1 Scherungs- und Krümmungsvorticity

Definiere o. B. d. A. in ebener Geometrie eine rechtshändige Orthonormalbasis $\mathbf{s}, \mathbf{n}, \mathbf{k}$, bei der $\mathbf{s}$ am Ursprung parallel zum Horizontalwind ist. Damit gilt

$$\mathbf{v} = \begin{pmatrix} V \cos(\beta) \\ V \sin(\beta) \\ w \end{pmatrix} \quad (15.27)$$

mit der horizontalen Windgeschwindigkeit V und dem Vertikalwind w . β ist hier die horizontale Windrichtung relativ zu $\mathbf{s}$. Damit folgt für die Vorticity

$$\zeta = \frac{\partial}{\partial s} V \sin(\beta) - \frac{\partial}{\partial n} V \cos(\beta) = \sin(\beta) \frac{\partial V}{\partial s} + V \frac{\partial \beta}{\partial s} \cos(\beta) - \cos(\beta) \frac{\partial V}{\partial n} + V \sin(\beta) \frac{\partial \beta}{\partial n}. \quad (15.28)$$

Im Koordinatenursprung gilt $\beta = 0$, deshalb hat man dort

$$\zeta = V \frac{\partial \beta}{\partial s} - \frac{\partial V}{\partial n}. \quad (15.29)$$

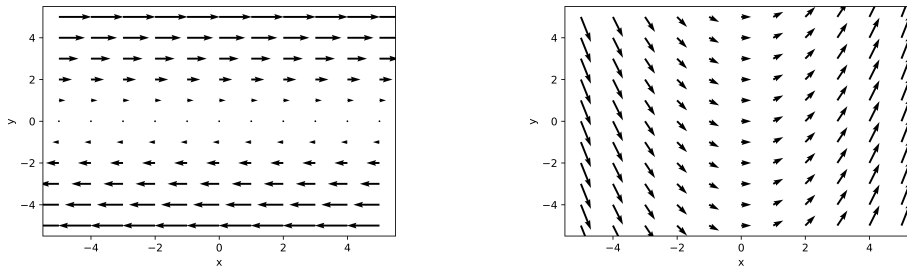


Abbildung 15.2: Scherungsvorticity (links) und Krümmungsvorticity (rechts).

Den ersten Term $V \frac{\partial \beta}{\partial s}$ nennt man Krümmungsvorticity. Er ist größer Null, wenn die Stromlinie nach links gekrümmt ist, gleich Null, wenn die Stromlinie gerade ist, und bei einer nach rechts gekrümmten Stromlinie kleiner als Null. Den Term $-\frac{\partial V}{\partial n}$ nennt man Scherungsvorticity. Er ist größer Null, wenn die Windgeschwindigkeit rechts von der Windrichtung zunimmt. Insbesondere sieht man, dass ein Strömungsfeld mit gekrümmten Stromlinien rotationsfrei sein kann und eines mit geraden Stromlinien rotationsbehaftet.

15.1.2 Zirkulationssatz

Sei A eine beliebig geformte Fläche im Raum, dann definiert man die Zirkulation S des Windfeldes $\mathbf{v}$ um A zur Zeit t durch

$$S(t) := \int_{\partial A} \mathbf{v} \cdot d\mathbf{s} = \int_0^1 \mathbf{v}(\mathbf{r}(\tau), t) \cdot \frac{d\mathbf{r}}{d\tau} d\tau, \quad (15.30)$$

wobei $\mathbf{r}(\tau)$ eine auf dem Intervall $[0, 1]$ definierte Funktion ist, die den Rand von A durchläuft. Bewegt sich die Fläche A mit dem Windfeld mit, so ändert sich auch die Zirkulation S um A , also

$$\frac{DS}{Dt} = \frac{D}{Dt} \int_0^1 \mathbf{v}(\mathbf{r}(\tau), t) \cdot \frac{d\mathbf{r}}{d\tau} d\tau = \int_0^1 \frac{D\mathbf{v}}{Dt} \cdot \frac{d\mathbf{r}}{d\tau} d\tau + \int_0^1 \mathbf{v} \cdot \frac{D}{Dt} \left(\frac{d\mathbf{r}}{d\tau} \right) d\tau. \quad (15.31)$$

Um das zweite Integral näher zu bestimmen, stellt man vorbereitend

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{r}}{d\tau} &= \lim_{\Delta \rightarrow 0} \frac{\mathbf{r}(\tau + \Delta) - \mathbf{r}(\tau)}{\Delta} \\ \Rightarrow \frac{D}{Dt} \frac{d\mathbf{r}}{d\tau} &= \lim_{\Delta \rightarrow 0} \frac{\frac{D\mathbf{r}}{Dt}(\tau + \Delta) - \frac{D\mathbf{r}}{Dt}(\tau)}{\Delta} = \lim_{\Delta \rightarrow 0} \frac{\mathbf{v}(\mathbf{r}(\tau + \Delta)) - \mathbf{v}(\mathbf{r}(\tau))}{\Delta} \\ &= \left(\frac{d\mathbf{r}}{d\tau} \cdot \nabla \right) \mathbf{v} \end{aligned} \quad (15.32)$$

fest. Definiere $\mathbf{v}(\tau) := \mathbf{v}(\mathbf{r}(\tau), t)$, dann gilt

$$\left(\frac{d\mathbf{r}}{d\tau} \cdot \nabla \right) \mathbf{v} = \frac{d\mathbf{v}}{d\tau}, \quad (15.33)$$

womit man

$$\int_0^1 \mathbf{v} \cdot \frac{D}{Dt} \left(\frac{d\mathbf{r}}{d\tau} \right) d\tau = \int_0^1 \mathbf{v} \cdot \frac{d\mathbf{v}}{d\tau} d\tau = \frac{1}{2} [\mathbf{v}^2]_0^1 = 0 \quad (15.34)$$

erhält, da aufgrund der Geschlossenheit der Kurve $\mathbf{v}(0) = \mathbf{v}(1)$ gilt. Mit dem Stokes'schen Satz folgt

$$\frac{DS}{Dt} = \int_A \nabla \times \mathbf{F} \cdot d\mathbf{n}, \quad (15.35)$$

wobei $\mathbf{F}$ die Summe aller wirkenden Kräfte ist. Konservative Kräfte ändern die Zirkulation also nicht. Mit

$$\nabla \times \left(-\frac{\mathbf{I}}{\rho} \nabla p \right) \stackrel{\text{Glg. (B.51)}}{=} \frac{\mathbf{I}}{\rho^2} \nabla \rho \times \nabla p, \quad (15.36)$$

$$\nabla \times \mathbf{v} \times \mathbf{f} \stackrel{\text{Glg. (B.53)}}{=} (\mathbf{f} \cdot \nabla) \mathbf{v} - \mathbf{f} \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (15.37)$$

folgt

$$\frac{DS}{Dt} = \int_A \left(\frac{\mathbf{I}}{\rho^2} \nabla \rho \times \nabla p + (\mathbf{f} \cdot \nabla) \mathbf{v} - \mathbf{f} \nabla \cdot \mathbf{v} + \nabla \times \mathbf{f}_R \right) \cdot d\mathbf{n}. \quad (15.38)$$

In IS gilt also in barotropen idealen Medien

$$\frac{DS}{Dt} = 0 \Leftrightarrow S = \text{const.} \quad (15.39)$$

15.1.3 Vorticitygleichung

Die Impulsgleichung Glg. (8.101) lautet

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\frac{\mathbf{I}}{\rho} \nabla p + \mathbf{v} \times \boldsymbol{\eta} - \nabla k + \mathbf{g} + \mathbf{f}_R. \quad (15.40)$$

Nun wendet man auf die einzelnen Terme den Operator $\nabla \times$ an:

$$\nabla \times \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} \stackrel{\text{Glg. (B.50)}}{=} \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{v}) \quad (15.41)$$

$$\nabla \times \left(-\frac{\mathbf{I}}{\rho} \nabla p \right) = -\nabla \times \left(\frac{\mathbf{I}}{\rho} \nabla p \right) \stackrel{\text{Glg. (B.51)}}{=} -\frac{\mathbf{I}}{\rho^2} \nabla p \times \nabla \rho \quad (15.42)$$

$$\nabla \times (\mathbf{v} \times \boldsymbol{\eta}) \stackrel{\text{Glg. (B.53)}}{=} (\mathbf{v} \cdot \nabla) \boldsymbol{\eta} - \boldsymbol{\eta} \nabla \cdot \mathbf{v} + (\boldsymbol{\eta} \cdot \nabla) \mathbf{v} \quad (15.43)$$

$$\nabla \times \nabla k \stackrel{\text{Glg. (B.47)}}{=} 0 \quad (15.44)$$

$$\nabla \times \mathbf{g} = \nabla \times (-\nabla \Phi) \stackrel{\text{Glg. (B.47)}}{=} 0 \quad (15.45)$$

Somit gilt

$$\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{v}) = \frac{\mathbf{I}}{\rho^2} \nabla \rho \times \nabla p - (\mathbf{v} \cdot \nabla) \boldsymbol{\eta} - \boldsymbol{\eta} \nabla \cdot \mathbf{v} + (\boldsymbol{\eta} \cdot \nabla) \mathbf{v} + \nabla \times \mathbf{f}_R. \quad (15.46)$$

15.1.3.1 Formulierung in geographischen Koordinaten

Durch Projektion auf die lokale Senkrechte erhält man

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta}{\partial t} &= \mathbf{k} \cdot \left[\frac{\mathbf{I}}{\rho^2} \nabla \rho \times \nabla p - (\mathbf{v} \cdot \nabla) \boldsymbol{\eta} - \boldsymbol{\eta} \nabla \cdot \mathbf{v} + (\boldsymbol{\eta} \cdot \nabla) \mathbf{v} + \nabla \times \mathbf{f}_R \right] \\ \Leftrightarrow \frac{\partial \zeta}{\partial t} &= \mathbf{k} \cdot \left[\frac{\mathbf{I}}{\rho^2} \nabla \rho \times \nabla p - \boldsymbol{\eta} \nabla \cdot \mathbf{v} - (\mathbf{v} \cdot \nabla) \boldsymbol{\eta} + (\boldsymbol{\eta} \cdot \nabla) \mathbf{v} + \nabla \times \mathbf{f}_R \right] \\ \Leftrightarrow \frac{\partial \zeta}{\partial t} &= \mathbf{k} \cdot \left[\frac{\mathbf{I}}{\rho^2} \nabla \rho \times \nabla p - \boldsymbol{\eta} \nabla \cdot \mathbf{v} + (\boldsymbol{\eta} \cdot \nabla) \mathbf{v} - (\mathbf{v} \cdot \nabla) \boldsymbol{\eta} + \nabla \times \mathbf{f}_R \right] \\ \Rightarrow \frac{\partial \zeta}{\partial t} &= \frac{\mathbf{I}}{\rho^2} \mathbf{k} \cdot (\nabla \rho \times \nabla p) - \boldsymbol{\eta} \nabla \cdot \mathbf{v} + \mathbf{k} \cdot [(\boldsymbol{\eta} \cdot \nabla) \mathbf{v}] - \mathbf{k} \cdot [(\mathbf{v} \cdot \nabla) \boldsymbol{\eta}] + \mathbf{k} \cdot \nabla \times \mathbf{f}_R. \end{aligned} \quad (15.47)$$

Man rechnet zunächst mit Glg. (B.58)

$$\begin{aligned} (\boldsymbol{\eta} \cdot \nabla) w &= (\boldsymbol{\eta} \cdot \nabla) (\mathbf{v} \cdot \mathbf{k}) = \mathbf{k} \cdot [(\boldsymbol{\eta} \cdot \nabla) \mathbf{v}] + \mathbf{v} \cdot [(\boldsymbol{\eta} \cdot \nabla) \mathbf{k}] \\ &\Rightarrow \mathbf{k} \cdot [(\boldsymbol{\eta} \cdot \nabla) \mathbf{v}] = (\boldsymbol{\eta} \cdot \nabla) w - \mathbf{v} \cdot [(\boldsymbol{\eta} \cdot \nabla) \mathbf{k}], \end{aligned} \quad (15.48)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{v} \cdot \nabla \boldsymbol{\eta} &= (\mathbf{v} \cdot \nabla) (\boldsymbol{\eta} \cdot \mathbf{k}) = \boldsymbol{\eta} \cdot [(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{k}] + \mathbf{k} \cdot [(\mathbf{v} \cdot \nabla) \boldsymbol{\eta}] \\ &\Rightarrow \mathbf{k} \cdot [(\mathbf{v} \cdot \nabla) \boldsymbol{\eta}] = \mathbf{v} \cdot \nabla \boldsymbol{\eta} - \boldsymbol{\eta} \cdot [(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{k}]. \end{aligned} \quad (15.49)$$

Somit gilt

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = \frac{1}{\rho^2} \mathbf{k} \cdot (\nabla_{\mathcal{F}} \times \nabla p) - \boldsymbol{\eta} \nabla \cdot \mathbf{v} + (\boldsymbol{\eta} \cdot \nabla) w - \mathbf{v} \cdot [(\boldsymbol{\eta} \cdot \nabla) \mathbf{k}] - \mathbf{v} \cdot \nabla \boldsymbol{\eta} + \boldsymbol{\eta} \cdot [(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{k}] + \mathbf{k} \cdot \nabla \times \mathbf{f}_R. \quad (15.50)$$

Es gelten mit den Feststellungen in Abschn. B.2.1

$$\frac{\partial \mathbf{k}}{\partial x} = \frac{i}{r}, \quad \frac{\partial \mathbf{k}}{\partial y} = \frac{j}{r}, \quad \frac{\partial \mathbf{k}}{\partial z} = 0. \quad (15.51)$$

Somit folgt

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta}{\partial t} &= \frac{1}{\rho^2} \mathbf{k} \cdot (\nabla_{\mathcal{F}} \times \nabla p) - \boldsymbol{\eta} \nabla \cdot \mathbf{v} + \boldsymbol{\eta} \cdot \nabla w - \mathbf{v} \cdot \left(\eta_x \frac{\partial \mathbf{k}}{\partial x} + \eta_y \frac{\partial \mathbf{k}}{\partial y} \right) - \mathbf{v} \cdot \nabla \boldsymbol{\eta} + \boldsymbol{\eta} \cdot \left(u \frac{\partial \mathbf{k}}{\partial x} + v \frac{\partial \mathbf{k}}{\partial y} \right) + \mathbf{k} \cdot \nabla \times \mathbf{f}_R \\ \Leftrightarrow \frac{\partial \zeta}{\partial t} &= \frac{1}{\rho^2} \mathbf{k} \cdot (\nabla_{\mathcal{F}} \times \nabla p) - \boldsymbol{\eta} \nabla \cdot \mathbf{v} + \boldsymbol{\eta} \cdot \nabla w - \frac{u \eta_x}{r} - \frac{v \eta_y}{r} - \mathbf{v} \cdot \nabla \boldsymbol{\eta} + \frac{\eta_x u}{r} + \frac{\eta_y v}{r} + \mathbf{k} \cdot \nabla \times \mathbf{f}_R. \end{aligned} \quad (15.52)$$

Die farblich markierten Terme heben sich jeweils gegenseitig weg. Somit gilt

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = \frac{1}{\rho^2} \mathbf{k} \cdot (\nabla_{\mathcal{F}} \times \nabla p) - \boldsymbol{\eta} \nabla \cdot \mathbf{v} + \boldsymbol{\eta} \cdot \nabla w - \mathbf{v} \cdot \nabla \boldsymbol{\eta} + \mathbf{k} \cdot \nabla \times \mathbf{f}_R. \quad (15.53)$$

Die Vorticitygleichung lautet schlussendlich

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\mathbf{v} \cdot \nabla \boldsymbol{\eta} - \boldsymbol{\eta} \nabla \cdot \mathbf{v} + \boldsymbol{\eta} \cdot \nabla w + \frac{1}{\rho^2} \mathbf{k} \cdot (\nabla_{\mathcal{F}} \times \nabla p) + \mathbf{k} \cdot \nabla \times \mathbf{f}_R. \quad (15.54)$$

15.1.3.2 Interpretation der Terme

Vernachlässigt man die Reibung, erhält man

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\mathbf{v} \cdot \nabla \boldsymbol{\eta} - \boldsymbol{\eta} \nabla \cdot \mathbf{v} + \boldsymbol{\eta} \cdot \nabla w + \frac{1}{\rho^2} \mathbf{k} \cdot (\nabla_{\mathcal{F}} \times \nabla p). \quad (15.55)$$

Geht man von einem Flachgeofluid aus und führt einen horizontalen Windvektor $\mathbf{v}_h$ ein, folgt

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta}{\partial t} &= -\mathbf{v} \cdot \nabla \boldsymbol{\eta} - \boldsymbol{\eta} \nabla \cdot \mathbf{v}_h - \eta \frac{\partial w}{\partial z} + \boldsymbol{\eta}_h \cdot \nabla_h w + \eta \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{1}{\rho^2} \mathbf{k} \cdot (\nabla_{\mathcal{F}} \times \nabla p) \\ &= \underbrace{-\mathbf{v} \cdot \nabla \boldsymbol{\eta} - \boldsymbol{\eta} \nabla \cdot \mathbf{v}_h + \boldsymbol{\eta}_h \cdot \nabla_h w}_{\text{Advektion}} + \underbrace{\eta \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{1}{\rho^2} \mathbf{k} \cdot (\nabla_{\mathcal{F}} \times \nabla p)}_{\text{Solenoidterm}}. \end{aligned} \quad (15.56)$$

Der sogenannte *Solenoidterm* entsteht aus der Rotation der Druckgradientbeschleunigung. Die Rotation von ∇p ist Null. Ein geschlossenes Linienintegral über $-\nabla p \cdot d\mathbf{n}$ verschwindet also. Durch die Ortsabhängigkeit der Dichte kann jedoch $\int_{\partial \Omega \subseteq \mathbb{R}^2} -\frac{1}{\rho} \nabla p \cdot d\mathbf{n} \neq 0$ gelten. Ein Teilchen, welches sich auf einer geschlossenen Bahn, beispielsweise einer Kreisbahn bewegt, kann also durch den Druckgradienten beschleunigt oder abgebremst werden, was die Vorticity ändert.

Abgesehen vom Solenoidterm wird Vorticity also nur durch die Impulsadvektion generiert. Diese lässt sich

noch wie folgt aufteilen:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t}_{\text{adv}} = \underbrace{-\mathbf{v} \cdot \nabla \eta}_{\text{Vorticityadvektion}} \underbrace{-\eta \nabla \cdot \mathbf{v}_h}_{\text{Divergenzterm}} + \underbrace{\eta_h \cdot \nabla_h w}_{\text{Drehterm}} \quad (15.57)$$

Der *Drehterm* beschreibt die Generierung vertikaler Vorticity durch horizontale Vorticity und einen horizontalen Gradienten der Vertikalgeschwindigkeit. Es gilt

$$\eta_h \cdot \nabla_h w = \zeta_x \frac{\partial w}{\partial x} + \zeta_y \frac{\partial w}{\partial y}. \quad (15.58)$$

O. B. d. A. wird die y-Achse des KS an ξ_h ausgerichtet, was zu

$$\eta_h \cdot \nabla_h w = \zeta_y \frac{\partial w}{\partial y} \quad (15.59)$$

führt. Nun gehe man von einem konvektiven Schlauch der Amplitude W und Varianz σ^2 aus, also

$$w = w(x, y) = W \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2\sigma^2}\right). \quad (15.60)$$

Das KS wurde wiederum in das Zentrum des Schlauches gelegt. Hieraus folgt

$$\frac{\partial w}{\partial y} = -\frac{Wy}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2\sigma^2}\right). \quad (15.61)$$

Für die y-Komponente der relativen Vorticity gilt

$$\zeta_y = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}. \quad (15.62)$$

Hieraus folgt

$$\eta_h \cdot \nabla_h w = \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}\right) \frac{\partial w}{\partial y} = -\frac{Wy}{\sigma^2} \left[\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{Wx}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2\sigma^2}\right)\right] \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2\sigma^2}\right). \quad (15.63)$$

Setzt man hier $x = 0$, $y = \pm\sigma$ ein und nähert alle Exponentialterme durch $1/2$, folgt

$$\eta_h \cdot \nabla_h w = \mp \frac{W}{2\sigma} \frac{\partial u}{\partial z}. \quad (15.64)$$

Meistens gilt $\frac{\partial u}{\partial z} > 0$. Somit produziert der Drehterm südlich des konvektiven Schlauches zyklonale Vorticity und nördlich des Schlauches antizyklonale Vorticity. Als Skalenanalyse erhält man für den Fall sehr starker Konvektion mit $\sigma \sim 50$ m, $W \sim 10$ m/s und $\frac{\partial u}{\partial z} \sim \frac{20 \text{ m/s}}{2 \text{ km}} = 1 \cdot 10^{-2} \text{ 1/s}$

$$\eta_h \cdot \nabla_h w \sim \frac{10}{100} 10^{-2} \text{ 1/s}^2 = 10^{-3} \text{ 1/s}^2. \quad (15.65)$$

Dies ist sieben Größenordnungen stärker als die synoptischskalige Vorticitytendenz. Dieser Mechanismus ist wichtig für die Entstehung von Tornados. Der Drehterm ist um so wirksamer,

- um so stärker die vertikale Scherung des Horizontalwindes ist, und
- um so stärker die Konvektion ist.

15.1.3.3 Barotrope Vorticitygleichung

Im barotropen Fall fällt der Solenoidterm weg, vernachlässigt man außerdem die vertikale Scherung des Horizontalwindes (s. Abschn. 13.8), folgt

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\mathbf{v}_h \cdot \nabla \eta - \eta \nabla \cdot \mathbf{v} + \boldsymbol{\eta} \cdot \nabla w. \quad (15.66)$$

Dies ist die sogenannte *barotrope Vorticitygleichung*. Im Fall von Inkompressibilität, insbesondere im Fall der SWEs, ist $\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$, woraus folgt

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\mathbf{v}_h \cdot \nabla \eta + \boldsymbol{\eta} \cdot \nabla w \Rightarrow \frac{d\eta}{dt} = \boldsymbol{\eta} \cdot \nabla w. \quad (15.67)$$

Vernachlässigt man die horizontalen Gradienten von w , folgt

$$\frac{D\eta}{Dt} = \eta \frac{\partial w}{\partial z}. \quad (15.68)$$

Setzt man

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = \nabla \cdot \mathbf{v}_h + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (15.69)$$

ein, wobei ein breitenunabhängiger Krümmungsterm $\propto \frac{w}{r}$ vernachlässigt wurde, folgt

$$\frac{D\eta}{Dt} = -\eta \nabla \cdot \mathbf{v}_h. \quad (15.70)$$

Im inkompressiblen, horizontaldivergenzfreien, barotropen Fall (außerdem wurde die vertikale Scherung des Horizontalwindes unterschlagen) ist die absolute Vorticity also eine Erhaltungsgröße.

15.1.3.4 Vorticitygleichung im p-System

Nun soll dasselbe im p-System durchgeführt werden. Die Impulsgleichungen Glg.en (13.132) - (13.133) im p-System lauten vektoriell

$$\frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial t} = -\nabla \varphi - \frac{1}{2} \nabla (\mathbf{v}_h \cdot \mathbf{v}_h) + \mathbf{v}_h \times \boldsymbol{\eta}' - \omega \frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial p} + \nabla \times \mathbf{f}_R^{(H)}. \quad (15.71)$$

Dabei wurde die modifizierte absolute Vorticity $\boldsymbol{\eta}'$ durch

$$\boldsymbol{\eta}' := f\mathbf{k} + \nabla \times \mathbf{v}_h \quad (15.72)$$

definiert. Nun wendet man auf die einzelnen Terme den Operator $\nabla \times$ an:

$$\nabla \times \frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial t} \stackrel{\text{Glg. (B.50)}}{=} \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \mathbf{v}_h \quad (15.73)$$

$$\nabla \times \nabla \varphi \stackrel{\text{Glg. (B.47)}}{=} 0 \quad (15.74)$$

$$\nabla \times \mathbf{g} \stackrel{\text{Glg. (B.47)}}{=} 0 \quad (15.75)$$

$$\nabla \times \nabla (\mathbf{v}_h \cdot \mathbf{v}_h) \stackrel{\text{Glg. (B.47)}}{=} 0 \quad (15.76)$$

$$\nabla \times (\mathbf{v}_h \times \boldsymbol{\eta}') \stackrel{\text{Glg. (B.53)}}{=} -(\mathbf{v}_h \cdot \nabla) \boldsymbol{\eta}' - \boldsymbol{\eta}' \nabla \cdot \mathbf{v}_h + (\boldsymbol{\eta}' \cdot \nabla) \mathbf{v}_h \quad (15.77)$$

$$\nabla \times \left(\omega \frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial p} \right) \stackrel{\text{Glg. (B.51)}}{=} \omega \nabla \times \frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial p} - \frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial p} \times \nabla \omega \quad (15.78)$$

Somit gilt

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \mathbf{v}_h = -(\mathbf{v}_h \cdot \nabla) \boldsymbol{\eta}' - \boldsymbol{\eta}' \nabla \cdot \mathbf{v}_h + (\boldsymbol{\eta}' \cdot \nabla) \mathbf{v}_h + \omega \nabla \times \frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial p} - \frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial p} \times \nabla \omega + \nabla \times \mathbf{f}_R^{(H)}. \quad (15.79)$$

15.1.3.5 Formulierung in geographischen Koordinaten

Durch Projektion auf die lokale Senkrechte $\mathbf{k}$ erhält man

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta}{\partial t} &= -\mathbf{k} \cdot [(\mathbf{v}_h \cdot \nabla) \boldsymbol{\eta}'] - (f + \zeta) \nabla \cdot \mathbf{v}_h + \mathbf{k} \cdot [(\boldsymbol{\eta}' \cdot \nabla) \mathbf{v}_h] \\ &\quad - \omega \frac{\partial \zeta}{\partial p} + \mathbf{k} \cdot \left[\frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial p} \times \nabla \omega \right] + \mathbf{k} \cdot \nabla \times \mathbf{f}_R^{(H)}. \end{aligned} \quad (15.80)$$

Man rechnet zunächst mit Glg. (B.58)

$$\begin{aligned} 0 &= (\boldsymbol{\eta}' \cdot \nabla) (\mathbf{v}_h \cdot \mathbf{k}) = \mathbf{k} \cdot [(\boldsymbol{\eta}' \cdot \nabla) \mathbf{v}_h] + \mathbf{v}_h \cdot [(\boldsymbol{\eta}' \cdot \nabla) \mathbf{k}] \\ &\Rightarrow \mathbf{k} \cdot [(\boldsymbol{\eta}' \cdot \nabla) \mathbf{v}_h] = -\mathbf{v}_h \cdot [(\boldsymbol{\eta}' \cdot \nabla) \mathbf{k}], \end{aligned} \quad (15.81)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{v}_h \cdot \nabla \eta &= (\mathbf{v}_h \cdot \nabla) (\boldsymbol{\eta}' \cdot \mathbf{k}) = \boldsymbol{\eta}' \cdot [(\mathbf{v}_h \cdot \nabla) \mathbf{k}] + \mathbf{k} \cdot [(\mathbf{v}_h \cdot \nabla) \boldsymbol{\eta}'] \\ &\Rightarrow \mathbf{k} \cdot [(\mathbf{v}_h \cdot \nabla) \boldsymbol{\eta}'] = \mathbf{v}_h \cdot \nabla \eta - \boldsymbol{\eta}' \cdot [(\mathbf{v}_h \cdot \nabla) \mathbf{k}]. \end{aligned} \quad (15.82)$$

Es gelten mit den Feststellungen in Abschn. B.2.1

$$\frac{\partial \mathbf{k}}{\partial x} = \frac{\mathbf{i}}{r}, \quad \frac{\partial \mathbf{k}}{\partial y} = \frac{\mathbf{j}}{r}, \quad \frac{\partial \mathbf{k}}{\partial z} = 0. \quad (15.83)$$

Somit folgt

$$\mathbf{v}_h \cdot [(\boldsymbol{\eta}' \cdot \nabla) \mathbf{k}] = \boldsymbol{\eta}' \cdot [(\mathbf{v}_h \cdot \nabla) \mathbf{k}]. \quad (15.84)$$

Die Vorticitygleichung im p-System lautet somit

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -v\beta - (f + \zeta) \nabla \cdot \mathbf{v}_h - \mathbf{v}_h \cdot \nabla \zeta - \omega \frac{\partial \zeta}{\partial p} + \mathbf{k} \cdot \left[\frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial p} \times \nabla \omega \right] + \mathbf{k} \cdot \nabla \times \mathbf{f}_R^{(H)}. \quad (15.85)$$

Berechnet man die Vorticity des geostrophischen Windfeldes erhält man

$$\zeta_g = \frac{1}{f} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{1}{f} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} - \frac{\beta}{f^2} \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \frac{\tan(\varphi) u}{r} = \frac{1}{f} \Delta_h \varphi + \frac{\beta}{f} u + \frac{\tan(\varphi) u}{r}. \quad (15.86)$$

Für den ersten Term gilt

$$\mathcal{O}\left(\frac{1}{f} \Delta \varphi\right) = \mathcal{O}\left(\frac{1}{f} \frac{\Delta p}{\rho L^2}\right) = 10^{-5} \frac{1}{s}. \quad (15.87)$$

Der Term des β -Effekts hat in mittleren Breiten eine Größenordnung von 10^{-6} 1/s . Daher ist eine häufig anzutreffende Näherung, in den Extratropen die Vorticity durch die geostrophische Vorticity zu nähern und den Term des β -Effektes zu vernachlässigen.

15.1.3.6 Barotrope Vorticitygleichung im p-System

Streicht man in Glg. (15.85) die Reibung weg sowie alle Terme, die vertikale Gradienten beinhalten, erhält man

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -v\beta - (f + \zeta) \nabla \cdot \mathbf{v}_h - \mathbf{v}_h \cdot \nabla \zeta. \quad (15.88)$$

Im barotropen Medium ist nun $\partial \omega / \partial z \sim \partial \omega / \partial p$ höhenkonstant. Unter kinematischen Randbedingungen

$$\omega(p=0) = \omega(p_{\text{surface}}) = 0 \quad (15.89)$$

folgt somit

$$\frac{\partial \omega}{\partial p} = \frac{\omega(p_{\text{surface}}) - \omega(p=0)}{p_{\text{surface}}} = 0. \quad (15.90)$$

Aufgrund von Glg. (13.129) gilt nun auch

$$\nabla \cdot \mathbf{v}_h = -\frac{\partial \omega}{\partial p} = 0. \quad (15.91)$$

Hieraus erhält man die *barotrope Vorticitygleichung im p -System*

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -v\beta - \mathbf{v}_h \cdot \nabla \zeta. \quad (15.92)$$

Weitere Formen dieser Gleichung sind

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = -v\beta - \mathbf{v}_h \cdot \nabla \zeta, \quad (15.93)$$

$$\frac{D_h \zeta}{Dt} = -v\beta, \quad (15.94)$$

$$\frac{D_h \eta}{Dt} = 0. \quad (15.95)$$

Aufgrund von Glg. (15.91) kann man $\mathbf{v}_h$ durch eine Stromfunktion $\psi = \psi(\varphi, \lambda)$ darstellen, also

$$\begin{aligned} \mathbf{v}_h \stackrel{\text{Glg. (15.13)}}{=} \mathbf{k} \times \nabla \psi &= -\frac{\partial \psi}{\partial y} \mathbf{i} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \mathbf{j} = -\frac{\partial \psi}{a \partial \varphi} \mathbf{i} + \frac{\partial \psi}{a \cos(\varphi) \partial \lambda} \mathbf{j} \\ \Rightarrow u &= -\frac{\partial \psi}{a \partial \varphi}, \end{aligned} \quad (15.96)$$

$$v = \frac{\partial \psi}{a \cos(\varphi) \partial \lambda}. \quad (15.97)$$

Hieraus folgt

$$\zeta = \Delta \psi. \quad (15.98)$$

Setzt man dies in Glg. (15.92) ein, erhält man

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta}{\partial t} &= -v\beta - u \frac{\partial \zeta}{a \cos(\varphi) \partial \lambda} - v \frac{\partial \zeta}{a \partial \varphi} \\ \Leftrightarrow \Delta \frac{\partial \psi}{\partial t} &= -\frac{\partial \psi}{a \cos(\varphi) \partial \lambda} \beta + \frac{\partial \psi}{a \partial \varphi} \frac{\partial \zeta}{a \cos(\varphi) \partial \lambda} - \frac{\partial \psi}{a \cos(\varphi) \partial \lambda} \frac{\partial \zeta}{a \partial \varphi} \\ \Leftrightarrow \Delta \frac{\partial \psi}{\partial t} &= -\frac{\partial \psi}{a \cos(\varphi) \partial \lambda} \beta + \frac{1}{a^2 \cos(\varphi)} \left(\frac{\partial \psi}{\partial \varphi} \frac{\partial \zeta}{\partial \lambda} - \frac{\partial \psi}{\partial \lambda} \frac{\partial \zeta}{\partial \varphi} \right) \\ \Leftrightarrow \Delta \frac{\partial \psi}{\partial t} &= -\frac{\partial \psi}{a \cos(\varphi) \partial \lambda} \beta + \frac{1}{a^2 \cos(\varphi)} \left(\frac{\partial \psi}{\partial \varphi} \Delta \frac{\partial \psi}{\partial \lambda} - \frac{\partial \psi}{\partial \lambda} \Delta \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} \right). \end{aligned} \quad (15.99)$$

Den Operator

$$J(\zeta, \psi) := \frac{\partial \zeta}{\partial \lambda} \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} - \frac{\partial \zeta}{\partial \varphi} \frac{\partial \psi}{\partial \lambda} \quad (15.100)$$

bezeichnet man als *Jacobi-Operator*. Damit kann man die barotrope Vorticitygleichung in der Form

$$\Delta \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\partial \psi}{a \cos(\varphi) \partial \lambda} \beta + \frac{1}{a^2 \cos(\varphi)} J(\Delta \psi, \psi) \quad (15.101)$$

notieren. Dies kann man noch vereinfachen, indem man es als Gleichung für die absolute Vorticity

$$\eta = \zeta + f = \Delta \psi + f \quad (15.102)$$

formuliert. Dann erhält man

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{\mathbf{I}}{a^2 \cos(\varphi)} J(\eta, \psi). \quad (15.103)$$

15.1.4 Helizität

Man definiert die *Helizität* Z durch

$$Z := \mathbf{v} \cdot \boldsymbol{\xi}. \quad (15.104)$$

Die Impulsgleichung Glg. (8.101) lautet

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\frac{\mathbf{I}}{\rho} \nabla p + \mathbf{v} \times \mathbf{f} + \mathbf{v} \times \boldsymbol{\xi} - \nabla k + \mathbf{g} + \mathbf{f}_R. \quad (15.105)$$

Projiziert man dies auf $\boldsymbol{\xi}$, erhält man

$$\boldsymbol{\xi} \cdot \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\frac{\boldsymbol{\xi}}{\rho} \cdot \nabla p + \boldsymbol{\xi} \cdot (\mathbf{v} \times \mathbf{f}) - \boldsymbol{\xi} \cdot \nabla k + \boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{g} + \boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{f}_R. \quad (15.106)$$

Die dreidimensionale Vorticitygleichung Glg. (15.46) lautet

$$\frac{\partial \boldsymbol{\xi}}{\partial t} = \frac{\mathbf{I}}{\rho^2} \nabla \rho \times \nabla p - (\mathbf{v} \cdot \nabla) \boldsymbol{\xi} - \mathbf{f} \nabla \cdot \mathbf{v} - \boldsymbol{\xi} \nabla \cdot \mathbf{v} + (\mathbf{f} \cdot \nabla) \mathbf{v} + (\boldsymbol{\xi} \cdot \nabla) \mathbf{v} + \nabla \times \mathbf{f}_R. \quad (15.107)$$

Projiziert man dies auf $\mathbf{v}$, erhält man

$$\begin{aligned} \mathbf{v} \cdot \frac{\partial \boldsymbol{\xi}}{\partial t} &= \frac{\mathbf{v}}{\rho^2} \cdot (\nabla \rho \times \nabla p) - \mathbf{v} \cdot [(\mathbf{v} \cdot \nabla) \boldsymbol{\xi}] - \mathbf{v} \cdot \mathbf{f} \nabla \cdot \mathbf{v} - \mathbf{v} \cdot \boldsymbol{\xi} \nabla \cdot \mathbf{v} + \mathbf{f} \cdot \nabla k + \boldsymbol{\xi} \cdot \nabla k + \mathbf{v} \cdot (\nabla \times \mathbf{f}_R) \\ \Leftrightarrow \mathbf{v} \cdot \frac{\partial \boldsymbol{\xi}}{\partial t} &= \frac{\mathbf{v}}{\rho^2} \cdot (\nabla \rho \times \nabla p) - (\mathbf{v} \cdot \nabla) (\mathbf{v} \cdot \boldsymbol{\xi}) + \boldsymbol{\xi} \cdot [(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v}] - \mathbf{v} \cdot \mathbf{f} \nabla \cdot \mathbf{v} - \mathbf{v} \cdot \boldsymbol{\xi} \nabla \cdot \mathbf{v} + \mathbf{f} \cdot \nabla k + \boldsymbol{\xi} \cdot \nabla k + \mathbf{v} \cdot (\nabla \times \mathbf{f}_R) \\ \Leftrightarrow \mathbf{v} \cdot \frac{\partial \boldsymbol{\xi}}{\partial t} &= \frac{\mathbf{v}}{\rho^2} \cdot (\nabla \rho \times \nabla p) - (\mathbf{v} \cdot \nabla) (\mathbf{v} \cdot \boldsymbol{\xi}) + \boldsymbol{\xi} \cdot \nabla k - \mathbf{v} \cdot \mathbf{f} \nabla \cdot \mathbf{v} - \mathbf{v} \cdot \boldsymbol{\xi} \nabla \cdot \mathbf{v} + \mathbf{f} \cdot \nabla k + \boldsymbol{\xi} \cdot \nabla k + \mathbf{v} \cdot (\nabla \times \mathbf{f}_R) \\ \Leftrightarrow \mathbf{v} \cdot \frac{\partial \boldsymbol{\xi}}{\partial t} &= \frac{\mathbf{v}}{\rho^2} \cdot (\nabla \rho \times \nabla p) - (\mathbf{v} \cdot \nabla) Z + 2\boldsymbol{\xi} \cdot \nabla k - \mathbf{v} \cdot \mathbf{f} \nabla \cdot \mathbf{v} - \mathbf{v} \cdot \boldsymbol{\xi} \nabla \cdot \mathbf{v} + \mathbf{f} \cdot \nabla k + \mathbf{v} \cdot (\nabla \times \mathbf{f}_R). \end{aligned} \quad (15.108)$$

Somit erhält man

$$\begin{aligned} \frac{\partial Z}{\partial t} &= \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} \cdot \boldsymbol{\xi} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial \boldsymbol{\xi}}{\partial t} \\ &= -\frac{\boldsymbol{\xi}}{\rho} \cdot \nabla p + \boldsymbol{\xi} \cdot (\mathbf{v} \times \mathbf{f}) - \boldsymbol{\xi} \cdot \nabla k + \boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{g} + \boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{f}_R \\ &\quad + \frac{\mathbf{v}}{\rho^2} \cdot (\nabla \rho \times \nabla p) - (\mathbf{v} \cdot \nabla) Z + 2\boldsymbol{\xi} \cdot \nabla k - \mathbf{v} \cdot \mathbf{f} \nabla \cdot \mathbf{v} - \mathbf{v} \cdot \boldsymbol{\xi} \nabla \cdot \mathbf{v} + \mathbf{f} \cdot \nabla k + \mathbf{v} \cdot (\nabla \times \mathbf{f}_R). \end{aligned} \quad (15.109)$$

Die *Helizitätsgleichung* lautet somit

$$\begin{aligned} \frac{\partial Z}{\partial t} &= -(\mathbf{v} \cdot \nabla) Z - \frac{\boldsymbol{\xi}}{\rho} \cdot \nabla p + \boldsymbol{\xi} \cdot (\mathbf{v} \times \mathbf{f}) + (\mathbf{f} + \boldsymbol{\xi}) \cdot \nabla k + \boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{g} + \boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{f}_R \\ &\quad + \frac{\mathbf{v}}{\rho^2} \cdot (\nabla \rho \times \nabla p) - \mathbf{v} \cdot (\mathbf{f} + \boldsymbol{\xi}) \nabla \cdot \mathbf{v} + \mathbf{v} \cdot (\nabla \times \mathbf{f}_R). \end{aligned} \quad (15.110)$$

15.1.5 Enstrophie

Das Quadrat ξ^2 der relativen Vorticity ξ bezeichnet man als *lokale Enstrophie*. Es gilt

$$\frac{\partial \xi^2}{\partial t} = \mathbf{z}\xi \cdot \frac{\partial \xi}{\partial t} \quad (15.111)$$

An dieser Stelle beschränkt man sich auf zweidimensionale, inkompressible Strömungen. In diesem Fall gilt

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \mathbf{v}_h \cdot \nabla \eta \stackrel{\text{Glg. (15.70)}}{=} 0 \Rightarrow \frac{\partial \eta}{\partial t} + \mathbf{v}_h \cdot \nabla \eta + \eta \nabla \cdot \mathbf{v}_h = \frac{\partial \eta}{\partial t} + \nabla \cdot (\eta \mathbf{v}_h) = 0. \quad (15.112)$$

Unter kinematischen oder periodischen Randbedingungen gilt dann

$$\bar{\eta} = \bar{\zeta} + \bar{f} = \text{const.} \Rightarrow \bar{\zeta} = \text{const.} \quad (15.113)$$

Multipliziert man Glg. (15.112) mit $\mathbf{z}\eta$, erhält man

$$\begin{aligned} \frac{\partial \eta^2}{\partial t} + \mathbf{v}_h \cdot \nabla \eta^2 + \mathbf{z}\eta^2 \nabla \cdot \mathbf{v}_h &= \frac{\partial \eta^2}{\partial t} + \mathbf{v}_h \cdot \nabla \eta^2 + \eta^2 \nabla \cdot \mathbf{v}_h = 0 \\ \Leftrightarrow \frac{\partial \eta^2}{\partial t} &= -\nabla \cdot (\eta^2 \mathbf{v}_h). \end{aligned} \quad (15.114)$$

Integriert man dies unter kinematischen oder periodischen Randbedingungen, erhält man auf der f-Ebene

$$\overline{\eta^2} = \bar{\zeta}^2 + \bar{f}_o^2 + \mathbf{z}\bar{f}_o \bar{\zeta} = \bar{\zeta}^2 + \bar{f}_o^2 + \mathbf{z}\bar{f}_o \bar{\zeta} = \text{const.} \quad (15.115)$$

Mit Glg. (15.113) impliziert dies weiterhin

$$\boxed{\bar{\zeta}^2 = \text{const.}} \quad (15.116)$$

Die Größe $\bar{\zeta}^2$ bezeichnet man als *Enstrophie*.

15.2 Divergenz

Die Divergenz des Horizontalwindes bezeichnet man mit

$$\delta := \nabla \cdot \mathbf{v}_h. \quad (15.117)$$

Nach Glg. (B.112) gilt

$$\delta = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} - v \frac{\tan(\varphi)}{a+z}. \quad (15.118)$$

Die Divergenz des Gesamtwindfeldes wird mit

$$D := \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (15.119)$$

bezeichnet. Mit Glg. (B.112) kann man

$$D = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} - v \frac{\tan(\varphi)}{a+z} + \frac{\mathbf{z}w}{a+z} \quad (15.120)$$

notieren. Im Falle wirbelfreier nichtviskoser inkompressibler Strömungen gilt mit Glg. (8.101) für eine Stromfunktion $\mathcal{X}$ in IS

$$\nabla \left(\frac{\partial \mathcal{X}}{\partial t} + k + \varphi + \frac{p}{\rho} \right) = 0, \quad (15.121)$$

$$\Leftrightarrow \frac{\partial \mathcal{X}}{\partial t} + \frac{1}{2} \mathbf{v}^2 + gz + \frac{p}{\rho} = \text{homogen}, \quad (15.122)$$

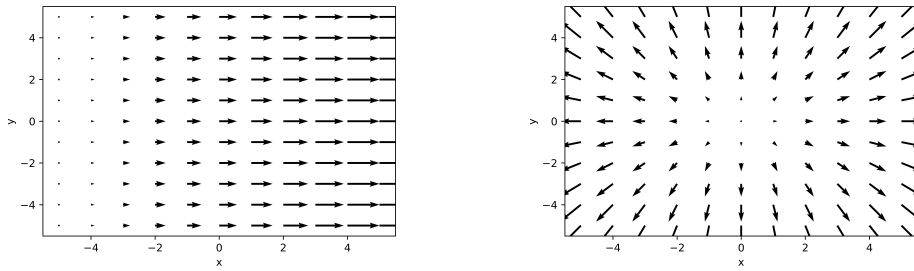


Abbildung 15.3: Geschwindigkeitsdivergenz (links) und Richtungsdivergenz (rechts).

was man als *zeitabhängige Bernoulli-Gleichung* bezeichnet.

15.2.1 Geschwindigkeits- und Richtungsdivergenz

Analog zur Vorticity kann man auch die Horizontaldivergenz aufteilen in zwei anschauliche Anteile. Man verwendet wieder das KS aus Abschn. 15.1.1. Diesmal leitet man die erste Komponente der Glg. (15.27) nach s und die zweite nach n ab:

$$\begin{aligned}\delta &= \frac{\partial}{\partial s} (V \cos(\beta)) + \frac{\partial}{\partial n} (V \sin(\beta)) \\ &= \cos(\beta) \frac{\partial V}{\partial s} - V \sin(\beta) \frac{\partial \beta}{\partial s} + \sin(\beta) \frac{\partial V}{\partial n} + V \cos(\beta) \frac{\partial \beta}{\partial n}\end{aligned}\quad (15.123)$$

Betrachtet man den Koordinatenursprung, so folgt mit $\beta = 0$

$$\delta = \frac{\partial V}{\partial s} + V \frac{\partial \beta}{\partial n}.\quad (15.124)$$

Der erste Term beschreibt eine Divergenz aufgrund von Geschwindigkeitsunterschieden in Strömungsrichtung, dies nennt man Geschwindigkeitsdivergenz. Der zweite Term bezeichnet eine Richtungsaußächerung senkrecht zur Strömungsrichtung, dies ist Richtungsdivergenz.

15.2.2 Divergenzgleichung

Es gibt auch eine prognostische Gleichung für die Divergenz, die sogenannte *Divergenzgleichung*. Die Impulsgleichung Glg. (8.101) lautet

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \mathbf{v} \times \mathbf{f} - (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} + \mathbf{g} + \mathbf{f}_R.\quad (15.125)$$

Nun wendet man auf die einzelnen Terme den Operator $\nabla \cdot$ an:

$$\nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} \stackrel{\text{Glg. (B.50)}}{=} \frac{\partial D}{\partial t}\quad (15.126)$$

$$\nabla \cdot \left(-\frac{1}{\rho} \nabla p \right) \stackrel{\text{Glg. (B.49)}}{=} \frac{1}{\rho^2} \nabla \rho \cdot \nabla p - \frac{1}{\rho} \Delta p\quad (15.127)$$

$$\nabla \cdot (\mathbf{v} \times \mathbf{f}) \stackrel{\text{Glg. (B.55)}}{=} \mathbf{f} \cdot \boldsymbol{\xi}\quad (15.128)$$

Die Divergenz von $\mathbf{g}$ besteht aufgrund der Poisson-Gleichung nur aus dem Zentrifugalanteil. Da man in der Meteorologie jedoch für analytische Herleitungen meist von einem radialsymmetrischen Schwerfeld ausgeht, wird auch dieser Anteil vernachlässigt. Es gilt also

$$\frac{\partial D}{\partial t} = \frac{1}{\rho^2} \nabla \rho \cdot \nabla p - \frac{1}{\rho} \Delta p + \mathbf{f} \cdot \boldsymbol{\xi} - \nabla \cdot [(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v}] + \nabla \cdot \mathbf{f}_R.\quad (15.129)$$

Dies ist die Divergenzgleichung. Mit der Lamb-Transformation erhält man

$$\begin{aligned} \nabla \cdot [(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v}] &= \Delta k - \nabla \cdot [\mathbf{v} \times (\nabla \times \mathbf{v})] \stackrel{\text{Glg. (B.55)}}{=} \Delta k - \xi^2 + \mathbf{v} \cdot (\nabla \times \xi) \\ &\stackrel{\text{Glg. (B.54)}}{=} \Delta k - \xi^2 - \mathbf{v} \cdot (\Delta \mathbf{v}) + \mathbf{v} \cdot \nabla D. \end{aligned} \quad (15.130)$$

Dies führt auf eine weitere Form der Divergenzgleichung:

$$\begin{aligned} \frac{\partial D}{\partial t} &= \frac{1}{\rho^2} \nabla \rho \cdot \nabla p - \frac{1}{\rho} \Delta p + \mathbf{f} \cdot \xi - \Delta k + \xi^2 \\ &\quad + \mathbf{v} \cdot (\Delta \mathbf{v}) - \mathbf{v} \cdot \nabla D + \nabla \cdot \mathbf{f}_R \end{aligned} \quad (15.131)$$

15.2.2.1 Divergenzgleichung im p-System

Die Impulsgleichungen Glg.en (13.132) - (13.133) im p-System lauten vektoriell

$$\frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial t} = -\nabla \Phi - \mathbf{f} \mathbf{k} \times \mathbf{v}_h - (\mathbf{v}_h \cdot \nabla) \mathbf{v}_h - \omega \frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial p} + \nabla \cdot \mathbf{f}_R^{(H)}. \quad (15.132)$$

Es ist für die Hereitung sinnvoll, hier ein $\mathbf{g}$ zu addieren und $-\nabla \Phi$ als dreidimensionalen Vektor zu interpretieren mit $-g$ in der z-Komponente. Somit ergibt eine Anwendung von $\nabla \cdot$ auf $-\nabla \Phi + \mathbf{g} = -\Delta_h \Phi$, wofür aber in der weiteren Herleitung einfach $\Delta \Phi$ notiert wird. Durch Applizieren des Operators $\nabla \cdot$ auf die einzelnen Terme erhält man somit

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial t} &\stackrel{\text{Glg. (B.50)}}{=} \frac{\partial \delta}{\partial t}, \\ -\nabla \cdot \nabla \Phi &= -\Delta \Phi, \\ -\nabla \cdot (\mathbf{f} \mathbf{k} \times \mathbf{v}_h) &\stackrel{\text{Glg. (B.55)}}{=} -\mathbf{v}_h \cdot [\nabla \times (\mathbf{f} \mathbf{k})] + \mathbf{f} \mathbf{k} \cdot (\nabla \times \mathbf{v}_h) \stackrel{\text{Glg. (B.51)}}{=} -\mathbf{v}_h \cdot [-\mathbf{k} \times \nabla f + f \nabla \times \mathbf{k}] + f \zeta \\ &= \mathbf{v}_h \cdot (\mathbf{k} \times \beta \mathbf{j}) + f \zeta = -u \beta + f \zeta, \\ \nabla \cdot \left(-\omega \frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial p} \right) &\stackrel{\text{Glg. (B.49)}}{=} -\omega \frac{\partial \delta}{\partial p} - \frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial p} \cdot \nabla \omega. \end{aligned} \quad (15.133)$$

Somit folgt

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} = -\Delta \Phi - u \beta + f \zeta - \nabla \cdot [(\mathbf{v}_h \cdot \nabla) \mathbf{v}_h] - \omega \frac{\partial \delta}{\partial p} - \frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial p} \cdot \nabla \omega + \nabla \cdot \mathbf{f}_R^{(H)}. \quad (15.134)$$

Dies ist die Divergenzgleichung im p-System. Mit der Lamb-Transformation erhält man

$$\begin{aligned} \nabla \cdot [(\mathbf{v}_h \cdot \nabla) \mathbf{v}_h] &= \Delta k - \nabla \cdot [\mathbf{v}_h \times (\nabla \times \mathbf{v}_h)] \stackrel{\text{Glg. (B.55)}}{=} \Delta k - (\nabla \times \mathbf{v}_h)^2 + \mathbf{v}_h \cdot (\nabla \times (\nabla \times \mathbf{v}_h)) \\ &\stackrel{\text{Glg. (B.54)}}{=} \Delta k - (\nabla \times \mathbf{v}_h)^2 - \mathbf{v}_h \cdot (\Delta \mathbf{v}_h) + \mathbf{v}_h \cdot \nabla \delta. \end{aligned} \quad (15.135)$$

Dies führt auf eine weitere Form der Divergenzgleichung:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \delta}{\partial t} &= -\Delta \Phi - u \beta + f \zeta - \Delta k + (\nabla \times \mathbf{v}_h)^2 + \mathbf{v}_h \cdot (\Delta \mathbf{v}_h) - \mathbf{v}_h \cdot \nabla \delta \\ &\quad - \omega \frac{\partial \delta}{\partial p} - \frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial p} \cdot \nabla \omega + \nabla \cdot \mathbf{f}_R^{(H)} \end{aligned} \quad (15.136)$$

15.2.2.2 Balancegleichung

Setzt man hier $\delta = \omega = 0$ ein, folgt die *Balancegleichung*

$$\Delta\Phi = -u\beta + f\zeta - \Delta k + (\nabla \times \mathbf{v}_h)^2 + \mathbf{v}_h \cdot (\Delta \mathbf{v}_h). \quad (15.137)$$

Vernachlässigt man die nichtlinearen Terme, erhält man die *lineare Balancegleichung*

$$\Delta\Phi = -u\beta + f\zeta. \quad (15.138)$$

Verwendet man eine Stromfunktion ψ , folgt

$$\Delta\Phi = \beta \frac{\partial \psi}{\partial y} + f \Delta \psi. \quad (15.139)$$

15.3 Potentielle Vorticity

15.3.1 Ertel'scher Wirbelsatz

Man definiert eine Vorform der potentiellen Vorticity P_ψ durch

$$P_\psi := a \boldsymbol{\eta} \cdot \nabla \psi, \quad (15.140)$$

wobei a das spezifische Volumen sei und ψ eine beliebige Funktion von Ort und Zeit. Differenziert man dies partiell nach der Zeit, erhält man

$$\frac{\partial P_\psi}{\partial t} = \frac{\partial a}{\partial t} \boldsymbol{\eta} \cdot \nabla \psi + a \frac{\partial (\nabla \times \mathbf{v})}{\partial t} \cdot \nabla \psi + a \boldsymbol{\eta} \cdot \nabla \frac{\partial \psi}{\partial t}. \quad (15.141)$$

Zunächst wird Glg. (15.46) in Termen von a notiert

$$\frac{\partial}{\partial t} \text{rot}(\mathbf{v}) = \nabla p \times \nabla a - (\mathbf{v} \cdot \nabla) \boldsymbol{\eta} - \boldsymbol{\eta} \nabla \cdot \mathbf{v} + (\boldsymbol{\eta} \cdot \nabla) \mathbf{v} + \nabla \times \mathbf{f}_R \quad (15.142)$$

In Abschn. 15.1.3 hat man durch Projektion dieser Gleichung auf die lokale Senkrechte $\mathbf{k}$ eine Gleichung für $\frac{\partial \zeta}{\partial t}$ hergeleitet, analog wird hier mit einer Projektion auf $\nabla \psi$ verfahren. Man rechnet zunächst mit Glg. (B.58)

$$\begin{aligned} (\boldsymbol{\eta} \cdot \nabla) (\mathbf{v} \cdot \nabla \psi) &= \nabla \psi \cdot [(\boldsymbol{\eta} \cdot \nabla) \mathbf{v}] + \mathbf{v} \cdot [(\boldsymbol{\eta} \cdot \nabla) \nabla \psi] \\ \Rightarrow \nabla \psi \cdot [(\boldsymbol{\eta} \cdot \nabla) \mathbf{v}] &= (\boldsymbol{\eta} \cdot \nabla) (\mathbf{v} \cdot \nabla \psi) - \mathbf{v} \cdot [(\boldsymbol{\eta} \cdot \nabla) \nabla \psi], \end{aligned} \quad (15.143)$$

$$\begin{aligned} (\mathbf{v} \cdot \nabla) (\boldsymbol{\eta} \cdot \nabla \psi) &= \boldsymbol{\eta} \cdot [(\mathbf{v} \cdot \nabla) \nabla \psi] + \nabla \psi \cdot [(\mathbf{v} \cdot \nabla) \boldsymbol{\eta}] \\ \Rightarrow \nabla \psi \cdot [(\mathbf{v} \cdot \nabla) \boldsymbol{\eta}] &= (\mathbf{v} \cdot \nabla) (\boldsymbol{\eta} \cdot \nabla \psi) - \boldsymbol{\eta} \cdot [(\mathbf{v} \cdot \nabla) \nabla \psi]. \end{aligned} \quad (15.144)$$

Man erhält somit

$$\begin{aligned} a \frac{\partial (\nabla \times \mathbf{v})}{\partial t} \cdot \nabla \psi &= a (\nabla p \times \nabla a) \cdot \nabla \psi - a (\mathbf{v} \cdot \nabla) (\boldsymbol{\eta} \cdot \nabla \psi) + a \boldsymbol{\eta} \cdot [(\mathbf{v} \cdot \nabla) \nabla \psi] \\ &\quad - a (\nabla \psi \cdot \boldsymbol{\eta}) \nabla \cdot \mathbf{v} + a (\boldsymbol{\eta} \cdot \nabla) (\mathbf{v} \cdot \nabla \psi) - a \mathbf{v} \cdot [(\boldsymbol{\eta} \cdot \nabla) \nabla \psi] + a \mathbf{f}_R \cdot \nabla \psi. \end{aligned} \quad (15.145)$$

Es folgt

$$\begin{aligned} \frac{\partial P_\psi}{\partial t} &= a \boldsymbol{\eta} \cdot \nabla \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} \right) + a (\nabla p \times \nabla a) \cdot \nabla \psi - a (\mathbf{v} \cdot \nabla) (\boldsymbol{\eta} \cdot \nabla \psi) + a \boldsymbol{\eta} \cdot [(\mathbf{v} \cdot \nabla) \nabla \psi] \\ &\quad - a (\nabla \psi \cdot \boldsymbol{\eta}) \nabla \cdot \mathbf{v} + a (\boldsymbol{\eta} \cdot \nabla) (\mathbf{v} \cdot \nabla \psi) - a \mathbf{v} \cdot [(\boldsymbol{\eta} \cdot \nabla) \nabla \psi] \\ &\quad + \frac{\partial a}{\partial t} \boldsymbol{\eta} \cdot \nabla \psi + a \mathbf{f}_R \cdot \nabla \psi \\ &= a \boldsymbol{\eta} \cdot \nabla \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} \right) + a (\nabla p \times \nabla a) \cdot \nabla \psi - a (\mathbf{v} \cdot \nabla) (\boldsymbol{\eta} \cdot \nabla \psi) + a \boldsymbol{\eta} \cdot [(\mathbf{v} \cdot \nabla) \nabla \psi] \\ &\quad + a (\boldsymbol{\eta} \cdot \nabla) (\mathbf{v} \cdot \nabla \psi) - a \mathbf{v} \cdot [(\boldsymbol{\eta} \cdot \nabla) \nabla \psi] - (\mathbf{v} \cdot \nabla a) (\boldsymbol{\eta} \cdot \nabla \psi) + a \mathbf{f}_R \cdot \nabla \psi. \end{aligned} \quad (15.146)$$

Mit Glg. (B.56) folgt

$$\boldsymbol{\eta} \cdot [(\boldsymbol{v} \cdot \nabla) \nabla \psi] - \boldsymbol{v} \cdot [(\boldsymbol{\eta} \cdot \nabla) \nabla \psi] = 0. \quad (15.147)$$

Der *Ertel'sche Wirbelsatz* lautet somit

$$\begin{aligned} \frac{\partial P_\psi}{\partial t} = & a \boldsymbol{\eta} \cdot \nabla \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} \right) + a (\nabla p \times \nabla a) \cdot \nabla \psi - a (\boldsymbol{v} \cdot \nabla) (\boldsymbol{\eta} \cdot \nabla \psi) \\ & + a (\boldsymbol{\eta} \cdot \nabla) (\boldsymbol{v} \cdot \nabla \psi) - (\boldsymbol{v} \cdot \nabla a) (\boldsymbol{\eta} \cdot \nabla \psi) + a \boldsymbol{f}_R \cdot \nabla \psi. \end{aligned} \quad (15.148)$$

Mit der materiellen Ableitung kann man dies zu

$$\frac{DP_\psi}{Dt} = a \boldsymbol{\eta} \cdot \nabla \left(\frac{D\psi}{Dt} \right) + a (\nabla p \times \nabla a) \cdot \nabla \psi + a \boldsymbol{f}_R \cdot \nabla \psi \quad (15.149)$$

umformulieren.

15.3.2 Definition und Eigenschaften der PV

Die *potentielle Vorticity* P ist definiert durch

$$P := a \boldsymbol{\eta} \cdot \nabla \theta, \quad (15.150)$$

sie entsteht also, indem man in Glg. (15.140) für ψ die potentielle Temperatur θ einsetzt. Diese ist eine Funktion von Druck und spezifischem Volumen, also verschindet in Glg. (15.148) der Term mit dem Vektorprodukt. Bei adiabatischen Prozessen gilt also

$$\frac{\partial P}{\partial t} = -a (\boldsymbol{v} \cdot \nabla) (\boldsymbol{\eta} \cdot \nabla \psi) - (\boldsymbol{\eta} \cdot \nabla \psi) (\boldsymbol{v} \cdot \nabla a) + a \boldsymbol{f}_R \cdot \nabla \theta \quad (15.151)$$

$$\Leftrightarrow \frac{\partial P}{\partial t} = -(\boldsymbol{v} \cdot \nabla) (a \boldsymbol{\eta} \cdot \nabla \psi) + a \boldsymbol{f}_R \cdot \nabla \theta, \quad (15.152)$$

in diesem Fall ist die potentielle Vorticity also bis auf die Reibung eine Erhaltungsgröße:

$$\frac{DP}{Dt} = a \boldsymbol{f}_R \cdot \nabla \theta \quad (15.153)$$

Für die potentielle Vorticity gilt mit Glg. (B.115)

$$\begin{aligned} P = & a \boldsymbol{\eta} \cdot \nabla \theta = a \boldsymbol{f} \cdot \nabla \theta \\ & + a \left[\left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{v}{r} \right) \frac{\partial \theta}{\partial x} + \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{u}{r} \right) \frac{\partial \theta}{\partial y} + \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{u \tan(\varphi)}{r} \right) \frac{\partial \theta}{\partial z} \right]. \end{aligned} \quad (15.154)$$

Hier macht man nun folgende Näherungen:

- shallow atmosphere (s. Abschn. 13.3)
- Vernachlässigung der Vertikalgeschwindigkeit bei der Berechnung der Rotation des Windfeldes

Die so erhaltene Größe bezeichnet man mit P_i . Dann erhält man

$$P_i = a \boldsymbol{\eta} \cdot \nabla \theta + a \left[-\frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial \theta}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial \theta}{\partial y} \right]. \quad (15.155)$$

In einer hydrostatischen Atmosphäre kann man in Glg. (15.155) die vertikalen Ableitungen ins p-System transformieren:

$$P_i = -gf \frac{\partial \theta}{\partial p} - g \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{u \tan(\varphi)}{a} \right) \frac{\partial \theta}{\partial p} + g \left[\frac{\partial v}{\partial p} \frac{\partial \theta}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial p} \frac{\partial \theta}{\partial y} \right] \quad (15.156)$$

Transformiert man hier die horizontalen Ableitungen mit Glg. (12.7) auf eine generalisierte Vertikalkoordinate μ , folgt

$$\frac{P_i}{g} = \dots \Big|_{\mu} - \left(\frac{\partial \mu}{\partial x} \right)_z \frac{\partial v}{\partial \mu} \frac{\partial \theta}{\partial p} + \left(\frac{\partial \mu}{\partial y} \right)_z \frac{\partial u}{\partial \mu} \frac{\partial \theta}{\partial p} + \frac{\partial v}{\partial p} \frac{\partial \theta}{\partial \mu} \left(\frac{\partial \mu}{\partial x} \right)_z - \frac{\partial u}{\partial p} \frac{\partial \theta}{\partial \mu} \left(\frac{\partial \mu}{\partial y} \right)_z, \quad (15.157)$$

wobei die formal zu Glg. (15.156) gleichen Terme abgekürzt wurden. Die formal neuen Terme verschwinden in den beiden Fällen $\mu = p, \theta$. Somit kann man für die potentielle Vorticity notieren

$$P_i = -g\eta_p \frac{\partial \theta}{\partial p} + g \left[\frac{\partial v}{\partial p} \left(\frac{\partial \theta}{\partial x} \right)_p - \frac{\partial u}{\partial p} \left(\frac{\partial \theta}{\partial y} \right)_p \right], \quad (15.158)$$

wobei der Index p bedeutet, dass partielle Ableitungen im p-System zu bilden sind. In isentropen Koordinaten bleibt nur der erste Term bestehen,

$$P_i = -g\eta_{\theta} \left(\frac{\partial p}{\partial \theta} \right)^{-1} \equiv \frac{\eta_{\theta}}{\sigma_{\theta}}, \quad (15.159)$$

wobei die *hydrostatische Stabilität im θ -System*, definiert durch

$$\sigma_{\theta} := -\frac{1}{g} \frac{\partial p}{\partial \theta}, \quad (15.160)$$

eingeführt wurde. Aufgrund der einfachen Form der Glg. (15.159) bezeichnet man P_i auch als *isentropie potentielle Vorticity*. Im barotropen Fall verschwinden in Glg. (15.158) die Terme zwischen den eckigen Klammern, man erhält

$$P_{i,b} = -g\eta_p \frac{\partial \theta}{\partial p} \quad (15.161)$$

für die sogenannte *barotrope potentielle Vorticity* $P_{i,b}$.

15.3.3 Inkompressible potentielle Vorticity

In der Dynamik der SWEs ist die *inkompressible potentielle Vorticity* (inkompressible PV) q definiert durch

$$q := \frac{\eta}{h} = \frac{\zeta + f}{h} = \frac{\mathbf{k} \cdot (\nabla \times \mathbf{v}) + f}{h}, \quad (15.162)$$

hierbei ist h die Tiefe. Nach Glg. (B.57) gilt

$$(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = \nabla k - \mathbf{v} \times (\nabla \times \mathbf{v}) \quad (15.163)$$

mit der spezifischen kinetischen Energie $k = \frac{1}{2} \mathbf{v}^2$. Für den zweiten Term gilt mit Glg. (13.17)

$$\mathbf{v} \times (\nabla \times \mathbf{v}) = \mathbf{v} \times \left[\frac{u \tan(\varphi)}{r} \mathbf{k} + \mathbf{k} \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) + j \frac{\partial u}{\partial z} - i \frac{\partial v}{\partial z} \right]. \quad (15.164)$$

Aufgrund des Verschwindens vertikaler Scherung im barotropen Fall gilt

$$\mathbf{v} \times (\nabla \times \mathbf{v}) = \mathbf{v} \times \left[\frac{u \tan(\varphi)}{r} \mathbf{k} + \mathbf{k} \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] = \mathbf{v} \times \mathbf{k} \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{u \tan(\varphi)}{r} \right) = \mathbf{v} \times \mathbf{k} \zeta = -\mathbf{k} \times \zeta \mathbf{v}. \quad (15.165)$$

Die Vertikalkomponente interessiert hier nicht weiter. Nun kann man für die Impulsgleichung der Flachwassergleichungen Glg. (13.171) unter Vernachlässigung der Reibung schreiben

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{k} \times \zeta \mathbf{v} &= -g \nabla (h + b) - \nabla k - f \mathbf{k} \times \mathbf{v} \\ \Leftrightarrow \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + q h \mathbf{k} \times \mathbf{v} &= -g \nabla (h + b) - \nabla k. \end{aligned} \quad (15.166)$$

Es gilt

$$\frac{Dq}{Dt} = \frac{1}{h} \frac{D\eta}{Dt} - \frac{\eta}{h^2} \frac{Dh}{Dt} \stackrel{\text{Glg. (13.172)}}{=} -\frac{\eta}{h} \nabla \cdot \mathbf{v} - \frac{\eta}{h^2} (-h \nabla \cdot \mathbf{v}) = 0. \quad (15.167)$$

Die inkompressible PV ist also eine Erhaltungsgröße. In den mittleren Breiten ist die planetare Vorticity eine Größenordnung größer als die relative, somit folgt aus der Tatsache, dass die inkompressible potentielle Vorticity erhalten ist

$$h \text{ nimmt ab} \Rightarrow (\zeta + f) \text{ nimmt ab} \Rightarrow \zeta \text{ nimmt ab}, \quad (15.168)$$

wobei von einem positiven Vorzeichen von f und somit auch von η ausgegangen wurde. Bei negativem f gilt analog, dass ζ wachsen muss. Trifft eine Westströmung also auf ein orographisches Hindernis, so entsteht antizyklonale relative Vorticity. Dies bezeichnet man als *orographischen β -Effekt*. Ein wichtiges Beispiel ist das Entstehen planetarer Wellen an den Rocky Mountains.

Glg. (15.167) kann man in der Form

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla q = 0 \quad (15.169)$$

notieren. Kombiniert man dies mit Glg. (13.172), erhält man

$$h \frac{\partial q}{\partial t} + h \mathbf{v} \cdot \nabla q + q \frac{\partial h}{\partial t} + q h \nabla \cdot \mathbf{v} + q \mathbf{v} \cdot \nabla h = 0$$

$$\Leftrightarrow \frac{\partial (hq)}{\partial t} + \nabla \cdot (hq \mathbf{v}) = 0. \quad (15.170)$$

Die Bewegungsgleichungen haben Wellenlösungen. Diese erhält man durch Einsetzen eines komplexen harmonischen Ansatzes $\psi_0 e^{-i\omega t}$ in das jeweilige Gleichungssystem und Suchen nach nichttrivialen Lösungen, hierbei ist ψ_0 ein komplexer Amplitudenvektor. Gelegentlich wird aufgrund der klimatologischen Relevanz ein zonaler Grundstrom aufgenommen. Eine Lösung ist eine Instabilität, falls $\Im(\omega) > 0$ gilt, die Amplitude also exponentiell anwächst.

16.1 Kinematik

Als Wellen bezeichnet man räumlich und zeitlich periodische Änderungen. Der maximale betragsmäßige Ausschlag aus der Ruhelage ist die Amplitude. Die Zeit $T > 0$ bis zur Wiederholung des Bewegungsmusters an einem festgehaltenen Ort bezeichnet man als Periodendauer, ihr Inverses ist die Frequenz f . Die Kreisfrequenz ω ist definiert als

$$\omega := 2\pi f = \frac{2\pi}{T}. \quad (16.1)$$

Analog ist die Wellenlänge $\lambda > 0$ die Länge, nach der sich das Bewegungsmuster wiederholt. Wellenzahl z und Kreiswellenzahl k sind analog zu Frequenz und Kreisfrequenz definiert durch

$$z := \frac{1}{\lambda}, \quad k := \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (16.2)$$

Eine Welle der Größe a wird beschrieben durch eine Gleichung der Form

$$a(x, t) = Af(kx - \omega t + \varphi). \quad (16.3)$$

Dabei ist f eine reell- oder komplexwertige, 2π -periodische Funktion, d. h. $f(\xi + 2\pi) = f(\xi)$ für jedes $\xi \in \mathbb{R}$. Dies kann, muss aber keine trigonometrische Funktion sein. f wird häufig komplexwertig gewählt, z. B. $f(x) = \exp(ix)$, falls dies die mathematische Beschreibung abkürzt oder anschaulicher macht. Bevor man jedoch Größen berechnet, die man mit Messgrößen vergleichen möchte, muss man allerdings alles auf die reelle Achse projizieren. Das Argument $kx - \omega t + \varphi$ nennt man auch die *Phase* der Welle, in der komplexen Ebene ist dies der Winkel, den die Zahl mit der Realachse einschließt. φ ist dabei die Phasenverschiebung, die ermöglicht, dass die Phase der Welle bei $x, t = 0$ nicht gleich Null ist. Man kann bei Herleitungen häufig auf φ verzichten, indem man die Zeit- oder Ortskoordinate entsprechend verschiebt. k und ω können auch imaginäre Anteile haben, so z. B. bei Wellen, die exponentiell in ein Medium hineinpropagieren (sog. *evaneszente Wellen*), oder bei Instabilitäten, bei denen die Amplitude über einen gewissen Zeitraum hinweg exponentiell anwächst. Genauso kann auch der Vorfaktor A komplex sein und so eine Phasenverschiebung beinhalten.

Im Allgemeinen kann sich eine Welle auch in einem dreidimensionalen Raum fortpflanzen, in diesem Fall schreibt man zunächst allgemein

$$a(\mathbf{r}, t) = Af(\varphi(\mathbf{r}, t)) \quad (16.4)$$

mit $\varphi = \varphi(\mathbf{r}, t)$ als Phasenfunktion. Die Phasenfunktion kann zum Beispiel die Gestalt

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t \quad (16.5)$$

haben, hierbei bezeichnet man $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)^T$ als den Wellenvektor. Sein Betrag ist gleich der Kreiswellenzahl, er zeigt in Ausbreitungsrichtung der Welle. Leitet man Glg. (16.5) nach der Zeit ab, folgt

$$\frac{d\varphi(\mathbf{r}, t)}{dt} = \mathbf{k} \cdot \frac{d\mathbf{r}}{dt} - \omega \quad (16.6)$$

Setzt man die linke Seite gleich Null, bewegt sich also mit einem Punkt konstanter Phase mit, und wählt eine Trajektorie parallel zu $\mathbf{k}$, so erhält man die Phasengeschwindigkeit

$$c = \frac{\omega}{k} = \frac{\lambda}{T} = \lambda f. \quad (16.7)$$

Die Abhängigkeit

$$\omega = \omega(k) \quad (16.8)$$

bezeichnet man als *Dispersionsrelation*. Nun betrachtet man die Überlagerung $f(x, t) = f_1(x, t) + f_2(x, t)$ zweier Wellen:

$$f_1(x, t) = -\cos(k_1 x - \omega_1 t) \quad (16.9)$$

$$f_2(x, t) = \cos(k_2 x - \omega_2 t) \quad (16.10)$$

$$f(x, t) = -\cos(k_1 x - \omega_1 t) + \cos(k_2 x - \omega_2 t) \quad (16.11)$$

Mit Glg. (A.61) folgt

$$\begin{aligned} -\cos(a) + \cos(\beta) &= 1 - \cos(a) - 1 + \cos(\beta) = 2\sin^2\left(\frac{a}{2}\right) - 2\sin^2\left(\frac{\beta}{2}\right) \\ &= 2\sin^2\left(\frac{a}{2}\right) - 2\sin^2\left(\frac{a}{2}\right)\sin^2\left(\frac{\beta}{2}\right) - 2\sin^2\left(\frac{\beta}{2}\right) + 2\sin^2\left(\frac{a}{2}\right)\sin^2\left(\frac{\beta}{2}\right) \\ &= 2\left[\sin^2\left(\frac{a}{2}\right)\cos^2\left(\frac{\beta}{2}\right) - \cos^2\left(\frac{a}{2}\right)\sin^2\left(\frac{\beta}{2}\right)\right] \\ &= 2\left[\sin\left(\frac{a}{2}\right)\cos\left(\frac{\beta}{2}\right) - \cos\left(\frac{a}{2}\right)\sin\left(\frac{\beta}{2}\right)\right]\left[\sin\left(\frac{a}{2}\right)\cos\left(\frac{\beta}{2}\right) + \cos\left(\frac{a}{2}\right)\sin\left(\frac{\beta}{2}\right)\right] \\ &= 2\sin\left(\frac{a-\beta}{2}\right)\sin\left(\frac{a+\beta}{2}\right). \end{aligned} \quad (16.12)$$

Es gilt also

$$f(x, t) = 2\sin\left(\frac{\Delta k x - \Delta \omega t}{2}\right)\sin(\bar{k}x - \bar{\omega}t) \quad (16.13)$$

mit

$$\Delta k := k_2 - k_1, \quad \Delta \omega := \omega_2 - \omega_1, \quad (16.14)$$

$$\bar{k} := \frac{k_1 + k_2}{2}, \quad \bar{\omega} := \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}. \quad (16.15)$$

Die Einhüllende $\sin\left(\frac{\Delta k x - \Delta \omega t}{2}\right)$ bewegt sich also mit der Geschwindigkeit

$$v_e = \frac{\Delta \omega}{\Delta k}. \quad (16.16)$$

Man definiert daher die *Gruppengeschwindigkeit* c_{gr} durch

$$c_{\text{gr}} := \frac{\partial \omega}{\partial k}. \quad (16.17)$$

Sie kann also aus der Dispersionsrelation abgeleitet werden. Es ist die Geschwindigkeit, mit der sich Wellenpakete bewegen, mit der also Energie transportiert wird. Ist

$$c_{\text{gr}} = c \quad (16.18)$$

unabhängig von k , so bezeichnet man die Welle als *dispersionsfrei*. Man kann die Gruppengeschwindigkeit vektoriell zu

$$c_{\text{gr}} = \nabla_k \omega. \quad (16.19)$$

verallgemeinern. Mit $\omega = ck$ kann man schreiben

$$c_{\text{gr}} = \frac{d\omega}{dk} = c + k \frac{dc}{dk} = c + k \frac{d\lambda}{dk} \frac{dc}{d\lambda} = c - \frac{2\pi}{k} \frac{dc}{d\lambda} = c - \lambda \frac{dc}{d\lambda}. \quad (16.20)$$

Im Fall $dc/d\lambda < 0$ spricht man von *anormaler Dispersion*. In diesem Fall propagiert die Energie schneller als die Phasengeschwindigkeit. Im Fall

$$\frac{dc}{d\lambda}\lambda > c \Leftrightarrow \frac{dc}{d\lambda} > \frac{c}{\lambda} = f \quad (16.21)$$

bzw.

$$\frac{d\omega}{dk} < 0 \quad (16.22)$$

propagiert die Energie in einer dem Wellenvektor entgegengesetzten Richtung.

Lässt der Charakter einer Welle dies zu, kategorisiert man sie entweder als *Longitudinalwelle*, bei der die Oszillatoren parallel zum Wellenvektor schwingen, oder als *Transversalwelle*, bei der sie senkrecht dazu schwingen. Bei mechanischen Transversalwellen führt man als weitere kinematische Größen die *Wellenhöhe* H als doppelter Amplitude sowie die *Steilheit* S einer Welle ein, welche durch

$$S := \frac{H}{\lambda} \quad (16.23)$$

definiert ist und somit dimensionslos ist.

16.2 Kategorisierung von Wellen in Geofluiden

Barotrope Wellen (s. Abschn. 16.5) benötigen Grenzflächen und haben an dieser ihr Amplitudenmaximum. Daher bezeichnet man sie auch als *externe Wellen* oder Oberflächenwellen. Die Flachwassergleichungen sind meist ausreichend, um solche Wellen zu beschreiben.

Barokline Wellen (s. Abschn. 16.6) existieren hingegen im Inneren eines Mediums, sie werden daher auch als *interne Wellen* bezeichnet.

Ein Grenzfall sind hierbei Wellen an einer scharfen Grenzfläche ($N \gg 0$) im Inneren eines Mediums, wie z. B. an einer Inversion oder an einem Dichtesprung (siehe z. B. die Darstellung am Ende von Abschn. 16.5.2). Sie lassen sich häufig mathematisch mit den Formeln für Oberflächenwellen beschreiben, werden jedoch meist zu den internen Wellen gezählt. Kapillarwellen (s. Abschn. 16.4) sind Oberflächenwellen, allerdings spielt die Barotropie dabei keine Rolle und die Flachwassergleichungen sind auch nicht ausreichend, um sie zu beschreiben. Daher stellen sie eine Sonderkategorie dar.

16.3 Begründung der Linearisierung

Sind A, B zwei Phänomene und ist $f(A + B)$ beispielsweise eine Vorhersage, so gilt im Allgemeinen

$$f(A + B) \neq f(A) + f(B), \quad (16.24)$$

der Gesamteffekt von $A + B$ ist also nicht die Summe der Einzeleffekte A, B , da f keine lineare Abbildung ist.

Bei der Suche nach analytischen Lösungen eines nichtlinearen Gleichungssystems, insbesondere bei der Suche nach Wellenlösungen, ist man jedoch sehr interessiert an einer Linearisierung. Dies ist mal mehr mal weniger gerechtfertigt. Man geht hierzu davon aus, dass für eine Größe $A = A_0 + A'$ mit A_0 als Hintergrundzustand und A' als Störung gilt

$$\mathcal{O}(A_0) = \mathcal{O}(A') + 1, \quad (16.25)$$

daher gilt

$$\mathcal{O}(A'^2) = \mathcal{O}(A_0) - 2. \quad (16.26)$$

Man vernachlässigt daher alle Terme, in denen Produkte der Störungen auftreten. Dies führt zu einer Linearisierung des Gleichungssystems. Für die Ableitungen gilt unter Annahme einer ebenen Welle in x-Richtung mit

Kreisfrequenz ω und Kreiswellenzahl k , die nur die Störungen betrifft

$$\mathcal{O}\left(\frac{\partial A'}{\partial t}\right) = \mathcal{O}(\omega A'), \quad (16.27)$$

$$\mathcal{O}\left(\frac{\partial A'}{\partial x}\right) = \mathcal{O}(k A') \quad (16.28)$$

$$\mathcal{O}\left(\frac{\frac{\partial A'}{\partial t}}{A \frac{\partial A'}{\partial x}}\right) = \mathcal{O}\left(\frac{\omega}{Ak}\right) = \mathcal{O}\left(\frac{c}{A}\right). \quad (16.29)$$

Aus Glg. (16.29) folgt, dass man die advektiven Terme vernachlässigen kann, wenn die Phasengeschwindigkeit $c = \frac{\omega}{k}$ viel größer als die Fluidteilchengeschwindigkeit ist.

Ist es möglich, alle nichtlinearen Terme eines Gleichungssystems zu eliminieren, so weiß man, dass sich zwei unabhängige Lösungen dieses Gleichungssystems nicht beeinflussen. Beispiele sind Schallwellen und elektromagnetische Wellen. Die Linearität dieser Systeme macht die unabhängige Überlagerung verschiedener Geräusche oder Signale möglich.

16.3.1 Beispiel: Schallwellen

Schallwellen sind Kompressionswellen, jedoch lassen sich dabei aufgrund der Adiabatie Drücke und Dichten eindeutig aufeinander abbilden. Es wird eine sich in x -Richtung ausbreitende Welle betrachtet. Der Störungsansatz für Geschwindigkeit und Dichte lautet

$$u = U + u', \quad \rho = \rho_0 + \rho'. \quad (16.30)$$

Das Gleichungssystem lautet mit den abkürzenden Ersetzungen

$$\rho' \rightarrow \rho, \quad (16.31)$$

$$u' \rightarrow u \quad (16.32)$$

und den im vorigen Abschnitt hergeleiteten Näherungen somit

$$\frac{\partial u}{\partial t} + U \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (16.33)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + U \frac{\partial \rho}{\partial x} = -\rho_0 \frac{\partial u}{\partial x} \quad (16.34)$$

$$\rho(p) = \rho_\theta \left(\frac{p}{p_0} \right)^{c_v/c_p} \quad (16.35)$$

Bei der ersten Gleichung handelt es sich um die Impulsgleichung, die zweite ist die Kontinuitätsgleichung und die dritte ist die Gleichung für die potentielle Dichte Glg. (9.44). Um in Glg. (16.34) die Dichteänderung durch den Druck auszudrücken, benutzt man die Kettenregel:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\partial \rho}{\partial p} \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\rho_\theta c_v}{p_0 c_p} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{c_v/c_p - 1} \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\rho_\theta c_v}{p_0 c_p} \frac{\partial p}{\partial t}, \quad (16.36)$$

analog für $\frac{\partial}{\partial x}$. Die Ableitung der Dichte nach dem Druck wurde dabei an der Stelle $p = p_0$ ausgewertet, weil die Druckschwankungen sehr klein sind. Nun macht man einen Ansatz

$$u = u_0 \exp[i(kx - \omega t)], \quad p = P \exp[i(kx - \omega t)] \quad (16.37)$$

mit eventuell komplexen Amplituden u_0, P . Setzt man dies in das Gleichungssystem ein, folgt

$$-i\omega u_0 + U i k u_0 = -\frac{1}{\rho_\theta} i k P, \quad (16.38)$$

$$\begin{aligned} -\frac{\rho_\theta c_v}{p_0 c_p} i\omega P + U i k \frac{\rho_\theta c_v}{p_0 c_p} P &= -\rho_\theta i k u_0 \\ \Leftrightarrow -i\omega P + U i k P &= -\frac{p_0 c_p}{c_v} i k u_0. \end{aligned} \quad (16.39)$$

Als Matrixgleichung wird dies zu

$$\begin{pmatrix} -i\omega + Uik & \frac{1}{\rho_\theta} ik \\ ik \frac{p_o c_p}{c_v} & -i\omega + Uik \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_o \\ \tilde{P} \end{pmatrix} = \mathbf{0}. \quad (16.40)$$

Nichttriviale Lösungen existieren für

$$(\omega - Uk)^2 - k^2 \frac{p_o c_p}{\rho_\theta c_v} = 0 \Leftrightarrow \omega = Uk \pm k \sqrt{\frac{p_o c_p}{\rho_\theta c_v}}. \quad (16.41)$$

Für die Phasengeschwindigkeit c folgt also

$$c = U \pm \sqrt{R_d T \kappa}. \quad (16.42)$$

Hierbei wurde die Zustandsgleichung eingesetzt, T ist die Gleichgewichtstemperatur und $\kappa = c_p/c_v > 1$ der Adiabatenexponent. Der Wert von c ist jedoch auch von der Feuchte abhängig. Man könnte also über eine Messung der Schallgeschwindigkeit durch Kombination mit einer Temperaturmessung die Feuchte bestimmen. Anzumerken ist, dass Schallwellen dispersionsfrei sind, die Phasengeschwindigkeit jedoch orts- und zeitabhängig ist, da sie von der Temperatur und der Feuchte abhängt.

16.3.1.1 Entropie-Form des Druckgradienten

Verwendet man die mit Glg. (10.87) erhaltene Formulierung

$$-\frac{1}{\rho} \nabla p = -c^{(p)} T + T \nabla s = -c^{(p)} T + c^{(p)} \frac{T}{\theta} \nabla \theta \quad (16.43)$$

für die Druckgradientbeschleunigung, erhält man weitere Erkenntnisse über Schallwellen. Da Schallwellen adiabatisch sind, ist nicht zu erwarten, dass der Anteil des Druckgradienten, der mit dem Gradienten der Entropie zusammenhängt, zu Schallwellen beiträgt. Anders ist es mit dem Gradienten der Temperatur. Um ein geschlossenes Gleichungssystem zu erhalten, muss daher eine prognostische Gleichung für die Temperatur gefunden werden. Die adiabatische Form von Glg. (9.14) lautet

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\nabla \cdot (T \mathbf{v}) - \left(\frac{R_d}{c^{(V)}} - 1 \right) T \nabla \cdot \mathbf{v}. \quad (16.44)$$

Man notiert daher als eindimensionales Gleichungssystem unter Vernachlässigung von Advektion

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -c^{(p)} \frac{\partial T}{\partial z}, \quad (16.45)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{R_d}{c^{(V)}} T \frac{\partial w}{\partial z}. \quad (16.46)$$

Um zu verifizieren, dass dieses tatsächlich Schallwellen beschreibt, macht man den Ansatz

$$w = w_1 \exp(ikz - i\omega t), \quad T = T_o + T_1 \exp(ikz - i\omega t). \quad (16.47)$$

Die Dichte wird als homogen angenommen. Setzt man dies in die Glg.en (16.45) - (16.46) ein, folgt

$$-i\omega w_1 = -c^{(p)} ik \frac{T_1}{\rho}, \quad -i\omega T_1 = -\frac{R_d}{c^{(V)}} T_o ik w_1. \quad (16.48)$$

In Matrixschreibweise erhält man

$$\begin{pmatrix} -i\omega & c^{(p)} ik \frac{1}{\rho} \\ \frac{R_d}{c^{(V)}} \tilde{T}_o ik & -i\omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} w_1 \\ \tilde{T}_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (16.49)$$

Durch Nullsetzen der Determinante erhält man

$$\omega^2 = \kappa R_d T k^2. \quad (16.50)$$

Es ergibt sich also die gleiche Dispersionsrelation wie Glg. (16.42). Hiermit ist verifiziert, dass die in den Glg.en (16.45) - (16.46) aufgeführten Terme in der Tat Schallwellen beschreiben.

16.4 Kapillarwellen

Im Fall $\eta = \hat{\eta} \exp(ikx - i\omega t)$ folgt

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_k}{\partial x} = -\frac{k^2 \sigma}{\rho} \frac{\partial \eta}{\partial x}. \quad (16.51)$$

Addiert man dies zur rechten Seite von Glg. (16.66), erhält man

$$-g \frac{\partial \eta}{\partial x} \rightarrow -g \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{\sigma k^2}{\rho} \frac{\partial \eta}{\partial x} = -g \left(1 + \frac{k^2 \sigma}{\rho g} \right) \frac{\partial \eta}{\partial x}, \quad (16.52)$$

Man muss also

$$g \rightarrow g \left(1 + \frac{k^2 \sigma}{\rho g} \right) \quad (16.53)$$

ersetzen, der Rest der Herleitung überträgt sich. Man erhält also die Dispersionsrelation der Kapillarwellen

$$\omega^2 = kg \left(1 + \frac{k^2 \sigma}{\rho g} \right) \tanh(kD). \quad (16.54)$$

Im Fall sehr kurzer Wellen erhält man den Grenzfall

$$\omega^2 = \frac{k^3 \sigma}{\rho} \Rightarrow c = \sqrt{\frac{2\pi\sigma}{\rho\lambda}}. \quad (16.55)$$

In diesem Grenzfall sind Kapillarwellen also anormal dispergiert.

Um eine Grenzwellenlänge λ_K herzuleiten, ab der kapillare Effekte wichtig werden, rechnet man

$$\frac{k_K^2 \sigma}{\rho g} \stackrel{!}{\geq} \frac{1}{10} \Leftrightarrow \lambda_K \leq \sqrt{\frac{40\pi^2 \sigma}{\rho g}}. \quad (16.56)$$

Die Oberflächenspannung von Wasser beträgt ca. $\sigma \sim 75 \text{ mN/m}$, woraus folgt

$$\lambda_K \sim 5,5 \text{ cm}. \quad (16.57)$$

16.5 Barotrope Wellen

16.5.1 Inertialwellen

Bei Inertialwellen geht man von einem verschwindenden horizontalen Druckgradienten aus, sodass nur die Coriolis-Kraft übrigbleibt. Die Impulsgleichungen der SWEs Glg. (13.171) werden unter Vernachlässigung der advektiven Terme zu

$$\frac{du}{dt} = f_\circ v, \quad \frac{dv}{dt} = -f_\circ u. \quad (16.58)$$

Für den Coriolis-Parameter wird dabei ein ortsunabhängiger Wert $f_\circ$ verwendet, um den β -Effekt zu umgehen. Man macht einen Ansatz

$$u = U \exp(-i\omega t), \quad v = V \exp(-i\omega t) \quad (16.59)$$

mit eventuell komplexen Amplituden U, V . Setzt man dies in das Gleichungssystem ein, erhält man

$$-i\omega U = f_o V, \quad -i\omega V = -f_o U. \quad (16.60)$$

Als Matrixgleichung wird dies zu

$$\begin{pmatrix} -i\omega & -f_o \\ f_o & -i\omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U \\ V \end{pmatrix} = \mathbf{0}. \quad (16.61)$$

Nichttriviale Lösungen existieren für

$$-\omega^2 + f_o^2 = 0, \quad (16.62)$$

also für

$$\omega = \pm f. \quad (16.63)$$

Die Teilchen bewegen sich also auf einer Kreisbahn mit Radius

$$R_I = \frac{V}{f_o}. \quad (16.64)$$

Setzt man eine Geschwindigkeit von $1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ ein, so folgt beispielsweise $R_I = 10 \text{ km}$ mit $f_o = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. Für die Periode gilt

$$T = \frac{2\pi}{f_o} \approx \frac{1 \text{ d}}{2 \sin(\varphi)}, \quad (16.65)$$

$d = 24 \text{ h}$ ist die Dauer eines Tages. Typische Inertialperioden liegen also im Größenordnungsbereich von einem Tag.

Da die totalen Ableitungen $\frac{D}{Dt}$ verwendet wurden, wurde implizit eine Trajektorie ausgerechnet. Diese Trajektorie ist eine Kreisbahn, jedoch nur unter Annahme eines ortsunabhängigen Coriolis-Parameters. Im Allgemeinen sind die Teilchentrajektorien jedoch aufgrund des β -Effektes keine geschlossenen Kreisbahnen. Ebenso wurde kein Windfeld $\mathbf{v}_h(\mathbf{r}, t)$ bestimmt.

16.5.2 Wasseroberflächenwellen

Man geht an dieser Stelle von der Abwesenheit eines zonalen Grundstroms $U = 0$ aus, o. B. d. A. richtet man außerdem die x-Richtung am Wellenvektor aus, sodass das linearisierte Gleichungssystem hier

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x}, \quad (16.66)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (16.67)$$

lautet. Man geht von einer homogenen Tiefe $D > 0$ aus und fordert als Randbedingung

$$w(z = -D) \stackrel{!}{=} 0. \quad (16.68)$$

Es werden nun die Ansätze

$$u = U(z) \exp(ikx - i\omega t), \quad w = W(z) \exp(ikx - i\omega t). \quad (16.69)$$

Die Oberflächenauslenkung η und die Vertikalgeschwindigkeit w hängen über

$$\frac{\partial \eta}{\partial t}(z = 0) \stackrel{!}{=} w(z = 0), \quad (16.70)$$

$$\Rightarrow -i\omega \hat{\eta} = W(0) \quad (16.71)$$

zusammen, wobei $\hat{\eta}$ die Amplitude der Oberflächenauslenkung ist. Glg. (16.66) ergibt somit bei $z = 0$

$$-i\omega U(0) = g \frac{k}{\omega} W(0) \Rightarrow \omega^2 = igk \frac{W(0)}{U(0)}. \quad (16.72)$$

Aus Glg. (16.67) folgt

$$ikU(z) + W' = 0 \Rightarrow W' = -ikU. \quad (16.73)$$

Dies und die Glg.en (16.68) und (16.71) ist durch

$$U(z) = \frac{\hat{\eta}\omega}{\sinh(kD)} \cosh[k(D+z)], \quad (16.74)$$

$$W(z) = -\frac{i\hat{\eta}\omega}{\sinh(kD)} \sinh[k(D+z)]. \quad (16.75)$$

erfüllt. Somit folgt aus Glg. (16.72) die Dispersionsrelation

$$\omega^2 = gk \tanh(kD). \quad (16.76)$$

Im Fall $\lambda \gg D$ folgt hieraus

$$\omega^2 = k^2 g D \quad (16.77)$$

als Dispersionsrelation der sogenannten *Flachwasserwellen*. Im umgekehrten Fall $\lambda \ll D$ folgt die Dispersionsrelation der *Tiefwasserwellen*

$$\omega^2 = gk. \quad (16.78)$$

Im Falle einer Dichtediskontinuität $\rho_1 < \rho_2$ mit einem leichteren Fluid über einem schwereren Fluid lautet der Druckgradientterm unterhalb der Welle

$$\begin{aligned} -\frac{1}{\rho_2} \frac{\partial p}{\partial x} &= -\frac{1}{\rho_2} \frac{\partial (g\rho_2 \eta - g\rho_1 \eta)}{\partial x} = -\frac{g}{\rho_2} \frac{\partial (\rho_2 \eta - \rho_1 \eta)}{\partial x} = -\frac{g}{\rho_2} \frac{\partial [\eta(\rho_2 - \rho_1)]}{\partial x} \\ &= -\frac{g(\rho_2 - \rho_1)}{\rho_2} \frac{\partial \eta}{\partial x} = -g \frac{\Delta \rho}{\rho_2} \frac{\partial \eta}{\partial x} \end{aligned} \quad (16.79)$$

mit $\Delta \rho := \rho_2 - \rho_1$, wobei η als Auslenkung der Dichtediskontinuität zu verstehen ist. Der Rest der Herleitung überträgt sich, wobei die Ersetzung $g \rightarrow g' := g \frac{\Delta \rho}{\rho_2}$ vorzunehmen ist. Für die Dispersionsrelation erhält man

$$\omega^2 = g' k \tanh(k(z_w - z_o)), \quad (16.80)$$

wobei z_w die Position der Dichtediskontinuität und z_o die Tiefenkoordinate des Grunds bezeichnet.

16.5.2.1 Stokes-Drift

Definiere

$$\gamma := \frac{\hat{\eta}\omega}{\sinh(kD)}, \quad (16.81)$$

dann lässt sich Glg. (16.74) als

$$U(z) = \gamma \cosh[k(D+z)] \quad (16.82)$$

notieren. Integriert man dies von $z = -D$ bis $z = \eta$, folgt

$$\int_{-D}^{\eta} \gamma \cosh[k(D+z)] dz = \frac{\gamma}{k} \sinh(k(D+\eta)) \stackrel{\text{Glg. (A.56)}}{=} \frac{\gamma}{k} [\sinh(kD) \cosh(k\eta) + \cosh(kD) \sinh(k\eta)]. \quad (16.83)$$

Entwickelt man dies in erster Ordnung in $k\eta$ (Steilheit $\ll 1$), folgt

$$\int_{-D}^{\eta} \gamma \cosh[k(D+z)] dz \approx \frac{\gamma}{k} [\sinh(kD) + \cosh(kD) k\eta]. \quad (16.84)$$

Multipliziert man dies mit dem Realteil von $\exp(ikx - i\omega t)$, erhält man den Ausdruck

$$\frac{d\dot{v}_h}{dy} = \frac{\gamma}{k} [\sinh(kD) + \cosh(kD) k\eta] \cos(kx - \omega t) \quad (16.85)$$

für die vertikal integrierte Volumenflussdichte. Setzt man den Realteil der Obefflächenauslenkung $\eta = \hat{\eta} e^{ikx - i\omega t}$ ein, erhält man

$$\frac{d\dot{v}_h}{dy} = \frac{\gamma}{k} [\sinh(kD) + \cosh(kD) k\hat{\eta} \cos(kx - \omega t)] \cos(kx - \omega t). \quad (16.86)$$

Integriert man dies über eine Periode folgt

$$\frac{d\dot{v}_h}{dy} = \frac{\gamma}{k} \cosh(kD) k\hat{\eta} \frac{1}{2} = \frac{\hat{\eta}^2 \omega}{2 \tanh(kD)} = \frac{\hat{\eta}^2}{2} \sqrt{\frac{gk}{\tanh(kD)}}. \quad (16.87)$$

Diesen Volumenstrom in Richtung des Wellenvektors bezeichnet man als *Stokes-Drift*. Wegen

$$\bar{u}(z) = 0 \quad (16.88)$$

für $z < -\hat{\eta}$ entsteht dieser Volumenstrom ausschließlich im Bereich der Oberflächenwelle selbst durch das Wachsen der Amplitude der Horizontalgeschwindigkeit mit der Höhe.

16.5.3 Poincaré-Wellen

Poincaré-Wellen sind die Wellen der linearisierten Flachwassergleichungen auf der f-Ebene, somit bilden die Glg.en (13.173) - (13.174) das zugrundeliegende Gleichungssystem. Diese Gleichungen lauten in ebener Geometrie in Komponenten

$$\frac{\partial u}{\partial t} = fv - g \frac{\partial \eta}{\partial x}, \quad (16.89)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -fu - g \frac{\partial \eta}{\partial y}, \quad (16.90)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = -H \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right). \quad (16.91)$$

Hierbei ist η die Oberflächenauslenkung und H die mittlere Tiefe. Man macht einen Ansatz

$$u = u_o \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)], \quad v = v_o \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)], \quad \eta = \hat{\eta} \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)]. \quad (16.92)$$

mit einem horizontalen Wellenvektor $\mathbf{k} = (k_x, k_y)^T$ sowie eventuell komplexen Amplituden u_o, v_o, η_o . Setzt man dies ein, erhält man

$$-i\omega u_o = fv_o - gik_x \hat{\eta}, \quad (16.93)$$

$$-i\omega v_o = -fu_o - gik_y \hat{\eta}, \quad (16.94)$$

$$-i\omega \hat{\eta} = -Hik_x u_o - Hik_y v_o \quad (16.95)$$

$$\Leftrightarrow -i\omega u_o - fv_o + gik_x \hat{\eta} = 0, \quad (16.96)$$

$$-i\omega v_o + fu_o + gik_y \hat{\eta} = 0, \quad (16.97)$$

$$-i\omega \hat{\eta} + Hik_x u_o + Hik_y v_o = 0. \quad (16.98)$$

In Matrixschreibweise lautet dies

$$\begin{pmatrix} -i\omega & -f & gik_x \\ f & -i\omega & gik_y \\ Hik_x & Hik_y & -i\omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_o \\ v_o \\ \hat{\eta} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (16.99)$$

Hier existieren genau dann nichttriviale Lösungen, wenn

$$\begin{aligned}
&\Leftrightarrow (-i\omega) \left[(-i\omega)^2 - i^2 Hgk_y^2 \right] - f \left[-f(-i\omega) - i^2 Hgk_x k_y \right] + Hik_x \left[-fgik_y - (-i\omega) gik_x \right] = 0 \\
&\Leftrightarrow (-i\omega) \left[(-i\omega)^2 + Hgk_y^2 \right] - f \left[-f(-i\omega) + Hgk_x k_y \right] + Hik_x \left[-fgik_y - (-i\omega) gik_x \right] = 0 \\
&\Leftrightarrow i\omega \left[-(-i\omega)^2 - Hgk_y^2 \right] + f \left[f(-i\omega) - Hgk_x k_y \right] + Hik_x \left(-fgik_y + i\omega gik_x \right) = 0 \\
&\Leftrightarrow i\omega \left[-(\omega)^2 - Hgk_y^2 \right] + f \left(-f\omega - Hgk_x k_y \right) + Hik_x \left(-fgik_y - \omega gk_x \right) = 0 \\
&\Leftrightarrow \omega \left(\omega^2 - Hgk_y^2 \right) + f \left(-f\omega - Hgk_x k_y \right) + Hik_x \left(-fgik_y - \omega gk_x \right) = 0 \\
&\Leftrightarrow \omega \left(\omega^2 - Hgk_y^2 \right) + f \left(-f\omega + iHgk_x k_y \right) + Hik_x \left(-fgik_y - \omega gk_x \right) = 0 \\
&\Leftrightarrow \omega \left(\omega^2 - Hgk_y^2 \right) - f^2 \omega + fiHgk_x k_y - Hk_x f g i k_y - Hk_x \omega g k_x = 0 \\
&\Leftrightarrow \omega \left(\omega^2 - Hgk_y^2 \right) - f^2 \omega - Hk_x \omega g k_x = 0 \\
&\Leftrightarrow \omega \left(\omega^2 - Hgk_y^2 - f^2 - Hgk_x^2 \right) = 0 \\
&\Leftrightarrow \omega \left[\omega^2 - f^2 - Hg \left(k_x^2 + k_y^2 \right) \right] = 0
\end{aligned} \tag{16.100}$$

gilt. Also lautet die Dispersionsrelation der Poincaré-Wellen

$$\omega \left(\omega^2 - f^2 - Hgk^2 \right) = 0. \tag{16.101}$$

Diese Gleichung hat die drei Lösungen

$$\omega = 0, \tag{16.102}$$

$$\omega = \sqrt{f^2 + Hgk^2}, \tag{16.103}$$

$$\omega = -\sqrt{f^2 + Hgk^2}. \tag{16.104}$$

Glg. (16.102) ist die geostrophische Mode, die anderen beiden Gleichungen beschreiben Poincaré-Wellen im eigentlichen Sinne. Glg. (16.104) beschreibt eine in Richtung $-\mathbf{k}$ propagierende Welle, ist also keine physikalisch neue Wellenmode. Für diese propagierenden Lösungen gilt $\omega^2 \geq f^2$, der Betrag des Coriolis-Parameters ist also eine untere Schranke der Kreisfrequenz. Für die Phasengeschwindigkeit gilt

$$c^2 = \frac{\omega^2}{k^2} = gH + \frac{f^2}{k^2} = gH + f^2 L^2 \frac{1}{4\pi^2} \tag{16.105}$$

mit L als Wellenlänge. Die Poincaré-Wellen haben also eine höhere Phasengeschwindigkeit als die Schwerewellen ohne Erdrotation. Desto kürzer die Wellen werden, desto geringer wird der Einfluss der Coriolis-Kraft, für lange Wellen jedoch geht ω gegen f . Der Ausdruck für c^2 der Poincaré-Wellen ist gegenüber dem der Schwerewellen ohne Coriolis-Kraft um den Ausdruck $f^2 L^2 \frac{1}{4\pi^2}$ höher. Um eine Grenzwellenlänge R_o zu bestimmen, ab der die Wirkung der Coriolis-Kraft deutlich wird, setzt man

$$f_o^2 R_o^2 \frac{1}{4\pi^2} = \frac{gH}{4\pi^2} \approx 0,025gH. \tag{16.106}$$

Daraus erhält man für den barotropen Rossby-Radius

$$R_o = \frac{\sqrt{gH}}{|f|}. \tag{16.107}$$

Setzt man typische Werte ein, folgt $R_o \approx 2000$ km.

Poincaré-Wellen werden im Englischen auch als *inertia-gravity waves* bezeichnet. Dies rührt daher, dass die rückstellende Kräfte bei dieser Wellenmode die Schwere sowie die Coriolis-Kraft sind. Die deutsche Übersetzung

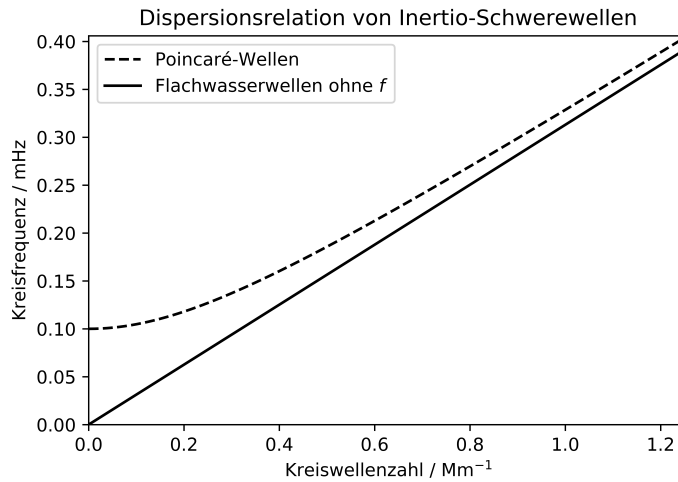


Abbildung 16.1: Die Dispersionsrelation von Poincaré-Wellen im Vergleich zur Dispersion von Flachwasserwellen ohne Coriolis-Beschleunigung. Es wurde mit $f = 10^{-4} \text{ 1/s}$ und $H = 10 \text{ km}$ gerechnet.

„Inertial-Schwerewelle“ ist eher unüblich. Eine weitere Bezeichnung ist *Sverdrup-Welle*.

16.5.4 Kelvin-Wellen

Man geht wieder aus vom Gleichungssystem der Glg.en (16.89) - (16.91), diesmal stellt man sich jedoch die Halbebene $x < 0$ als Küste vor, sodass nur die verbleibende Halbebene $x \geq 0$ vom Fluid beströmt werden kann. Die Randbedingung lautet also

$$u(x=0) = 0. \quad (16.108)$$

Gesucht wird nun nach Lösungen, die dies global erfüllen. Hierzu geht man wieder von der f -Ebene aus. Das Gleichungssystem reduziert sich auf

$$0 = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} + fv, \quad (16.109)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -g \frac{\partial \eta}{\partial y}, \quad (16.110)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + H \frac{\partial v}{\partial y} = 0. \quad (16.111)$$

Aus Glg. (16.109) folgt, dass v geostrophisch balanciert ist, sodass man v aus den verbleibenden beiden Gleichungen eliminieren kann:

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial t \partial x} = -f \frac{\partial \eta}{\partial y}, \quad (16.112)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + H \frac{g}{f} \frac{\partial^2 \eta}{\partial x \partial y} = 0. \quad (16.113)$$

Hier macht man den harmonischen Wellenansatz

$$\eta = \eta_0 \exp [i(k_x x + k_y y - \omega t)], \quad (16.114)$$

woraus folgt

$$-i\omega i k_x = -f i k_y \Rightarrow \omega k_x = -f k_y, \quad (16.115)$$

$$-i\omega + H \frac{g}{f} i k_x i k_y = 0 \Rightarrow i\omega = -H \frac{g}{f} k_x k_y. \quad (16.116)$$

Aus Glg. (16.115) folgt

$$k_x = -\frac{i}{\omega} f k_y, \quad (16.117)$$

was in Glg. (16.116) eingesetzt

$$i\omega = -H \frac{g}{f} k_y \left(-\frac{i}{\omega} f k_y \right) = iH \frac{g}{\omega} k_y^2 \quad (16.118)$$

ergibt. Definiert man κ durch

$$\kappa := \frac{\omega}{\sqrt{gH}} > 0 \quad (16.119)$$

mit einer als positiv angenommenen Kreisfrequenz $\omega > 0$, folgt

$$k_y = \pm \kappa. \quad (16.120)$$

Dies ergibt umgeformt

$$\omega = \pm k_y \sqrt{gH}. \quad (16.121)$$

Mit Glg. (16.115) folgt

$$k_x = \mp i f \frac{1}{\sqrt{gH}}. \quad (16.122)$$

η darf als Funktion des Abstands von der Küste nicht exponentiell ansteigen, daher gilt bei $f > 0$ das negative Vorzeichen in Glg. (16.120), bei $f < 0$ das positive. Auf der Nordhalbkugel hat die Kelvin-Welle die Küste also rechts von der Ausbreitungsrichtung, auf der Südhalbkugel links.

Die Penetrationslängen l der Kelvin-Wellen ergeben sich zu

$$l = l(f, H) = \frac{2\pi \sqrt{gH}}{|f|} = 2\pi R_o \quad (16.123)$$

mit dem in Glg. (16.107) definierten Rossby-Radius R_o .

Abb. 16.2 zeigt die typischen Penetrationslängen von Kelvin-Wellen, diese liegen schnell im Bereich von 1000 - 10000 km, also durchaus im Bereich von zehn bis mehreren hundert Prozent eines Viertels des Erdumfangs. Diese Ausdehnung übersteigt die Gültigkeit der f -Ebene bei weitem.

16.5.4.1 Äquatoriale Kelvin-Wellen

Am Äquator kann man nicht $f = f_o$ setzen, man setzt stattdessen die β -Ebene

$$f = \beta y \quad (16.124)$$

mit

$$\beta := \left. \frac{\partial f}{\partial y} \right|_{\varphi=0} \quad (16.125)$$

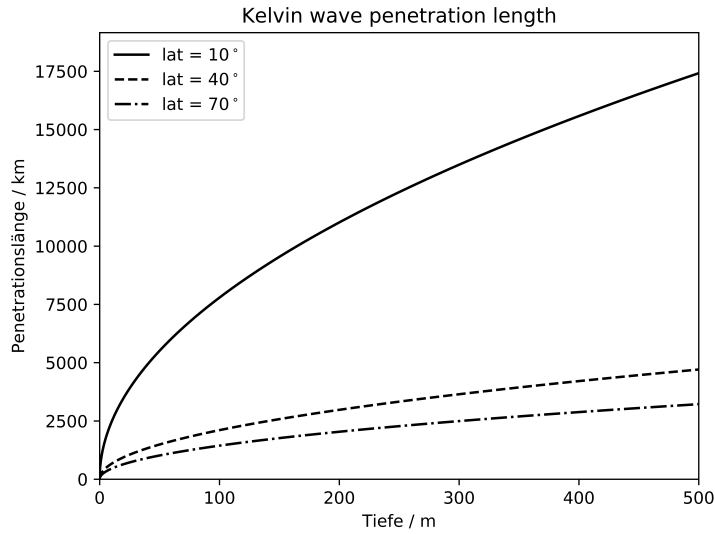


Abbildung 16.2: Penetrationslängen der Kelvin-Wellen.

an. Damit lauten die Glg.en (16.89) - (16.91)

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} + \beta y v, \quad (16.126)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -g \frac{\partial \eta}{\partial y} - \beta y u, \quad (16.127)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + H \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = 0. \quad (16.128)$$

Nun sucht man nach Lösungen mit $v = 0$. In diesem Fall gilt

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x}, \quad (16.129)$$

$$0 = -g \frac{\partial \eta}{\partial y} - \beta y u, \quad (16.130)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + H \frac{\partial u}{\partial x} = 0. \quad (16.131)$$

Über

$$u = -\frac{g}{\beta y} \frac{\partial \eta}{\partial y} \quad (16.132)$$

lässt sich u eliminieren:

$$-\frac{g}{\beta y} \frac{\partial^2 \eta}{\partial t \partial y} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad (16.133)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} - \frac{gH}{\beta y} \frac{\partial^2 \eta}{\partial x \partial y} = 0 \quad (16.134)$$

Der Ansatz

$$\eta = \hat{\eta} \exp [i (k_x x + k_y y - \omega t)] \quad (16.135)$$

führt auf

$$-\frac{g}{\beta y} k_y \omega = -g i k_x \Rightarrow k_y = \frac{\mathbf{i}}{\omega} \beta y i k_x, \quad (16.136)$$

$$-i\omega + \frac{gH}{\beta y} k_x k_y = 0 \Rightarrow \omega^2 = gH k_x^2. \quad (16.137)$$

Es gilt also

$$k_x = \pm \frac{\omega}{\sqrt{gH}}. \quad (16.138)$$

Für k_y folgt

$$k_y = \frac{\mathbf{i}}{\omega} \beta y i k_x = \pm i \frac{\beta y}{\sqrt{gH}}. \quad (16.139)$$

Nur das Pluszeichen kommt in Frage. Die Lösung lautet also

$$\eta = \hat{\eta} \exp \left[i \left(k_x x + i \frac{\beta y^2}{\sqrt{gH}} - \sqrt{gH} k_x t \right) \right]. \quad (16.140)$$

Um die meridionale Ausdehnung y_0 dieser Wellen abzuschätzen, setzt man

$$\mathbf{i} = \frac{2\omega y_0^2}{\sqrt{gH}} \quad (16.141)$$

an. Hieraus folgt

$$y_0 = \sqrt{R \frac{\sqrt{gH}}{2\omega}} = 2071 \text{ km} \quad (16.142)$$

mit R als Äquatorradius und $H = 1 \text{ km}$.

16.5.5 Rossby-Haurwitz-Moden

Rossby-Haurwitz-Moden sind die Eigenmoden der barotropen Vorticitygleichung Glg. (15.92) auf der Kugel. Daher wird in diesem Abschnitt die Notation aus Abschn. 15.1.3.6 übernommen. Kugelflächenfunktionen $Y_{l,m}(\varphi, \lambda)$ mit $l \geq 0$ und $-l \leq m \leq l$ erfüllen

$$\Delta Y_{l,m} \stackrel{\text{Glg. (C.166)}}{=} -\frac{l(l+1)}{a^2} Y_{l,m}. \quad (16.143)$$

Macht man für die Stromfunktion $\psi = \psi(\varphi, \lambda, t)$ den Ansatz

$$\psi = Y_{l,m} e^{-i\omega t}, \quad (16.144)$$

folgt daraus

$$J(\zeta, \psi) = J(\Delta \psi, \psi) \propto \frac{\partial \psi}{\partial \lambda} \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} - \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} \frac{\partial \psi}{\partial \lambda} = 0. \quad (16.145)$$

Setzt man Glg. (16.144) in die barotrope Vorticitygleichung in der Form Glg. (15.101) ein, erhält man somit

$$\begin{aligned}
 \Delta \frac{\partial \psi}{\partial t} &= -\frac{\partial \psi}{a \cos(\varphi) \partial \lambda} l^\beta + \frac{1}{a^2 \cos(\varphi)} J(\Delta \psi, \psi) = -\frac{\partial \psi}{a \cos(\varphi) \partial \lambda} l^\beta \\
 \Delta \frac{\partial \psi}{\partial t} &= -\frac{\partial \psi}{a^2 \cos(\varphi) \partial \lambda} 2\omega \cos(\varphi) = -\frac{\partial \psi}{a^2 \partial \lambda} 2\Omega \\
 \Rightarrow -i\omega l \frac{l(l+1)}{a^2} &= -\frac{2\Omega}{a^2} im \\
 \Rightarrow \omega \frac{l(l+1)}{a^2} &= \frac{2\Omega}{a^2} m
 \end{aligned} \tag{16.146}$$

Hieraus folgt die Dispersionsrelation der Rossby-Haurwitz-Moden:

$$\omega(l, m) = \frac{m}{l(l+1)} 2\Omega \tag{16.147}$$

Im Fall $l = 0$ ist $m = 0$ und Glg. (16.146) ist für jedes ω erfüllt. Aus Glg. (16.147) folgt

$$-\frac{1}{(l+1)} 2\Omega \leq \omega(l, m) \leq \frac{1}{(l+1)} 2\Omega. \tag{16.148}$$

Für die Phasengeschwindigkeit (ausgedrückt als zonale Winkelgeschwindigkeit) erhält man

$$\frac{\omega}{\frac{2\pi}{\Delta \lambda}} = \frac{\omega \Delta \lambda}{2\pi} = \frac{\omega 2\pi}{2\pi m} = \frac{\omega}{m} = \frac{1}{l(l+1)} 2\Omega > 0. \tag{16.149}$$

Rossby-Haurwitz-Moden propagieren also immer nach Osten. Mittels Glg. (15.139), welche lautet

$$\Delta \Phi = \beta \frac{\partial \psi}{\partial y} + f \Delta \psi, \tag{16.150}$$

kann aus ψ das Geopotential Φ bestimmt werden. Zunächst setzt man eine Rossby-Haurwitz-Mode

$$\psi = \psi_0 Y_{l,m} e^{-i\omega t} \tag{16.151}$$

ein, dies impliziert

$$\begin{aligned}
 \Delta \Phi &= \frac{2\Omega \cos(\varphi)}{a^2 \cos(\varphi)} \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} - \frac{2\Omega \sin(\varphi)}{a^2} l(l+1) \psi_0 Y_{l,m} e^{-i\omega t} \\
 \Rightarrow \Delta \Phi &= \frac{2\Omega}{a^2} \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} - \frac{2\Omega \sin(\varphi)}{a^2} l(l+1) \psi_0 Y_{l,m} e^{-i\omega t}.
 \end{aligned} \tag{16.152}$$

Für das Geopotential Φ macht man nun den Ansatz

$$\Phi = \sum_{l'=0}^{\infty} \sum_{m'=-l'}^{l'} \Phi_{l',m'} Y_{l',m'}. \tag{16.153}$$

Setzt man dies ein, erhält man

$$\begin{aligned}
 \sum_{l'=0}^{\infty} \sum_{m'=-l'}^{l'} -\frac{l'(l'+1)}{a^2} \Phi_{l',m'} Y_{l',m'} &= \frac{2\Omega}{a^2} \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} - \frac{2\Omega \sin(\varphi)}{a^2} l(l+1) \psi_0 Y_{l,m} e^{-i\omega t} \\
 \Rightarrow \sum_{l'=0}^{\infty} \sum_{m'=-l'}^{l'} -l'(l'+1) \Phi_{l',m'} Y_{l',m'} &= 2\Omega \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} - 2\Omega \sin(\varphi) l(l+1) \psi_0 Y_{l,m} e^{-i\omega t}.
 \end{aligned} \tag{16.154}$$

Glg. (C.180) lautet

$$\sin(\varphi) Y_{l,m} = \sqrt{\frac{l^2 - m^2}{4l^2 - 1}} Y_{l-1,m} + \sqrt{\frac{(l+1)^2 - m^2}{4(l+1)^2 - 1}} Y_{l+1,m}. \quad (16.155)$$

Dies impliziert

$$\sum_{l'=0}^{\infty} \sum_{m'=-l'}^{l'} -l' (l' + 1) \Phi_{l',m'} Y_{l',m'} = 2\Omega \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} - 2\Omega l (l + 1) \psi_0 \left[\sqrt{\frac{l^2 - m^2}{4l^2 - 1}} Y_{l-1,m} + \sqrt{\frac{(l+1)^2 - m^2}{4(l+1)^2 - 1}} Y_{l+1,m} \right] e^{-i\omega t}. \quad (16.156)$$

16.5.6 Barotrope Rossby-Wellen

In Abschn. 16.5.3 wurde von $\beta = 0$ ausgegangen. In diesem Fall sind die dort hergeleiteten Poincaré-Wellen die allgemeinsten Wellenlösungen. Eine neue Art der Wellen entsteht, wenn man die Breitenabhängigkeit von f berücksichtigt.

Man geht aus von einem homogenen zonalen Grundstrom U . Man nimmt $u_0 = 0$ an, außerdem geht man von $k_y = 0$ aus, die Störungen sollen nur x -abhängig sein. Man weiß schon jetzt:

- Da U homogen ist und $u_0 = 0$, $v = v(x, t)$ gelten, sind die Lösungen divergenzfrei.

Daher kann man die barotrope Vorticitygleichung verwenden. Macht man den Ansatz

$$v = v_0 \exp[i(kx - \omega t)] \quad (16.157)$$

dann gelten

$$\zeta = ikv, \quad \frac{\partial \zeta}{\partial t} = k\omega v, \quad \frac{\partial \zeta}{\partial x} = -k^2 v. \quad (16.158)$$

Setzt man dies in die barotrope Vorticitygleichung ein, erhält man

$$k\omega v_0 = Uk^2 v_0 - v_0 \beta \Leftrightarrow \omega = Uk - \frac{\beta}{k}. \quad (16.159)$$

Glg. (16.159) ist die Dispersionsrelation der barotropen Rossby-Wellen. Umspannen sie einen kompletten Breitenkreis, bezeichnet man sie auch als *planetare Wellen*.

Für die Phasengeschwindigkeit der barotropen Rossby-Wellen gilt

$$c = U - \frac{\beta}{k^2}. \quad (16.160)$$

Im hypothetischen Fall $U \rightarrow 0$, $L = 2\pi a$ und $\varphi = 0$ gilt

$$|c| = 2\omega \frac{1}{a} \frac{4\pi^2 a^2}{4\pi^2} = 2\omega a = 930 \frac{\text{m}}{\text{s}}. \quad (16.161)$$

Dies ist eine betragsmäßige Beschränkung von c . Keine Welle kann sich schneller fortpflanzen als mit der Geschwindigkeit $2\omega a$, und schneller kann das System der herrschenden Gleichungen keine Information übertragen.

16.5.6.1 Anschauliches Verständnis

Die y -Komponente der Impulsgleichung im Flachwassermodell lautet

$$\frac{Dv}{Dt} = -fu - g \frac{\partial \eta}{\partial y}. \quad (16.162)$$

Mache für f eine lineare Taylor-Entwicklung

$$f = f_0 + \beta y. \quad (16.163)$$

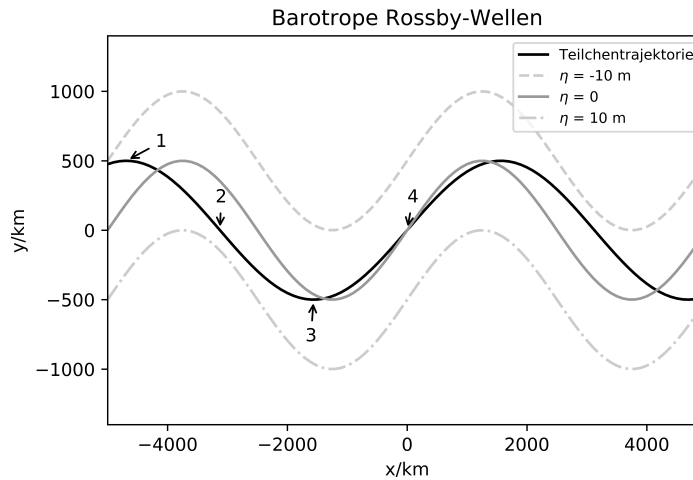


Abbildung 16.3: Veranschaulichung des Prinzips der Erhaltung der absoluten Vorticity. 1: f maximal, ζ minimal, 2: $f = f_0$, $\zeta = 0$, 3: f minimal, ζ maximal, 4: $f = f_0$, $\zeta = 0$. Man beachte auch, dass die Wellenlänge der Teilchentrajektorie größer ist, als die der Welle.

Ein homogener zonaler Grundstrom U kann geostrophisch balanciert werden durch eine Oberflächenauslenkung

$$0 = -f_0 U - g \frac{\partial \eta}{\partial y}. \quad (16.164)$$

In diesem Fall wird Glg. (16.162) zu

$$\frac{D^2 y}{Dt^2} = -\beta U y. \quad (16.165)$$

Dies entspricht einem harmonischen Oszillator mit der Eigenfrequenz

$$\omega_{\text{ind}} = \sqrt{\beta U}. \quad (16.166)$$

Daher muss $U > 0$ westlich sein. Die Eigenfrequenz wurde mit einem Index ind gekennzeichnet, da es sich um die individuelle Schwingungsfrequenz der Teilchen und nicht um die Frequenz ω der Welle handelt.

Eine weitere anschauliche Erklärung ergibt sich aus der barotropen Vorticitygleichung, diese lautet

$$f + \zeta = \text{const.} \quad (16.167)$$

Wird ein Teilchen von seiner Ruhelage auf der Nordhalbkugel bei vorhandenem westlichen Grundstrom nach Norden ausgelenkt, so nimmt f zu. Daher muss ζ abnehmen und das Teilchen erhält antizyklonale relative Vorticity. Anschließend schwingt es über seine Ruhelage hinaus nach Süden, wobei f abnimmt. Daher erhält das Teilchen zyklonale relative Vorticity und schwenkt wieder nach Norden. Der Mechanismus der barotropen Rossby-Wellen ist also die Erhaltung der absoluten Vorticity, s. auch Abb. 16.3.

Barotrope Rossby-Wellen sind trotz der umfassenden Vereinfachungen (Barotropie und Divergenzfreiheit) in der Atmosphäre und im Ozean relevant. In der Atmosphäre sind sie aufgrund ihrer Divergenzfreiheit am ehesten auf die mittlere Troposphäre anwendbar, sie liefern eine einfache Betrachtung des meandernden Polarjets. Hierbei wird häufig der Begriff der Wellenzahl verwendet, eine Welle der Wellenzahl n hat eine zonale räumliche Periode von $\frac{2\pi}{n}$ als Winkel. Rossby-Wellen breiten sich im Ozean aufgrund des geringen östlichen (nach Osten gerichteten) Grundstroms immer nach Westen aus (es ist $\beta > 0$ auf der gesamten Erde).

16.5.7 Ozeanische Tide

Die ozeanische Tide ist ein globales Phänomen, daher kann die Advektion ($\propto 1/\lambda$) vernachlässigt werden. Weiterhin kann von Barotropie ausgegangen werden. Daher verwendet man als Gleichungssystem die linearen Flach-

wassergleichungen Glg.en (13.173) - (13.174). Diese lauten in Komponenten

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial (gd + U)}{a \cos(\varphi) \partial \lambda} + \mathfrak{z} \Omega \sin(\varphi) v, \quad (16.168)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{\partial (gd + U)}{a \partial \varphi} - \mathfrak{z} \Omega \sin(\varphi) u, \quad (16.169)$$

$$\frac{\partial d}{\partial t} = -D \left(\frac{\partial u}{a \cos(\varphi) \partial \lambda} + \frac{\partial v}{a \partial \varphi} - v \frac{\tan(\varphi)}{a} \right). \quad (16.170)$$

Hierbei ist $U = U(\varphi, \lambda, t)$ das *Tidenpotential*. Ω ist die Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation. Diese Gleichungen bezeichnet man auch als Laplace'sche Tidengleichungen (*Laplace's tidal equations (LTEs)*). Man macht hier den Ansatz

$$u = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \tilde{u}_{l,m} Y_{l,m}(\varphi, \lambda) e^{-i\omega t}, \quad v = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \tilde{v}_{l,m} Y_{l,m}(\varphi, \lambda) e^{-i\omega t}, \quad (16.171)$$

$$d = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \tilde{d}_{l,m} Y_{l,m}(\varphi, \lambda) e^{-i\omega t}, \quad U = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \tilde{U}_{l,m} Y_{l,m}(\varphi, \lambda) e^{-i\omega t}, \quad (16.172)$$

hierbei sind $Y_{l,m}(\varphi, \lambda)$ Kugelflächenfunktionen, s. Abschn. C.5. Es gelten

$$\frac{\partial Y_{l,m}}{\partial \varphi} \stackrel{\text{Glg. (C.167)}}{=} -m \tan(\varphi) Y_{l,m} - \sqrt{l^2 - m^2 + l - m} Y_{l,m+1} \exp(-i\lambda), \quad (16.173)$$

$$\frac{\partial Y_{l,m}}{\partial \lambda} \stackrel{\text{Glg. (C.168)}}{=} im Y_{l,m}, \quad (16.174)$$

$$\sin(\varphi) Y_{l,m} \stackrel{\text{Glg. (C.171)}}{=} \sqrt{\frac{l^2 - m^2}{4l^2 - 1}} Y_{l-1,m} + \sqrt{\frac{(l+1)^2 - m^2}{4(l+1)^2 - 1}} Y_{l+1,m}. \quad (16.175)$$

Mit den Abkürzungen

$$f_{l,m} = \sqrt{l^2 - m^2 + l - m}, \quad g_{l,m} = \sqrt{\frac{l^2 - m^2}{4l^2 - 1}}, \quad h_{l,m} = \sqrt{\frac{(l+1)^2 - m^2}{4(l+1)^2 - 1}} \quad (16.176)$$

kann man dies in der Form

$$\frac{\partial Y_{l,m}}{\partial \varphi} \stackrel{\text{Glg. (C.178)}}{=} -m \tan(\varphi) Y_{l,m} - f_{l,m} Y_{l,m+1} \exp(-i\lambda), \quad (16.177)$$

$$\frac{\partial Y_{l,m}}{\partial \lambda} \stackrel{\text{Glg. (C.179)}}{=} im Y_{l,m}, \quad (16.178)$$

$$\sin(\varphi) Y_{l,m} \stackrel{\text{Glg. (C.180)}}{=} g_{l,m} Y_{l-1,m} + h_{l,m} Y_{l+1,m} \quad (16.179)$$

notieren. Setzt man all dies in die LTEs ein, erhält man

$$\begin{aligned}
 & -i\omega \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \tilde{u}_{l,m} Y_{l,m} \\
 & = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l -im \frac{g\tilde{d}_{l,m} + \tilde{U}_{l,m}}{a \cos(\varphi)} Y_{l,m} + \mathbf{z} \Omega \tilde{v}_{l,m} (g_{l,m} Y_{l-1,m} + h_{l,m} Y_{l+1,m}), \quad (16.180)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & -i\omega \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \tilde{v}_{l,m} Y_{l,m} \\
 & = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \frac{g\tilde{d}_{l,m} + \tilde{U}_{l,m}}{a} (m \tan(\varphi) Y_{l,m} + f_{l,m} Y_{l,m+1} \exp(-i\mathcal{L})) - \mathbf{z} \Omega \tilde{u}_{l,m} (g_{l,m} Y_{l-1,m} + h_{l,m} Y_{l+1,m}), \quad (16.181)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & -i\omega \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \tilde{d}_{l,m} Y_{l,m} \\
 & = -\frac{D}{a} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l im \frac{\tilde{u}_{l,m}}{\cos(\varphi)} Y_{l,m} - \tilde{v}_{l,m} (m \tan(\varphi) Y_{l,m} + f_{l,m} Y_{l,m+1} \exp(-i\mathcal{L})) - \tilde{v}_{l,m} \tan(\varphi) Y_{l,m} \\
 & = -\frac{D}{a} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l im \frac{\tilde{u}_{l,m}}{\cos(\varphi)} Y_{l,m} - \tilde{v}_{l,m} [(m + \mathbf{1}) \tan(\varphi) Y_{l,m} + f_{l,m} Y_{l,m+1} \exp(-i\mathcal{L})]. \quad (16.182)
 \end{aligned}$$

Küstenlinien, die Bathymetrie sowie die Bodenreibung modifizieren dies wesentlich.

16.5.7.1 Anschauliches Verständnis

Anders als in vielen anschaulichen Abbildungen ist weniger die vertikale, sondern vorwiegend die horizontale Komponente von $-\nabla U$ für die ozeanische Tide relevant. Etwas unintuitiv ist jedoch die Tatsache, dass an den meisten Orten nicht die Periode ~ 25 Stunden überwiegt, sondern eher die erste harmonische der lunaren Tide mit einer Periode von $\sim 12,5$ Stunden. Um dies anschaulich zu verstehen, legt man ein KS in den Erdmittelpunkt und richtet die negative x-Achse auf den Mond aus. Lunare (auf den Mond bezogene) Größen werden mit dem Index l bezeichnet und terrestrische Größen mit dem Index t . Für die x-Koordinate x_S des Schwerpunktes erhält man

$$x_S = \frac{m_l x_l + m_t x_t}{m_l + m_t} = \frac{m_l x_l}{m_l + m_t} = \frac{\mathbf{1}}{\mathbf{1} + \frac{m_t}{m_l}} x_l = -\mathbf{0},73a. \quad (16.183)$$

Der Schwerpunkt von Mond und Erde befindet sich also innerhalb der Erde. Am Punkt $x = -a$ ist die Tidenkraft f_T also auf den Mond hin gerichtet. Bei $x = a$ gilt

$$f_{T,x} = \omega_l^2 (a - x_S) - \frac{Gm_l}{(a - x_l)^2} = \mathbf{1},73\omega_l^2 a - \frac{Gm_l}{(a - x_l)^2}. \quad (16.184)$$

ω_l ist hierbei die Winkelgeschwindigkeit der Rotation des Mondes um die Erde. Es lässt sich leicht verifizieren, dass

$$f_{T,x} > \mathbf{0} \quad (16.185)$$

gilt. An den beiden bisher betrachteten Punkten hat die Tidenkraft also keine horizontale Komponente. Bewegt man sich von diesen Punkten weg, ist die horizontale Tidenkraft auf diese Punkte hin gerichtet. Dies impliziert, dass es auf jedem Halbkreis zwischen $x = -a$ und $x = a$ einen weiteren Punkt geben muss, an dem $f_T = -\nabla U$ keine Horizontalkomponente hat. Dies legt nahe, dass die Periode $\sim 12,5$ Stunden dominanter ist also die lunare Grundperiode.

16.6 Barokline Wellen

16.6.1 Vertikale Moden

Hier geht man von einem ebenen Untergrund in der Tiefe $z = -D < 0$ aus und fordert die Randbedingungen

$$w(z = 0) = 0, \quad (16.186)$$

$$w(z = -D) = 0. \quad (16.187)$$

Man verwendet folgendes Gleichungssystem, wobei man o. B. d. A. von einer in x-Richtung propagierenden Welle ausgeht:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x}, \quad (16.188)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial z}, \quad (16.189)$$

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} = -\rho_0 \frac{\partial u}{\partial x} - \rho_0 \frac{\partial w}{\partial z}. \quad (16.190)$$

Hierbei ist

$$\rho = \rho_0 + \rho' \quad (16.191)$$

mit einer homogenen Hintergrunddichte ρ_0 und einer Fluktuation ρ' . Analog zerlegt man den Druck p , wobei gelten soll

$$\frac{\partial p_0}{\partial z} = -g\rho_0. \quad (16.192)$$

Man macht nun die Ansätze

$$u = U(z) \exp(ikx - i\omega t), \quad v = V(z) \exp(ikx - i\omega t), \quad (16.193)$$

$$p' = P(z) \exp(ikx - i\omega t), \quad \rho' = \tilde{\rho}(z) \exp(ikx - i\omega t). \quad (16.194)$$

Setzt man dies in das geltende Gleichungssystem ein, folgt

$$-i\omega U = -\frac{ikP}{\rho_0} \Rightarrow \omega U = \frac{kP}{\rho_0}, \quad (16.195)$$

$$-i\omega W = -\frac{P'}{\rho_0} \Rightarrow \omega W = -i\frac{P'}{\rho_0}, \quad (16.196)$$

$$-i\omega \tilde{\rho} = -\rho_0 ikU - \rho_0 W' \Rightarrow \omega \tilde{\rho} = \rho_0 kU - i\rho_0 W'. \quad (16.197)$$

Die dritte Gleichung ist immer erfüllbar, $\tilde{\rho}(z)$ kann entsprechend gewählt werden. Für W macht man den Ansatz

$$W(z) = \hat{w} \sin\left(n\pi \frac{z}{D}\right) \quad (16.198)$$

mit $n \geq 1$. Aus Glg. (16.196) folgt

$$P' = \rho_0 i\omega \hat{w} \sin\left(n\pi \frac{z}{D}\right). \quad (16.199)$$

Für P setzt man daher

$$P(z) = -\frac{D\rho_0 i\omega \hat{w}}{n\pi} \cos\left(n\pi \frac{z}{D}\right) \quad (16.200)$$

an. Setzt man dies in Glg. (16.196) folgt

$$U(z) = \frac{kP}{\omega\rho_0} = -\frac{ki\hat{w}D}{n\pi} \cos\left(n\pi \frac{z}{D}\right). \quad (16.201)$$

Es gilt also

$$\begin{aligned}
 u(x, z, t) &= \frac{Dk\hat{w}}{n\pi} \cos\left(n\pi \frac{z}{D}\right) \exp\left[i\left(kx - \omega t - \frac{\pi}{2}\right)\right] \\
 \Rightarrow u(x, z, t) &= -i \frac{Dk\hat{w}}{n\pi} \cos\left(n\pi \frac{z}{D}\right) \exp[i(kx - \omega t)] \\
 \Rightarrow u(x, z, t) &= -i \frac{Dk\hat{w}}{n\pi} \cos\left(n\pi \frac{z}{D}\right) [\cos(kx - \omega t) + i \sin(kx - \omega t)] \\
 \Rightarrow u(x, z, t) &= \frac{Dk\hat{w}}{n\pi} \cos\left(n\pi \frac{z}{D}\right) [-i \cos(kx - \omega t) + \sin(kx - \omega t)] \\
 \Rightarrow \Re(u(x, z, t)) &= \frac{Dk\hat{w}}{n\pi} \cos\left(n\pi \frac{z}{D}\right) \sin(kx - \omega t). \tag{16.202}
 \end{aligned}$$

Dier Horizontaldivergenz δ an der Oberfläche ergibt sich zu

$$\delta(z=0) = \frac{\partial \Re(u(x, z, t))}{\partial x} = \frac{Dk^2 \hat{w}}{n\pi} \cos\left(n\pi \frac{z}{D}\right) \cos(kx - \omega t). \tag{16.203}$$

Vertikale Moden führen also an der Oberfläche zu alternierenden Streifen von Divergenz und Konvergenz. Im Bereich der Konvergenz werden die Oberflächenwellen horizontal komprimiert, was das Wellenfeld destabilisiert, andersherum wird das Wellenfeld im Bereich der Divergenz stabilisiert, wozu auch beiträgt, dass in diesem Bereich das Wasser aus der Tiefe an die Oberfläche kommt und dieses Wasser noch keiner Windeinwirkung ausgesetzt war.

Die Mode $n=0$ bezeichnet man auch als externe Mode, da diese keine interne vertikale Struktur hat.

16.6.2 Schwerewellen

Barokline Schwerewellen sind das barokline Analogon zu Poincaré-Wellen. Man macht zunächst einen Störungsansatz der Form

$$u = U + u', \quad v = v', \quad w = w', \tag{16.204}$$

$$p = p_0(z) + p', \quad \theta = \theta_0(z) + \theta', \quad f = f_0. \tag{16.205}$$

Wegen Glg. (16.205) ist Glg. (16.204) keine Beschränkung des Hintergrundstroms auf die x-Richtung, durch eine Rotation des Koordinatensystems um die vertikale Achse kann der Hintergrundwind jede Richtung annehmen. Insbesondere werden alle Krümmungsterme vernachlässigt und man kann kartesische Koordinaten (x, y, z) verwenden. Der Hintergrundzustand soll hydrostatisch sein, also

$$\frac{\partial p_0}{\partial z} = -g\theta_0(z) \tag{16.206}$$

erfüllen. Es wird von einem trockenadiabatischen System ausgegangen, in einem solchen wird der Erste Hauptsatz der Thermodynamik zu

$$\frac{D\theta}{Dt} = 0 \quad \Leftrightarrow \quad \frac{D\theta}{Dt} + \frac{D\theta'}{Dt} = 0 \quad \Leftrightarrow \quad \frac{D\theta'}{Dt} + w' \frac{d\theta_0}{dz} = 0. \tag{16.207}$$

Man führt nun eine genäherte materielle Ableitung $\tilde{\frac{D}{Dt}}$ ein, bei der Störprodukte vernachlässigt werden. Im Folgenden werden hierfür Gleichheitszeichen notiert. Damit erhält man

$$\frac{\tilde{D}\theta'}{Dt} + w' \frac{d\theta_0}{dz} = 0. \tag{16.208}$$

Multipliziert man diese Gleichung mit $\frac{g}{\theta_0}$, folgt

$$\frac{\tilde{D}b'}{Dt} + w' \frac{g}{\theta_0} \frac{d\theta_0}{dz} = 0, \tag{16.209}$$

wobei die Definition der sogenannten *buoyancy*

$$b' := g \frac{\theta'}{\theta_0} \tag{16.210}$$

eingesetzt wurde. Aus Glg. (16.253) entnimmt man

$$\frac{g}{\theta_o} \frac{d\theta_o}{dz} = N^2, \quad (16.211)$$

was auf

$$\frac{\tilde{D}b'}{Dt} + w'N^2 = 0 \quad (16.212)$$

führt. Mit Glg. (9.69) erhält man

$$\begin{aligned} \frac{Dp}{Dt} + \frac{c^{(p)}}{c^{(V)}} p \nabla \cdot \mathbf{v} &= 0 \\ \Leftrightarrow \frac{1}{\kappa p} \frac{Dp}{Dt} + \nabla \cdot \mathbf{v} &= 0 \\ \Leftrightarrow \frac{1}{\kappa \varrho R_d T} \frac{Dp}{Dt} + \nabla \cdot \mathbf{v} &= 0. \end{aligned} \quad (16.213)$$

Mit Glg. (16.42) kann man dies in Termen der Schallgeschwindigkeit ausdrücken:

$$\frac{1}{c_s^2 \varrho} \frac{Dp}{Dt} + \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (16.214)$$

Linearisiert man diese Gleichung, erhält man

$$\begin{aligned} \frac{1}{c_s^2 \varrho} \frac{\tilde{D}p}{Dt} + \nabla \cdot \mathbf{v}' &= 0 \\ \Leftrightarrow \frac{1}{c_s^2 \varrho_o} \frac{\tilde{D}p'}{Dt} + \frac{1}{c_s^2 \varrho_o} w' \frac{dp_o}{dz} + \nabla \cdot \mathbf{v}' &= 0 \\ \Leftrightarrow \frac{1}{c_s^2 \varrho_o} \frac{\tilde{D}p'}{Dt} - \frac{g}{c_s^2} w' + \nabla \cdot \mathbf{v}' &= 0. \end{aligned} \quad (16.215)$$

Für die vertikale Bewegungsgleichung erhält man mit Glg. (13.151)

$$\frac{\tilde{D}w'}{Dt} = -g - \frac{1}{\varrho} \frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{1}{\varrho} \frac{\partial p'}{\partial z} - \left(\frac{1}{\varrho} \right)' \frac{\partial p_o}{\partial z} \approx -\frac{1}{\varrho_o} \frac{\partial p'}{\partial z} + \frac{\varrho'}{\varrho_o^2} \frac{\partial p_o}{\partial z} = -\frac{1}{\varrho_o} \frac{\partial p'}{\partial z} - \frac{g\varrho'}{\varrho_o}. \quad (16.216)$$

Um die Störung in der Dichte durch Störungen in der potentiellen Temperatur und im Druck auszudrücken, notiert man Glg. (9.65) in der Form

$$\varrho = \frac{p_{\text{ref}}^{R_d/c^{(p)}}}{R_d} \frac{p^{1/\kappa}}{\theta}. \quad (16.217)$$

In erster Ordnung gilt somit

$$\varrho' = \frac{1}{\kappa} \frac{\varrho_o}{p_o} p' - \frac{\varrho_o}{\theta} \theta' \approx \frac{p'}{c_s^2} - \frac{\varrho_o}{\theta_o} \theta' \quad (16.218)$$

Hieraus folgt

$$\frac{\tilde{D}w'}{Dt} = -\frac{1}{\varrho_o} \frac{\partial p'}{\partial z} - \frac{gp'}{\varrho_o c_s^2} + \frac{g}{\theta_o} \theta' = -\frac{1}{\varrho_o} \frac{\partial p'}{\partial z} - \frac{gp'}{\varrho_o c_s^2} + b'. \quad (16.219)$$

Zusammenfassend lautet das linearisierte Gleichungssystem

$$\frac{\tilde{D}u'}{Dt} = fv' - \frac{1}{\varrho_o} \frac{\partial p'}{\partial x}, \quad (16.220)$$

$$\frac{\tilde{D}v'}{Dt} = -fu' - \frac{1}{\varrho_o} \frac{\partial p'}{\partial y}, \quad (16.221)$$

$$\frac{\tilde{D}w'}{Dt} = b' - \frac{1}{\varrho_o} \frac{\partial p'}{\partial z} - \frac{g}{c_s^2 \varrho_o} p', \quad (16.222)$$

$$\frac{\tilde{D}b'}{Dt} = -w' N^2, \quad (16.223)$$

$$\frac{1}{c_s^2 \varrho_o} \frac{\tilde{D}p'}{Dt} = \frac{g}{c_s^2} w' - \nabla \cdot \mathbf{v}'. \quad (16.224)$$

Dabei wurden Terme, die mit der hydrostatischen Approximation wegfallen würden, **blau** markiert, und alle Terme, die unter Vernachlässigung von Schallwellen verschwinden würden, **rot**. Störend ist die vertikale Abhängigkeit von ϱ_o . Daher definiert man

$$u'' := \sqrt{\frac{\varrho_o}{\varrho_{\text{SFC}}}} u', \quad v'' := \sqrt{\frac{\varrho_o}{\varrho_{\text{SFC}}}} v', \quad w'' := \sqrt{\frac{\varrho_o}{\varrho_{\text{SFC}}}} w', \quad (16.225)$$

$$b'' := \sqrt{\frac{\varrho_o}{\varrho_{\text{SFC}}}} b', \quad p'' := \sqrt{\frac{\varrho_{\text{SFC}}}{\varrho_o}} p'. \quad (16.226)$$

was man als *Bretherton-Transformation* bezeichnet. Dabei bezeichnet der Index SFC die Werte an der Erdoberfläche. Die Transformation erfolgt im Wesentlichen durch Multiplikation des Gleichungssystems mit $\sqrt{\frac{\varrho_o}{\varrho_{\text{SFC}}}}$. Besondere Aufmerksamkeit benötigen dabei die vertikalen Ableitungen:

$$\frac{dw'}{dz} = \sqrt{\frac{\varrho_{\text{SFC}}}{\varrho_o}} \frac{dw''}{dz} - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varrho_{\text{SFC}}}{\varrho_o}} w'' \frac{1}{\varrho_o} \frac{d\varrho_o}{dz} = \sqrt{\frac{\varrho_{\text{SFC}}}{\varrho_o}} \frac{dw''}{dz} + \frac{H}{2} w' \quad (16.227)$$

$$\frac{dp'}{dz} = \sqrt{\frac{\varrho_o}{\varrho_{\text{SFC}}}} \frac{dp''}{dz} + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varrho_o}{\varrho_{\text{SFC}}}} p'' \frac{1}{\varrho_o} \frac{d\varrho_o}{dz} = \sqrt{\frac{\varrho_o}{\varrho_{\text{SFC}}}} \frac{dp''}{dz} + \frac{1}{2} p' \frac{1}{\varrho_o} \frac{d\varrho_o}{dz} = \sqrt{\frac{\varrho_o}{\varrho_{\text{SFC}}}} \frac{dp''}{dz} - \frac{H}{2} p' \quad (16.228)$$

Dabei wurde

$$\frac{1}{\varrho_o} \frac{d\varrho_o}{dz} = -\frac{1}{H} \quad (16.229)$$

mit der Skalenhöhe H eingesetzt. Hieraus folgt

$$-\frac{1}{\varrho_o} \frac{\partial p'}{\partial z} = -\sqrt{\frac{1}{\varrho_o \varrho_{\text{SFC}}}} \frac{dp''}{dz} + \frac{H}{2\varrho_o} p' = -\sqrt{\frac{1}{\varrho_o \varrho_{\text{SFC}}}} \frac{dp''}{dz} + \frac{H}{2\sqrt{\varrho_o \varrho_{\text{SFC}}}} p'', \quad (16.230)$$

$$-\frac{\partial w'}{\partial z} = -\sqrt{\frac{\varrho_{\text{SFC}}}{\varrho_o}} \frac{dw''}{dz} - \frac{H}{2} w' = -\sqrt{\frac{\varrho_{\text{SFC}}}{\varrho_o}} \frac{dw''}{dz} - \frac{H}{2} \sqrt{\frac{\varrho_{\text{SFC}}}{\varrho_o}} w''. \quad (16.231)$$

Dies führt zusammenfassend auf folgendes Gleichungssystem:

$$\frac{\tilde{D}u''}{Dt} = fv'' - \frac{\mathbf{I}}{\ell_{\text{SFC}}} \frac{\partial p''}{\partial x} \quad (16.232)$$

$$\frac{\tilde{D}v''}{Dt} = -fu'' - \frac{\mathbf{I}}{\ell_{\text{SFC}}} \frac{\partial p''}{\partial y} \quad (16.233)$$

$$\frac{\tilde{D}w''}{Dt} = b'' - \frac{\mathbf{I}}{\ell_{\text{SFC}}} \frac{\partial p''}{\partial z} + \left(\frac{\mathbf{I}}{2H} - \frac{g}{c_s^2} \right) \frac{p''}{\ell_{\text{SFC}}}, \quad (16.234)$$

$$\frac{\tilde{D}b''}{Dt} = -w''N^2 \quad (16.235)$$

$$\frac{\mathbf{I}}{c_s^2 \ell_{\text{SFC}}} \frac{\tilde{D}p''}{Dt} = \left(\frac{g}{c_s^2} - \frac{\mathbf{I}}{2H} \right) w'' - \nabla_h \cdot \mathbf{v}_h'' - \frac{\partial w''}{\partial z} \quad (16.236)$$

Für jede der fünf auftretenden Variablen macht man nun einen Ansatz

$$\psi'' = A_\psi \exp[i(kx + ly + mz - \omega t)], \quad (16.237)$$

wobei A_ψ komplex sein kann. Es gilt

$$\frac{\tilde{D}A_\psi}{Dt} = i(Uk - \omega)A_\psi = -i\omega_I A_\psi, \quad (16.238)$$

wobei die Definition der sogenannten *intrinsic frequency*

$$\omega_I := \omega - kU \quad (16.239)$$

eingesetzt wurde. Dies ist die Frequenz, die im mit der Geschwindigkeit U mitbewegten Koordinatensystem gemessen werden würde. Notiert man das hergeleitete Gleichungssystem als Matrix A und vernachlässigt dabei die Schallwellenterme (rote Terme), erhält man

$$A \cdot \begin{pmatrix} A_u \\ A_v \\ A_w \\ A_b \\ A_{p/\ell_{\text{SFC}}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -i\omega_I & -f & 0 & 0 & ik \\ f & -i\omega_I & 0 & 0 & il \\ 0 & 0 & -i\omega_I & -\mathbf{I} & im - \frac{1}{2H} \\ 0 & 0 & N^2 & -i\omega_I & 0 \\ ik & il & im + \frac{1}{2H} & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} A_u \\ A_v \\ A_w \\ A_b \\ A_{p/\ell_{\text{SFC}}} \end{pmatrix} = 0. \quad (16.240)$$

Nichttriviale Lösungen existieren, falls die Determinante A von A verschwindet:

$$\begin{aligned} A &\stackrel{!}{=} 0 \\ \Leftrightarrow 0 &= -i\omega_I \left\{ -i\omega_I \left[i\omega_I \left(-m^2 - \frac{\mathbf{I}}{4H^2} \right) \right] - il[-i\omega_I^2 l + N^2 il] \right\} \\ &\quad + f \left\{ f \left[i\omega_I \left(-m^2 - \frac{\mathbf{I}}{4H^2} \right) \right] - il[-\omega_I^2 ik + ikN^2] \right\} \\ &\quad + ik[f(-\omega_I^2 il + ilN^2) - ik(\omega_I^3 - N^2 i\omega_I)] \\ \Leftrightarrow 0 &= (f^2 - \omega_I^2) i\omega_I \left(-m^2 - \frac{\mathbf{I}}{4H^2} \right) - \omega_I l[-i\omega_I^2 l + N^2 il] + k^2(\omega_I^3 - N^2 i\omega_I) \end{aligned} \quad (16.241)$$

Hierbei heben sich die magenta eingefärbten Terme gegenseitig auf. Die geostrophische Mode $\omega_I = 0$ interessiert hier nicht weiter, weshalb Division durch $i\omega_I$ erfolgen kann:

$$\begin{aligned} 0 &= (f^2 - \omega_I^2) \left(-m^2 - \frac{\mathbf{I}}{4H^2} \right) + \omega_I^2 l^2 - N^2 l^2 + k^2(\omega_I^2 - N^2) \\ \Leftrightarrow \omega_I^2 \left(k^2 + l^2 + m^2 + \frac{\mathbf{I}}{4H^2} \right) &= f^2 \left(m^2 + \frac{\mathbf{I}}{4H^2} \right) + N^2(l^2 + k^2) \end{aligned}$$

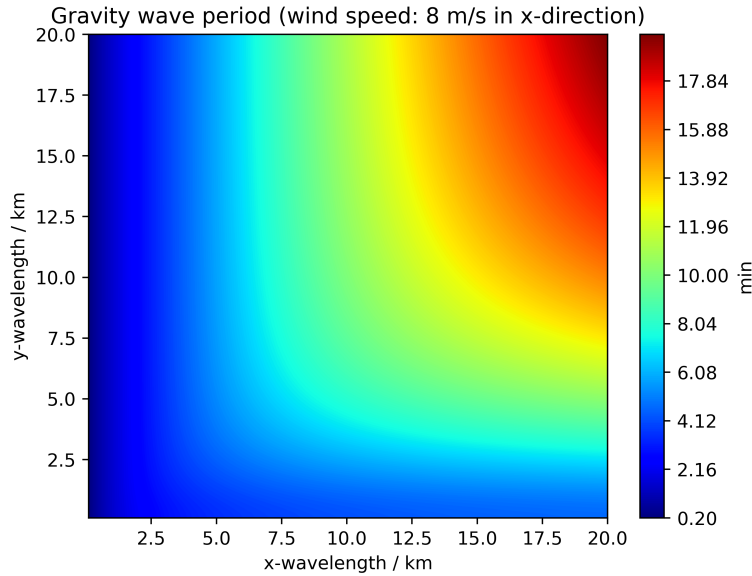


Abbildung 16.4: Dispersionsrelation von Schwerewellen. Es wurde von einer vertikalen Wellenlänge von 2 km ausgegangen.

$$\Leftrightarrow \omega_I^2 = \frac{f^2 \left(m^2 + \frac{1}{4H^2} \right) + N^2 (k^2 + l^2)}{m^2 + \frac{1}{4H^2} + k^2 + l^2} \quad (16.242)$$

Dies ist die *Dispersionsrelation von Schwerewellen*, diese ist außerdem in Abb. 16.4 visualisiert. ω_I^2 ist ein gewichtetes Mittel aus den Anteilen f^2 und N^2 mit den Gewichtungsfaktoren $m^2 + \frac{1}{4H^2}$ und $k^2 + l^2$. ω_I^2 liegt also immer zwischen f^2 und N^2 .

Häufig möchte man die Periodendauer der zu erwartenden Oszillation als Funktion des atmosphärischen Hintergrundzustandes (U, N) wissen. Die Periode unter der Annahme, dass der Wellenvektor parallel zum Hintergrundwind ist, ist in Abb. 16.5 dargestellt.

16.6.2.1 Grenzfälle

Für $k^2 + l^2 \rightarrow 0$ (horizontal relativ zum Grundstrom nicht propagierende Wellen) erhält man aus Glg. (16.242) Inertialwellen:

$$\lim_{k^2 + l^2 \rightarrow 0} \omega^2 = f^2 \quad (16.243)$$

Für $m^2 + \frac{1}{4H^2} \rightarrow \infty$ erhält man aus Glg. (16.242) Schwingungen mit der Frequenz N :

$$\lim_{m^2 + \frac{1}{4H^2} \rightarrow \infty} \omega^2 = N^2 \quad (16.244)$$

$H \rightarrow \infty$ kann als Vernachlässigung vertikaler Dichtefluktuations interpretiert werden. $m \rightarrow 0$ bedeutet, dass der Wellenvektor rein horizontal ausgerichtet ist. Diese Wellen entstehen im kontinuierlichen, thermisch stabilen Medium bei vertikaler Auslenkung eines Teilchens. Ein Teilchen der Dichte $\rho_o = \rho(z_o)$ habe seine Ruhelage in der Höhe z_o , die hier o. B. d. A. zu $z_o = 0$ festgelegt sei. Lenkt man das Teilchen vertikal aus, lautet die Bewegungsgleichung

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = -\frac{1}{\rho_o} \frac{\partial p}{\partial z} - g = g \frac{\rho}{\rho_o} - g = \frac{g}{\rho_o} (\rho - \rho_o), \quad (16.245)$$

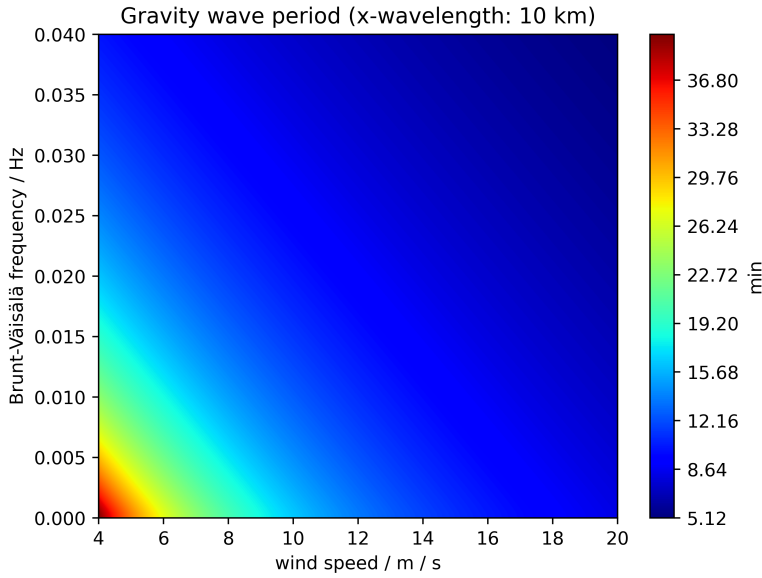


Abbildung 16.5: Periodendauern von Schwerewellen in Abhängigkeit vom atmosphärischen Hintergrundzustand. Es wurde von einer vertikalen Wellenlänge von 2 km und $k_y = 0$ ausgegangen.

$z(t)$ sei die Auslenkung. Hierbei wurde angenommen, dass das Teilchen seine Dichte während der Auslenkung nicht ändert. Nähert man die Abweichung $\rho(z) - \rho_0$ mittels einer Taylor-Entwicklung zu

$$\rho(t) - \rho_0 = \frac{\partial \rho}{\partial z}(z=0)z, \quad (16.246)$$

so folgt für die Schwingungsgleichung

$$\frac{d^2 z}{dt^2}(t) = \frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial z} z(t). \quad (16.247)$$

Setzt man $z = Z_1 \exp(iNt) + Z_2 \exp(-iNt)$ an, so folgt für die Kreisfrequenz

$$N^2 = -\frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial z}, \quad (16.248)$$

N ist die *Brunt-Väisälä-Frequenz*, sie ist ein Maß für die Stabilität. Setzt man N in (16.247) ein, erhält man

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = -N^2 z. \quad (16.249)$$

Hieran sieht man, dass im Fall $N^2 > 0$ eine Sinusschwingung als Lösung folgt, während im Fall $N^2 < 0$ eine reelle Exponentialfunktion die Lösung ist, da das Teilchen von seinem Ursprungsort wegbeschleunigt wird. Im Fall $N^2 > 0$ ist die Schichtung also *stabil*, während sie im Fall $N^2 < 0$ *labil* ist. Eine stabile Schichtung bezeichnet man auch als starke Schichtung. Im Fall $N^2 = 0$ ist die Schichtung *neutral*.

Die obige Herleitung ist noch nicht ganz vollständig, da Inkompressibilität angenommen wurde. Streng genommen bleibt bei der Auslenkung nicht die Dichte, sondern die potentielle Dichte bezogen auf das Referenzniveau erhalten. Bezeichnet $\tilde{\rho}(z)$ die Dichte des Teilchens bei einer Auslenkung z , so wird damit Gleichung (16.245) zu

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{1}{\tilde{\rho}(z)} g \rho(z) - g = \frac{g}{\tilde{\rho}(z)} (\rho(z) - \tilde{\rho}(z)). \quad (16.250)$$

Der Ausdruck $\rho(z) - \tilde{\rho}(z)$ ist die Dichtedifferenz zwischen dem umgebenden Fluid und dem betrachteten Teilchen.

Bringt man beide Systeme nun adiabatisch auf $z = \circ$, so gilt nach Glg. (9.44) für ihre Dichtedifferenz

$$\Delta \varrho = (\varrho(z) - \tilde{\varrho}(z)) \left(\frac{p_\circ}{p} \right)^{1/\gamma}. \quad (16.251)$$

Hierbei sind $p := p(z)$ und $p_\circ := p(\circ)$. In erster Ordnung ist $p = p_\circ$, $\Delta \varrho$ ist dann die Differenz der potentiellen Dichten in Bezug aufs Referenzniveau $z = \circ$. Deshalb kann man auch die potentiellen Dichten ϱ_θ (bezogen auf $z = \circ$) einsetzen. Man erhält in erster Ordnung

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{g}{\tilde{\varrho}(z)} (\varrho_\theta(z) - \varrho_\theta(\circ)) = \frac{g}{\tilde{\varrho}(z)} \frac{\partial \varrho_\theta}{\partial z} z. \quad (16.252)$$

Für die Brunt-Väisälä-Frequenz folgt

$$N^2 = - \frac{g}{\varrho_\theta} \frac{\partial \varrho_\theta}{\partial z}. \quad (16.253)$$

Dies ist der allgemeine Ausdruck für die Brunt-Väisälä-Frequenz in einem kompressiblen Medium. N^2 ist ein Feld, was von allen drei Koordinaten und der Zeit abhängen kann. Die potentielle Dichte muss dabei immer auf das Niveau bezogen werden, auf dem man sich befindet. In einer trockenen Atmosphäre kann man N^2 auch über die potentielle Temperatur θ ausdrücken:

$$\varrho_\theta = \frac{p_\circ}{R_d \theta} \quad (16.254)$$

Somit folgt

$$\frac{\partial \varrho_\theta}{\partial z} = - \frac{p_\circ}{R_d \theta^2} \frac{\partial \theta}{\partial z}. \quad (16.255)$$

Für die Brunt-Väisälä-Frequenz bedeutet dies

$$N^2 = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}. \quad (16.256)$$

Solche Wellen, die im Englischen auch als *buoyancy oscillations* bezeichnet werden (die deutsche Übersetzung „Schichtungswelle“ ist eher unüblich) entstehen zum Beispielen als Leewellen hinter Orographie, in diesem Fall ergeben sich sinusförmige Trajektorien $(ut, z_\circ \sin(Nt))^T$. Wird dabei Sättigung erreicht, entstehen in den Wellenbergen Wolken.

16.6.2.2 Hydrostatische Schwerewellen

Vernachlässigung der **blauen** Terme in Glg. (16.242) liefert die *Dispersionsrelation von hydrostatischen Schwerewellen*:

$$\omega_I^2 = f^2 + N^2 \frac{k^2 + l^2}{m^2 + \frac{1}{4H^2}} \quad (16.257)$$

16.6.2.3 Gruppengeschwindigkeit

Aus dieser Gleichung folgt

$$\nabla_k \omega_I^2 = \begin{pmatrix} \frac{2N^2 k}{m^2 + \frac{1}{4H^2}} \\ \frac{2N^2 l}{m^2 + \frac{1}{4H^2}} \\ -2m \frac{N^2 (k^2 + l^2)}{(m^2 + \frac{1}{4H^2})^2} \end{pmatrix}. \quad (16.258)$$

Mit $\omega' = \text{sign}(\omega) \sqrt{\omega^2}' = \frac{1}{2\omega} (\omega^2)'$ erhält man für die Gruppengeschwindigkeit hydrostatischer barokliner Schwerewellen

$$\mathbf{c}_{\text{gr}} = \frac{\mathbf{I}}{\omega_I} \begin{pmatrix} \frac{N^2 k}{m^2 + \frac{1}{4H^2}} \\ \frac{N^2 l}{m^2 + \frac{1}{4H^2}} \\ -m \frac{N^2 (k^2 + l^2)}{(m^2 + \frac{1}{4H^2})^2} \end{pmatrix} = \frac{\mathbf{I}}{\omega_I} \frac{N^2}{m^2 + \frac{1}{4H^2}} \begin{pmatrix} k \\ l \\ -m \frac{k^2 + l^2}{m^2 + \frac{1}{4H^2}} \end{pmatrix}. \quad (16.259)$$

Horizontal zeigt die Gruppengeschwindigkeit also in die gleiche Richtung wie die Phasengeschwindigkeit. Vertikal haben die beiden Geschwindigkeiten entgegengesetzte Vorzeichen. Für die vertikale Wellenlänge l_z gilt

$$m^2 = \frac{4\pi^2}{l_z^2} \Rightarrow \frac{m^2}{\frac{1}{4H^2}} = \frac{16\pi^2 H^2}{l_z^2} \approx 158 \frac{H^2}{l_z^2}. \quad (16.260)$$

Häufig gilt

$$\frac{m^2}{\frac{1}{4H^2}} \gg 1. \quad (16.261)$$

Unter dieser Voraussetzung gilt

$$\mathbf{c}_{\text{gr}} = \frac{\text{sign}(\omega_I)}{\sqrt{f^2 + \frac{N^2}{m^2} (k^2 + l^2)}} \frac{N^2}{m^2} \begin{pmatrix} k \\ l \\ -\frac{k^2 + l^2}{m} \end{pmatrix} = \frac{\text{sign}(\omega_I)}{\sqrt{f^2 m^2 + N^2 (k^2 + l^2)}} \frac{N^2}{m} \begin{pmatrix} k \\ l \\ -\frac{k^2 + l^2}{m} \end{pmatrix} \quad (16.262)$$

$$\Rightarrow \mathbf{c}_{\text{gr}} \cdot \mathbf{k} \propto k^2 + l^2 - (k^2 + l^2) = 0. \quad (16.263)$$

Phasengeschwindigkeit und Gruppengeschwindigkeit stehen also senkrecht aufeinander.

16.6.2.4 Amplitudenverhalten

Aus der Bretherton-Transformation Glg.en (16.225) - (16.226) und Glg. (16.229) folgt

$$u' := \sqrt{\frac{\rho_{\text{SFC}}}{\rho_o}} u'' = \exp\left(\frac{z}{2H}\right) u'', \quad v' := \sqrt{\frac{\rho_{\text{SFC}}}{\rho_o}} v'' = \exp\left(\frac{z}{2H}\right) v'', \quad (16.264)$$

$$w' := \sqrt{\frac{\rho_{\text{SFC}}}{\rho_o}} w'' = \exp\left(\frac{z}{2H}\right) w'', \quad p' := \sqrt{\frac{\rho_o}{\rho_{\text{SFC}}}} p'' = \exp\left(-\frac{z}{2H}\right) p''. \quad (16.265)$$

Die Amplitude der Bewegungen nimmt also mit der Höhe exponentiell zu, die Höhe der Druckschwankungen nimmt exponentiell ab.

16.6.2.5 Leewellen

Leewellen sind stationär, d. h. es gilt $\omega = 0$. Hieraus folgt

$$\omega_I = \omega - Uk = -Uk \Rightarrow \omega_I^2 = U^2 k^2. \quad (16.266)$$

Geht man von hydrostatischen Schwerewellen aus, kann man dies mit Glg. (16.257) gleichsetzen, hieraus folgt

$$\omega_I^2 = U^2 k^2 = f^2 + \frac{N^2 (k^2 + l^2)}{m^2 + \frac{1}{4H^2}}. \quad (16.267)$$

Geht man von $m^2 \gg \frac{1}{4H^2}$, $f = 0$ und $l = 0$ aus, folgt

$$\omega_I^2 = U^2 k^2 = \frac{N^2 k^2}{m^2} \Rightarrow U^2 = \frac{N^2}{m^2} \Rightarrow m^2 = \frac{N^2}{U^2}. \quad (16.268)$$

Hieraus folgt für die intrinsische Phasengeschwindigkeit

$$\mathbf{c}_{I,\text{ph}} = \frac{\omega_I}{\sqrt{k^2 + m^2}} \frac{\mathbf{k}}{|\mathbf{k}|} = -\frac{Uk}{k^2 + m^2} \begin{pmatrix} k \\ 0 \\ m \end{pmatrix} \quad (16.269)$$

Index	Druck / hPa	definierte Funktion
0	0	$\omega_0 = 0$ (Randbedingung)
1	250	ψ_1
2	500	ω_2
3	750	ψ_3
4	1000	$\omega_4 = 0$ (Randbedingung)

Tabelle 16.1: Übersicht über das quasigeostrophische Zweischichtmodell. Vgl. [17].

sowie für die intrinsische Gruppengeschwindigkeit

$$\mathbf{c}_{I,\text{gr}} = \nabla_k \omega_I = \begin{pmatrix} -\frac{N}{\sigma} \frac{m}{k} \\ \frac{Nk}{m^2} \end{pmatrix}. \quad (16.270)$$

Die intrinsische Phasengeschwindigkeit ist also nach unten und entgegen der Windrichtung ausgerichtet, die intrinsische Gruppengeschwindigkeit ist ebenfalls negativ in x-Richtung, jedoch nach oben gerichtet.

Im Fall nicht-hydrostatischer Schwerewellen gilt mit Glg. (16.242), ebenfalls unter den Annahmen $f = 0$ und $l = 0$,

$$\begin{aligned} U^2 k^2 &= \frac{N^2 k^2}{m^2 + \frac{1}{4H^2} + k^2} \Leftrightarrow U^2 \left(k^2 + m^2 + \frac{1}{4H^2} \right) = N^2 \\ \Leftrightarrow m^2 &= \frac{N^2}{U^2} - k^2 - \frac{1}{4H^2}. \end{aligned} \quad (16.271)$$

Im Fall $m^2 < 0$ sind die Wellen vertikal evaneszent, können also vertikal nicht propagieren. Dies ist der Fall für

$$\begin{aligned} \frac{N^2}{U^2} - k^2 - \frac{1}{4H^2} &< 0 & \Leftrightarrow k^2 &> \frac{N^2}{U^2} - \frac{1}{4H^2} \\ \Leftrightarrow \frac{4\pi^2}{l_x^2} &> \frac{N^2}{U^2} - \frac{1}{4H^2} & \Leftrightarrow \frac{l_x^2}{4\pi^2} &< \frac{1}{\frac{N^2}{U^2} - \frac{1}{4H^2}} \\ \Leftrightarrow l_x &< \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{N^2}{U^2} - \frac{1}{4H^2}}}. \end{aligned} \quad (16.272)$$

Diejenigen Spektralanteile der Orographie, welche diese Ungleichung erfüllen, können also keine nach oben propagierenden Wellen erzeugen. Einsetzen typischer Werte von $N = 0,02$ Hz, $U = 8$ m/s und $H = 8$ km ergibt $l_x \approx 2,5$ km. Bei höherer Windgeschwindigkeit nimmt l_x zu.

16.6.3 Rossby-Wellen

Um sogenannte *Rossby-Wellen* zu verstehen, verwendet man das in Abschn. 13.11 hergeleitete quasigeostrophische Gleichungssystem, bestehend aus Tendenzgleichung Glg. (13.226) und ω -Gleichung Ggl. (13.231), hier jedoch in diskretisierter Form. Die prognostischen (den Zustand festlegenden) Variablen sind hier zwei Stromfunktionen ψ_1, ψ_3 . Die sich insgesamt ergebenden fünf Schichten sind in Tab. 16.1 zusammengefasst. Es wird mit den Randbedingungen $\omega_0 = \omega_4 = 0$ gerechnet. Diesen Ansatz bezeichnet man als *quasigeostrophisches Zweischichtmodell*.

Für die quasigeostrophischen potentiellen Vorticities gilt

$$q_1 = f + \Delta\psi_1 + \frac{f_0}{\sigma} \frac{\frac{\partial\psi}{\partial p}\big|_3 - \frac{\partial\psi}{\partial p}\big|_0}{\Delta p} = f + \Delta\psi_1 + \frac{f_0}{\sigma\Delta p^2} (\psi_3 - \psi_1) - \frac{f_0}{\sigma\Delta p} \frac{\partial\psi}{\partial p}\big|_0, \quad (16.273)$$

$$q_3 = f + \Delta\psi_3 + \frac{f_0}{\sigma} \frac{\frac{\partial\psi}{\partial p}\big|_4 - \frac{\partial\psi}{\partial p}\big|_3}{\Delta p} = f + \Delta\psi_3 - \frac{f_0}{\sigma\Delta p^2} (\psi_3 - \psi_1) + \frac{f_0}{\sigma\Delta p} \frac{\partial\psi}{\partial p}\big|_4. \quad (16.274)$$

Es wird dabei $\Delta p := 500$ hPa definiert. Über die letzten Terme kann im Rahmen dieses Modell keine Aussage gemacht werden, daher nimmt man sie als konstant an und vernachlässigt sie somit. Man definiert weiter eine

barotrope und eine barokline Komponente der Stromfunktion:

$$\psi_M := \frac{\psi_1 + \psi_3}{2}, \quad \psi_T := \frac{\psi_1 - \psi_3}{2}. \quad (16.275)$$

Außerdem definiert man eine barokline potentielle Vorticity:

$$q_T := \frac{q_1 - q_3}{2} = \frac{\zeta_1 - \zeta_3}{2} - \frac{f_o^2}{\sigma \Delta p^2} (\psi_1 - \psi_3) \quad (16.276)$$

Ferner wird die *Stabilitätswellenzahl* K durch

$$K^2 := \frac{2f_o^2}{\sigma \Delta p^2} \quad (16.277)$$

definiert. Damit kann man notieren

$$q_1 = f + \zeta_1 - K^2 \psi_T, \quad q_3 = f + \zeta_3 + K^2 \psi_T, \quad q_T = \zeta_T - K^2 \psi_T. \quad (16.278)$$

Nun macht man einen Störungsansatz

$$\psi = \bar{\psi} + \psi' = -\bar{u}y + \psi' \quad (16.279)$$

mit einem mittleren homogenen zonalen Strömungsvektor $\bar{u}$. Nun nimmt man einen Spezialfall an, man geht davon aus, dass im Niveau 1 der Hintergrundwind

$$\bar{u}_1 = \bar{u}_T \quad (16.280)$$

weht und um Niveau 3 der Hintergrundwind

$$\bar{u}_3 = -\bar{u}_T. \quad (16.281)$$

Dann gelten

$$\bar{\psi}_1 = -\bar{u}_T y, \quad \bar{\psi}_3 = \bar{u}_T y. \quad (16.282)$$

Hieraus folgt

$$\bar{\psi}_T = -\bar{u}_T y. \quad (16.283)$$

Für den Grundzustand $\bar{\mathbf{v}}_h$ kann man somit notieren

$$\bar{\mathbf{v}}_{h_1} = \begin{pmatrix} \bar{u}_T \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (16.284)$$

$$\bar{\mathbf{v}}_{h_3} = \begin{pmatrix} -\bar{u}_T \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (16.285)$$

Das Feld $\bar{u}_T$ sei von y unabhängig, dann gilt

$$\bar{\zeta}_1 = \bar{\zeta}_3 = 0. \quad (16.286)$$

Für die potentiellen Vorticities gilt

$$\bar{q}_1 = f_o + \beta y - K^2 \bar{\psi}_T = f_o + (\beta + K^2 \bar{u}_T) y, \quad (16.287)$$

$$\bar{q}_3 = f_o + \beta y + K^2 \bar{\psi}_T = f_o + (\beta - K^2 \bar{u}_T) y. \quad (16.288)$$

Dieses Feld ist stationär:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{\mathbf{v}}_{h_1} \cdot \nabla \right) \bar{q}_1 = 0 \quad (16.289)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{\mathbf{v}}_{h_3} \cdot \nabla \right) \bar{q}_3 = 0 \quad (16.290)$$

Wendet man den Störungsansatz auch auf die hier verwendete Form der materiellen Ableitung sowie auf die potentielle Vorticity an, folgt

$$\frac{D_h^{(g)}}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \bar{\mathbf{v}}_h \cdot \nabla + \mathbf{v}'_h \cdot \nabla, \quad (16.291)$$

$$q = \bar{q} + q'. \quad (16.292)$$

Nun nimmt man wiederum an, dass die Störungen nur meridionale Komponenten haben, also

$$\mathbf{v}'_{h,g,1} = \begin{pmatrix} 0 \\ v'_1 \end{pmatrix}, \quad (16.293)$$

$$\mathbf{v}'_{h,g,3} = \begin{pmatrix} 0 \\ v'_3 \end{pmatrix}. \quad (16.294)$$

Für die Stromfunktionen gelten

$$v'_1 = \frac{\partial \psi'_1}{\partial x}, \quad v'_3 = \frac{\partial \psi'_3}{\partial x}. \quad (16.295)$$

Für die potentiellen Vorticities folgt hieraus

$$q'_1 = \frac{\partial^2 \psi'_1}{\partial x^2} - K^2 \psi'_T, \quad q'_3 = \frac{\partial^2 \psi'_3}{\partial x^2} + K^2 \psi'_T. \quad (16.296)$$

Um die Tendenzgleichungen zu untersuchen, notiert man

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \bar{\mathbf{v}}_h \cdot \nabla \bar{q} + \frac{\partial q'}{\partial t} + \bar{\mathbf{v}}_h \cdot \nabla q' + \mathbf{v}'_h \cdot \nabla \bar{q} + \mathbf{v}'_h \cdot \nabla q' = 0. \quad (16.297)$$

Die ersten beiden Terme ergeben Null, wie bereits festgehalten. Das letzte Skalarprodukt verschwindet aufgrund der Orthogonalität der beteiligten Vektoren ebenfalls. Somit gelten

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u}_T \frac{\partial}{\partial x} \right) q'_1 + (\beta + K^2 \bar{u}_T) \frac{\partial \psi'_1}{\partial x} = 0, \quad (16.298)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \bar{u}_T \frac{\partial}{\partial x} \right) q'_3 + (\beta - K^2 \bar{u}_T) \frac{\partial \psi'_3}{\partial x} = 0. \quad (16.299)$$

Da die Glg.en (16.298) - (16.299) linear sind, kann man die Lösungen als Überlagerungen ebener Wellen verstehen und macht daher einen Ansatz

$$\psi'_1 = A_1 \exp [i(kx - \omega t)] =: A_1 f(x, t), \quad (16.300)$$

$$\psi'_3 = A_3 \exp [i(kx - \omega t)] =: A_3 f(x, t). \quad (16.301)$$

Damit erhält man

$$q'_1 = -k^2 A_1 f - K^2 \frac{A_1 - A_3}{2} f, \quad (16.302)$$

$$q'_3 = -k^2 A_3 f + K^2 \frac{A_1 - A_3}{2} f. \quad (16.303)$$

Das zu lösende Gleichungssystem ist also

$$(\omega - k\bar{u}_T) \left(k^2 A_1 + K^2 \frac{A_1 - A_3}{2} \right) + (\beta + K^2 \bar{u}_T) k A_1 = 0, \quad (16.304)$$

$$(\omega + k\bar{u}_T) \left(k^2 A_3 - K^2 \frac{A_1 - A_3}{2} \right) + (\beta - K^2 \bar{u}_T) k A_3 = 0. \quad (16.305)$$

In Matrixschreibweise lautet dies

$$\begin{pmatrix} M_{1,1} & M_{1,2} \\ M_{2,1} & M_{2,2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_3 \end{pmatrix} = 0 \quad (16.306)$$

mit den Matrixkoeffizienten

$$M_{1,1} = (\omega - k\bar{u}_T) \left(k^2 + \frac{K^2}{2} \right) + (\beta + K^2\bar{u}_T) k, \quad (16.307)$$

$$M_{1,2} = -\frac{K^2}{2} (\omega - k\bar{u}_T), \quad (16.308)$$

$$M_{2,1} = -\frac{K^2}{2} (\omega + k\bar{u}_T), \quad (16.309)$$

$$M_{2,2} = (\omega + k\bar{u}_T) \left(k^2 + \frac{K^2}{2} \right) + (\beta - K^2\bar{u}_T) k. \quad (16.310)$$

Nullsetzen der Determinante ergibt

$$\begin{aligned} & M_{1,1}M_{2,2} - M_{2,1}M_{1,2} \stackrel{!}{=} 0 \\ & \Rightarrow (\omega^2 - k^2\bar{u}_T^2) \left(k^2 + \frac{K^2}{2} \right)^2 + 2k \left(k^2 + \frac{K^2}{2} \right) (\omega\beta + kK^2\bar{u}_T^2) + (\beta^2 - K^4\bar{u}_T^2) k^2 - \frac{K^4}{4} (\omega^2 - k^2\bar{u}_T^2) = 0 \\ & \Rightarrow (\omega^2 - k^2\bar{u}_T^2) (k^4 + k^2K^2) + 2k \left(k^2 + \frac{K^2}{2} \right) (\omega\beta + kK^2\bar{u}_T^2) + (\beta^2 - K^4\bar{u}_T^2) k^2 = 0 \\ & \Rightarrow (\omega^2 - k^2\bar{u}_T^2) (k^2 + K^2) + \left(2k + \frac{K^2}{k} \right) (\omega\beta + kK^2\bar{u}_T^2) + \beta^2 - K^4\bar{u}_T^2 = 0 \\ & \Rightarrow (\omega^2 - k^2\bar{u}_T^2) (k^2 + K^2) + 2k (\omega\beta + kK^2\bar{u}_T^2) + \frac{K^2\omega\beta}{k} + \beta^2 = 0 \\ & \Rightarrow \omega^2 k^2 + \omega^2 K^2 - k^4\bar{u}_T^2 + k^2 K^2\bar{u}_T^2 + 2k\omega\beta + \frac{K^2\omega\beta}{k} + \beta^2 = 0 \\ & \Rightarrow \omega^2 [k^2 + K^2] + \omega \left[2k\beta + \frac{K^2\beta}{k} \right] - k^4\bar{u}_T^2 + k^2 K^2\bar{u}_T^2 + \beta^2 = 0 \\ & \Rightarrow \omega^2 + \omega \frac{\beta}{k} \frac{2k^2 + K^2}{k^2 + K^2} + \frac{k^2 K^2\bar{u}_T^2 - k^4\bar{u}_T^2 + \beta^2}{k^2 + K^2} = 0 \\ & \Rightarrow \omega_{1,2} = -\frac{\beta}{2k} \frac{2k^2 + K^2}{k^2 + K^2} \pm \sqrt{\frac{\beta^2}{4k^2} \frac{(2k^2 + K^2)^2}{(k^2 + K^2)^2} - \frac{k^2 K^2\bar{u}_T^2 - k^4\bar{u}_T^2 + \beta^2}{k^2 + K^2}} \\ & \Rightarrow \omega_{1,2} = -\frac{\beta}{2k} \frac{2k^2 + K^2}{k^2 + K^2} \pm \frac{1}{k^2 + K^2} \sqrt{\frac{\beta^2}{4k^2} (4k^4 + K^4 + 4k^2 K^2) - (k^2 + K^2) (k^2 K^2\bar{u}_T^2 - k^4\bar{u}_T^2 + \beta^2)} \\ & \Rightarrow \omega_{1,2} = -\frac{\beta}{2k} \frac{2k^2 + K^2}{k^2 + K^2} \\ & \quad \pm \frac{1}{k^2 + K^2} \sqrt{\beta^2 k^2 + \frac{\beta^2 K^4}{4k^2} + \beta^2 K^2 - k^4 K^2\bar{u}_T^2 - k^2\beta^2 - K^4 k^2\bar{u}_T^2 - K^2\beta^2 + k^6\bar{u}_T^2 + K^2 k^4\bar{u}_T^2} \\ & \Rightarrow \omega_{1,2} = -\frac{\beta}{k} \frac{k^2 + K^2/2}{k^2 + K^2} \pm \frac{1}{k^2 + K^2} \sqrt{\frac{\beta^2 K^4}{4k^2} + \bar{u}_T^2 k^2 (k^4 - K^4)}. \end{aligned} \quad (16.311)$$

Unter der Annahme $k < K$ maximiert man den Ausdruck unter der Wurzel, indem man $\bar{u}_T = 0$ setzt, hieraus folgt

$$c = \frac{\omega}{k} \leq -\frac{\beta}{k^2 + K^2}, \quad (16.312)$$

barokline Rossby-Wellen pflanzen sich also immer nach Westen fort. Auch barokline Rossby-Wellen werden als

planetare Wellen bezeichnet, wenn sie einen kompletten Breitenkreis umspannen.

16.6.4 Eigenschwingungen einer hydrostatischen Atmosphäre

Man notiert die in Abschn. 13.7.4 zusammengefassten Gleichungen in ihrer adiabatischen Form:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \omega \frac{\partial u}{\partial p} = -\frac{\partial \Phi}{\partial x} + fv, \quad (16.313)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \omega \frac{\partial v}{\partial p} = -\frac{\partial \Phi}{\partial y} - fu, \quad (16.314)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial p \partial t} + \left(u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right) \frac{\partial \Phi}{\partial p} + \frac{a^2}{g^2} N^2 \omega = 0, \quad (16.315)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial p} = -\nabla \cdot \mathbf{v}_h. \quad (16.316)$$

Vernachlässigt man Advektion, erhält man

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial \Phi}{\partial x} + fv, \quad (16.317)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{\partial \Phi}{\partial y} - fu, \quad (16.318)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial p \partial t} + \sigma \omega = 0, \quad (16.319)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial p} = -\nabla \cdot \mathbf{v}_h. \quad (16.320)$$

mit dem statischen Stabilitätsparameter $\sigma = \frac{a^2}{g^2} N^2$. Dies ist das zugrundeliegende Gleichungssystem dieses Abschnitts. Notiert man die Ableitungen und Differenzialoperatoren in geographischen Koordinaten, erhält man.

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{a \cos(\varphi)} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} + fv, \quad (16.321)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} - fu, \quad (16.322)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial p \partial t} + \sigma \omega = 0, \quad (16.323)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial p} = -\frac{1}{a \cos(\varphi)} \frac{\partial u}{\partial \lambda} - \frac{1}{a} \frac{\partial v}{\partial \varphi} - \frac{v}{a} \tan(\varphi). \quad (16.324)$$

Nun nimmt man eine Aufteilung in einen Hintergrundzustand $\bar{\psi}$ und Abweichungen ψ' vor, σ sei hierbei eine Eigenschaft des Hintergrundzustandes. Man geht von $\bar{u} = \bar{v} = \bar{\omega} = 0$ aus. Als Ansätze für Felder ψ verwendet man

$$\psi' = \psi_0 \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\chi} h(\varphi) \exp(im\lambda - i\gamma t) \quad (16.325)$$

mit einer komplexen Amplitude ψ_0 , einer zonalen Wellenzahl $m \in \mathbb{N}$ und einer stetig differenzierbaren Funktion $h(\varphi)$. p_0 ist ein Referenzdruck und $\chi > 0$ ist ein Parameter. Setzt man dies sowie die Definition von f in die Glgen

(16.321) - (16.324) ein, erhält man

$$-i\gamma u_o = -\frac{im\Phi_o}{a\cos(\varphi)} + 2\Omega\sin(\varphi) v_o, \quad (16.326)$$

$$-i\gamma h v_o = -\frac{\Phi_o h'}{a} - 2\Omega\sin(\varphi) u_o h, \quad (16.327)$$

$$-i\gamma \frac{\chi}{p} \Phi_o = -\sigma\omega_o, \quad (16.328)$$

$$\frac{\chi}{p} h\omega_o = -\frac{imh}{a\cos(\varphi)} u_o - \frac{v_o h'}{a} - \frac{v_o}{a} h \tan(\varphi). \quad (16.329)$$

Die Brüche werden wegmultipliziert:

$$-i\gamma a\cos(\varphi) u_o = -im\Phi_o + 2\Omega a\cos(\varphi) \sin(\varphi) v_o = -im\Phi_o + \Omega a\sin(2\varphi) v_o, \quad (16.330)$$

$$-i\gamma a h v_o = -h'\Phi_o - 2\Omega a\sin(\varphi) h u_o, \quad (16.331)$$

$$-i\gamma \chi \Phi_o = -\sigma p \omega_o, \quad (16.332)$$

$$\chi h a\cos(\varphi) \omega_o = -imh p u_o - ph' \cos(\varphi) v_o - ph \sin(\varphi) v_o. \quad (16.333)$$

Bringt man alles auf die linke Seite, erhält man

$$-i\gamma a\cos(\varphi) u_o + im\Phi_o - \Omega a\sin(2\varphi) v_o = 0, \quad (16.334)$$

$$-i\gamma a h v_o + h'\Phi_o + 2\Omega a\sin(\varphi) h u_o = 0, \quad (16.335)$$

$$-i\gamma \chi \Phi_o + \sigma p \omega_o = 0, \quad (16.336)$$

$$\chi h a\cos(\varphi) \omega_o + imh p u_o + ph' \cos(\varphi) v_o + ph \sin(\varphi) v_o = 0. \quad (16.337)$$

Die Terme sortiert man nun in der Reihenfolge $u_o, v_o, \Phi_o, \omega_o$:

$$\begin{array}{ccccccc} -i\gamma a\cos(\varphi) u_o & -\Omega a\sin(2\varphi) v_o & +im\Phi_o & +0 & = & 0, \\ 2\Omega a\sin(\varphi) h u_o & -i\gamma a h v_o & +h'\Phi_o & +0 & = & 0, \\ 0 & +0 & -i\gamma \chi \Phi_o & +\sigma p \omega_o & = & 0, \\ imh p u_o & + [ph' \cos(\varphi) + ph \sin(\varphi)] v_o & +0 & +\chi h a\cos(\varphi) \omega_o & = & 0. \end{array} \quad (16.338)$$

Dies führt direkt zur Matrixnotation

$$M \cdot \mathbf{x} = 0 \quad (16.339)$$

mit

$$M := \begin{pmatrix} -i\gamma a\cos(\varphi) & -\Omega a\sin(2\varphi) & im & 0, \\ 2\Omega a\sin(\varphi) h & -i\gamma a h & h' & 0, \\ 0 & 0 & -i\gamma \chi & \sigma p, \\ imh p & ph' \cos(\varphi) + ph \sin(\varphi) & 0 & \chi h a\cos(\varphi) \end{pmatrix} \quad (16.340)$$

und

$$\mathbf{v} := \begin{pmatrix} u_o \\ v_o \\ \Phi_o \\ \omega_o \end{pmatrix}. \quad (16.341)$$

16.6.4.1 Atmosphärische Tide

Wichtige Unterschiede zwischen der atmosphärischen und der ozeanischen Tide (s. Abschn. 16.5.7) sind folgende:

- Die ozeanische Tide kann als barotrop angesehen werden, Effekte der Baroklinität des Ozeans spielen eine untergeordnete Rolle.
- In der Atmosphäre ist die Baroklinität sehr viel relevanter, die barotrope Näherung würde wesentliche Strukturelemente der atmosphärischen Tide filtern.
- Die ozeanische Tide wird vorwiegend durch Schwankungen der Schwere erzeugt, was durch den Mond hervorgerufen wird. Dies führt zu einer Grundperiode von knapp 25 Stunden.

- Die atmosphärische Tide wird vor allem durch die Strahlung angetrieben sowie durch von der Strahlung ausgelöste Prozesse (chemische Reaktionen und Konvektion).
- Aufgrund der Barotropie ist die ozeanische Tide quasi höhenunabhängig, während die Amplitude der atmosphärischen Tide exponentiell mit der Höhe zunimmt. Dadurch spielt die Tide in der Atmosphäre vor allem in der Mesosphäre (50 - 80 km) eine Rolle, wo sie große Amplituden erreichen kann. In der Troposphäre ist ihre Amplitude klein.

16.7 Instabilitäten

Findet man beim Einbringen einer ebenen Welle als Störung in ein Gleichungssystem und anschließender Linearisierung (gerechtfertigt für kleine Amplituden) Kreisfrequenzen mit positivem Imaginärteil, liegt eine *Instabilität* vor. Die Amplitude der Welle wächst in dieser linearen Anfangszeit exponentiell, bevor nichtlineare Effekte dominant werden und ein Brechen der Welle mit anschließender Dissipation der kinetischen Energie bewirken.

16.7.1 Schichtungsinstabilität

Die Atmosphäre habe über einem gegebenen Punkt auf der Erdoberfläche die Schichtung $T = T(z)$. Üblicherweise ist

$$\frac{\partial T}{\partial z} < 0, \quad (16.342)$$

bei $\frac{\partial T}{\partial z} > 0$ spricht man von einer *Inversion*. Der trockenadiabatische Temperaturgradient ist nach Glg. (9.47) durch

$$\Gamma_d = \frac{g}{c(p)} \quad (16.343)$$

definiert. Im Fall

$$\frac{\partial T}{\partial z} < -\Gamma_d \quad (16.344)$$

ist die Schichtung *labil*, darüber hinaus sogar *unbedingt labil*, da sowohl ein gesättigtes wie auch ein ungesättigtes Luftteilchen, welches aus seiner Ruhelage ausgelenkt wird, nicht in diese zurückkehrt.

Ist die Luft jedoch gesättigt, findet bei der Abkühlung, die infolge der Hebung stattfindet, Kondensation oder Resublimation statt, wobei Phasenübergangswärme frei wird. Lenkt man das Teilchen bei z vertikal aus, ergibt sich das *lifted condensation level* (*LCL*) z_{LCL} als die Höhe, in der es gesättigt wäre, also erfüllt es die Gleichung

$$p_v^{(S)}(T(z) - \Gamma_d(z_{\text{LCL}} - z)) \equiv p_v(z) \left(1 - \frac{\Gamma_d(z_{\text{LCL}} - z)}{T(z)} \right)^{\frac{g}{R_d \Gamma_d}}. \quad (16.345)$$

Man geht bei der anschließenden weiteren Hebung zunächst davon aus, dass das komplette Wasser in der Wolke verbleibt, was man als *reversible Feuchtadiabate* bezeichnet; gelegentlich wird statt feuchtadiabatisch auch das Wort pseudoadiabatisch verwendet, da die Frage, ob dieser Prozess adiabatisch ist oder nicht, davon abhängt, welches System man betrachtet: betrachtet man die Luft inklusive der Kondensate als System, ist der Prozess adiabatisch, da es keine Wärme mit seiner Umgebung austauscht; betrachtet man hingegen nur die Gasphase, so ist der Prozess hingegen diabatisch. Bei der *irreversiblen Feuchtadiabate*, worauf in Abschn. 16.7.1.3 näher eingegangen wird, wird hingegen davon ausgegangen, dass das gesamte Wasser ausregnet. Dies soll nun betrachtet werden. Nehme also an, dass die Luft in einem Teilchen mit dem Volumen V und der konstanten Masse m aus einem Gemisch aus feuchter Luft und Kondensationsprodukten einer Phase besteht, wobei alle Komponenten die gleiche Temperatur T haben sollen. Mit dem Ersten Hauptsatz der Thermodynamik Glg. (9.10) erhält man

$$\begin{aligned} c^{(V)} \frac{dT}{dz} + p \frac{d}{dz} \frac{1}{\rho} &= \frac{1}{\rho} \frac{dq}{dz} \\ \Rightarrow \frac{dT}{dz} &= \frac{1}{c^{(V)}} \left[\frac{1}{\rho} \frac{dq}{dz} - p \frac{d}{dz} \frac{1}{\rho} \right] = \frac{1}{\rho c^{(V)}} \left[\frac{dq}{dz} + \frac{p}{\rho} \frac{d\rho}{dz} \right] = -\frac{g}{c^{(V)}} \left[\frac{dq}{dp} + \frac{p}{\rho} \frac{d\rho}{dp} \right]. \end{aligned} \quad (16.346)$$

Hierbei wurde die hydrostatische Grundgleichung eingesetzt. Für die Wärmeleistung pro Volumen infolge des

Phasenübergangs dq gilt

$$dq = \frac{c_c}{v_h} dm_c \quad (16.347)$$

mit m_c als kondensierter oder resublimierter Masse und c_c als Phasenübergangswärme. Mit der Zustandsgleichung für Wasserdampf gilt

$$\begin{aligned} p_v &= \varrho_v R_v T \Rightarrow m_v = \frac{V_v p_v}{R_v T} = \frac{V_h p_v}{R_v T} = \frac{m_h R_h p_v^{(S)}(T)}{p R_v} \\ \Rightarrow dm_c &= -dm_v = \frac{m_h R_h p_v^{(S)}(T)}{p R_v} \left(\frac{dp}{p} - \frac{dp_v^{(S)}}{p_v^{(S)}} + \frac{dm_c}{m_h} \right) \\ \Rightarrow dm_c \left(1 - \frac{R_h p_v^{(S)}(T)}{p R_v} \right) &= \frac{m_h R_h p_v^{(S)}(T)}{p R_v} \left(\frac{dp}{p} - \frac{dp_v^{(S)}}{p_v^{(S)}} \right) \\ \Rightarrow dm_c &= m_h \frac{\frac{dp}{p} - \frac{dp_v^{(S)}}{p_v^{(S)}}}{\frac{p R_v}{R_h p_v^{(S)}} - 1}. \end{aligned} \quad (16.348)$$

Hierbei ist $p_v^{(S)} = p_v^{(S)}(T)$ der Sättigungsdampfdruck. Daraus folgt

$$\begin{aligned} dq &= \frac{c_c}{T} \frac{dp - \frac{p}{p_v^{(S)}} dp_v^{(S)}}{\frac{p R_v}{p_v^{(S)}} - R_h} \\ \Rightarrow \frac{dq}{dp} &= \frac{c_c}{\frac{p R_v}{p_v^{(S)}} - R_h T} \left(1 - \frac{p}{p_v^{(S)}} \frac{dp_v^{(S)}}{dp} \right) = \frac{c_c}{\frac{p R_v}{p_v^{(S)}} - T R_h} \left(1 + \frac{1}{g \varrho} \frac{dT}{dz} \frac{p}{p_v^{(S)}} \frac{dp_v^{(S)}}{dT} \right) \\ &= \frac{c_c}{T p R_v - T p_v^{(S)} R_h} \left(p_v^{(S)} + \frac{p}{g \varrho} \frac{dT}{dz} \frac{dp_v^{(S)}}{dT} \right) \\ &= \frac{c_c p_v^{(S)}}{T p R_v - T p_v^{(S)} R_h} + \frac{p}{T g \varrho} \frac{c_c}{p R_v - p_v^{(S)} R_h} \frac{dp_v^{(S)}}{dT} \frac{dT}{dz}. \end{aligned} \quad (16.349)$$

Setzt man dies in Glg. (16.346) ein und wendet ein weiteres Mal die Kettenregel an, erhält man

$$\begin{aligned} \frac{dT}{dz} &= -\frac{g}{c^{(V)}} \left[\frac{c_c p_v^{(S)}}{T p R_v - T p_v^{(S)} R_h} \right. \\ &\quad \left. + \frac{p}{T g \varrho} \frac{c_c}{p R_v - p_v^{(S)} R_h} \frac{dp_v^{(S)}}{dT} \frac{dT}{dz} + \frac{p}{\varrho} \frac{\partial \varrho}{\partial p} - \frac{p}{g \varrho^2} \frac{\partial \varrho}{\partial T} \frac{dT}{dz} \right]. \end{aligned} \quad (16.350)$$

Nun braucht man eine Zustandsgleichung. Für die Dichte gilt

$$\varrho = \varrho_h + \varrho_c = \frac{p}{R_h T} + \varrho_c. \quad (16.351)$$

Man erhält damit

$$\begin{aligned}
 \frac{dT}{dz} &= \frac{g}{c^{(V)}} \left[-\frac{c_c p_v^{(S)}}{T p R_v - T p_v^{(S)} R_h} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{p}{T g \varrho} \frac{c_c}{p R_v - p_v^{(S)} R_h} \frac{d p_v^{(S)}}{dT} \frac{dT}{dz} - \frac{p}{\varrho R_h T} - \frac{p^2}{R_h g \varrho^2 T^2} \frac{dT}{dz} \right] \\
 &= \frac{g}{c^{(V)}} \left[-\frac{c_c p_v^{(S)}}{T p R_v - T p_v^{(S)} R_h} - \frac{p}{T g \varrho} \frac{c_c}{p R_v - p_v^{(S)} R_h} \frac{d p_v^{(S)}}{dT} \frac{dT}{dz} \right. \\
 &\quad \left. - 1 + \frac{\varrho_c}{\varrho} - \frac{1}{g} \left(1 - \frac{\varrho_c}{\varrho} \right) \frac{p}{\varrho T} \frac{dT}{dz} \right]. \tag{16.352}
 \end{aligned}$$

Dies stellt man nun nach $\frac{dT}{dz}$ um:

$$\begin{aligned}
 \frac{dT}{dz} &\left(1 + \frac{p}{T c^{(V)} \varrho} \frac{c_c}{p R_v - p_v^{(S)} R_h} \frac{d p_v^{(S)}}{dT} + \frac{1}{c^{(V)}} \left(1 - \frac{\varrho_c}{\varrho} \right) \frac{p}{\varrho T} \right) \\
 &= \frac{g}{c^{(V)}} \left(\frac{\varrho_c}{\varrho} - 1 \right) - \frac{g c_c p_v^{(S)} (T)}{c^{(V)} T (R_v p - p_v^{(S)} R_h)} \\
 \Rightarrow \frac{dT}{dz} &= -\frac{g}{c^{(p)}} \frac{1 - \frac{\varrho_c}{\varrho} + \frac{c_c p_v^{(S)}}{T (R_v p - p_v^{(S)} R_h)}}{\frac{c^{(V)}}{c^{(p)}} + \frac{p}{T \varrho c^{(p)}} \frac{c_c}{p R_v - p_v^{(S)} R_h} \frac{d p_v^{(S)}}{dT} + \left(1 - \frac{\varrho_c}{\varrho} \right) \frac{p}{c^{(p)} T \varrho}} \\
 &= -\Gamma_d \beta \tag{16.353}
 \end{aligned}$$

Hierbei ist

$$\beta = \beta(p, T, \varrho_c) := \frac{1 - \frac{\varrho_c}{\varrho} + \frac{c_c p_v^{(S)}}{T (R_v p - p_v^{(S)} R_h)}}{\frac{c^{(V)}}{c^{(p)}} + \frac{p}{T \varrho c^{(p)}} \frac{c_c}{p R_v - p_v^{(S)} R_h} \frac{d p_v^{(S)}}{dT} + \left(1 - \frac{\varrho_c}{\varrho} \right) \frac{p}{c^{(p)} T \varrho}}. \tag{16.354}$$

Für die Ableitung $\frac{d p_v^{(S)}}{dT}$ kann die Clausius-Clapeyron-Gleichung eingesetzt werden. Der sogenannte *feuchtadiabatische Temperaturgradient* wird nun durch

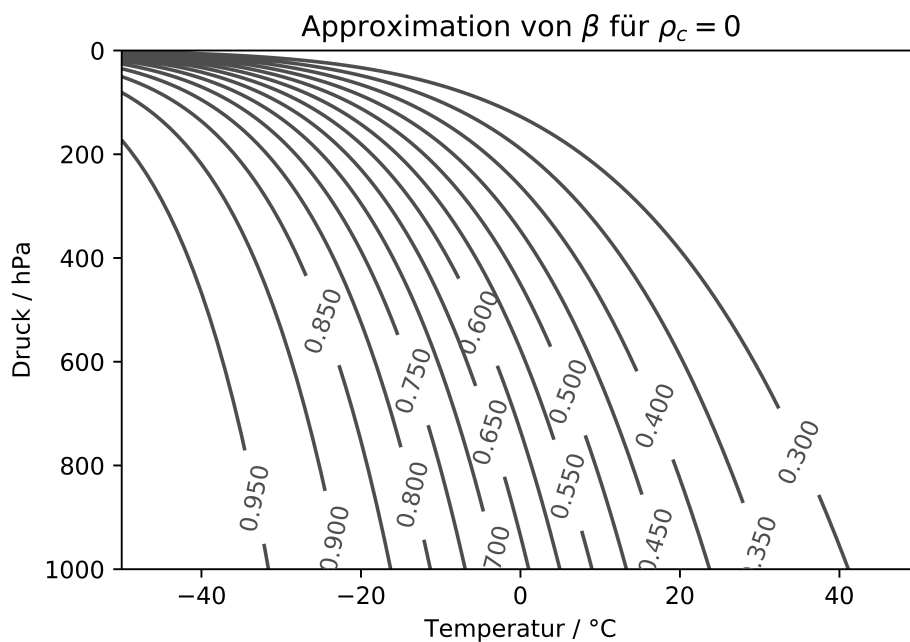
$$\Gamma_h := \Gamma_d \beta \tag{16.355}$$

definiert. Setzt man in Glg. (16.354) $\varrho_c = 0$ und $p_v \ll p$ ein, behält aber Terme mit $\frac{d p_v^{(S)}}{dT}$, folgt

$$\frac{dT}{dz} = -\frac{g}{c^{(p)}} \frac{1 + \frac{c_c p_v^{(S)}}{T R_v p}}{\frac{c^{(V)}}{c^{(p)}} + \frac{p}{T \varrho c^{(p)}} \frac{c_c}{p R_v} \frac{d p_v^{(S)}}{dT} + \frac{p}{c^{(p)} T \varrho}}. \tag{16.356}$$

Setzt man hier die Zustandsgleichung idealer Gase $p = \varrho R_d T$ ein, erhält man den in der Literatur häufig angetroffene Ausdruck

$$\begin{aligned}
 \frac{dT}{dz} &= -\frac{g}{c^{(p)}} \frac{1 + \frac{c_c p_v^{(S)}}{T R_v p}}{\frac{c^{(V)}}{c^{(p)}} + \frac{R_d}{c^{(p)}} \frac{c_c}{p R_v} \frac{d p_v^{(S)}}{dT} + \frac{c^{(p)} - c^{(V)}}{c^{(p)}}} \\
 \Leftrightarrow \frac{dT}{dz} &= -\frac{g}{c^{(p)}} \frac{1 + \frac{c_c p_v^{(S)}}{T R_v p}}{1 + \frac{R_d c_c}{R_v c^{(p)} p} \frac{d p_v^{(S)}}{dT}} \equiv -\Gamma_d \beta' \tag{16.357}
 \end{aligned}$$

Abbildung 16.6: Approximation von β gemäß Glg. (16.358).

mit einem vereinfachten Faktor

$$\beta' = \beta'(p, T) := \frac{1 + \frac{c_v p_v^{(S)}}{TR_v p}}{1 + \frac{\frac{M_v}{M_d} c_v}{p c(p)} \frac{dp_v^{(S)}}{dT}} \quad \text{Glg. (5.237)} \quad \approx \quad \frac{1 + \frac{c_v p_v^{(S)}}{TR_v p}}{1 + \frac{\frac{M_v}{M_d} c_v^* p_v^{(S)}}{R_v c(p) T^2 p}}$$

$$\Leftrightarrow \beta' \stackrel{\text{Glg. (5.172)}}{\approx} \frac{1 + \frac{c_v r^{(S)}}{TR_d}}{1 + \frac{c_v^* r^{(S)}}{R_v c(p) T^2}}, \quad (16.358)$$

welcher nicht mehr von der Dichte des bereits auskondensierten Wassers abhängt. Im Fall $\frac{dp_v^{(S)}}{dT} = p_v^{(S)} = 0$ folgt

$$\Gamma_h = \Gamma_d. \quad (16.359)$$

Im Fall gesättigter Luft und

$$\frac{\partial T}{\partial z} < -\Gamma_h \quad (16.360)$$

ist die Schichtung ebenfalls *labil*. Im Fall

$$-\Gamma_d \leq \frac{\partial T}{\partial z} < -\Gamma_h \quad (16.361)$$

ist die Schichtung *bedingt labil*, da nur ein gesättigtes Teilchen bei Auslenkung aus seiner Ruhelage nicht in diese zurückkehrt, die Labilität also von der Feuchte abhängt. Im Falle ungesättigter Luft und

$$\frac{\partial T}{\partial z} = -\Gamma_d \quad (16.362)$$

bzw. gesättigter Luft und

$$\frac{\partial T}{\partial z} = -\Gamma_h \quad (16.363)$$

spricht man von *neutraler Schichtung*.

16.7.1.1 Äquivalentpotentielle Temperatur

Um die sogenannte *äquivalentpotentielle Temperatur* θ_e (auch: pseudoäquivalentpotentielle Temperatur oder seltener pseudopotentielle Temperatur) eines Teilchens zu erhalten, sind zwei Schritte notwendig:

1. Hebe das Teilchen trockenadiabatisch auf sein LCL.
2. Hebe das Teilchen irreversibel-feuchtadiabatisch in eine unendliche Höhe. Die dann erhaltene potentielle Temperatur ist θ_e .

Diese Größe ist also nicht nur um den Druckunterschied, sondern auch um die vorhandene Feuchte, welche in Form von Phasenübergangsenthalpie zu einer Temperaturerhöhung führen könnte, bereinigt. Sie eignet sich daher gut, um die Temperaturen verschiedener Luftmassen zu vergleichen.

16.7.1.2 Reversibeläquivalentpotentielle Temperatur

Die reversibeläquivalentpotentielle Temperatur ist analog zur äquivalentpotentiellen Temperatur definiert, nur dass bei Schritt 2. aus Abschn. 16.7.1.1 eine reversible Feuchtadiabate verfolgt wird.

16.7.1.3 CAPE

Die in diesem Abschnitt durchgeführten Herleitungen beziehen sich auf eine vertikale Luftsäule, wobei dynamische, d. h. durch das Geschwindigkeitsfeld entstehende Effekte, nicht berücksichtigt werden. Man definiert eine Funktion $f(z, z')$ als die spezifische Kraft, also die Beschleunigung, die auf das Teilchen bei z wirkt, wenn man es adiabatisch auf das Niveau z' bringt und von einer hydrostatischen Atmosphäre ausgeht, also

$$f(z, z') := -\frac{1}{\rho'(z, z')} \frac{\partial p(z')}{\partial z} - g \stackrel{\text{Glg. (13.122)}}{=} \frac{g\rho(z')}{\rho'(z, z')} - g = g \frac{\rho(z') - \rho'(z, z')}{\rho'(z, z')}, \quad (16.364)$$

wobei $\rho'(z, z')$ die Dichte des Teilchens bei z ist, nachdem man es adiabatisch nach z' verschoben hat. Man definiert außerdem eine Funktion $\tilde{F}(z, z')$ durch

$$\tilde{F}(z, z') := g \int_z^{z'} \frac{\rho(z'') - \rho'(z, z'')}{\rho'(z, z'')} dz'' \quad (16.365)$$

als die Arbeit, die die Schichtung an einem Teilchen geleistet hat, welches adiabatisch von z nach z' ausgelenkt wurde. Üblicherweise wählt man $z = z_{2m} := z_{\text{SFC}} + 2 \text{ m}$, man definiert

$$\begin{aligned} F(z) &:= \tilde{F}(z_{2m}, z) = g \int_{z_{2m}}^z \frac{\rho(z'') - \rho'(z_{2m}, z'')}{\rho'(z_{2m}, z'')} dz'' = g \int_{z_{2m}}^z \frac{\rho(z') - \rho'(z_{2m}, z')}{\rho'(z_{2m}, z')} dz' \\ &= g \int_{z_{2m}}^z \frac{\rho(z') - \rho'(z')}{\rho'(z')} dz' \end{aligned} \quad (16.366)$$

mit dem Bezeichnungsmisbrauch

$$\rho'(z') := \rho'(z_{2m}, z'). \quad (16.367)$$

Für den Integranden wird ebenso

$$f(z') := g \frac{\rho(z') - \rho'(z')}{\rho'(z')} \quad (16.368)$$

definiert. In Termen der Funktionen F und f lassen sich viele der üblicherweise im Zusammenhang mit Konvektion verwendeten Größen definieren. Man definiert die sogenannte *konvektiv verfügbare potentielle Energie CAPE* durch

$$\text{CAPE} := \int_{z_{2m}}^{\infty} \Theta(f(z)) dz, \quad (16.369)$$

wobei Θ die Θ -Funktion bezeichnet. Realistisch integriert man natürlich nicht bis nach Unendlich, sondern nur bis zu einer Höhe z_T , in der sich typischerweise die Tropopause befindet, da darüber sowieso keine Instabilität mehr vorliegt. Im Falle trockener Luft kann man für f notieren

$$f(z') = g \frac{\frac{p}{R_d T} - \frac{p}{R_d T'}}{\frac{p}{R_d T'}} = g \frac{\frac{1}{T} - \frac{1}{T'}}{\frac{1}{T'}} = g \frac{T' - T}{T} = g \frac{\theta' \left(\frac{p}{p_o}\right)^{R_d/c_d^{(p)}} - \theta \left(\frac{p}{p_o}\right)^{R_d/c_d^{(p)}}}{\theta \left(\frac{p}{p_o}\right)^{R_d/c_d^{(p)}}} = g \frac{\theta' - \theta}{\theta}. \quad (16.370)$$

Im Fall feuchter Luft kann man $T \rightarrow T_v$ ersetzen, hierbei ist T_v die in Glg. (5.164) definierte virtuelle Temperatur, da bei dieser Temperatur die trockene Luft die gleiche Dichte hätte wie die vorhandene feuchte Luft. Das *level of free convection* z_{LFC} ist die Höhe, in der das adiabatisch aufsteigende Teilchen zum ersten mal leichter ist als die Umgebung

$$z_{\text{LFC}} := \inf\{z | f(z) > 0\}. \quad (16.371)$$

Wenn das Teilchen diese Höhe erreicht, wird es weiter aufsteigen, was man als *freie Konvektion* bezeichnet, also Konvektion, die auch ohne dynamischen Antrieb stattfinden würde. Analog bezeichnet man

$$z_{\text{EL}} := \sup\{z | f(z) > 0, z < z_T\} \quad (16.372)$$

als *Gleichgewichtsniveau (equilibrium level)*. Die tiefe Stratosphäre wurde sicherheitshalber ausgeklammert. Dies ist die Höhe, in der ein frei aufsteigendes Teilchen wieder schwerer wäre als seine Umgebung. Häufig wird in Glg. (16.369) die Θ -Funktion weggelassen und nur von z_{LFC} bis z_{EL} integriert, was genau dann richtig ist, wenn in genau einem Höhenintervall thermische Labilität vorliegt, was häufig der Fall ist. Die *maximale Wolkenobergrenze* ist definiert als die Höhe, in der ein solches Teilchen seine kinetische Energie wieder verloren hätte, also

$$z_{\text{MCT}} := \inf\{z | \tilde{F}(z_{\text{LFC}}, z) < 0\}. \quad (16.373)$$

Das Phänomen $z_{\text{MCT}} > z_{\text{EL}}$ führt bei hochreichender Konvektion zur Ausprägung von Schwerewellen an der Tropopause (*overshooting tops*), was generell überall dort der Fall ist, wo ein stabil auf ein labil geschichtetes Höhenintervall folgt.

Hat ein Teilchen in zwei Metern Höhe die sogenannte *Auslösetemperatur* erreicht, kann es auch ohne dynamischen Antrieb in das LFC aufsteigen, also

$$0 \equiv g \int_{z_{2m}}^{z_{\text{LFC}}} \frac{\rho(z') - \tilde{\rho}'(z')}{\tilde{\rho}'(z')} dz', \quad (16.374)$$

wobei $\tilde{\rho}'(z')$ die Dichte des adiabatisch von z_{2m} nach z' gehobenen Teilchens ist, was in zwei Metern Höhe die Auslösetemperatur hätte. Die Energie CIN, die dabei überwunden werden muss, also

$$\text{CIN} := -\tilde{F}(z_{2m}, z_{\text{LFC}}). \quad (16.375)$$

bezeichnet man als *konvektive Schranke* oder *convective inhibition*. Die Höhe, in der ein auf die Auslösetemperatur aufgeheiztes Teilchen beim adiabatischen Aufstieg gesättigt wäre, bezeichnet man als *convective condensation level (CCL)*. Dies ist mindestens so groß wie das LCL, also

$$z_{\text{CCL}} \geq z_{\text{LCL}}. \quad (16.376)$$

16.7.2 Kelvin-Helmholtz-Instabilität

Die *Kelvin-Helmholtz-Instabilität* ist die Instabilität einer vertikal gescherten Horizontalströmung.

16.7.2.1 In diskreter Schichtung

Die Bewegung sei y-symmetrisch, betrachtet wird also die xz-Ebene. Die xy-Ebene falle mit der Gleichgewichtslage einer Phasengrenze zusammen. Das Medium oberhalb der Grenzschicht ($z > 0$) erhält den Index 1, das Medium

darunter ($z < 0$) den Index 2. Die Medien seien barotrop und inkompressibel. Zum Zeitpunkt $t = 0$ werde das Strömungsfeld durch

$$U_1 > 0, \quad U_2 > 0, \quad V_1 = V_2 = W_1 = W_2 = 0 \quad (16.377)$$

beschrieben. Die Coriolis-Kraft wird vernachlässigt. Es gilt

$$\nabla \times \mathbf{v}_1 = \nabla \times \mathbf{v}_2 = 0. \quad (16.378)$$

Aufgrund des Zirkulationssatzes in der Form Glg. (15.39) gilt dies auch für $t > 0$, solange sich die Medien nicht durchmischen. Daher beschreibt man die Geschwindigkeitsfelder durch zwei Stromfunktionen

$$\psi_1 = U_1 x + \psi'_1, \quad \psi_2 = U_2 x + \psi'_2, \quad (16.379)$$

wobei die gestrichenen Größen für die Störungen stehen. Aufgrund der Divergenzfreiheit gilt

$$\Delta \psi'_1 = \Delta \psi'_2 = 0. \quad (16.380)$$

Die Auslenkung der Phasengrenze sei mit ζ bezeichnet. Mit $\mathbf{n}$ als Normalenvektor der Oberfläche und ζ als Oberflächenauslenkung gilt die kinematische Randbedingung

$$\mathbf{n} \cdot \nabla \psi_1 = \mathbf{n} \cdot \left(\frac{\partial \zeta}{\partial t} \mathbf{e}_z \right) = \mathbf{n} \cdot \nabla \psi_2 \text{ bei } z = \zeta. \quad (16.381)$$

Mit Vernachlässigung der Oberflächenspannung folgt die dynamische Randbedingung

$$p_1 = p_2 \text{ bei } z = \zeta. \quad (16.382)$$

Für den Normalenvektor $\mathbf{n}$ gilt

$$\mathbf{n} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\partial \zeta}{\partial x} \right)^2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -\frac{\partial \zeta}{\partial x} \end{pmatrix}. \quad (16.383)$$

Die kinematische Randbedingung Glg. (16.381) wird damit zu

$$-\left(U_1 + \frac{\partial \psi'_1}{\partial x} \right) \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial \psi'_1}{\partial z} = \frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\left(U_2 + \frac{\partial \psi'_2}{\partial x} \right) \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial \psi'_2}{\partial z} \text{ bei } z = \zeta, \quad (16.384)$$

wobei der Wurzelausdruck herausmultipliziert wurde. Um diesen Ausdruck zu linearisieren, wendet man ihn bei $z = 0$ an und vernachlässigt quadratische Terme:

$$-U_1 \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial \psi'_1}{\partial z} = \frac{\partial \zeta}{\partial t} = -U_2 \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial \psi'_2}{\partial z} \text{ bei } z = 0 \quad (16.385)$$

Da das Strömungsfeld rotationsfrei ist und man außerdem von einem idealen Fluid ausgeht, kann man die zeitabhängigen Bernoulli-Gleichungen (s. Glg. (15.122)) der beiden Schichten

$$\frac{\partial \psi_1}{\partial t} + \frac{1}{2} |\nabla \psi_1|^2 + \frac{p_1}{\rho_1} + gz = C, \quad (16.386)$$

$$\frac{\partial \psi_2}{\partial t} + \frac{1}{2} |\nabla \psi_2|^2 + \frac{p_2}{\rho_2} + gz = C_2 \quad (16.387)$$

mit reellen Konstanten C, C_2 aufstellen. Die dynamische Randbedingung Glg. (16.382) impliziert bei $z = \zeta$ die Identität

$$\rho_1 \left(C - \frac{\partial \psi_1}{\partial t} - \frac{1}{2} |\nabla \psi_1|^2 - gz \right) = \rho_2 \left(C_2 - \frac{\partial \psi_2}{\partial t} - \frac{1}{2} |\nabla \psi_2|^2 - gz \right). \quad (16.388)$$

Ohne Störung gilt

$$\varrho_1 \left(C - \frac{1}{2} U_1^2 \right) = \varrho_2 \left(C_2 - \frac{1}{2} U_2^2 \right). \quad (16.389)$$

Subtrahieren von Glg. (16.389) von Glg. (16.388) führt zu

$$\varrho_1 \left(-\frac{\partial \psi_1}{\partial t} + \frac{1}{2} U_1^2 - \frac{1}{2} |\nabla \psi_1|^2 - gz \right) = \varrho_2 \left(-\frac{\partial \psi_2}{\partial t} + \frac{1}{2} U_2^2 - \frac{1}{2} |\nabla \psi_2|^2 - gz \right), \quad (16.390)$$

was bei $z = \zeta$ gilt. Mit den Glg.en (16.379) - (16.379) folgt

$$\frac{1}{2} |\nabla \psi_j|^2 = \frac{1}{2} \left(U_j^2 + \left(\frac{\partial \psi_j'}{\partial x} \right)^2 + 2 U_j \frac{\partial \psi_j'}{\partial x} + \left(\frac{\partial \psi_j'}{\partial z} \right)^2 \right) \quad (16.391)$$

für $j = 1, 2$. Setzt man dies in Glg. (16.390) ein, erhält man

$$\begin{aligned} & \varrho_1 \left(-\frac{\partial \psi_1}{\partial t} - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \psi_1'}{\partial x} \right)^2 - U_1 \frac{\partial \psi_1'}{\partial x} - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \psi_1'}{\partial z} \right)^2 - gz \right) \\ &= \varrho_2 \left(-\frac{\partial \psi_2}{\partial t} - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \psi_1'}{\partial x} \right)^2 - U_2 \frac{\partial \psi_1'}{\partial x} - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \psi_1'}{\partial z} \right)^2 - gz \right), \end{aligned} \quad (16.392)$$

bei $z = \zeta$. Diese Gleichung linearisiert man, indem man sie bei $z = 0$ auswertet und die quadratischen Terme vernachlässigt:

$$\varrho_1 \left(\frac{\partial \psi_1}{\partial t} + U_1 \frac{\partial \psi_1'}{\partial x} + g\zeta \right) = \varrho_2 \left(\frac{\partial \psi_2}{\partial t} + U_2 \frac{\partial \psi_1'}{\partial x} + g\zeta \right) \quad (16.393)$$

Nun macht man für $j = 1, 2$ den Ansatz

$$\psi_j' = A_j(z) \exp(ikx - i\omega t). \quad (16.394)$$

Mit den Laplace-Gleichungen Glg. (16.380) folgt

$$-k^2 A_j + \frac{d^2 A_j}{dz^2} = 0. \quad (16.395)$$

Die Lösungen sind von der Form

$$A_j(z) = A_{\pm} \exp(\pm kz). \quad (16.396)$$

Mit den Festlegungen

$$\lim_{z \rightarrow \infty} \psi_1' = 0, \quad \lim_{z \rightarrow -\infty} \psi_2' = 0, \quad (16.397)$$

welche bedeuten, dass die Störung in der Unendlichkeit verschwinden soll, folgen

$$\psi_1' = A_- \exp[ikx - i\omega t - kz], \quad \psi_2' = A_+ \exp[ikx - i\omega t + kz]. \quad (16.398)$$

Für die Oberflächenauslenkung nimmt man entsprechend

$$\zeta = \zeta_0 \exp(ikx - i\omega t) \quad (16.399)$$

an. Setzt man dies in die Glg.en (16.385) und (16.393) ein, erhält man

$$-U_1 ik \zeta_0 - k A_- = -i\omega \zeta_0 = -U_2 ik \zeta_0 + k A_+, \quad (16.400)$$

$$\varrho_1 (-i\omega A_- + ik U_1 A_- + g\zeta_0) = \varrho_2 (-i\omega A_+ + ik U_2 A_+ + g\zeta_0). \quad (16.401)$$

Glg. (16.400) impliziert

$$A_- = \frac{i}{k} \zeta_o (\omega - U_1 k), \quad A_+ = \frac{i}{k} \zeta_o (U_2 k - \omega). \quad (16.402)$$

Setzt man dies in Glg. (16.401) ein, folgt

$$\begin{aligned} \rho_1 \left(-i\omega \frac{i}{k} \zeta_o (\omega - U_1 k) + ik U_1 \frac{i}{k} \zeta_o (\omega - U_1 k) + g \zeta_o \right) &= \rho_2 \left(-i\omega \frac{i}{k} \zeta_o (U_2 k - \omega) + ik U_2 \frac{i}{k} \zeta_o (U_2 k - \omega) + g \zeta_o \right) \\ \Leftrightarrow \rho_1 \left(\frac{\omega}{k} (\omega - U_1 k) - U_1 (\omega - U_1 k) + g \right) &= \rho_2 \left(\frac{\omega}{k} (U_2 k - \omega) - U_2 (U_2 k - \omega) + g \right) \\ \Leftrightarrow \rho_1 (\omega (\omega - U_1 k) - k U_1 (\omega - U_1 k) + kg) &= \rho_2 (\omega (U_2 k - \omega) - U_2 k (U_2 k - \omega) + kg). \end{aligned} \quad (16.403)$$

Dies ist eine quadratische Gleichung für ω , also eine Dispersionsrelation. Weitere algebraische Umformung ergibt

$$\omega^2 - 2k\omega \frac{\rho_1 U_1 + \rho_2 U_2}{\rho_1 + \rho_2} - kg \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_1 + \rho_2} + k^2 \frac{U_1^2 \rho_1 + U_2^2 \rho_2}{\rho_1 + \rho_2} = 0. \quad (16.404)$$

Dies ergibt zwei Lösungen für die Kreisfrequenz:

$$\begin{aligned} \omega_{\pm} &= \frac{\rho_1 U_1 k + \rho_2 U_2 k}{\rho_1 + \rho_2} \pm \left[kg \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_1 + \rho_2} - k^2 \frac{U_1^2 \rho_1 \rho_2 + U_2^2 \rho_1 \rho_2 - 2\rho_1 \rho_2 U_1 U_2}{(\rho_1 + \rho_2)^2} \right]^{1/2} \\ \Leftrightarrow \omega_{\pm} &= \frac{\rho_1 U_1 k + \rho_2 U_2 k}{\rho_1 + \rho_2} \pm \left[kg \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_1 + \rho_2} - k^2 \rho_1 \rho_2 \frac{(U_1 - U_2)^2}{(\rho_1 + \rho_2)^2} \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (16.405)$$

Instabilität liegt vor im Fall

$$\begin{aligned} kg \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_1 + \rho_2} - k^2 \rho_1 \rho_2 \frac{(U_1 - U_2)^2}{(\rho_1 + \rho_2)^2} &< 0 \\ \Leftrightarrow kg \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_1 + \rho_2} &< k^2 \rho_1 \rho_2 \frac{(U_1 - U_2)^2}{(\rho_1 + \rho_2)^2} \end{aligned}$$

$$\Leftrightarrow g (\rho_2^2 - \rho_1^2) < k \rho_1 \rho_2 (U_1 - U_2)^2, \quad (16.406)$$

also wenn

- die Dichtedifferenz klein genug ist,
- die Welle kurz genug ist oder die
- Geschwindigkeitsdifferenz groß genug ist.

Ein Beispiel ist das Entstehen von Wasseroberflächenwellen unter Windeinwirkung. Man kann davon ausgehen, dass fast immer spektrale Komponenten im Windfeld vorhanden sind, die die Bedingung Glg. (16.406) erfüllen. Die weitere zeitliche Entwicklung des Systems kann unterschiedlich aussehen, z. B. ist diese abhängig davon, ob sich die Medien durchmischen können oder nicht.

16.7.2.2 In kontinuierlicher Schichtung

Man betrachtet wieder die xz-Ebene und vernachlässigt die Coriolis-Beschleunigung. Außerdem macht man die Boussinesq-Approximation (s. Abschn. 13.6). Impuls-, Kontinuitätsgleichung und Erster Hauptsatz der Thermo-

dynamik lauten mit σ als potentieller Dichte

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (16.407)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g, \quad (16.408)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (16.409)$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} + u \frac{\partial \sigma}{\partial x} + w \frac{\partial \sigma}{\partial z} = 0. \quad (16.410)$$

Nun geht man von einem vertikal gescherten Hintergrundwindfeld $\bar{u}(z) = u(x, z, t) - u'(x, z, t)$ aus, der vertikale Hintergrundwind $\bar{w}$ verschwinde. Die Hintergrunddichte $\bar{\rho}(z) = \rho(x, z, t) - \rho'(x, z, t)$ sei in hydrostatischer Balance mit dem Hintergrunddruckfeld $\bar{p}(z) = p(x, z, t) - p'(x, z, t)$, also

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial z} = -g\bar{\rho}. \quad (16.411)$$

Setzt man dies in die Gleichungen ein und linearisiert sie, erhält man

$$\frac{\partial u'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x} + w \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x} \approx -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial x}, \quad (16.412)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial w}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \approx -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{g\bar{\rho}}{\bar{\rho}} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial z} - \frac{g\bar{\rho}'}{\bar{\rho}}, \quad (16.413)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (16.414)$$

$$\frac{\partial \sigma'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \sigma'}{\partial x} + w \frac{\partial \bar{\sigma}}{\partial z} = 0. \quad (16.415)$$

In der x-Komponente der Impulsgleichung wurde im Nenner des Druckgradientterms $\rho \rightarrow \bar{\rho}$ ersetzt, wobei $\bar{\rho}$ eine als homogen angenommene mittlere Dichte bezeichnet; in der z-Komponente wurde die rechte Seite mit $\frac{\bar{\rho}}{\rho}$ multipliziert, bevor Glg. (16.411) eingesetzt wurde. Die Störung der Strömung ist divergenzfrees, daher setzt man eine Stromfunktion $\psi = \psi(x, z, t)$ mit

$$u' = \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad w = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (16.416)$$

an. Damit ist die Kontinuitätsgleichung automatisch erfüllt. Die verbleibenden drei Gleichungen lauten

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial t \partial z} + \bar{u} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z \partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial x}, \quad (16.417)$$

$$-\frac{\partial^2 \psi}{\partial t \partial x} - \bar{u} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial z} - \frac{g\bar{\rho}'}{\bar{\rho}}, \quad (16.418)$$

$$\frac{\partial \sigma'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \sigma'}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \bar{\sigma}}{\partial z} = 0. \quad (16.419)$$

Nun macht man weiterhin die Ansätze

$$\psi(x, z, t) = \psi_0(z) \exp[ik(x - ct)], \quad p'(x, z, t) = p_0(z) \exp[ik(x - ct)], \quad (16.420)$$

$$\rho'(x, z, t) = \rho_0(z) \exp[ik(x - ct)], \quad \sigma'(x, z, t) = \sigma_0(z) \exp[ik(x - ct)]. \quad (16.421)$$

Daraus folgt

$$-ikc \frac{d\psi_o}{dz} + \bar{u}ik \frac{d\psi_o}{dz} - ik\psi_o \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = -ik \frac{p_o}{\tilde{\rho}}, \quad (16.422)$$

$$-k^2 c \psi_o + \bar{u}k^2 \psi_o = -\frac{1}{\tilde{\rho}} \frac{dp_o}{dz} - g \frac{\rho_o}{\tilde{\rho}}, \quad (16.423)$$

$$-ikc\sigma_o + \bar{u}ik\sigma_o - ik\psi_o \frac{d\bar{\sigma}}{dz} = 0. \quad (16.424)$$

Dies ergibt vereinfacht

$$-c \frac{d\psi_o}{dz} + \bar{u} \frac{d\psi_o}{dz} - \psi_o \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = -\frac{p_o}{\tilde{\rho}}, \quad (16.425)$$

$$\psi_o k^2 (\bar{u} - c) = -\frac{1}{\tilde{\rho}} \frac{dp_o}{dz} - g \frac{\rho_o}{\tilde{\rho}}, \quad (16.426)$$

$$\sigma_o (\bar{u} - c) - \psi_o \frac{d\bar{\sigma}}{dz} = 0. \quad (16.427)$$

Differenziert man die erste Gleichung nach z , erhält man

$$\frac{d^2 \psi_o}{dz^2} (\bar{u} - c) - \psi_o \frac{d^2 \bar{u}}{dz^2} = -\frac{1}{\tilde{\rho}} \frac{dp_o}{dz}. \quad (16.428)$$

Setzt man hier Glg. (16.426) ein, folgt

$$(\bar{u} - c) \left[\frac{d^2 \psi_o}{dz^2} - k^2 \psi_o \right] - \psi_o \frac{d^2 \bar{u}}{dz^2} - g \frac{\rho_o}{\tilde{\rho}} = 0. \quad (16.429)$$

Um ρ_o zu eliminieren, stellt man zunächst Glg. (16.427) nach σ_o um und erhält

$$\sigma_o = \frac{\psi_o}{\bar{u} - c} \frac{d\bar{\sigma}}{dz}. \quad (16.430)$$

O. B. d. A. kann man das Referenzniveau in das gerade betrachtete Niveau legen und $\rho_o = \sigma_o$ verwenden. Dies ergibt eingesetzt

$$(\bar{u} - c) \left[\frac{d^2 \psi_o}{dz^2} - k^2 \psi_o \right] - \psi_o \frac{d^2 \bar{u}}{dz^2} - \frac{\psi_o}{\bar{u} - c} g \frac{d\bar{\sigma}}{dz} = 0. \quad (16.431)$$

Hier setzt man die Brunt-Väisälä-Frequenz

$$N^2 := -\frac{g}{\tilde{\rho}} \frac{d\bar{\sigma}}{dz} \quad (16.432)$$

ein und erhält

$$(\bar{u} - c) \left(\frac{d^2}{dz^2} - k^2 \right) \psi + \left(\frac{N^2}{\bar{u} - c} - \frac{d^2 \bar{u}}{dz^2} \right) \psi = 0. \quad (16.433)$$

Diese Gleichung bezeichnet man als *Taylor-Goldstein-Gleichung*. Es handelt sich um ein Eigenwertproblem $\{\psi, c\}$ an die Funktion ψ mit dem Eigenwert c abhängig von $\bar{u}(z)$. Ist $\{\psi, c\}$ eine Lösung, so ist $\{\psi^*, c^*\}$ ebenfalls eine Lösung. Ein positiver Imaginärteil von c bedeutet, dass ψ eine instabile Lösung ist. Eine Scherung $\bar{u} = \bar{u}(z)$ ist genau dann stabil, wenn alle Lösungen von Glg. (16.433) reelle Eigenwerte haben. Man geht nun weiter davon aus, dass bei $z = 0, H$ die Randbedingungen $w = 0$ gelten, daraus folgt

$$\psi(0) = \psi(H) = 0. \quad (16.434)$$

Nun definiert man φ durch

$$\psi = \sqrt{\bar{u} - c} \varphi. \quad (16.435)$$

Differenzieren nach z ergibt

$$\frac{d\psi}{dz} = \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{\bar{u} - c}} \varphi \frac{d\bar{u}}{dz} + \sqrt{\bar{u} - c} \frac{d\varphi}{dz}, \quad (16.436)$$

$$\Rightarrow \frac{d^2\psi}{dz^2} = \frac{1}{\sqrt{\bar{u} - c}} \frac{d\bar{u}}{dz} \frac{d\varphi}{dz} - \frac{1}{4} \frac{1}{\sqrt{\bar{u} - c}^3} \varphi \left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right)^2 + \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{\bar{u} - c}} \frac{d^2\bar{u}}{dz^2} \varphi + \sqrt{\bar{u} - c} \frac{d^2\varphi}{dz^2}. \quad (16.437)$$

Setzt man dies in Glg. (16.433) ein und dividiert durch $\sqrt{\bar{u} - c}$, erhält man

$$\frac{d}{dz} \left[(\bar{u} - c) \frac{d\varphi}{dz} \right] - \left[k^2 (\bar{u} - c) + \frac{1}{2} \frac{d^2\bar{u}}{dz^2} + \frac{1}{\bar{u} - c} \left(\frac{1}{4} \left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right)^2 - N^2 \right) \right] \varphi = 0. \quad (16.438)$$

Die Randbedingungen bleiben unter der Annahme $c \neq \bar{u}$

$$\varphi(0) = \varphi(H) = 0. \quad (16.439)$$

Die Glg. (16.438) wird nun mit φ^* multipliziert:

$$\varphi^* \frac{d}{dz} \left[(\bar{u} - c) \frac{d\varphi}{dz} \right] - \left[k^2 (\bar{u} - c) + \frac{1}{2} \frac{d^2\bar{u}}{dz^2} + \frac{1}{\bar{u} - c} \left(\frac{1}{4} \left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right)^2 - N^2 \right) \right] |\varphi|^2 = 0. \quad (16.440)$$

Integriert man den ersten Term von 0 bis H , folgt mittels partieller Integration

$$\int_0^H \varphi^* \frac{d}{dz} \left[(\bar{u} - c) \frac{d\varphi}{dz} \right] dz = - \int_0^H (\bar{u} - c) \left| \frac{d\varphi}{dz} \right|^2 dz. \quad (16.441)$$

Glg. (16.440) wird nun von 0 nach H integriert:

$$\int_0^H \left[N^2 - \frac{1}{4} \left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right)^2 \right] \frac{|\varphi|^2}{\bar{u} - c} dz = \int_0^H (\bar{u} - c) \left(\left| \frac{d\varphi}{dz} \right|^2 + k^2 |\varphi|^2 \right) + \frac{1}{2} \frac{d^2\bar{u}}{dz^2} |\varphi|^2 dz. \quad (16.442)$$

Man schreibt nun für die Phasengeschwindigkeit

$$c = c_r + ic_i \quad (16.443)$$

mit $c_r, c_i \in \mathbb{R}$. Der Imaginärteil von Glg. (16.442) schreibt sich als

$$\begin{aligned} c_i \int_0^H \left[N^2 - \frac{1}{4} \left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right)^2 \right] \frac{|\varphi|^2}{|\bar{u} - c|^2} dz &= -c_i \int_0^H \left(\left| \frac{d\varphi}{dz} \right|^2 + k^2 |\varphi|^2 \right) dz \\ \Rightarrow c_i \int_0^H \left[N^2 - \frac{1}{4} \left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right)^2 \right] \frac{|\varphi|^2}{|\bar{u} - c|^2} + \left| \frac{d\varphi}{dz} \right|^2 + k^2 |\varphi|^2 dz &= 0. \end{aligned} \quad (16.444)$$

Gilt $N^2 - \frac{1}{4} \left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right)^2 > 0$ überall im Intervall $(0, H)$, so ist $c_i = 0$. Man definiert die *Richardson-Zahl* R_i durch

$$R_i := \frac{N^2}{\left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right)^2}. \quad (16.445)$$

Die Frequenz

$$M := \frac{d\bar{u}}{dz} \quad (16.446)$$

bezeichnet man als *Prandtl-Frequenz*. Die Bedingung

$$R_i > \frac{1}{4} \text{ überall in } (0, H) \quad (16.447)$$

ist hinreichend für Stabilität.

16.7.3 Barotrope Instabilität

Nehme einen westlichen Grundstrom $U > 0$ an, der nur von y abhängt

$$U = U(y) \quad (16.448)$$

und eine Störung

$$\mathbf{v}'_h = (u, v)^T = \mathbf{k} \times \nabla \psi \quad (16.449)$$

mit einer Stromfunktion ψ . Man betrachte einen zonalen Kanal der Ausdehnung $2b$ mit $b > 0$, die Gerade $y = 0$ liege in der Mitte dieses Kanals. Die Randbedingungen seien $\omega = 0$ bei $p = 0$ und $p = p_0$ und $v = 0$ bei $y = \pm b$. Dann ist der Horizontalwind divergenzfrei und es kann die *barotrope Vorticitygleichung* angewandt werden,

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \beta v + u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v \frac{\partial \zeta}{\partial y} = 0. \quad (16.450)$$

Hierbei sei β homogen, s. Abschn. 13.9.2. Macht man hier einen Störungsansatz nach Abschn. 16.3, so erhält man

$$\frac{\partial \zeta'}{\partial t} + \beta v + U \frac{\partial \zeta'}{\partial x} + v \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial y} = 0. \quad (16.451)$$

Hierbei wurde für die Vorticity geschrieben $\zeta = \bar{\zeta} + \zeta'$ mit $\bar{\zeta}$ als Vorticity von U und ζ' als Vorticity von $\mathbf{v}'_h$. Setze für die Störung ψ

$$\psi(x, y, t) = Y(y) \psi_0 e^{i(kx - \omega t)} \quad (16.452)$$

an. Mit $Y(\pm b) \stackrel{!}{=} 0$ sind die Randbedingungen an v erfüllt, man erhält außerdem

$$v = \frac{\partial \psi}{\partial x} = ik\psi, \quad (16.453)$$

$$\zeta' = \Delta \psi = -k^2 \psi + Y'' \psi_0 e^{i(kx - \omega t)}, \quad (16.454)$$

$$\frac{\partial \zeta'}{\partial x} = -ik^3 \psi + Y'' \psi_0 ike^{i(kx - \omega t)}. \quad (16.455)$$

$$(16.456)$$

Setzt man dies in die barotrope Vorticitygleichung ein und streicht $\psi_0 e^{i(kx - \omega t)}$, erhält man

$$\begin{aligned} i\omega k^2 Y - i\omega Y'' + \beta ikY - Uik^3 Y + Y'' ikU - ikY \frac{d^2 U}{dy^2} &= 0 \\ \Leftrightarrow \omega k^2 Y - \omega Y'' + \beta kY - Uk^3 Y + Y'' kU - kY \frac{d^2 U}{dy^2} &= 0. \end{aligned} \quad (16.457)$$

Instabilität bedeutet, dass ω nicht rein reell ist,

$$\omega = \omega_r + i\omega_c, \quad (16.458)$$

mit $\omega_r, \omega_c \in \mathbb{R} \setminus \{0\}$. Einsetzen in Glg. (16.457) liefert

$$k^2 Y(\omega_r + i\omega_c) - Y''(\omega_r + i\omega_c) + \beta kY - Uk^3 Y + Y'' kU = 0. \quad (16.459)$$

Der Imaginärteil hiervon ist

$$k^2 Y_{\omega_c} - Y''_{\omega_c} = 0 \Leftrightarrow Y'' = k^2 Y. \quad (16.460)$$

Setzt man dies in den Realteil ein, erhält man

$$k^2 Y_{\omega_r} - k^2 Y_{\omega_r} + \beta k Y - U k^3 Y + U k^3 Y - k Y \frac{d^2 U}{dy^2} = 0 \Rightarrow \frac{d^2 U}{dy^2} = \beta. \quad (16.461)$$

dies ist eine notwendige Bedingung. Setzt man umgekehrt Glg. (16.461) voraus, wird Glg. (16.457) zu (man weiß hier noch nicht, ob ω reell ist)

$$\omega k^2 Y - \omega Y'' - U k^3 Y + Y'' k U = 0. \quad (16.462)$$

Geht man von einem jetförmigen Hintergrundwind

$$U(y) = U_{\min} + \frac{1}{2} (U_{\max} - U_{\min}) \left(1 + e^{i \frac{y\pi}{b}} \right) \quad (16.463)$$

mit $U_{\min}, U_{\max} > 0$ aus, erhält man im Imaginärteil von Glg. (16.462)

$$k^3 Y \frac{1}{2} (U_{\max} - U_{\min}) \sin \left(\frac{y\pi}{b} \right) = Y'' k \frac{1}{2} (U_{\max} - U_{\min}) \sin \left(\frac{y\pi}{b} \right), \quad (16.464)$$

also ist

$$Y'' = k^2 Y. \quad (16.465)$$

Dass ein Zustand labil ist, heißt nicht zwangsläufig, dass er zusammenbricht. Es genügt aber eine beliebig kleine Anfangsauslenkung v , um eine exponentiell anwachsende Störung zu erzeugen. Man kann in der Realität von der Existenz einer solchen sehr kleinen Anfangsstörung ausgehen, sodass Instabilität in der Realität immer zum Zusammenbruch des Grundzustandes führt.

16.7.4 Barokline Instabilität

Für den Ausdruck unter der Wurzel in Glg. (16.311) wird nun eine Abkürzung

$$g = g(\bar{u}_T, k) := \frac{\beta^2 K^4}{4k^2} + \bar{u}_T^2 k^2 (k^4 - K^4) \quad (16.466)$$

definiert. Im Fall $g < 0$ gilt

$$\omega = \omega_r + i \frac{1}{k^2 + K^2} \omega'_i \quad (16.467)$$

mit

$$\omega'_i := \pm \sqrt{|g(\bar{u}_T, k)|}. \quad (16.468)$$

Dies führt dazu, dass im Fall des negativen Vorzeichens die Amplitude exponentiell anwächst, es liegt also eine Instabilität vor. Definiere

$$N := \frac{\omega'_i}{k^2 + K^2} = \frac{\sqrt{|g(\bar{u}_T, k)|}}{k^2 + K^2}, \quad (16.469)$$

dies ist die Wachstumskonstante der Störung. Es gilt also im instabilen Fall

$$N^2 + \frac{g}{(k^2 + K^2)} = N^2 + \frac{\frac{\beta^2 K^4}{4k^2} + \bar{u}_T^2 k^2 (k^4 - K^4)}{(k^2 + K^2)^2} = 0. \quad (16.470)$$

An dieser Stelle definiert man eine dimensionslose Kreiswellenzahl

$$\kappa := \frac{k}{K}, \quad (16.471)$$

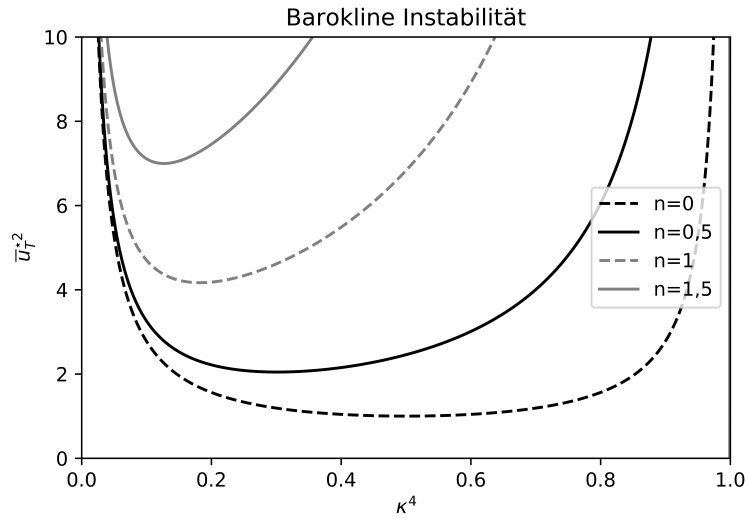


Abbildung 16.7: Die für gewisse Wachstumsraten notwendigen Windscherungen als Funktion der Wellenzahl.

damit folgt

$$\begin{aligned}
 N^2 + \frac{\frac{\beta^2}{4k^2} + \bar{u}_T^2 k^2 (\kappa^2 + 1) (\kappa^2 - 1)}{(\kappa^2 + 1)^2} &= N^2 + \frac{\beta^2}{4k^2 (\kappa^2 + 1)^2} + \bar{u}_T^2 k^2 \frac{\kappa^2 - 1}{\kappa^2 + 1} = 0 \\
 \Rightarrow N^2 + \frac{\beta^2}{4k^2 (\kappa^2 + 1)^2} + \frac{\beta^2}{K^2} \bar{u}_T^* \kappa^2 \frac{\kappa^2 - 1}{\kappa^2 + 1} &= 0
 \end{aligned} \tag{16.472}$$

mit einem dimensionslosen thermischen Wind

$$\bar{u}_T^* := \frac{\bar{u}_T K^2}{\beta}. \tag{16.473}$$

Hieraus folgt weiter

$$\frac{N^2 K^2}{\kappa^2 \beta^2} + \frac{1}{4\kappa^4 (\kappa^2 + 1)^2} + \bar{u}_T^{*2} \frac{\kappa^2 - 1}{\kappa^2 + 1} = 0 \tag{16.474}$$

Mit der dimensionslosen Wachstumsrate

$$n := \frac{NK}{\kappa\beta} \tag{16.475}$$

kann man dies als

$$n^2 + \frac{1}{4\kappa^4 (\kappa^2 + 1)^2} + \bar{u}_T^{*2} \frac{\kappa^2 - 1}{\kappa^2 + 1} = 0 \tag{16.476}$$

notieren. Stellt man dies nach $\bar{u}_T^{*2}$ um, folgt

$$\bar{u}_T^{*2} = n^2 \frac{1 + \kappa^2}{1 - \kappa^2} + \frac{1}{4\kappa^4 (1 - \kappa^4)}. \tag{16.477}$$

Abb. 16.7 zeigt die für unterschiedliche Wellenzahlen und Wachstumsraten notwendigen thermischen Windscherungen. Aus den Definitionen von κ und $\bar{u}_T^*$ wird klar, dass man sich bei abnehmender thermischer Stabilität in dieser Darstellung nach links oben bewegt, also in Richtung barokliner Labilität.

Bei der baroklinen Instabilität wird potentielle Energie der Schichtung, welche durch das Strahlungsfeld immer wieder neu erzeugt wird, in kinetische Energie des Horizontalwindes umgewandelt, bevor sie dissipiert wird.

Es gibt keine mathematisch exakte Definition dafür, ob ein Strömungsfeld turbulent ist oder nicht. Es kann davon ausgegangen werden, dass jedes Strömungsfeld, wenn man es nur aus genügend großer Entfernung betrachtet, turbulent aussieht. Zoomt man jedoch weit genug hinein, wird man meistens eine Skala finden, auf der das Feld einen *laminaren* Eindruck macht, was man als das Gegenteil von Turbulenz versteht. Ist diese Skala die molekulare Skala, liegt *volle Turbulenz* vor.

17.1 Grundlagen

Definiere einen Mittelungsoperator durch

$$\bar{f} := \frac{1}{\mu(\Omega)} \int_{\Omega} f d\omega, \quad (17.1)$$

wobei Ω eine beliebige räumliche und/oder zeitliche Menge sein soll, $\mu(\Omega)$ deren Maß, f eine beliebige Funktion von Ort und Zeit und $d\omega$ ein geeignetes Differenzial. Nun kann man f in der Form

$$f \equiv \bar{f} + f' \quad (17.2)$$

zerlegen; hierzu definiert man die Fluktuation oder Turbulenz durch

$$f' := f - \bar{f}. \quad (17.3)$$

Wenn die Aussagen

$$\overline{\frac{\partial f}{\partial x_i}} = \frac{\partial \bar{f}}{\partial x_i}, \quad (17.4)$$

$$\frac{\partial \bar{f}}{\partial t} = \frac{\partial \bar{f}}{\partial t}, \quad (17.5)$$

$$\overline{f'g} = 0 \quad (17.6)$$

mit einem beliebigen Feld g gelten, bezeichnet man $\bar{f}$ als *Reynolds-Operator* und die entsprechende Mittelung als *Reynolds-Mittelung*. Man macht sich leicht klar, dass hieraus auch die beiden Aussagen

$$\bar{\bar{f}} = \bar{f}, \quad \bar{f'} = 0 \quad (17.7)$$

folgen. Man kümmert sich an dieser Stelle nicht darum, wie ein solcher Operator konkret aussehen könnte, in Abschn. 17.1.2 wird festgestellt werden, dass die üblichen Mittelungsoperatoren keine Reynolds-Operatoren sind. Von nun an wird jedoch nicht mehr Glg. (17.1) verwendet, anstatt dessen wird das *Hesselberg-Mittel*

$$\langle f \rangle := \frac{1}{\int_{\Omega} \rho d\omega} \int_{\Omega} \rho f d\omega \quad (17.8)$$

genutzt, wobei ρ die Dichte ist. Für die Fluktuation schreibt man nun

$$f'' := f - \langle f \rangle. \quad (17.9)$$

Man nimmt nun an, dass das Hesselberg-Mittel ein Reynolds-Operator ist. Wendet man dies auf das trockenadiabatische Gleichungssystem an, folgt

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{v}}}{\partial t} = -(\bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla) \bar{\mathbf{v}} - \overline{(\mathbf{v}'' \cdot \nabla) \mathbf{v}''} - \bar{a} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} - \overline{a'' \frac{\partial p'}{\partial x}} - \bar{\mathbf{f}} \times \bar{\mathbf{v}} + \bar{\mathbf{g}}, \quad (17.10)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = -\bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla \bar{\theta} - \overline{\mathbf{v}'' \cdot \nabla \theta''}, \quad (17.11)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} = -\bar{\rho} \nabla \cdot \bar{\mathbf{v}} - \bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla \bar{\rho} - \overline{\rho'' \nabla \cdot \mathbf{v}''} - \overline{\mathbf{v}'' \cdot \nabla \rho''}, \quad (17.12)$$

$$\bar{p} a = R_d \bar{T} - \overline{p'' a''}. \quad (17.13)$$

Die prognostischen Gleichungen der gemittelten Felder sind also gegenüber denen der ungemittelten Felder um Terme der Form $\overline{f'g'}$ korrigiert, wobei f, g linear in den Feldern und ihren Ableitungen sind. Diese Terme bezeichnet man als die Konvergenzen der *turbulenten Korrelationsflüsse*. Diese sind natürlich von der Größe der Menge abhängig, über die gemittelt wird, d. h. im Falle eines numerischen Modells auflösungsabhängig. Im Falle einer immer kleiner werdenden Mittelungsmeße verlieren die Kovarianzterme an Bedeutung, bis sie schließlich ganz verschwinden.

Für die turbulenten Größen liegen jedoch keine prognostischen Gleichungen vor, was man als *Schließungsproblem* bezeichnet. Um die Korrelationsterme in der Impulsgleichung näher zu spezifizieren, wendet man den Reynolds-Mittelungsoperator auf Glg. (8.15) an, man erhält so

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla p + \nabla \cdot \Pi - \rho \mathbf{g} + \nabla \cdot \tilde{\Pi} = \mathbf{0}, \quad (17.14)$$

wobei die Horizontalstriche der Übersichtlichkeit halber weggelassen wurden. Außerdem ist der *Turbulenzkorrelationstensor* $\tilde{\Pi}$ durch

$$\tilde{\Pi} := \rho \begin{pmatrix} \overline{u''u''} & \overline{u''v''} & \overline{u''w''} \\ \overline{v''u''} & \overline{v''v''} & \overline{v''w''} \\ \overline{w''u''} & \overline{w''v''} & \overline{w''w''} \end{pmatrix} =: \begin{pmatrix} \tilde{\Pi}_{x,x} & \tilde{\Pi}_{x,y} & \tilde{\Pi}_{x,z} \\ \tilde{\Pi}_{y,x} & \tilde{\Pi}_{y,y} & \tilde{\Pi}_{y,z} \\ \tilde{\Pi}_{z,x} & \tilde{\Pi}_{z,y} & \tilde{\Pi}_{z,z} \end{pmatrix} \quad (17.15)$$

definiert. Es wurde von der gerechtfertigten Annahme

$$\left| \frac{\rho''}{\rho} \right| \ll \left| \frac{u''}{u} \right| \quad (17.16)$$

ausgegangen. $-\nabla \cdot \tilde{\Pi}$ liefert die *Eddy-Stress-Terme*, die sich in der Impulsgleichung niederschlagen und anstatt der $-(\mathbf{v}'' \cdot \nabla) \mathbf{v}'' - \alpha'' \frac{\partial p''}{\partial x}$ verwendet werden.

17.1.1 Turbulente Dissipation

Man kann analog zur molekularen Dissipation ε (s. Glg. (8.66)) eine mit der Turbulenz verbundene *turbulente Dissipation*

$$\varepsilon_{\text{turb}} := \frac{1}{\rho} \sum_{i,j=1}^3 -\tilde{\Pi}_{i,j} S_{i,j} = \frac{1}{\rho} \sum_{i,j=1}^3 -\tilde{\Pi}_{i,j} \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \quad (17.17)$$

definieren. Da für $\tilde{\Pi}$ keine explizite Formel vorliegt, kann man kein turbulentes Analogon zu Glg. (8.90) finden: Das Vorzeichen von $\varepsilon_{\text{turb}}$ bleibt unbestimmt.

17.1.2 Konkrete Mittelungsoperatoren

Sei f eine skalare oder vektorielle Funktion von Ort und Zeit. Ein allgemeiner Mittelungsoperator $\bar{f}$ wird definiert durch

$$\bar{f}(x_i) := \frac{\int_{\Omega} f(x_i) h(x_i) dx_1 \dots dx_n}{\int_{\Omega} h(x_i) dx_1 \dots dx_n}, \quad (17.18)$$

wobei die Zeit t als eine der x_i aufgefasst werden soll und h eine Gewichtungsfunktion darstellt.

17.1.2.1 Gleitendes Zeitmittel

Das *gleitende Zeitmittel* mit der Mittelungslänge T erhält man aus Glg. (17.18) mit $\Omega = (t - \frac{T}{2}, t + \frac{T}{2})$ und $h = 1$, also

$$\bar{f}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{T} \int_{t-\frac{T}{2}}^{t+\frac{T}{2}} f(\mathbf{r}, t') dt'. \quad (17.19)$$

Man überprüft nun, ob dieser Operator die Eigenschaften eines Reynolds-Operators Glg.en (17.4) - (17.6) erfüllt. Zunächst gilt

$$\frac{\partial \bar{f}}{\partial x_i} = \frac{1}{T} \int_{t-\frac{T}{2}}^{t+\frac{T}{2}} \frac{\partial f}{\partial x_i}(\mathbf{r}, t') dt' = \overline{\frac{\partial f}{\partial x_i}}, \quad (17.20)$$

Glg. (17.4) ist also erfüllt. Die Überprüfung der Erfüllung von Glg. (17.5) erfolgt mittels des Hauptsatz der Differenzial- und Integralrechnung:

$$\frac{\partial \bar{f}}{\partial t} = \frac{f(\mathbf{r}, t + \frac{T}{2}) - f(\mathbf{r}, t - \frac{T}{2})}{T} = \frac{1}{T} \int_{t-\frac{T}{2}}^{t+\frac{T}{2}} \frac{\partial f}{\partial t}(\mathbf{r}, t') dt' = \overline{\frac{\partial f}{\partial t}} \quad (17.21)$$

Die ersten beiden Eigenschaften sind also erfüllt. Für die dritte rechnet man mit $g = 1$

$$\bar{f} = \frac{1}{T} \int_{t-\frac{T}{2}}^{t+\frac{T}{2}} f(\mathbf{r}, t') - \bar{f}(\mathbf{r}, t') dt' \stackrel{!}{=} 0. \quad (17.22)$$

Dies soll für beliebige Zeitpunkte gelten, also folgt hieraus bereits

$$\bar{f} = f \quad (17.23)$$

zu allen Zeitpunkten als Kriterium für die Gültigkeit von Glg. (17.6) für den einfachen Fall $g = 1$, was nur für lineare Funktionen f der Fall ist.

17.1.2.2 Hesselberg-Mittel

Setzt man in Glg. (17.18) den Fall $h = \rho$ ein, erhält man das bereits in der Einleitung erwähnte Hesselberg-Mittel. Für dieses notiert man die Zerlegung

$$f = \langle f \rangle + f', \quad (17.24)$$

um das Hesselberg-Mittel von anderen Mittelungen wie z. B. dem gleitenden Zeitmittel oder einem allgemeinen Reynolds-Operator abzugrenzen.

17.1.2.3 Tiefpass

Die Fourier-Transformation $\tilde{f}(k)$ eines Feldes $f = f(x)$ lautet

$$\tilde{f}(k) \stackrel{\text{Glg. (C.3)}}{=} C \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \exp(-ikx) dx. \quad (17.25)$$

Die inverse Fourier-Transformation ist laut Glg. (C.6) gegeben durch

$$f(x) = \tilde{C} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \exp(ikx) dk, \quad (17.26)$$

wobei laut Glg. (C.9) auf $C\tilde{C} = 1/(2\pi)$ zu achten ist. Ein Tiefpass mit der Grenz-Wellenzahl $k^* > 0$ wird durch die Gleichung

$$\bar{f}(x) = \tilde{C} \int_{-k^*}^{k^*} f(x) \exp(ikx) dk \quad (17.27)$$

festgelegt. Wie schon durch die Notation $\bar{f}$ angedeutet wurde, handelt es sich auch hier um eine Art Mittelungsoperator. Für die Fluktuation f' erhält man

$$\begin{aligned} f'(x) &:= f(x) - \bar{f}(x) = \tilde{C} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \exp(ikx) dk - \tilde{C} \int_{-k^*}^{k^*} f(x) \exp(ikx) dk \\ &= \tilde{C} \int_{-\infty}^{-k^*} f(x) \exp(ikx) dk + \tilde{C} \int_{k^*}^{\infty} f(x) \exp(ikx) dk. \end{aligned} \quad (17.28)$$

17.2 Mischungswegansatz

Die $\tau_{i,j}$ sind jedoch immernoch unbekannte Größen, um diese zu parametrisieren (s. hierzu auch Abschn. 17.9), verwendet man den *Mischungswegansatz*. Hierbei geht man davon aus, dass Druckgradient und Coriolis-Kraft keine bedeutende Rolle spielen, woraus

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = \mathbf{0} \quad (17.29)$$

folgt, was man als *Burgers-Gleichung* bezeichnet. Ihr entsprechend bewegt sich jedes Fluidteilchen auf einer geradlinig-gleichförmigen Bahn. Dies ist jedoch kein vollständig sinnvoller Ansatz, es ergibt sich daraus jedoch eine sinnvolle Möglichkeit, die u'', v'', w'' zu parametrisieren. Bewegt sich ein Teilchen von z nach $z + l$ und behält dabei seine Horizontalgeschwindigkeit $\mathbf{v}_h$ bei, gilt nach Glg. (17.29)

$$\mathbf{v}_h''(z + l) = \mathbf{v}_h(z + l) - \overline{\mathbf{v}_h}(z + l) = \overline{\mathbf{v}_h}(z) - \overline{\mathbf{v}_h}(z + l) = \overline{\mathbf{v}_h}(z + l) - l \frac{\partial \overline{\mathbf{v}_h}}{\partial z} - \overline{\mathbf{v}_h}(z + l) = -l \frac{\partial \overline{\mathbf{v}_h}}{\partial z} \quad (17.30)$$

Man beachte hierbei auch das Vorzeichen von l , welches im Fall nach unten gerichteter Bewegung als negativ verstanden werden muss. Somit folgt beispielsweise

$$\tau_{x,z} = -\overline{\rho u'' w''} = \overline{\rho w''} l \frac{\partial \overline{u}}{\partial z}. \quad (17.31)$$

Im Falle einer indifferent geschichteten Atmosphäre gilt $|w''| \sim |\mathbf{v}_h''|$, was der Tatsache entspricht, dass in diesem Fall die horizontale Skala der Wirbel genauso groß ist wie die vertikale, man setzt daher

$$w'' = l \left| \frac{\partial \overline{\mathbf{v}_h}}{\partial z} \right|. \quad (17.32)$$

Daraus folgt

$$\tau_{x,z} = -\overline{\rho u' w'} = \overline{\rho} l^2 \left| \frac{\partial \overline{\mathbf{v}_h}}{\partial z} \right| \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} \equiv A_z \frac{\partial \overline{u}}{\partial z}. \quad (17.33)$$

Den Koeffizienten

$$A_z := \overline{\rho} l^2 \left| \frac{\partial \overline{\mathbf{v}_h}}{\partial z} \right| \quad (17.34)$$

bezeichnet man als *Eddy-Austauschkoeffizienten*.

17.2.1 Planetarische Grenzschicht

Die *planetarische Grenzschicht* ist definiert als diejenige untere Schicht der Atmosphäre, in der die *Bodenreibung*, d. h. die Existenz der Erdoberfläche, einen Einfluss hat. Als Kräftegleichgewicht setzt man hier an

$$-fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{x,z}}{\partial z}, \quad (17.35)$$

$$fu = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{y,z}}{\partial z}. \quad (17.36)$$

wobei die Mittelungsoperatoren der Übersichtlichkeit halber wieder weggelassen wurden. Ebenfalls unterschlagen wurden an dieser Stelle die horizontalen Korrelationsflüsse. Geht man außerdem davon aus, dass die Dichte innerhalb des betrachteten Höhenintervalls nur wenig variiert, folgt

$$-fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\tau_{x,z}}{\rho} \right), \quad (17.37)$$

$$fu = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\tau_{y,z}}{\rho} \right). \quad (17.38)$$

Man nimmt nun an, dass die Bewegung nur eine x-Komponente hat und definiert die sogenannte *Reibungsgeschwindigkeit* $u_\star$ durch

$$u_\star^2 := \frac{\tau_{x,z}}{\rho} = \frac{A_z}{\rho} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}. \quad (17.39)$$

Bisher wurde angenommen, dass die Mischungsweglänge l höhenunabhängig ist. Sehr nahe an der Erdoberfläche ist jedoch zu erwarten, dass die vertikale Ausdehnung der Wirbel mit der Höhe zunimmt, was man im einfachsten Fall über

$$l(z) = kz \quad (17.40)$$

ausdrücken kann, wobei die Zahl $k > 0$ als *von Karman-Konstante* bezeichnet wird. Diese hat einen typischen Wert von 0,4. Glg. (17.40) ist nur bis zu einer gewissen Höhe gültig. Somit folgt

$$u_\star^2 = k^2 z^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right|^2, \quad (17.41)$$

also im Fall $\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} > 0$

$$u_\star = kz \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}. \quad (17.42)$$

Die Lösung für $\bar{u}(z)$ ist das logarithmische Windprofil

$$\bar{u}(z) = \frac{u_\star}{k} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right). \quad (17.43)$$

Die Konstante $z_0 > 0$ ist die *Rauhigkeitslänge*, es gilt $\bar{u}(z_0) = 0$. Glg. (17.43) sollte überhaupt nur für $z > z_0$ angewandt werden.

Die Schicht, in der Glg. (17.40) eine gute Approximation ist, bezeichnet man als *Prandtl-Schicht*. Sie hat typischerweise Ausdehnungen von ein bis zwei freien Mischungsweglängen l . Nach unten hin ist sie begrenzt durch die *laminare Unterschicht*, welche im Bereich ~ 1 mm dick ist und in welcher molekulare Diffusion vorherrscht. Laminare Unterschicht und Prandtl-Schicht zusammengenommen bilden die *Oberflächenschicht*. Nach oben hin ist die Oberflächenschicht durch die *Ekman-Schicht* begrenzt.

17.2.1.1 Reibungsgeschwindigkeit

Für die Reibungsgeschwindigkeit $u_\star$ gilt

$$\bar{u}(z_\star) \stackrel{!}{=} u_\star \Leftrightarrow 1 = \frac{1}{k} \ln \left(\frac{z_\star}{z_0} \right) \Leftrightarrow z_\star = z_0 \exp(k). \quad (17.44)$$

Die Reibungsgeschwindigkeit ist also die Windgeschwindigkeit, die in der Höhe $z_\star = z_0 e^k \approx 1,5 z_0$ herrscht. Kennt man den Wind U in der Höhe z (beispielsweise die unterste Schicht eines Modells), so lässt sich die Reibungsgeschwindigkeit aus Glg. (17.43) bestimmen:

$$U = \frac{u_\star}{k} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \Leftrightarrow u_\star = \frac{Uk}{\ln \left(\frac{z}{z_0} \right)}. \quad (17.45)$$

17.2.1.2 Stabile oder labile Schichtung

Die bisherigen Herleitungen dieses Abschnitts erfolgten unter der Annahme indifferenter Schichtung. Im Falle labiler oder stabiler Schichtung ist die Mischungsweglänge nicht mehr einfach durch Glg. (17.40) gegeben. Im Falle labiler Schichtung können die Teilchen vertikal weiter schwingen, also $l > \kappa z$, im Falle labiler Schichtung können diese weniger weit schwingen, also $l < \kappa z$. In [30] werden aus kleinskaligen Simulationen Ausdrücke

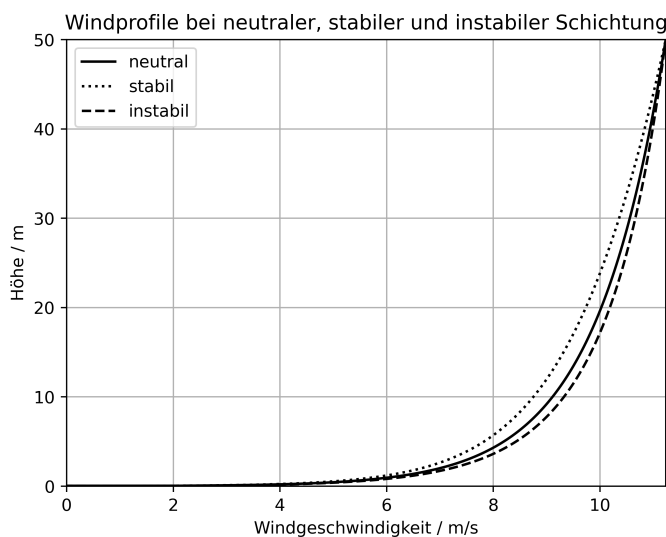


Abbildung 17.1: Windprofile bei gegebener Windgeschwindigkeit in 50 m Höhe.

hierfür hergeleitet, diese lauten

$$l = \begin{cases} \frac{kz}{3,7}, & \zeta \geq 1, \\ \frac{kz}{1+2,7\zeta}, & 0 \leq \zeta < 1, \\ kz(1-100\zeta)^{0,2}, & \zeta < 0 \end{cases} \quad (17.46)$$

mit

$$\zeta := \frac{z}{L}, \quad (17.47)$$

hierbei ist L die Monin-Obukhov-Länge.

Weiter verallgemeinert man Glg. (17.43) zu

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*}{k} \left[\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) - \psi_m(\zeta) \right], \quad (17.48)$$

ψ_m ist hierbei eine das logarithmische Windprofil modifizierende Hilfsfunktion. Im Falle indifferenter Schichtung ist $\psi_m = 0$. Abb. 17.1 zeigt mit Glg. (17.48) berechnete Windprofile.

Die Reibungsgeschwindigkeit ergibt sich hieraus zu

$$u_* = \frac{Uk}{\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) - \psi_m \left(\frac{z}{L} \right)}. \quad (17.49)$$

17.3 Ekman-Transport

Der *Ekman-Transport* tritt überall dort auf, wo ein geostrophisches Medium auf eine horizontale Begrenzung trifft, an der die Adhäsionsbedingung gilt. Definiert man den *Eddy-Viskositäts-Koeffizienten* K durch

$$K := \frac{A_z}{\rho}, \quad (17.50)$$

schreibt sich Glg. (17.33) als

$$\tau_{x,z} = K \rho \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}. \quad (17.51)$$

Unter der Voraussetzung $\frac{\partial}{\partial z}(K\rho) = 0$, was nur oberhalb der Prandtl-Schicht eine brauchbare Annahme ist, gilt

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{x,z}}{\partial z} = K \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2}. \quad (17.52)$$

Die Glg.en (17.35) - (17.36) werden dann zu

$$0 = f\tilde{v} + K \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2}, \quad 0 = -f\tilde{u} + K \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial z^2}. \quad (17.53)$$

Es wurde die Definition

$$\tilde{u} := \bar{u} - u_g, \quad \tilde{v} := \bar{v} - v_g \quad (17.54)$$

mit $\mathbf{v}_{h,g} = (u_g, v_g)^T$ als geostrophischem Wind eingesetzt. Vernachlässigt man den thermischen Wind, folgt

$$0 = f\tilde{v} + K \frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial z^2}, \quad 0 = -f\tilde{u} + K \frac{\partial^2 \tilde{v}}{\partial z^2} \Rightarrow \frac{if}{K}(\tilde{u} + i\tilde{v}) = \frac{\partial^2 (\tilde{u} + i\tilde{v})}{\partial z^2}. \quad (17.55)$$

Dies wird gelöst durch

$$\tilde{u} + i\tilde{v} = C \exp\left(\sqrt{\frac{if}{K}}z\right) + C_2 \exp\left(-\sqrt{\frac{if}{K}}z\right) \quad (17.56)$$

mit $C, C_2 \in \mathbb{C}$. Im Falle der unteren Grenze der Atmosphäre gelten in der Nordhemisphäre die Randbedingungen

$$\lim_{z \rightarrow \infty} \tilde{u} + i\tilde{v} = 0 \Rightarrow C = 0, \quad (17.57)$$

$$(\tilde{u} + i\tilde{v})(z = 0) = -u_g - iv_g \Rightarrow C_2 = -u_g - iv_g, \quad (17.58)$$

und auf der Südhalbkugel

$$\lim_{z \rightarrow \infty} \tilde{u} + i\tilde{v} = 0 \Rightarrow C_2 = 0, \quad (17.59)$$

$$(\tilde{u} + i\tilde{v})(z = 0) = -u_g - iv_g \Rightarrow C = -u_g - iv_g, \quad (17.60)$$

also lautet die Lösung nördlich des Äquators

$$\tilde{u} + i\tilde{v} = -(u_g + iv_g) \exp\left(-\sqrt{\frac{if}{K}}z\right) = -(u_g + iv_g) \exp\left(-\sqrt{\frac{f}{2K}}z\right) \exp\left(-i\sqrt{\frac{f}{2K}}z\right) \quad (17.61)$$

und südlich davon

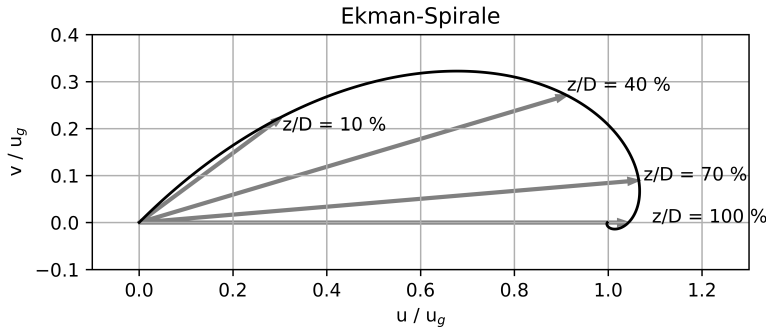
$$\tilde{u} + i\tilde{v} = -(u_g + iv_g) \exp\left(-\sqrt{\frac{|f|}{iK}}z\right) = -(u_g + iv_g) \exp\left(-\sqrt{\frac{|f|}{2K}}z\right) \exp\left(i\sqrt{\frac{|f|}{2K}}z\right). \quad (17.62)$$

Dies kann man verallgemeinern zu

$$\bar{u} = u_g - \left[\text{sign}(f) v_g \sin\left(\sqrt{\frac{|f|}{2K}}z\right) + u_g \cos\left(\sqrt{\frac{|f|}{2K}}z\right) \right] \exp\left(-\sqrt{\frac{|f|}{2K}}z\right), \quad (17.63)$$

$$\bar{v} = v_g + \left[\text{sign}(f) u_g \sin\left(\sqrt{\frac{|f|}{2K}}z\right) - v_g \cos\left(\sqrt{\frac{|f|}{2K}}z\right) \right] \exp\left(-\sqrt{\frac{|f|}{2K}}z\right). \quad (17.64)$$

Man kann o. B. d. A. $u_g > 0, v_g = 0$ annehmen, dann gilt

Abbildung 17.2: Die Ekman-Spirale, es ist $v_g = 0$.

$$\bar{u} = u_g - u_g \cos \left(\sqrt{\frac{|f|}{2K}} z \right) \exp \left(-\sqrt{\frac{|f|}{2K}} z \right), \quad (17.65)$$

$$\bar{v} = \text{sign}(f) u_g \sin \left(\sqrt{\frac{|f|}{2K}} z \right) \exp \left(-\sqrt{\frac{|f|}{2K}} z \right). \quad (17.66)$$

$\text{sign}(f) \rho \bar{v}$ ist die Massenflussdichte ins Tief hinein, daher rechnet man mit zweifacher partieller Integration

$$\begin{aligned} \int_0^\infty \sin(az) \exp(-\beta z) dz &= \frac{a}{\beta} \int_0^\infty \cos(az) \exp(-\beta z) dz = \frac{a}{\beta^2} - \frac{a^2}{\beta^2} \int_0^\infty \sin(az) \exp(-\beta z) dz \\ \Rightarrow \int_0^\infty \sin(az) \exp(-\beta z) dz &= \frac{\frac{a}{\beta^2}}{1 + \frac{a^2}{\beta^2}} = \frac{a}{\beta^2 + a^2}. \end{aligned} \quad (17.67)$$

In einer isothermen Atmosphäre gilt

$$a = \sqrt{\frac{|f|}{2K}}, \quad \beta = -\sqrt{\frac{|f|}{2K}} - \frac{1}{H} \quad (17.68)$$

$$\Rightarrow a^2 + \beta^2 = \frac{|f|}{K} + \frac{1}{H^2} + \sqrt{\frac{2|f|}{KH^2}} \quad \Rightarrow \frac{a}{\beta^2 + a^2} = \frac{1}{\sqrt{\frac{2|f|}{K}} + \sqrt{\frac{2K}{|f|H^4}} + \frac{2}{H}} = \frac{H}{2 + H\sqrt{\frac{2|f|}{K}} + \sqrt{\frac{2K}{|f|H^2}}} \quad (17.69)$$

mit $H \approx 8$ km als Skalenhöhe. Hieraus folgt

$$\text{sign}(f) \int_0^\infty \rho \bar{v} dz = \frac{H}{2 + H\sqrt{\frac{2|f|}{K}} + \sqrt{\frac{2K}{|f|H^2}}} \quad (17.70)$$

für die Massenflussdichte ins Tief hinein. Die Höhe D , in der der Wind parallel zum geostrophischen Wind ist, verwendet man häufig als eine technische Definition der *Dicke der Grenzschicht*. Es gilt

$$D = \sqrt{\frac{2K}{|f|}} \pi \quad (17.71)$$

Dort ist die Windgeschwindigkeit etwas höher als die geostrophische Geschwindigkeit, weshalb diese Höhe auch als *Gradientenwindhöhe* bezeichnet wird. Hiermit lässt sich das Gleichungssystem der Glg.en (17.65) - (17.66) in der Form

$$\bar{u} = u_g - u_g \cos\left(\frac{\pi}{D}z\right) \exp\left(-\frac{\pi}{D}z\right), \quad (17.72)$$

$$\bar{v} = \text{sign}(f) u_g \sin\left(\frac{\pi}{D}z\right) \exp\left(-\frac{\pi}{D}z\right). \quad (17.73)$$

notieren. Aus Beobachtungen weiß man, dass in ca. 1 km Höhe der Wind seinen geostrophischen Wert anstrebt, daraus folgt

$$K \approx \frac{|f| D^2}{2\pi^2} \approx 5 \text{ m}^2/\text{s}. \quad (17.74)$$

Dies ist über fünf Größenordnungen über dem Wert der kinematischen Viskosität von $1,5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$. Mit Glg. (17.34) folgt für die Mischungsweglänge

$$l = \sqrt{\frac{K}{\left|\frac{\partial v_h}{\partial z}\right|}} \sim \sqrt{\frac{KD}{u_g}} \sim 2 \cdot 10^1 \text{ m}. \quad (17.75)$$

Dies entspricht der Erwartung, dass $l \ll D$ sein muss, damit das Mischungswegkonzept in der planetarischen Grenzschicht sinnvoll ist. Es ergibt sich mit Glg. (17.40) eine Höhe D_P der Prandtl-Schicht von ca.

$$D_P = \frac{l}{k} = 50 \text{ m} \quad (17.76)$$

mit $k = 0,4$. Man definiert die *Ekman-Zahl* Ek als das Verhältnis von Reibungs- zu Coriolistermen, also

$$Ek := \frac{KU}{H^2 f U} = \frac{K}{f H^2}, \quad (17.77)$$

wobei H die charakteristische Vertikalausdehnung des Phänomens ist. Bei kleinen Ekman-Zahlen kann die Reibungskraft durch die Coriolis-Kraft ausgeglichen werden. In der Grenzschicht erhält man eine Ekman-Zahl von $Ek \sim 5\%$.

Die Ekman-Spirale führt bei einer Zyklone mit Radius R zu einer Drucktendenz $\frac{\partial p}{\partial t}$ in der Größenordnung

$$\frac{\partial p}{\partial t} \sim \frac{2g}{R} \frac{u_g \rho_o a}{\beta^2 + a^2}. \quad (17.78)$$

Man erhält mit $u_g \sim 10 \text{ m/s}$, $\rho_o \approx 1,2 \text{ kg/m}^3$ und $R \sim 500 \text{ km}$

$$\frac{\partial p}{\partial t} \sim 2,6 \frac{\text{hPa}}{\text{hr}}. \quad (17.79)$$

Dies ist deutlich geringer als der in Abschn. 13.10.3 abgeschätzte Wert. Die Obergrenze der Grenzschicht ist gleichzeitig die Obergrenze der Ekman-Schicht.

17.3.1 Bedeutung der Eddy-Viskosität

Es wurden Eddy-Austausch-Koeffizienten $A_{i,j}$ sowie Mischungsweglängen l_x, l_y, l_z eingeführt, um die Auswirkungen der Turbulenz, d. h. der subskaligen Variabilität, auf die aufgelösten (gemittelten) Felder zu beschreiben. Fraglich ist, wie fundamental diese Größen sind, d. h., ob es sich um Materialeigenschaften oder eher um Hilfsgrößen handelt.

Zunächst lässt sich festhalten, dass bei sehr feiner Auflösung die Diffusionskoeffizienten die molekularen Flüsse beschreiben, also gegen die molekularen physikalischen Diffusionskoeffizienten konvergieren. Bei gröberer Auflösung hingegen enthalten die diffusiven Terme auch turbulente Anteile. In diesem Kapitel wurden jedoch keine expliziten Annahmen an den räumlichen oder zeitlichen Umfang der Mittelungsoperatoren gemacht. Hingegen wurde implizit davon ausgegangen, dass der Mittelungsoperator ein Reynolds-Operator ist. Dies ist nur dann eine realistische Annahme, wenn die turbulenten Schwankungen klein gegenüber der Größe der Mittelung sind, die Mittelung jedoch nicht so umfangreich ist, dass synoptisch-skalige Prozesse beeinflusst werden. Solch eine Mittelung ist ge-

wissermaßen vor anderen ausgezeichnet, und somit auch die mit ihnen erhaltenen Eddy-Austausch-Koeffizienten und Mischungsweglängen.

17.3.2 Monin-Obukhov-Länge

Die Länge

$$L := -\frac{\bar{\theta} u_*^3}{kg(w'\theta')} \quad (17.80)$$

bezeichnet man als *Monin-Obukhov-Länge*.

17.3.3 Spin-down

Nimmt man Zeitunabhängigkeit der Dichte an, folgt aus der Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial}{\partial z} (\varrho w) = -\frac{\partial}{\partial x} (\varrho u) - \frac{\partial}{\partial y} (\varrho v). \quad (17.81)$$

Integriert man dies unter der Annahme $w(z = 0) = 0$ von $z = 0$ bis $z = D$, erhält man

$$(\varrho w)_D = -\int_0^D \frac{\partial}{\partial x} (\varrho u) + \frac{\partial}{\partial y} (\varrho v) dz. \quad (17.82)$$

Setzt man hier Glg. (17.73) ein, erhält man

$$(\varrho w)_D = -\text{sign}(f) \frac{\partial}{\partial y} \int_0^D \varrho u_g \sin\left(\frac{\pi}{D} z\right) \exp\left(-\frac{\pi}{D} z\right) dz. \quad (17.83)$$

Nimmt man eine homogene Dichte an, erhält man hieraus

$$w(D) = -\text{sign}(f) \frac{\partial u_g}{\partial y} \int_0^D \sin\left(\frac{\pi}{D} z\right) \exp\left(-\frac{\pi}{D} z\right) dz. \quad (17.84)$$

$\zeta_g = -\frac{\partial u_g}{\partial y}$ ist die geostrophische Vorticity, somit folgt

$$w(D) = \text{sign}(f) \zeta_g \int_0^D \sin\left(\frac{\pi}{D} z\right) \exp\left(-\frac{\pi}{D} z\right) dz. \quad (17.85)$$

Wiederum mittels partieller Integration erhält man

$$\begin{aligned} \int_0^D \sin\left(\frac{\pi}{D} z\right) \exp\left(-\frac{\pi}{D} z\right) dz &= -\left[\frac{D}{\pi} \cos\left(\frac{\pi}{D} z\right) \exp\left(-\frac{\pi}{D} z\right)\right]_0^D - \int_0^D \cos\left(\frac{\pi}{D} z\right) \exp\left(-\frac{\pi}{D} z\right) dz \\ &= \frac{D}{\pi} (1 + e^{-\pi}) - \int_0^D \cos\left(\frac{\pi}{D} z\right) \exp\left(-\frac{\pi}{D} z\right) dz \\ &= \frac{D}{\pi} (1 + e^{-\pi}) - \left[\frac{D}{\pi} \sin\left(\frac{\pi}{D} z\right) \exp\left(-\frac{\pi}{D} z\right)\right]_0^D - \int_0^D \sin\left(\frac{\pi}{D} z\right) \exp\left(-\frac{\pi}{D} z\right) dz \\ &\Rightarrow \int_0^D \sin\left(\frac{\pi}{D} z\right) \exp\left(-\frac{\pi}{D} z\right) dz = \frac{D}{2\pi} (1 + e^{-\pi}) \approx \frac{D}{2\pi} = \sqrt{\frac{K}{2f}}. \end{aligned} \quad (17.86)$$

Dies impliziert unter Vernachlässigung des Ungefähr-Zeichens

$$w(D) = \text{sign}(f) \zeta_g \sqrt{\frac{K}{2|f|}}. \quad (17.87)$$

Setzt man hier in SI-Einheiten $\zeta_g \sim 10^{-5}$, $f \sim 10^{-4}$, $K \sim 2$ ein, erhält man

$$w \sim 0,1 \text{ cm/s}. \quad (17.88)$$

Die quasigeostrophische Vorticitygleichung Glg. (13.219) lautet mit einer Transformation ins z -System unter Vernachlässigung von Advektion

$$\frac{\partial \zeta_g}{\partial t} = f \frac{\partial w}{\partial z}. \quad (17.89)$$

Integriert man dies von D bis zur Tropopausenhöhe z_T erhält man unter der Annahme $w(z = z_T) = 0$

$$\int_D^{z_T} \frac{\partial \zeta_g}{\partial t} dz = -f w(D). \quad (17.90)$$

Unter der Annahme, dass die geostrophische relative Vorticity höhenunabhängig ist, gilt

$$\frac{\partial \zeta_g}{\partial t} = -\frac{f}{z_T - D} w(D). \quad (17.91)$$

Setzt man hier Glg. (17.87) ein, erhält man

$$\frac{\partial \zeta_g}{\partial t} = -\frac{\zeta_g}{z_T - D} \sqrt{\frac{K|f|}{2}} \approx -\zeta_g \sqrt{\frac{K|f|}{2z_T^2}}. \quad (17.92)$$

Hieraus folgt, wiederum unter Vernachlässigung des Ungefähr-Zeichens,

$$\zeta_g(t) = \zeta_g(0) \exp\left(-\sqrt{\frac{K|f|}{2z_T^2}} t\right) = \zeta_g(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (17.93)$$

mit der *Spin-down-Zeit*

$$\tau := z_T \sqrt{\frac{2}{K|f|}}. \quad (17.94)$$

Setzt man hier in SI-Einheiten $z_T \sim 10^4$, $f \sim 10^{-4}$, $K \sim 2$ ein, erhält man

$$\tau \sim 10^6 \text{ s} \sim 10 \text{ d}. \quad (17.95)$$

17.4 Isotrope Turbulenz

17.4.1 Spektralform der Navier-Stokes-Gleichungen

Für die Fourier-Transformation $\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}, t)$ eines Geschwindigkeitsfeldes $\mathbf{v} = \mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ gilt

$$\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}, t) = C^3 \int_{\mathbb{R}^3} \mathbf{v}(\mathbf{r}, t) \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) d^3 r. \quad (17.96)$$

Die inverse Fourier-Transformation lautet

$$\mathbf{v}(\mathbf{r}, t) = \tilde{C}^3 \int_{\mathbb{R}^3} \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}, t) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) d^3 k. \quad (17.97)$$

Man setzt an dieser Stelle $\tilde{C} = 1 \stackrel{\text{Glg. (C.9)}}{\Leftrightarrow} C = \frac{1}{2\pi}$ an, um die Notation abzukürzen und vernachlässigt das $\mathbb{R}^3$ am Integral. Die inkompressible Impulsgleichung lautet

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla \pi - \nabla \varphi - (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} + r \Delta \mathbf{v}, \quad (17.98)$$

wobei die Abkürzung

$$\pi := \frac{p}{\rho} \quad (17.99)$$

eingesetzt wurde. Die inverse Fourier-Transformationen der anderen auftretenden Felder lauten

$$\pi(\mathbf{r}, t) = \int \tilde{\pi}(\mathbf{k}, t) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) d^3k, \quad (17.100)$$

$$\varphi(\mathbf{r}) = \int \tilde{\varphi}(\mathbf{k}) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) d^3k. \quad (17.101)$$

Weiterhin gilt für die Anwendung der Differenzialoperatoren auf die Felder

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = \int \frac{\partial \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}, t)}{\partial t} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) d^3k, \quad (17.102)$$

$$-\nabla \pi = -i \int \mathbf{k} \tilde{\pi}(\mathbf{k}, t) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) d^3k, \quad (17.103)$$

$$-\nabla \varphi = -i \int \mathbf{k} \tilde{\varphi}(\mathbf{k}) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) d^3k, \quad (17.104)$$

$$\Delta \mathbf{v} = - \int \mathbf{k}^2 \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}, t) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) d^3k. \quad (17.105)$$

Für die Impulsadvektion gilt

$$\begin{aligned} (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} &= \left(\int \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}, t) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) d^3k \cdot \nabla \right) \int \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}, t) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) d^3k \\ &= \left(\int \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}', t) \exp(i\mathbf{k}' \cdot \mathbf{r}) d^3k' \cdot \nabla \right) \int \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}'', t) \exp(i\mathbf{k}'' \cdot \mathbf{r}) d^3k'' \\ &= \int \int \exp(i\mathbf{k}' \cdot \mathbf{r}) [\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}', t) \cdot \nabla] [\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}'', t) \exp(i\mathbf{k}'' \cdot \mathbf{r})] d^3k' d^3k'' \\ &= i \int \int [\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}', t) \cdot \mathbf{k}''] \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}'', t) \exp[i(\mathbf{k}' + \mathbf{k}'') \cdot \mathbf{r}] d^3k' d^3k''. \end{aligned} \quad (17.106)$$

Dies impliziert

$$\begin{aligned} \left[\widetilde{(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v}} \right](\mathbf{k}) &= \frac{i}{(2\pi)^3} \int \int [\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}', t) \cdot \mathbf{k}''] \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}'', t) \exp[i(-\mathbf{k} + \mathbf{k}' + \mathbf{k}'') \cdot \mathbf{r}] d^3k' d^3k'' \\ &\stackrel{\text{Glg. (A.84)}}{=} i \int \int [\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}', t) \cdot \mathbf{k}''] \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}'', t) \delta(\mathbf{k}' + \mathbf{k}'' - \mathbf{k}) d^3k' d^3k'' \\ &= i \int [\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}', t) \cdot (\mathbf{k} - \mathbf{k}')] \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k} - \mathbf{k}', t) d^3k' \end{aligned} \quad (17.107)$$

Aus der inkompressiblen Kontinuitätsgleichung

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (17.108)$$

folgt

$$\mathbf{k} \cdot \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}, t) = 0. \quad (17.109)$$

Damit erhält man

$$\left[\widetilde{(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v}} \right](\mathbf{k}) = i \int [\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}', t) \cdot \mathbf{k}] \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k} - \mathbf{k}', t) d^3k' \quad (17.110)$$

Aus den bisherigen Rechnungen kann man die Entwicklung der Impulsgleichung bezüglich ebener Wellen zusammensetzen:

$$\begin{aligned} & \int \left(\frac{\partial}{\partial t} + r\mathbf{k}^2 \right) \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}, t) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) d^3k \\ &= i \int \left\{ -\mathbf{k}\tilde{\pi}(\mathbf{k}, t) - \mathbf{k}\tilde{\varphi}(\mathbf{k}) - \int [\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}', t) \cdot \mathbf{k}] \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k} - \mathbf{k}', t) d^3k' \right\} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) d^3k \end{aligned} \quad (17.111)$$

Dies muss an jedem Punkt im Spektralraum gelten, also

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + r\mathbf{k}^2 \right) \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}, t) = -i\mathbf{k}\tilde{\pi}(\mathbf{k}, t) - i\mathbf{k}\tilde{\varphi}(\mathbf{k}) - i \int [\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}', t) \cdot \mathbf{k}] \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k} - \mathbf{k}', t) d^3k'. \quad (17.112)$$

Dies ist die Spektralform der inkompressiblen Impulsgleichung. Hieraus wird ersichtlich, dass der einzige Term, der Wechselwirkungen zwischen Skalen enthält, die Impulsadvektion ist.

17.4.2 Energie-Transfer-Funktion

Wie man aus der Parseval-Identität Glg. (C.31) folgern kann, wird die spezifische kinetische Energie mit dem Wellenvektor $\mathbf{k}$ durch die Größe

$$\tilde{e}(\mathbf{k}, t) = \frac{1}{2} \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}, t) \cdot \tilde{\mathbf{v}}(-\mathbf{k}, t) \quad (17.113)$$

beschrieben. Notiert man Glg. (17.112) mit der Ersetzung $\mathbf{k} \rightarrow -\mathbf{k}$, erhält man

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + r\mathbf{k}^2 \right) \tilde{\mathbf{v}}(-\mathbf{k}, t) = i\mathbf{k}\tilde{\pi}(-\mathbf{k}, t) + i\mathbf{k}\tilde{\varphi}(-\mathbf{k}) + i \int [\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}', t) \cdot \mathbf{k}] \tilde{\mathbf{v}}(-\mathbf{k} - \mathbf{k}', t) d^3k'. \quad (17.114)$$

Multipliziert man Glg. (17.114) mit $\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}, t)$ und berücksichtigt dabei Glg. (17.109), erhält man

$$\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}, t) \cdot \left(\frac{\partial}{\partial t} + r\mathbf{k}^2 \right) \tilde{\mathbf{v}}(-\mathbf{k}, t) = i \int [\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}', t) \cdot \mathbf{k}] [\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}, t) \cdot \tilde{\mathbf{v}}(-\mathbf{k} - \mathbf{k}', t)] d^3k'. \quad (17.115)$$

Multipliziert man analog Glg. (17.112) mit $\tilde{\mathbf{v}}(-\mathbf{k}, t)$, erhält man

$$\tilde{\mathbf{v}}(-\mathbf{k}, t) \cdot \left(\frac{\partial}{\partial t} + r\mathbf{k}^2 \right) \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}, t) = -i \int [\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}', t) \cdot \mathbf{k}] [\tilde{\mathbf{v}}(-\mathbf{k}, t) \cdot \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k} - \mathbf{k}', t)] d^3k' \quad (17.116)$$

Addiert man die Glg.en (17.115) und (17.116) und dividiert durch zwei, erhält man

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial}{\partial t} + 2r\mathbf{k}^2 \right) \tilde{e}(\mathbf{k}, t) \\ &= \frac{i}{2} \int [\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}', t) \cdot \mathbf{k}] [\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}, t) \cdot \tilde{\mathbf{v}}(-\mathbf{k} - \mathbf{k}', t)] d^3k' - \frac{i}{2} \int [\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}', t) \cdot \mathbf{k}] [\tilde{\mathbf{v}}(-\mathbf{k}, t) \cdot \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k} - \mathbf{k}', t)] d^3k'. \end{aligned} \quad (17.117)$$

Substituiert man im ersten Integral mit $\mathbf{f}(\mathbf{k}') = \mathbf{k}' - \mathbf{k}$ und im zweiten Integral mit $\mathbf{f}(\mathbf{k}') = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$, erhält man

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial}{\partial t} + 2r\mathbf{k}^2 \right) \tilde{e}(\mathbf{k}, t) \\ &= \frac{i}{2} \int \{ [\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}' - \mathbf{k}, t) \cdot \mathbf{k}] [\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}, t) \cdot \tilde{\mathbf{v}}(-\mathbf{k}', t)] - [\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k} - \mathbf{k}', t) \cdot \mathbf{k}] [\tilde{\mathbf{v}}(-\mathbf{k}, t) \cdot \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}', t)] \} d^3k'. \end{aligned} \quad (17.118)$$

Im zweiten Integral sei darauf hingewiesen, dass sich das Minuszeichen, welches aus dem Vertausch der Integrationsgrenzen folgt, mit demjenigen aufhebt, welches sich aus der Ableitung der substituierten Funktion ergibt. Man definiert die *Energie-Transfer-Funktion* $W = W(\mathbf{k}, \mathbf{k}', t)$ durch

$$W(\mathbf{k}, \mathbf{k}', t) := \frac{i\mathbf{k}}{2} \cdot \{ \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}' - \mathbf{k}, t) [\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}, t) \cdot \tilde{\mathbf{v}}(-\mathbf{k}', t)] - \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k} - \mathbf{k}', t) [\tilde{\mathbf{v}}(-\mathbf{k}, t) \cdot \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}', t)] \}. \quad (17.119)$$

Damit erhält man die Bilanzgleichung der kinetischen Energie in spektraler Form

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + 2\nu k^2 \right) \tilde{e}(\mathbf{k}, t) = \int W(\mathbf{k}, \mathbf{k}', t) d^3 k'. \quad (17.120)$$

Hieraus wird ersichtlich, dass die Reibung $\propto \frac{1}{L^2}$ skalensensitiv ist und in jedem Fall die spektrale spezifische kinetische Energie reduziert. Für die Energie-Transfer-Funktion gilt

$$\begin{aligned} W(\mathbf{k}', \mathbf{k}, t) &= \frac{i\mathbf{k}'}{2} \cdot \{ \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k} - \mathbf{k}', t) [\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}', t) \cdot \tilde{\mathbf{v}}(-\mathbf{k}, t)] - \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}' - \mathbf{k}, t) [\tilde{\mathbf{v}}(-\mathbf{k}', t) \cdot \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}, t)] \} \\ &= -\frac{i\mathbf{k}'}{2} \cdot \{ \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}' - \mathbf{k}, t) [\tilde{\mathbf{v}}(-\mathbf{k}', t) \cdot \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}, t)] - \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k} - \mathbf{k}', t) [\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}', t) \cdot \tilde{\mathbf{v}}(-\mathbf{k}, t)] \} \\ &= -\frac{i\mathbf{k}'}{2} \cdot \{ \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}' - \mathbf{k}, t) [\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}, t) \cdot \tilde{\mathbf{v}}(-\mathbf{k}', t)] - \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k} - \mathbf{k}', t) [\tilde{\mathbf{v}}(-\mathbf{k}, t) \cdot \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}', t)] \} \end{aligned} \quad (17.121)$$

Hieraus folgt

$$\begin{aligned} W(\mathbf{k}', \mathbf{k}, t) + W(\mathbf{k}, \mathbf{k}', t) &= \frac{i\mathbf{k}}{2} \cdot \{ \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}' - \mathbf{k}, t) [\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}, t) \cdot \tilde{\mathbf{v}}(-\mathbf{k}', t)] - \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k} - \mathbf{k}', t) [\tilde{\mathbf{v}}(-\mathbf{k}, t) \cdot \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}', t)] \} \\ &\quad - \frac{i\mathbf{k}'}{2} \cdot \{ \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}' - \mathbf{k}, t) [\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}, t) \cdot \tilde{\mathbf{v}}(-\mathbf{k}', t)] - \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k} - \mathbf{k}', t) [\tilde{\mathbf{v}}(-\mathbf{k}, t) \cdot \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}', t)] \} \\ &= \frac{i}{2} [\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}, t) \cdot \tilde{\mathbf{v}}(-\mathbf{k}', t)] \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}' - \mathbf{k}, t) \cdot (\mathbf{k} - \mathbf{k}') \\ &\quad - \frac{i}{2} [\tilde{\mathbf{v}}(-\mathbf{k}, t) \cdot \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}', t)] \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k} - \mathbf{k}', t) \cdot (\mathbf{k} - \mathbf{k}') \\ &\stackrel{\text{Glg. (17.109)}}{=} 0. \end{aligned} \quad (17.122)$$

Die Energie-Transfer-Funktion ist also antisymmetrisch:

$$W(k, k', t) = -W(k', k, t) \quad (17.123)$$

Dies hängt mit der Energieerhaltung zusammen: Der Energiegewinn der Komponente $\mathbf{k}$ auf Kosten der Komponente $\mathbf{k}'$ ist gleich dem Energieverlust der Komponente $\mathbf{k}'$ aufgrund der Komponente $\mathbf{k}$.

17.4.2.1 Isotrope Form

Nun macht man die Annahme der Isotropie, d. h. man geht davon aus, dass spektrale Eigenschaften nicht von den drei Komponente des Vektors $\mathbf{k}$ abhängen, sondern ausschließlich vom Betrag von k , also

$$e(\mathbf{k}, t) \rightarrow \frac{\tilde{e}(k, t)}{4\pi k^2}, \quad W(\mathbf{k}, \mathbf{k}', t) \rightarrow \frac{W(k, k', t)}{4\pi k'^2 4\pi k^2}. \quad (17.124)$$

Dabei wurde für die Geometrie der Kugelkoordinaten korrigiert. Somit wird Glg. (17.120) zu

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + 2\nu k^2 \right) \frac{\tilde{e}(k, t)}{4\pi k^2} = \int \frac{W(k, k', t)}{4\pi k'^2 4\pi k^2} 4\pi k'^2 dk'$$

$$\Rightarrow \left(\frac{\partial}{\partial t} + 2\nu k^2 \right) \tilde{e}(k, t) = \int W(k, k', t) dk'. \quad (17.125)$$

17.4.3 Heisenberg-Ansatz

Beim *Heisenberg-Ansatz* wird zunächst von Stationarität ausgegangen, also

$$2rk^2\tilde{e}(k) = \int W(k, k') dk'. \quad (17.126)$$

Weiterhin nimmt man an, dass es eine Grenz-Wellenzahl k^* gibt, welche das Spektrum in zwei Regionen aufteilt:

- Die Region $k < k^*$ (größere Wellenlängen) bezeichnet man als Region 1. Hier kann aus geometrischen Gründen keine Isotropie angenommen werden. Der Heisenberg-Ansatz macht über diesen Bereich keine Aussagen.
- Die Region $k \geq k^*$ (kleinere Wellenlängen) bezeichnet man als *universality region*. Hier kann von Isotropie ausgegangen werden und die Strömung wird wenig von Randbedingungen beeinflusst.

Der Heisenberg-Ansatz bezieht sich ausschließlich auf die universality region. Es wird dabei angenommen, dass die kleineren Skalen auf die größeren Skalen eine ähnliche Wirkung haben wie die Viskosität auf die kleinstskaligen Wirbel: sie diffundieren Impuls. Dies ist gerechtfertigt, da davon ausgegangen werden kann, dass die kleinstskaligen Wirbel im Mittel Impuls diffundieren (Gradienten des Geschwindigkeitsfeldes abbauen). Der Heisenberg-Ansatz lautet als Formel

$$W(k, k') = -2\kappa_H k^2 \tilde{e}(k) g(k', \tilde{e}(k')), \quad (17.127)$$

wobei von $k, k' \geq k^*$ und $k' > k$ ausgegangen wird.

$$\kappa_H = 0,5 \pm 0,03 \quad (17.128)$$

[40] ist eine Art dimensionslose Viskosität, die sogenannte *Heisenberg-Konstante*. Diese Formel ist analog zum molekularen dissipativen Term $-2rk^2\tilde{e}(k)$. Die Funktion $g(k', \tilde{e}(k'))$ beschreibt, wie die kleinere Skala k' auf die auf die Skala k wirkt, wobei eine explizite Abhängigkeit von der bei k' vorhandenen Energie $\tilde{e}(k')$ mit aufgenommen wurde. Im SI-System gelten

$$[\tilde{e}] = \frac{\text{J}}{\text{kg/m}} = \frac{\text{Jm}}{\text{kg}} = \frac{\text{Nm}^2}{\text{kg}} = \frac{\text{m}^3}{\text{s}^2} \quad (17.129)$$

$$\Rightarrow \left[\frac{\partial \tilde{e}}{\partial t} \right] = \frac{\text{m}^3}{\text{s}^3}, \quad [W] = \frac{\text{m}^4}{\text{s}^3}, \quad \Rightarrow [k^2 \tilde{e}(k)] = \frac{\text{m}}{\text{s}^2} \quad \Rightarrow [g(k', \tilde{e}(k'))] = \frac{\text{m}^3}{\text{s}}. \quad (17.130)$$

Als Ansatz für g wählt man nun

$$g(k', \tilde{e}(k')) = (k')^a \tilde{e}(k')^\beta. \quad (17.131)$$

Dies impliziert

$$\beta = \frac{1}{2}, a = -\frac{3}{2} \quad (17.132)$$

$$\Rightarrow g(k', \tilde{e}(k')) = (k')^{-3/2} \tilde{e}(k')^{1/2} = \sqrt{\frac{\tilde{e}(k')}{(k')^3}}. \quad (17.133)$$

Zusammenfassend lautet der Heisenberg-Ansatz also

$$T(k, k') = \begin{cases} -2\kappa_H k^2 \tilde{e}(k) \tilde{e}(k')^{1/2} (k')^{-3/2}, & \text{falls } k' \geq k \text{ gilt (Energieverlust an kleinere Skala),} \\ 2\kappa_H k^2 \tilde{e}(k) \tilde{e}(k')^{1/2} (k')^{-3/2}, & \text{falls } k' < k \text{ gilt (Energiegewinn von größerer Skala).} \end{cases} \quad (17.134)$$

Im Rahmen der Stationarität wird die durch Dissipation verlorene kinetische Energie durch die Zufuhr von den größeren Skalen kompensiert. Die größeren Skalen haben also einen Energieverlust an die kleineren Skalen, welcher durch eine Produktion $\sigma(k)$ von kinetischer Energie kompensiert werden muss. Der Mechanismus, über welchen dies passiert, wird hier offengelassen. Man geht jedoch von $\sigma(k) = 0$ für $k > k^*$ aus, um die Betrachtungen in der universality region zu vereinfachen. Glg. (17.126) wird damit zu

$$2rk^2\tilde{e}(k) = \int W(k, k') dk' + \sigma(k). \quad (17.135)$$

17.4.4 Energiespektrum

Integriert man Glg. (17.135) bis zu einer Wellenzahl $k > k^*$, erhält man

$$2r \int_0^k (k')^2 \tilde{e}(k') dk' = \int_0^k \int_0^\infty W(k', k'') dk'' dk' + \int_0^k \sigma(k') dk'. \quad (17.136)$$

Für $k = \infty$ erhält man

$$2r \int_0^\infty (k')^2 \tilde{e}(k') dk' = \int_0^\infty \int_0^\infty W(k', k'') dk'' dk' + \int_0^\infty \sigma(k') dk'. \quad (17.137)$$

Aufgrund der Antisymmetrie der Energie-Transfer-Funktion $W(k', k'') = -W(k'', k')$ gilt

$$\int_0^\infty \int_0^\infty W(k', k'') dk'' dk' = 0. \quad (17.138)$$

Dies entspricht der Tatsache, dass die Energie-Transfer-Funktion kinetische Energie umverteilt, aber keine kinetische Energie produziert oder vernichtet. Dies führt auf

$$2r \int_0^\infty (k')^2 \tilde{e}(k') dk' = \int_0^\infty \sigma(k') dk'. \quad (17.139)$$

Dies entspricht der Tatsache, dass unter stationären Bedingungen ist die Energiezufuhr gleich dem Energieverlust ist. Der Energieverlust ist gleich der Dissipation:

$$\varepsilon = 2r \int_0^\infty (k')^2 \tilde{e}(k') dk' \quad (17.140)$$

Wegen $k > k^*$ und $\sigma(k') = 0$ für $k' > k^*$ gilt

$$\int_0^k \sigma(k') dk' = \int_0^\infty \sigma(k') dk'. \quad (17.141)$$

Somit kann man Glg. (17.136) in der Form

$$2r \int_0^k (k')^2 \tilde{e}(k') dk' = \int_0^k \int_0^\infty W(k', k'') dk'' dk' + \varepsilon \quad (17.142)$$

aufschreiben. Wiederum wegen der Antisymmetrie $W(k', k'') = -W(k'', k')$ gilt

$$\int_0^k \int_0^k W(k', k'') dk'' dk' = 0. \quad (17.143)$$

Somit gilt

$$\begin{aligned} 2r \int_0^k (k')^2 \tilde{e}(k') dk' &= \int_0^k \int_k^\infty W(k', k'') dk'' dk' + \varepsilon \\ &\Leftrightarrow \varepsilon = 2r \int_0^k (k')^2 \tilde{e}(k') dk' - \int_0^k \int_k^\infty W(k', k'') dk'' dk'. \end{aligned} \quad (17.144)$$

Setzt man hier Glg. (17.134) ein und beachtet $k'' > k'$, erhält man

$$\begin{aligned}
 \varepsilon &= 2r \int_0^k (k')^2 \tilde{e}(k') dk' - \int_0^k \int_k^\infty -2\kappa_H (k')^2 \tilde{e}(k') \tilde{e}(k'')^{1/2} (k'')^{-3/2} dk'' dk' \\
 \Leftrightarrow \varepsilon &= 2r \int_0^k (k')^2 \tilde{e}(k') dk' + 2\kappa_H \int_0^k \int_k^\infty (k')^2 \tilde{e}(k') \tilde{e}(k'')^{1/2} (k'')^{-3/2} dk'' dk' \\
 \Leftrightarrow \varepsilon &= 2r \int_0^k (k')^2 \tilde{e}(k') dk' + 2\kappa_H \int_k^\infty \tilde{e}(k'')^{1/2} (k'')^{-3/2} dk'' \int_0^k (k')^2 \tilde{e}(k') dk' \\
 \Leftrightarrow \varepsilon &= 2r \int_0^k (k')^2 \tilde{e}(k') dk' + 2\kappa_H \int_k^\infty \sqrt{\frac{\tilde{e}(k'')}{(k'')^3}} dk'' \int_0^k (k')^2 \tilde{e}(k') dk' \\
 \Leftrightarrow \varepsilon &= \left(2r + 2\kappa_H \int_k^\infty \sqrt{\frac{\tilde{e}(k'')}{(k'')^3}} dk'' \right) \int_0^k (k')^2 \tilde{e}(k') dk' \\
 \Leftrightarrow \varepsilon &= \left(r + \kappa_H \int_k^\infty \sqrt{\frac{\tilde{e}(k'')}{(k'')^3}} dk'' \right) \int_0^k 2 (k')^2 \tilde{e}(k') dk'. \tag{17.145}
 \end{aligned}$$

Die Größe

$$K := \kappa_H \int_k^\infty \sqrt{\frac{\tilde{e}(k'')}{(k'')^3}} dk'' \tag{17.146}$$

hat die Dimension einer Viskosität und wird als *Heisenberg'scher Austauschkoefizient* bezeichnet.

Man definiert nun eine Hilfsfunktion

$$f(k) := 2 \int_0^k (k')^2 \tilde{e}(k') dk' \Rightarrow f'(k) = 2k^2 \tilde{e}(k). \tag{17.147}$$

Hiermit kann man Glg. (17.145) in der Form

$$\frac{\varepsilon}{f(k)} = r + \kappa_H \int_k^\infty \sqrt{\frac{\tilde{e}(k')}{(k')^3}} dk' = r + \kappa_H \int_k^\infty \sqrt{\frac{f'(k')}{2(k')^5}} dk' \tag{17.148}$$

notieren. Differenziert man diese Gleichung, erhält man

$$-\frac{\varepsilon f'(k)}{f(k)^2} = -\kappa_H \sqrt{\frac{f'(k)}{2k^5}} \Rightarrow \frac{\varepsilon^2 f'(k)^2}{f(k)^4} = \kappa_H^2 \frac{f'(k)}{2k^5} \Leftrightarrow \frac{\varepsilon^2 f'(k)}{f(k)^4} = \frac{\kappa_H^2}{2k^5}. \tag{17.149}$$

Integriert man beide Seiten über k , erhält man

$$-\frac{\varepsilon^2}{3f(k)^3} + C = -\frac{\kappa_H^2}{8k^4} \Leftrightarrow \frac{\varepsilon^2}{3f(k)^3} = C + \frac{\kappa_H^2}{8k^4} \tag{17.150}$$

mit einer Integrationskonstante C . Um diese zu bestimmen, betrachtet man Glg. (17.150) für $k \rightarrow \infty$:

$$C = \frac{\varepsilon^2}{3f(\infty)^3} \tag{17.151}$$

Um $f(\infty)$ zu bestimmen, wertet man Glg. (17.148) für $k \rightarrow \infty$ aus:

$$\begin{aligned}
 \frac{\varepsilon}{f(\infty)} &= r \Rightarrow f(\infty) = \frac{\varepsilon}{r} \\
 \Rightarrow C &= \frac{\varepsilon^2}{3f(\infty)^3} = \frac{r^3}{3\varepsilon} \tag{17.152}
 \end{aligned}$$

Setzt man dies in Glg. (17.150) ein, erhält man

$$\begin{aligned}\frac{\varepsilon^2}{3f(k)^3} &= \frac{r^3}{3\varepsilon} + \frac{\kappa_H^2}{8k^4} \\ \Rightarrow f(k)^3 &= \frac{\varepsilon^2}{3} \left(\frac{\kappa_H^2}{8k^4} + \frac{r^3}{3\varepsilon} \right)^{-1} \\ \Rightarrow f(k) &= \frac{\varepsilon^{2/3}}{3^{1/3}} \left(\frac{\kappa_H^2}{8k^4} + \frac{r^3}{3\varepsilon} \right)^{-1/3}.\end{aligned}\quad (17.153)$$

Differenziert man dies nach k , erhält man

$$f'(k) = \frac{\varepsilon^{2/3}}{3^{1/3}} \frac{4}{3} \frac{\kappa_H^2}{8k^5} \left(\frac{\kappa_H^2}{8k^4} + \frac{r^3}{3\varepsilon} \right)^{-4/3}.\quad (17.154)$$

Setzt man hier Glg. (17.147) ein, erhält man

$$\begin{aligned}2k^2 \tilde{e}(k) &= \frac{\varepsilon^{2/3}}{3^{1/3}} \frac{4}{3} \frac{\kappa_H^2}{8k^5} \left(\frac{\kappa_H^2}{8k^4} + \frac{r^3}{3\varepsilon} \right)^{-4/3} \\ \Leftrightarrow \tilde{e}(k) &= \frac{\varepsilon^{2/3}}{3^{1/3}} \frac{2}{3k^3} \frac{\kappa_H^2}{8k^4} \left(\frac{\kappa_H^2}{8k^4} + \frac{r^3}{3\varepsilon} \right)^{-4/3} \\ \Leftrightarrow \tilde{e}(k) &= \frac{\varepsilon^{2/3}}{3^{1/3}} \frac{2}{3k^3} \left(\frac{\kappa_H^2}{8k^4} \right)^{-1/3} \left(\frac{8k^4}{\kappa_H^2} \right)^{-4/3} \left(\frac{\kappa_H^2}{8k^4} + \frac{r^3}{3\varepsilon} \right)^{-4/3} \\ \Leftrightarrow \tilde{e}(k) &= \frac{\varepsilon^{2/3}}{3^{1/3}} \frac{2}{3k^3} \left(\frac{\kappa_H^2}{8k^4} \right)^{-1/3} \left(1 + \frac{8r^3k^4}{3\varepsilon\kappa_H^2} \right)^{-4/3} \\ \Leftrightarrow \tilde{e}(k) &= \frac{\varepsilon^{2/3}}{3^{1/3}} \frac{2}{3} \left(\frac{\kappa_H^2}{8} \right)^{-1/3} k^{-5/3} \left(1 + \frac{8r^3k^4}{3\varepsilon\kappa_H^2} \right)^{-4/3} \\ \Leftrightarrow \tilde{e}(k) &= \left(\frac{8^2}{3^4\kappa_H^2} \right)^{1/3} \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} \left(1 + \frac{8r^3k^4}{3\varepsilon\kappa_H^2} \right)^{-4/3}\end{aligned}$$

$$\Leftrightarrow \tilde{e}(k) = \left(\frac{8}{9\kappa_H} \right)^{2/3} \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} \left(1 + \frac{8r^3k^4}{3\varepsilon\kappa_H^2} \right)^{-4/3}.\quad (17.155)$$

17.4.5 Definitionen und Approximationen

Der Ausgangspunkt dieses Abschnittes ist Glg. (17.155). Man definiert zunächst einige Abkürzungen. Zunächst definiert man

$$k_c := \left(\frac{\varepsilon}{r^3} \right)^{1/4}.\quad (17.156)$$

Damit wird Glg. (17.157) zu

$$\tilde{e}(k) = \left(\frac{8}{9\kappa_H} \right)^{2/3} \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} \left(1 + \frac{8k^4}{3\kappa_H^2 k_c^4} \right)^{-4/3}.\quad (17.157)$$

Weiterhin definiert man die *Kolmogorov-Konstante* κ_K durch

$$\kappa_K := \left(\frac{8}{9\kappa_H} \right)^{2/3},\quad (17.158)$$

die *charakteristische Länge* l_c durch

$$l_c := \left(\frac{r^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \quad (17.159)$$

sowie die *charakteristische Zeit* t_c durch

$$t_c := \left(\frac{r}{\varepsilon} \right)^{1/2}. \quad (17.160)$$

Hieraus folgt

$$k_c = \frac{1}{l_c}. \quad (17.161)$$

Setzt man dies in Glg. (17.157) ein, erhält man

$$\tilde{e}(k) = \kappa_K \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} \left(1 + \frac{8k^4 l_c^4}{3\kappa_H^2} \right)^{-4/3} = \kappa_K \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} \left(1 + \frac{8k^4}{3\kappa_H^2 k_c^4} \right)^{-4/3}. \quad (17.162)$$

Hieraus lassen sich noch zwei wichtige Grenzfälle ableiten. Für $k > \sqrt{\kappa_H} k_c$ gilt

$$\begin{aligned} \tilde{e}(k) &\approx \left(\frac{8}{9\kappa_H} \right)^{2/3} \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} \left(\frac{8k^4 l_c^4}{3\kappa_H^2} \right)^{-4/3} = \left(\frac{8\varepsilon}{9\kappa_H} \right)^{2/3} \left(\frac{8r^3}{3\varepsilon\kappa_H^2} \right)^{-4/3} k^{-7} \\ &= \left(\frac{8\varepsilon}{9\kappa_H} \right)^{2/3} \left(\frac{3\varepsilon\kappa_H^2}{8r^3} \right)^{4/3} k^{-7} \end{aligned}$$

$$\Leftrightarrow \tilde{e}(k) \approx \left(\frac{\kappa_H \varepsilon}{2r^2} \right)^2 k^{-7}. \quad (17.163)$$

Dieses Gebiet des Spektrums ($k > k_c$) bezeichnet man als *dissipative range*. In diesem Bereich führt die Viskosität zu einem steilen Abfall des Spektrums. Im Fall $k^* < k \ll k_c$ gilt

$$\tilde{e}(k) \approx \kappa_K \varepsilon^{2/3} k^{-5/3}. \quad (17.164)$$

Diesen Bereich des Spektrums ($k^* < k \ll k_c$) bezeichnet man als *inertial subrange*.

17.5 Klassisches Smagorinsky-Modell

Der einfachste Ansatz, den turbulenten horizontalen Diffusionskoeffizienten K zu berechnen, ist das sogenannte *klassische Smagorinsky-Modell* (*classic Smagorinsky model, CSM*). Der Ausgangspunkt für die Herleitung bildet Glg. (17.146), wobei für k die gerade noch aufgelöste Kreiswellenzahl $\frac{2\pi}{\Delta} = \frac{\pi}{\Delta}$ eingesetzt wird:

$$K := \kappa_H \int_{\frac{\pi}{\Delta}}^{\infty} \sqrt{\frac{\tilde{e}(k)}{k^3}} dk \quad (17.165)$$

Der relevante Skalenbereich der turbulenten Diffusion in der Atmosphäre ist die inertial subrange ($k^* < k \ll k_c$), in diesem gilt Glg. (17.164). Hieraus folgt

$$\begin{aligned}
 K &= \kappa_H \int_{\frac{\pi}{\Delta}}^{\infty} \sqrt{\frac{\kappa_K \varepsilon^{2/3} k^{-5/3}}{k^3}} dk = \kappa_H \sqrt{\kappa_K \varepsilon^{1/3}} \int_{\frac{\pi}{\Delta}}^{\infty} \sqrt{k^{-14/3}} dk \\
 \Leftrightarrow K &= \kappa_H \sqrt{\kappa_K \varepsilon^{1/3}} \int_{\frac{\pi}{\Delta}}^{\infty} k^{-7/3} dk = \kappa_H \sqrt{\kappa_K \varepsilon^{1/3}} \left[-\frac{3}{4} k^{-4/3} \right]_{\frac{\pi}{\Delta}}^{\infty} \\
 \Leftrightarrow K &= \frac{3}{4} \kappa_H \sqrt{\kappa_K \varepsilon^{1/3}} \left(\frac{\pi}{\Delta} \right)^{-4/3} = \frac{3}{4} \kappa_H \sqrt{\kappa_K \varepsilon^{1/3}} \left(\frac{\Delta}{\pi} \right)^{4/3}.
 \end{aligned} \tag{17.166}$$

Dieses Ergebnis ist für ein numerisches Modell noch nicht direkt verwendbar, da ε nicht bekannt ist. Um einen Ausdruck für ε zu bestimmen, geht man von Glg. (17.145) aus:

$$\varepsilon = (r + K) \int_0^{\frac{\pi}{\Delta}} 2k^2 \tilde{e}(k) dk. \tag{17.167}$$

Vergleicht man dies mit Glg. , folgt

$$\varepsilon = (r + K) S^2.$$

Wegen $\Delta \gg l_c$ gilt in guter Näherung

$$\varepsilon = K S^2 \Rightarrow \varepsilon^{\frac{1}{3}} = K^{\frac{1}{3}} S^{\frac{2}{3}}. \tag{17.168}$$

Setzt man dies in Glg. (17.166) ein, erhält man

$$\begin{aligned}
 K &= \frac{3}{4} \kappa_H \sqrt{\kappa_K} K^{\frac{1}{3}} S^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\Delta}{\pi} \right)^{4/3} \\
 \Leftrightarrow K^{\frac{2}{3}} &= \frac{3}{4} \kappa_H \sqrt{\kappa_K} S^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\Delta}{\pi} \right)^{4/3} \\
 \Leftrightarrow K &= \kappa_K^{\frac{3}{4}} \left(\frac{3}{4} \kappa_H \right)^{\frac{3}{2}} S \left(\frac{\Delta}{\pi} \right)^2 \\
 \Leftrightarrow K &= \frac{1}{\pi^2} \kappa_K^{\frac{3}{4}} \left(\frac{3}{4} \kappa_H \right)^{\frac{3}{2}} \Delta^2 S.
 \end{aligned} \tag{17.169}$$

Mit der Definition

$$\begin{aligned}
 c_S^2 &:= \frac{1}{\pi^2} \kappa_K^{\frac{3}{4}} \left(\frac{3}{4} \kappa_H \right)^{\frac{3}{2}} \stackrel{\text{Glg. (17.158)}}{=} \frac{1}{\pi^2} \left(\frac{8}{9 \kappa_H} \right)^{1/2} \left(\frac{3}{4} \kappa_H \right)^{\frac{3}{2}} = \frac{\kappa_H}{\pi^2} \left(\frac{8}{9} \right)^{1/2} \left(\frac{3}{4} \right)^{\frac{3}{2}} = \frac{\kappa_H}{\pi^2} \left(\frac{8 \cdot 9}{9 \cdot 16} \right)^{1/2} \left(\frac{3}{4} \right)^{\frac{1}{2}} \\
 &= \frac{\sqrt{3} \kappa_H}{2 \sqrt{2} \pi^2} \stackrel{\text{Glg. (17.128)}}{\approx} \frac{\sqrt{3}}{4 \sqrt{2} \pi^2} \approx 0,03 \\
 \Leftrightarrow c_S &= \left(\frac{3}{8} \right)^{1/4} \frac{\sqrt{\kappa_H}}{\pi} \approx \left(\frac{3}{8} \right)^{1/4} \frac{1}{\sqrt{2} \pi} \approx 0,176
 \end{aligned} \tag{17.170}$$

kann man dies in der Form

$$K = c_S^2 \Delta^2 S \tag{17.171}$$

notieren. Hieraus folgt im Fall zweidimensionalen Flusses

$$K = \rho r_{\Delta} = \rho c_S^2 \Delta^2 \sqrt{\left(\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2} = \rho c_S^2 \Delta^2 \sqrt{E^2 + F^2}. \tag{17.172}$$

Aus Glg. (17.166) lässt sich weiterhin ein Ausdruck für die Dissipation ableiten, wenn der Diffusionskoeffizient bekannt ist:

$$\begin{aligned} \frac{3}{4} \kappa_H \sqrt{\kappa_K} \varepsilon^{1/3} \left(\frac{\Delta}{\pi} \right)^{4/3} &= K \\ \Leftrightarrow \varepsilon^{1/3} &= \frac{4}{3 \kappa_H \sqrt{\kappa_K}} \left(\frac{\pi}{\Delta} \right)^{4/3} K \\ \Leftrightarrow \varepsilon &= \left(\frac{4}{3 \kappa_H \sqrt{\kappa_K}} \right)^3 \left(\frac{\pi}{\Delta} \right)^4 K^3 \approx 1039 \cdot \frac{K^3}{\Delta^4} \end{aligned} \quad (17.173)$$

17.6 Turbulente kinetische Energie

Die sogenannte spezifische *turbulente kinetische Energie* k_s ist der subskalige Anteil der kinetischen Energie, in Abgrenzung zum aufgelösten Anteil, welcher hier mit k_m bezeichnet wird. Für diese Größe soll eine prognostische Gleichung hergeleitet werden. Man beginnt, indem man zunächst die Gleichung der spezifischen kinetischen Energie Glg. (14.8) nochmals notiert:

$$\frac{\partial k}{\partial t} = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} (u^2 + v^2 + w^2) = -\mathbf{v} \cdot \nabla k - \frac{1}{\rho} \mathbf{v} \cdot \nabla p - wg - \varepsilon = - \sum_{i,j=1}^3 u_i u_j \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{1}{\rho} \mathbf{v} \cdot \nabla p - wg - \varepsilon. \quad (17.174)$$

Den Druckgradienten drückt man über den Exner-Druck aus:

$$\frac{\partial k}{\partial t} = - \sum_{i,j=1}^3 u_i u_j \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - c^{(p)} \theta \mathbf{v} \cdot \nabla \Pi - wg - \varepsilon. \quad (17.175)$$

Weiterhin notiert man die Impulsgleichung ohne Reibung:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = - \sum_{j=1}^3 u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - c^{(p)} \theta \frac{\partial \Pi}{\partial x_i} - g_i. \quad (17.176)$$

Führt man hier eine Reynolds-Mittelung durch, erhält man

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} = - \sum_{j=1}^3 \overline{u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} - \sum_{j=1}^3 \overline{u'_j} \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_j} - c^{(p)} \overline{\theta} \frac{\partial \overline{\Pi}}{\partial x_i} - c^{(p)} \overline{\theta'} \frac{\partial \overline{\Pi'}}{\partial x_i} - g_i. \quad (17.177)$$

Multipliziert man diese Gleichung mit $\overline{u_i}$, erhält man

$$\overline{u_i} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} = - \overline{u_i} \sum_{j=1}^3 \overline{u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} - \overline{u_i} \sum_{j=1}^3 \overline{u'_j} \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_j} - c^{(p)} \overline{u_i} \overline{\theta} \frac{\partial \overline{\Pi}}{\partial x_i} - c^{(p)} \overline{u_i} \overline{\theta'} \frac{\partial \overline{\Pi'}}{\partial x_i} - \overline{u_i} g_i. \quad (17.178)$$

Summiert man diese Gleichung über i , erhält man

$$\begin{aligned} \frac{\partial k_m}{\partial t} &= - \sum_{i,j=1}^3 \overline{u_i u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} - \sum_{i,j=1}^3 \overline{u_i u'_j} \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_j} - c^{(p)} \overline{\theta} \overline{\mathbf{v}} \cdot \nabla \overline{\Pi} - c^{(p)} \overline{\mathbf{v}} \cdot \overline{\theta' \nabla \Pi'} + \overline{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{g} \\ &= - \sum_{j=1}^3 \overline{u_j} \sum_{i=1}^3 \overline{u_i} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} - \sum_{i,j=1}^3 \overline{u_i u'_j} \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_j} - c^{(p)} \overline{\theta} \overline{\mathbf{v}} \cdot \nabla \overline{\Pi} - c^{(p)} \overline{\mathbf{v}} \cdot \overline{\theta' \nabla \Pi'} + \overline{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{g} \\ &= - \sum_{j=1}^3 \overline{u_j} \frac{\partial k_m}{\partial x_j} - \sum_{i,j=1}^3 \overline{u_i u'_j} \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_j} - c^{(p)} \overline{\theta} \overline{\mathbf{v}} \cdot \nabla \overline{\Pi} - c^{(p)} \overline{\mathbf{v}} \cdot \overline{\theta' \nabla \Pi'} + \overline{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{g} \\ &= - \overline{\mathbf{v}} \cdot \nabla k_m - \sum_{i,j=1}^3 \overline{u_i u'_j} \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_j} - c^{(p)} \overline{\theta} \overline{\mathbf{v}} \cdot \nabla \overline{\Pi} - c^{(p)} \overline{\mathbf{v}} \cdot \overline{\theta' \nabla \Pi'} + \overline{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{g}. \end{aligned} \quad (17.179)$$

Hierbei ist

$$k_m := \frac{1}{2} (\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2}) \quad (17.180)$$

die mittlere kinetische Energie. Nimmt man weiter an, dass der Hintergrundzustand hydrostatisch balanciert ist, also $-c^{(p)}\overline{\theta}\nabla\Pi + \mathbf{g} = \mathbf{0}$, folgt

$$\frac{\partial k_m}{\partial t} = -\overline{\mathbf{v}} \cdot \nabla k_m - \sum_{i,j=1}^3 \overline{u_i u_j' \frac{\partial u_i'}{\partial x_j}} - c^{(p)} \overline{\mathbf{v}} \cdot \overline{\theta' \nabla \Pi'}. \quad (17.181)$$

Die subskalige oder turbulente kinetische Energie ist

$$k_s := k' = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} (u'^2 + v'^2 + w'^2). \quad (17.182)$$

Setzt man dies in Glg. (17.175) ein, erhält man

$$\frac{\partial k_m}{\partial t} + \frac{\partial k_s}{\partial t} = - \sum_{i,j=1}^3 u_i u_j \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - c^{(p)} \theta \mathbf{v} \cdot \nabla \Pi - w g - \varepsilon. \quad (17.183)$$

Führt man hier eine Reynolds-Mittelung durch, erhält man

$$\begin{aligned} \frac{\partial k_m}{\partial t} + \frac{\partial k_s}{\partial t} &= -\overline{\mathbf{v}} \cdot \nabla k_m - \sum_{i,j=1}^3 \overline{u_i u_j' \frac{\partial u_i'}{\partial x_j}} - c^{(p)} \overline{\mathbf{v}} \cdot \overline{\theta' \nabla \Pi'} \\ &\quad - \sum_{i,j=1}^3 \overline{u_i' u_j' \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j}} - \sum_{i,j=1}^3 \overline{\overline{u_j} u_i' \frac{\partial u_i'}{\partial x_j}} - c^{(p)} \overline{\theta' \mathbf{v}'} \cdot \nabla \overline{\Pi} - c^{(p)} \overline{\theta \mathbf{v}'} \cdot \nabla \overline{\Pi'} - \overline{\varepsilon} \\ &= -\overline{\mathbf{v}} \cdot \nabla k_m - \sum_{i,j=1}^3 \overline{u_i u_j' \frac{\partial u_i'}{\partial x_j}} - c^{(p)} \overline{\mathbf{v}} \cdot \overline{\theta' \nabla \Pi'} \\ &\quad - \sum_{i,j=1}^3 \overline{u_i' u_j' \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j}} - \overline{\mathbf{v}} \cdot \nabla k_s - c^{(p)} \overline{\theta' w'} \frac{\partial \overline{\Pi}}{\partial z} - c^{(p)} \overline{\theta \mathbf{v}'} \cdot \nabla \overline{\Pi'} - \overline{\varepsilon}. \end{aligned} \quad (17.184)$$

Zieht man hiervon Glg. (17.181) ab, erhält man die sogenannte *TKE-Gleichung*:

$$\frac{\partial k_s}{\partial t} = -\overline{\mathbf{v}} \cdot \nabla k_s - \sum_{i,j=1}^3 \overline{u_i' u_j' \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j}} - c^{(p)} \overline{\theta' w'} \frac{\partial \overline{\Pi}}{\partial z} - c^{(p)} \overline{\theta \mathbf{v}'} \cdot \nabla \overline{\Pi'} - \overline{\varepsilon} \quad (17.185)$$

Mit

$$-c^{(p)} \overline{\theta} \frac{\partial \overline{\Pi}}{\partial z} = g \quad (17.186)$$

kann man dies umformulieren zu

$$\frac{\partial k_s}{\partial t} + \overline{\mathbf{v}} \cdot \nabla k_s = \underbrace{- \sum_{i,j=1}^3 \overline{u_i' u_j' \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j}}}_{\text{dynamische Produktion}} + \underbrace{\overline{\frac{g'}{\theta} w'}}_{\text{buoyancy flux}} - c^{(p)} \overline{\theta \mathbf{v}'} \cdot \nabla \overline{\Pi'} - \overline{\varepsilon}. \quad (17.187)$$

Die dynamische Produktion beschreibt die Produktion der TKE durch Dissipation großskaliger Bewegungen.

Im Term der dynamischen Produktion werden üblicherweise nur die Terme der vertikalen Scherung des Horizontalwindes berücksichtigt. Der dritte Term, welcher die Korrelation zwischen Geschwindigkeits- und Druck-

schwankungen repräsentiert, wird üblicherweise vernachlässigt. Dies führt auf

$$\frac{\partial k_s}{\partial t} + \bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla k_s = -\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{v'w'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + g \overline{\frac{\theta'}{\bar{\theta}}} w' - \bar{\varepsilon}. \quad (17.188)$$

Multipliziert man diese Gleichung mit ρ und die Kontinuitätsgleichung mit k_s und addiert die Ergebnisse, erhält man die TKE-Gleichung in Flussform:

$$\frac{\partial (\rho k_s)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho k_s \bar{\mathbf{v}}) = -\rho \overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \rho \overline{v'w'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + \rho g \overline{\frac{\theta'}{\bar{\theta}}} w' - \rho \bar{\varepsilon}. \quad (17.189)$$

17.7 Geostrophische Turbulenz

Wendet man den Operator $\nabla \times$ auf Glg. (17.97) in zwei Dimensionen an, erhält man

$$\begin{aligned} \zeta &= \mathbf{e}_z \cdot \nabla \times \mathbf{v} = \mathbf{e}_z \cdot \nabla \times \int_{\mathbb{R}^2} \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) d^2 r = \mathbf{e}_z \cdot \int_{\mathbb{R}^2} \nabla \times [\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})] d^2 r \\ &\stackrel{\text{Glg. (B.60)}}{=} \mathbf{e}_z \cdot \int_{\mathbb{R}^2} i\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \times \mathbf{k} d^2 r = \int_{\mathbb{R}^2} \mathbf{e}_z \cdot [i\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}) \times \mathbf{k}] \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) d^2 r. \end{aligned} \quad (17.190)$$

Hieraus folgt

$$\tilde{\zeta}(\mathbf{k}) = \mathbf{e}_z \cdot [i\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}) \times \mathbf{k}]. \quad (17.191)$$

Aus der Parseval-Identität Glg. (C.31) erhält man

$$\begin{aligned} \tilde{\zeta}^2(\mathbf{k}) &= -4\pi^2 i (\tilde{\mathbf{v}}(-\mathbf{k}) \times \mathbf{k}) \cdot i (\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}) \times \mathbf{k}) = 4\pi^2 (\tilde{\mathbf{v}}(-\mathbf{k}) \times \mathbf{k}) \cdot (\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}) \times \mathbf{k}) \\ &= 4\pi^2 (\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k})^* \times \mathbf{k}) \cdot (\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}) \times \mathbf{k}) \end{aligned} \quad (17.192)$$

In Polarkoordinaten ergibt dies

$$\tilde{\zeta}^2(k, \varphi) = 4\pi^2 \tilde{\mathbf{v}}(k, \varphi)^* k \sin(\varphi) \tilde{\mathbf{v}}(k, \varphi) k \sin(\varphi) = 4\pi^2 |\tilde{\mathbf{v}}(k, \varphi)|^2 k^2 \sin^2(\varphi). \quad (17.193)$$

Bei Isotropie ($\tilde{\mathbf{v}}(k, \varphi) \rightarrow \tilde{\mathbf{v}}(k)$) gilt

$$\int_0^{2\pi} 4\pi^2 |\tilde{\mathbf{v}}(k)|^2 k^2 \sin^2(\varphi) d\varphi = 4\pi^2 |\tilde{\mathbf{v}}(k)|^2 k^2 \int_0^{2\pi} \sin^2(\varphi) d\varphi = 4\pi^2 |\tilde{\mathbf{v}}(k)|^2 k^2 \pi = 4\pi^3 |\tilde{\mathbf{v}}(k)|^2 k^2. \quad (17.194)$$

Für die Enstrophie bedeutet dies

$$|\Omega \subseteq \mathbb{R}^2| \zeta^2 = \int_{\Omega} \zeta^2 d^2 r = \int_{\mathbb{R}^2} \tilde{\zeta}^2(k_x, k_y) d^2 k = \int_0^\infty 4\pi^3 |\tilde{\mathbf{v}}(k)|^2 k^2 dk. \quad (17.195)$$

17.8 Energiekaskade

17.9 Parametrisierungen

Die Abschätzung der Auswirkungen subskaliger Variabilität auf die gemittelten Größen bezeichnet man als *Parametrisierungen*. In einer anderen Konvention bezeichnet man all das als Parametrisierung, oder auch „Physik“ (in Abgrenzung zur „Dynamik“), was über das trockenadiabatische Gleichungssystem hinausgeht. Von dieser Konvention wird hier kein Gebrauch gemacht.

17.9.1 Skalare Advektion

Die Natur diffundiert die Größen Temperatur T und Gasdichten ρ_g . Sei ψ eine solche Größe. Die Diffusion erfolgt durch einen von den thermodynamischen Zustandsgrößen abhängenden Diffusionskoeffizienten κ_ψ , der somit von

Ort und Zeit abhängt. Man notiert

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = \dots + \nabla \cdot (\kappa_{\psi} \nabla \psi). \quad (17.196)$$

κ_{ψ} ist zunächst einmal molekularen Ursprungs. Die in nichtlinearen Systemen bei Mittelung entstehenden Kovarianzterme skalarer Advektion $-\overline{\mathbf{v}'' \cdot \nabla \psi''}$ parametrisiert man sinnvollerweise so, dass man ansetzt

$$\kappa_{\psi, \Delta} = \kappa_{\psi} + \kappa_{\psi, S}, \quad (17.197)$$

wobei der Index Δ für den in die Diskretisierung einzusetzenden Diffusionskoeffizienten steht und der Index S für die Auswirkung der Subskala. Auf diese Weise ist physikalische Selbstkonsistenz gewährleistet. Mit kleiner werdenden $\Delta x, \Delta t$, also mit höherer Auflösung, konvergiert $\kappa_{\psi, \Delta}$ gegen κ_{ψ} . Bei niedriger Auflösung gilt in guter Näherung $\kappa_{\psi, \Delta} = \kappa_{\psi, S}$. Da der vertikale Gitterpunktabstand üblicherweise deutlich kleiner ist als der horizontale, kann man $\kappa_{\psi, S}$ richtungsabhängig ansetzen, also

$$\kappa_{\psi, \Delta} \nabla \psi \rightarrow \kappa_{\psi, \Delta, H} \nabla_H \psi + \kappa_{\psi, \Delta, z} \frac{\partial \psi}{\partial z} \mathbf{k}. \quad (17.198)$$

Dabei ist der horizontale Diffusionskoeffizient größer als der vertikale.

17.9.2 Impulsadvektion

Um einen Ansatz für die Parametrisierung von Impulsadvektion herzuleiten, geht man analog zum Fall skalarer Advektion im vorherigen Abschnitt von dem Ansatz aus, dass die subskalige Variabilität zu einer isotropen Diffusion führt. Dies entspricht auch dem in Abschn. 17.2 beschriebenen Mischungswegansatz. Hierbei wurde ja davon ausgegangen, dass das Fluid über eine gewisse Länge, der sogenannten Mischungsweglänge seine Eigenschaften unverändert transportiert, bevor es zu einer Angleichung mit der Umgebung kommt. Dies ist bei molekularer Diffusion, und somit auch bei Reibung als Spezialfall dieser, ebenfalls der Fall. Man erinnert sich zunächst an Glg. (8.52) für die Reibungsbeschleunigung $\mathbf{f}_R$:

$$\begin{aligned} \mathbf{f}_R &= r \Delta \mathbf{v} + \left(\frac{\mu_v}{\rho} + \frac{r}{3} \right) \nabla (\nabla \cdot \mathbf{v}) \stackrel{\text{Glg. (B.54)}}{=} \left(\frac{\mu_v}{\rho} + \frac{4r}{3} \right) \nabla (\nabla \cdot \mathbf{v}) - r \nabla \times (\nabla \times \mathbf{v}) \\ &= \left(\frac{\mu_v}{\rho} + \frac{4r}{3} \right) \nabla D - r \nabla \times \boldsymbol{\xi} \end{aligned} \quad (17.199)$$

Als modifizierte Begründung für diesen Ansatz kann man die folgende Analogie verwenden: Die Maxwell-Verteilung Glg. (5.191) ist isotrop. Atome und Moleküle sind im Rahmen der Navier-Stokes-Gleichungen subskalig. Ihre isotrope Impulsverteilung ist der Windgeschwindigkeit $\mathbf{v}$ überlagert. Dies hat die physikalische Auswirkung der Existenz der Reibungsbeschleunigung Glg. (8.52) und der Dissipation Glg. (8.66). Ist die turbulente (subskalige) Bewegung isotrop, so kann man davon ausgehen, dass die Turbulenz ähnliche Auswirkungen auf die gemittelten Größen hat. Diese Analogie gilt auch für die diffusiven Ansätze des subskaligen Transportes skalarer Größen.

Zu bestimmen bleiben allerdings die effektiven Viskositäten. In einer Diskretisierung setzt man nun analog zu Glg. (17.197)

$$K = r + r_S, \quad K_v = \mu_v + \mu_{v, S} \quad (17.200)$$

an. Hieraus folgt für die effektive Reibungsbeschleunigung

$$\mathbf{f}_R = \left(\frac{K_v}{\rho} + \frac{4K}{3} \right) \nabla D - K \nabla \times \boldsymbol{\xi}. \quad (17.201)$$

17.9.3 Phasenübergänge

Sei ρ_v die Dichte des Wasserdampfes, die Advektionsgleichung für diese Größe lautet

$$\frac{\partial \rho_v}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho_v \mathbf{v}) + s_v, \quad (17.202)$$

hierbei ist s_v die Quelldichte des Wasserdampfes. Integriert man diese Gleichung über eine Menge $\Omega \subseteq \mathbb{R}^3$, erhält man mit dem Gauß'schen Satz

$$\int_{\Omega} \frac{\partial \rho_v}{\partial t} d^3 r = - \int_{\Omega} \nabla \cdot (\rho_v \mathbf{v}) d^3 r = - \int_{\partial\Omega} \rho_v \mathbf{v} \cdot d\mathbf{n} + \int_{\Omega} s_v d^3 r dt'. \quad (17.203)$$

Integriert man ferner über ein Zeitintervall $[t, t + \Delta t]$, folgt

$$\begin{aligned} \int_t^{t+\Delta t} \int_{\Omega} \frac{\partial \rho_v}{\partial t} d^3 r dt' &= - \int_t^{t+\Delta t} \int_{\partial\Omega} \rho_v \mathbf{v} \cdot d\mathbf{n} dt' + \int_t^{t+\Delta t} \int_{\Omega} s_v d^3 r dt' \\ \Leftrightarrow \int_{\Omega} \rho_v(t + \Delta t) - \rho_v(t) d^3 r &= - \int_t^{t+\Delta t} \int_{\partial\Omega} \rho_v \mathbf{v} \cdot d\mathbf{n} dt' + \int_t^{t+\Delta t} \int_{\Omega} s_v d^3 r dt' \\ \Leftrightarrow V [\bar{\rho}_v(t + \Delta t) - \bar{\rho}_v(t)] &= - \int_t^{t+\Delta t} \int_{\partial\Omega} \rho_v \mathbf{v} \cdot d\mathbf{n} dt' + \int_t^{t+\Delta t} \int_{\Omega} s_v d^3 r dt' \\ \Leftrightarrow \bar{\rho}_v(t + \Delta t) &= \bar{\rho}_v(t) - \frac{1}{V} \int_t^{t+\Delta t} \int_{\partial\Omega} \rho_v \mathbf{v} \cdot d\mathbf{n} dt' + \int_t^{t+\Delta t} \int_{\Omega} s_v d^3 r dt' \\ \Leftrightarrow \bar{\rho}_v(t + \Delta t) &= \bar{\rho}_v(t) - \frac{1}{V} \int_t^{t+\Delta t} \int_{\partial\Omega} \rho_v \mathbf{v} \cdot d\mathbf{n} dt' + \int_{\Omega} \int_t^{t+\Delta t} s_v dt' d^3 r. \end{aligned} \quad (17.204)$$

Man geht an dieser Stelle der Einfachheit halber davon aus, dass zum Zeitpunkt t keine Kondensate vorhanden sind und dass während des Zeitintervalls $[t, t + \Delta t]$ keine Phasenübergänge in Richtung des Wasserdampfes stattfinden. In diesem Fall gilt

$$\int_t^{t+\Delta t} s_v dt' = -\Theta [\rho_v(t + \Delta t) - \rho_v^{(\text{sat})}(t + \Delta t)] [\rho_v(t + \Delta t) - \rho_v^{(\text{sat})}(t + \Delta t)] \leq 0. \quad (17.205)$$

Es gilt also

$$Q_v := \int_{\Omega} \int_t^{t+\Delta t} s_v dt' d^3 r = - \int_{\Omega} \Theta [\rho_v(t + \Delta t) - \rho_v^{(\text{sat})}(t + \Delta t)] [\rho_v(t + \Delta t) - \rho_v^{(\text{sat})}(t + \Delta t)] d^3 r \leq 0. \quad (17.206)$$

Definiere nun

$$\tilde{Q}_v := -\Theta \left\{ \bar{\rho}_v(t + \Delta t) - \rho_v^{(\text{sat})}[\bar{T}(t + \Delta t), \bar{p}(t + \Delta t)] \right\} \left\{ \rho_v(t + \Delta t) - \rho_v^{(\text{sat})}[\bar{T}(t + \Delta t), \bar{p}(t + \Delta t)] \right\} \leq 0 \quad (17.207)$$

Dies ist der Quellterm, der sich ergeben würde, wenn man den Phasenübergang aus den gemittelten thermodynamischen Größen (in einem Modell wären dies die Werte in den Gitterboxen) heraus berechnen würde. Es gilt

$$Q_v \leq \tilde{Q}_v. \quad (17.208)$$

Definiere nun die Differenz zwischen dem tatsächlichen Phasenübergang und dem aus den gemittelten Größen heraus berechneten durch

$$\Delta Q_v := Q_v - \tilde{Q}_v \leq 0. \quad (17.209)$$

Damit kann man Glg. (17.204) in der Form

$$\begin{aligned} \bar{\rho}_v(t + \Delta t) &= \bar{\rho}_v(t) - \frac{1}{V} \int_t^{t+\Delta t} \int_{\partial\Omega} \rho_v \mathbf{v} \cdot d\mathbf{n} dt' + Q_v \\ &= \bar{\rho}_v(t) - \frac{1}{V} \int_t^{t+\Delta t} \int_{\partial\Omega} \rho_v \mathbf{v} \cdot d\mathbf{n} dt' + \tilde{Q}_v + \Delta Q_v. \end{aligned} \quad (17.210)$$

Der Quellterm Q_v setzt sich somit aus zwei Anteilen zusammen:

- Der Term $\tilde{Q}_v \leq 0$ entspricht dem aufgelösten Anteil.
- Der Term $\Delta Q_v \leq 0$ entspricht dem subskaligen Anteil.

Ein Modell hätte zunächst nur Kenntnis vom aufgelösten Anteil $\tilde{Q}_v$ und würde somit den Gesamt-Phasenübergang

Q_v unterschätzen. Insbesondere kann es Situationen mit $\tilde{Q}_v = 0$ und $\Delta Q_v < 0$ geben. Man kann nun aus hergeleiteten oder gemessenen Spektraleigenschaften der Felder Ansätze für den Term ΔQ_v herleiten.

Dieser Abschnitt weiterhin, dass alle Arten von Parametrisierungen letzten Endes mit subskaliger Variabilität zu tun haben. Im Fall $\Omega, \Delta t \rightarrow 0$ geht ΔQ_v gegen Null, was ebenfalls für alle Parametrisierungen der Fall ist.

17.9.4 Konvektion

Lokal entsteht Konvektion bei Vorliegen thermischer Instabilität, also im Fall

$$N^2 < 0. \quad (17.211)$$

Mittelt man jedoch über eine Grundfläche $A \subseteq \mathbb{R}^2$, so ist aufgrund der Variabilität von N , also

$$N_{\min}^2 \leq \overline{N^2}, \quad (17.212)$$

Glg. (17.211) irgendwo innerhalb von A lokal erfüllt, bevor das Kriterium im Mittel erfüllt ist.

17.10 Flusswiderstände

Das Konzept des *Flusswiderstandes* soll zunächst anhand des horizontalen Impulses erläutert werden. Die Reibungsbeschleunigung lautet allgemein

$$\frac{\partial v_{N_L}}{\partial t} = \frac{1}{\rho} \frac{\tau_{N_L} - \tau_{N_L+1}}{\Delta z_{N_L}}. \quad (17.213)$$

Hierbei ist N_L die Anzahl der Schichten. Für den turbulenten Fluss an der Oberfläche notiert man nun

$$\tau_{N_L+1} \stackrel{!}{=} \rho \frac{v_{N_L+1}}{r_M}. \quad (17.214)$$

Dies ist die Definitionsgleichung für den Flusswiderstand des Impulses r_M . Hieraus erhält man also

$$r_M = \rho \frac{v_{N_L+1}}{\tau_{N_L+1}}. \quad (17.215)$$

Aus der Definitionsgleichung der Reibungsgeschwindigkeit Glg. (17.39) erhält man

$$\tau_{N_L+1} = \rho u_\star^2. \quad (17.216)$$

Darauf folgt

$$r_M = \frac{v_{N_L+1}}{u_\star^2}. \quad (17.217)$$

Bei indifferenter Schichtung gilt das logarithmische Windprofil nach Glg. (17.43), hieraus folgt

$$r_M = \frac{u_\star}{k u_\star^2} \ln \left(\frac{z_{N_L+1}}{z_0} \right) = \frac{1}{k u_\star} \ln \left(\frac{z_{N_L+1}}{z_0} \right). \quad (17.218)$$

Häufig werden auch die in Abschn. 17.9.3 behandelten Zusammenhänge im Rahmen der Konvektionsparametrisierungen abgehandelt.

17.10.1 Verdunstungsraten

An Wasseroberflächen findet Verdunstung statt. Für den Netto-Massenfluss in die Atmosphäre hinein gilt

$$\text{Netto-Massenfluss} = \text{Verdunstung} - \text{Kondensation}. \quad (17.219)$$

Ist der Dampfdruck gleich dem Sättigungsdampfdruck, heben sich die beiden Terme auf der rechten Seite gegenseitig auf und die Netto-Verdunstungsrate ist Null. Die genaue Berechnung der beiden Terme auf der rechten Seite für gegebene Bedingungen (p_v, T) soll hier nicht besprochen werden. Für die Netto-Verdunstungsrate wird von nun an einfach der Begriff *Verdunstungsrate* Q verwendet.

Es kann davon ausgegangen werden, dass in der laminaren Unterschicht die Luft gesättigt ist, da diese nur

molekular-diffusiv und somit langsam mit der darüberliegenden Luft in Austausch steht. Wichtig für ein Atmosphärenmodell ist also die Frage

Wie schnell tritt der Wasserdampf durch die Obergrenze der laminaren Unterschicht?

Die Antwort darauf ließe sich aus den Diffusionsgesetzen bestimmen, nach Mittelung treten jedoch turbulente Kovarianzterme auf, welche parametrisiert werden müssen.

Man notiert zunächst

$$Q = \frac{\rho_v^{(s)} - \rho_v}{r_H}, \quad (17.220)$$

hierbei ist $\rho_v^{(s)}$ die absolute Sättigungsfeuchte bei der SST (sea surface temperature), ρ_v die tatsächliche absolute Feuchte in der untersten Modellschicht und r_H der Flusswiderstand der sensiblen Wärme.

Teil IV

Anwendungen der Dynamik

Die Gebiete zwischen den *Wendekreisen*, die bei Breiten $\pm\beta$ liegen, werden als *Tropen* bezeichnet, die Bereiche außerhalb dieses Streifens als *Extratropen*. Die Gebiete bei Breiten jenseits der *Polarkreise*, die sich bei Breiten $\pm(\frac{\pi}{2} - \beta)$ befinden, werden als *hohe Breiten* bezeichnet. Die Bereiche zwischen den Tropen und den hohen Breiten bezeichnet man als *mittlere Breiten*. Die Dynamik der Extratropen unterscheidet sich wesentlich von der der Tropen, da in ersteren die diabatischen Flüsse durch die schwächere Konvektion und Strahlung kleiner sind und die geostrophische Annahme gerechtfertigter ist. Die Dynamik der Tropen enthält also gewisse Schwierigkeiten und wird daher separat in Kap. 20 untersucht.

18.1 Zyklogenese

Die Geostrophie gilt in nullter Ordnung auf der synoptischen Skala in den Extratropen, Folgerungen daraus wurden in Abschn. 13.10.1 besprochen. In Abschn. 13.11 wurde bereits das quasigeostrophische Gleichungssystem, bestehend aus Tendenzgleichung Glg. (13.226) und ω -Gleichung Ggl. (13.231), abgeleitet, welches auf zonale Kanäle in den Extratropen angewandt werden kann, deren meridionale Ausdehnung eine Anwendung der β -Ebenen-Approximation erlaubt. In Abschn. 16.7.4 wurde gezeigt, dass die baroklinen Wellen, die man als Lösungen eines quasigeostrophischen linearisierten Zweischichtmodells findet, instabil sind. Der hierdurch angestoßene Prozess ist die Zyklogenese, was hier näher behandelt werden soll.

18.1.1 Tendenzgleichung

Man definiert zunächst die *Geopotentialtendenz* durch

$$\mathcal{X} := \frac{\partial \Phi}{\partial t}. \quad (18.1)$$

Glg. (13.226) lautete

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(f + \Delta \psi + \frac{f_o^2}{\sigma} \frac{\partial^2 \psi}{\partial p^2} \right) + \mathbf{v}_{h,g} \cdot \nabla \left(f + \Delta \psi + \frac{f_o^2}{\sigma} \frac{\partial^2 \psi}{\partial p^2} \right) &= 0 \\ \Leftrightarrow \frac{\partial}{\partial t} \left(f + \Delta \psi + \frac{f_o^2}{\sigma} \frac{\partial^2 \psi}{\partial p^2} \right) &= -\mathbf{v}_{h,g} \cdot \nabla \left(f + \Delta \psi + \frac{f_o^2}{\sigma} \frac{\partial^2 \psi}{\partial p^2} \right) \\ \Leftrightarrow \frac{\partial}{\partial t} \left(\Delta + \frac{f_o^2}{\sigma} \frac{\partial^2}{\partial p^2} \right) \psi &= -\mathbf{v}_{h,g} \cdot \nabla \left(f + \Delta \psi + \frac{f_o^2}{\sigma} \frac{\partial^2 \psi}{\partial p^2} \right) \\ \Leftrightarrow \frac{\partial}{\partial t} \left(\Delta + \frac{f_o^2}{\sigma} \frac{\partial^2}{\partial p^2} \right) \psi &= -v_g \beta - \mathbf{v}_{h,g} \cdot \nabla \left(\Delta \psi + \frac{f_o^2}{\sigma} \frac{\partial^2 \psi}{\partial p^2} \right). \end{aligned} \quad (18.2)$$

Multipliziert man dies mit f_o , erhält man

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\Delta + \frac{f_o^2}{\sigma} \frac{\partial^2}{\partial p^2} \right) (f_o \psi) = -f_o v_g \beta - \mathbf{v}_{h,g} \cdot \nabla \left[\Delta (f_o \psi) + \frac{f_o^2}{\sigma} \frac{\partial^2 (f_o \psi)}{\partial p^2} \right]. \quad (18.3)$$

Aufgrund von Glg. (13.211) ist

$$\psi = \frac{\Phi}{f_o}, \quad (18.4)$$

es gilt also

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\Delta + \frac{f_o^2}{\sigma} \frac{\partial^2}{\partial p^2} \right) \Phi &= -f_o v_g \beta - \mathbf{v}_{h,g} \cdot \nabla \left(\Delta \Phi + \frac{f_o^2}{\sigma} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial p^2} \right) \\ \Leftrightarrow \frac{\partial}{\partial t} \left(\Delta + \frac{f_o^2}{\sigma} \frac{\partial^2}{\partial p^2} \right) \Phi &= -f_o v_g \beta - \mathbf{v}_{h,g} \cdot \nabla (\Delta \Phi) - \mathbf{v}_{h,g} \cdot \nabla \left(\frac{f_o^2}{\sigma} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial p^2} \right). \end{aligned} \quad (18.5)$$

Geht man von einem homogenen statischen Stabilitätsparameter σ aus, folgt

$$\begin{aligned} \left(\Delta + \frac{f_o^2}{\sigma} \frac{\partial^2}{\partial p^2} \right) \frac{\partial \Phi}{\partial t} &= -f_o v_{gl} \beta - \mathbf{v}_{h,g} \cdot \nabla (\Delta \Phi) - \frac{f_o^2}{\sigma} \mathbf{v}_{h,g} \cdot \nabla \frac{\partial^2 \Phi}{\partial p^2} \\ \Leftrightarrow \left(\Delta + \frac{f_o^2}{\sigma} \frac{\partial^2}{\partial p^2} \right) \frac{\partial \Phi}{\partial t} &= -f_o v_{gl} \beta - \mathbf{v}_{h,g} \cdot \nabla (\Delta \Phi) - \frac{f_o^2}{\sigma} \mathbf{v}_{h,g} \cdot \frac{\partial}{\partial p} \left(\nabla \frac{\partial \Phi}{\partial p} \right). \end{aligned} \quad (18.6)$$

Aus Glg. (13.191) folgt

$$\nabla \frac{\partial \Phi}{\partial p} \cdot \frac{\partial \mathbf{v}_{h,g}}{\partial p} = \nabla \frac{\partial \Phi}{\partial p} \cdot \left(\mathbf{k} \times \frac{1}{f_o} \nabla \frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) = \frac{1}{f_o} \nabla \frac{\partial \Phi}{\partial p} \cdot \left(\mathbf{k} \times \nabla \frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) = 0, \quad (18.7)$$

daher kann man auch

$$\begin{aligned} \Leftrightarrow \left(\Delta + \frac{f_o^2}{\sigma} \frac{\partial^2}{\partial p^2} \right) \frac{\partial \Phi}{\partial t} &= -f_o v_{gl} \beta - \mathbf{v}_{h,g} \cdot \nabla (\Delta \Phi) - \frac{f_o^2}{\sigma} \mathbf{v}_{h,g} \cdot \frac{\partial}{\partial p} \left(\nabla \frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) - \frac{f_o^2}{\sigma} \left(\nabla \frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) \cdot \frac{\partial \mathbf{v}_{h,g}}{\partial p} \\ \Leftrightarrow \left(\Delta + \frac{f_o^2}{\sigma} \frac{\partial^2}{\partial p^2} \right) \frac{\partial \Phi}{\partial t} &= -f_o v_{gl} \beta - \mathbf{v}_{h,g} \cdot \nabla (\Delta \Phi) - \frac{f_o^2}{\sigma} \frac{\partial}{\partial p} \left(\mathbf{v}_{h,g} \cdot \nabla \frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) \end{aligned} \quad (18.8)$$

schreiben. Mit Glg. (18.1) kann man dies in die Form

$$\boxed{\underbrace{\left(\Delta + \frac{f_o^2}{\sigma} \frac{\partial^2}{\partial p^2} \right) \mathcal{X}}_{=:A} = \underbrace{-f_o v_{gl} \beta}_{=:B} \underbrace{- \mathbf{v}_{h,g} \cdot \nabla (\Delta \Phi)}_{=:C} \underbrace{- \frac{f_o^2}{\sigma} \frac{\partial}{\partial p} \left(\mathbf{v}_{h,g} \cdot \nabla \frac{\partial \Phi}{\partial p} \right)}_{=:D}} \quad (18.9)$$

bringen.

Diese Gleichung soll nun konzeptionell untersucht werden. Geht man davon aus, dass $\mathcal{X}$ aus nur einer einzigen Fourier-Komponente im dreidimensionalen Raum besteht, folgt

$$A \sim -\mathcal{X} \sim \text{Zyklogenese}, \quad (18.10)$$

wobei mit Zyklogenese hier ein Absinken der Druckfläche gemeint ist. In den Extratropen findet man häufig meridionale Wellen, welche einem zonalen Grundstrom U überlagert sind. Daher macht man für das Geopotential Φ den Ansatz

$$\Phi(x, y, p) = -U f_o y + \frac{\hat{v} f_o L}{2\pi} \sin\left(\frac{2\pi}{L} x\right) \sin(ap + b) + \Phi_o(p), \quad (18.11)$$

wobei $\hat{v}$ die Geschwindigkeitsamplitude der meridionalen Schwingung bezeichnet. Die lineare Funktion $ap + b$ ermöglicht eine Phasenverschiebung der Störung mit der Höhe; Φ_o steht für einen Hintergrundzustand.

Für den Term B findet man in diesem Fall

$$B = -f_o \beta \hat{v} \cos\left(\frac{2\pi}{L} x\right). \quad (18.12)$$

Dieser Term führt also überall dort zu Zyklogenese, wo v_g negativ ist, also stromaufwärts des Troges und stromabwärts des Rückens. Er trägt also zu retrograder Progression bei. Term B ist die Advektion planetarer Vorticity.

Für den Ausdruck C , welcher die Advektion relativer Vorticity ist, berechnet man zunächst

$$\Delta \Phi = -\frac{2\pi}{L} \hat{v} f_o \sin\left(\frac{2\pi}{L} x\right), \quad (18.13)$$

wobei daran erinnert sei, dass $\Delta \Phi$ sich hier nur auf die Horizontale bezieht. Hieraus folgt

$$C = U \frac{4\pi^2}{L^2} \hat{v} f_o \cos\left(\frac{2\pi}{L} x\right) = -\frac{2\pi U}{L \beta} B. \quad (18.14)$$

Dieser Term führt also stromabwärts des Troges und stromaufwärts des Rückens zu Zyklogenese, anderswo zu Antizyklogenese. Er trägt also zu normaler Progression bei und nimmt mit der Wellenlänge ab. Bei einer

Grenzwellenlänge

$$\tilde{L} = \frac{2\pi U}{\beta} \quad (18.15)$$

kompensieren sich B und C , die Welle ist stationär. Noch längere Wellen propagieren retrograd. Beide Terme B und C verschwinden an den Achsen der Druckgebilde, also tragen sie ausschließlich zu deren Verlagerung bei, nicht jedoch zu ihrer Vertiefung. Hierfür ist der Term D zuständig. Das Skalarprodukt $\mathbf{v}_h \cdot \nabla \frac{\partial \Phi}{\partial p}$ ist die horizontale Temperaturadvektion, wie sich aus der hydrostatischen Grundgleichung in der Form Glg. (13.124) ergibt. Daher bezeichnet man D auch als negative *differenzielle Temperaturadvektion*. Es gilt

$$D = \begin{cases} \text{positiv, falls Kaltluftadvektion mit der Tiefe zunimmt,} \\ \text{negativ, falls Warmluftadvektion mit der Tiefe zunimmt.} \end{cases} \quad (18.16)$$

Warmluftadvektion in der Höhe und Kaltluftadvektion in der Tiefe führt also zu Zyklogenese, während Kaltluftadvektion in der Höhe und Warmluftadvektion in der Tiefe zu Antizyklogenese führt. Dies ist anschaulich, da wärmere Luft ein größeres spezifisches Volumen hat.

18.1.2 ω –Gleichung

18.2 Frontogenese

18.2.1 Quasigeostrophische Frontogenese

18.2.2 Semigeostrophische Frontogenese

18.3 PV-Denken

In Abschn. 16.7.4 wird gezeigt, dass ein starker thermischer Wind eine Voraussetzung für die Entstehung synoptischer Störungen in den mittleren Breiten ist. In der Realität stellt man fest, dass es Breiten besonders starker Baroklinität gibt, in denen in der Tropopausenregion ein Jet existiert. Diese Frontalzonen sind dementsprechend klassische Entstehungsgebiete von Tiefdruckgebieten (s. Kap. 18). Unklar ist jedoch, warum diese Luftmassengrenzen überhaupt existieren. Aus der Intuition heraus wäre es naheliegender, anzunehmen, dass solche Zonen starker Gradienten durch irgendwelche Mechanismen abgebaut werden, spätestens durch Diffusion. Diese Unklarheit auszuräumen ist Ziel dieses Kapitels.

Statistische Größen des Erdsystems bezeichnet man als *Klima*, Zusammenstellungen derartiger Charakteristika nennt man *Klimatologien*. Üblicherweise bildet man dabei 30-jährige Mittel. In diesem Kapitel soll es um zonale Mittel

$$\overline{\psi}(\varphi, z) := \frac{1}{2\pi} \int_{\lambda=0}^{2\pi} \psi(\varphi, \lambda, t) d\lambda \quad (19.1)$$

von Größen ψ gehen, hierbei ist λ die geographische Länge. Diese Mittel erfüllen die Regeln

$$\frac{\partial \overline{\psi}}{\partial t} = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial t} \int_{\lambda=0}^{2\pi} \psi d\lambda = \frac{1}{2\pi} \int_{\lambda=0}^{2\pi} \frac{\partial \psi}{\partial t} d\lambda = \overline{\frac{\partial \psi}{\partial t}}, \quad (19.2)$$

$$\frac{\partial \overline{\psi}}{\partial x} = \frac{1}{2\pi} \int_{\lambda=0}^{2\pi} \frac{\partial \psi}{\partial x} d\lambda = \frac{1}{2\pi} [\psi]_0^{2\pi} = \frac{1}{2\pi} [\psi]_0^0 = 0, \quad (19.3)$$

$$\frac{\partial \overline{\psi}}{\partial y} = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial y} \int_{\lambda=0}^{2\pi} \psi d\lambda = \frac{1}{2\pi} \int_{\lambda=0}^{2\pi} \frac{\partial \psi}{\partial y} d\lambda = \overline{\frac{\partial \psi}{\partial y}}, \quad (19.4)$$

$$\overline{\overline{\psi}} = \frac{1}{2\pi} \int_{\lambda=0}^{2\pi} \overline{\psi} d\lambda = \overline{\psi}. \quad (19.5)$$

Sie werden als zeitunabhängig angenommen, es wird also von

$$\frac{\partial \overline{\psi}}{\partial t} = 0 \quad (19.6)$$

ausgegangen. Für Abweichungen notiert man $\psi' := \psi - \overline{\psi}$, für das vollständige Feld gilt somit

$$\psi(\varphi, \lambda, z, t) = \overline{\psi}(\varphi, \lambda) + \psi'(\varphi, \lambda, z, t). \quad (19.7)$$

Diese Abweichungen erfüllen

$$\overline{\psi'} = \overline{\psi - \overline{\psi}} = \overline{\psi} - \overline{\overline{\psi}} \stackrel{\text{Glg. (19.5)}}{=} \overline{\psi} - \overline{\psi} = 0. \quad (19.8)$$

Durch Vergleich mit den Glg.en (17.4) - (17.6) stellt man fest, dass zonale Mittel Reynolds-Mittel sind. Man beschränkt sich hier auf $\psi = p, T, u, v, w$. Asymmetrien in den Eigenschaften der Erdoberfläche (Orographie, Rauigkeit, Strahlungseigenschaften) führen dabei zu Asymmetrien der Klimatologie, solche Effekte werden hier nicht mit berücksichtigt.

19.1 Hadley-Zirkulation

Man stelle sich eine Erde ohne Obliquität vor, also eine Erde ohne Jahreszeiten. Diese hätte im kurzwelligen Bereich in den Tropen eine Energiezufuhr

$$S_{\text{in}} = \frac{S_0}{4\pi} \cos(\varphi) > 0. \quad (19.9)$$

Hierbei ist S_{in} die vertikale Strahlungsflussdichte im kurzwelligen Bereich und φ ist wie gewohnt die Breite. Alle Größen werden im klimatologischen Mittel betrachtet. Genau an den Polen wäre die vertikale kurzwellige Strahlungsflussdichte Null, wenn man von Streuung und anderen schwachen Effekten absieht. Im langwelligen Bereich wäre die Ausstrahlung S_{out} an den Polen zwar schwächer als in den Tropen, jedoch nicht Null. Da das globale Integral über die kurzwellige einfallende Strahlung gleich dem globalen Integral über die langwellige ausgehende

Strahlung ist,

$$\int_{\varphi=-\pi/2}^{\pi/2} \int_{\lambda=0}^{2\pi} S_o \Theta[\cos(\lambda)] \cos(\varphi) a^2 \cos(\varphi) d\lambda d\varphi = a^2 S_o \int_{\varphi=-\pi/2}^{\pi/2} \cos(\varphi)^2 \int_{\lambda=0}^{2\pi} \Theta[\cos(\lambda)] d\lambda d\varphi$$

$$a^2 S_o \int_{\varphi=-\pi/2}^{\pi/2} \cos(\varphi)^2 d\varphi = a^2 S_o \int_{\varphi=-\pi/2}^{\pi/2} \cos(\varphi)^2 d\varphi = \pi a^2 S_o \quad (19.10)$$

$$\Rightarrow \int_{\varphi=-\pi/2}^{\pi/2} \int_{\lambda=0}^{2\pi} S_{\text{out}} \cos(\varphi) d\varphi d\lambda = \pi a^2 S_o, \quad (19.11)$$

ist die Strahlungsbilanz in den Tropen positiv und in den Polarregionen negativ. Dies bezeichnet man als *differenzielles Heizen (differential heating)*. Geht man von einem stationären Temperaturfeld aus, folgt für

$$\text{Konvergenz der Strahlungsflussdichte} + \text{Konvergenz der Flussdichte innerer Energie} = 0 \quad (19.12)$$

$$\Rightarrow \text{Konvergenz der Strahlungsflussdichte} = \text{Divergenz der Flussdichte innerer Energie}, \quad (19.13)$$

$$\Rightarrow S_{\text{in}} - S_{\text{out}} = \text{Divergenz der Flussdichte innerer Energie} \quad (19.14)$$

$$\Rightarrow S_{\text{in}} - S_{\text{out}} = \frac{c^{(V)}}{a} \left[\frac{\partial V}{\partial \varphi} - V \tan(\varphi) \right]. \quad (19.15)$$

Hierbei ist

$$V := \int_0^\infty \rho T v dz \quad (19.16)$$

die vertikal integrierte meridionale Flussdichte innerer Energie. Setzt man in Glg. (19.15)

$$S_{\text{in}} = \frac{S_o}{4\pi} \cos(\varphi) \quad (19.17)$$

sowie die Näherung

$$S_{\text{out}} = \frac{S_o}{4} \quad (19.18)$$

ein, erhält man

$$\frac{S_o}{4\pi} \cos(\varphi) - \frac{S_o}{4} = \frac{c^{(V)}}{a} \left[\frac{\partial V(\varphi)}{\partial \varphi} - V(\varphi) \tan(\varphi) \right]$$

$$\Rightarrow \cos(\varphi) - \pi = \frac{4\pi c^{(V)}}{S_o a} \left[\frac{\partial V(\varphi)}{\partial \varphi} - V(\varphi) \tan(\varphi) \right]. \quad (19.19)$$

Dies ist eine Differenzialgleichung für die Funktion $V = V(\varphi)$.

Die Wechselwirkung der Strahlung mit der Atmosphäre geschieht im Wesentlichen über den Umweg der Erdoberfläche. Die Atmosphäre wird also in den Tropen von unten gewärmt und somit labilisiert und in den Polarregionen von unten gekühlt und somit stabilisiert. Dies führt zu positiver Vertikalbewegung in den Tropen und negativer Vertikalbewegung an den Polen. Aus Massenerhaltungsgründen muss dementsprechend die Strömung in der oberen Troposphäre in Richtung der Pole verlaufen und in der unteren Troposphäre in Richtung des Äquators.

Unter der Annahme eines homogenen Bodendrucks führt die höhere Temperatur in den Tropen zu einer Aufwölbung des Geopotentials in diesem Bereich. Dies induziert eine geostrophische zonale Strömung, die in beiden Hemisphären in Richtung der Rotation des Planeten gerichtet ist.

Solche meridionalen Zirkulationen bezeichnet man als *Hadley-Zirkulationen*. Die drei wichtigen Punkte der Hadley-Zirkulation werden noch einmal zusammengefasst:

- Das differenzielle Heizen führt zu Labilisierung in den Tropen und Stabilisierung in den Polarregionen.
- Dies führt zu einer meridionalen Zirkulation: Die Vertikalgeschwindigkeit ist positiv in den Tropen und negativ an den Polen. Die Luft fließt in der oberen Troposphäre in Richtung der Pole und in der unteren Troposphäre in Richtung des Äquators.
- Dies führt zu einer geostrophischen zonalen Strömung, welche in Richtung der Rotation des Planeten ge-

richtet ist.

19.1.1 Entropieperspektive

Im klimatologischen Mittel sind sowohl die Energie als auch die Entropie der Atmosphäre konstant. Über Strahlung wird in den Tropen in einem klimatologischen Zeitintervall eine Wärme q hinzugefügt, die in den Polargebieten wieder abgegeben wird. Da die Temperatur an den Polen niedriger ist, ist die abgegebene Menge an Entropie größer als die aufgenommene. Die Interaktion mit der Erde führt für den Rest des Weltalls also zu einem Entropiezuwachs. Damit die Entropie der Erde selbst nicht absinkt, müssen in Atmosphäre und Ozean jedoch Entropie produziert werden. Dies geschieht über die irreversiblen Prozesse, insbesondere Reibung.

19.1.2 Die Atmosphäre als Wärmekraftmaschine

Die Atmosphäre wird vom Weltall über Strahlung mit Wärme versorgt. Ein Teil dieser Wärme wird genutzt, um kinetische Energie (Wind) zu erzeugen. Diese Energie wird schließlich dissipiert, wobei Entropie produziert wird. Die gleiche Menge an Wärme, die die Atmosphäre aufgenommen hat, gibt sie schließlich auch wieder ans Weltall ab, nur diesmal ist dies mit einem höheren Entropiefluss verbunden. Das Weltall steckt also Energie in die Erde hinein, was kinetische Energie produziert, und bekommt die Energie in dissipierter Form zurück. Dies entspricht einer Wärmekraftmaschine.

19.2 Zonal gemittelte Gleichungen

19.2.1 Lineare Flachwassergleichungen

Zunächst wird von den linearisierten Flachwassergleichungen Glg.en (13.173) - (13.174) ausgegangen. Diese lauten in Komponenten

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -g \frac{\partial d}{\partial x} + f v, \quad (19.20)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -g \frac{\partial d}{\partial y} - f u, \quad (19.21)$$

$$\frac{\partial d}{\partial t} = -D \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} - v \frac{\tan(\varphi)}{a} \right). \quad (19.22)$$

Zonale Mittel zonaler Gradienten verschwinden, somit erhält man

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = f \bar{v}, \quad (19.23)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = -g \frac{\partial \bar{d}}{\partial y} - f \bar{u}, \quad (19.24)$$

$$\frac{\partial \bar{d}}{\partial t} = -D \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial y} - \bar{v} \frac{\tan(\varphi)}{a} \right). \quad (19.25)$$

Geht man von konstanten gemittelten Größen aus, folgt

$$0 = f \bar{v}, \quad (19.26)$$

$$0 = -g \frac{\partial \bar{d}}{\partial y} - f \bar{u}, \quad (19.27)$$

$$0 = -D \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial y} - \bar{v} \frac{\tan(\varphi)}{a} \right). \quad (19.28)$$

Aus Glg. (19.26) folgt $\bar{v} = 0$, vom ganzen Gleichungssystem bleibt also nur

$$f \bar{u} = -g \frac{\partial \bar{d}}{\partial y}. \quad (19.29)$$

übrig, $\bar{u}$ ist also geostrophisch balanciert.

19.2.2 Nichtlineare Flachwassergleichungen

Notiert man die Impulsgleichung der nichtlinearen Flachwassergleichungen Glg. (15.166) komponentenweise, erhält man

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial (gh + gb + k)}{\partial x} + ghv = -g \frac{\partial (h + b + k)}{a \cos(\varphi) \partial \lambda} - \nabla k + (f + \zeta) v, \quad (19.30)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{\partial (gh + gb + k)}{\partial y} - (f + \zeta) u. \quad (19.31)$$

Zonale Mittelung führt auf

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = f\bar{v} + \bar{\zeta}\bar{v} = (f + \bar{\zeta})\bar{v} + \overline{\zeta'v'}, \quad (19.32)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = -\frac{\partial (g\bar{h} + g\bar{b} + \bar{k})}{\partial y} - (f + \bar{\zeta})\bar{u} - \overline{\zeta'u'}. \quad (19.33)$$

Zonale Mittel werden als konstant angenommen, woraus folgt

$$0 = (f + \bar{\zeta})\bar{v} + \overline{\zeta'v'}, \quad (19.34)$$

$$0 = -\frac{\partial (g\bar{h} + g\bar{b} + \bar{k})}{\partial y} - (f + \bar{\zeta})\bar{u} - \overline{\zeta'u'}. \quad (19.35)$$

Aus Massenerhaltungsgründen gilt

$$\bar{v} = 0, \quad (19.36)$$

woraus unmittelbar

$$\overline{\zeta'v'} = 0 \quad (19.37)$$

folgt. Im Rahmen der Flachwassergleichungen gibt es also keinen turbulenten meridionalen Transport relativer Vorticity. Weiterhin folgen aus Glg. (19.36)

$$\bar{\zeta} = -\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\bar{u}}{a} \tan(\varphi), \quad (19.38)$$

$$\begin{aligned} \bar{k} = \frac{1}{2} \bar{u}^2 + \frac{1}{2} \bar{v}^2 &\Rightarrow \frac{\partial \bar{k}}{\partial y} = \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \overline{u' \frac{\partial u'}{\partial y}} + \overline{v' \frac{\partial v'}{\partial y}} \\ &= \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \overline{u' \frac{\partial u'}{\partial y}} + \overline{v' \frac{\partial v'}{\partial y}}. \end{aligned} \quad (19.39)$$

Setzt man dies in Glg. (19.35) ein, folgt

$$g \frac{\partial (\bar{h} + \bar{b})}{\partial y} = -f\bar{u} - \frac{\bar{u}}{a} \tan(\varphi) \bar{u} - \overline{u' \frac{\partial u'}{\partial y}} - \overline{v' \frac{\partial v'}{\partial y}} - \overline{\zeta'u'}. \quad (19.40)$$

Mit

$$\zeta' = \frac{\partial v'}{\partial x} - \frac{\partial u'}{\partial y} + \frac{v'}{a} \tan(\varphi) \quad (19.41)$$

Kann man dies weiter umformen zu

$$\begin{aligned}
 g \frac{\partial (\bar{h} + \bar{b})}{\partial y} &= -f\bar{u} - \frac{\bar{u}}{a} \tan(\varphi) \bar{u} - \overline{u' \frac{\partial u'}{\partial y}} - \overline{v' \frac{\partial v'}{\partial y}} - \overline{\left(\frac{\partial v'}{\partial x} - \frac{\partial u'}{\partial y} + \frac{v'}{a} \tan(\varphi) \right) u'} \\
 \Leftrightarrow g \frac{\partial (\bar{h} + \bar{b})}{\partial y} &= -f\bar{u} - \frac{\bar{u}}{a} \tan(\varphi) \bar{u} - \overline{v' \frac{\partial v'}{\partial y}} - \overline{\left(\frac{\partial v'}{\partial x} + \frac{v'}{a} \tan(\varphi) \right) u'} \\
 \Leftrightarrow g \frac{\partial (\bar{h} + \bar{b})}{\partial y} &= -f\bar{u} - \overline{v' \frac{\partial v'}{\partial y}} - \overline{u' \frac{\partial v'}{\partial x}} + \overline{\frac{u' v'}{a} \tan(\varphi)} - \frac{\bar{u}^2}{a} \tan(\varphi). \tag{19.42}
 \end{aligned}$$

Die **rot** markierten Terme enthalten die geostrophische Balance, die **blau** markieren Anteile sind metrische Terme. Die schwarzen Terme sind die turbulente Impulsadvektion.

19.2.3 Quasigeostrophie

Die Anwendung der quasigeostrophischen Theorie ist auf die β -Ebene beschränkt und daher nicht global möglich (s. Abschn. 13.11). Trotzdem sollen auch die quasigeostrophischen Gleichungen hier zonal gemittelt werden.

19.2.4 Semigeostrophie

Frontalzonen und Jets lassen sich mit dem semigeostrophischen Gleichungssystem besser verstehen, als mit dem quasigeostrophischen.

Zwischen den Wendekreisen ist die Baroklinität im Allgemeinen deutlich kleiner als in den mittleren Breiten. Der Tagesgang ist stark ausgeprägt und wird von Konvektion dominiert.

20.1 Skalenanalyse

20.2 Zyklogenese

21.1 Windgetriebene Zirkulation

Die in Abschn. 17.3 durchgeführte Herleitung der Ekman-Spirale kann man ohne Modifikationen auf einen ebenen Ozeanboden übertragen. An der Ozeanoberfläche hingegen fehlt die Adhäsionsbedingung $\lim_{r \rightarrow \partial V} \mathbf{v} = \mathbf{o}$, vielmehr wäre die Annahme sinnvoll, dass an der Ozeanoberfläche Windgeschwindigkeit und Strömungsgeschwindigkeit gegen einen gemeinsamen Grenzwert konvergieren. Man müsste dann die Ekman-Spirale simultan in Ozean und Atmosphäre lösen. Es gibt jedoch eine einfachere Möglichkeit, den Einfluss des Windes auf die Zirkulation im Ozean grundlegend zu untersuchen. Hierzu setzt man zunächst das Kräftegleichgewicht der Glg.en (17.35) - (17.36) an:

$$f\mathbf{k} \times \mathbf{v}_h = -\nabla\varphi + \frac{1}{\rho_o} \frac{\partial \boldsymbol{\tau}}{\partial z} \quad (21.1)$$

Man geht nun davon aus, dass die vertikalen Dichtegradienten so klein sind, dass man den Term $\frac{1}{\rho_o}$ in die partielle Ableitung hereinziehen kann, also

$$f\mathbf{k} \times \mathbf{v}_h = -\nabla\varphi + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\boldsymbol{\tau}}{\rho_o} \right). \quad (21.2)$$

Hieraus wendet man nun die Rotation an, also

$$\nabla \times f\mathbf{k} \times \mathbf{v}_h = \nabla \times \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\boldsymbol{\tau}}{\rho_o} \right). \quad (21.3)$$

Mit Glg. (B.53) folgt

$$\nabla \times f\mathbf{k} \times \mathbf{v}_h = (\mathbf{v}_h \cdot \nabla) f\mathbf{k} - \mathbf{v}_h (\nabla \cdot f\mathbf{k}) + f\mathbf{k} \nabla \cdot \mathbf{v}_h - (f\mathbf{k} \cdot \nabla) \mathbf{v}_h \quad (21.4)$$

Projektion auf die vertikale Richtung ergibt

$$\begin{aligned} \mathbf{k} \cdot \nabla \times f\mathbf{k} \times \mathbf{v}_h &= \mathbf{k} \cdot (\mathbf{v}_h \cdot \nabla) f\mathbf{k} + f \nabla \cdot \mathbf{v}_h \\ \Rightarrow \mathbf{k} \cdot \nabla \times f\mathbf{k} \times \mathbf{v}_h &= v\beta - f \frac{\partial w}{\partial z}. \end{aligned} \quad (21.5)$$

Integration über das Höhenintervall $[z_B, z_T]$ ergibt somit

$$\beta \int_{z_B}^{z_T} v dz - f(w_T - w_B) = \mathbf{k} \cdot \frac{1}{\rho_o} \nabla \times (\boldsymbol{\tau}_T - \boldsymbol{\tau}_B). \quad (21.6)$$

Mit den Definitionen

$$D := z_T - z_B, \quad \bar{v} := \frac{1}{D} \int_{z_B}^{z_T} v dz \quad (21.7)$$

kann man dies kürzer als

$$\beta D \bar{v} - f(w_T - w_B) = \mathbf{k} \cdot \frac{1}{\rho_o} \nabla \times (\boldsymbol{\tau}_T - \boldsymbol{\tau}_B) \quad (21.8)$$

notieren. Da es hier um die ganze Wassersäule geht, kann man die einfache Randbedingung

$$w_T = w_B = \mathbf{o} \quad (21.9)$$

anwenden. Damit erhält man

$$\beta D \bar{v} = \mathbf{k} \cdot \frac{1}{\rho_o} \nabla \times (\boldsymbol{\tau}_T - \boldsymbol{\tau}_B) \quad (21.10)$$

Um den Reibungsterm am Grund zu parametrisieren, verwendet man das *Stommel-Modell*, welches lautet

$$\boldsymbol{\tau}_B = r \overline{\mathbf{v}_h} \quad (21.11)$$

mit einer Konstante $r > 0$. Mit $w = 0$ gilt auch $\nabla \cdot \mathbf{v}_h = 0$, weshalb man den gemittelten Wind durch eine Stromfunktion ψ ausdrücken kann:

$$\overline{u} = -\frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad \overline{v} = \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (21.12)$$

Somit kann man notieren

$$\begin{aligned} \beta D \frac{\partial \psi}{\partial x} + \mathbf{k} \cdot \frac{1}{\rho_0} \nabla \times \boldsymbol{\tau}_B &= \mathbf{k} \cdot \frac{1}{\rho_0} \nabla \times \boldsymbol{\tau}_T \\ \Leftrightarrow \beta D \frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{r}{\rho_0} \Delta \psi &= \mathbf{k} \cdot \frac{1}{\rho_0} \nabla \times \boldsymbol{\tau}_T \\ \Leftrightarrow \frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{r}{\rho_0 \beta D} \Delta \psi &= \frac{1}{\rho_0 \beta D} \mathbf{k} \cdot \nabla \times \boldsymbol{\tau}_T \end{aligned}$$

$$\Leftrightarrow \frac{\partial \psi}{\partial x} + \varepsilon \Delta \psi = \frac{\varepsilon}{r} \mathbf{k} \cdot \nabla \times \boldsymbol{\tau}_T \quad (21.13)$$

mit

$$\varepsilon := \frac{r}{\rho_0 \beta D}. \quad (21.14)$$

Glg. (21.13) ist die Bewegungsgleichung des Stommel-Modells. Es gilt

$$\frac{\frac{\partial \psi}{\partial x}}{\varepsilon \Delta \psi} \sim \frac{L \rho_0 \beta D}{r} \quad (21.15)$$

mit L als horizontaler Längenskala. Für r skaliert man

$$fV \sim \frac{Vr}{D \rho_0} \Rightarrow r \sim D \rho_0 f. \quad (21.16)$$

Somit folgt

$$\frac{\frac{\partial \psi}{\partial x}}{\varepsilon \Delta \psi} \sim \frac{L \beta}{f} \sim \frac{L}{a} \quad (21.17)$$

In grober Näherung kann man für sehr große Skalen also konzeptionell von

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{\varepsilon}{r} \mathbf{k} \cdot \nabla \times \boldsymbol{\tau}_T \quad (21.18)$$

ausgehen, was man als *Sverdrup-Balance* bezeichnet. Hieraus lässt sich die Ozeanströmung bei gegebener Wind-einwirkung diagnostisch ableiten.

Nun wird Glg. (21.13) auf der Menge $[0, L] \times [0, L]$ mit $L > 0$ gelöst, also für ein quadratisches Becken. Dies ist analytisch nur approximativ möglich. Hierzu geht man von einem wind stress der Form

$$\tau_T^{(x)} = -\rho_0 U^2 \cos\left(\pi \frac{y}{L}\right), \quad (21.19)$$

$$\tau_T^{(y)} = 0 \quad (21.20)$$

aus. Hieraus folgt

$$\frac{\varepsilon}{r} \mathbf{k} \cdot \nabla \times \boldsymbol{\tau}_T = -\frac{\varepsilon\pi}{rL} \varrho_o U^2 \sin\left(\pi \frac{y}{L}\right) \quad (21.21)$$

Man macht den Ansatz

$$\psi = \psi_I + \varphi, \quad (21.22)$$

wobei ψ_I die Lösung im Inneren des Beckens approximieren und φ die Randeffekte hinzufügen soll. Im Inneren des Beckens sind die größeren Skalen relevant, daher setzt man für ψ_I die Sverdrup-Balance an:

$$\frac{\partial \psi_I}{\partial x} = \frac{\varepsilon}{r} \mathbf{k} \cdot \nabla \times \boldsymbol{\tau}_T = -\frac{\varepsilon\pi}{rL} \varrho_o U^2 \sin\left(\pi \frac{y}{L}\right) \quad (21.23)$$

an. Die wird gelöst durch

$$\psi_I = (C - x) \frac{\varepsilon\pi}{rL} \varrho_o U^2 \sin\left(\pi \frac{y}{L}\right). \quad (21.24)$$

mit einer Konstanten C . Der verbleibende Teil der Differenzialgleichung soll durch φ gelöst werden:

$$\varepsilon \Delta \varphi = 0 \quad (21.25)$$

Dies wird gelöst durch

$$\varphi = -B \frac{\varepsilon\pi}{rL} \varrho_o U^2 \sin\left(\pi \frac{y}{L}\right) \exp\left(\pm \pi \frac{x}{L}\right) \quad (21.26)$$

mit einer Konstanten B . Die Gesamtlösung lautet somit

$$\psi = \psi_I + \varphi = \left(C - x - B \exp\left(\pm \pi \frac{x}{L}\right)\right) \frac{\varepsilon\pi}{rL} \varrho_o U^2 \sin\left(\pi \frac{y}{L}\right). \quad (21.27)$$

Daraus folgt für die vertikal gemittelten Geschwindigkeiten

$$\bar{u} = -\frac{\partial \psi}{\partial y} = -\frac{\pi}{L} \left(C - x - B \exp\left(\pm \pi \frac{x}{L}\right)\right) \frac{\varepsilon\pi}{rL} \varrho_o U^2 \cos\left(\pi \frac{y}{L}\right), \quad (21.28)$$

$$\bar{v} = \frac{\partial \psi}{\partial x} = \left(-1 \mp B \frac{\pi}{L} \exp\left(\pm \pi \frac{x}{L}\right)\right) \frac{\varepsilon\pi}{rL} \varrho_o U^2 \sin\left(\pi \frac{y}{L}\right). \quad (21.29)$$

B und C werden aus den Randbedingungen abgeleitet. Diese lauten

$$\bar{u}(x=0, L) = 0, \quad \bar{v}(y=0, L) = 0. \quad (21.30)$$

Die Randbedingungen für $\bar{v}$ sind automatisch erfüllt. Aus denen für $\bar{u}$ folgt

$$C = B, \quad B - L - B \exp\left(-\pi \frac{L}{L}\right) = 0 \Rightarrow B = \frac{L}{1 - \exp(-\pi)}, \quad (21.31)$$

wobei sich willkürlich auf das negative Vorzeichen in der Exponentialfunktion festgelegt wurde. Damit folgt

$$\psi = \left(\frac{L}{1 - \exp(-\pi)} - x - \frac{L}{1 - \exp(-\pi)} \exp\left(-\pi \frac{x}{L}\right)\right) \frac{\varepsilon\pi}{rL} \varrho_o U^2 \sin\left(\pi \frac{y}{L}\right). \quad (21.32)$$

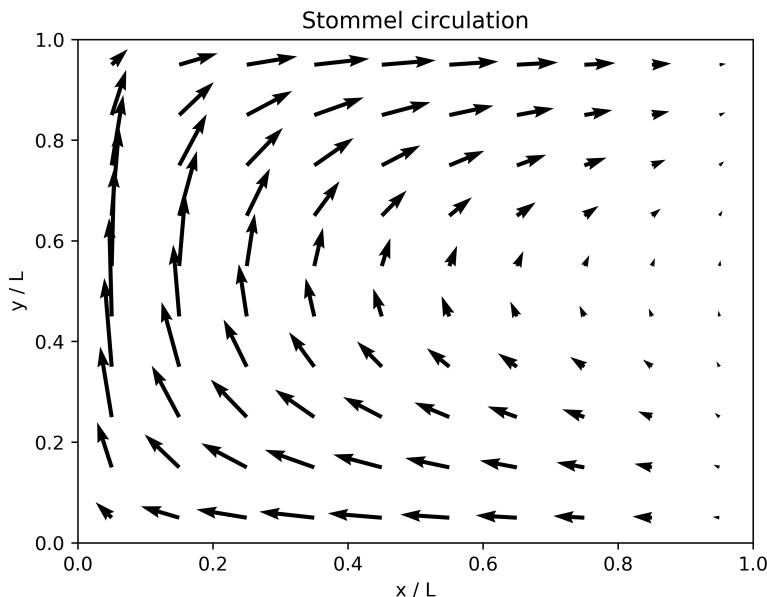


Abbildung 21.1: Visualisierung der Glg.en (21.28) - (21.29).

21.2 Thermohaline Zirkulation

21.3 Ozeanmodelle

21.4 Seegangsvorhersage

21.4.1 Prognostische Variablen

Seegang ist ein anderes Wort für Wasseroberflächenwellen. Die prognostische Variable, auf die dabei abgezielt wird, ist die Auslenkung der Wasseroberfläche

$$h = h(x, y, t) \quad (21.33)$$

von der mittleren Position der Wasseroberfläche.¹ In vielen Situationen ist h keine Funktion der horizontalen Koordinaten, wie zum Beispiel im Falle von Brandung oder bei aufgewühlter See, da in diesen Fällen die Position der Wasseroberfläche nicht mehr eindeutig festgelegt ist. Solche Effekte werden später in Form von Energie dissipierenden Quelltermen berücksichtigt.

Es könnte nun als Satz prognostischer Gleichungen die in Abschn. 13.8.1 hergeleiteten Flachwassergleichungen verwendet werden, eventuell mit einigen halb-empirischen Zusatztermen. Dies hat jedoch mehrere Nachteile:

- Um einen wesentlichen Anteil der Energie des Wellenfeldes zu erfassen, wären ein sehr kleiner Zeitschritt und eine sehr feine räumliche Auflösung erforderlich.
- Die Phasen der Wellen sind in den allermeisten Fällen nicht bekannt und auch nicht sehr relevant. Vielmehr sind Größen wie Richtung und Höhe der Wellen entscheidend.

Daher verwendet man zur Beschreibung von Wasseroberflächenwellen meistens eine Strahlungsübertragungsgleichung (radiative transfer equation (RTE)). Als prognostische Variable wird daher die spektrale Strahldichte

$$N = N(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t) \quad (21.34)$$

verwendet. Hierbei sind $\mathbf{r}$ ein zweidimensionaler Ortsvektor und $\mathbf{k}$ ein zweidimensionaler Wellenvektor. Üblicherweise wird $\mathbf{k}$ nicht in kartesischen, sondern in Polarkoordinaten (k, θ) angegeben. Als Dispersionsrelation $\omega = \omega(k, \theta)$ wird diejenige der Wasseroberflächenwellen

$$\omega^2 = gk \tanh(kD) \Rightarrow \omega = \sqrt{gk \tanh(kD)}, \quad (21.35)$$

¹Es kann nicht einfach h als Abweichung vom Geoid definiert werden, da hier noch die dynamische Topographie überlagert wäre. Diese zählt nicht in die mit den Wellen verbundene Auslenkung hinein. Dementsprechend muss die Länge des Mittelungsintervalls gewählt werden.

verwendet, hierbei ist D die mittlere Wassertiefe (Wassertiefe ohne Wellen). Hieraus folgen

$$c_{\text{ph}} = \frac{\omega}{k} = \sqrt{\frac{g \tanh(kD)}{k}}, \quad (21.36)$$

$$\begin{aligned} c_{\text{gr}} &= \frac{1}{2\omega} \frac{\partial \omega^2}{\partial k} = \frac{1}{2\omega} \left[g \tanh(kD) + \frac{gkD}{\cosh^2(kD)} \right] = \frac{g \tanh(kD)}{2\omega} \left[1 + \frac{kD}{\sinh(kD) \cosh(kD)} \right] \\ &= \frac{c_{\text{ph}}}{2} \left[1 + \frac{2kD}{2 \sinh(kD) \cosh(kD)} \right] = \frac{c_{\text{ph}}}{2} \left[1 + \frac{2kD}{\sinh(2kD)} \right]. \end{aligned} \quad (21.37)$$

Die Gruppengeschwindigkeit ist also isotrop, aber nicht homogen,

$$c_{\text{gr}} = c_{\text{gr}}(k, \mathbf{r}, t). \quad (21.38)$$

Die Orts- und Zeitabhängigkeit entsteht dabei über die Orts- und Zeitabhängigkeit von D .

21.4.2 Wave action equation

Hieraus kann man eine spektrale Strahlungsflussdichte

$$N(k, \theta, \mathbf{r}, t) (c_{\text{gr}}(k, \mathbf{r}, t) + \mathbf{v}(\mathbf{r}, t)) \quad (21.39)$$

herleiten, hierbei ist $\mathbf{v} = \mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ die Stromgeschwindigkeit. Die Strahlungsübertragungsgleichung ist eine Art Kontinuitätsgleichung für N , was konzeptionell mit der Energieerhaltung zusammenhängt:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N(k, \theta)}{\partial t} + \nabla \cdot (N(k, \theta) c_{\text{gr}}(k)) &= S_{\text{nl}}(k, \theta) + S_{\text{ws}}(k, \theta) + S_{\text{wc}}(k, \theta) \\ &\quad + S_{\text{diss}}(k, \theta) + S_{\text{bd}}(k, \theta) \end{aligned} \quad (21.40)$$

Die Orts- und Zeitabhängigkeit wurde hierbei nicht mehr mitnotiert. Weiterhin wurden fünf zusätzliche Quellterme aufgenommen:

- $S_{\text{nl}}(k, \theta)$ ist die Energiequelle, die aus nichtlinearen Effekten resultiert. Dieser Term ist besonders relevant für die Wechselwirkung von Skalen. Ein Beispiel ist die Entstehung langer Wellen (sogenannte *Dünung*) aus der *Windsee* (unmittelbar aus Windeinwirkung entstehende Wellen), welche aus kürzeren Wellen besteht, über upscaling.
- $S_{\text{ws}}(k, \theta)$ ist die Energiequelle, die aus der Wechselwirkung mit dem Windfeld resultiert. Dies ist die Hauptenergiequelle des Wellenfeldes.
- $S_{\text{wc}}(k, \theta)$ ist die Energiequelle, die aus der *Gischt* (das sogenannte *whitecapping*) resultiert, dies ist ein dissipativer und somit üblicherweise negativer Term.
- $S_{\text{diss}}(k, \theta)$ ist die Energiequelle, die mit der inneren Reibung (Viskosität) zusammenhängt. Da die Viskosität quadratisch stärker auf die kleineren Skalen wirkt, führt dieser Effekt dazu, dass Windsee schneller als Dünung dissipiert wird.
- $S_{\text{bd}}(k, \theta)$ ist die Energiequelle, die aus der Wechselwirkung mit der Bathymetrie (*bottom drag*) zusammenhängt, auch dies ist ein dissipativer und somit üblicherweise negativer Term.

Abhängig von der konkreten Situation können weitere Quellterme aufgenommen werden. Glg. (21.40) bezeichnet man auch als *wave action equation*.

Die Gesamtenergie des Wellenspektrums E an einem gewissen Ort zu einer gewissen Zeit ist das Integral über das gesamte Spektrum:

$$E = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty N(k, \theta) dk d\theta. \quad (21.41)$$

Das energiegewichtete spektrale Mittel einer Größe ψ berechnet sich somit über

$$\bar{\psi} := \frac{1}{E} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \psi(k, \theta) N(k, \theta) dk d\theta. \quad (21.42)$$

21.4.3 Diagnostische Variablen

21.4.3.1 Signifikante Wellenhöhe

Die *signifikante Wellenhöhe* ist eine Art repräsentative Wellenhöhe, für diese gilt

$$H_s = 4\sqrt{E}. \quad (21.43)$$

21.4.3.2 Mittlere Wellenrichtung

Die *mittlere Wellenrichtung* θ_m berechnet sich gemäß Glg. (21.42) als

$$\theta_m = \arctan_2(b, a) \quad (21.44)$$

mit

$$\begin{aligned} a &:= \frac{1}{E} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \cos(\theta) N(k, \theta) dk d\theta, \\ b &:= \frac{1}{E} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \sin(\theta) N(k, \theta) dk d\theta. \end{aligned} \quad (21.45)$$

21.4.3.3 Mittlere Wellenlänge

Für die *mittlere Wellenlänge* L_m gilt

$$L_m = \overline{\left(\frac{2\pi}{k}\right)} = 2\pi \overline{k^{-1}}. \quad (21.46)$$

21.4.3.4 Mittlere Wellenperiode

Für die *mittlere Wellenperiode* gibt es verschiedene Möglichkeiten, diese zu berechnen:

$$T_{m,1} = \frac{2\pi}{\bar{\sigma}}, \quad (21.47)$$

$$T_{m,2} = \frac{2\pi}{\sqrt{\overline{\sigma^2}}}, \quad (21.48)$$

$$T_{m,-1} = \overline{\left(\frac{2\pi}{\sigma}\right)} = 2\pi \overline{\sigma^{-1}}. \quad (21.49)$$

Hierbei ist σ die relativ zum Meeresgrund gemessene Kreisfrequenz.

21.4.4 Seegangsvorhersagemodelle

Das gebräuchlichste Seegangsvorhersagemodell ist WAVEWATCH III. Modelle, die sich an Glg. (21.40) orientieren, sind sogenannte Seegangsvorhersagemodelle dritter Generation. Sie lösen diese Gleichung auf einem Gitter und sind daher Gitterpunktmodelle, auch wenn sie gelegentlich als Spektralmodelle bezeichnet werden, da ihre prognostische Variable spektrale Bedeutung hat. Sie lösen Glg. (21.40), wobei an jedem Gitterpunkt ein spektrales richtungsabhängiges Gitter im (k, θ) – Raum aufgespannt wird. Meist wird zusätzlich eine recht große Vielfalt an halb-empirischen Quelltermen Q_i aufgenommen.

Teil V

Strahlung und Wolkenmikrophysik

Die zentrale Größe beim Strahlungstransport ist die spektrale Strahldichte $L_\kappa(\mathbf{r}, \mathbf{n}, t)$, hierbei ist κ die Wellenzahl und $\mathbf{n}$ ein Richtungsvektor. Aus ihr können u. a. Wärmeleistungsdichten abgeleitet werden.

22.1 Einfache Modelle

22.1.1 Planet ohne Atmosphäre

Die Solarkonstante S_o ist die Strahlungsflussdichte der solaren Strahlung, welche auf die Erde trifft. Da bei einer Kugel das Verhältnis der Oberfläche zur Querschnittsfläche $\frac{1}{4}$ beträgt, trifft im Mittel am Oberrand der Atmosphäre die Strahlungsflussdichte $\frac{S_o}{4}$ auf. Unter der Annahme, dass die Erde ein schwarzer Körper ist, gilt im Gleichgewichtsfall mit dem Stefan-Boltzmann-Gesetz Glg. (5.320)

$$\frac{S_o}{4} = \sigma T_{\text{rad}}^4, \quad (22.1)$$

hierbei ist T_{rad} die sogenannten *Strahlungstemperatur*. Dies kann man erweitern, indem man von einer wellenlängenunabhängigen Emissivität ε und einer Albedo $a := 1 - \varepsilon$ ausgeht:

$$\frac{S_o}{4} (1 - a) = \varepsilon \sigma T_{\text{rad}}^4 \quad (22.2)$$

Unter der vereinfachenden Annahme, dass der langwellige (LW) und der kurzwellige (SW) Spektralbereich voneinander getrennt sind, kann man Größen $\varepsilon_{\text{SW}}, a_{\text{SW}}, \varepsilon_{\text{LW}}, a_{\text{LW}}$ verwenden:

$$\begin{aligned} \frac{S_o}{4} (1 - a_{\text{SW}}) &= \varepsilon_{\text{LW}} \sigma T_{\text{rad}}^4 \\ T_{\text{rad}} &= \left[\frac{S_o}{4 \varepsilon_{\text{LW}} \sigma} (1 - a_{\text{SW}}) \right]^{1/4} \end{aligned} \quad (22.3)$$

Hierbei bezeichnet man

$$a_p := a_{\text{SW}} \quad (22.4)$$

als *planetarische Albedo*.

22.1.2 Ein-Schicht-Atmosphäre

Nun nimmt man eine homogene Atmosphäre, welche aus nur einer einzigen Schicht besteht, in das Modell auf. Atmosphärische Eigenschaften werden mit dem Index A bezeichnet, während Oberflächeneigenschaften mit dem Index S bezeichnet werden. Jede Teilkomponente des Systems (Atmosphäre, Oberfläche) befindet sich im thermischen Gleichgewicht. Somit lautet das geltende Gleichungssystem

$$S_A^{(\text{in})} = S_A^{(\text{out})} \Leftrightarrow S_{A,\text{SW}}^{(\text{in})} + S_{A,\text{LW}}^{(\text{in})} = S_{A,\text{SW}}^{(\text{out})} + S_{A,\text{LW}}^{(\text{out})}, \quad (22.5)$$

$$S_S^{(\text{in})} = S_S^{(\text{out})} \Leftrightarrow S_{S,\text{SW}}^{(\text{in})} + S_{S,\text{LW}}^{(\text{in})} = S_{S,\text{SW}}^{(\text{out})} + S_{S,\text{LW}}^{(\text{out})}. \quad (22.6)$$

Nun macht man folgende Annahmen:

- Die Atmosphäre wechselwirkt nicht mit kurzwelliger Strahlung, sie transmittiert diese also zu 100 %.
- Die Erdoberfläche reflektiert einen Anteil $a_{S,\text{SW}}$ der kurzwelligen Strahlung, der Rest wird absorbiert. Da der reflektierte Anteil nicht mit der Atmosphäre wechselwirkt, propagiert diese Energie zurück ins All.
- Die Atmosphäre stellt man sich als einen einzigen Balken mit homogener Temperatur vor, der eine untere und eine obere Oberfläche hat. Die Atmosphäre hat in diesem Modell also zwei Oberflächen, von denen sie langwellige Strahlung abstrahlen kann.
- Innerhalb des kurzwelligen bzw. langwelligen Strahlungsbereichs werden die Strahlungseigenschaften als temperatur- und wellenlängenunabhängig angenommen.

Heraus ergeben sich die Strahlungsflussdichten

$$S_{A,SW}^{(in)} = 0, \quad S_{A,LW}^{(in)} = \varepsilon_{A,LW} \varepsilon_{S,LW} \sigma T_S^4, \quad (22.7)$$

$$S_{A,SW}^{(out)} = 0, \quad S_{A,LW}^{(out)} = 2\varepsilon_{A,LW} \sigma T_A^4, \quad (22.8)$$

$$S_{S,SW}^{(in)} = (1 - a_{S,SW}) \frac{S_o}{4}, \quad S_{S,LW}^{(in)} = \varepsilon_{A,LW} \sigma T_A^4, \quad (22.9)$$

$$S_{S,SW}^{(out)} = 0, \quad S_{S,LW}^{(out)} = \varepsilon_{S,LW} \sigma T_S^4. \quad (22.10)$$

Setzt man dies in die Glg.en (22.5) - (22.6) ein, erhält man

$$0 + \varepsilon_{A,LW} \varepsilon_{S,LW} \sigma T_S^4 = 0 + 2\varepsilon_{A,LW} \sigma T_A^4, \quad (22.11)$$

$$(1 - a_{S,SW}) \frac{S_o}{4} + \varepsilon_{A,LW} \sigma T_A^4 = 0 + \varepsilon_{S,LW} \sigma T_S^4. \quad (22.12)$$

Äquivalenzumformungen ergeben

$$T_A^4 = \frac{\varepsilon_{S,LW}}{2} T_S^4, \quad (22.13)$$

$$\varepsilon_{S,LW} \sigma T_S^4 - \varepsilon_{A,LW} \sigma T_A^4 = (1 - a_{S,SW}) \frac{S_o}{4}. \quad (22.14)$$

Setzt man Glg. (22.13) in Glg. (22.14) ein, erhält man

$$\begin{aligned} \varepsilon_{S,LW} \sigma T_S^4 - \varepsilon_{A,LW} \sigma \frac{\varepsilon_{S,LW}}{2} T_S^4 &= (1 - a_{S,SW}) \frac{S_o}{4} \\ \Leftrightarrow \left(1 - \frac{\varepsilon_{A,LW}}{2}\right) \varepsilon_{S,LW} \sigma T_S^4 &= (1 - a_{S,SW}) \frac{S_o}{4} \\ \Leftrightarrow \left(1 - \frac{\varepsilon_{A,LW}}{2}\right) T_S^4 &= \frac{S_o}{4\sigma\varepsilon_{S,LW}} (1 - a_{S,SW}) \\ \Leftrightarrow T_S &= \left[\frac{S_o}{4\sigma\varepsilon_{S,LW} \left(1 - \frac{\varepsilon_{A,LW}}{2}\right)} (1 - a_{S,SW}) \right]^{1/4} = T_{\text{rad}} \left(1 - \frac{\varepsilon_{A,LW}}{2}\right)^{-1/4}. \end{aligned} \quad (22.15)$$

Die Ungleichung

$$T_S > T_{\text{rad}} \quad (22.16)$$

bezeichnet man als *Treibhauseffekt*. Dies basiert auf den Annahmen $\varepsilon_{A,LW} > 0$ und $a_{A,SW} = 0$. Die einfachste anschauliche Begründung für den Treibhauseffekt ist, dass die langwellige Strahlung nicht entsprechend der Temperatur T_S , sondern entsprechend der Temperatur $T_A < T_S$ emittiert wird.

22.2 Rückkopplungen

Wechselwirkungen zwischen Teilmengen des Erdsystems bezeichnet man als *Rückkopplungen*. Dabei unterscheidet man zwischen *positiven Rückkopplungen*, die sich selbst verstärken, und *negativen Rückkopplungen*, die sich selbst dämpfen.

22.2.1 Temperatur-Strahlungs-Rückkopplung

Laut dem Stefan-Boltzmann-Gesetz ist die Abstrahlung eines Körpers proportional zur vierten Potenz der Temperatur. Hieraus erhält man folgende negative Rückkopplung:

Temperatur steigt $\rightarrow$ Abstrahlung nimmt zu $\rightarrow$ Temperatur sinkt $\rightarrow$ Abstrahlung nimmt ab $\rightarrow$ Temperatur steigt

Schlussendlich beschreibt dieser Prozess die Einpendelung auf eine Temperatur, bei der der betrachtete Körper im Gleichgewicht mit dem Strahlungsfeld steht. Solche Betrachtungen sind immer konzeptionell zu verstehen, womit gemeint ist, dass die hier angedeutete Oszillation nicht unbedingt stattfinden muss.

22.2.2 Temperatur-Eis-Albedo-Rückkopplung

Die planetare Albedo a_p hängt von der Bedeckung der Erde mit Eis ab: Desto höher der mit Eis bedeckte Anteil ist, desto mehr solare Strahlung wird reflektiert. Die Rückkopplung lässt sich konzeptionell in der Form

Temperatur steigt $\rightarrow$ Eis schmilzt $\rightarrow$ planetare Albedo nimmt ab $\rightarrow$ mehr solare Strahlung wird absorbiert $\rightarrow$
Temperatur steigt

bzw.

Temperatur sinkt $\rightarrow$ Wasser gefriert $\rightarrow$ planetare Albedo nimmt zu $\rightarrow$ weniger solare Strahlung wird absorbiert
 $\rightarrow$ Temperatur sinkt

formulieren. Es handelt sich also um eine positive Rückkopplung.

Um dies zu quantifizieren führt man zwei Temperaturen $T_o < T_i$ ein und setzt für die temperaturabhängige planetare Albedo

$$a_p(T) = \begin{cases} a_{\max}, & T < T_o \\ a_{\max} + (T - T_o) \frac{a_{\min} - a_{\max}}{T_i - T_o}, & T_o \leq T \leq T_i \\ a_{\min}, & T > T_i \end{cases} \quad (22.17)$$

mit $0 \leq a_{\min} < a_{\max} \leq 1$ an. Für die temperaturabhängige Ausstrahlung $S = S(T)$ des Planeten setzt man weiter

$$S(T) = a + b(T - \bar{T}) \quad (22.18)$$

an, dies entspricht einer linearen Entwicklung des Stefan-Boltzmann-Gesetzes, es gilt also

$$a = \sigma T_{\text{rad}}^4, \quad (22.19)$$

$$b = 4\sigma T_{\text{rad}}^3. \quad (22.20)$$

Hierbei sind

$$\bar{T} := \frac{T_o + T_i}{2} \quad (22.21)$$

die ungefähre Temperatur der Erde sowie

$$T_{\text{rad}} := 0,9\bar{T} \quad (22.22)$$

eine Strahlungstemperatur. Im Gleichgewicht gilt nun

$$\frac{S_o}{4} (1 - a_p(T)) = a + b(T - \bar{T}). \quad (22.23)$$

mit der Solarkonstanten S_o . Diese Gleichung hat in Abhängigkeit von T_o , T_i , $a_{\min}$ und $a_{\max}$ zwischen eine und drei Lösungen, wie in Abb. 22.1 dargestellt wird. Die Gleichgewichte in den Fällen 2 und 3 sind stabil, während in Fall 1 das mittlere Gleichgewicht labil ist und die äußeren beiden stabil sind.

22.3 Berechnung der Streu- und Absorptionskoeffizienten

22.3.1 Effektiver Radius

Der *effektive Radius* ist ein Größenmaß für Kondensate, welches die Eigenschaften, die diese in Bezug auf ihre Wechselwirkung mit Strahlung aufweisen, gut repräsentiert. Unter der Annahme, dass alle Kondensate kugelförmig sind und den Radius r_{eff} haben, gilt

$$\frac{V}{A} = \frac{N \frac{4}{3} \pi r_{\text{eff}}^3}{N \pi r_{\text{eff}}^2} = \frac{4}{3} r_{\text{eff}}. \quad (22.24)$$

Hierbei ist V das Gesamtvolumen der Kondensate, A ihre aufsummierte Querschnittsfläche (unter Vernachlässigung von Überlappung) und N die Anzahl der Kondensate in dem betrachteten Volumen. Hieraus folgt

$$r_{\text{eff}} = \frac{3V}{4A}. \quad (22.25)$$

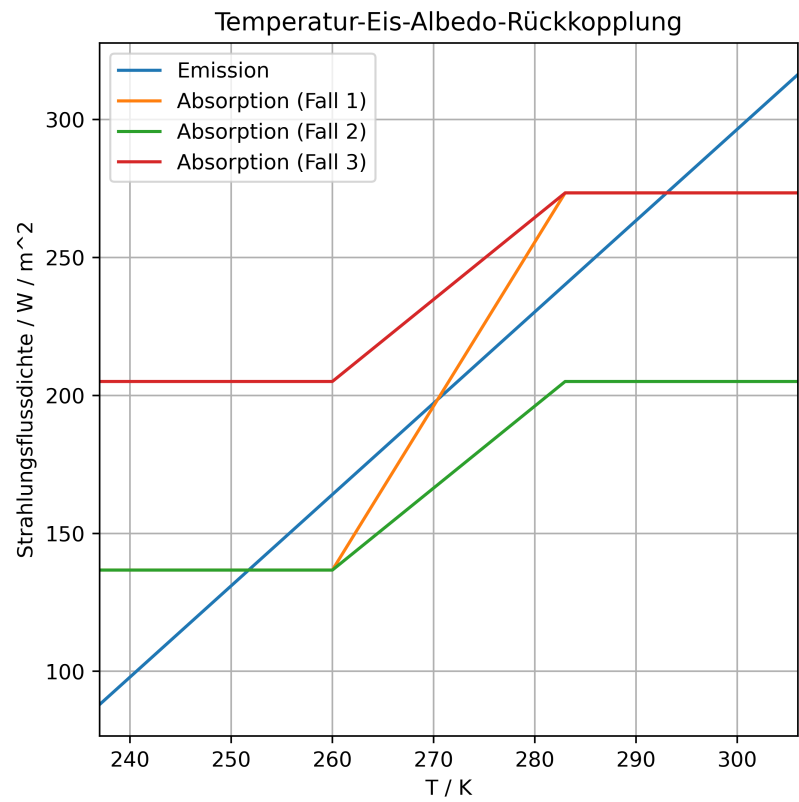


Abbildung 22.1: Möglichkeiten für Gleichgewichte in der Temperatur-Eis-Albedo-Rückkopplung. Alle Kurven wurden mit $T_o = 260\text{ K}$ und $T_i = 283\text{ K}$ berechnet. Die Parameter für die Fälle sind $(a_{\min}, a_{\max}) = (0, 2; 0, 6)$ (Fall 1), $(a_{\min}, a_{\max}) = (0, 4; 0, 6)$ (Fall 2), $(a_{\min}, a_{\max}) = (0, 2; 0, 4)$ (Fall 3).

Der effektive Radius verknüpft also die aus der mittlere Dichte ableitbare Größe V (Bulk-Größe) mit der für die Wechselwirkung mit Strahlung wichtigen Größe der Querschnittsfläche.

22.4 Approximationen

Die spektrale Strahldichte hängt außer von der Zeit von sechs reellen Zahlen ab. Übliche Felder hängen von drei Koordinaten ab. Ein erstes Problem ist dementsprechend die Menge an Speicherplatz, die notwendig ist, um selbst einen sehr grob diskretisierten Strahlungszustand einer Atmosphäre abzuspeichern. Viel problematischer noch ist hingegen die Lösung der Strahlungsübertragungsgleichung. Daher sind rigorose Approximationen notwendig.

22.4.1 Plan-parallele Atmosphäre

Bei dieser Approximation geht man davon aus, dass die Atmosphäre innerhalb eines gewissen Gebietes horizontal homogen ist, die Eigenschaften also nur vertikal variieren. Dies ist durch die Tatsache motiviert, dass in der Atmosphäre auf großen Skalen horizontale Gradienten mindestens zwei Größenordnungen kleiner sind als vertikale.

22.4.2 Horizontale Entkopplung

Bei dieser Approximation teilt man die Atmosphäre in unabhängige Säulen auf und schränkt dadurch die horizontale Wechselwirkung stark ein. Eine solche Säule kann jedoch aus verschiedenen Teilsäulen bestehen oder horizontale Wechselwirkungen können auf andere Weise innerhalb der Säulen parametrisiert werden. Bei steigender Rechenkapazität kann man die Bereiche mit horizontaler Wechselwirkung vergrößern, bis man im Grenzfäll die ganze Atmosphäre als eine einzige Säule ansieht.

22.5 Strahlungsbilanz

Der Strahlungszustand der Atmosphäre wird vollständig beschrieben durch die spektrale Strahldichte

$$L = L(\mathbf{r}, \varphi, \lambda, \omega, t). \quad (22.26)$$

In die Evolution dieser Größe gehen viele Faktoren ein. Ziel dieses Abschnittes ist, die Bedeutung von Teilkomponenten des Klimasystems für das Strahlungsfeld zu quantifizieren. Dies bezeichnet man als *Strahlungsbilanz* oder auch *Strahlungshaushalt*.

22.6 Atmosphärische Optik

In der sogenannten *Wolkenmikrophysik* geht es um die Beantwortung folgender Fragen:

- Wie entstehen Wolken und Niederschlag?
- Welche Größenspektren haben Wolken und Niederschlag?
- Welche Fallgeschwindigkeit haben Wolken und Niederschlag?
- Welche Wechselwirkungen existieren zwischen den Kondensaten?

23.1 Köhler-Gleichung

Der Dampfdruck über einer Lösung ist durch Gleichung (5.268) gegeben:

$$\ln \left(\frac{p_S(n_s)}{p_S^{(o)}} \right) = -\frac{n_s}{n_w}. \quad (23.1)$$

Hierbei wurde die Notation an die in der Wolkenphysik übliche angepasst.

Der Dampfdruck über einer gekrümmten Oberfläche ist durch Gleichung (5.301) gegeben:

$$\ln \left(\frac{p_S(R)}{p_S^{(o)}} \right) = \frac{2\gamma}{R_s T R \rho_w}. \quad (23.2)$$

Treten beide Effekte gleichzeitig auf, erhält man

$$\ln \left(\frac{p_S(R, n_s)}{p_S^{(o)}} \right) = \frac{2\gamma}{R_s T R \rho_w} - \frac{n_s}{n_w} \quad (23.3)$$

als Gleichung für den Dampfdruck über einer gekrümmten Oberfläche, innerhalb der sich eine Lösung befindet. Für n_w gilt

$$n_w = \frac{m_w}{M_w} = \frac{4\pi R^3 \rho_w}{3M_w}. \quad (23.4)$$

Hieraus folgt

$$\ln \left(\frac{p_S(R, n_s)}{p_S^{(o)}} \right) = \frac{2\gamma}{R_s T R \rho_w} - \frac{3M_w n_s}{4\pi R^3 \rho_w}. \quad (23.5)$$

Verwendet man anstelle des Radius R den Durchmesser D , folgt

$$\ln \left(\frac{p_S(D, n_s)}{p_S^{(o)}} \right) = \frac{4\gamma}{R_s T D \rho_w} - \frac{6M_w n_s}{\pi D^3 \rho_w}. \quad (23.6)$$

Diese Gleichung bezeichnet man als *Köhler-Gleichung*.

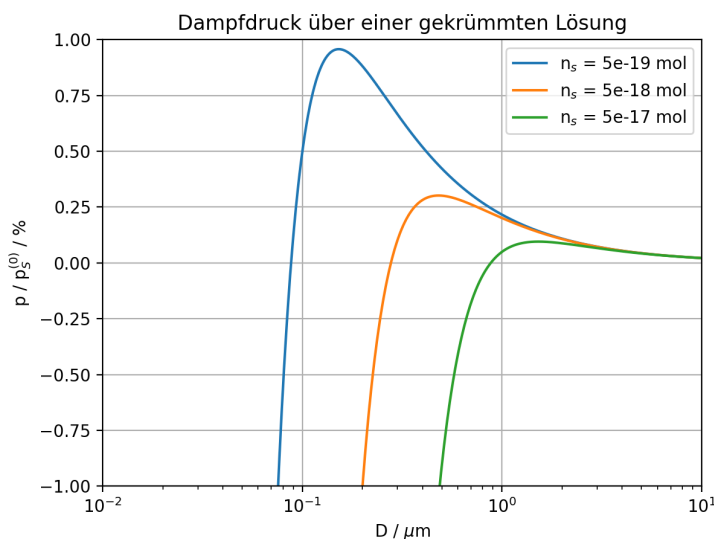


Abbildung 23.1: Köhler-Kurven von Wassertröpfchen.

Leitet man diese Gleichung nach D ab und setzt die Ableitung gleich Null, erhält man

$$\begin{aligned}
 0 &= -\frac{4\gamma}{R_s T D_c^2 \rho_w} + \frac{18 M_w n_s}{\pi D_c^4 \rho_w} \\
 \Leftrightarrow \frac{4\gamma}{R_s T D_c^2} &= \frac{18 M_w n_s}{\pi D_c^4} \\
 \Leftrightarrow \frac{4\gamma D_c^2}{R_s T} &= \frac{18 M_w n_s}{\pi} \\
 \Leftrightarrow D_c^2 &= \frac{9 R_s T M_w n_s}{2 \gamma \pi} = \frac{9 R T n_s}{2 \gamma \pi}. \quad (23.7)
 \end{aligned}$$

D_c bezeichnet man als *kritischen Durchmesser*. Am kritischen Durchmesser ist der Sättigungsdampfdruck maximal. Nur Tropfen mit $D > D_c$ können weiterwachsen und zu Wolken- und Regentropfen werden. Solche Tropfen entstehen in der freien Atmosphäre nur für $p_v > p_s(D_c)$.

Wie aus Abb. 23.1 ersichtlich ist, steigt der kritische Durchmesser mit n_s an, wohingegen der maximale Sättigungsdampfdruck absinkt.

23.2 Zirkulation um Kondensate

Aus dem Strömungsfeld um ein Kondensat herum kann man die Kraft ableiten, die auf das Kondensat wirkt, woraus sich mittels Gleichsetzen mit der Gewichtskraft die Fallgeschwindigkeit ergibt.

23.2.1 Laminare Umströmung

Man stelle sich eine Kugel mit Radius a vor, welche im Ursprung eines kartesischen Koordinatensystems zentriert ist. Man sucht nun nach Lösungen des inkompressiblen Gleichungssystems ohne Impulsadvektion

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \Delta \mathbf{v}, \quad (23.8)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (23.9)$$

mit den Randbedingungen

$$\lim_{|\mathbf{r}| \rightarrow \infty} \mathbf{v} = U \mathbf{e}_z, \quad (23.10)$$

$$\mathbf{v}(|\mathbf{r}| = a) = \mathbf{o}. \quad (23.11)$$

Man beschränkt sich auf stationäre, also insbesondere laminare Lösungen. Damit wird die Impulsgleichung Glg. (23.8) zu

$$\nabla p = \eta \Delta \mathbf{v}. \quad (23.12)$$

Die Notation von $\mathbf{v}$ in Kugelkoordinaten lautet

$$\mathbf{v} = v_r \mathbf{e}_r + v_\theta \mathbf{e}_\theta + v_\varphi \mathbf{e}_\varphi. \quad (23.13)$$

Hierbei sind θ der Winkel gegenüber der z-Achse und φ der Winkel gegenüber der xz-Ebene. Stationäre Lösungen sind rotationssymmetrisch um die z-Achse, außerdem gilt

$$v_\varphi = \mathbf{o}. \quad (23.14)$$

Für die durch die Strömung entstehende Reibungskraft, welche auf die Kugel wirkt, gilt

$$F = -2\pi a^2 \int_0^\pi \left[p \cos(\theta) + \eta \sin(\theta) \frac{\partial v_\theta}{\partial r} \right] \sin(\theta) d\theta. \quad (23.15)$$

Solch eine Reibungskraft bezeichnet man als *Stokes'sche Reibung*. Dies teilt man auf in eine Kraft F_p , die durch den Druck p entsteht, und in eine Kraft F_v , die durch die Scherung des Geschwindigkeitsfeldes entsteht, also

$$F_p := -2\pi a^2 \int_0^\pi p \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta, \quad (23.16)$$

$$F_v := -2\pi \eta a^2 \int_0^\pi \frac{\partial v_\theta}{\partial r} \sin(\theta)^2 d\theta. \quad (23.17)$$

Damit gilt

$$F = F_p + F_v. \quad (23.18)$$

Nach den Feststellungen zu Beginn von Kap. 15 und Glg. (23.9) kann man $\mathbf{v}$ in der Form

$$\mathbf{v} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (23.19)$$

durch ein Geschwindigkeitspotential $\mathbf{A}$ darstellen. Nach Glg. (B.98) gilt

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{A} &= \frac{A_\theta}{r} \mathbf{e}_\varphi + \frac{A_\varphi}{r \tan(\theta)} \mathbf{e}_r - \frac{A_\varphi}{r} \mathbf{e}_\theta + \mathbf{e}_r \left(\frac{1}{r} \frac{\partial A_\varphi}{\partial \theta} - \frac{1}{r \sin(\theta)} \frac{\partial A_\theta}{\partial \varphi} \right) \\ &+ \mathbf{e}_\theta \left(\frac{1}{r \sin(\theta)} \frac{\partial A_r}{\partial \varphi} - \frac{\partial A_\varphi}{\partial r} \right) + \mathbf{e}_\varphi \left(\frac{\partial A_\theta}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial A_r}{\partial \theta} \right). \end{aligned} \quad (23.20)$$

Aufgrund der Rotationssymmetrie um die z-Achse ist $\mathbf{v}$ nicht von φ abhängig. Dies impliziert

$$\nabla \times \mathbf{A} = \frac{A_\theta}{r} \mathbf{e}_\varphi + \frac{A_\varphi}{r \tan(\theta)} \mathbf{e}_r - \frac{A_\varphi}{r} \mathbf{e}_\theta + \mathbf{e}_r \frac{1}{r} \frac{\partial A_\varphi}{\partial \theta} - \mathbf{e}_\theta \frac{\partial A_\varphi}{\partial r} + \mathbf{e}_\varphi \left(\frac{\partial A_\theta}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial A_r}{\partial \theta} \right). \quad (23.21)$$

Durch Projektionen auf die ortsabhängigen Basiselemente der Kugelkoordinaten erhält man

$$v_r = \frac{A_\varphi}{r \tan(\theta)} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_\varphi}{\partial \theta}, \quad (23.22)$$

$$v_\theta = -\frac{A_\varphi}{r} - \frac{\partial A_\varphi}{\partial r}, \quad (23.23)$$

$$v_\varphi = \frac{A_\theta}{r} + \frac{\partial A_\theta}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial A_r}{\partial \theta}. \quad (23.24)$$

Die Bedingung $v_\varphi = 0$ kann man also durch $A_\theta = A_r = 0$ erfüllen, ohne die anderen Komponenten zu beeinträchtigen. Definiere

$$\psi = \psi(r, \theta) := -r A_\varphi \sin(\theta), \quad (23.25)$$

dann gilt

$$v_r = -\frac{1}{r^2 \sin(\theta)} \frac{\partial \psi}{\partial \theta}, \quad (23.26)$$

$$v_\theta = \frac{1}{r \sin(\theta)} \frac{\partial \psi}{\partial r}. \quad (23.27)$$

Die Rotation des Windfeldes lautet

$$\nabla \times \mathbf{v} = \frac{v_\theta}{r} \mathbf{e}_\varphi + \frac{v_\varphi}{r \tan(\theta)} \mathbf{e}_r - \frac{v_\varphi}{r} \mathbf{e}_\theta + \mathbf{e}_r \frac{1}{r} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \theta} - \mathbf{e}_\theta \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + \mathbf{e}_\varphi \left(\frac{\partial v_\theta}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} \right). \quad (23.28)$$

Mit $v_\varphi = 0$ folgt hieraus

$$\boldsymbol{\xi} = \nabla \times \mathbf{v} = \frac{v_\theta}{r} \mathbf{e}_\varphi + \mathbf{e}_\varphi \left(\frac{\partial v_\theta}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} \right) = \mathbf{e}_\varphi \left(\frac{\partial v_\theta}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} + \frac{v_\theta}{r} \right). \quad (23.29)$$

Setzt man hier die Glg.en (23.26) - (23.27) ein, erhält man

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\xi} &= \nabla \times \mathbf{v} = \mathbf{e}_\varphi \left(\frac{1}{r \sin(\theta)} \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r^2 \sin(\theta)} \frac{\partial \psi}{\partial r} - \frac{\cos(\theta)}{r^3 \sin^2(\theta)} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} + \frac{1}{r^3 \sin(\theta)} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} + \frac{1}{r^2 \sin(\theta)} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) \\ &= \mathbf{e}_\varphi \left(\frac{1}{r \sin(\theta)} \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{\cos(\theta)}{r^3 \sin^2(\theta)} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} + \frac{1}{r^3 \sin(\theta)} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} \right) \\ &= \frac{\mathbf{e}_\varphi}{r \sin(\theta)} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{\cos(\theta)}{r^2 \sin(\theta)} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} \right) \\ &= \frac{\mathbf{e}_\varphi}{r \sin(\theta)} \left[\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{\sin(\theta)}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{1}{\sin(\theta)} \frac{\partial}{\partial \theta} \right) \right] \psi \equiv \frac{\mathbf{e}_\varphi}{r \sin(\theta)} E^2 \psi \end{aligned} \quad (23.30)$$

mit einem Differenzialoperator

$$E^2 := \frac{\partial^2}{\partial r^2} - \frac{1}{r^2 \tan(\theta)} \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{\sin(\theta)}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{1}{\sin(\theta)} \frac{\partial}{\partial \theta} \right). \quad (23.31)$$

Hieraus folgt, dass gilt

$$\boldsymbol{\xi} = \nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) = \nabla \times [\nabla \times (A_\varphi \mathbf{e}_\varphi)] = -\nabla \times \left[\nabla \times \left(\frac{\psi}{r \sin(\theta)} \mathbf{e}_\varphi \right) \right]. \quad (23.32)$$

Für zweifach stetig differenzierbare Skalarfelder χ gilt also

$$-\nabla \times \left[\nabla \times \left(\frac{\chi}{r \sin(\theta)} \mathbf{e}_\varphi \right) \right] = \frac{\mathbf{e}_\varphi}{r \sin(\theta)} E^2 \chi. \quad (23.33)$$

Glg. (B.54) lautet

$$\Delta \mathbf{v} = \nabla (\nabla \cdot \mathbf{v}) - \nabla \times (\nabla \times \mathbf{v}) \stackrel{\text{Glg. (23.9)}}{=} -\nabla \times (\nabla \times \mathbf{v}) = -\nabla \times \boldsymbol{\xi}. \quad (23.34)$$

Hiermit kann man die Impulsgleichung Glg. (23.12) in der Form

$$\nabla p = -\eta \nabla \times \boldsymbol{\xi} \quad (23.35)$$

notieren. Wendet man hierauf nochmal die Rotation an, folgt

$$\mathbf{o} = -\eta \nabla \times (\nabla \times \boldsymbol{\xi}) = -\eta \nabla \times \left[\nabla \times \left(\frac{\mathbf{e}_\varphi}{r \sin(\theta)} E^2 \psi \right) \right] = \eta \frac{\mathbf{e}_\varphi}{r \sin(\theta)} E^4 \psi. \quad (23.36)$$

Man kann also

$$E^4 \psi = \mathbf{o} \quad (23.37)$$

als Differenzialgleichung für ψ verwenden. Aus der Randbedingung Glg. (23.11) folgen

$$\frac{\partial \psi}{\partial r}(r=a) = \mathbf{o}, \quad (23.38)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial \theta}(r=a) = \mathbf{o}. \quad (23.39)$$

ψ ist also konstant entlang der Kugeloberfläche, o. B. d. A. kann man als Randbedingung

$$\psi(r=a) = \mathbf{o} \quad (23.40)$$

fordern. Die Randbedingung Glg. (23.10) lautet in Kugelkoordinaten

$$\lim_{|r| \rightarrow \infty} v_r = U \cos(\theta), \quad (23.41)$$

$$\lim_{|r| \rightarrow \infty} v_\theta = -U \sin(\theta). \quad (23.42)$$

Der Druck soll in der Unendlichkeit gegen einen homogenen Hintergrunddruck p_0 konvergieren:

$$\lim_{|r| \rightarrow \infty} p = p_0 \quad (23.43)$$

Es gilt

$$E^4 \psi = \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} - \frac{\mathbf{1}}{r^2 \tan(\theta)} \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{\mathbf{1}}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \right) \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{\mathbf{1}}{r^2 \tan(\theta)} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} + \frac{\mathbf{1}}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} \right). \quad (23.44)$$

Nun macht man für ψ den Ansatz

$$\psi(r, \theta) = -\frac{U \sin(\theta)^2}{2} \left(Ar + Br^2 + \frac{C}{r} \right). \quad (23.45)$$

Aus Glg. (23.41) folgt

$$\begin{aligned} \lim_{|r| \rightarrow \infty} v_r &= -\lim_{|r| \rightarrow \infty} \frac{\mathbf{1}}{r^2 \sin(\theta)} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} = \lim_{|r| \rightarrow \infty} \frac{\mathbf{1}}{r^2 \sin(\theta)} \frac{\partial}{\partial \theta} \frac{U \sin(\theta)^2}{2} \left(Ar + Br^2 + \frac{C}{r} \right) \\ &= \lim_{|r| \rightarrow \infty} \frac{\mathbf{1}}{r^2 \sin(\theta)} U \sin(\theta) \cos(\theta) \left(Ar + Br^2 + \frac{C}{r} \right) \\ &= \lim_{|r| \rightarrow \infty} U \cos(\theta) \left(\frac{A}{r} + B + \frac{C}{r^3} \right) \\ &= \lim_{|r| \rightarrow \infty} BU \cos(\theta) = BU \cos(\theta). \end{aligned} \quad (23.46)$$

Vergleich mit Glg. (23.41) impliziert

$$B = \mathbf{1}. \quad (23.47)$$

Aus Glg. (23.42) folgt

$$\begin{aligned}
 \lim_{|r| \rightarrow \infty} v_\theta &= \lim_{|r| \rightarrow \infty} \frac{\mathbf{I}}{r \sin(\theta)} \frac{\partial \psi}{\partial r} = - \lim_{|r| \rightarrow \infty} \frac{\mathbf{I}}{r \sin(\theta)} \frac{\partial}{\partial r} \frac{U \sin(\theta)^2}{2} \left(Ar + Br^2 + \frac{C}{r} \right) \\
 &= - \lim_{|r| \rightarrow \infty} \frac{\mathbf{I}}{r \sin(\theta)} \frac{U \sin(\theta)^2}{2} \left(A + 2Br - \frac{C}{r^2} \right) \\
 &= - \lim_{|r| \rightarrow \infty} U \sin(\theta) \left(\frac{A}{2r} + B - \frac{C}{2r^3} \right) \\
 &= - \lim_{|r| \rightarrow \infty} U \sin(\theta) B = -BU \sin(\theta).
 \end{aligned} \tag{23.48}$$

Vergleich mit Glg. (23.42) impliziert wiederum $B = \mathbf{I}$, also

$$\psi(r, \theta) = - \frac{U \sin(\theta)^2}{2} \left(Ar + r^2 + \frac{C}{r} \right). \tag{23.49}$$

Aus Glg. (23.40) erhält man weiter

$$\psi(a, \theta) = - \frac{U \sin(\theta)^2}{2} \left(Aa + a^2 + \frac{C}{a} \right) \stackrel{!}{=} 0 \tag{23.50}$$

$$\Leftrightarrow Aa + a^2 + \frac{C}{a} = 0 \tag{23.51}$$

$$\Leftrightarrow Aa^2 + a^3 + C = 0 \tag{23.52}$$

$$\Leftrightarrow C = -Aa^2 - a^3, \tag{23.53}$$

also

$$\psi(r, \theta) = - \frac{U \sin(\theta)^2}{2} \left(Ar + r^2 - \frac{Aa^2 + a^3}{r} \right). \tag{23.54}$$

Hieraus folgt

$$\frac{\psi(r, \theta)}{\partial r} = - \frac{U \sin(\theta)^2}{2} \left(A + 2r - \frac{Aa^2 + a^3}{r^2} \right). \tag{23.55}$$

Aus Glg. (23.38) folgt

$$\begin{aligned}
 A + 2a + \frac{Aa^2 + a^3}{a^2} &= A + 2a + A + a = 2A + 3a \stackrel{!}{=} 0 \\
 \Leftrightarrow A &= -\frac{3a}{2}.
 \end{aligned} \tag{23.56}$$

Der Ansatz lautet also

$$\begin{aligned}
 \psi(r, \theta) &= - \frac{U \sin(\theta)^2}{2} \left(-\frac{3a}{2}r + r^2 + \frac{3a^3}{2r} - \frac{a^3}{r} \right) \\
 &= - \frac{U \sin(\theta)^2}{2} \left(-\frac{3a}{2}r + r^2 + \frac{a^3}{2r} \right).
 \end{aligned} \tag{23.57}$$

Nun wird dies in Glg. (23.44) eingesetzt. Vorbereitend rechnet man

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} = - \frac{U \sin(\theta)^2}{2} \left(2 + \frac{a^3}{r^3} \right), \tag{23.58}$$

$$- \frac{\mathbf{I}}{r^2 \tan(\theta)} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} = U \cos(\theta)^2 \left(-\frac{3a}{2r} + \mathbf{I} + \frac{a^3}{2r^3} \right), \tag{23.59}$$

$$\frac{\mathbf{I}}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} = -U (\cos(\theta)^2 - \sin(\theta)^2) \left(-\frac{3a}{2r} + \mathbf{I} + \frac{a^3}{2r^3} \right). \tag{23.60}$$

Addiert man diese drei Terme, erhält man

$$E^2 \psi = \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r^2 \tan(\theta)} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} = -\frac{U \sin(\theta)^2}{2} \left(2 + \frac{a^3}{r^3} \right) + U \sin(\theta)^2 \left(-\frac{3a}{2r} + 1 + \frac{a^3}{2r^3} \right) \quad (23.61)$$

$$= -\frac{U \sin(\theta)^2}{2} \left(2 + \frac{a^3}{r^3} + \frac{3a}{r} - 2 - \frac{a^3}{r^3} \right) \quad (23.62)$$

$$= -\frac{3aU \sin(\theta)^2}{2r}. \quad (23.63)$$

Hieraus folgt

$$\frac{\partial^2 E^2 \psi}{\partial r^2} = -\frac{6aU \sin(\theta)^2}{2r^3} = -\frac{3aU \sin(\theta)^2}{r^3}, \quad (23.64)$$

$$-\frac{1}{r^2 \tan(\theta)} \frac{\partial E^2 \psi}{\partial \theta} = \frac{3aU \cos(\theta)^2}{r^3}, \quad (23.65)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E^2 \psi}{\partial \theta^2} = -\frac{3aU (\cos(\theta)^2 - \sin(\theta)^2)}{r^3}. \quad (23.66)$$

Addiert man diese drei Gleichungen, folgt

$$E^4 \psi = 0. \quad (23.67)$$

Glg. (23.45) löst also in der Tat Glg. (23.37).

Nun muss noch gezeigt werden, dass auch Glg. (23.35) vom Ansatz Glg. (23.45) gelöst wird. Man berechnet hierfür zunächst

$$\nabla \times \xi = \nabla \times \left[\mathbf{e}_\varphi \frac{E^2 \psi}{r \sin(\theta)} \right] \stackrel{\text{Glg. (B.51)}}{=} -\mathbf{e}_\varphi \times \nabla \frac{E^2 \psi}{r \sin(\theta)} + \frac{E^2 \psi}{r \sin(\theta)} \nabla \times \mathbf{e}_\varphi. \quad (23.68)$$

Mit

$$\nabla \times \mathbf{e}_\varphi \stackrel{\text{Glg. (B.98)}}{=} \frac{1}{r \tan(\theta)} \mathbf{e}_r - \frac{1}{r} \mathbf{e}_\theta \quad (23.69)$$

folgt

$$\begin{aligned} \nabla \times \xi &= -\mathbf{e}_\varphi \times \nabla \frac{E^2 \psi}{r \sin(\theta)} + \frac{E^2 \psi}{r \sin(\theta)} \left(\frac{1}{r \tan(\theta)} \mathbf{e}_r - \frac{1}{r} \mathbf{e}_\theta \right) \\ &= -\mathbf{e}_\varphi \times \nabla \frac{E^2 \psi}{r \sin(\theta)} + \frac{\cos(\theta) E^2 \psi}{r^2 \sin(\theta)^2} \mathbf{e}_r - \frac{E^2 \psi}{r^2 \sin(\theta)} \mathbf{e}_\theta. \end{aligned} \quad (23.70)$$

Setzt man hier Glg. (23.63) ein, erhält man

$$\nabla \times \xi = -\frac{3aU}{2} \left(-\mathbf{e}_\varphi \times \nabla \frac{\sin(\theta)}{r^2} + \frac{\cos(\theta)}{r^3} \mathbf{e}_r - \frac{\sin(\theta)}{r^3} \mathbf{e}_\theta \right). \quad (23.71)$$

Mit Glg. (B.88) folgt

$$\nabla \frac{\sin(\theta)}{r^2} = -\frac{2 \sin(\theta)}{r^3} \mathbf{e}_r + \frac{\cos(\theta)}{r^3} \mathbf{e}_\theta. \quad (23.72)$$

Somit gilt

$$-\mathbf{e}_\varphi \times \nabla \frac{\sin(\theta)}{r^2} = \frac{2 \sin(\theta)}{r^3} \mathbf{e}_\theta + \frac{\cos(\theta)}{r^3} \mathbf{e}_r. \quad (23.73)$$

Setzt man dies in Glg. (23.71) ein, erhält man

$$\begin{aligned}\nabla \times \boldsymbol{\xi} &= -\frac{3aU}{2} \left(\frac{\sin(\theta)}{r^3} \mathbf{e}_\theta + \frac{\cos(\theta)}{r^3} \mathbf{e}_r + \frac{\cos(\theta)}{r^3} \mathbf{e}_r - \frac{\sin(\theta)}{r^3} \mathbf{e}_\theta \right) \\ &= -\frac{3aU}{2} \left(\frac{\sin(\theta)}{r^3} \mathbf{e}_\theta + \frac{2\cos(\theta)}{r^3} \mathbf{e}_r \right).\end{aligned}\quad (23.74)$$

Setzt man dies in Glg. (23.35) ein, erhält man

$$\nabla p = \frac{3aU}{2} \frac{\eta \sin(\theta)}{r^3} \mathbf{e}_\theta + \frac{3aU}{2} \frac{2\eta \cos(\theta)}{r^2} \mathbf{e}_r, \quad (23.75)$$

also

$$\begin{aligned}\frac{\partial p}{\partial r} &= \frac{3aU}{2} \frac{2\eta \cos(\theta)}{r^3}, \\ \frac{\partial p}{\partial \theta} &= \frac{3aU}{2} \frac{\eta \sin(\theta)}{r^2}.\end{aligned}\quad (23.76)$$

Dies wird gelöst durch

$$p = p_o - \frac{3aU}{2} \frac{\eta \cos(\theta)}{r^2}. \quad (23.77)$$

Dies impliziert für die durch den Druck entstehende Reibungskraft laut Glg. (23.16)

$$\begin{aligned}F_p &= -2\pi a^2 \int_0^\pi -\frac{3\eta a U \cos(\theta)}{2a^2} \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta = \pi \int_0^\pi 3\eta a U \cos(\theta) \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta \\ &= 3\eta a U \pi \int_0^\pi \cos^2(\theta) \sin(\theta) d\theta = -3\eta a U \pi \left[\frac{1}{3} \cos^3(\theta) \right]_0^\pi = 2\eta a U \pi.\end{aligned}\quad (23.78)$$

Für v_θ erhält man mit Glg. (23.27) und dem Ansatz Glg. (23.57)

$$\begin{aligned}v_\theta &= \frac{1}{r \sin(\theta)} \frac{\partial \psi}{\partial r} = \frac{1}{r \sin(\theta)} \frac{\partial}{\partial r} \left[-\frac{U \sin(\theta)^2}{2} \left(-\frac{3a}{2} r + r^2 + \frac{a^3}{2r} \right) \right] \\ &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{U \sin(\theta)}{2} \left(\frac{3a}{2} r - r^2 - \frac{a^3}{2r} \right) \right] = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{U a^2 \sin(\theta)}{2} \left(\frac{3}{2a} r - \frac{r^2}{a^2} - \frac{a}{2r} \right) \right] \\ &= \frac{1}{r} \left[\frac{U a^2 \sin(\theta)}{4} \left(-\frac{4r}{a^2} + \frac{3}{a} + \frac{a}{r^2} \right) \right] = \frac{U a^2 \sin(\theta)}{4} \left(-\frac{4}{a^2} + \frac{3}{ar} + \frac{a}{r^3} \right).\end{aligned}\quad (23.79)$$

Hieraus folgt

$$\frac{\partial v_\theta}{\partial r} = -\frac{U a^2 \sin(\theta)}{4} \left(\frac{3}{ar^2} + \frac{3a}{r^4} \right). \quad (23.80)$$

Wertet man dies bei $r = a$ aus, folgt

$$\frac{\partial v_\theta}{\partial r}(r = a) = -\frac{U a^2 \sin(\theta)}{4} \left(\frac{3}{a^3} + \frac{3}{a^3} \right) = -\frac{6U \sin(\theta)}{4a} = -\frac{3U \sin(\theta)}{2a}. \quad (23.81)$$

Setzt man dies in Glg. (23.17) ein, erhält man

$$F_v = -2\pi \eta a^2 \int_0^\pi -\frac{3U \sin(\theta)}{2a} \sin(\theta)^2 d\theta = 3U \pi \eta a \int_0^\pi \sin(\theta)^3 d\theta. \quad (23.82)$$

Man integriert nun

$$\begin{aligned}\int_0^\pi \sin(\theta)^3 d\theta &= [-\cos(\theta) \sin(\theta)^2]_0^\pi + 2 \int_0^\pi \cos(\theta)^2 \sin(\theta) d\theta \\ &= 2 \int_0^\pi \cos(\theta)^2 \sin(\theta) d\theta = \frac{2}{3} [-\cos(\theta)^3]_0^\pi = \frac{2}{3} [\cos(\theta)^3]_0^\pi = \frac{4}{3}.\end{aligned}\quad (23.83)$$

Dies impliziert

$$F_v = 3U\pi\eta a \frac{4}{3} = 4U\pi\eta a. \quad (23.84)$$

Somit gilt laut Glg. (23.18) für die Reibungskraft

$$F = 6\pi a\eta U. \quad (23.85)$$

Setzt man dies mit der Gewichtskraft

$$F_g = mg = \frac{4}{3}\pi a^3 (\rho'_l - \rho'_h) g \quad (23.86)$$

gleich, erhält man

$$v_F = \frac{F}{6\pi a\eta} = \frac{4\pi a^3 (\rho'_l - \rho'_h) g}{18\pi a \rho'_h r} = \frac{2a^2 (\rho'_l - \rho'_h) g}{9\rho'_h r} \quad (23.87)$$

als Formel für die Gleichgewichts-Fallgeschwindigkeit v_F . Dabei wurde in Glg. (23.86) der statische Auftrieb des Kondensats abgezogen.

23.2.2 Turbulente Umströmung

Bei turbulenter Umströmung ist die das Kondensat umgebende Zirkulation in aperiodischer Weise zeitabhängig. Hierbei ist die Reibungskraft F proportional zum Quadrat der Geschwindigkeit U ,

$$F = \frac{1}{2} c_w \pi a^2 \rho'_h U^2, \quad (23.88)$$

wobei $c_w \geq 0$ eine von der Form des umströmten Objektes abhängige Konstante, der sogenannte c_w -Wert, ist. Im Englischen bezeichnet man diese Größe als *drag coefficient* c_d . Setzt man dies mit der Gewichtskraft laut Glg. (23.86) gleich, erhält man

$$\frac{1}{2} c_w \pi a^2 \rho'_h v_F^2 = \frac{4}{3} \pi a^3 \rho'_l g \Leftrightarrow v_F^2 = \frac{8a\rho'_l g}{3\rho'_h c_w} \quad (23.89)$$

$$\Leftrightarrow v_F = \sqrt{\frac{8a\rho'_l g}{3\rho'_h c_w}} \quad (23.90)$$

als Formel für die Gleichgewichts-Fallgeschwindigkeit v_F .

23.2.3 Zusammengesetzte Formel für die Fallgeschwindigkeit

Kleine Kondensate werden laminar umströmt, größere turbulent. Der Parameter $a \in [0, 1]$ beschreibe den Anteil von Turbulenz in der Reibungskraft F , also

$$F = aF_{\text{turbulent}} + (1 - a)F_{\text{laminar}}. \quad (23.91)$$

Setzt man hier die Glg.en (23.85) und (23.88) ein, erhält man

$$F = a \frac{1}{2} c_w \pi a^2 \rho'_h U^2 + (1 - a) 6\pi a \rho'_h r U. \quad (23.92)$$

Hierbei ist $c_w \approx 0,8$ ein realistischer Wert. Setzt man dies mit der Gewichtskraft laut Glg. (23.86) gleich, erhält man unter der Annahme $a \neq 0$

$$\begin{aligned} (1 - a) 6\pi a \rho'_h r v_F + a \frac{1}{2} c_w \pi a^2 \rho'_h v_F^2 &= \frac{4}{3} \pi a^3 \rho'_l g \\ \Leftrightarrow a \frac{1}{2} c_w \pi a \rho'_h v_F^2 + (1 - a) 6\pi \rho'_h r v_F - \frac{4}{3} \pi a^2 \rho'_l g &= 0 \\ \Leftrightarrow a c_w \pi a \rho'_h v_F^2 + (1 - a) 12\pi \rho'_h r v_F - \frac{8\pi a^2 \rho'_l g}{3} &= 0 \\ \Leftrightarrow a c_w \pi a v_F^2 + (1 - a) 12\pi r v_F - \frac{8\pi a^2 \rho'_l g}{3\rho'_h} &= 0 \\ \Leftrightarrow \pi a v_F^2 + \frac{(1 - a)}{a c_w} 12\pi r v_F - \frac{8\pi a^2 \rho'_l g}{3a \rho'_h c_w} &= 0 \\ \Leftrightarrow v_F^2 + \frac{(1 - a)}{a a c_w} 12r v_F - \frac{8a \rho'_l g}{3a \rho'_h c_w} &= 0. \end{aligned} \quad (23.93)$$

Es ist zu erwarten, dass der Übergang von laminarer zu turbulenter Reibung entscheidend von der Reynolds-Zahl

$$R := \frac{U^2 a^2}{r U a} = \frac{U a}{r} \quad (23.94)$$

abhängt. Man nimmt nun an, dass der Übergang von laminarer zu turbulenter Reibung bei einer kritischen Reynolds-Zahl R_k erfolgt. Um die Gleichgewichts-Sinkgeschwindigkeit zu bestimmen, kann man wie folgt vorgehen:

1. Berechne v_F aus Glg. (23.87).
2. Berechne hieraus die Reynoldszahl R .
3. Wenn das Ergebnis nicht größer als R_k ist, $R \leq R_k$, gilt $a = 0$ und das Ergebnis liegt bereits vor. Dabei kann bei Kugeln von $R_k = 10$ ausgegangen werden.
4. Andernfalls gilt $a = 1$, dann verwende (23.90) zur Bestimmung der Gleichgewichts-Fallgeschwindigkeit. Dabei kann bei Kugeln von $c_w = 1$ ausgegangen werden.

23.3 Wachstum von Kondensaten

23.3.1 Größenverteilung von Regentropfen

Die für Regentropfen am häufigsten genutzte Größenverteilung ist die *Marshall-Palmer-Verteilung* [26], welche die Form

$$n(D) = n_0 \exp(-\lambda D) \quad (23.95)$$

hat. Hierbei sind D der Durchmesser der Regentropfen, λ ein Parameter und $n(D)$ die Anzahl der Tropfen mit Durchmesser zwischen D und $D + dD$, dividiert durch dD . $n_0 = 8 \cdot 10^6 \text{ m}^{-4}$ wird als Konstante angesetzt. Dies ergibt sich empirisch. Der Parameter λ kann mit der Dichte flüssigen Wassers ρ_l verknüpft werden. Hierzu integriert man

$$\rho_l = \int_0^\infty n(D) m dD = \int_0^\infty n(D) \frac{4}{3} \pi \left(\frac{D}{2}\right)^3 \rho'_l dD = \frac{\pi}{6} \int_0^\infty n(D) D^3 \rho'_l dD = \frac{\pi}{6} \rho'_l n_0 \int_0^\infty \exp(-\lambda D) D^3 dD, \quad (23.96)$$

hierbei ist ρ'_l die mikroskopische Dichte von Wasser. Für das Integral erhält man mit Glg. (A.96)

$$\int_0^\infty \exp(-\lambda D) D^3 dD = \frac{6}{\lambda^4}. \quad (23.97)$$

Setzt man dies in Glg. (23.96) ein, erhält man

$$\varrho_r = \frac{\pi}{6} \varrho'_l n_o \int_0^\infty \exp(-\lambda D) D^3 dD = \frac{\pi \varrho'_l n_o}{\lambda^4}, \quad (23.98)$$

hieraus folgt

$$\lambda = \left(\frac{\pi \varrho'_l n_o}{\varrho_r} \right)^{1/4}. \quad (23.99)$$

Für den mittleren Durchmesser D_o folgt, wiederum mit Glg. (A.96),

$$D_o = \frac{\int_0^\infty \exp(-\lambda D) D dD}{\int_0^\infty \exp(-\lambda D) dD} = \frac{1}{\lambda}, \quad (23.100)$$

also

$$D_o = \left(\frac{\varrho_r}{\pi \varrho'_l n_o} \right)^{1/4}. \quad (23.101)$$

Diese Formel kann genutzt werden, um einen mittleren Durchmesser von Regentropfen aus der Dichte des Regenwassers diagnostisch abzuleiten.

Aus Glg. (23.100) erhält man mithilfe der Substitutionsregel Glg. (A.86) außerdem

$$D_o = \frac{\int_0^\infty n_D(D) D dD}{\int_0^\infty n_D(D) dD} = \frac{\int_0^\infty n_D(2D) 2D \cdot 2 \cdot dD}{\int_0^\infty n_D(2D) \cdot 2 \cdot dD} = 2 \frac{\int_0^\infty 2 n_D(2r) r dr}{\int_0^\infty 2 n_D(2r) dr} = 2 \frac{\int_0^\infty n_r(r) r dr}{\int_0^\infty n_r(r) dr} = 2 r_o. \quad (23.102)$$

Der mittlere Durchmesser ist also das Doppelte des mittleren Radius, unabhängig von der Größenverteilung. Hierbei wurde das Spektrum als Funktion des Radius $n_r(r)$ bewusst vom Spektrum als Funktion des Durchmessers $n_D(D)$ unterschieden und $n_r(r) = 2 n_D(2r)$ benutzt. Analog gilt

$$\overline{D^n} = 2^n \overline{r^n}. \quad (23.103)$$

23.3.1.1 Anwendung auf Schnee

Empirisch zeigt sich, dass Marshall-Palmer-Verteilungen auch die Größenspektren von Schneeflocken gut approximieren [21].¹ Hierbei ist

$$n_o = 4,6 \cdot 10^6 \text{ m}^{-4}. \quad (23.104)$$

23.3.1.2 Anwendung auf Graupel und Hagel

Empirisch zeigt sich, dass Marshall-Palmer-Verteilungen auch die Größenspektren von Graupel- und Hagelkörnern gut approximieren [21].² Hierbei wird üblicherweise der Ansatz

$$n_o = A \lambda^b \quad (23.105)$$

mit $b = 3,63$ und $A = 115 \frac{1}{1000^{b-1}} = 1,481 \cdot 10^{-6}$ gemacht. Setzt man dies in Glg. (23.98) ein, erhält man

$$\varrho_g = \frac{\pi \varrho'_l n_o}{\lambda^4} = \frac{\pi \varrho'_l A \lambda^b}{\lambda^4} = \frac{\pi \varrho'_l A}{\lambda^{4-b}}, \quad (23.106)$$

¹Eiskristalle unterhalb eines gewissen Durchmessers werden zwar nicht mehr als Schnee, sondern als Wolkeneis bezeichnet, über das gesamte Größenspektrum hinweg ist die Marshall-Palmer-Verteilung unter den Verteilungen, die sich durch einen Parameter (hier λ) beschreiben lassen, jedoch die geeignetste.

²Siehe die vorherige Fußnote.

hierbei ist ρ_g die Dichte von Graupel bzw. Hagel und ρ'_i die mikroskopische Dichte von Eis. Stellt man dies nach $D_o = \mathbf{1}/\lambda$ um, erhält man

$$D_o = \left(\frac{\rho_g}{\pi \rho'_i A} \right)^{\frac{1}{4-b}}. \quad (23.107)$$

23.3.2 Autokonversion

Die sogenannte *Autokonversion* bezeichnet das Entstehen von Niederschlag über das Wachsen von Wolkenpartikeln. Es vereinigen sich also mehrere Wolkenpartikel zu einem Niederschlagspartikel. Dies ist der erste Schritt der Niederschlagsbildung.

23.3.2.1 Bergeron-Findeisen-Prozess

23.3.3 Diffusion

Durch Diffusion können Kondensate wachsen oder schrumpfen. Der diffusive Fluss entsteht dabei dadurch, dass der Dampfdruck an der Oberfläche des Kondensats, welcher dem Sättigungsdampfdruck über Wasser oder Eis bei der jeweiligen Temperatur entspricht, anders als der Umgebungsdampfdruck ist. Hierzu geht man von der Diffusionsgleichung Glg. (5.212) aus sowie von einem stationären Zustand:

$$0 = \psi \Delta \rho_v. \quad (23.108)$$

Hierbei geht man davon aus, dass der Diffusionskoeffizient von Wasserdampf in feuchter Luft ψ und die Dichte trockener Luft ρ_d in der Nähe des Tropfens homogen sind, was aufgrund der geringen Größe von Tropfen gerechtfertigte Annahmen sind.

Da es sich um ein radialsymmetrisches Problem handelt, kann man den Ansatz $\rho_v = \rho_v(r)$ machen. Mit dem Laplaceoperator in Kugelkoordinaten Glg. (B.91) erhält man somit

$$\psi \Delta \rho_v = \psi \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \rho_v}{\partial r} \right) = \psi \left(\frac{2}{r} \frac{\partial \rho_v}{\partial r} + \frac{\partial^2 \rho_v}{\partial r^2} \right) = 0. \quad (23.109)$$

Diese Gleichung ist mit den Randbedingungen

$$\rho_v(a) = \rho_{v,a}, \quad (23.110)$$

$$\rho_v(r \rightarrow \infty) = \rho_{v,\infty} \quad (23.111)$$

zu lösen, wobei a der Radius des Tropfens ist. Die Lösung lautet

$$\rho_v(a) = \rho_{v,\infty} + \left(\rho_{v,a} - \rho_{v,\infty} \right) \frac{a}{r}, \quad (23.112)$$

wie leicht verifiziert werden kann:

$$\frac{2}{r} \frac{\partial \rho_v}{\partial r} + \frac{\partial^2 \rho_v}{\partial r^2} = \left(\rho_{v,a} - \rho_{v,\infty} \right) \left(-\frac{2a}{r^3} + \frac{2a}{r^3} \right) = 0, \quad (23.113)$$

$$\rho_v(a) = \rho_{v,\infty} + \left(\rho_{v,a} - \rho_{v,\infty} \right) \frac{a}{a} = \rho_{v,a}, \quad (23.114)$$

$$\rho_v(r \rightarrow \infty) = \rho_{v,\infty} + \left(\rho_{v,a} - \rho_{v,\infty} \right) \frac{a}{\infty} = \rho_{v,\infty}. \quad (23.115)$$

Die entsprechende Massenflussdichte in den Tropfen hinein an der Oberfläche lautet somit nach Glg. (5.208)

$$j = \psi \frac{\partial \rho_v}{\partial r} = -\psi \left(\rho_{v,a} - \rho_{v,\infty} \right) \frac{a}{a^2} = -\psi \left(\rho_{v,a} - \rho_{v,\infty} \right) \frac{1}{a}. \quad (23.116)$$

Integriert man dies über die gesamte Oberfläche, erhält man die Wachstumsrate der Masse eines Tropfens:

$$\frac{dm}{dt} = 4\pi a^2 j = -4\pi a \psi \left(\rho_{v,a} - \rho_{v,\infty} \right) \frac{1}{a} = 4\pi a \psi \left(\rho_{v,\infty} - \rho_{v,a} \right) \quad (23.117)$$

Hierbei ist $\rho_{v,a}$ die absolute Sättigungsfeuchte $\rho_S(T)$ bei der Temperatur T und $\rho_{v,\infty}$ der Umgebungsdampfdruck,

für den von nun an ϱ_v notiert wird:

$$\frac{dm}{dt} = 4\pi a \psi (\varrho_v - \varrho_S(T)). \quad (23.118)$$

Durch den permanent stattfindenden Phasenübergang an der Oberfläche des Tropfens, hat dieser nicht die Umgebungstemperatur T , sondern die Temperatur T_s :

$$\frac{dm}{dt} = 4\pi a \psi (\varrho_v - \varrho_S(T_s)). \quad (23.119)$$

Für $\varrho_S(T_s)$ macht man nun eine Taylor-Entwicklung erster Ordnung ein und nutzt die Clausius-Clapeyron-Gleichung Glg. (5.237)

$$\begin{aligned} \varrho_S(T_s) &\approx \varrho_S(T) + \frac{\partial \varrho_S}{\partial T}(T_s - T) \approx \varrho_S(T) + \frac{1}{R_v T} \frac{dp_S}{dT}(T_s - T) \approx \varrho_S(T) + \frac{p_S}{R_v T} \frac{L_v}{R_v T^2}(T_s - T) \\ &= \varrho_S(T) + \varrho_S(T) \frac{L_v}{R_v T^2}(T_s - T). \end{aligned} \quad (23.120)$$

Nun muss ein Ausdruck für die Oberflächentemperatur T_s hergeleitet werden. Der Grundansatz hierfür ist die Annahme, dass die Wärme durch den Phasenübergang durch einen Wärmeübergang an der Oberfläche des Tropfens kompensiert wird. Der Wärmeübergang an der Oberfläche des Tropfens ist ebenfalls ein diffusiver Prozess, für ihn gilt daher in Verallgemeinerung von Glg. (23.119)

$$\frac{dT_s}{dt} = \frac{4\pi a k_h}{mc_l^{(p)}}(T - T_s). \quad (23.121)$$

Hierbei sind $c_l^{(p)}$ die spezifische Wärmekapazität von Wasser und $k_h = c_h^{(p)} \varrho_h \alpha_h$ die Wärmeleitfähigkeit von feuchter Luft mit α_h als Temperaturleitfähigkeit. Die Temperaturtendenz durch den Phasenübergang lautet

$$\frac{dT_s}{dt} = \frac{L_v}{mc_l^{(p)}} \frac{dm}{dt}. \quad (23.122)$$

Die Summe dieser beiden Temperaturtendenzen ist Null, damit erhält man

$$\frac{4\pi a k_h}{mc_l^{(p)}}(T - T_s) = -\frac{L_v}{mc_l^{(p)}} \frac{dm}{dt} \Leftrightarrow T_s - T = \frac{L_v}{4\pi a k_h} \frac{dm}{dt}. \quad (23.123)$$

Setzt man dies in Glg. (23.120) ein, erhält man

$$\varrho_S(T_s) \approx \varrho_S(T) + \varrho_S(T) \frac{L_v^2}{R_v T^2 4\pi a k_h} \frac{dm}{dt}. \quad (23.124)$$

Setzt man dies in Glg. (23.119) ein, folgt

$$\begin{aligned} \frac{dm}{dt} &= 4\pi a \psi \left(\varrho_v - \varrho_S(T) - \varrho_S(T) \frac{L_v^2}{R_v T^2 4\pi a k_h} \frac{dm}{dt} \right) \\ \Leftrightarrow \frac{dm}{dt} \left(1 + \varrho_S(T) \frac{L_v^2 \psi}{R_v T^2 k_h} \right) &= 4\pi a D (\varrho_v - \varrho_S(T)) \\ \Leftrightarrow \frac{dm}{dt} &= \frac{4\pi a \psi}{1 + \varrho_S(T) \frac{L_v^2 \psi}{R_v T^2 k_h}} (\varrho_v - \varrho_S(T)) = \frac{4\pi a}{\frac{1}{\psi} + \varrho_S(T) \frac{L_v^2}{R_v T^2 k_h}} (\varrho_v - \varrho_S(T)) \end{aligned}$$

$$\Leftrightarrow \frac{dm}{dt} = \frac{4\pi a}{\frac{1}{\psi \varrho_S(T)} + \frac{L_v^2}{R_v T^2 k_h}} \left(\frac{\varrho_v}{\varrho_S(T)} - 1 \right). \quad (23.125)$$

23.3.3.1 Ventilationskoeffizient

Die bisherigen Herleitungen dieses Abschnitts beziehen sich auf Tropfen, die sich relativ zu der sie umgebenden Luft nicht bewegen. Fallen sie jedoch durch die Luft, erhöht sich die Wachstumsrate um den Faktor

$$f_v := \frac{dm/dt}{(dm/dt)_o}, \quad (23.126)$$

wobei $(dm/dt)_o$ die Wachstumsrate des sich nicht bewegenden Tropfen bezeichnet. f_v ist der *Ventilationskoeffizient*. Für f_v wurde aus experimentellen Daten die Formel

$$f_v = 0,78 + 0,308 \cdot S_c^{1/3} N_{\text{Re}}^{1/2} \quad (23.127)$$

abgeleitet [5]. Hierbei sind $S_c := \frac{r}{\sqrt{g}}$ die *Schmidt-Zahl* ($\approx 0,71$ für Luft [21]) und $N_{\text{Re}} = \frac{U_{sr}}{r}$ die Reynolds-Zahl.

Unter der Annahme, dass der Ventilationseffekt für Wärme und Masse gleich ist, multipliziert man Glg. (23.125) mit Glg. (23.127), um die diffusive Wachstumsrate eines fallenden Tropfens zu erhalten:

$$\frac{dm}{dt} = \frac{4\pi a}{\frac{1}{\psi \varrho_S(T)} + \frac{L_v^2}{R_v T^2 k_h}} \left(\frac{\varrho_v}{\varrho_S(T)} - 1 \right) \left(0,78 + 0,308 \cdot S_c^{1/3} N_{\text{Re}}^{1/2} \right). \quad (23.128)$$

23.3.3.2 Integration übers Spektrum

Um aus Glg. (23.128) einen Quellterm pro Volumen herzuleiten, muss über das Größenspektrum der Tropfen integriert werden:

$$\begin{aligned} Q_{d,p} &= \int_0^\infty \frac{dm}{dt} n(r) dr = \int_0^\infty \frac{dm}{dt} n(D) dD \\ &= \frac{2\pi}{\frac{1}{\psi \varrho_S(T)} + \frac{L_v^2}{R_v T^2 k_h}} \left(\frac{\varrho_v}{\varrho_S(T)} - 1 \right) \int_0^\infty \left(0,78 D + 0,308 D S_c^{1/3} N_{\text{Re}}^{1/2} \right) n(D) dD \\ &= \frac{2\pi}{\frac{1}{\psi \varrho_S(T)} + \frac{L_v^2}{R_v T^2 k_h}} \left(\frac{\varrho_v}{\varrho_S(T)} - 1 \right) \left(0,78 \int_0^\infty D n(D) dD + 0,308 S_c^{1/3} \int_0^\infty D N_{\text{Re}}^{1/2} n(D) dD \right) \\ &= \frac{2\pi}{\frac{1}{\psi \varrho_S(T)} + \frac{L_v^2}{R_v T^2 k_h}} \left(\frac{\varrho_v}{\varrho_S(T)} - 1 \right) n_{o,p} \left(0,78 \int_0^\infty D \exp(-\lambda_p D) dD + 0,308 S_c^{1/3} r^{-1/2} \int_0^\infty D^{3/2} v_F^{1/2} \exp(-\lambda_p D) dD \right). \end{aligned} \quad (23.129)$$

Hieraus folgt mit Glg. (A.96)

$$Q_{d,p} = \frac{2\pi}{\frac{1}{\psi \varrho_S(T)} + \frac{L_v^2}{R_v T^2 k_h}} \left(\frac{\varrho_v}{\varrho_S(T)} - 1 \right) n_{o,p} \left(0,78 \lambda_p^{-2} + 0,308 S_c^{1/3} r^{-1/2} \int_0^\infty D^{3/2} v_F^{1/2} \exp(-\lambda_p D) dD \right). \quad (23.130)$$

23.3.3.3 Anwendung auf Regen

Setzt man in Glg. (23.130) Glg. (23.90) für die Fallgeschwindigkeit ein, erhält man

$$\begin{aligned}
 Q_{d,r} &= \frac{2\pi}{\frac{1}{\psi \ell_{S,l}(T)} + \frac{L_v^2}{R_v T^2 k_h}} \left(\frac{\rho_v}{\rho_{S,l}(T)} - 1 \right) n_{o,r} \left(0, 78 \mathcal{J}_r^{-2} + 0, 308 S_c^{1/3} r^{-1/2} \int_0^\infty D^{3/2} \left(\frac{4D \rho'_l g}{3 \rho'_h c_w} \right)^{1/4} \exp(-\mathcal{J}_r D) dD \right) \\
 &= \frac{2\pi}{\frac{1}{\psi \ell_{S,l}(T)} + \frac{L_v^2}{R_v T^2 k_h}} \left(\frac{\rho_v}{\rho_{S,l}(T)} - 1 \right) n_{o,r} \left(0, 78 \mathcal{J}_r^{-2} + 0, 308 S_c^{1/3} r^{-1/2} \left(\frac{4 \rho'_l g}{3 \rho'_h c_w} \right)^{1/4} \int_0^\infty D^{7/4} \exp(-\mathcal{J}_r D) dD \right) \\
 &= \frac{2\pi}{\frac{1}{\psi \ell_{S,l}(T)} + \frac{L_v^2}{R_v T^2 k_h}} \left(\frac{\rho_v}{\rho_{S,l}(T)} - 1 \right) n_{o,r} \left(0, 78 \mathcal{J}_r^{-2} + 0, 308 S_c^{1/3} r^{-1/2} \left(\frac{4 \rho'_l g}{3 \rho'_h c_w} \right)^{1/4} \mathcal{J}_r^{-11/4} \Gamma\left(\frac{11}{4}\right) \right). \quad (23.131)
 \end{aligned}$$

Da $Q_{d,r}$ ein Phasenübergang von gasförmig zu flüssig ($\rho_v > \rho_{S,l}$, Übersättigung) bzw. von flüssig zu gasförmig ($\rho_v < \rho_{S,l}$, Untersättigung) ist, ist hiermit eine Phasenübergangswärmefflussdichte verbunden.

23.3.3.4 Anwendung auf Schnee

Setzt man in Glg. (23.130) Glg. (36.47) für die Fallgeschwindigkeit ein, erhält man

$$\begin{aligned}
 Q_{d,s} &= \frac{2\pi}{\frac{1}{\psi \ell_{S,i}(T)} + \frac{L_v^2}{R_v T^2 k_h}} \left(\frac{\rho_v}{\rho_{S,i}(T)} - 1 \right) n_{o,i} \left(0, 78 \mathcal{J}_s^{-2} + 0, 308 S_c^{1/3} r^{-1/2} \int_0^\infty D^{3/2} (aD^b)^{1/2} \exp(-\mathcal{J}_s D) dD \right) \\
 &= \frac{2\pi}{\frac{1}{\psi \ell_{S,i}(T)} + \frac{L_v^2}{R_v T^2 k_h}} \left(\frac{\rho_v}{\rho_{S,i}(T)} - 1 \right) n_{o,i} \left(0, 78 \mathcal{J}_s^{-2} + 0, 308 S_c^{1/3} r^{-1/2} a^{1/2} \int_0^\infty D^{(3+b)/2} \exp(-\mathcal{J}_s D) dD \right) \\
 &= \frac{2\pi}{\frac{1}{\psi \ell_{S,i}(T)} + \frac{L_v^2}{R_v T^2 k_h}} \left(\frac{\rho_v}{\rho_{S,i}(T)} - 1 \right) n_{o,i} \left(0, 78 \mathcal{J}_s^{-2} + 0, 308 S_c^{1/3} r^{-1/2} a^{1/2} \mathcal{J}_s^{-(5+b)/2} \Gamma\left(\frac{5+b}{2}\right) \right). \quad (23.132)
 \end{aligned}$$

Da $Q_{d,s}$ ein Phasenübergang von gasförmig zu fest ($\rho_v > \rho_{S,i}$, Übersättigung) bzw. von fest zu gasförmig ($\rho_v < \rho_{S,i}$, Untersättigung) ist, ist hiermit eine Phasenübergangswärmefflussdichte verbunden.

23.3.3.5 Anwendung auf Graupel

Für das diffusive Wachstum oder die Sublimation von Graupel erhält man analog zu Glg. (23.131)

$$Q_{d,g} = \frac{2\pi}{\frac{1}{\psi \ell_{S,i}(T)} + \frac{L_v^2}{R_v T^2 k_h}} \left(\frac{\rho_v}{\rho_{S,i}(T)} - 1 \right) n_{o,g} \left(0, 78 \mathcal{J}_g^{-2} + 0, 308 S_c^{1/3} r^{-1/2} \left(\frac{4 \rho'_l g}{3 \rho'_h c_w} \right)^{1/4} \mathcal{J}_g^{-11/4} \Gamma\left(\frac{11}{4}\right) \right). \quad (23.133)$$

Da $Q_{d,g}$ ein Phasenübergang von gasförmig zu fest ($\rho_v > \rho_{S,i}$, Übersättigung) bzw. von fest zu gasförmig ($\rho_v < \rho_{S,i}$, Untersättigung) ist, ist hiermit eine Phasenübergangswärmefflussdichte verbunden.

23.3.4 Akkretion

Die sogenannte *Akkretion* bezeichnet das Anwachsen von Niederschlagspartikeln p durch Kollisionen mit Wolkentröpfchen oder Wolkeneispartikeln. Teilweise werden hierfür auch die Begriffe *Koaleszenz* und *Koagulation* verwendet, allerdings in nicht immer ganz einheitlicher Bedeutung. Koaleszenz wird meistens synonym zu Akkretion benutzt, häufig in Bezug auf Regentropfen (Abschn. 23.3.4.1). Koagulation ist grundsätzlich ebenfalls synonym zu Akkretion und Koaleszenz, bezieht sich aber meist auf das Anwachsen von Schnee auf Kosten von anderen Kondensatklassen (Abschn. 23.3.4.2). In diesem Text soll daher nur von Akkretion gesprochen werden.

Um die entsprechende Quelldichte $Q_{a,p}$ zu bestimmen, geht man davon aus, dass Wolkenpartikel keine Fallgeschwindigkeit und Niederschlagspartikel eine Fallgeschwindigkeit $v_p = v_p(r) > 0$ haben. Zunächst wird die vereinfachende Annahme gemacht, dass alle Niederschlagspartikel den Radius r haben:

$$Q_{a,p} = E_{p,c} n_p \pi r^2 v_p(r) \rho_c. \quad (23.134)$$

Hierbei sind ρ_c und n_p die Teilchendichten der Wolken- und Niederschlagspartikel sowie $E_{p,c}$ die Wahrscheinlichkeit, dass zwei Teilchen nach einer Kollision zu einem Teilchen verschmelzen. Sie wird von nun an vernachlässigt, d. h. sie wird mit Eins angesetzt:

$$Q_{a,p} = n_p \pi r^2 v_p(r) \rho_c. \quad (23.135)$$

Nimmt man hingegen eine Größenverteilung der Regentropfen $n_p(r)$ an, erhält man

$$Q_{a,p} = \int_0^\infty n_p(r) \pi r^2 v_p(r) \rho_c dr = \pi \rho_c \int_0^\infty n_p(r) r^2 v_p(r) dr = \pi \rho_c \int_0^\infty n_p(r) r^2 v_p(r) dr. \quad (23.136)$$

Setzt man hier Glg. (23.95) ein, erhält man

$$Q_{a,p} = \pi \rho_c \int_0^\infty n_{o,p} \exp(-\lambda_p D) \frac{D^2}{4} v_p\left(\frac{D}{2}\right) dD = \frac{n_{o,p} \pi \rho_c}{4} \int_0^\infty \exp(-\lambda_p D) D^2 v_p\left(\frac{D}{2}\right) dD. \quad (23.137)$$

23.3.4.1 Anwendung auf Regen

Setzt man in Glg. (23.137) Glg. (23.90) für die Fallgeschwindigkeit sowie $n_{o,p} = n_{o,r}$ und $E_{r,c} = 1$ ein, erhält man

$$\begin{aligned} Q_{a,r,l} &= \frac{n_{o,r} \pi \rho_l}{4} \int_0^\infty \exp(-\lambda_r D) D^2 \sqrt{\frac{4 D \rho_l' g}{3 \rho_h' c_w}} dD = \frac{n_{o,r} \pi \rho_l}{4} \sqrt{\frac{4 \rho_l' g}{3 \rho_h' c_w}} \int_0^\infty \exp(-\lambda_r D) D^{5/2} dD \\ &= \frac{n_{o,r} \pi \rho_l}{4 \lambda_r^{7/2}} \sqrt{\frac{4 \rho_l' g}{3 \rho_h' c_w}} \Gamma\left(\frac{7}{2}\right) = \frac{n_{o,r} \pi \rho_l}{\lambda_r^{7/2}} \sqrt{\frac{\rho_l' g}{12 \rho_h' c_w}} \Gamma\left(\frac{7}{2}\right). \end{aligned} \quad (23.138)$$

Analog erhält man

$$Q_{a,r,i} = \frac{n_{o,r} \pi \rho_i}{\lambda_r^{7/2}} \sqrt{\frac{\rho_i' g}{12 \rho_h' c_w}} \Gamma\left(\frac{7}{2}\right). \quad (23.139)$$

Da die Eiskristalle bei $T < T_o$ beim Zusammenprall mit unterkühlten Regentropfen zum Gefrieren dieser führen, ist dies eine Quelldichte für Schnee. $Q_{a,r,i}$ geht nicht mit einer Phasenübergangswärme einher, da die Eiskristalle beim Auftreffen bereits gefroren sind. Bei der Akkretion von Eis durch Regen handelt es sich um einen *Drei-Komponenten-Prozess*, da die Kollision von Teilchen zweier Kondensatklassen zum Entstehen einer dritten führt.

Für die Akkretion von Regen durch Eiskristalle (Masse an Regen pro Volumen und Zeit, welche mit Eiskristallen kollidiert) erhält man

$$Q_{a,i,r} = \frac{n_{o,r} \pi \rho_i}{4 M_i} \sqrt{\frac{4 \rho_i' g}{3 \rho_h' c_w}} \int_0^\infty \exp(-\lambda_r D) D^{5/2} \frac{D^3}{6} \pi \rho_i' dD = \frac{n_{o,r} \pi^2 \rho_i' \rho_i}{6 M_i \lambda_r^{13/2}} \sqrt{\frac{\rho_i' g}{12 \rho_h' c_w}} \Gamma\left(\frac{13}{2}\right). \quad (23.140)$$

Hierbei ist M_i eine angenommene Masse aller Eiskristalle. Da unterkühlter Regen beim Kollidieren mit Eiskristallen gefriert, ist $Q_{a,i,r}$ eine Quelldichte für Schnee. Hiermit geht eine Phasenübergangswärme einher, da ein Phasenübergang von flüssig zu fest stattfindet.

Für die Akkretion von Schnee durch Regen modifiziert man zunächst Glg. (23.134) folgendermaßen:

$$\begin{aligned} Q_{a,r,s} &= E_{r,s} n_r \pi (r_r + r_s)^2 |v_r - v_s| \rho_s = E_{r,s} n_r n_s \pi (r_r + r_s)^2 |v_r - v_s| \frac{4}{3} \pi r_s^3 \rho_i' \\ &= E_{r,s} n_r n_s \pi \frac{1}{24} (D_r + D_s)^2 |v_r - v_s| \pi D_s^3 \rho_i' \\ &= E_{r,s} \rho_i' n_r n_s \pi^2 |v_r - v_s| \frac{1}{24} (r_s^3 r_r^2 + 2 r_s^4 r_r + r_s^5). \end{aligned} \quad (23.141)$$

Hierbei wurde davon ausgegangen, dass alle Regentropfen den Radius r_r und alle Schneeflocken den Radius r_s haben. Nun setzt man Marshall-Palmer-Verteilungen Glg. (23.95) ein, und integriert über das gesamte Größen-

spektrum. Für die Relativgeschwindigkeit setzt man die massengewichtete Fallgeschwindigkeit ein:

$$\begin{aligned} Q_{a,r,s} &= E_{r,s} \rho'_i \pi^2 |v_r - v_s| \frac{1}{24} \int_{D_s=0}^{\infty} \int_{r_r=0}^{\infty} n_{o,r} n_{o,s} \exp(-\lambda_r D_g - \lambda_s D_s) (D_s^3 D_g^2 + 2 D_s^4 D_g + D_s^5) dr_r dD_s \\ &= E_{r,s} \rho'_i \pi^2 n_{o,r} n_{o,s} |v_r - v_s| \frac{1}{24} \int_{D_s=0}^{\infty} \int_{r_r=0}^{\infty} \exp(-\lambda_r r_r - \lambda_s D_s) (D_s^3 r_r^2 + 2 D_s^4 r_r + D_s^5) dr_r dD_s \end{aligned} \quad (23.142)$$

$$= E_{r,s} \rho'_i \pi^2 n_{o,r} n_{o,s} |v_r - v_s| \frac{1}{24} \int_{D_s=0}^{\infty} \exp(-\lambda_s D_s) \int_{D_g=0}^{\infty} \exp(-\lambda_r r_r) (D_s^3 r_r^2 + 2 D_s^4 D_g + D_s^5) dr_r dD_s. \quad (23.143)$$

Hieraus folgt mit Glg. (A.96)

$$\begin{aligned} Q_{a,r,s} &= E_{r,s} \rho'_i \pi^2 n_{o,r} n_{o,s} |v_r - v_s| \frac{1}{24} \int_{D_s=0}^{\infty} \exp(-\lambda_s D_s) \left(\frac{2 D_s^3}{\lambda_r^3} + \frac{D_s^4}{\lambda_r^2} + \frac{D_s^5}{\lambda_r} \right) dD_s \\ &= E_{r,s} \rho'_i \pi^2 n_{o,r} n_{o,s} |v_r - v_s| \frac{1}{24} \left(\frac{2 \cdot 3!}{\lambda_r^3 \lambda_s^4} + \frac{2 \cdot 4!}{\lambda_r^2 \lambda_s^5} + \frac{5!}{\lambda_r \lambda_s^6} \right) \\ &= E_{r,s} \rho'_i \pi^2 n_{o,r} n_{o,s} |v_r - v_s| \left(\frac{1}{2 \lambda_r^3 \lambda_s^4} + \frac{2}{\lambda_r^2 \lambda_s^5} + \frac{5}{\lambda_r \lambda_s^6} \right). \end{aligned} \quad (23.144)$$

Für die Kollisionseffizienz $E_{r,s}$ nimmt man $E_{r,s} = 1$ [24] an. Mit $Q_{a,r,s}$ geht eine Phasenübergangswärmeflussdichte einher, da ein Phasenübergang von fest zu flüssig stattfindet.

23.3.4.2 Anwendung auf Schnee

Setzt man in Glg. (23.137) Glg. (36.47) sowie $n_{o,p} = n_{o,s}$ ein und nimmt für die Kollisionseffizienz

$$E_{s,i} = \exp[0,025 \cdot (T - T_o)] \quad (23.145)$$

[24] an, erhält man

$$\begin{aligned} Q_{a,s,i} &= \frac{E_{s,i} n_{o,s} \pi \rho_i}{4} \int_0^{\infty} \exp(-\lambda_s D) D^2 \frac{a}{2^b} D^b dD = \frac{E_{s,i} n_{o,s} \pi \rho_i a}{4 \cdot 2^b} \int_0^{\infty} \exp(-\lambda_s D) D^{2+b} dD \\ &= E_{s,i} \frac{n_{o,s} \pi \rho_i a \Gamma(3+b)}{4 \cdot 2^b \lambda_s^{3+b}}. \end{aligned} \quad (23.146)$$

Analog dazu erhält man für die Akkretion von Wolkenwasser durch Schnee

$$Q_{a,s,l} = E_{s,l} \frac{n_{o,s} \pi \rho_l a \Gamma(3+b)}{4 \cdot 2^b \lambda_s^{3+b}}. \quad (23.147)$$

Hierbei wird

$$E_{s,l} = 1 \quad (23.148)$$

[24] angenommen. Mit $Q_{a,s,l}$ geht eine Phasenübergangswärmeflussdichte einher, da ein Phasenübergang von flüssig zu fest stattfindet.

Analog zu Glg. (23.144) erhält man für die Akkretion von Regen durch Schnee

$$Q_{a,s,r} = E_{s,r} \rho'_i \pi^2 n_{o,r} n_{o,s} |v_r - v_s| \left(\frac{1}{2 \lambda_s^3 \lambda_r^4} + \frac{2}{\lambda_s^2 \lambda_r^5} + \frac{5}{\lambda_s \lambda_r^6} \right). \quad (23.149)$$

Für die Kollisionseffizienz $E_{s,r}$ nimmt man $E_{s,r} = 1$ [24] an. Mit $Q_{a,s,r}$ geht eine Phasenübergangswärmeflussdichte einher, da ein Phasenübergang von flüssig zu fest stattfindet.

23.3.4.3 Anwendung auf Graupel

Für die Akkrekation von Schnee durch Hagel erhält man analog zu Glg. (23.144)

$$Q_{a,g,s} = E_{g,s} \rho'_i \pi^2 n_{o,g} n_{o,s} |v_g - v_s| \left(\frac{1}{2 \lambda_g^3 \lambda_s^4} + \frac{2}{\lambda_g^2 \lambda_s^5} + \frac{5}{\lambda_g \lambda_s^6} \right). \quad (23.150)$$

Für die Kollisionseffizienz wird folgender Ansatz gewählt [24]:

$$E_{g,s} = \begin{cases} \exp[\alpha_i (T - T_o)], & T < T_o, \\ 1, & \text{sonst.} \end{cases} \quad (23.151)$$

Für die Akkrekation von Schnee durch Regen erhält man analog zu Glg. (23.144)

$$Q_{a,g,r} = E_{g,r} \rho'_i \pi^2 n_{o,g} n_{o,r} |v_g - v_r| \left(\frac{1}{2 \lambda_g^3 \lambda_r^4} + \frac{2}{\lambda_g^2 \lambda_r^5} + \frac{5}{\lambda_g \lambda_r^6} \right). \quad (23.152)$$

Die Kollisionseffizienz $E_{g,r}$ wird mit 1 angesetzt [24]. Mit $Q_{a,g,r}$ geht bei $T < T_o$ ein Phasenübergangswärme-flussdichte einher, da dann ein Phasenübergang von flüssig zu fest stattfindet.

Für die Akkretion von flüssigem Wolkenwasser durch Graupel erhält man analog zu Glg. (23.138)

$$Q_{a,g,l} = E_{g,l} \frac{n_{o,g} \pi \rho_l}{\lambda_g^{7/2}} \sqrt{\frac{\rho'_i g}{12 \rho'_h c_w}} \Gamma\left(\frac{7}{2}\right). \quad (23.153)$$

Die Kollisionseffizienz $E_{g,l}$ wird mit 1 angesetzt [24]. Mit $Q_{a,g,l}$ geht bei $T < T_o$ ein Phasenübergangswärme-flussdichte einher, da dann ein Phasenübergang von flüssig zu fest stattfindet.

Analog zu Glg. (23.139) erhält man für die Akkretion von Wolkeneis durch Graupel

$$Q_{a,g,i} = E_{g,i} \frac{n_{o,g} \pi \rho_i}{\lambda_g^{7/2}} \sqrt{\frac{\rho'_i g}{12 \rho'_h c_w}} \Gamma\left(\frac{7}{2}\right). \quad (23.154)$$

Für die Kollisionseffizienz $E_{g,i}$ wird folgender Ansatz gemacht [24]:

$$E_{g,i} = \begin{cases} \alpha_i, & T < T_o, \\ 1, & \text{sonst.} \end{cases} \quad (23.155)$$

23.4 Phasenübergänge von Niederschlag

In diesem Abschnitt werden Gleichungen für die Massenquellichten hergeleitet, die aus Phasenübergängen von Niederschlagspartikeln folgen.

23.4.1 Gefrieren von Regentropfen

Für die Wahrscheinlichkeit, dass ein Tropfen mit Volumen V' in Luft der Temperatur T gefriert innerhalb einer Zeit t schmilzt, wählt man den stochastischen Ansatz [39]

$$P = 1 - \exp\{-B' V' t [\exp(A' (T_o - T)) - 1]\}. \quad (23.156)$$

Hieraus sind $A' = 0,66 \text{ K}^{-1}$ und $B' = 100 \frac{1}{\text{m}^3 \text{s}}$ empirische Koeffizienten. Hieraus folgt

$$\begin{aligned} 1 - P &= \exp\{-B' V' t [\exp(A' (T_o - T)) - 1]\} \\ \Leftrightarrow \ln(1 - P) &= -B' V' t [\exp(A' (T_o - T)) - 1] \\ \Leftrightarrow P &\approx B' V' t [\exp(A' (T_o - T)) - 1]. \end{aligned} \quad (23.157)$$

Hieraus lässt sich leicht die Änderungsrate der Anzahl der Regentropfen herleiten:

$$\frac{dN_r}{dt} = -N B' V' [\exp(A' (T_o - T)) - 1] \quad (23.158)$$

Haben diese Tropfen einen Durchmesser D , folgt

$$\frac{dN_r}{dt} = -NB' \frac{\pi D^3}{6} [\exp(A' (T_o - T)) - 1]. \quad (23.159)$$

Für die Quelledichte von Hagel oder Schnee $Q_{f,g,r}$, die aus diesem Prozess folgt, erhält man mit Glg. (A.96)

$$\begin{aligned} Q_{f,g,r} &= B' \frac{\pi}{6} [\exp(A' (T_o - T)) - 1] \int_0^D \rho'_l \frac{D^3}{6} N(D) dD \\ &= \rho'_l B' \frac{\pi^2}{6^2} [\exp(A' (T_o - T)) - 1] n_{o,r} \int_0^D \exp(-\lambda_r D) D^6 dD \\ &= \rho'_l B' \frac{\pi^2}{6^2} [\exp(A' (T_o - T)) - 1] n_{o,r} \frac{6!}{\lambda_r^7} \\ &= \rho'_l B' \frac{\pi^2}{6} [\exp(A' (T_o - T)) - 1] n_{o,r} \frac{5!}{\lambda_r^7} \end{aligned}$$

$$\Leftrightarrow Q_{f,g,r} = \rho'_l B' 20\pi^2 [\exp(A' (T_o - T)) - 1] \frac{n_{o,r}}{\lambda_r^7}. \quad (23.160)$$

Da dieser Prozess mit einem Phasenübergang von flüssig nach fest einhergeht, ist hiermit eine Phasenübergangswärmeflussdichte verbunden.

23.4.2 Schmelzen von festem Niederschlag

Schmelzen von Schnee oder Graupel findet bei $T > T_o$ genau dann statt, wenn die Summe der anderen Wärmefflüsse positiv ist:

$$\begin{aligned} L_s Q_{s,r,p} &= c_l^{(p)} (T - T_o) (Q_{a,g,l} + Q_{a,g,r}) + c_v^{(p)} (T - T_o) Q_{\text{conduction}} - L_v Q_{\text{sublimation}} \\ \Leftrightarrow Q_{s,r,p} &= \frac{c_l^{(p)}}{L_s} (T - T_o) (Q_{a,g,l} + Q_{a,g,r}) + \frac{1}{L_s} [c_v^{(p)} (T - T_o) Q_{\text{conduction}} - L_v Q_{\text{sublimation}}]. \end{aligned} \quad (23.161)$$

$Q_{a,g,l}$ und $Q_{a,g,r}$ sind aus Glg. (23.153) bzw. Glg. (23.152) bekannt. $Q_{\text{sublimation}}$ entsteht durch den Sublimation an der Oberfläche des Niederschlagspartikels, dieser Term kann aus Glg. (23.130) entnommen werden, wobei im Nenner der zweite Term wegfällt, da die Wärmefflussdichte hier nicht durch den Phasenübergang der Sublimation kompensiert wird, sondern durch den des Schmelzens:

$$\begin{aligned} Q_{s,r,p} &= \frac{c_l^{(p)}}{L_s} (T - T_o) (Q_{a,g,l} + Q_{a,g,r}) \\ &\quad + \frac{1}{L_s} \left[L_v \frac{2\pi}{\frac{1}{\rho'_l \rho'_s(T)}} \left(\frac{\rho_v}{\rho'_s(T)} - 1 \right) n_{o,p} \left(0,78\lambda_p^{-2} + 0,308S_c^{1/3} r^{-1/2} \int_0^\infty D^{3/2} v_F^{1/2} \exp(-\lambda_p D) dD \right) \right. \\ &\quad \left. + c_v^{(p)} (T - T_o) Q_{\text{conduction}} \right] \\ &= \frac{c_l^{(p)}}{L_s} (T - T_o) (Q_{a,g,l} + Q_{a,g,r}) \\ &\quad + \frac{1}{L_s} \left[L_v 2\pi \rho'_l (\rho_v - \rho'_s(T)) n_{o,p} \left(0,78\lambda_p^{-2} + 0,308S_c^{1/3} r^{-1/2} \int_0^\infty D^{3/2} v_F^{1/2} \exp(-\lambda_p D) dD \right) \right. \\ &\quad \left. + c_v^{(p)} (T - T_o) Q_{\text{conduction}} \right]. \end{aligned} \quad (23.162)$$

Um $c_v^{(p)} (T - T_o) Q_{\text{conduction}}$ zu bestimmen, verwendet man Glg. (23.121):

$$mc_l^{(p)} \frac{dT_s}{dt} = 2\pi D k_h (T - T_o). \quad (23.163)$$

Hieraus ergibt sich ein Term analog zu Glg. (23.130) mit der Ersetzung

$$L_v \psi (\rho_v - \rho_S(T)) \rightarrow k_h (T - T_o). \quad (23.164)$$

Hieraus folgt

$$Q_{s,r,p} = \frac{c_l^{(p)}}{L_s} (T - T_o) (Q_{a,g,l} + Q_{a,g,r}) + \frac{2\pi}{L_s} \left[L_v \psi [\rho_v - \rho_S(T) + k_h (T - T_o)] n_{o,p} \left(0,78 \lambda_p^{-2} + 0,308 S_c^{1/3} r^{-1/2} \int_0^\infty D^{3/2} v_F^{1/2} \exp(-\lambda_p D) dD \right) \right]. \quad (23.165)$$

Da $Q_{s,r,p}$ mit einem Phasenübergang von fest nach flüssig verbunden ist, ist hiermit eine Phasenübergangswärme-flussdichte verbunden.

23.4.2.1 Anwendung auf Schnee

Wendet man Glg. (23.165) auf Schnee an, folgt

$$Q_{s,r,s} = \frac{c_l^{(p)}}{L_s} (T - T_o) (Q_{a,s,l} + Q_{a,s,r}) + \frac{2\pi}{L_s} \left[L_v \psi [\rho_v - \rho_{S,i}(T) + k_h (T - T_o)] n_{o,s} \left(0,78 \lambda_s^{-2} + 0,308 S_c^{1/3} r^{-1/2} a^{1/2} \lambda_s^{-(5+b)/2} \Gamma\left(\frac{5+b}{2}\right) \right) \right]. \quad (23.166)$$

23.4.2.2 Anwendung auf Graupel

Wendet man Glg. (23.165) auf Graupel an, folgt

$$Q_{s,r,g} = \frac{c_l^{(p)}}{L_s} (T - T_o) (Q_{a,g,l} + Q_{a,g,r}) + \frac{2\pi}{L_s} \left[L_v \psi [\rho_v - \rho_{S,i}(T) + k_h (T - T_o)] n_{o,g} \left(0,78 \lambda_g^{-2} + 0,308 S_c^{1/3} r^{-1/2} \left(\frac{4 \rho'_i g}{3 \rho'_h c_w} \right)^{1/4} \lambda_g^{-11/4} \Gamma\left(\frac{11}{4}\right) \right) \right]. \quad (23.167)$$

Teil VI
Numerik

Ein Wettermodell ist eine Kopie der Atmosphäre. In ihm sind alle Felder und Differenzialoperatoren durch diskretisierte Versionen ersetzt, da man nur endlich viel Information abspeichern kann. Man schreibt für einen Differenzialoperator D eine Ersetzung

$$D \rightarrow D', \quad (24.1)$$

analog für atmosphärische Zustände

$$Z \rightarrow Z'. \quad (24.2)$$

Anschließend legt man eine Dynamik fest, also ein Verfahren

$$Z'(t) \xrightarrow{D'} Z'(t + \Delta t) \quad (24.3)$$

zur Bestimmung der Zeitentwicklung der Modellatmosphäre mit dem Ziel, die Zustandstrajektorie des Modells möglichst nah an diejenige der realen Atmosphäre zu bringen. Hierzu definiert man einen Abstand

$$|Z - Z'| \geq o. \quad (24.4)$$

Wettervorhersage hat den folgenden Arbeitsablauf:

1. Beobachtung des Zustandes der Atmosphäre.
2. Bestimmung des Anfangszustandes des Modells.
3. Integration des Modells.

Dabei entstehen aus folgenden Gründen Fehler:

1. Der Anfangszustand wurde nicht vollständig beobachtet.
2. Der Anfangszustand wurde fehlerhaft beobachtet.
3. Die herrschenden Gleichungen sind Gleichungen der statistischen Physik und gelten somit nicht exakt.
4. Das Modell kann weniger Information abspeichern als die reale Atmosphäre.
5. Die Dynamik des Modells ist von der realen Atmosphäre verschieden.
6. Es existieren Rundungsfehler durch die endliche Rechnergenauigkeit.
7. Der Rechner macht Fehler.

24.1 Grundbegriffe von Diskretisierungen

Die Lösung einer Differenzialgleichung sei mit F bezeichnet und die Lösung einer diskretisierten Version der Gleichung mit F_d . Ein numerisches Verfahren heißt genau dann *konsistent*, wenn die Lösung des Schemas bei kleiner werdenden Δx und Δt gegen die Lösung der Differenzialgleichung konvergiert, also $\lim_{\Delta \rightarrow 0} F_d = F$ in obigen Begriffen. Eine Diskretisierung heißt genau dann *selbstkonsistent*, wenn alle Erhaltungsgrößen des kontinuierlichen Systems auch Erhaltungsgrößen des diskretisierten Systems sind. Dies lässt sich auch auf Näherungen übertragen. Ein Schema heißt genau dann *stabil*, wenn die berechnete Lösung für alle Zeiten beschränkt ist, wenn also ein $C > 0$ existiert mit $|F_d| < C$ für alle $t \geq t_0$ mit t_0 als Startzeitpunkt. *Lineare Instabilität* entsteht bereits bei linearen Differenzialgleichungen, wohingegen *nichtlineare Instabilität* nur bei nichtlinearen Differenzialgleichungen entstehen kann.

24.2 Finite Differenzen

Sei eine unendlich oft differenzierbare Funktion $f: \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$ gegeben. Mittels einer Taylorreihe kann man schreiben

$$f(x + \Delta x) = f(x) + \Delta x f'(x) + \frac{f''(x)}{2!} \Delta x^2 + \frac{f'''(x)}{3!} \Delta x^3 + \dots \quad (24.5)$$

und

$$f(x - \Delta x) = f(x) - \Delta x f'(x) + \frac{f''(x)}{2!} \Delta x^2 - \frac{f'''(x)}{3!} \Delta x^3 + \dots \quad (24.6)$$

Subtrahiert man beide Gleichungen, erhält man

$$f(x + \Delta x) - f(x - \Delta x) = 2\Delta x f'(x) + R', \quad (24.7)$$

wobei der Rest R' für die Terme dritter und höherer Ordnung steht. Dies ergibt umgestellt

$$f'(x) = \frac{f(x + \Delta x) - f(x - \Delta x)}{2\Delta x} + R, \quad (24.8)$$

wobei R ein Polynom in Δx mit der geringsten Potenz 2 ist, man sagt, dass durch (24.8) eine Approximation zweiter Ordnung der Ableitung gegeben ist und schreibt anstelle von R das Symbol $\mathcal{O}(\Delta x^2)$. Man nennt diese Art, Ableitungen zu approximieren, zentrale Differenzenquotienten. Ein einseitiger Differenzenquotient, zum Beispiel

$$f'(x) \approx \frac{f(x + \Delta x) - f(x)}{\Delta x} \quad (24.9)$$

ist ebenfalls eine geeignete Approximation, jedoch konvergiert dies nur in erster Ordnung, wie leicht durch Umstellen von Glg. (24.5) ersichtlich ist. Desto höher die Ordnung, desto besser, da die Genauigkeit einer Taylor-Entwicklung ja mit der Ordnung anwächst. Aus diesem Grund werden, soweit möglich, zentrale räumliche Differenzenquotienten verwendet. Man kann aus den Glg.en (24.5) und (24.6) auch eine Approximation für die zweite Ableitung einer Funktion herleiten:

$$\begin{aligned} f(x + \Delta x) + f(x - \Delta x) &= 2f(x) + f''(x) \Delta x^2 + \mathcal{O}(\Delta x^4) \\ \Leftrightarrow f''(\Delta x) &= \frac{f(x + \Delta x) - 2f(x) + f(x - \Delta x)}{\Delta x^2} + \mathcal{O}(\Delta x^2) \end{aligned} \quad (24.10)$$

Hat man beispielsweise eine Funktion $f(x) = A \sin(kx)$ gegeben, so gilt $f' = Ak \cos(kx)$, Glg. (24.8) ergibt jedoch

$$f' \approx \frac{A}{2\Delta x} (\sin(kx + k\Delta x) - \sin(kx - k\Delta x)) = \frac{A}{\Delta x} \cos(kx) \sin(k\Delta x) = \frac{\sin(k\Delta x)}{k\Delta x} f'. \quad (24.11)$$

Hieran sieht man, dass die Approximation, wie erwartet, gegen den richtigen Wert der Ableitung konvergiert, falls Δx gegen Null geht (es gilt $\lim_{a \rightarrow 0} \frac{\sin(a)}{a} = 1$ nach der Regel von L'Hospital). Schreibt man für $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ mit λ als Wellenlänge und setzt $\Delta x = \lambda/2$ ein, so ergibt der zentrale Differenzenquotient immer $f' = 0$. Hinreichend lange Wellen ($\lambda \gg 2\Delta x$) werden jedoch gut aufgelöst.

24.3 Ebene Spektralmethode

24.4 Sphärische Spektralmethode

Sei $\psi = \psi(\varphi, \lambda, z)$ ein Skalarfeld. Da die in Abschn. C.5 vorgestellten Kugelflächenfunktionen eine vollständige Orthonormalbasis auf Kugelschalen bilden, ist es möglich, die horizontale Abhängigkeit von ψ durch diesen Satz an Funktionen auszudrücken:

$$\psi(\varphi, \lambda, z) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \tilde{\psi}_{l,m}(z) Y_{l,m}(\varphi, \lambda) \quad (24.12)$$

Die Definition der Kugelflächenfunktionen Glg. (C.155) wird hier in geographischen Koordinaten formuliert:

$$Y_{l,m}(\varphi, \lambda) = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!}} P_{l,m}(\sin(\varphi)) \exp(im\lambda) \quad (24.13)$$

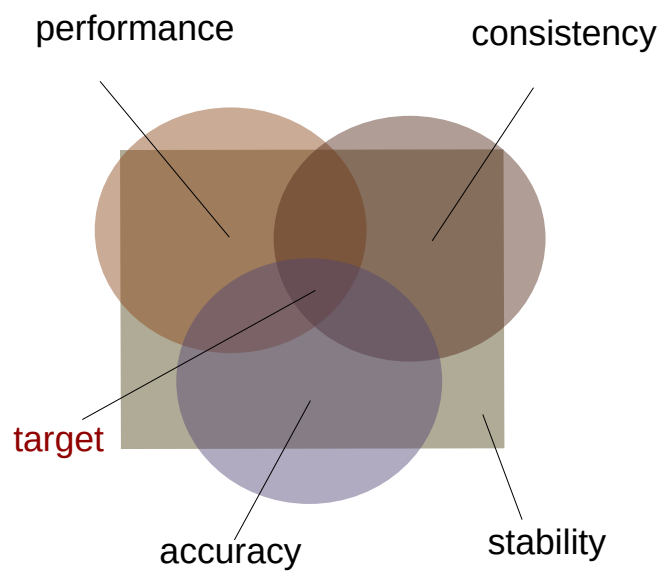


Abbildung 24.1: Mengen von Diskretisierungen.

Sei $\psi : A \subseteq \mathbb{R}^3 \times \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^n$ der atmosphärische Zustandsvektor. Alle fundamentalen physikalischen Gesetze sind erster Ordnung in der Zeit, daher kann man schreiben

$$\frac{d\psi}{dt} = F(\psi), \quad (25.1)$$

wobei F die Physik enthält. Diskretisiert man dies auf ein zeitliches Gitter $n\Delta t$ mit $n \in \mathbb{Z}$ und interpoliert zwischen zwei Zeitschritten $n, n+l$, erhält man

$$\psi_{n+l} - \psi_n = \int_{n\Delta t}^{(n+l)\Delta t} F(\psi) dt. \quad (25.2)$$

Die Anzahl der dabei involvierten Zeitschritte ist $l+1$. Man kann nun das Integral auf der rechten Seite auf vielfältige Art und Weise diskretisieren. Das explizite Euler-Verfahren ergibt sich mit $l=1$ über die Näherung

$$\int_{n\Delta t}^{(n+1)\Delta t} F(\psi) dt \approx F(\psi_n) \Delta t \quad (25.3)$$

mit $\psi_n := \psi(n\Delta t)$. Das implizite Euler-Verfahren hingegen erhält man über

$$\int_{n\Delta t}^{(n+1)\Delta t} F(\psi) dt \approx F(\psi_{n+1}) \Delta t \quad (25.4)$$

In diesem Kapitel soll verständlich gemacht werden, wie sich die zeitliche Diskretisierung einer linearen Differenzialgleichung auf die Dispersionsrelation und die Stabilität einer Wellenlösung auswirken kann. Es wird die lineare Advektionsgleichung

$$\frac{\partial f}{\partial t} + U \frac{\partial f}{\partial x} = 0 \quad (25.5)$$

betrachtet mit $U \neq 0$ als homogener Advektionsgeschwindigkeit und f als irgendeiner Teilcheneigenschaft. Die analytische Lösung lautet in der komplexen Schreibweise

$$f = \exp(i(kx - \omega t)), \quad (25.6)$$

setzt man dies ein folgt $-i\omega + Uik = 0$, also als Dispersionsrelation

$$\omega = Uk. \quad (25.7)$$

Phasen- und Gruppengeschwindigkeit sind also gleich U . Nun werden Ort und Zeit diskretisiert, man schreibt $f_l^{(m)} = f(l\Delta x, m\Delta t)$ und setzt an

$$f_l^{(m)} = e^{Cm\Delta t} e^{i(kl\Delta x - \omega m\Delta t)} \quad (25.8)$$

mit $f_l^{(0)} = e^{ikl\Delta x}$ als Anfangszustand. Hierbei sind C, k und ω reelle Zahlen. k kann hierbei aus Symmetriegründen keinen Imaginärteil haben. Es sollen C und die Dispersion $\omega(k)$ bestimmt werden.

25.1 Rein explizite Verfahren

25.1.1 Explizites Euler-Verfahren

Zunächst wird folgende Diskretisierung untersucht:

$$\frac{f_l^{(m+1)} - f_l^{(m)}}{\Delta t} + U \frac{f_{l+1}^{(m)} - f_{l-1}^{(m)}}{2\Delta x} = 0 \quad (25.9)$$

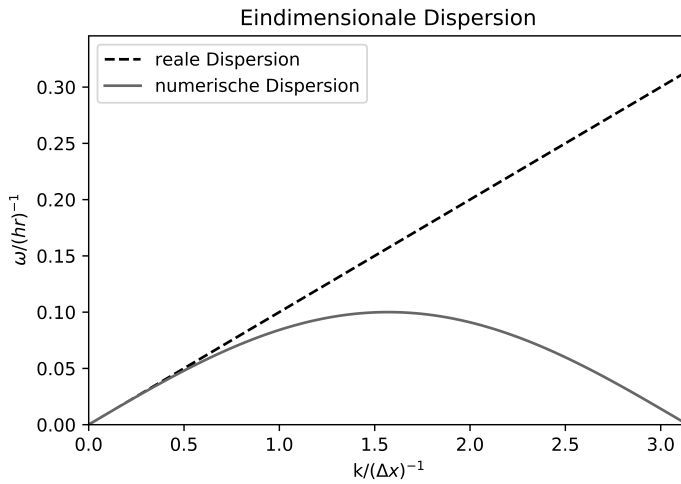


Abbildung 25.1: Numerische und tatsächliche Dispersion in der 1D-Advektionsgleichung. Es wurde mit $U = 10$ m/s gerechnet, für Δt wurde ein sehr geringer Wert eingesetzt. Man beachte den Vorzeichenwechsel der Gruppengeschwindigkeit. Wellen mit der geringsten aufgelösten Wellenlänge $2\Delta x$ sind stationär. Wellen mit einer Wellenlänge $\geq 6\Delta x$ werden gut simuliert.

Dies bezeichnet man als *explizites Euler-Verfahren*. Einsetzen ergibt

$$\frac{e^{C\Delta t}e^{-i\omega\Delta t} - 1}{\Delta t} + U \frac{e^{ik\Delta x} - e^{-ik\Delta x}}{2\Delta x} = \frac{e^{C\Delta t}\cos(\omega\Delta t) - ie^{C\Delta t}\sin(\omega\Delta t) - 1}{\Delta t} + \frac{iU\sin(k\Delta x)}{\Delta x} = 0. \quad (25.10)$$

Der Realteil ist

$$e^{C\Delta t}\cos(\omega\Delta t) = 1, \quad (25.11)$$

hieraus folgt i. A. $C > 0$, es liegt Instabilität vor. Hierbei handelt es sich um *lineare Instabilität*, da Glg. (25.5) linear in f ist. Der Imaginärteil ist

$$e^{C\Delta t}\sin(\omega\Delta t) = \frac{U\Delta t\sin(k\Delta x)}{\Delta x}. \quad (25.12)$$

Hieraus folgt

$$\tan(\omega\Delta t) = \frac{U\Delta t\sin(k\Delta x)}{\Delta x}, \quad (25.13)$$

also die Dispersion

$$\omega(k) = \frac{1}{\Delta t} \arctan\left(\frac{U\Delta t\sin(k\Delta x)}{\Delta x}\right). \quad (25.14)$$

λ sei die Wellenlänge, also $k = \frac{2\pi}{\lambda}$. Für $\lambda \gg \Delta x$ gilt $\sin(k\Delta x) \approx k\Delta x$, also $\omega \approx \frac{1}{\Delta t} \arctan(Uk\Delta t)$. Im Fall $U\Delta t \ll \lambda$, also $Uk\Delta t \ll 1$, ist $\omega \approx \frac{1}{\Delta t} U\Delta tk = Uk$ wie im kontinuierlichen Fall. Lange Wellen werden bei hinreichend kleinem Zeitschritt also gut aufgelöst. Bei der kürzesten aufgelösten Welle $\lambda = 2\Delta x$ jedoch folgt $\omega = \frac{1}{\Delta t} \arctan\left(\frac{U\Delta t\sin\pi}{\Delta x}\right) = 0$, die Welle ist also stationär. Abb. 25.1 zeigt die Dispersionsrelation für den Fall $U = 10$ m/s. Man erkennt, dass Wellen mit $k \leq \frac{1}{\Delta x}$, also $\lambda \geq 2\pi\Delta x$ anständig simuliert werden.

25.1.1.1 First-order-upwind-Verfahren

Im Fall $U > 0$ bezeichnet man die Diskretisierung

$$\frac{f_l^{(m+1)} - f_l^{(m)}}{\Delta t} + U \frac{f_l^{(m)} - f_{l-1}^{(m)}}{\Delta x} = 0 \quad (25.15)$$

als *First-order-upwind-Verfahren*. Dies führt auf

$$\frac{e^{C\Delta t}e^{-i\omega\Delta t} - \mathbf{1}}{\Delta t} + U \frac{\mathbf{1} - e^{-ik\Delta x}}{\Delta x} = \frac{e^{C\Delta t}\cos(\omega\Delta t) - ie^{C\Delta t}\sin(\omega\Delta t) - \mathbf{1}}{\Delta t} + U \frac{\mathbf{1} - \cos(k\Delta x) + i\sin(k\Delta x)}{\Delta x} = \mathbf{0}. \quad (25.16)$$

Der Imaginärteil hiervon ist

$$\begin{aligned} \frac{e^{C\Delta t}\sin(\omega\Delta t)}{\Delta t} &= U \frac{\sin(k\Delta x)}{\Delta x} \\ \Leftrightarrow e^{C\Delta t}\sin(\omega\Delta t) &= U \frac{\Delta t \sin(k\Delta x)}{\Delta x} \\ \Leftrightarrow e^{C\Delta t} &= U \frac{\Delta t \sin(k\Delta x)}{\Delta x \sin(\omega\Delta t)}. \end{aligned} \quad (25.17)$$

Die Diskretisierung ist genau dann stabil, wenn $C \leq \mathbf{0}$ ist, also für

$$U \frac{\Delta t \sin(k\Delta x)}{\Delta x \sin(\omega\Delta t)} \leq \mathbf{1}. \quad (25.18)$$

Wegen

$$c = \frac{\omega}{k} \leq \frac{\Delta x}{\Delta t} \Leftrightarrow \omega\Delta t \leq k\Delta x \quad (25.19)$$

folgt weiter die Abschätzung

$$U \frac{\Delta t}{\Delta x} \leq U \frac{\Delta t \sin(k\Delta x)}{\Delta x \sin(\omega\Delta t)} \leq \mathbf{1}. \quad (25.20)$$

Diese Gleichung bezeichnet man als *Courant-Friedrichs-Lewy-Kriterium* (*CFL-Kriterium*). Man definiert die *Courant-Zahl* oder auch *CFL-Zahl* c durch

$$c := \frac{U\Delta t}{\Delta x}. \quad (25.21)$$

Das CFL-Kriterium lautet sprachlich

$$\text{Ist das explizite Euler-Verfahren für die lineare 1D-Advektionsgleichung stabil, ist } c \leq \mathbf{1}.$$

25.1.2 Leapfrog-Verfahren

Verwendet man einen zentralen zeitlichen Differenzenquotienten, schreibt also

$$\frac{f_l^{(m+2)} - f_l^{(m)}}{2\Delta t} + U \frac{f_{l+1}^{(m+1)} - f_{l-1}^{(m+1)}}{2\Delta x} = \mathbf{0}, \quad (25.22)$$

so ergibt dies eingesetzt

$$\begin{aligned} \frac{e^{2C\Delta t}e^{-2i\omega\Delta t} - \mathbf{1}}{2\Delta t} + U \frac{e^{ik\Delta x}e^{C\Delta t}e^{-i\omega\Delta t} - e^{-ik\Delta x}e^{C\Delta t}e^{-i\omega\Delta t}}{2\Delta x} &= \mathbf{0} \\ \Leftrightarrow \frac{e^{C\Delta t}e^{-i\omega\Delta t} - e^{-C\Delta t}e^{i\omega\Delta t}}{2\Delta t} + U \frac{e^{ik\Delta x} - e^{-ik\Delta x}}{2\Delta x} &= \mathbf{0}. \end{aligned} \quad (25.23)$$

Der Realteil ergibt

$$e^{C\Delta t}\cos(\omega\Delta t) = e^{-C\Delta t}\cos(\omega\Delta t). \quad (25.24)$$

Das bedeutet $C = 0$, die Lösung ist also stabil. Der Imaginärteil wird zu

$$\frac{\sin(\omega\Delta t)}{2\Delta t} \left(e^{-C\Delta t} + e^{C\Delta t} \right) = \frac{\sin(\omega\Delta t)}{\Delta t} = U \frac{\sin(k\Delta x)}{\Delta x}. \quad (25.25)$$

Daraus folgt

$$\sin(\omega\Delta t) = U \frac{\Delta t}{\Delta x} \sin(k\Delta x) \Rightarrow \omega = \frac{1}{\Delta t} \arcsin \left[\frac{U\Delta t}{\Delta x} \sin(k\Delta x) \right], \quad (25.26)$$

also eine andere Dispersionsrelation als im expliziten Fall. Allgemein scheint die Stabilität der Lösung aus dem Realteil ersichtlich zu sein, während die Dispersion aus dem Imaginärteil zu folgen scheint. Schemata sind weiterhin entweder stabil ($C \leq 0$), labil ($C > 0$) oder bedingt stabil (stabil für hinreichend kleine Δt). Dies wird vom Zeitschrittverfahren beeinflusst. Der Optimalfall ist $C = 0$, er ergibt sich für das Leapfrogverfahren, daher ist dieses Verfahren das geeignetste.

25.1.3 Allgemeine Multischritt-Verfahren

25.1.4 Runge-Kutta-Verfahren

Sei $f: \mathbb{R}^l \times \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^m$ mit $l, m \geq 1$ eine unendlich oft stetig differenzierbare Funktion, welche das Anfangswertproblem

$$\frac{df}{dt} = F[f(t)], \quad f_0 = f_0 \quad (25.27)$$

erfüllt. Sogenannte *Runge-Kutta-Verfahren* basieren darauf, mehrere Werte für df/dt zu berechnen und so zu so überlagern, dass möglich viele Glieder der Taylor-Reihe abgedeckt werden.

25.1.4.1 Linearer Fall

Die Taylor-Entwicklung von f lautet

$$f(t) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{f^{(k)}(0)}{k!} t^k. \quad (25.28)$$

Die Funktion F macht aus einer Funktion f deren zeitliche Ableitung, somit folgt

$$f(t) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{F^k(0)}{k!} t^k \quad (25.29)$$

mit $F^0 = f$. Unter der Annahme, dass F weiterhin linear ist, kann man dies zu

$$\begin{aligned} f(t) &= \sum_{k=0}^n \frac{F^k(0)}{k!} t^k + \sum_{k=n+1}^{\infty} \frac{F^k(0)}{k!} t^k \\ &= f_0 + tF \left\{ f_0 + \frac{t}{2} F \left[f_0 + \cdots + \frac{t}{n} F(f_0) \right] \right\} + O(t^{n+1}) \end{aligned} \quad (25.30)$$

umformulieren. Es werden also die ersten n Ableitungen von f durch dieses Verfahren approximiert, was man als *lineares Runge-Kutta-Verfahren dritter Ordnung* bezeichnet.

25.1.4.2 Nichtlinearer Fall

Definiert man

$$f_1 := \frac{t}{2} F \left[f_0 + \cdots + \frac{t}{n} F(f_0) \right], \quad (25.31)$$

kann man Glg. (25.30) in der Form

$$f(t) = f_0 + tF(f_0 + f_1) + O(t^{n+1}) \quad (25.32)$$

notieren. Ist die Funktion F , welche die Zeitentwicklung des Systems festlegt, nichtlinear, gilt nicht mehr

$$tF(f_o + f_i) = tF(f_o) + tF(f_i), \quad (25.33)$$

sondern

$$tF(f_o + f_i) = tF(f_o) + tF'(f_o)f_i + tO(f_i^2). \quad (25.34)$$

modifizieren. Somit gilt in diesem Fall

$$f(t) = f_o + tF(f_o + f_i) + O(t^3). \quad (25.35)$$

Im nichtlinearen Fall ist eine Diskretisierung in Form von Glg. (25.30) also immer zweiter Ordnung.

25.2 Verfahren mit impliziten Anteilen

25.2.1 Implizites Euler-Verfahren

Verwendet man einen linksseitigen Differenzenquotienten für die Zeitableitung (dies bezeichnet man als *implizites Euler-Verfahren*), schreibt also

$$\frac{f_l^{(m+1)} - f_l^{(m)}}{\Delta t} + U \frac{f_{l+1}^{(m+1)} - f_{l-1}^{(m+1)}}{2\Delta x} = 0, \quad (25.36)$$

so ergibt dies eingesetzt

$$\begin{aligned} & \frac{e^{C\Delta t} e^{-i\omega\Delta t} - 1}{\Delta t} + U \frac{e^{ik\Delta x} e^{C\Delta t} e^{-i\omega\Delta t} - e^{-ik\Delta x} e^{C\Delta t} e^{-i\omega\Delta t}}{2\Delta x} = 0 \\ \Leftrightarrow & \frac{1 - e^{-C\Delta t} e^{i\omega\Delta t}}{\Delta t} + U \frac{e^{ik\Delta x} - e^{-ik\Delta x}}{2\Delta x} = 0. \end{aligned} \quad (25.37)$$

Der Realteil ergibt

$$1 = e^{-C\Delta t} \cos(\omega\Delta t). \quad (25.38)$$

Das bedeutet $C < 0$, die Lösung ist also immer stabil, sie konvergiert jedoch gegen Null. Der Imaginärteil wird zu

$$\frac{e^{-C\Delta t} \sin(\omega\Delta t)}{\Delta t} = U \frac{\sin(k\Delta x)}{\Delta x}. \quad (25.39)$$

Daraus folgt

$$\tan(\omega\Delta t) = U \frac{\Delta t}{\Delta x} \sin(k\Delta x), \quad (25.40)$$

also die gleiche Dispersionsrelation wie beim expliziten Euler-Verfahren.

25.2.2 Crank-Nicolson-Verfahren

Das Crank-Nicolson-Verfahren ist eine Kombination aus explizitem und implizitem Euler-Verfahren:

$$\frac{f_l^{(m+1)} - f_l^{(m)}}{\Delta t} + U \frac{f_{l+1}^{(m)} - f_{l-1}^{(m)} + f_{l+1}^{(m+1)} - f_{l-1}^{(m+1)}}{4\Delta x} = 0 \quad (25.41)$$

Setzt man hier Glg. (25.8) ein, erhält man

$$\begin{aligned}
 & \frac{e^{C\Delta t} e^{-i\omega\Delta t} - \mathbf{1}}{\Delta t} + U \frac{e^{ik\Delta x} - e^{-ik\Delta x} + e^{ik\Delta x} e^{C\Delta t} e^{-i\omega\Delta t} - e^{-ik\Delta x} e^{C\Delta t} e^{-i\omega\Delta t}}{4\Delta x} = 0 \\
 & \Leftrightarrow \frac{e^{C\Delta t} \cos(\omega\Delta t) - ie^{C\Delta t} \sin(\omega\Delta t) - \mathbf{1}}{\Delta t} + U \frac{2i \sin(\omega\Delta t) + 2i \sin(k\Delta x) e^{C\Delta t} e^{-i\omega\Delta t}}{4\Delta x} = 0 \\
 & \Leftrightarrow \frac{e^{C\Delta t} \cos(\omega\Delta t) - ie^{C\Delta t} \sin(\omega\Delta t) - \mathbf{1}}{\Delta t} + U \frac{2i \sin(\omega\Delta t) + 2ie^{C\Delta t} \sin(k\Delta x) \cos(\omega\Delta t) + 2e^{C\Delta t} \sin(k\Delta x) \sin(\omega\Delta t)}{4\Delta x} = 0.
 \end{aligned} \tag{25.42}$$

Der Realteil ergibt

$$\begin{aligned}
 & \Leftrightarrow \frac{e^{C\Delta t} \cos(\omega\Delta t) - \mathbf{1}}{\Delta t} + U \frac{2e^{C\Delta t} \sin(k\Delta x) \sin(\omega\Delta t)}{4\Delta x} = 0 \\
 & \Leftrightarrow \frac{\cos(\omega\Delta t) - e^{-C\Delta t}}{\Delta t} + U \frac{\sin(k\Delta x) \sin(\omega\Delta t)}{2\Delta x} = 0.
 \end{aligned}$$

Der Imaginärteil ergibt

$$\begin{aligned}
 & \Leftrightarrow -\frac{ie^{C\Delta t} \sin(\omega\Delta t)}{\Delta t} + U \frac{2i \sin(\omega\Delta t) + 2ie^{C\Delta t} \sin(k\Delta x) \cos(\omega\Delta t)}{4\Delta x} = 0 \\
 & \Leftrightarrow -\frac{e^{C\Delta t}}{\Delta t} + U \frac{\mathbf{1} + e^{C\Delta t} \sin(k\Delta x) \cot(\omega\Delta t)}{2\Delta x} = 0.
 \end{aligned}$$

Das bedeutet $C < 0$, die Lösung ist also stabil, sie verschwindet jedoch irgendwann. Der Imaginärteil wird zu

$$\frac{e^{-C\Delta t} \sin(\omega\Delta t)}{\Delta t} = U \frac{\sin(k\Delta x)}{\Delta x}. \tag{25.43}$$

Daraus folgt

$$\tan(\omega\Delta t) = U \frac{\Delta t}{\Delta x} \sin(k\Delta x), \tag{25.44}$$

also die gleiche Dispersionsrelation wie beim expliziten Euler-Verfahren.

25.3 Mischung von Zeitschrittverfahren

Man ist nicht darauf beschränkt, eine Differenzialgleichung entweder nur explizit oder nur implizit zu lösen. Sei $\tilde{f}$ das diskretisierte Analogon eines kontinuierlichen Feldes f und seien $\mathbf{r}_i$ die Gitterpunkte. Ein Zwei-Schritt-Verfahren für eine Differenzialgleichung erster Ordnung in der Zeit für f lässt sich in der Form

$$\tilde{f}(\mathbf{r}_i, (n+1)\Delta t) = \tilde{f}(\mathbf{r}_i, n\Delta t) + \Delta t \sum_{j=1}^N \tilde{F}_j \left[\tilde{f}((n+m_j)\Delta t) \right] \tag{25.45}$$

notieren. Hierbei seien $\tilde{F}_j$ für $j = 1, \dots, N$ die auf $\tilde{f}$ wirkenden diskretisierten Forcings. Dabei soll gelten

$$m_j = \begin{cases} 0, & \text{Term } j \text{ wird explizit behandelt,} \\ 1, & \text{Term } j \text{ wird implizit behandelt.} \end{cases} \tag{25.46}$$

Es wurde stillschweigend davon ausgegangen, dass f das einzige auftretende Feld ist. Verallgemeinernd kann man f als Tupel von Feldern ansehen, also als Zustandsvektor. Weiterhin kann man $0 \leq m_j \leq 1$ zulassen, hierbei ist m_j der implizite Anteil. Das Crank-Nicolson-Verfahren bedeutet $m_j = \frac{1}{2}$.

25.4 Aspekte partieller Differenzialgleichungen

25.4.1 Forward-backward-Verfahren

25.5 Energetische Selbstkonsistenz im idealen Gas

25.5.1 Advektion von Impuls

25.5.1.1 Advektion kinetischer Energie

Da $\mathbf{v} \cdot [(\nabla \times \mathbf{v}) \times \mathbf{v}] = 0$ gilt, ist der verallgemeinerte Coriolis-Term energetisch unerheblich. Für eine selbstkonsistente zeitliche Diskretisierung der Advektion von kinetischer Energie verwendet man daher das Gleichungssystem

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla \frac{\mathbf{v}^2}{2}, \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}). \quad (25.47)$$

Im kontinuierlichen Fall gilt

$$\begin{aligned} \rho \mathbf{v} \cdot \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} &= -\rho \mathbf{v} \cdot \nabla \frac{\mathbf{v}^2}{2} = -\nabla \cdot \left(\rho \mathbf{v} \frac{\mathbf{v}^2}{2} \right) + \frac{\mathbf{v}^2}{2} \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = -\nabla \cdot \left(\rho \mathbf{v} \frac{\mathbf{v}^2}{2} \right) - \frac{\mathbf{v}^2}{2} \frac{\partial \rho}{\partial t} \\ \Rightarrow \rho \mathbf{v} \cdot \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \frac{\mathbf{v}^2}{2} \frac{\partial \rho}{\partial t} &= \frac{\partial (\rho \mathbf{v}^2 / 2)}{\partial t} = -\nabla \cdot \left(\rho \mathbf{v} \frac{\mathbf{v}^2}{2} \right) \end{aligned} \quad (25.48)$$

für die Auswirkung der Flussdichte von kinetischer Energie auf die lokale kinetische Energiedichte. Diese Umformungsschritte müssen sich auf die Diskretisierung übertragen lassen. Man definiert nun $\delta_0, \delta_1, \delta_2, \delta_3, \delta_4, \delta_5 \in \{0, 1\}$, um die zeitliche Diskretisierung der kinetischen Energie und der Massenflussdichte in der Form

$$\frac{\mathbf{v}^2}{2} = \frac{\mathbf{v}_{\delta_0} \cdot \mathbf{v}_{\delta_1}}{2}, \quad \rho \mathbf{v} = \frac{\rho_{\delta_2} \mathbf{v}_{\delta_3} + \rho_{\delta_4} \mathbf{v}_{\delta_5}}{2} \quad (25.49)$$

zu notieren. Damit erhält man zunächst als Gleichungssystem

$$\frac{\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_0}{\Delta t} = -\nabla \frac{\mathbf{v}^2}{2}, \quad \frac{\rho_1 - \rho_0}{\Delta t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}). \quad (25.50)$$

Hieraus folgt

$$\begin{aligned} &\frac{\rho_{\delta_2} \mathbf{v}_{\delta_3} + \rho_{\delta_4} \mathbf{v}_{\delta_5}}{2} \cdot \frac{\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_0}{\Delta t} = -\frac{\rho_{\delta_2} \mathbf{v}_{\delta_3} + \rho_{\delta_4} \mathbf{v}_{\delta_5}}{2} \cdot \nabla \frac{\mathbf{v}^2}{2} = -\frac{\rho_{\delta_2} \mathbf{v}_{\delta_3} + \rho_{\delta_4} \mathbf{v}_{\delta_5}}{2} \cdot \nabla \frac{\mathbf{v}_{\delta_0} \cdot \mathbf{v}_{\delta_1}}{2} \\ &= -\nabla \cdot \left(\frac{\rho_{\delta_2} \mathbf{v}_{\delta_3} + \rho_{\delta_4} \mathbf{v}_{\delta_5}}{2} \frac{\mathbf{v}_{\delta_0} \cdot \mathbf{v}_{\delta_1}}{2} \right) + \frac{\mathbf{v}_{\delta_0} \cdot \mathbf{v}_{\delta_1}}{2} \nabla \cdot \frac{\rho_{\delta_2} \mathbf{v}_{\delta_3} + \rho_{\delta_4} \mathbf{v}_{\delta_5}}{2} \\ &= -\nabla \cdot \left(\frac{\rho_{\delta_2} \mathbf{v}_{\delta_3} + \rho_{\delta_4} \mathbf{v}_{\delta_5}}{2} \frac{\mathbf{v}_{\delta_0} \cdot \mathbf{v}_{\delta_1}}{2} \right) - \frac{\mathbf{v}_{\delta_0} \cdot \mathbf{v}_{\delta_1}}{2} \frac{\rho_1 - \rho_0}{\Delta t} \\ &\Leftrightarrow \frac{\rho_{\delta_2} \mathbf{v}_{\delta_3} + \rho_{\delta_4} \mathbf{v}_{\delta_5}}{2} \cdot \frac{\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_0}{\Delta t} + \frac{\mathbf{v}_{\delta_0} \cdot \mathbf{v}_{\delta_1}}{2} \frac{\rho_1 - \rho_0}{\Delta t} = -\nabla \cdot \left(\frac{\rho_{\delta_2} \mathbf{v}_{\delta_3} + \rho_{\delta_4} \mathbf{v}_{\delta_5}}{2} \frac{\mathbf{v}_{\delta_0} \cdot \mathbf{v}_{\delta_1}}{2} \right) \\ &\Leftrightarrow \frac{\rho_{\delta_2} \mathbf{v}_{\delta_3} \cdot \mathbf{v}_1 + \rho_{\delta_4} \mathbf{v}_{\delta_5} \cdot \mathbf{v}_1 - \rho_{\delta_2} \mathbf{v}_{\delta_3} \cdot \mathbf{v}_0 - \rho_{\delta_4} \mathbf{v}_{\delta_5} \cdot \mathbf{v}_0 + \rho_1 \mathbf{v}_{\delta_0} \cdot \mathbf{v}_{\delta_1} - \rho_0 \mathbf{v}_{\delta_0} \cdot \mathbf{v}_{\delta_1}}{2 \Delta t} = -\nabla \cdot \left(\frac{\rho_{\delta_2} \mathbf{v}_{\delta_3} + \rho_{\delta_4} \mathbf{v}_{\delta_5}}{2} \frac{\mathbf{v}_{\delta_0} \cdot \mathbf{v}_{\delta_1}}{2} \right) \\ &\Leftrightarrow \frac{\rho_{\delta_2} \mathbf{v}_{\delta_3} \cdot \mathbf{v}_1 + \rho_{\delta_4} \mathbf{v}_{\delta_5} \cdot \mathbf{v}_1 + \rho_1 \mathbf{v}_{\delta_0} \cdot \mathbf{v}_{\delta_1} - \rho_{\delta_2} \mathbf{v}_{\delta_3} \cdot \mathbf{v}_0 - \rho_{\delta_4} \mathbf{v}_{\delta_5} \cdot \mathbf{v}_0 - \rho_0 \mathbf{v}_{\delta_0} \cdot \mathbf{v}_{\delta_1}}{2 \Delta t} = -\nabla \cdot \left(\frac{\rho_{\delta_2} \mathbf{v}_{\delta_3} + \rho_{\delta_4} \mathbf{v}_{\delta_5}}{2} \frac{\mathbf{v}_{\delta_0} \cdot \mathbf{v}_{\delta_1}}{2} \right) \end{aligned} \quad (25.51)$$

Es muss gelten

$$\rho_{\delta_2} \mathbf{v}_{\delta_3} \cdot \mathbf{v}_1 + \rho_{\delta_4} \mathbf{v}_{\delta_5} \cdot \mathbf{v}_1 + \rho_1 \mathbf{v}_{\delta_0} \cdot \mathbf{v}_{\delta_1} - \rho_{\delta_2} \mathbf{v}_{\delta_3} \cdot \mathbf{v}_0 - \rho_{\delta_4} \mathbf{v}_{\delta_5} \cdot \mathbf{v}_0 - \rho_0 \mathbf{v}_{\delta_0} \cdot \mathbf{v}_{\delta_1} = \rho_1 \mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{v}_1 - \rho_0 \mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{v}_0. \quad (25.52)$$

Setzt man $\delta_0 = \delta_1 = 0$ ein, folgt

$$\rho_{\delta_2} \mathbf{v}_{\delta_3} \cdot \mathbf{v}_1 + \rho_{\delta_4} \mathbf{v}_{\delta_5} \cdot \mathbf{v}_1 + \rho_1 \mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{v}_0 - \rho_{\delta_2} \mathbf{v}_{\delta_3} \cdot \mathbf{v}_0 - \rho_{\delta_4} \mathbf{v}_{\delta_5} \cdot \mathbf{v}_0 - \rho_0 \mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{v}_0 = \rho_1 \mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{v}_1 - \rho_0 \mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{v}_0. \quad (25.53)$$

Mit $\delta_2 = \delta_3 = \mathbf{1}$ folgt

$$\rho_1 \mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{v}_1 + \rho_{\delta_4} \mathbf{v}_{\delta_5} \cdot \mathbf{v}_1 + \rho_1 \mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{v}_0 - \rho_1 \mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{v}_0 - \rho_{\delta_4} \mathbf{v}_{\delta_5} \cdot \mathbf{v}_0 - \rho_0 \mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{v}_0 = \rho_1 \mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{v}_1 - \rho_0 \mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{v}_0. \quad (25.54)$$

Hieraus wiederum folgt $\delta_4 = \mathbf{1}$, $\delta_5 = \mathbf{0}$. Die Paare (δ_2, δ_3) , (δ_4, δ_5) sind vertauschbar, was aber keine neue Möglichkeit darstellt, da die Massenflussdichte sich dabei nicht ändert.

Setzt man $\delta_0 = \delta_1 = \mathbf{1}$ ein, folgt

$$\rho_{\delta_2} \mathbf{v}_{\delta_3} \cdot \mathbf{v}_1 + \rho_{\delta_4} \mathbf{v}_{\delta_5} \cdot \mathbf{v}_1 + \rho_1 \mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{v}_1 - \rho_{\delta_2} \mathbf{v}_{\delta_3} \cdot \mathbf{v}_0 - \rho_{\delta_4} \mathbf{v}_{\delta_5} \cdot \mathbf{v}_0 - \rho_0 \mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{v}_1 = \rho_1 \mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{v}_1 - \rho_0 \mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{v}_0. \quad (25.55)$$

Mit $\delta_2 = \mathbf{0}$, $\delta_3 = \mathbf{1}$ folgt

$$\rho_0 \mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{v}_1 + \rho_{\delta_4} \mathbf{v}_{\delta_5} \cdot \mathbf{v}_1 + \rho_1 \mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{v}_1 - \rho_0 \mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{v}_0 - \rho_{\delta_4} \mathbf{v}_{\delta_5} \cdot \mathbf{v}_0 - \rho_0 \mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{v}_1 = \rho_1 \mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{v}_1 - \rho_0 \mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{v}_0. \quad (25.56)$$

Hieraus wiederum folgt $\delta_4 = \mathbf{0}$, $\delta_5 = \mathbf{0}$.

Setzt man $\delta_0 = \mathbf{0}$, $\delta_1 = \mathbf{1}$ ein, folgt

$$\rho_{\delta_2} \mathbf{v}_{\delta_3} \cdot \mathbf{v}_1 + \rho_{\delta_4} \mathbf{v}_{\delta_5} \cdot \mathbf{v}_1 + \rho_1 \mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{v}_1 - \rho_{\delta_2} \mathbf{v}_{\delta_3} \cdot \mathbf{v}_0 - \rho_{\delta_4} \mathbf{v}_{\delta_5} \cdot \mathbf{v}_0 - \rho_0 \mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{v}_1 = \rho_1 \mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{v}_1 - \rho_0 \mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{v}_0. \quad (25.57)$$

Mit $\delta_2 = \delta_3 = \mathbf{0}$ folgt

$$\rho_0 \mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{v}_1 + \rho_{\delta_4} \mathbf{v}_{\delta_5} \cdot \mathbf{v}_1 + \rho_1 \mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{v}_1 - \rho_0 \mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{v}_0 - \rho_{\delta_4} \mathbf{v}_{\delta_5} \cdot \mathbf{v}_0 - \rho_0 \mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{v}_1 = \rho_1 \mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{v}_1 - \rho_0 \mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{v}_0. \quad (25.58)$$

Hieraus wiederum folgt $\delta_4 = \mathbf{1}$, $\delta_5 = \mathbf{1}$.

Zusammenfassend ergeben sich folgende drei Möglichkeiten:

$$\frac{\mathbf{v}^2}{2} = \frac{\mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{v}_0}{2}, \rho \mathbf{v} = \frac{\rho_1 \mathbf{v}_0 + \rho_1 \mathbf{v}_1}{2} \quad (25.59)$$

$$\frac{\mathbf{v}^2}{2} = \frac{\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{v}_1}{2}, \rho \mathbf{v} = \frac{\rho_0 \mathbf{v}_0 + \rho_0 \mathbf{v}_1}{2} \quad (25.60)$$

$$\frac{\mathbf{v}^2}{2} = \frac{\mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{v}_1}{2}, \rho \mathbf{v} = \frac{\rho_0 \mathbf{v}_0 + \rho_1 \mathbf{v}_1}{2} \quad (25.61)$$

25.5.1.2 Generalisierte Coriolis-Terme

Für die Zeitentwicklung der kinetischen Energie gilt

$$\frac{\mathbf{v}_1^2 - \mathbf{v}_0^2}{2\Delta t} = \frac{(\mathbf{v}_1 + \mathbf{v}_0) \cdot (\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_0)}{2\Delta t} = \mathbf{v}_{1/2} \cdot \frac{\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_0}{\Delta t} \quad (25.62)$$

mit

$$\mathbf{v}_{1/2} := \frac{\mathbf{v}_0 + \mathbf{v}_1}{2}. \quad (25.63)$$

Soll der verallgemeinerte Coriolis-Term nicht zur Evolution der kinetischen Energie beitragen, muss dieser also mit dem Geschwindigkeitsfeld $\mathbf{v}_{1/2}$ berechnet werden. Die Überlegungen in diesem Abschnitt (25.5.1) wurden erstmals von Gassmann und Herzog in [14] vorgebracht.

25.5.1.3 Zeitentwicklung der inneren Energie

Für die Zeitentwicklung der inneren Energiedichte $\tilde{I}$ kann man notieren

$$\frac{\Delta \tilde{I}}{\Delta t} = \frac{\tilde{I}_1 - \tilde{I}_0}{\Delta t} = c^{(v)} \rho_0 \frac{T_1 - T_0}{\Delta t} + c^{(v)} T_1 \frac{\rho_1 - \rho_0}{\Delta t} \quad (25.64)$$

$$= \frac{\tilde{I}_1 - \tilde{I}_0}{\Delta t} = c^{(v)} \rho_1 \frac{T_1 - T_0}{\Delta t} + c^{(v)} T_0 \frac{\rho_1 - \rho_0}{\Delta t}. \quad (25.65)$$

Zunächst geht man von Glg. (25.64) aus. Mittels der Kontinuitätsgleichung erhält man

$$\frac{D_{\varrho}}{Dt} = -\varrho_{\circ} \nabla \cdot \mathbf{v}. \quad (25.66)$$

Aus Glg. (9.14) folgt

$$\frac{T_1 - T_{\circ}}{\Delta t} = -\frac{R_d}{c^{(v)}} T_{\circ} \nabla \cdot \mathbf{v}. \quad (25.67)$$

Beide Male wurde dabei davon ausgegangen, dass die skalaren Variablen vom alten Zeitschritt verwendet werden, wie es z. B. bei einem Forward-backward-Verfahren der Fall ist. Setzt man diese beiden Feststellungen in Glg. (25.64) ein, erhält man

$$\begin{aligned} \frac{\tilde{I}_1 - \tilde{I}_{\circ}}{\Delta t} &= -c^{(v)} \varrho_{\circ} \frac{R_d}{c^{(v)}} T_{\circ} \nabla \cdot \mathbf{v} - c^{(v)} T_1 \varrho_{\circ} \nabla \cdot \mathbf{v} = -c^{(v)} \varrho_{\circ} \nabla \cdot \mathbf{v} \left(\frac{R_d}{c^{(v)}} T_{\circ} + T_1 \right) \\ &= -c^{(p)} \varrho_{\circ} \nabla \cdot \mathbf{v} \left(\frac{R_d}{c^{(p)}} T_{\circ} + \frac{c^{(v)}}{c^{(p)}} T_1 \right). \end{aligned} \quad (25.68)$$

Hieraus folgert man, dass die Temperatur in der Gewichtung

$$T^{\star} := \frac{R_d}{c^{(p)}} T_{\circ} + \frac{c^{(v)}}{c^{(p)}} T_1 \quad (25.69)$$

in die diskretisierte Evolution der inneren Energiedichte eingeht.

Geht man jedoch von Glg. (25.65) aus, führt dies mit

$$\frac{D_{\varrho}}{Dt} = -\varrho_1 \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (25.70)$$

und

$$\frac{T_1 - T_{\circ}}{\Delta t} = -\frac{R_d}{c^{(v)}} T_1 \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (25.71)$$

auf

$$\frac{\tilde{I}_1 - \tilde{I}_{\circ}}{\Delta t} = -c^{(p)} \varrho_1 \nabla \cdot \mathbf{v} \left(\frac{c^{(v)}}{c^{(p)}} T_{\circ} + \frac{R_d}{c^{(p)}} T_1 \right), \quad (25.72)$$

$$T^{\star} := \frac{c^{(v)}}{c^{(p)}} T_{\circ} + \frac{R_d}{c^{(p)}} T_1. \quad (25.73)$$

Dies sind die beiden Möglichkeiten für energetisch selbstkonsistente zeitliche Diskretisierungen der inneren Energie.

26 AUSWAHL EINER ZUKUNFTSFÄHIGEN HORIZONTALLEN DISKRETISIERUNG

Die Vielfalt an numerischen Methoden für die Diskretisierung der herrschenden Gleichungen ist groß und der Aufwand, der damit verbunden ist, eine solche Diskretisierung bis hin zur operationellen Anwendbarkeit zu implementieren, ebenfalls. Daher ist es wichtig, eine gute Entscheidung über die Grundstruktur des in Teil VII zu formulierenden dynamischen Kerns zu treffen, bevor man mit der weiteren Entwicklung und Programmierung fortfährt.

26.1 Aus dem CFL-Kriterium folgende Beschränkungen

Das CFL-Kriterium lautet

$$\Delta t \leq \frac{\Delta r_{\min}}{c_{\max}}, \quad (26.1)$$

hierbei sind $\Delta r_{\min}$ der minimale Gitterpunkt Abstand und $c_{\max}$ die maximale Phasengeschwindigkeit des Gleichungssystems. Daher ist es für die Effizienz des Modells bei feiner werdender Auflösung nützlich, wenn das Verhältnis

$$r := \frac{\Delta r_{\max}}{\Delta r_{\min}} \quad (26.2)$$

von maximalem zu minimalem Gitterpunkt Abstand bei feiner werdender Auflösung bei einem Wert nicht viel größer als Eins beschränkt ist. Ein solches Gitter bezeichnet man als *quasi-uniform*. Auf dem Länge-Breite-Gitter mit Winkelauflösung φ gilt

$$r = \frac{\varphi}{\varphi \sin(\varphi)} = \frac{1}{\sin(\varphi)}. \quad (26.3)$$

Das Länge-Breite-Gitter muss an dieser Stelle also ausgeschlossen werden.

26.1.1 Platonische Körper

Es ist also notwendig, dass das in Teil VII zu entwickelnde Atmosphärenmodell auf einem quasi-uniformen Gitter formuliert wird. Von tatsächlicher *Uniformität* spricht man, wenn jeweils zwei Flächen paarweise kongruent sind. Die Körper, welche durch diese Gitter aufgespannt werden, bezeichnet man als *platonische Körper*. Die Anzahl der Ecken eines solchen Körpers bezeichne man mit V , die Anzahl der Kanten mit E und die Anzahl der Flächen mit F . Nun geht man davon aus, dass alle Flächen v Ecken und somit auch Kanten haben. Dann gelten

$$V = \frac{Fv}{f}, \quad (26.4)$$

$$E = \frac{Fv}{2}, \quad (26.5)$$

$$2E = fV, \quad (26.6)$$

$$(26.7)$$

mit f als Anzahl der Kanten bzw. Flächen, welche sich an einer Ecke treffen. Glg. (26.6) kann man auch erhalten, indem man die Glg.en (26.4) und (26.5) durcheinander dividiert, Glg. (26.6) enthält daher keine neue Information. Dies gilt soweit noch für alle Gitter, welche nur aus v -Ecken aufgebaut sind. Nun muss man noch eine Gleichung aufstellen, welche das Gitter auf Uniformität festlegt.

(Tetraeder, Würfel, Oktaeder, Dodekaeder, Ikosaeder)

Es existieren also nur fünf uniforme Gitter auf der Kugel. Diese entstehen aus den platonischen Körpern, indem man ihre Ecken vom Mittelpunkt auf die Kugeloberfläche projiziert. All diese Gitter sind zu grob für ein Atmosphärenmodell und können daher nicht direkt verwendet werden. Darüber hinaus folgt aus dieser Tatsache, dass alle verwendbaren Gitter irgendwo Punkte, Linien oder Flächen haben, an denen die lokale Gitterstruktur von der allgemeinen Struktur abweicht. An diesen Stellen sind die Fehler der Diskretisierung ebenfalls anders, was zu einer Sichtbarkeit des Gitters in der Lösung führen kann oder Wellen erzeugen kann, die als Lärm durch die Lösung propagieren. Dies bezeichnet man als *grid imprinting*.

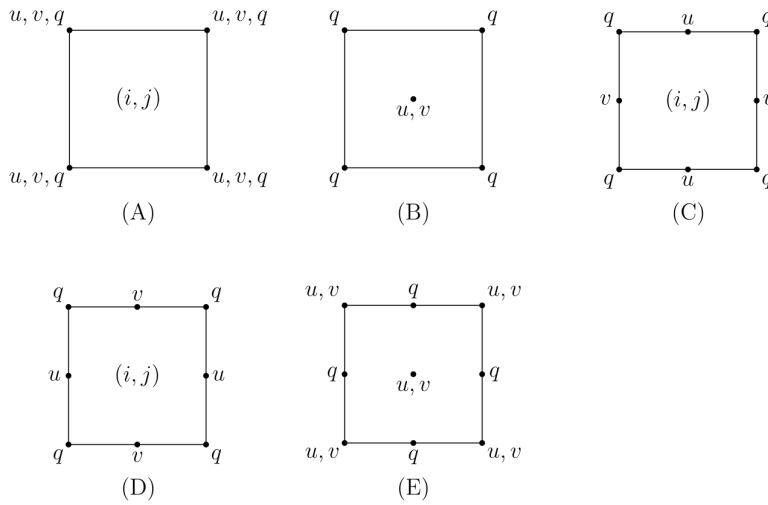


Abbildung 26.1: Die fünf Gitterstrukturen nach Arakawa. Die Massenvariable wurde mit q bezeichnet [36].

26.1.2 Grid imprinting

Quasi-uniforme Gitter können beispielsweise erzeugt werden, indem man von einem der platonischen Körper ausgeht und anschließend die Flächen durch sukzessive Bisektionen unterteilt. Als Ausgangspunkt hierfür wählt man man üblicherweise den Ikosaeder, da dieser die meisten Ecken hat und daher das homogenste Gitter generiert. Durch Bisektionen der dreieckigen Flächen entstehen weitere Dreiecke, die ein sogenanntes *Voronoi-Gitter* bilden. Die *Voronoi-Zentren* dieser Zellen erhält man als Schnittpunkte der Mittelsenkrechten auf den Kanten. Verbindet man diese Punkte, erhält man zwölf Fünfecke (an den Ecken des Ikosaeder) und eine von der Anzahl der Bisektionen abhängige Anzahl von Sechsecken.

26.2 Aus Rotationssymmetrie folgende Beschränkungen

Die herrschenden Gleichungen sind lokal rotationssymmetrisch bezüglich $\mathbf{k}$. Das bedeutet, dass bei Rotation um diese Achse um jeden Winkel $\varphi \in \mathbb{R}$ die Gleichungen wieder in sich selbst überführt werden. Dies möglichst gut auch für das Gitter zu erreichen ist daher erstrebenswert. Damit ist gemeint, dass nach Rotation um einen möglichst kleinen Winkel φ das Gitter wieder in sich selbst überführt werden soll. $2\pi/\varphi$ ist die Zähligkeit dieser Drehachse. Diese sollte möglichst hoch sein. Dies ist für sphärische nicht-uniforme Gitter nicht zu erreichen. Jedoch ist es sinnvoll, zu versuchen, sich der Isotropie (Rotationssymmetrie) möglichst anzunähern. Dies impliziert zum Beispiel, dass die Standardabweichung der Kantenlängen der Zellen in Relation zur mittleren Länge klein sein sollte.

26.3 Ausschluss spektraler Formulierungen

Entwickelt man horizontale Felder wie in Abschn. 24.4 beschrieben nach Kugelflächenfunktionen, ist es aus zwei Gründen notwendig, Transformationen zwischen Spektral- und Realgitter durchzuführen:

1. Felder mit steilen Gradienten, wie zum Beispiel Feuchtegrößen, müssen im Realraum belassen werden, da sonst zu viele Gibbs'sche Phänomene auftreten würden.
2. Für das Herausschreiben der Daten muss auf ein Realgitter transformiert werden.

Die Transformation zwischen Spektral- und Realgitter ist die in Abschn. besprochene Legendre-Transformation. Diese skaliert $\propto N^2$, wohingegen der numerische Aufwand der horizontalen Numerik eines Gitterpunktmodells $\propto N$ skaliert, hierbei ist N die Anzahl der horizontalen Gitterpunkte. Bei höher werdender Auflösung werden Spektralmodelle also zunehmend ineffizient und werden daher an dieser Stelle ausgeschlossen.

26.4 Arakawa-Gitter

Diskretisiert man ein zweidimensionales Vektorfeld auf ein ebenes Gitter, so müssen keineswegs alle Variablen an den gleichen Punkten ausgewertet werden. Die unterschiedlichen Größen können an unterschiedlichen Stellen der Polygone definiert werden. Fünf Arten, dies zu tun, sind die Arakawa-Gitter [3], die in Abb. 26.1 dargestellt sind.

Hier werden zunächst nur das A-Gitter und das C-Gitter eindimensional untersucht. Hierzu geht man vom System der linearisierten Flachwassergleichungen Glg.en (13.173) - (13.174) ohne Corioliskraft aus:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -H \frac{\partial u}{\partial x} \quad (26.8)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -g \frac{\partial h}{\partial x} \quad (26.9)$$

Als Ansatz macht man hier

$$h = \hat{h} \exp(ikx - i\omega t) \quad u = \hat{u} \exp(ikx - i\omega t) \quad (26.10)$$

mit $\hat{h}, \hat{u} \in \mathbb{C}$. Dies führt auf

$$-i\omega \hat{h} = -Hik\hat{u} \Leftrightarrow \omega \hat{h} - Hk\hat{u} = 0, \quad -i\omega \hat{u} = -gik\hat{h} \Leftrightarrow \omega \hat{u} - gk\hat{h} = 0. \quad (26.11)$$

In Matrixschreibweise wird dies zu

$$\begin{pmatrix} \omega & -Hk \\ -gk & \omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{h} \\ \hat{u} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (26.12)$$

Nichttriviale Lösungen existieren, falls die Determinante der Matrix verschwindet:

$$\omega^2 - gHk^2 = 0 \Rightarrow \omega = k\sqrt{gH} \quad (26.13)$$

Hieraus folgt für die Geschwindigkeiten

$$c_{\text{ph}} = \frac{\omega}{k} = \sqrt{gH}, \quad c_{\text{gr}} = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \sqrt{gH} = c_{\text{ph}}. \quad (26.14)$$

Dies ist bereits die aus Glg. (16.77) bekannte Dispersionsrelation der Flachwasserwellen.

In der nun folgenden Herleitung der numerischen Versionen dieser Gleichungen wird von zeitlich kontinuierlichen und räumlich diskretisierten Gleichungen ausgegangen, um die Resultate nicht durch ein gewähltes Zeitschrittverfahren zu beeinflussen.

26.4.1 A-Gitter

Beim A-Gitter werden die Oberflächenauslenkung h und die Windgeschwindigkeit u an denselben Orten $j\Delta x$ mit $j \in \mathbb{N}$ definiert. Man notiert hier als Ansatz

$$h_j = \hat{h} \exp(ikj\Delta x - i\omega t), \quad u_j = \hat{u} \exp(ikj\Delta x - i\omega t). \quad (26.15)$$

Die Gleichungen (26.8) - (26.9) diskretisiert man wie folgt:

$$\frac{\partial h_j}{\partial t} = -H \frac{u_{j+1} - u_{j-1}}{2\Delta x} \quad \frac{\partial u_j}{\partial t} = -g \frac{h_{j+1} - h_{j-1}}{2\Delta x} \quad (26.16)$$

Setzt man hier den Ansatz ein, erhält man

$$\begin{aligned} -i\omega \hat{h} &= -\frac{H\hat{u}}{2\Delta x} [\exp(ik\Delta x) - \exp(-ik\Delta x)] \\ \Leftrightarrow -i\omega \hat{h} &= -\frac{H\hat{u}}{2\Delta x} [i\sin(k\Delta x) + i\sin(k\Delta x)] \\ \Leftrightarrow -i\omega \hat{h} &= -\frac{H\hat{u}i}{\Delta x} \sin(k\Delta x) \\ \Leftrightarrow \omega \hat{h} - \frac{H\hat{u}}{\Delta x} \sin(k\Delta x) &= 0 \end{aligned} \quad (26.17)$$

sowie

$$\begin{aligned}
 -i\omega\hat{u} &= -\frac{g\hat{h}}{2\Delta x} [\exp(ik\Delta x) - \exp(-ik\Delta x)] \\
 \Leftrightarrow -i\omega\hat{u} &= -\frac{g\hat{h}}{2\Delta x} 2i\sin(k\Delta x) = -\frac{g\hat{h}}{\Delta x} i\sin(k\Delta x) \\
 \Leftrightarrow \omega\hat{u} - \frac{g\hat{h}}{\Delta x} \sin(k\Delta x) &= 0.
 \end{aligned} \tag{26.18}$$

Notiert man Glg.en (26.17) - (26.18) in Matrixschreibweise, erhält man

$$\begin{pmatrix} \omega & -\frac{H}{\Delta x} \sin(k\Delta x) \\ -\frac{g}{\Delta x} \sin(k\Delta x) & \omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{h} \\ \hat{u} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \tag{26.19}$$

Nichttriviale Lösungen existieren, falls die Determinante der Matrix verschwindet, also für

$$\omega^2 - gH \frac{\sin^2(k\Delta x)}{(\Delta x)^2} = 0, \quad \Rightarrow \omega = \sqrt{gH} \frac{\sin(k\Delta x)}{\Delta x}. \tag{26.20}$$

Hieraus folgt für die Phasengeschwindigkeit

$$c_{\text{ph}} = c_{\text{ph}}^{(\text{real})} \frac{\sin(k\Delta x)}{k\Delta x} \tag{26.21}$$

und für die Gruppengeschwindigkeit

$$c_{\text{gr}} = \frac{\partial \omega}{\partial k} = c_{\text{gr}}^{(\text{real})} \cos(k\Delta x). \tag{26.22}$$

Führt man die dimensionslose Geschwindigkeit

$$\tilde{c} := \frac{c}{\sqrt{gH}} \tag{26.23}$$

sowie die dimensionslose Wellenzahl

$$\kappa := k\Delta x \tag{26.24}$$

ein, so lassen sich die Glg.en (26.21) - (26.22) in der Form

$$\tilde{c}_{\text{ph}} = \frac{\sin(\kappa)}{\kappa}, \tag{26.25}$$

$$\tilde{c}_{\text{gr}} = \cos(\kappa) \tag{26.26}$$

notieren.

26.4.2 C-Gitter

Beim C-Gitter werden die Windgeschwindigkeit u an Orten $j\Delta x$ und die Oberflächenauslenkung h an Orten $(j + \frac{1}{2})\Delta x$ mit $j \in \mathbb{N}$ definiert. Man notiert hier als Ansatz

$$h_{j+\frac{1}{2}} = \hat{h} \exp(ikj\Delta x - i\omega t) \exp\left(\frac{ik\Delta x}{2}\right), \quad u_j = \hat{u} \exp(ikj\Delta x - i\omega t). \tag{26.27}$$

Die Gleichungen (26.8) - (26.9) diskretisiert man wie folgt:

$$\frac{\partial h_{j+\frac{1}{2}}}{\partial t} = -H \frac{u_{j+1} - u_j}{\frac{1}{2}\Delta x}, \quad \frac{\partial u_j}{\partial t} = -g \frac{h_{j+\frac{1}{2}} - h_{j-\frac{1}{2}}}{\frac{1}{2}\Delta x} \quad (26.28)$$

Setzt man hier den Ansatz ein, erhält man

$$\begin{aligned} -i\omega \hat{h} \exp\left(\frac{ik\Delta x}{2}\right) &= -\frac{H\hat{u}}{\Delta x} [\exp(ik\Delta x) - 1] \\ \Leftrightarrow i\omega \hat{h} \exp\left(\frac{ik\Delta x}{2}\right) - \frac{H\hat{u}}{\Delta x} [\exp(ik\Delta x) - 1] &= 0 \end{aligned} \quad (26.29)$$

sowie

$$\begin{aligned} -i\omega \hat{u} &= -\frac{g\hat{h}}{\Delta x} \exp\left(\frac{ik\Delta x}{2}\right) [1 - \exp(-ik\Delta x)] \\ \Leftrightarrow i\omega \hat{u} - \frac{g\hat{h}}{\Delta x} \exp\left(\frac{ik\Delta x}{2}\right) [1 - \exp(-ik\Delta x)] &= 0. \end{aligned} \quad (26.30)$$

Notiert man Glg.en (26.29) - (26.30) in Matrixschreibweise, erhält man

$$\begin{pmatrix} i\omega \exp\left(\frac{ik\Delta x}{2}\right) & -\frac{H}{\Delta x} [\exp(ik\Delta x) - 1] \\ -\frac{g}{\Delta x} [1 - \exp(-ik\Delta x)] & i\omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{h} \\ \hat{u} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (26.31)$$

Nichttriviale Lösungen existieren, falls die Determinante der Matrix verschwindet, also für

$$\begin{aligned} -\omega^2 - gH \frac{[\exp(ik\Delta x) - 1][1 - \exp(-ik\Delta x)]}{(\Delta x)^2} &= 0 \\ \Rightarrow \omega^2 &= gH \frac{[1 - \exp(ik\Delta x)][1 - \exp(-ik\Delta x)]}{(\Delta x)^2} \\ \Rightarrow \omega^2 &= gH \frac{2 - 2\cos(k\Delta x)}{(\Delta x)^2} = gH \frac{2(1 - \cos(k\Delta x))}{(\Delta x)^2}. \end{aligned} \quad (26.32)$$

Hieraus folgt für die Phasengeschwindigkeit

$$c_{\text{ph}} = c_{\text{ph}}^{(\text{real})} \sqrt{2 \frac{1 - \cos(k\Delta x)}{(k\Delta x)^2}} \quad (26.33)$$

und für die Gruppengeschwindigkeit

$$c_{\text{gr}} = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{1}{2\omega} \frac{\partial \omega^2}{\partial k} = gH \frac{\sin(k\Delta x)}{2\omega \Delta x} = gH \frac{\sin(k\Delta x)}{\omega \Delta x} = c_{\text{gr}}^{(\text{real})} \frac{\sin(k\Delta x)}{\sqrt{2 - 2\cos(k\Delta x)}}. \quad (26.34)$$

In Termen der dimensionslosen Größen Glg.en (26.23) - (26.24) kann man die Glg.en (26.33) - (26.34) in der Form

$$\tilde{c}_{\text{ph}} = \sqrt{2 \frac{1 - \cos(z)}{(z)^2}}, \quad \tilde{c}_{\text{gr}} = \frac{\sin(z)}{\sqrt{2 - 2\cos(z)}} \quad (26.35)$$

notieren. Abb. 26.2 zeigt die Dispersionsrelationen des A-Gitters sowie des C-Gitters.

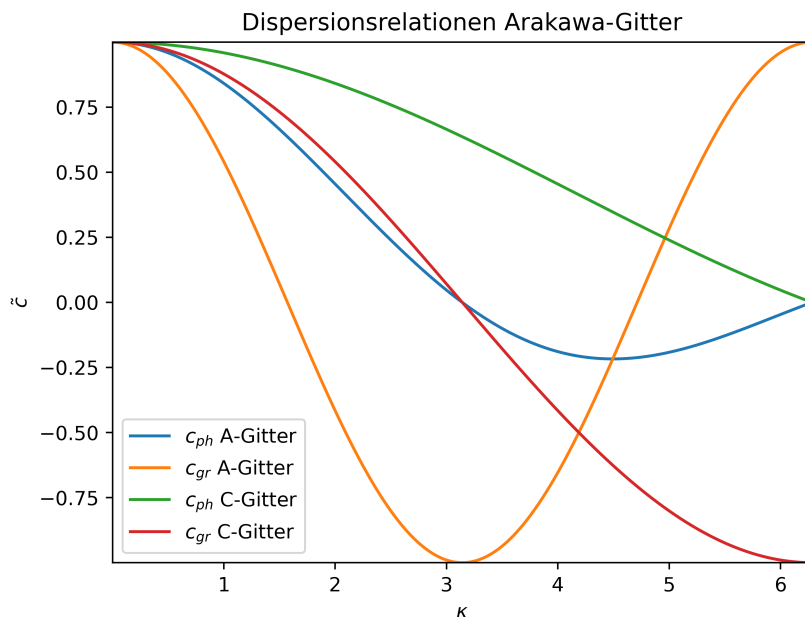


Abbildung 26.2: Die Dispersionsrelationen des A-Gitters und des C-Gitters.

26.5 Skalare Erhaltungseigenschaften auf dem C-Gitter

Ist q eine Erhaltungsgröße, also eine Größe, für die $\frac{Dq}{Dt} = 0$ gilt, so kann man für $\tilde{q} := \rho q$ eine Kontinuitätsgleichung herleiten:

$$\frac{Dq}{Dt} = \frac{\partial q}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla q = 0, \quad (26.36)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho + \rho \nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \quad (26.37)$$

$$\Rightarrow \frac{\partial \tilde{q}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j}_{\tilde{q}} = 0, \quad (26.38)$$

wobei die Größe $\mathbf{j}_{\tilde{q}} := \tilde{q} \mathbf{v}$ den Fluss der Größe q bezeichnet. Definiert man

$$Q := \int_A \tilde{q} d^3 r \quad (26.39)$$

als das globale Integral der Größe q , so ist Q unter kinematischen Randbedingungen erhalten:

$$\frac{dQ}{dt} = - \int_A \nabla \cdot \mathbf{j}_{\tilde{q}} d^3 r = - \int_{\partial A} \mathbf{j}_{\tilde{q}} \cdot d\mathbf{n} \quad (26.40)$$

Zerlegt man A nun in $N \geq 1$ Gitterboxen $A = A_1 \cup A_2 \cup \dots \cup A_N$, so gilt

$$Q = \sum_{i=1}^N Q_i \quad (26.41)$$

mit

$$Q_i := \int_{A_i} \tilde{q} d^3 r. \quad (26.42)$$

Somit gilt

$$\frac{dQ}{dt} = \sum_{i=1}^N \frac{dQ_i}{dt} = - \sum_{i=1}^N \int_{\partial A_i} \mathbf{j}_{\tilde{q}} \cdot d\mathbf{n} = - \sum_{i=1}^N \sum_{F \in F_i} \mathbf{j}_{\tilde{q}} \cdot \mathbf{n}_F, \quad (26.43)$$

wobei F_i die Menge aller Seitenflächen der Gitterbox i ist, und $\mathbf{n}_F$ der auf der Fläche F senkrecht stehende Normalenvektor (nach außen zeigend). Dabei wird davon ausgegangen, dass ∂A_i jeweils aus einer Anzahl glatter Flächen besteht, über die einzeln zu summieren ist, da sie durch Kanten getrennt sind. Da jede Fläche F in der Doppelsumme zweimal auftritt, jedoch der Vektor $\mathbf{n}$ dabei in zwei entgegengesetzte Richtungen zeigt, ergibt sich die Summe zu Null, sodass auf einem C-Gitter auch nach der Diskretisierung

$$Q = \text{const.} \quad (26.44)$$

gilt. Flächen, die Teil von ∂A sind, stellen dabei trivialerweise kein Problem da, da durch sie unter kinematischen Randbedingungen per Definition überhaupt kein Massenfluss stattfindet. Auch unter der verallgemeinerten Voraussetzung, dass $\mathbf{j}_{\tilde{q}}$ nicht nur aus $\tilde{q}\mathbf{v}$, sondern aus weiteren, insbesondere diffusiven Flüssen besteht, gilt dies noch. Angemerkt werden sollte außerdem, dass selbst bei fehlerhafter Berechnung von Gittergeometrien Q eine Erhaltungsgröße bleibt.

26.6 Gradientenfelder auf dem C-Gitter

Seien ψ ein Skalarfeld $\nabla\psi$ der Gradient dieses Skalarfeldes, dies ist ein Vektorfeld. Auf dem C-Gitter wird die Rotation eines Vektorfeldes $\mathbf{v}$ durch Anwendung des Stokes'schen Satzes auf ein Polygon mit Fläche A und Kantenlängen l_i ermittelt. Es gilt also

$$\mathbf{k} \cdot \nabla \times \mathbf{v} = \frac{1}{A} \sum_i \gamma_i l_i v_i, \quad (26.45)$$

wobei v_i der Wert von $\mathbf{v}$ an der Kante i ist und $\gamma_i = 1$ ist, falls der Einheitsvektor der Kante in mathematisch positiver Zirkulationsrichtung um das Polygon zeigt, andernfalls ist $\gamma_i = -1$. Der Einfachheit halber nimmt man o. B. d. A. an, dass $\gamma_i = 1$ für alle i ist, sodass man

$$\mathbf{k} \cdot \nabla \times \mathbf{v} = \frac{1}{A} \sum_i l_i v_i \quad (26.46)$$

notieren kann. Nun setzt man

$$\mathbf{v} = \nabla\psi \quad (26.47)$$

an, was auf

$$\mathbf{k} \cdot \nabla \times \mathbf{v} = \frac{1}{A} \sum_i l_i (\nabla\psi)_i \quad (26.48)$$

führt. Es gilt

$$(\nabla\psi)_i = \frac{\psi_{\text{to}(i)} - \psi_{\text{from}(i)}}{l_i}. \quad (26.49)$$

Setzt man dies in Glg. (26.48) ein, erhält man

$$\mathbf{k} \cdot \nabla \times \psi = \frac{1}{A} \sum_i l_i \frac{\psi_{\text{to}(i)} - \psi_{\text{from}(i)}}{l_i} = \frac{1}{A} \sum_i \psi_{\text{to}(i)} - \psi_{\text{from}(i)}. \quad (26.50)$$

Sortiert man die Kanten in mathematisch positiver Zirkulationsrichtung um das betrachtete Polygon, gilt

$$\psi_{\text{to}(i)} = \psi_{\text{from}(i+1)}. \quad (26.51)$$

Jeder Wert von ψ tritt in Glg. (26.50) also zweimal auf, einmal mit positivem und einmal mit negativem Vorzeichen. Dies gilt unabhängig von der betrachteten Raumrichtung. Somit gilt auf einem C-Gitter

$$\nabla \times \nabla \psi = \mathbf{o}. \quad (26.52)$$

26.7 Skalarprodukt auf dem C-Gitter

Zunächst wird in diesem Abschnitt von einem rechteckigen C-Gitter ausgegangen. Während auf solch einem Gitter die Diskretisierungen von Gradient und Divergenz eindeutig sind, ist dies beim Skalarprodukt nicht der Fall. Als Forderung an die Diskretisierung des Skalarproduktes verwendet man, dass die Identität

$$\nabla \cdot (\psi \mathbf{v}) = \mathbf{v} \cdot \nabla \psi + \psi \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (26.53)$$

sich auf die Diskretisierung übertragen soll.

26.7.1 Eindimensionaler Fall

Die Notation wird aus Abschn. 26.4.2 mit der Ersetzung $h \rightarrow \psi$ übernommen. Die Mittelung von Zellen auf Kanten ist einfach das arithmetische Mittel

$$\tilde{\psi}_j = \frac{\psi_{j-1/2} + \psi_{j+1/2}}{2}, \quad (26.54)$$

da die Kante j sich mittig zwischen den zwei Zellen $j - 1/2$ und $j + 1/2$ befindet. Man rechnet nun

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (\psi u) &= \frac{\tilde{\psi}_{j+1} u_{j+1} - \tilde{\psi}_j u_j}{\Delta x} = \frac{(\psi_{j+3/2} + \psi_{j+1/2}) u_{j+1} - (\psi_{j+1/2} + \psi_{j-1/2}) u_j}{2\Delta x} \\ &= \frac{\psi_{j+3/2} u_{j+1} - \psi_{j-1/2} u_j + \psi_{j+1/2} (u_{j+1} - u_j)}{2\Delta x} \\ &= \frac{\psi_{j+3/2} u_{j+1} - \psi_{j-1/2} u_j - \psi_{j+1/2} (u_{j+1} - u_j) + 2\psi_{j+1/2} (u_{j+1} - u_j)}{2\Delta x} \\ &= \frac{(\psi_{j+3/2} - \psi_{j+1/2}) u_{j+1} - (\psi_{j-1/2} - \psi_{j+1/2}) u_j + 2\psi_{j+1/2} (u_{j+1} - u_j)}{2\Delta x} \\ &= \frac{1}{2} \left[\frac{\psi_{j+3/2} - \psi_{j+1/2}}{\Delta x} u_{j+1} + \frac{\psi_{j+1/2} - \psi_{j-1/2}}{\Delta x} u_j \right] + \psi_{j+1/2} \frac{u_{j+1} - u_j}{\Delta x} \\ &\stackrel{!}{=} \psi \nabla \cdot (u) + u \frac{\partial \psi}{\partial x}. \end{aligned} \quad (26.55)$$

Die Produktregel überträgt sich also, falls man das Skalarprodukt uv zweier Vektorfelder u, v durch

$$(uv)_{j+1/2} = \frac{u_j v_j + u_{j+1} v_{j+1}}{2} \quad (26.56)$$

definiert.

26.7.2 Dreidimensionaler rechteckiger Fall

Summiert man die Herleitung im vorherigen Abschnitt über alle drei Raumrichtungen, erhält man die analoge Aussage für den dreidimensionalen Fall mit einem Skalarprodukt

$$\mathbf{u} \cdot \mathbf{v} = \sum_{e \in c} \frac{u_e v_e}{2}, \quad (26.57)$$

wobei c die Menge aller Seitenflächen e der betrachteten Box ist.

26.7.3 Zweidimensionales orthogonales Gitter

Sei A_c der Flächeninhalt der Zelle c , e eine Kante der Zelle, $o(e)$ die an die Kante e grenzende Nachbarzelle von c , d_e eine duale Kantenlänge und l_e eine primäre Kantenlänge. Man notiert zunächst

$$\nabla \cdot (\psi \mathbf{v}) = \frac{1}{A_c} \sum_{e \in c} l_e \frac{\psi_{o(e)} + \psi_c}{2} u_e, \quad (26.58)$$

$$\psi \nabla \cdot \mathbf{v} = \frac{\psi_c}{A_c} \sum_{e \in c} l_e u_e. \quad (26.59)$$

Man fordert nun

$$\begin{aligned} \mathbf{v} \cdot \nabla \psi &\stackrel{!}{=} \nabla \cdot (\psi \mathbf{v}) - \psi \nabla \cdot \mathbf{v} \\ \Leftrightarrow \mathbf{v} \cdot \nabla \psi &= \frac{1}{A_c} \sum_{e \in c} l_e \frac{\psi_{o(e)} + \psi_c}{2} u_e - \frac{\psi_c}{A_c} \sum_{e \in c} l_e u_e = \frac{1}{A_c} \sum_{e \in c} l_e \frac{\psi_{o(e)} - \psi_c}{2} u_e = \frac{1}{A_c} \sum_{e \in c} \frac{\psi_{o(e)} - \psi_c}{d_e} u_e \frac{l_e d_e}{2} \\ &= \sum_{e \in c} \frac{l_e d_e}{2 A_c} \frac{\psi_{o(e)} - \psi_c}{d_e} u_e. \end{aligned} \quad (26.60)$$

Hieraus leitet man

$$(\mathbf{u} \cdot \mathbf{v})_c = \sum_{e \in c} \frac{l_e d_e}{2 A_c} u_e v_e \quad (26.61)$$

als Diskretisierung für das Skalarprodukt ab. Im ebenen Fall ergibt sich für die Summe der Gewichtungsfaktoren

$$\sum_{e \in c} \frac{l_e d_e}{2 A_c} = 2. \quad (26.62)$$

Im gekrümmten Fall, wie z. B. einer Kugeloberfläche, ist dies jedoch im Allgemeinen nicht mehr der Fall.

26.7.4 Dreidimensionales orthogonales Gitter (shallow)

Nun wird die Herleitung im vorherigen Abschnitt auf ein dreidimensionales Gitter verallgemeinert, dessen Schichtdicke Δz_k nur vom vertikalen Index k abhängt. Vertikale Vektorkomponenten werden mit w bezeichnet, der Index u bezeichnet den vektoriellen oder skalaren Gitterpunkt über der betrachteten Gitterbox, der Index l den jeweiligen Gitterpunkt darunter. Dies führt auf

$$\nabla \cdot (\psi \mathbf{v}) = \frac{1}{A_c \Delta z_k} \left(\sum_{e \in c} l_e \Delta z_k \frac{\psi_{o(e)} + \psi_c}{2} u_e + A_c \frac{\psi_u + \psi_c}{2} w_u - A_c \frac{\psi_l + \psi_c}{2} w_l \right), \quad (26.63)$$

$$\psi \nabla \cdot \mathbf{v} = \frac{\psi_c}{A_c \Delta z_k} \left(\sum_{e \in c} l_e \Delta z_k u_e + A_c w_u - A_c w_l \right). \quad (26.64)$$

Man fordert nun wieder

$$\begin{aligned} \mathbf{v} \cdot \nabla \psi &\stackrel{!}{=} \nabla \cdot (\psi \mathbf{v}) - \psi \nabla \cdot \mathbf{v} \\ \Leftrightarrow \mathbf{v} \cdot \nabla \psi &= \frac{1}{A_c \Delta z_k} \left(\sum_{e \in c} l_e \Delta z_k \frac{\psi_{o(e)} + \psi_c}{2} u_e + A_c \frac{\psi_u + \psi_c}{2} w_u - A_c \frac{\psi_l + \psi_c}{2} w_l - \psi_c \sum_{e \in c} l_e \Delta z_k u_e - \psi_c A_c w_u + \psi_c A_c w_l \right) \\ \Leftrightarrow \mathbf{v} \cdot \nabla \psi &= \frac{1}{A_c \Delta z_k} \left(\sum_{e \in c} l_e \Delta z_k \frac{\psi_{o(e)} - \psi_c}{2} u_e + A_c \frac{\psi_u - \psi_c}{2} w_u + A_c \frac{\psi_c - \psi_l}{2} w_l \right) \\ \Leftrightarrow \mathbf{v} \cdot \nabla \psi &= \sum_{e \in c} \frac{l_e d_e}{2 A_c} \frac{\psi_{o(e)} - \psi_c}{d_e} u_e + \frac{\Delta z_{k-1/2}}{2 \Delta z_k} \frac{\psi_u - \psi_c}{\Delta z_{k-1/2}} w_u + \frac{\Delta z_{k+1/2}}{2 \Delta z_k} \frac{\psi_c - \psi_l}{\Delta z_{k+1/2}} w_l. \end{aligned} \quad (26.65)$$

Hieraus leitet man

$$\mathbf{u}^{(1)} \cdot \mathbf{u}^{(2)} = \sum_{e \in c} \frac{l_e d_e}{2A_c} u_e^{(1)} u_e^{(2)} + \frac{\Delta z_{k-1/2}}{2\Delta z_k} w_u^{(1)} w_u^{(2)} + \frac{\Delta z_{k+1/2}}{2\Delta z_k} w_l^{(1)} w_l^{(2)} \quad (26.66)$$

als Diskretisierung für das Skalarprodukt ab in der shallow atmosphere. Im ebenen Fall ergibt sich für die Summe der Gewichtungsfaktoren

$$\sum_{e \in c} \frac{l_e d_e}{2A_c} + \frac{\Delta z_{k-1/2} + \Delta z_{k+1/2}}{2\Delta z_k} = 3, \quad (26.67)$$

wobei

$$\begin{aligned} \Delta z_k &= z_{k-1/2} - z_{k+1/2} = \frac{z_{k-1} + z_k}{2} - \frac{z_k + z_{k+1}}{2} = \frac{z_{k-1} + z_k - z_k - z_{k+1}}{2} \\ &= \frac{z_{k-1} - z_k + z_k - z_{k+1}}{2} = \frac{\Delta z_{k-1/2} + \Delta z_{k+1/2}}{2} \end{aligned} \quad (26.68)$$

eingesetzt wurde. Im gekrümmten Fall, wie z. B. einer Kugeloberfläche, ist dies jedoch im Allgemeinen nicht mehr der Fall.

26.7.5 Dreidimensionales orthogonales Gitter (deep)

Nun wird die Herleitung im vorherigen Abschnitt auf die deep atmosphere verallgemeinert, d. h. die shallow-Atmosphäre-Approximation wird aufgehoben. Man geht wieder davon aus, dass die Schichtdicke Δz_k nur vom vertikalen Index k abhängt. Mit der gleichen Indexnotation wie im vorherigen Abschnitt erhält man

$$\nabla \cdot (\mathcal{V} \mathbf{v}) = \frac{1}{V_{c,k}} \left(\sum_{e \in c} A_{e,k} \frac{\mathcal{V}_{o(e)} + \mathcal{V}_c}{2} u_{e,k} + A_{c,k+1/2} \frac{\mathcal{V}_{c,k} + \mathcal{V}_{c,k-1}}{2} w_{c,k+1/2} - A_{c,k+1/2} \frac{\mathcal{V}_{c,k-1} + \mathcal{V}_{c,k}}{2} w_{c,k+1/2} \right), \quad (26.69)$$

$$\mathcal{V} \nabla \cdot \mathbf{v} = \frac{\mathcal{V}_c}{V_{c,k}} \left(\sum_{e \in c} A_{e,k} u_{e,k} + A_{c,k+1/2} w_{c,k+1/2} - A_{c,k+1/2} w_{c,k+1/2} \right). \quad (26.70)$$

Die Zellen-Grundfläche $A_{c,k+1/2}$ ist nun auch vom vertikalen Index abhängig. $A_{e,k}$ ist die vertikale Fläche, deren Teilmenge die Kante (e, k) ist. Man fordert nun wieder

$$\begin{aligned} \mathbf{v} \cdot \nabla \mathcal{V} &\stackrel{!}{=} \nabla \cdot (\mathcal{V} \mathbf{v}) - \mathcal{V} \nabla \cdot \mathbf{v} \\ \Leftrightarrow \mathbf{v} \cdot \nabla \mathcal{V} &= \frac{1}{V_{c,k}} \left(\sum_{e \in c} A_{e,k} \frac{\mathcal{V}_{o(e),k} + \mathcal{V}_{c,k}}{2} u_{e,k} + A_{c,k+1/2} \frac{\mathcal{V}_{c,k} + \mathcal{V}_{c,k-1}}{2} w_{c,k+1/2} - A_{c,k+1/2} \frac{\mathcal{V}_{c,k-1} + \mathcal{V}_{c,k}}{2} w_{c,k+1/2} \right. \\ &\quad \left. - \sum_{e \in c} A_{e,k} \mathcal{V}_{c,k} u_{e,k} - A_{c,k+1/2} \mathcal{V}_{c,k} w_{c,k+1/2} + A_{c,k+1/2} \mathcal{V}_{c,k} w_{c,k+1/2} \right) \\ \Leftrightarrow \mathbf{v} \cdot \nabla \mathcal{V} &= \frac{1}{V_{c,k}} \left(\sum_{e \in c} A_{e,k} \frac{\mathcal{V}_{o(e),k} - \mathcal{V}_{c,k}}{2} u_{e,k} + A_{c,k+1/2} \frac{\mathcal{V}_{c,k-1} - \mathcal{V}_{c,k}}{2} w_{c,k+1/2} + A_{c,k+1/2} \frac{\mathcal{V}_{c,k} - \mathcal{V}_{c,k+1}}{2} w_{c,k+1/2} \right) \\ \Leftrightarrow \mathbf{v} \cdot \nabla \mathcal{V} &= \sum_{e \in c} \frac{A_{e,k} d_{e,k}}{2V_{c,k}} \frac{\mathcal{V}_{o(e),k} - \mathcal{V}_{c,k}}{d_{e,k}} u_{e,k} + \frac{A_{c,k+1/2} \Delta z_{k-1/2}}{2V_{c,k}} \frac{\mathcal{V}_{c,k-1} - \mathcal{V}_{c,k}}{\Delta z_{k-1/2}} w_{c,k+1/2} \\ &\quad + \frac{A_{c,k+1/2} \Delta z_{k+1/2}}{2V_{c,k}} \frac{\mathcal{V}_{c,k} - \mathcal{V}_{c,k+1}}{\Delta z_{k+1/2}} w_{c,k+1/2}. \end{aligned} \quad (26.71)$$

Hieraus leitet man

$$\begin{aligned}
\mathbf{u}^{(1)} \cdot \mathbf{u}^{(2)} = & \sum_{e \in c} \frac{A_{e,k} d_{e,k}}{2 V_{c,k}} u_{e,k}^{(1)} u_{e,k}^{(2)} + \frac{A_{c,k+1/2} \Delta z_{k-1/2}}{2 V_{c,k}} w_{c,k+1/2}^{(1)} w_{c,k+1/2}^{(2)} \\
& + \frac{A_{c,k+1/2} \Delta z_{k+1/2}}{2 V_{c,k}} w_{c,k+1/2}^{(1)} w_{c,k+1/2}^{(2)}
\end{aligned} \tag{26.72}$$

als Diskretisierung für das Skalarprodukt ab.

26.8 Festlegung auf das C-Gitter

Das C-Gitter hat gegenüber den anderen Gittern zusammenfassend drei Vorteile:

1. Es hat vorteilhafte Dispersionsrelationen.
2. Erhaltung skalarer Variablen ist leicht zu gewährleisten.
3. Gradientenfelder sind rotationsfrei.
4. Die Produktregel $\nabla \cdot (\psi \mathbf{v}) = \mathbf{v} \cdot \nabla \psi + \psi \nabla \cdot \mathbf{v}$ reproduziert sich bei passender Diskretisierung des Skalarproduktes.

Daher wird an dieser Stelle die Entscheidung getroffen, ein C-Gitter für den in Teil VII zu entwickelnden dynamischen Kern zu verwenden.

26.8.1 Folgerungen

Die Vektoren befinden sich bei einem C-Gitter auf den Kanten und schneiden diese orthogonal. Verlängert man die Vektorpfeile in beide Richtungen, landet man an den skalaren Datenpunkten. Das so erhaltene Gitter ist das sogenannte *duale Gitter*. Gitter, die ein duales Gitter haben, bezeichnet man als *orthogonal*. Dies ist nicht immer der Fall. Um die positiven Eigenschaften des C-Gitters nutzen zu können, legt man sich an dieser Stelle auf ein orthogonales Gitter für den in Teil VII zu formulierenden dynamischen Kern fest.

26.9 Das Problem des Verhältnisses der Freiheitsgrade

Im kontinuierlichen Fall gelten für $N \geq 1$ prognostische Variablen ψ_i mit $1 \leq i \leq N$ ein System aus N prognostischen Gleichungen. Linearisiert man diese, entsteht ein lineares gekoppeltes partielles Differenzialgleichungssystem. Nimmt man keine externen Forcings auf, ist dieses homogen. Setzt man für jede der prognostischen Variablen eine ebene Welle $\psi_i = \hat{\psi}_i \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - i\omega t)$ mit $\hat{\psi}_i \in \mathbb{C}$ ein, entsteht homogenes lineares Gleichungssystem für die komplexen Amplituden $\hat{\psi}_i$. Dies ist ein Eigenwertproblem für die Frequenz ω . Die Eigenwerte findet man über Nullsetzen des charakteristischen Polynoms (der Determinante) dieses Gleichungssystems. Das charakteristische Polynom hat nach dem Hauptsatz der Algebra N komplexe, allerdings nicht notwendigerweise verschiedene Nullstellen. Jede der verschiedenen Nullstellen entspricht einem Zweig der Dispersionsrelation.

Bei der Diskretisierung ist dies insbesondere beim Staggering von Vektorfeldern wichtig. Im Falle der linearisierten shallow water equations hat man drei Gleichungen für die drei Variablen (u, v, h) , man hat also „doppelt so viele Pfeile wie Punkte“. Hat ein Gitter zu wenig Pfeile, so kann die Dispersionsrelation nicht mehr die nötige Anzahl an Moden beinhalten. Hat man zu viele Pfeile, so könnte die Dispersionsrelation zusätzliche, unphysikalische Zweige beinhalten. Dies kann jedoch durch Anwendung spezieller Mittelungsoperatoren in den prognostischen Gleichungen verhindert werden.

26.9.1 Folgerungen

Auf dem dreieckigen Gitter hat man pro skalarem Gitterpunkt 1,5 Vektorpunkte, wohingegen das korrekte Verhältnis 2 lautet. Solche Gitter werden daher ausgeschlossen. Viereckige Gitter sind in dieser Hinsicht optimal. Bei Gittern mit mehr als vier Ecken muss man die Überspezifikation durch m algebraische Bedingungen an Vektorfelder (man könnte auch sagen: diagnostische Gleichungen oder Zustandsgleichungen) pro skalarem Gitterpunkt eliminieren. Bei N Ecken gilt

$$m = \frac{N - 4}{2}, \tag{26.73}$$

da zwei Zellen sich jeweils eine Kante teilen. Bei ungeraden N liegt m in der Mitte zwischen zwei natürlichen Zahlen, sodass in diesem Fall eine diagnostische Vektorgleichung für zwei Zellen gelten muss, was die Isotropie des

Gitters zerstört. Daher ist es notwendig, dass N gerade ist. Weiterhin möchte man möglichst nur eine algebraische Zusatzbedingung an Vektorfelder pro Zelle aufstellen, daher ist die erste Wahl für N 4 und die zweite Wahl 6.

Die in diesem Abschnitt besprochene Problematik wird im nächsten Kapitel für das hexagonale Gitter näher ausformuliert.

26.10 Ausschluss viereckiger Gitter

Das einfachste viereckige Gitter ist das bereits in Abschn. 26.1 ausgeschlossene Länge-Breite-Gitter. Man stellt fest, dass alle bekannten viereckigen Gitter mindestens eines der folgenden grundlegenden Probleme haben, die bereits als Ausschlusskriterium identifiziert wurden:

- Orthogonalität wird verletzt (so z. B. beim *cubed-sphere-Gitter*)
- Quasi-Uniformität wird verletzt (so z. B. beim Länge-Breite-Gitter).
- Isotropie wird grob verletzt (so z. B. beim *kite grid*).
- Das Gitter hat Kanten oder Punkte, an denen die Struktur stark von der Gitterstruktur in anderen Regionen abweicht (so z. B. beim reduzierten Länge-Breite-Gitter).

Daher werden viereckige Gitter an dieser Stelle ausgeschlossen.

26.11 Festlegung auf das sechseckige Ikosaedergitter

Das einzige nach diesem Ausschlussverfahren noch übriggebliebene Gitter ist das sechseckige Ikosaedergitter.

27.1 Differenzialoperatoren

Die beiden Einheitsvektoren der Ebene werden mit

$$\mathbf{i} := \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (27.1)$$

$$\mathbf{j} := \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (27.2)$$

$$(27.3)$$

bezeichnet. Nun definiert man weiter ein dreielementiges Erzeugendensystem $(\mathbf{i}_1, \mathbf{i}_2, \mathbf{i}_3)$ durch

$$\mathbf{i}_1 := \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \mathbf{i}, \quad (27.4)$$

$$\mathbf{i}_2 := \begin{pmatrix} -\sin(30^\circ) \\ \cos(30^\circ) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{1}{2} \\ \frac{\sqrt{3}}{2} \end{pmatrix} = -\frac{1}{2}\mathbf{i} + \frac{\sqrt{3}}{2}\mathbf{j}, \quad (27.5)$$

$$\mathbf{i}_3 := \begin{pmatrix} -\frac{1}{2} \\ -\frac{\sqrt{3}}{2} \end{pmatrix} = -\frac{1}{2}\mathbf{i} - \frac{\sqrt{3}}{2}\mathbf{j}, \quad (27.6)$$

dessen Elemente jeweils um 120° gegeneinander rotiert sind. Weiter definiert man ein hiergegen um 90° rotiertes Erzeugendensystem $(\mathbf{j}_1, \mathbf{j}_2, \mathbf{j}_3)$ durch

$$\mathbf{j}_1 := \mathbf{k} \times \mathbf{i}_1 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (27.7)$$

$$\mathbf{j}_2 := \mathbf{k} \times \mathbf{i}_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} -\frac{1}{2} \\ \frac{\sqrt{3}}{2} \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{\sqrt{3}}{2} \\ -\frac{1}{2} \\ 0 \end{pmatrix} = -\frac{\sqrt{3}}{2}\mathbf{i} - \frac{1}{2}\mathbf{j}, \quad (27.8)$$

$$\mathbf{j}_3 := \mathbf{k} \times \mathbf{i}_3 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} -\frac{1}{2} \\ -\frac{\sqrt{3}}{2} \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\sqrt{3}}{2} \\ -\frac{1}{2} \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{\sqrt{3}}{2}\mathbf{i} - \frac{1}{2}\mathbf{j}. \quad (27.9)$$

Man beobachtet

$$\mathbf{i}_1 + \mathbf{i}_2 + \mathbf{i}_3 = \mathbf{0}, \quad \mathbf{j}_1 + \mathbf{j}_2 + \mathbf{j}_3 = \mathbf{0}. \quad (27.10)$$

Für einen zweidimensionalen Vektor $\mathbf{v}$ kann man

$$\mathbf{v} = u\mathbf{i} + v\mathbf{j} \quad (27.11)$$

schreiben, hierbei gelten

$$u = \mathbf{i} \cdot \mathbf{v}, \quad v = \mathbf{j} \cdot \mathbf{v}. \quad (27.12)$$

Da die $\mathbf{i}_k, \mathbf{j}_l$ jeweils paarweise linear unabhängig sind, kann man notieren

$$\mathbf{v} = u'_k \mathbf{i}_k + u'_l \mathbf{i}_l = v'_k \mathbf{j}_k + v'_l \mathbf{j}_l. \quad (27.13)$$

Da die Auswahl der k, l nicht eindeutig ist und man auch alle drei Einheitsvektoren verwenden könnte, kann man eine weitere lineare Bedingung einführen. Man nutzt diese Freiheit, um die Schreibweise

$$\mathbf{v} = \frac{2}{3} (u_1 \mathbf{i}_1 + u_2 \mathbf{i}_2 + u_3 \mathbf{i}_3) = \frac{2}{3} (v_1 \mathbf{j}_1 + v_2 \mathbf{j}_2 + v_3 \mathbf{j}_3) \quad (27.14)$$

zu fordern. Dies ist mit

$$u_k = \mathbf{i}_k \cdot \mathbf{v}, \quad v_k = \mathbf{j}_k \cdot \mathbf{v} \quad (27.15)$$

erfüllt, denn hieraus folgt

$$\begin{aligned}
 \mathbf{v} &= u\mathbf{i} + v\mathbf{j} = \frac{2}{3} \left(\frac{6}{4}u\mathbf{i} + \frac{6}{4}v\mathbf{j} \right) \\
 &= \frac{2}{3} \left(u\mathbf{i} + \frac{1}{4}u\mathbf{i} - \frac{\sqrt{3}}{4}u\mathbf{j} - \frac{\sqrt{3}}{4}v\mathbf{i} + \frac{3}{4}v\mathbf{j} + \frac{1}{4}u\mathbf{i} + \frac{\sqrt{3}}{4}u\mathbf{j} + \frac{\sqrt{3}}{4}v\mathbf{i} + \frac{3}{4}v\mathbf{j} \right) \\
 &= \frac{2}{3} \left(u\mathbf{i} + \left(-\frac{1}{2}u + \frac{\sqrt{3}}{2}v \right) \left(-\frac{1}{2}\mathbf{i} + \frac{\sqrt{3}}{2}\mathbf{j} \right) + \left(-\frac{1}{2}u - \frac{\sqrt{3}}{2}v \right) \left(-\frac{1}{2}\mathbf{i} - \frac{\sqrt{3}}{2}\mathbf{j} \right) \right) \\
 &= \frac{2}{3} (u_1\mathbf{i}_1 + u_2\mathbf{i}_2 + u_3\mathbf{i}_3),
 \end{aligned} \tag{27.16}$$

wobei

$$u_1 = u, \quad u_2 = -\frac{1}{2}u + \frac{\sqrt{3}}{2}v, \quad u_3 = -\frac{1}{2}u - \frac{\sqrt{3}}{2}v. \tag{27.17}$$

verwendet wurde. Dies gilt analog für die v_k . Hieraus folgt

$$\mathbf{o} = \mathbf{v} \cdot \mathbf{o} = \mathbf{v} \cdot (\mathbf{i}_1 + \mathbf{i}_2 + \mathbf{i}_3) = u_1 + u_2 + u_3 \tag{27.18}$$

und analog für die v_k . Für den Gradienten ∇a eines Skalarfeldes a erhält man nun

$$\nabla a = \frac{2}{3} [(\mathbf{i}_1 \cdot \nabla a) \mathbf{i}_1 + (\mathbf{i}_2 \cdot \nabla a) \mathbf{i}_2 + (\mathbf{i}_3 \cdot \nabla a) \mathbf{i}_3]. \tag{27.19}$$

Wegen

$$\mathbf{i}_k \cdot \nabla a = \frac{\partial a}{\partial x_k} \tag{27.20}$$

folgt

$$\nabla a = \frac{2}{3} \left(\frac{\partial a}{\partial x_1} \mathbf{i}_1 + \frac{\partial a}{\partial x_2} \mathbf{i}_2 + \frac{\partial a}{\partial x_3} \mathbf{i}_3 \right). \tag{27.21}$$

Man stellt hiermit außerdem

$$\frac{\partial a}{\partial x_1} + \frac{\partial a}{\partial x_2} + \frac{\partial a}{\partial x_3} = \mathbf{o} \tag{27.22}$$

fest. Es gilt

$$\mathbf{i}_1 = \frac{1}{\sqrt{3}} (\mathbf{j}_3 - \mathbf{j}_2) \tag{27.23}$$

und zyklisch:

$$\mathbf{i}_2 = \frac{1}{\sqrt{3}} (\mathbf{j}_1 - \mathbf{j}_3), \quad \mathbf{i}_3 = \frac{1}{\sqrt{3}} (\mathbf{j}_2 - \mathbf{j}_1) \tag{27.24}$$

Hieraus folgt

$$\nabla a = \frac{2}{3\sqrt{3}} \left(\frac{\partial a}{\partial x_1} (\mathbf{j}_3 - \mathbf{j}_2) + \frac{\partial a}{\partial x_2} (\mathbf{j}_1 - \mathbf{j}_3) + \frac{\partial a}{\partial x_3} (\mathbf{j}_2 - \mathbf{j}_1) \right). \tag{27.25}$$

Umsortierung ergibt

$$\nabla a = \frac{2}{3\sqrt{3}} \left(\left(\frac{\partial a}{\partial x_2} - \frac{\partial a}{\partial x_3} \right) j_1 + \left(\frac{\partial a}{\partial x_3} - \frac{\partial a}{\partial x_1} \right) j_2 + \left(\frac{\partial a}{\partial x_1} - \frac{\partial a}{\partial x_2} \right) j_3 \right). \quad (27.26)$$

Es gilt

$$\begin{aligned} \boldsymbol{v} &= \frac{2}{3} (u_1 \boldsymbol{i}_1 + u_2 \boldsymbol{i}_2 + u_3 \boldsymbol{i}_3) = \frac{2}{3} \left[u_1 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + u_2 \begin{pmatrix} -\frac{1}{\sqrt{3}} \\ \frac{2}{3} \\ 0 \end{pmatrix} + u_3 \begin{pmatrix} -\frac{1}{\sqrt{3}} \\ 0 \\ \frac{2}{3} \end{pmatrix} \right] = \frac{2}{3} \begin{pmatrix} u_1 - \frac{u_2}{\sqrt{3}} - \frac{u_3}{\sqrt{3}} \\ \frac{2}{3} u_2 \\ \frac{2}{3} u_3 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \frac{2}{3} u_1 - \frac{u_2}{\sqrt{3}} - \frac{u_3}{\sqrt{3}} \\ \frac{2}{3} u_2 \\ \frac{2}{3} u_3 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (27.27)$$

Hieraus folgt für die Divergenz

$$D := \nabla \cdot \boldsymbol{v} = \frac{2}{3} \frac{u_1}{\partial x} - \frac{1}{3} \frac{u_2}{\partial x} - \frac{1}{3} \frac{u_3}{\partial x} + \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{u_2}{\partial y} - \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{u_3}{\partial y}. \quad (27.28)$$

Es gilt

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x_1}, \quad (27.29)$$

wegen

$$\boldsymbol{j} = \frac{1}{\sqrt{3}} (\boldsymbol{i}_2 - \boldsymbol{i}_3) \quad (27.30)$$

ist außerdem

$$\frac{\partial}{\partial y} = \frac{1}{\sqrt{3}} \left(\frac{\partial}{\partial x_2} - \frac{\partial}{\partial x_3} \right). \quad (27.31)$$

Hieraus folgt

$$\begin{aligned} D &= \frac{2}{3} \frac{\partial u_1}{\partial x} - \frac{1}{3} \frac{\partial u_2}{\partial x} - \frac{1}{3} \frac{\partial u_3}{\partial x} + \frac{1}{3} \left(\frac{\partial u_2}{\partial x_2} - \frac{\partial u_2}{\partial x_3} \right) - \frac{1}{3} \left(\frac{\partial u_3}{\partial x_2} - \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \right) \\ &= \frac{2}{3} \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{1}{3} \frac{u_2}{\partial x_2} + \frac{1}{3} \frac{u_3}{\partial x_3} - \frac{1}{3} \frac{u_2}{\partial x_1} - \frac{1}{3} \frac{\partial u_3}{\partial x_1} - \frac{1}{3} \frac{\partial u_2}{\partial x_3} - \frac{1}{3} \frac{\partial u_3}{\partial x_2} \\ &= \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \right) - \frac{1}{3} \left(\frac{\partial u_2}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2}{\partial x_3} + \frac{\partial u_3}{\partial x_1} + \frac{\partial u_3}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \right). \end{aligned} \quad (27.32)$$

Mit Glg. (27.22) folgt

$$D = \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \right). \quad (27.33)$$

Durch Kombination mit Glg. (27.21) erhält man weiterhin

$$\Delta a = \frac{2}{3} \left(\frac{\partial^2 a}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 a}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 a}{\partial x_3^2} \right). \quad (27.34)$$

Es gilt

$$\begin{aligned} u_1 &= \mathbf{v} \cdot \mathbf{i}_1 = \frac{2}{3} (v_1 \mathbf{j}_1 \cdot \mathbf{i}_1 + v_2 \mathbf{j}_2 \cdot \mathbf{i}_1 + v_3 \mathbf{j}_3 \cdot \mathbf{i}_1) = \frac{2}{3} \left(0 \cdot v_1 - \frac{\sqrt{3}}{2} v_2 + \frac{\sqrt{3}}{2} v_3 \right) \\ &= \frac{1}{\sqrt{3}} (v_3 - v_2). \end{aligned} \quad (27.35)$$

Durch zyklisches Verschieben der Indizes erhält man

$$u_2 = \frac{1}{\sqrt{3}} (v_1 - v_3), \quad u_3 = \frac{1}{\sqrt{3}} (v_2 - v_1). \quad (27.36)$$

Hiermit erhält man eine weitere Darstellung der Divergenz:

$$D = \frac{2}{3\sqrt{3}} \left[\left(\frac{\partial v_2}{\partial x_3} - \frac{\partial v_3}{\partial x_2} \right) + \left(\frac{\partial v_3}{\partial x_1} - \frac{\partial v_1}{\partial x_3} \right) + \left(\frac{\partial v_1}{\partial x_2} - \frac{\partial v_2}{\partial x_1} \right) \right] \quad (27.37)$$

Es gilt

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_2}{\partial x_3} - \frac{\partial v_3}{\partial x_2} &= \frac{\partial v_2}{\partial x_3} + \frac{\partial v_2}{\partial x_2} - \frac{\partial v_2}{\partial x_2} - \frac{\partial v_3}{\partial x_2} = \left(\frac{\partial}{\partial x_3} + \frac{\partial}{\partial x_2} \right) v_2 - \frac{\partial}{\partial x_2} (v_2 + v_3) \\ &= -\frac{\partial v_2}{\partial x_1} + \frac{\partial v_1}{\partial x_2} = \frac{\partial v_1}{\partial x_2} - \frac{\partial v_2}{\partial x_1}. \end{aligned} \quad (27.38)$$

Durch zyklische Vertauschung dieser Gleichung erkennt man, dass alle drei eingeklammerten Summanden in Glg. (27.37) gleich sind. Daraus folgen

$$D = \frac{2}{\sqrt{3}} \left(\frac{\partial v_2}{\partial x_3} - \frac{\partial v_3}{\partial x_2} \right), \quad (27.39)$$

$$D = \frac{2}{\sqrt{3}} \left(\frac{\partial v_3}{\partial x_1} - \frac{\partial v_1}{\partial x_3} \right), \quad (27.40)$$

$$D = \frac{2}{\sqrt{3}} \left(\frac{\partial v_1}{\partial x_2} - \frac{\partial v_2}{\partial x_1} \right). \quad (27.41)$$

Es gilt

$$\begin{aligned} \mathbf{v} &= \frac{2}{3} (v_1 \mathbf{j}_1 + v_2 \mathbf{j}_2 + v_3 \mathbf{j}_3) = \frac{2}{3} \left[v_1 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix} + v_2 \begin{pmatrix} -\frac{\sqrt{3}}{2} \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} + v_3 \begin{pmatrix} \frac{\sqrt{3}}{2} \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right] \\ &= \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{3}} v_3 - \frac{1}{\sqrt{3}} v_2 \\ \frac{2}{3} v_1 - \frac{v_2}{3} - \frac{v_3}{3} \\ \frac{2}{3} v_1 - \frac{v_2}{3} - \frac{v_3}{3} \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (27.42)$$

Für die Vorticity erhält man somit

$$\begin{aligned} \zeta &= \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{2}{3} v_1 - \frac{v_2}{3} - \frac{v_3}{3} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\sqrt{3}} v_3 - \frac{1}{\sqrt{3}} v_2 \right) \\ &= \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{2}{3} v_1 - \frac{v_2}{3} - \frac{v_3}{3} \right) - \frac{1}{\sqrt{3}} \left(\frac{\partial}{\partial x_2} - \frac{\partial}{\partial x_3} \right) \left(\frac{1}{\sqrt{3}} v_3 - \frac{1}{\sqrt{3}} v_2 \right) \\ &= \frac{2}{3} \frac{\partial v_1}{\partial x_1} + \frac{1}{3} \frac{\partial v_2}{\partial x_2} + \frac{1}{3} \frac{\partial v_3}{\partial x_3} - \frac{1}{3} \frac{\partial v_2}{\partial x_1} - \frac{1}{3} \frac{\partial v_3}{\partial x_1} - \frac{1}{3} \frac{\partial v_3}{\partial x_2} - \frac{1}{3} \frac{\partial v_2}{\partial x_3} \\ &= \frac{2}{3} \left(\frac{\partial v_1}{\partial x_1} + \frac{\partial v_2}{\partial x_2} + \frac{\partial v_3}{\partial x_3} \right) - \frac{1}{3} \left(\frac{\partial v_2}{\partial x_1} + \frac{\partial v_2}{\partial x_2} + \frac{\partial v_2}{\partial x_3} + \frac{\partial v_3}{\partial x_1} + \frac{\partial v_3}{\partial x_2} + \frac{\partial v_3}{\partial x_3} \right). \end{aligned} \quad (27.43)$$

Mit Glg. (27.22) folgt

$$\zeta = \frac{2}{3} \left(\frac{\partial v_1}{\partial x_1} + \frac{\partial v_2}{\partial x_2} + \frac{\partial v_3}{\partial x_3} \right). \quad (27.44)$$

Es gilt

$$\begin{aligned} v_1 &= \mathbf{v} \cdot \mathbf{j}_1 = \frac{2}{3} (u_1 \mathbf{i}_1 + u_2 \mathbf{i}_2 + u_3 \mathbf{i}_3) \cdot \mathbf{j}_1 = \frac{2}{3} (u_1 \mathbf{i}_1 + u_2 \mathbf{i}_2 + u_3 \mathbf{i}_3) \cdot \mathbf{j} \\ &= \frac{2}{3} \left(\frac{\sqrt{3}}{2} u_2 - \frac{\sqrt{3}}{2} u_3 \right) = \frac{1}{\sqrt{3}} (u_2 - u_3). \end{aligned} \quad (27.45)$$

Durch zyklisches Verschieben der Indizes erhält man

$$v_2 = \frac{1}{\sqrt{3}} (u_3 - u_1), \quad v_3 = \frac{1}{\sqrt{3}} (u_1 - u_2). \quad (27.46)$$

Hieraus folgt eine weitere Darstellung der Vorticity:

$$\zeta = \frac{2}{3\sqrt{3}} \left(\frac{\partial u_2}{\partial x_1} - \frac{\partial u_3}{\partial x_1} + \frac{\partial u_3}{\partial x_2} - \frac{\partial u_1}{\partial x_2} + \frac{\partial u_1}{\partial x_3} - \frac{\partial u_2}{\partial x_3} \right) \quad (27.47)$$

Durch Umsortierung erhält man

$$\zeta = \frac{2}{3\sqrt{3}} \left[\left(\frac{\partial u_3}{\partial x_2} - \frac{\partial u_2}{\partial x_3} \right) + \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_3} - \frac{\partial u_3}{\partial x_1} \right) + \left(\frac{\partial u_2}{\partial x_1} - \frac{\partial u_1}{\partial x_2} \right) \right]. \quad (27.48)$$

Analog zum Fall von Glg. (27.37) gelten auch hier

$$\zeta = \frac{2}{\sqrt{3}} \left(\frac{\partial u_3}{\partial x_2} - \frac{\partial u_2}{\partial x_3} \right), \quad (27.49)$$

$$\zeta = \frac{2}{\sqrt{3}} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_3} - \frac{\partial u_3}{\partial x_1} \right), \quad (27.50)$$

$$\zeta = \frac{2}{\sqrt{3}} \left(\frac{\partial u_2}{\partial x_1} - \frac{\partial u_1}{\partial x_2} \right). \quad (27.51)$$

27.2 Hauptsatz der Vektoranalysis

Mit dem Hauptsatz der Vektoranalysis kann man das Vektorfeld $\mathbf{v}$ in der Form

$$\mathbf{v} = \mathbf{k} \times \nabla \psi + \nabla \chi \quad (27.52)$$

notieren. Dabei gelten

$$\mathbf{k} \times \nabla \psi = \frac{2}{3} \left(\frac{\partial \psi}{\partial x_1} \mathbf{j}_1 + \frac{\partial \psi}{\partial x_2} \mathbf{j}_2 + \frac{\partial \psi}{\partial x_3} \mathbf{j}_3 \right), \quad (27.53)$$

$$\nabla \chi = \frac{2}{3} \left(\frac{\partial \chi}{\partial x_1} \mathbf{i}_1 + \frac{\partial \chi}{\partial x_2} \mathbf{i}_2 + \frac{\partial \chi}{\partial x_3} \mathbf{i}_3 \right). \quad (27.54)$$

Hieraus folgen

$$u_1 = \frac{1}{\sqrt{3}} \left(\frac{\partial \psi}{\partial x_3} - \frac{\partial \psi}{\partial x_2} \right) + \frac{\partial \chi}{\partial x_1} = -\frac{1}{\sqrt{3}} \left(\frac{\partial \psi}{\partial x_2} - \frac{\partial \psi}{\partial x_3} \right) + \frac{\partial \chi}{\partial x_1}, \quad (27.55)$$

$$u_2 = -\frac{1}{\sqrt{3}} \left(\frac{\partial \psi}{\partial x_3} - \frac{\partial \psi}{\partial x_1} \right) + \frac{\partial \chi}{\partial x_2}, \quad (27.56)$$

$$u_3 = -\frac{1}{\sqrt{3}} \left(\frac{\partial \psi}{\partial x_1} - \frac{\partial \psi}{\partial x_2} \right) + \frac{\partial \chi}{\partial x_3}. \quad (27.57)$$

und

$$v_1 = \frac{\partial \psi}{\partial x_1} + \frac{1}{\sqrt{3}} \left(\frac{\partial \chi}{\partial x_2} - \frac{\partial \chi}{\partial x_3} \right), \quad (27.58)$$

$$v_2 = \frac{\partial \psi}{\partial x_2} + \frac{1}{\sqrt{3}} \left(\frac{\partial \chi}{\partial x_3} - \frac{\partial \chi}{\partial x_1} \right), \quad (27.59)$$

$$v_3 = \frac{\partial \psi}{\partial x_3} + \frac{1}{\sqrt{3}} \left(\frac{\partial \chi}{\partial x_1} - \frac{\partial \chi}{\partial x_2} \right). \quad (27.60)$$

Wegen

$$D = \Delta \chi, \quad \zeta = \Delta \psi \quad (27.61)$$

gelten weiter

$$\Delta u_1 = -\frac{1}{\sqrt{3}} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial x_2} - \frac{\partial \zeta}{\partial x_3} \right) + \frac{\partial D}{\partial x_1}, \quad (27.62)$$

$$\Delta u_2 = -\frac{1}{\sqrt{3}} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial x_3} - \frac{\partial \zeta}{\partial x_1} \right) + \frac{\partial D}{\partial x_2}, \quad (27.63)$$

$$\Delta u_3 = -\frac{1}{\sqrt{3}} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial x_1} - \frac{\partial \zeta}{\partial x_2} \right) + \frac{\partial D}{\partial x_3}, \quad (27.64)$$

$$\Delta v_1 = \frac{\partial \zeta}{\partial x_1} + \frac{1}{\sqrt{3}} \left(\frac{\partial D}{\partial x_2} - \frac{\partial D}{\partial x_3} \right), \quad (27.65)$$

$$\Delta v_2 = \frac{\partial \zeta}{\partial x_2} + \frac{1}{\sqrt{3}} \left(\frac{\partial D}{\partial x_3} - \frac{\partial D}{\partial x_1} \right), \quad (27.66)$$

$$\Delta v_3 = \frac{\partial \zeta}{\partial x_3} + \frac{1}{\sqrt{3}} \left(\frac{\partial D}{\partial x_1} - \frac{\partial D}{\partial x_2} \right). \quad (27.67)$$

27.3 Dispersionsrelation

Sei a ein Feld der Form

$$a(\mathbf{r}) = \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}). \quad (27.68)$$

Man bezeichnet den Abstand zwischen den Zentren zweier Hexagone mit d (diese Größe wird von nun an als Gitterkonstante bezeichnet). Man definiert nun für $1 \leq j \leq 3$ den zentralen Differenzenquotienten in j -Richtung durch

$$\delta_j a = \frac{a(\mathbf{r} + i_j \frac{d}{2}) - a(\mathbf{r} - i_j \frac{d}{2})}{d}. \quad (27.69)$$

Hierfür gilt

$$\begin{aligned}
 \delta_j a &= \frac{\exp[i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{r} + \mathbf{i}j\frac{d}{2})] - \exp[i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{i}j\frac{d}{2})]}{d} \\
 &= \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \frac{\exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{i}j\frac{d}{2}) - \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{i}j\frac{d}{2})}{d} = a(\mathbf{r}) \frac{\exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{i}j\frac{d}{2}) - \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{i}j\frac{d}{2})}{d} \\
 &= a(\mathbf{r}) \frac{\exp(ik_j\frac{d}{2}) - \exp(-ik_j\frac{d}{2})}{d} = a(\mathbf{r}) \frac{2i}{d} \sin\left(\frac{k_j d}{2}\right). \tag{27.70}
 \end{aligned}$$

Definiert man

$$s_j := \sin\left(\frac{k_j d}{2}\right), \tag{27.71}$$

kann man dies in der Form

$$\delta_j a = \frac{2i}{d} s_j a \tag{27.72}$$

notieren. Man definiert nun weiterhin einen einfachen Mittelungsoperator in j-Richtung durch

$$\begin{aligned}
 \bar{a}^{(j)} &:= \frac{a(\mathbf{r} + \mathbf{i}j\frac{d}{2}) + a(\mathbf{r} - \mathbf{i}j\frac{d}{2})}{2} = \frac{\exp[i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{r} + \mathbf{i}j\frac{d}{2})] + \exp[i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{i}j\frac{d}{2})]}{2} \\
 &= \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \frac{\exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{i}j\frac{d}{2}) + \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{i}j\frac{d}{2})}{2} \\
 &= a(\mathbf{r}) \frac{\exp(ik_j\frac{d}{2}) + \exp(-ik_j\frac{d}{2})}{2} = a(\mathbf{r}) \cos\left(\frac{k_j d}{2}\right). \tag{27.73}
 \end{aligned}$$

Definiert man

$$c_j := \cos\left(\frac{k_j d}{2}\right), \tag{27.74}$$

kann man dies in der Form

$$\bar{a}^{(j)} = c_j a \tag{27.75}$$

notieren.

Die linearisierten shallow water equations Glg.en (13.173) - (13.174) auf der f-Ebene kann man mit dem Geopotential $\Phi := gh$ in der Form

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \Phi_o \nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \quad \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + f_o \mathbf{k} \times \mathbf{v} - \nabla \Phi = 0 \tag{27.76}$$

notieren. Hierbei ist $\Phi_o := gD$. Mit den Glg.en (27.33) und (27.45) führt dies auf die Evolutionsgleichungen für die Komponenten bezüglich des dreielementigen Erzeugendensystems:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{2}{3} \Phi_o \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \right) = 0, \tag{27.77}$$

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} - \frac{f_o}{\sqrt{3}} (u_2 - u_3) + \frac{\partial \Phi}{\partial x_1} = 0, \tag{27.78}$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial t} - \frac{f_o}{\sqrt{3}} (u_3 - u_1) + \frac{\partial \Phi}{\partial x_2} = 0, \tag{27.79}$$

$$\frac{\partial u_3}{\partial t} - \frac{f_o}{\sqrt{3}} (u_1 - u_2) + \frac{\partial \Phi}{\partial x_3} = 0. \tag{27.80}$$

Räumliche Diskretisierung ergibt

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{2}{3} \Phi_o (\delta_1 u_1 + \delta_2 u_2 + \delta_3 u_3) = 0, \quad (27.81)$$

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} - \frac{f_o}{\sqrt{3}} (\overline{u_2^3} - \overline{u_3^{(2)}}) + \delta_1 \Phi = 0, \quad (27.82)$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial t} - \frac{f_o}{\sqrt{3}} (\overline{u_3^{(1)}} - \overline{u_1^3}) + \delta_2 \Phi = 0, \quad (27.83)$$

$$\frac{\partial u_3}{\partial t} - \frac{f_o}{\sqrt{3}} (\overline{u_1^{(2)}} - \overline{u_2^{(1)}}) + \delta_3 \Phi = 0. \quad (27.84)$$

Dabei wurde für die Rekonstruktion der Windkomponenten für die Berechnung der Coriolisbeschleunigung das arithmetische Mittel der zwei nächsten Geschwindigkeitskomponenten in der gesuchten Richtung verwendet. Setzt man für alle Felder eine monochromatische ebene Welle an, also

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \hat{\psi} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - i\omega t) \quad (27.85)$$

für jedes Feld ψ mit einer komplexen Amplitude $\hat{\psi}$, erhält man

$$-i\omega \hat{\Phi} + \frac{4i}{3d} \Phi_o (s_1 \hat{u}_1 + s_2 \hat{u}_2 + s_3 \hat{u}_3) = 0, \quad (27.86)$$

$$-i\omega \hat{u}_1 - \frac{f_o}{\sqrt{3}} (c_3 \hat{u}_2 - c_2 \hat{u}_3) + \frac{2is_1}{d} \hat{\Phi} = 0, \quad (27.87)$$

$$-i\omega \hat{u}_2 - \frac{f_o}{\sqrt{3}} (c_1 \hat{u}_3 - c_3 \hat{u}_1) + \frac{2is_2}{d} \hat{\Phi} = 0, \quad (27.88)$$

$$-i\omega \hat{u}_3 - \frac{f_o}{\sqrt{3}} (c_2 \hat{u}_1 - c_1 \hat{u}_2) + \frac{2is_3}{d} \hat{\Phi} = 0. \quad (27.89)$$

Dabei ist zu beachten, dass zwischen den Gleichungen ein Phasenversatz besteht, welcher daraus entsteht, dass die einzelnen Gleichungen an unterschiedlichen Orten gelten. Dieser wurde herausgekürzt. In Matrixform erhält man

$$\begin{pmatrix} -i\omega & \frac{4i}{3d} \Phi_o s_1 & \frac{4i}{3d} \Phi_o s_2 & \frac{4i}{3d} \Phi_o s_3 \\ \frac{2is_1}{d} & -i\omega & -\frac{f_o}{\sqrt{3}} c_3 & \frac{f_o}{\sqrt{3}} c_2 \\ \frac{2is_2}{d} & \frac{f_o}{\sqrt{3}} c_3 & -i\omega & -\frac{f_o}{\sqrt{3}} c_1 \\ \frac{2is_3}{d} & -\frac{f_o}{\sqrt{3}} c_2 & \frac{f_o}{\sqrt{3}} c_1 & -i\omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{\Phi} \\ \hat{u}_1 \\ \hat{u}_2 \\ \hat{u}_3 \end{pmatrix} = 0. \quad (27.90)$$

Multipliziert man dies mit der imaginären Einheit i , erhält man

$$\begin{pmatrix} \omega & -\frac{4}{3d} \Phi_o s_1 & -\frac{4}{3d} \Phi_o s_2 & -\frac{4}{3d} \Phi_o s_3 \\ -\frac{2s_1}{d} & \omega & -\frac{if_o}{\sqrt{3}} c_3 & \frac{if_o}{\sqrt{3}} c_2 \\ -\frac{2s_2}{d} & \frac{if_o}{\sqrt{3}} c_3 & \omega & -\frac{if_o}{\sqrt{3}} c_1 \\ -\frac{2s_3}{d} & -\frac{if_o}{\sqrt{3}} c_2 & \frac{if_o}{\sqrt{3}} c_1 & \omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{\Phi} \\ \hat{u}_1 \\ \hat{u}_2 \\ \hat{u}_3 \end{pmatrix} = 0. \quad (27.91)$$

Nichttriviale Lösungen existieren genau dann, wenn die Determinante der Koeffizientenmatrix dieses linearen

Gleichungssystem verschwindet:

$$\Leftrightarrow \omega \begin{vmatrix} \omega & -\frac{4}{3d}\Phi_0 s_1 & -\frac{4}{3d}\Phi_0 s_2 & -\frac{4}{3d}\Phi_0 s_3 \\ -\frac{2s_1}{d} & \omega & -\frac{if_0}{\sqrt{3}}c_3 & \frac{if_0}{\sqrt{3}}c_2 \\ -\frac{2s_2}{d} & \frac{if_0}{\sqrt{3}}c_3 & \omega & -\frac{if_0}{\sqrt{3}}c_1 \\ -\frac{2s_3}{d} & -\frac{if_0}{\sqrt{3}}c_2 & \frac{if_0}{\sqrt{3}}c_1 & \omega \end{vmatrix} \stackrel{!}{=} 0$$

$$- \frac{4}{3d}\Phi_0 s_2 \begin{vmatrix} \omega & -\frac{if_0}{\sqrt{3}}c_3 & \frac{if_0}{\sqrt{3}}c_2 \\ \frac{if_0}{\sqrt{3}}c_3 & \omega & -\frac{if_0}{\sqrt{3}}c_1 \\ -\frac{if_0}{\sqrt{3}}c_2 & \frac{if_0}{\sqrt{3}}c_1 & \omega \end{vmatrix} + \frac{4}{3d}\Phi_0 s_1 \begin{vmatrix} -\frac{2s_1}{d} & -\frac{if_0}{\sqrt{3}}c_3 & \frac{if_0}{\sqrt{3}}c_2 \\ -\frac{2s_2}{d} & \omega & -\frac{if_0}{\sqrt{3}}c_1 \\ -\frac{2s_3}{d} & \frac{if_0}{\sqrt{3}}c_1 & \omega \end{vmatrix}$$

$$- \frac{4}{3d}\Phi_0 s_3 \begin{vmatrix} -\frac{2s_1}{d} & \omega & -\frac{if_0}{\sqrt{3}}c_2 \\ -\frac{2s_2}{d} & \frac{if_0}{\sqrt{3}}c_3 & -\frac{if_0}{\sqrt{3}}c_1 \\ -\frac{2s_3}{d} & -\frac{if_0}{\sqrt{3}}c_2 & \omega \end{vmatrix} + \frac{4}{3d}\Phi_0 s_2 \begin{vmatrix} -\frac{2s_1}{d} & \omega & -\frac{if_0}{\sqrt{3}}c_3 \\ -\frac{2s_2}{d} & \frac{if_0}{\sqrt{3}}c_3 & \omega \\ -\frac{2s_3}{d} & -\frac{if_0}{\sqrt{3}}c_2 & \frac{if_0}{\sqrt{3}}c_1 \end{vmatrix} = 0 \quad (27.92)$$

$$\Leftrightarrow \omega^4 - \frac{\omega^2 f_0^2}{3} (c_1^2 + c_2^2 + c_3^2) + \frac{4}{3d}\Phi_0 s_1 \begin{vmatrix} -\frac{2s_1}{d} & -\frac{if_0}{\sqrt{3}}c_3 & \frac{if_0}{\sqrt{3}}c_2 \\ -\frac{2s_2}{d} & \omega & -\frac{if_0}{\sqrt{3}}c_1 \\ -\frac{2s_3}{d} & \frac{if_0}{\sqrt{3}}c_1 & \omega \end{vmatrix}$$

$$- \frac{4}{3d}\Phi_0 s_2 \begin{vmatrix} -\frac{2s_1}{d} & \omega & -\frac{if_0}{\sqrt{3}}c_2 \\ -\frac{2s_2}{d} & \frac{if_0}{\sqrt{3}}c_3 & -\frac{if_0}{\sqrt{3}}c_1 \\ -\frac{2s_3}{d} & -\frac{if_0}{\sqrt{3}}c_2 & \omega \end{vmatrix} + \frac{4}{3d}\Phi_0 s_3 \begin{vmatrix} -\frac{2s_1}{d} & \omega & -\frac{if_0}{\sqrt{3}}c_3 \\ -\frac{2s_2}{d} & \frac{if_0}{\sqrt{3}}c_3 & \omega \\ -\frac{2s_3}{d} & -\frac{if_0}{\sqrt{3}}c_2 & \frac{if_0}{\sqrt{3}}c_1 \end{vmatrix} = 0 \quad (27.93)$$

Es gilt

$$\frac{4}{3d}\Phi_0 s_1 \begin{vmatrix} -\frac{2s_1}{d} & -\frac{if_0}{\sqrt{3}}c_3 & \frac{if_0}{\sqrt{3}}c_2 \\ -\frac{2s_2}{d} & \omega & -\frac{if_0}{\sqrt{3}}c_1 \\ -\frac{2s_3}{d} & \frac{if_0}{\sqrt{3}}c_1 & \omega \end{vmatrix} = -\frac{8\omega^2}{3d^2}\Phi_0 s_1^2 + \frac{8\Phi_0 f_0^2}{9d^2} (s_1 c_1 s_3 c_3 + s_1 c_1 s_2 c_2 + s_1 c_1 s_1 c_1) + \frac{8if_0}{3\sqrt{3}d} s_1 (s_3 c_2 - c_3 s_2)$$

$$= -\frac{8\omega^2}{3d^2}\Phi_0 s_1^2 + \frac{8\Phi_0 f_0^2}{9d^2} s_1 c_1 (s_1 c_1 + s_2 c_2 + s_3 c_3) - \frac{8if_0}{3\sqrt{3}d} s_1 (s_2 c_3 - s_3 c_2). \quad (27.94)$$

Die verbleibenden zwei Teildeterminanten ergeben sich analog durch zyklische Vertauschung der Indizes:

$$- \frac{4}{3d}\Phi_0 s_2 \begin{vmatrix} -\frac{2s_1}{d} & \omega & \frac{if_0}{\sqrt{3}}c_2 \\ -\frac{2s_2}{d} & \frac{if_0}{\sqrt{3}}c_3 & -\frac{if_0}{\sqrt{3}}c_1 \\ -\frac{2s_3}{d} & -\frac{if_0}{\sqrt{3}}c_2 & \omega \end{vmatrix} = -\frac{8\omega^2}{3d^2}\Phi_0 s_2^2 + \frac{8\Phi_0 f_0^2}{9d^2} s_2 c_2 (s_1 c_1 + s_2 c_2 + s_3 c_3) - \frac{8if_0}{3\sqrt{3}d} s_2 (s_3 c_1 - s_1 c_3),$$

$$\frac{4}{3d}\Phi_0 s_3 \begin{vmatrix} -\frac{2s_1}{d} & \omega & -\frac{if_0}{\sqrt{3}}c_3 \\ -\frac{2s_2}{d} & \frac{if_0}{\sqrt{3}}c_3 & \omega \\ -\frac{2s_3}{d} & -\frac{if_0}{\sqrt{3}}c_2 & \frac{if_0}{\sqrt{3}}c_1 \end{vmatrix} = -\frac{8\omega^2}{3d^2}\Phi_0 s_3^2 + \frac{8\Phi_0 f_0^2}{9d^2} s_3 c_3 (s_1 c_1 + s_2 c_2 + s_3 c_3) - \frac{8if_0}{3\sqrt{3}d} s_3 (s_1 c_2 - s_2 c_1). \quad (27.95)$$

Somit lautet das charakteristische Polynom schlussendlich

$$\omega^4 - \omega^2 \left[\frac{f_0^2}{3} (c_1^2 + c_2^2 + c_3^2) + \frac{8\Phi_0}{3d^2} (s_1^2 + s_2^2 + s_3^2) \right] + \frac{8\Phi_0 f_0^2}{9d^2} (s_1 c_1 + s_2 c_2 + s_3 c_3)^2 = 0. \quad (27.96)$$

Für den Fall gut aufgelöster Wellen $|\mathbf{k}| \ll \frac{1}{d}$ gelten

$$c_j \approx \mathbf{1}, \quad s_j \approx \frac{k_j d}{2}. \quad (27.97)$$

Setzt man dies in Glg. (27.96) ein, erhält man

$$\begin{aligned} \omega^4 - \omega^2 \left[f_o^2 + \frac{8\Phi_o}{3d^2} \left(\frac{k_1^2 d^2}{4} + \frac{k_2^2 d^2}{4} + \frac{k_3^2 d^2}{4} \right) \right] + \frac{8\Phi_o f_o^2}{9d^2} \underbrace{\left(\frac{k_1 d}{2} + \frac{k_1 d}{2} + \frac{k_1 d}{2} \right)^2}_{\approx 0} &\approx 0 \\ \Leftrightarrow \omega^4 - \omega^2 \left[f_o^2 + \frac{2\Phi_o}{3} (k_1^2 + k_2^2 + k_3^2) \right] &\approx 0. \\ \Leftrightarrow \omega^4 - \omega^2 [f_o^2 + \Phi \mathbf{k}^2] &\approx 0. \end{aligned} \quad (27.98)$$

Dabei wurde im letzten Schritt ausgenutzt, dass $k_1^2 + k_2^2 + k_3^2 = \frac{3}{2} \mathbf{k}^2$ gilt. Dies kann man sich klarmachen, indem man o. B. d. A. $\mathbf{k} \parallel \mathbf{i}_1$ annimmt, denn dann gelten $k_1 = k$, $k_2 = -k \sin(30^\circ) = -\frac{k}{2}$ sowie $k_3 = -\frac{k}{2}$. Dies führt auf die zwei Intertio-Schwere-Moden

$$\omega^2 \approx f_o^2 + \Phi_o |\mathbf{k}|^2 \quad (27.99)$$

sowie die geostrophische Mode

$$\omega \approx 0. \quad (27.100)$$

Bei weniger gut aufgelösten Wellen führt der Term $\propto (s_1 c_1 + s_2 c_2 + s_3 c_3)^2$ jedoch dazu, dass die geostrophische Mode in zwei Teilmoden mit $\omega \neq 0$ aufspaltet. Dies ist problematisch und entspricht den Erkenntnissen von Abschn. 26.9.

27.4 Thuburn-Mittelung

27.4.1 Anforderungen

Bei einer ebenen dreieckigen oder hexagonalen C-Gitter-Diskretisierung sind die Geschwindigkeitskomponenten um 120 bzw. 60° gegenüber einander rotiert, jedoch sind die Komponenten nicht am selben Ort definiert. Daher gilt die Bedingung Glg. (27.18) nicht ohne weiteres für die Vektorkomponenten, sondern erst nach einer Interpolation an Referenzorte, wofür hier die Zentren der Zellen verwendet werden. Diese Interpolation erfolgt mittels Operatoren

$$\tilde{u}^{(i)} \quad (27.101)$$

mit $1 \leq i \leq 3$, wobei u eine beliebige Vektorkomponente ist. Für jede Raumrichtung i wird hier ein separater Mittelungsoperator zugelassen. Die Bedingungen Glg. (27.18) lassen sich also hier in der Form

$$\tilde{u}_1^{(1)} + \tilde{u}_2^{(2)} + \tilde{u}_3^{(3)} \stackrel{!}{=} 0, \quad \tilde{v}_1^{(1)} + \tilde{v}_2^{(2)} + \tilde{v}_3^{(3)} \stackrel{!}{=} 0 \quad (27.102)$$

notieren. Diese Gleichungen sind als Forderungen an Vektorfelder $\mathbf{v}$ zu verstehen. Sollten Gradientenfelder ∇a die Bedingung Glg. (27.102) nicht, so hat man ein Problem, da die Berechnung von Gradientenfeldern auf dem C-Gitter festgelegt ist. Daher verwendet man als Forderung an den zu findenden Mittelungsoperator die Mittelung von Glg. (27.22):

$$\widetilde{\delta_1 a}^{(1)} + \widetilde{\delta_2 a}^{(2)} + \widetilde{\delta_3 a}^{(3)} \stackrel{!}{=} 0 \quad (27.103)$$

27.4.2 Folgerungen für die Helmholtz-Aufteilung

Für die Helmholtz-Aufteilung Glg.en (27.55) - (27.60) folgt durch Mittelung in den jeweils relevanten Raumrichtungen

$$\widetilde{u}_1^{(1)} = \frac{\mathbf{I}}{\sqrt{3}} \left(\widetilde{\partial_3 \psi}^{(1)} - \widetilde{\partial_2 \psi}^{(1)} \right) + \widetilde{\partial_1 \chi}^{(1)}, \quad (27.104)$$

$$\widetilde{u}_2^{(2)} = \frac{\mathbf{I}}{\sqrt{3}} \left(\widetilde{\partial_1 \psi}^{(2)} - \widetilde{\partial_3 \psi}^{(2)} \right) + \widetilde{\partial_2 \chi}^{(2)}, \quad (27.105)$$

$$\widetilde{u}_3^3 = \frac{\mathbf{I}}{\sqrt{3}} \left(\widetilde{\partial_2 \psi}^3 - \widetilde{\partial_1 \psi}^3 \right) + \widetilde{\partial_3 \chi}^3, \quad (27.106)$$

$$\widetilde{v}_1^{(1)} = \frac{\mathbf{I}}{\sqrt{3}} \left(\widetilde{\partial_2 \chi}^{(1)} - \widetilde{\partial_3 \chi}^{(1)} \right) + \widetilde{\partial_1 \psi}^{(1)}, \quad (27.107)$$

$$\widetilde{v}_2^{(2)} = \frac{\mathbf{I}}{\sqrt{3}} \left(\widetilde{\partial_3 \chi}^{(2)} - \widetilde{\partial_1 \chi}^{(2)} \right) + \widetilde{\partial_2 \psi}^{(2)}, \quad (27.108)$$

$$\widetilde{v}_3^3 = \frac{\mathbf{I}}{\sqrt{3}} \left(\widetilde{\partial_1 \chi}^3 - \widetilde{\partial_2 \chi}^3 \right) + \widetilde{\partial_3 \psi}^3. \quad (27.109)$$

Hiermit sind die Glg.en (27.102) - (27.102) noch nicht erfüllt, vielmehr ist eine vorbereitende Mittelung der Skalarfelder erforderlich:

$$\widetilde{u}_1^{(1)} = \frac{\mathbf{I}}{\sqrt{3}} \left(\widetilde{\partial_3 \widetilde{\psi}^{(2)}}^{(1)} - \widetilde{\partial_2 \widetilde{\psi}^3}^{(1)} \right) + \widetilde{\partial_1 \chi}^{(1)} \quad (27.110)$$

$$\widetilde{u}_2^{(2)} = \frac{\mathbf{I}}{\sqrt{3}} \left(\widetilde{\partial_1 \widetilde{\psi}^3}^{(2)} - \widetilde{\partial_3 \widetilde{\psi}^{(1)}}^{(2)} \right) + \widetilde{\partial_2 \chi}^{(2)} \quad (27.111)$$

$$\widetilde{u}_3^3 = \frac{\mathbf{I}}{\sqrt{3}} \left(\widetilde{\partial_2 \widetilde{\psi}^{(1)}}^3 - \widetilde{\partial_1 \widetilde{\psi}^{(2)}}^3 \right) + \widetilde{\partial_3 \chi}^3 \quad (27.112)$$

$$\widetilde{v}_1^{(1)} = \frac{\mathbf{I}}{\sqrt{3}} \left(\widetilde{\partial_2 \widetilde{\chi}^3}^{(1)} - \widetilde{\partial_3 \widetilde{\chi}^{(2)}}^{(1)} \right) + \widetilde{\partial_1 \psi}^{(1)} \quad (27.113)$$

$$\widetilde{v}_2^{(2)} = \frac{\mathbf{I}}{\sqrt{3}} \left(\widetilde{\partial_3 \widetilde{\chi}^{(1)}}^{(2)} - \widetilde{\partial_1 \widetilde{\chi}^3}^{(2)} \right) + \widetilde{\partial_2 \psi}^{(2)} \quad (27.114)$$

$$\widetilde{v}_3^3 = \frac{\mathbf{I}}{\sqrt{3}} \left(\widetilde{\partial_1 \widetilde{\chi}^{(2)}}^3 - \widetilde{\partial_2 \widetilde{\chi}^{(1)}}^3 \right) + \widetilde{\partial_3 \psi}^3 \quad (27.115)$$

Dies impliziert

$$u_1 = \frac{\mathbf{I}}{\sqrt{3}} \left(\partial_3 \widetilde{\psi}^{(2)} - \partial_2 \widetilde{\psi}^3 \right) + \partial_1 \chi, \quad (27.116)$$

$$u_2 = \frac{\mathbf{I}}{\sqrt{3}} \left(\partial_1 \widetilde{\psi}^3 - \partial_3 \widetilde{\psi}^{(1)} \right) + \partial_2 \chi, \quad (27.117)$$

$$u_3 = \frac{\mathbf{I}}{\sqrt{3}} \left(\partial_2 \widetilde{\psi}^{(1)} - \partial_1 \widetilde{\psi}^{(2)} \right) + \partial_3 \chi, \quad (27.118)$$

$$v_1 = \frac{\mathbf{I}}{\sqrt{3}} \left(\partial_2 \widetilde{\chi}^3 - \partial_3 \widetilde{\chi}^{(2)} \right) + \partial_1 \psi, \quad (27.119)$$

$$v_2 = \frac{\mathbf{I}}{\sqrt{3}} \left(\partial_3 \widetilde{\chi}^{(1)} - \partial_1 \widetilde{\chi}^3 \right) + \partial_2 \psi, \quad (27.120)$$

$$v_3 = \frac{\mathbf{I}}{\sqrt{3}} \left(\partial_1 \widetilde{\chi}^{(2)} - \partial_2 \widetilde{\chi}^{(1)} \right) + \partial_3 \psi. \quad (27.121)$$

27.4.3 Herleitung des Mittelungsoperators

Nun stellt man sich die Frage, wie der Mittelungsoperator $\tilde{\mathcal{Y}}^{(j)}$ konkret aussehen muss. Für den in Glg. (27.73) eingeführten Operator gilt

$$\begin{aligned}
 & \overline{\delta_1 \mathcal{Y}}^{(1)} + \overline{\delta_1 \mathcal{Y}}^{(2)} + \overline{\delta_1 \mathcal{Y}}^3 \\
 &= \mathcal{Y}(\mathbf{r}) \frac{2i}{d} \left[\sin\left(\frac{k_1 d}{2}\right) \cos\left(\frac{k_1 d}{2}\right) + \sin\left(\frac{k_2 d}{2}\right) \cos\left(\frac{k_2 d}{2}\right) + \sin\left(\frac{k_3 d}{2}\right) \cos\left(\frac{k_3 d}{2}\right) \right] \\
 &= \mathcal{Y}(\mathbf{r}) \frac{i}{d} \left[2 \sin\left(\frac{k_1 d}{2}\right) \cos\left(\frac{k_1 d}{2}\right) + 2 \sin\left(\frac{k_2 d}{2}\right) \cos\left(\frac{k_2 d}{2}\right) + 2 \sin\left(\frac{k_3 d}{2}\right) \cos\left(\frac{k_3 d}{2}\right) \right] \\
 &= \mathcal{Y}(\mathbf{r}) \frac{i}{d} [\sin(k_1 d) + \sin(k_2 d) + \sin(k_3 d)] \stackrel{\text{i. A.}}{\neq} 0.
 \end{aligned} \tag{27.122}$$

Dieser Operator erfüllt die Bedingung Glg. (27.103) also nicht. Daher definiert man einen zweiten Mittelungsoperator

$$\overline{\mathcal{Y}}^{((1))} := \overline{\mathcal{Y}}^{(2,3)} = \overline{\mathcal{Y}}^{(2)} = \overline{\mathcal{Y}}^{(2)^3} = \mathcal{Y}(\mathbf{r}) \cos\left(\frac{k_2 d}{2}\right) \cos\left(\frac{k_3 d}{2}\right). \text{ (und zyklisch)} \tag{27.123}$$

Für diesen gilt

$$\begin{aligned}
 \overline{\delta_1 a}^{((1))} + \overline{\delta_2 a}^{((2))} + \overline{\delta_3 a}^{(3)} &= a(\mathbf{r}) \frac{2i}{d} \left[\sin\left(\frac{k_1 d}{2}\right) \cos\left(\frac{k_2 d}{2}\right) \cos\left(\frac{k_3 d}{2}\right) + \cos\left(\frac{k_1 d}{2}\right) \sin\left(\frac{k_2 d}{2}\right) \cos\left(\frac{k_3 d}{2}\right) \right. \\
 &\quad \left. + \cos\left(\frac{k_1 d}{2}\right) \cos\left(\frac{k_2 d}{2}\right) \sin\left(\frac{k_3 d}{2}\right) \right] \\
 &= a(\mathbf{r}) \frac{2i}{d} \left[\sin\left(\frac{k_1 d + k_2 d}{2}\right) \cos\left(\frac{k_3 d}{2}\right) + \cos\left(\frac{k_1 d}{2}\right) \cos\left(\frac{k_2 d}{2}\right) \sin\left(\frac{k_3 d}{2}\right) \right] \\
 &= a(\mathbf{r}) \frac{2i}{d} \left[\sin\left(\frac{k_1 + k_2 + k_3}{2} d\right) - \cos\left(\frac{k_1 + k_2}{2} d\right) \sin\left(\frac{k_3 d}{2}\right) \right. \\
 &\quad \left. + \cos\left(\frac{k_1 d}{2}\right) \cos\left(\frac{k_2 d}{2}\right) \sin\left(\frac{k_3 d}{2}\right) \right].
 \end{aligned} \tag{27.124}$$

Mit $k_1 + k_2 + k_3 = 0$ folgt

$$\begin{aligned}
 \overline{\delta_1 a}^{((1))} + \overline{\delta_2 a}^{((2))} + \overline{\delta_3 a}^{(3)} &= a(\mathbf{r}) \frac{2i}{d} \left[-\cos\left(\frac{k_1 + k_2}{2} d\right) \sin\left(\frac{k_3 d}{2}\right) + \cos\left(\frac{k_1 d}{2}\right) \cos\left(\frac{k_2 d}{2}\right) \sin\left(\frac{k_3 d}{2}\right) \right] \\
 &= a(\mathbf{r}) \frac{2i}{d} \sin\left(\frac{k_3 d}{2}\right) \left[\cos\left(\frac{k_1 d}{2}\right) \cos\left(\frac{k_2 d}{2}\right) - \cos\left(\frac{k_1 + k_2}{2} d\right) \right] \\
 &= a(\mathbf{r}) \frac{2i}{d} \sin\left(\frac{k_3 d}{2}\right) \left[\cos\left(\frac{k_1 d}{2}\right) \cos\left(\frac{k_2 d}{2}\right) - \cos\left(\frac{k_1 d}{2}\right) \cos\left(\frac{k_2 d}{2}\right) \right. \\
 &\quad \left. + \sin\left(\frac{k_1 d}{2}\right) \sin\left(\frac{k_2 d}{2}\right) \right] \\
 &= a(\mathbf{r}) \frac{2i}{d} \sin\left(\frac{k_1 d}{2}\right) \sin\left(\frac{k_2 d}{2}\right) \sin\left(\frac{k_3 d}{2}\right) \stackrel{\text{i. A.}}{\neq} 0.
 \end{aligned} \tag{27.125}$$

Auch dieser Operator erfüllt die Bedingung Glg. (27.103) also nicht. Man rechnet jedoch wiederum mit $k_1 + k_2 + k_3 = 0$ weiter:

$$\begin{aligned}
\overline{\delta_1 a^{(1)}} + \overline{\delta_2 a^{(2)}} + \overline{\delta_3 a^{(3)}} &= a(\mathbf{r}) \frac{2i}{d} \sin\left(\frac{k_1 d}{2}\right) \sin\left(\frac{k_2 d}{2}\right) \sin\left(\frac{k_3 d}{2}\right) \\
&= a(\mathbf{r}) \frac{2i}{d} \sin\left(\frac{k_1 d}{2}\right) \sin\left(\frac{k_2 d}{2}\right) \sin\left(-\frac{k_1 + k_2}{2} d\right) = -a(\mathbf{r}) \frac{2i}{d} \sin\left(\frac{k_1 d}{2}\right) \sin\left(\frac{k_2 d}{2}\right) \sin\left(\frac{k_1 + k_2}{2} d\right) \\
&= -a(\mathbf{r}) \frac{2i}{d} \sin\left(\frac{k_1 d}{2}\right) \sin\left(\frac{k_2 d}{2}\right) \left[\sin\left(\frac{k_1 d}{2}\right) \cos\left(\frac{k_2 d}{2}\right) + \cos\left(\frac{k_1 d}{2}\right) \sin\left(\frac{k_2 d}{2}\right) \right] \\
&= -a(\mathbf{r}) \frac{2i}{d} \left[\sin\left(\frac{k_2 d}{2}\right) \sin\left(\frac{k_1 d}{2}\right)^2 \cos\left(\frac{k_2 d}{2}\right) + \sin\left(\frac{k_1 d}{2}\right) \cos\left(\frac{k_1 d}{2}\right) \sin\left(\frac{k_2 d}{2}\right)^2 \right] \\
&= -a(\mathbf{r}) \frac{i}{d} \left[\sin(k_2 d) \sin\left(\frac{k_1 d}{2}\right)^2 + \sin(k_1 d) \sin\left(\frac{k_2 d}{2}\right)^2 \right] \\
&= -a(\mathbf{r}) \frac{i}{d} \left[\sin(k_2 d) + \sin(k_1 d) - \sin(k_2 d) \cos\left(\frac{k_1 d}{2}\right)^2 - \sin(k_1 d) \cos\left(\frac{k_2 d}{2}\right)^2 \right] \\
&= -a(\mathbf{r}) \frac{i}{d} \left[\sin(k_2 d) + \sin(k_1 d) - \sin(k_2 d) \cos(k_1) - \sin(k_1 d) \cos(k_2) + \sin(k_2 d) \sin\left(\frac{k_1 d}{2}\right)^2 \right. \\
&\quad \left. + \sin(k_1 d) \sin\left(\frac{k_2 d}{2}\right)^2 \right] \\
&= -a(\mathbf{r}) \frac{i}{d} \left[\sin(k_2 d) + \sin(k_1 d) - \sin[(k_1 + k_2) d] + \sin(k_2 d) \sin\left(\frac{k_1 d}{2}\right)^2 + \sin(k_1 d) \sin\left(\frac{k_2 d}{2}\right)^2 \right] \\
&= -a(\mathbf{r}) \frac{i}{d} \left[\sin(k_2 d) + \sin(k_1 d) - \sin(-k_3 d) + \sin(k_2 d) \sin\left(\frac{k_1 d}{2}\right)^2 + \sin(k_1 d) \sin\left(\frac{k_2 d}{2}\right)^2 \right] \\
&= -a(\mathbf{r}) \frac{i}{d} \left[\sin(k_2 d) + \sin(k_1 d) + \sin(k_3 d) + \sin(k_2 d) \sin\left(\frac{k_1 d}{2}\right)^2 + \sin(k_1 d) \sin\left(\frac{k_2 d}{2}\right)^2 \right] \\
&= -\left(\overline{\delta_1 a^{(1)}} + \overline{\delta_2 a^{(2)}} + \overline{\delta_3 a^{(3)}}\right) - a(\mathbf{r}) \frac{i}{d} \left[\sin(k_2 d) \sin\left(\frac{k_1 d}{2}\right)^2 + \sin(k_1 d) \sin\left(\frac{k_2 d}{2}\right)^2 \right] \quad (27.126)
\end{aligned}$$

Man rechnet nun

$$\begin{aligned}
\sin(k_2 d) \sin\left(\frac{k_1 d}{2}\right)^2 + \sin(k_1 d) \sin\left(\frac{k_2 d}{2}\right)^2 &= \sin\left(\frac{k_2 d}{2} + \frac{k_2 d}{2}\right) \sin\left(\frac{k_1 d}{2}\right)^2 + \sin\left(\frac{k_1 d}{2} + \frac{k_1 d}{2}\right) \sin\left(\frac{k_2 d}{2}\right)^2 \\
&= 2 \sin\left(\frac{k_1 d}{2}\right)^2 \sin\left(\frac{k_2 d}{2}\right) \cos\left(\frac{k_2 d}{2}\right) + 2 \sin\left(\frac{k_2 d}{2}\right)^2 \sin\left(\frac{k_1 d}{2}\right) \cos\left(\frac{k_1 d}{2}\right) \\
&= \sin\left(\frac{k_1 d}{2}\right) \sin\left(\frac{k_2 d}{2}\right) \left[2 \sin\left(\frac{k_1 d}{2}\right) \cos\left(\frac{k_2 d}{2}\right) + 2 \cos\left(\frac{k_1 d}{2}\right) \sin\left(\frac{k_2 d}{2}\right) \right] \\
&= \sin\left(\frac{k_1 d}{2}\right) \sin\left(\frac{k_2 d}{2}\right) \sin\left(\frac{k_1 + k_2}{2} d\right) = \sin\left(\frac{k_1 d}{2}\right) \sin\left(\frac{k_2 d}{2}\right) \sin\left(-\frac{k_3}{2} d\right) \\
&= -\sin\left(\frac{k_1 d}{2}\right) \sin\left(\frac{k_2 d}{2}\right) \sin\left(\frac{k_3}{2} d\right). \quad (27.127)
\end{aligned}$$

Somit folgt

$$\begin{aligned}
\overline{\delta_1 a^{(1)}} + \overline{\delta_2 a^{(2)}} + \overline{\delta_3 a^{(3)}} &= -\left(\overline{\delta_1 a^{(1)}} + \overline{\delta_2 a^{(2)}} + \overline{\delta_3 a^{(3)}}\right) + a(\mathbf{r}) \frac{i}{d} \sin\left(\frac{k_1 d}{2}\right) \sin\left(\frac{k_2 d}{2}\right) \sin\left(\frac{k_3 d}{2}\right) \\
\text{Glg. (27.125)} \quad &= -\left(\overline{\delta_1 a^{(1)}} + \overline{\delta_2 a^{(2)}} + \overline{\delta_3 a^{(3)}}\right) + \frac{\mathbf{I}}{2} \left(\overline{\delta_1 a^{(1)}} + \overline{\delta_2 a^{(2)}} + \overline{\delta_3 a^{(3)}}\right) \\
\Rightarrow \overline{\delta_1 a^{(1)}} + \overline{\delta_2 a^{(2)}} + \overline{\delta_3 a^{(3)}} &= -\frac{\mathbf{I}}{2} \left(\overline{\delta_1 a^{(1)}} + \overline{\delta_2 a^{(2)}} + \overline{\delta_3 a^{(3)}}\right). \quad (27.128)
\end{aligned}$$

Man macht nun den Ansatz

$$\widetilde{a}^{(j)} = \beta \overline{a}^{(j)} + (\mathbf{1} - \beta) \overline{a}^{(j)} \quad (27.129)$$

mit $\mathbf{o} \leq \beta \leq \mathbf{o}$. Setzt man hier Glg. (27.128) ein, erhält man

$$\widetilde{\delta_1 a}^{(1)} + \widetilde{\delta_2 a}^{(2)} + \widetilde{\delta_3 a}^{(3)} = \left(\beta - \frac{\mathbf{1}}{2} (\mathbf{1} - \beta) \right) \left(\overline{\delta_1 a}^{(1)} + \overline{\delta_2 a}^{(2)} + \overline{\delta_3 a}^{(3)} \right) \stackrel{!}{=} \mathbf{o}. \quad (27.130)$$

Dies ist erfüllt für

$$\begin{aligned} \beta - \frac{\mathbf{1}}{2} (\mathbf{1} - \beta) = \mathbf{o} &\Leftrightarrow \beta - \frac{\mathbf{1}}{2} + \frac{\beta}{2} = \frac{3\beta}{2} - \frac{\mathbf{1}}{2} = \mathbf{o} \\ &\Leftrightarrow \beta = \frac{\mathbf{1}}{3}. \end{aligned} \quad (27.131)$$

Somit gilt

$$\widetilde{a}^{(j)} = \frac{\mathbf{1}}{3} \overline{a}^{(j)} + \frac{2}{3} \overline{a}^{(j)}. \quad (27.132)$$

Dieser Operator wird als *Thuburn-Operator* bezeichnet, da er von Thuburn in [37] erstmalig verwendet wurde.

27.4.4 Folgerungen für die Dispersionsrelation

Die Anwendung des Thuburn-Operators in den linearisierten shallow water equations auf dem hexagonalen Gitter Glg.en (27.81) - (27.84) führt auf

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{2}{3} \Phi_{\mathbf{o}} (\delta_1 u_1 + \delta_2 u_2 + \delta_3 u_3) = \mathbf{o}, \quad (27.133)$$

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} - \frac{f_{\mathbf{o}}}{\sqrt{3}} \left(\widetilde{u}_2^{(3)} - \widetilde{u}_3^{(2)} \right) + \delta_1 \Phi = \mathbf{o}, \quad (27.134)$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial t} - \frac{f_{\mathbf{o}}}{\sqrt{3}} \left(\widetilde{u}_3^{(1)} - \widetilde{u}_1^{(3)} \right) + \delta_2 \Phi = \mathbf{o}, \quad (27.135)$$

$$\frac{\partial u_3}{\partial t} - \frac{f_{\mathbf{o}}}{\sqrt{3}} \left(\widetilde{u}_1^{(2)} - \widetilde{u}_2^{(1)} \right) + \delta_3 \Phi = \mathbf{o}. \quad (27.136)$$

Hieraus folgt unmittelbar

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\widetilde{u}_1^{(1)} + \widetilde{u}_2^{(2)} + \widetilde{u}_3^{(3)} \right) = \mathbf{o}. \quad (27.137)$$

Die Dispersionsrelation dieses Gleichungssystems kann man analog zur Herleitung von Glg. (27.96) berechnen, indem man die Ersetzung

$$c_1 \rightarrow a_1 := \frac{c_1 + 2c_2c_3}{3} \text{ (und zyklisch)} \quad (27.138)$$

vornimmt. Dies führt auf

$$\omega^4 - \omega^2 \left[\frac{f_{\mathbf{o}}^2}{3} (a_1^2 + a_2^2 + a_3^2) + \frac{8\Phi_{\mathbf{o}}}{3d^2} (s_1^2 + s_2^2 + s_3^2) \right] + \frac{8\Phi_{\mathbf{o}}f_{\mathbf{o}}^2}{9d^2} (s_1a_1 + s_2a_2 + s_3a_3)^2 = \mathbf{o}. \quad (27.139)$$

Setzt man $a = \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$ in Glg. (27.103) ein, erhält man

$$\frac{2i}{d} (a_1s_1 + a_2s_2 + a_3s_3) a = \mathbf{o} \Leftrightarrow a_1s_1 + a_2s_2 + a_3s_3 = \mathbf{o}. \quad (27.140)$$

Somit wird Glg. (27.139) zu

$$\omega^4 - \omega^2 \left[\frac{f_o^2}{3} (a_1^2 + a_2^2 + a_3^2) + \frac{8\Phi_o}{3d^2} (s_1^2 + s_2^2 + s_3^2) \right] = 0. \quad (27.141)$$

Verwendet man Glg. (27.132) zur Rekonstruktion der tangentialen Geschwindigkeitskomponenten, so entsteht also eine stationäre geostrophische Mode.

27.5 Checkerboard-Pattern

27.5.1 Gründe

Auf einem regelmäßigen Sechseckgitter mit der Gitterkonstante d hat ein Dreieck die Fläche

$$A_v = \frac{d}{2}l. \quad (27.142)$$

Hierbei gilt

$$l = \cos(30^\circ) d = \frac{\sqrt{3}}{2}d, \quad (27.143)$$

woraus

$$A_v = \frac{d^2 \sqrt{3}}{4} \quad (27.144)$$

folgt. Somit kann man auf einem Dreieck (Superskript t), welches nach oben zeigt (Index u), die Divergenz laut Gauß'schem Satz in der Form

$$D_u^{(t)} = -\frac{dv_1 + dv_2 + dv_3}{A_v} = -\frac{4}{\sqrt{3}d} (v_1 + v_2 + v_3) \quad (27.145)$$

berechnen. Das Minuszeichen kommt daher, dass bei einem solchen Dreieck die Koordinatenachsen des j -Systems nach innen zeigen. Auf einem Dreieck, welches nach unten zeigt (Index l), ist dies andersherum, es gilt

$$D_l^{(t)} = \frac{dv_1 + dv_2 + dv_3}{A_v} = \frac{4}{\sqrt{3}d} (v_1 + v_2 + v_3). \quad (27.146)$$

Dies kann man in der Form

$$D_{u,l}^{(t)} = \mp \frac{dv_1 + dv_2 + dv_3}{A_v} = \mp \frac{4}{\sqrt{3}d} (v_1 + v_2 + v_3) = \mp \frac{4}{\sqrt{3}d} \sum_{e \in t} v_e \quad (27.147)$$

zusammenfassen, wobei mit e die Kanten des Dreiecks bezeichnet werden. Analog gilt für die relative Vorticity laut Stokes'schem Satz

$$\zeta_{u,l}^{(t)} = \pm \frac{du_1 + du_2 + du_3}{A_v} = \pm \frac{4}{\sqrt{3}d} \sum_{e \in t} u_e. \quad (27.148)$$

h bezeichne nun ein Hexagon. Dann bezeichnen $u \in h$ die drei nach oben gerichteten Dreiecke, welche einen Überlapp mit dem betrachteten Hexagon h haben und analog $l \in h$ die drei nach unten gerichteten Dreiecke, welche sich mit h überlappen. Mit diesen Bezeichnungen kann man

$$\frac{\sqrt{3}d}{4} \left(\sum_{l \in h} D_l^{(t)} - \sum_{u \in h} D_u^{(t)} \right) = \sum_{l \in h} \sum_{e \in l} v_e + \sum_{u \in h} \sum_{e \in u} v_e = \sum_{l \in h} \left(\sum_{e \in l, e \in h} v_e + \sum_{e \in l, e \notin h} v_e \right) + \sum_{u \in h} \left(\sum_{e \in u, e \in h} v_e + \sum_{e \in u, e \notin h} v_e \right) \quad (27.149)$$

notieren. Beim letzten Umformungsschritt wurden die Kanten der Dreiecke in solche eingeteilt, welche auch Kanten des betrachteten Sechsecks sind ($e \in h$), und solche, bei denen dies nicht der Fall ist ($e \notin h$). Ausklammern

ergibt

$$\frac{\sqrt{3}d}{4} \left(\sum_{l \in h} D_l^{(t)} - \sum_{u \in h} D_u^{(t)} \right) = \sum_{l \in h} \sum_{e \in l, e \in h} v_e + \sum_{l \in h} \sum_{e \in l, e \notin h} v_e + \sum_{u \in h} \sum_{e \in u, e \in h} v_e + \sum_{u \in h} \sum_{e \in u, e \notin h} v_e. \quad (27.150)$$

Wie man sieht, tragen alle Geschwindigkeitskomponenten mit positivem Vorzeichen zu $\sum_{l \in h} D_l^{(t)} - \sum_{u \in h} D_u^{(t)}$ bei. In den Summen $\sum_{l \in h} \sum_{e \in l, e \in h}$ und $\sum_{u \in h} \sum_{e \in u, e \in h}$ tritt jede Kante des Hexagons h jeweils einmal auf. Somit gilt

$$\frac{\sqrt{3}d}{4} \left(\sum_{l \in h} D_l^{(t)} - \sum_{u \in h} D_u^{(t)} \right) = 2 \sum_{e \in h} v_e + \sum_{l \in h} \sum_{e \in l, e \notin h} v_e + \sum_{u \in h} \sum_{e \in u, e \notin h} v_e. \quad (27.151)$$

Diejenigen Kanten, die nicht an das betrachtete Hexagon grenzen, tragen jeweils einmal zu $\sum_{l \in h} D_l^{(t)} - \sum_{u \in h} D_u^{(t)}$ bei:

$$\frac{\sqrt{3}d}{4} \left(\sum_{l \in h} D_l^{(t)} - \sum_{u \in h} D_u^{(t)} \right) = 2 \sum_{e \in h} v_e + \sum_{l \in h} \sum_{e \in l, e \notin h} v_e \quad (27.152)$$

Betrachte an dieser Stelle die Größe $\tilde{v}_1^{(1)}$, welche im Zentrum des betrachteten Hexagons definiert ist. Diese ist eine Überlagerung aus vier Geschwindigkeitskomponenten, zwei davon liegen auf der $\mathbf{i}_1$ -Achse, zwei senkrecht zu dieser. Erstere tragen mit dem Gewicht $1/3$ zu $\tilde{v}_1^{(1)}$ bei, letztere mit dem Gewicht $1/6$. Dies kann man zyklisch auch auf die anderen Raumrichtungen übertragen. Somit gilt

$$\frac{\sqrt{3}d}{4} \left(\sum_{l \in h} D_l^{(t)} - \sum_{u \in h} D_u^{(t)} \right) = 6 \left(\tilde{v}_1^{(1)} + \tilde{v}_2^{(2)} + \tilde{v}_3^{(3)} \right). \quad (27.153)$$

Ist die Bedingung $\tilde{v}_1^{(1)} + \tilde{v}_2^{(2)} + \tilde{v}_3^{(3)} = 0$ nicht erfüllt, so ist der Mittelwert der Divergenz der drei nach oben gerichteten Dreiecke i. A. ungleich dem Mittelwert der Divergenz der nach unten gerichteten Dreiecke. Dies führt zur Entstehung eines sogenannten *Checkerboard-Patterns* in der Divergenz. Dieser Lärm pflanzt sich von dort auch in andere Felder fort. Es ist also wichtig, die Bedingung $\tilde{v}_1^{(1)} + \tilde{v}_2^{(2)} + \tilde{v}_3^{(3)} = 0$ immer einzuhalten.

Auf dem sechseckigen Gitter kann man die Gedankengänge vollständig analog auf die relative Vorticity übertragen, was auf

$$\frac{\sqrt{3}d}{4} \left(\sum_{u \in h} \zeta_u^{(t)} - \sum_{l \in h} \zeta_l^{(t)} \right) = 6 \left(\tilde{u}_1^{(1)} + \tilde{u}_2^{(2)} + \tilde{u}_3^{(3)} \right) \quad (27.154)$$

führt. Nichteinhaltung der Bedingung $\tilde{u}_1^{(1)} + \tilde{u}_2^{(2)} + \tilde{u}_3^{(3)} = 0$ führt also auch auf dem sechseckigen Gitter zu einem Checkerboard-Pattern (hier jedoch in der Vorticity) und ist daher auch hier zu beachten.

27.5.2 Eliminierung

Im vorherigen Abschnitt wurde gezeigt, dass ein Checkerboard-Pattern auf dem sechseckigen Gitter in der auf Dreiecken berechneten Vorticity existiert, falls die Bedingung $\tilde{u}_1^{(1)} + \tilde{u}_2^{(2)} + \tilde{u}_3^{(3)} = 0$ für das Windfeld $\mathbf{v}$ nicht eingehalten wird. Damit diese Bedingung an das Windfeld jedoch für alle Zeitschritte erfüllt ist, muss dies sowohl im Anfangszustand für das Windfeld gelten, als auch für alle Forcings $\mathbf{w}$. Simulationen werden üblicherweise jedoch mit Impulsdiffusion durchgeführt, um eine Aufstauung der kinetischen Energie auf der Gitterskala zu vermeiden. Diese diffusiven Terme bauen Gradienten auf der Gitterskala ab und können daher auch ein bestehendes Checkerboard-Pattern abbauen, solange dieses nicht zu stark ist. Dementsprechend kann auf die Forderung $\tilde{u}_1^{(1)} + \tilde{u}_2^{(2)} + \tilde{u}_3^{(3)} = 0$ für das Anfangswindfeld $\mathbf{v}$ verzichtet werden. Wichtig ist jedoch folgendes:

Für alle Geschwindigkeitstendenzen $\mathbf{w}$ muss $\tilde{w}_1^{(1)} + \tilde{w}_2^{(2)} + \tilde{w}_3^{(3)} = 0$ gelten.

Die analogen Tatsachen gelten auf dem dreieckigen Gitter.

27.6 Folgerungen

27.6.1 Formulierung der Rotation

Wendet man den Laplace-Operator auf Glg.en (27.116) - (27.118) an, erhält man

$$\Delta u_1 = \frac{1}{\sqrt{3}} \left(\partial_3 \Delta \tilde{\psi}^{(2)} - \partial_2 \Delta \tilde{\psi}^{(3)} \right) + \partial_1 \Delta \chi, \quad (27.155)$$

$$\Delta u_2 = \frac{1}{\sqrt{3}} \left(\partial_1 \Delta \tilde{\psi}^{(3)} - \partial_3 \Delta \tilde{\psi}^{(1)} \right) + \partial_2 \Delta \chi, \quad (27.156)$$

$$\Delta u_3 = \frac{1}{\sqrt{3}} \left(\partial_2 \Delta \tilde{\psi}^{(1)} - \partial_1 \Delta \tilde{\psi}^{(2)} \right) + \partial_3 \Delta \chi. \quad (27.157)$$

Da diskretisierte partielle Ableitungen und Mittelungsoperatoren vertauschen, folgt hieraus unmittelbar

$$\widetilde{\Delta u_1}^{(1)} + \widetilde{\Delta u_2}^{(2)} + \widetilde{\Delta u_3}^{(3)} = 0. \quad (27.158)$$

Diskretisiert man die Glg.en (27.62) - (27.64), erhält man

$$\Delta u_1 = \frac{1}{\sqrt{3}} (\partial_3 \zeta - \partial_2 \zeta) + \partial_1 D, \quad (27.159)$$

$$\Delta u_2 = \frac{1}{\sqrt{3}} (\partial_1 \zeta - \partial_3 \zeta) + \partial_2 D, \quad (27.160)$$

$$\Delta u_3 = \frac{1}{\sqrt{3}} (\partial_2 \zeta - \partial_1 \zeta) + \partial_3 D. \quad (27.161)$$

Durch Vergleich stellt man fest, dass es im $\mathbf{i}$ -System drei Arten von Vorticities gibt:

$$\zeta_1 := \Delta \tilde{\psi}^{(1)}, \quad \zeta_2 := \Delta \tilde{\psi}^{(2)}, \quad \zeta_3 := \Delta \tilde{\psi}^{(3)} \quad (27.162)$$

Es gilt somit

$$\Delta u_1 = \frac{1}{\sqrt{3}} (\partial_3 \zeta_2 - \partial_2 \zeta_3) + \partial_1 D, \quad (27.163)$$

$$\Delta u_2 = \frac{1}{\sqrt{3}} (\partial_1 \zeta_3 - \partial_3 \zeta_1) + \partial_2 D, \quad (27.164)$$

$$\Delta u_3 = \frac{1}{\sqrt{3}} (\partial_2 \zeta_1 - \partial_1 \zeta_2) + \partial_3 D. \quad (27.165)$$

Für die Divergenz gilt nach Glg. (27.33)

$$D = \frac{2}{3} (\partial_1 u_1 + \partial_2 u_2 + \partial_3 u_3). \quad (27.166)$$

Setzt man dies in die Glg.en (27.163) - (27.165) ein, erhält man

$$\Delta u_1 = \frac{1}{\sqrt{3}} (\partial_3 \zeta_2 - \partial_2 \zeta_3) + \frac{2}{3} (\partial_1 \partial_1 u_1 + \partial_1 \partial_2 u_2 + \partial_1 \partial_3 u_3), \quad (27.167)$$

$$\Delta u_2 = \frac{1}{\sqrt{3}} (\partial_1 \zeta_3 - \partial_3 \zeta_1) + \frac{2}{3} (\partial_2 \partial_1 u_1 + \partial_2 \partial_2 u_2 + \partial_2 \partial_3 u_3), \quad (27.168)$$

$$\Delta u_3 = \frac{1}{\sqrt{3}} (\partial_2 \zeta_1 - \partial_1 \zeta_2) + \frac{2}{3} (\partial_3 \partial_1 u_1 + \partial_3 \partial_2 u_2 + \partial_3 \partial_3 u_3). \quad (27.169)$$

Für die Vorticities ζ_i macht man, motiviert durch die Glg.en (27.49) - (27.51), die Ansätze

$$\zeta_1 = \frac{2}{\sqrt{3}} (\delta_2 u_3 - \delta_3 u_2), \quad (27.170)$$

$$\zeta_2 = \frac{2}{\sqrt{3}} (\delta_3 u_1 - \delta_1 u_3), \quad (27.171)$$

$$\zeta_3 = \frac{2}{\sqrt{3}} (\delta_1 u_2 - \delta_2 u_1). \quad (27.172)$$

Setzt man Glg. (27.170) in Glg. (27.167) ein, erhält man

$$\Delta u_1 = \frac{2}{3} (\delta_3 \delta_3 u_1 - \delta_3 \delta_1 u_3 - \delta_2 \delta_1 u_2 + \delta_2 \delta_2 u_1) + \frac{2}{3} (\delta_1 \delta_1 u_1 + \delta_1 \delta_2 u_2 + \delta_1 \delta_3 u_3) = \frac{2}{3} (\delta_1 \delta_1 u_1 + \delta_2 \delta_2 u_1 + \delta_3 \delta_3 u_1). \quad (27.173)$$

Durch zyklische Vertauschungen erhält man die analoge Aussage auch für die anderen Komponenten. Somit sind die Ansätze der Glg.en (27.170) - (27.172) gerechtfertigt. Zwei benachbarte Dreiecke bilden zusammen einen Rhombus (ein Parallelogramm), ein solcher hat nach Glg. (27.144) die Fläche

$$A_r = 2A_v = 2 \frac{d^2 \sqrt{3}}{4} = \frac{d^2 \sqrt{3}}{2}. \quad (27.174)$$

Somit entspricht ζ_i der mittels des Stokes'schen Satzes über einen Rhombus, dessen kurze Symmetrieachse parallel zur i -Achse liegt, berechneten Vorticity. Auf dem hexagonalen Gitter bilden die Rhomben also die natürlichen Mengen, auf denen der Stokes'sche Satz ausgewertet werden muss. Dies ist eine Abweichung von der eigentlich intuitiven Annahme, dass die Vorticity über das duale Gitter (das Dreiecksgitter) berechnet werden muss.

Auf dem dreieckigen Gitter treten wie üblich Divergenz und Vorticity in vertauschten Rollen auf. Die Vorticity hat dort den eindeutigen Wert

$$\zeta = \frac{2}{3} (\delta_1 v_1 + \delta_2 v_2 + \delta_3 v_3) \quad (27.175)$$

Dort treten jedoch drei Arten von Divergenzen auf, die jeweils mittels des Gauß'schen Satzes über die jeweiligen Rhomben berechnet werden:

$$D_1 = \frac{2}{\sqrt{3}} (\delta_3 v_2 - \delta_2 v_3) \quad (27.176)$$

$$D_2 = \frac{2}{\sqrt{3}} (\delta_1 v_3 - \delta_3 v_1) \quad (27.177)$$

$$D_3 = \frac{2}{\sqrt{3}} (\delta_2 v_1 - \delta_1 v_2) \quad (27.178)$$

Dies wird auch durch die Diskretisierung des vektoriellen Laplace-Operators gemäß Glg. (B.54) unterstrichen, welche

$$\Delta \mathbf{v} = \nabla (\nabla \cdot \mathbf{v}) - \nabla \times (\nabla \times \mathbf{v}) \quad (27.179)$$

lautet. Wendet man dies auf die Vektorkomponente u_i an, erhält man

$$\Delta u_i = \delta_i D_h - \delta_{i,\perp} \zeta_t. \quad (27.180)$$

Hierbei ist D_h die Divergenz auf Hexagonen und ζ_t die Vorticity auf Dreiecken. $\delta_{i,\perp}$ bezeichnet den zentralen Differenzenquotienten in j_i -Richtung. Für diesen gilt

$$-\delta_{i,\perp} \zeta_t = \frac{\sqrt{3}}{d} (\zeta_{t,l} - \zeta_{t,u}). \quad (27.181)$$

Aus Glg. (27.163) folgt

$$\begin{aligned}
 \Delta u_1 &= \delta_1 D_h + \frac{\sqrt{3}}{d} (\zeta_{t,l} - \zeta_{t,u}) = \delta_1 D_h + \frac{1}{\sqrt{3}} (\delta_3 \zeta_2 - \delta_2 \zeta_3) \\
 &\Leftrightarrow \sqrt{3} \frac{\zeta_{t,l} - \zeta_{t,u}}{d} = \frac{\sqrt{3}}{3} (\delta_3 \zeta_2 - \delta_2 \zeta_3) \Leftrightarrow \sqrt{3} \frac{\zeta_{t,l} - \zeta_{t,u}}{d} = \frac{\sqrt{3}}{3} \frac{\zeta_{2,l} - \zeta_{2,u} - \zeta_{3,u} + \zeta_{3,l}}{d} \\
 &\Leftrightarrow \sqrt{3} \frac{\zeta_{t,l} - \zeta_{t,u}}{d} = \frac{\sqrt{3}}{3} \frac{\zeta_{2,l} + \zeta_{3,l} - (\zeta_{2,u} - \zeta_{3,u})}{d} \\
 &\Leftrightarrow \sqrt{3} \frac{\zeta_{t,l} - \zeta_{t,u}}{d} = \frac{\sqrt{3}}{3} \frac{\zeta_{1,l} + \zeta_{2,l} + \zeta_{3,l} - (\zeta_{1,u} + \zeta_{2,u} - \zeta_{3,u})}{d}.
 \end{aligned} \tag{27.182}$$

Die letzte Äquivalenzumformung folgt aus der Tatsache $\zeta_{1,l} = \zeta_{1,u}$. Dies ist mit den Definitionen

$$\zeta_{t,u} := \frac{\zeta_{1,u} + \zeta_{2,u} + \zeta_{3,u}}{3}, \tag{27.183}$$

$$\zeta_{t,l} := \frac{\zeta_{1,l} + \zeta_{2,l} + \zeta_{3,l}}{3} \tag{27.184}$$

erfüllt. Die Rotation auf einem Dreieck ist also als Mittelwert der drei Rhomben zu berechnen, die sich mit diesem Dreieck überlappen.

27.6.2 Eine weitere Perspektive auf die Überlegenheit des sechseckigen Gitters gegenüber dem dreieckigen

Auf dem hexagonalen C-Gitter erfüllen Gradientenfelder $\mathbf{u} = \nabla \psi$ die Bedingung

$$\tilde{u}_1^{(1)} + \tilde{u}_2^{(2)} + \tilde{u}_3^3 = \mathbf{o}. \tag{27.185}$$

Auf dem dreieckigen C-Gitter hat ein Gradientenfeld $\mathbf{v} = \nabla \psi$ natürlicherweise Komponenten parallel zu den Basiselementen $\mathbf{j}_i$. Dies erfüllt

$$\tilde{v}_1^{(1)} + \tilde{v}_2^{(2)} + \tilde{v}_3^3 = \mathbf{o} \tag{27.186}$$

nicht, wie man sich leicht klarmachen kann. Daher produzieren Gradientenfelder auf dem dreieckigen C-Gitter nach Glg. (27.153) ein Checkerboard-Pattern in der Divergenz, was unphysikalische numerische Stabilisatoren, wie zum Beispiel eine Divergenzdämpfung, erfordern würde. Daher wurde dieses Gitter in Abschn. 26.9.1 zu Recht ausgeschlossen. Diese Erkenntnis wurde erstmals von Gassmann in [13] vorgebracht.

Der generalisierte Coriolis-Term

$$\mathbf{v} \times \boldsymbol{\eta} = \mathbf{v} \times (\mathbf{f} + \boldsymbol{\xi}) = \mathbf{v} \times (\mathbf{f} + \nabla \times \mathbf{v}) \quad (28.1)$$

erfordert auf einem C-Gitter besondere Aufmerksamkeit. Insbesondere müssen die folgenden drei Fragen beantwortet werden:

1. Über welches Polygon muss der Stokes'sche Satz ausgewertet werden, um die Vorticity zu berechnen?
2. Wie muss die tangentielle Windkomponente an einer Kante aus den normalen Windkomponenten an den umliegenden Kanten rekonstruiert werden?
3. Mit welcher Vorticity muss die tangentielle Windkomponente am Ende multipliziert werden, um eine Komponente von $\mathbf{v} \times \boldsymbol{\eta}$ zu erhalten?

In diesem Kapitel werden diese Fragen zunächst im Lichte der shallow water equations (SWEs) betrachtet. Die SWEs lauten ohne Reibung

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} \stackrel{\text{Glg. (13.171)}}{=} -g \nabla (h + b) - f \mathbf{k} \times \mathbf{v} - \nabla k - \zeta \mathbf{k} \times \mathbf{v} + \mu \mathbf{k}, \quad (28.2)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} \stackrel{\text{Glg. (13.172)}}{=} -\nabla \cdot (h \mathbf{v}), \quad (28.3)$$

hierbei sind $\mathbf{v}$ die Geschwindigkeit, g die Schwerebeschleunigung, h die Auslenkung der Oberfläche aus der Ruhelage, f der Coriolis-Parameter, $\mathbf{k}$ der vertikale Einheitsvektor, $k := \frac{1}{2} \mathbf{v}^2$ die spezifische kinetische Energie, $\zeta := \mathbf{k} \cdot (\nabla \times \mathbf{v})$ die relative Vorticity und μ ein Lagrange-Multiplikator, der im Fall einer gekrümmten Menge wie einer Kugel sicherstellt, dass die rechte Seite der Gleichung tangential zu dieser Menge ist. Die roten Terme sind die Terme der Impulsadvektion, dies sind gleichzeitig auch die nichtlinearen Terme. Somit lautet die linearisierte Impulsgleichung der SWEs

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -g \nabla (h + b) - f \mathbf{k} \times \mathbf{v}. \quad (28.4)$$

Projiziert man Glg. (28.2) auf einen Normalenvektor $\mathbf{n}$ einer Kante, erhält man

$$\frac{\partial v_n}{\partial t} = -g \frac{\partial (h + b)}{\partial n} - f \mathbf{n} \cdot (\mathbf{k} \times \mathbf{v}) - \frac{\partial k}{\partial n} - \zeta \mathbf{n} \cdot (\mathbf{k} \times \mathbf{v}), \quad (28.5)$$

dabei ist

$$v_n := \mathbf{n} \cdot \mathbf{v} \quad (28.6)$$

die normale Geschwindigkeitskomponente an der Kante. Mit $\partial/\partial n$ werden partielle Ableitungen senkrecht zur Kante bezeichnet. Mit Glg. (A.159) erhält man

$$\mathbf{n} \cdot (\mathbf{k} \times \mathbf{v}) = \mathbf{v} \cdot (\mathbf{n} \times \mathbf{k}) \stackrel{\text{Glg. (A.149)}}{=} -\mathbf{v} \cdot (\mathbf{k} \times \mathbf{n}) = -\mathbf{v} \cdot \mathbf{t} = -v_t, \quad (28.7)$$

dabei sind $\mathbf{t} := \mathbf{k} \times \mathbf{n}$ der tangentielle Einheitsvektor an der Kante und

$$v_t := \mathbf{v} \cdot \mathbf{t} \quad (28.8)$$

die tangentielle Geschwindigkeitskomponente an der Kante. Somit gilt

$$\frac{\partial v_n}{\partial t} = -g \frac{\partial (h + b)}{\partial n} + (f + \zeta) v_t - \frac{\partial k}{\partial n}. \quad (28.9)$$

Der lineare Anteil hiervon ist

$$\frac{\partial v_n}{\partial t} = -g \frac{\partial (h + b)}{\partial n} + f v_t. \quad (28.10)$$

Die Vorticity- und Divergenzdynamik der SWEs kann in den Gleichungen (13.172) und (15.170) zusammenfassen:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \nabla \cdot (h\mathbf{v}) = 0, \quad \frac{\partial (hq)}{\partial t} + \nabla \cdot (hq\mathbf{v}) = 0 \quad (28.11)$$

Aus der zweiten Gleichung (dies ist eine Form der barotropen Vorticitygleichung) kann man

$$\frac{d}{dt} \int_{4\pi} hq d\omega = \int_{4\pi} \frac{\partial (hq)}{\partial t} d\omega = - \int_{4\pi} \nabla \cdot (hq\mathbf{v}) d\omega \quad (28.12)$$

folgern. Das Integral über die Divergenz der potentiellen Vorticityflussdichte über die Einheitskugel kann man auswerten, indem man eine dritte Dimension in Form einer dünnen Kugelschale der Dicke Δr hinzunimmt. Durch die vertikalen Ränder dieser Menge fließt keine potentielle Vorticity, da in den SWEs $w = 0$ gilt. Somit folgt

$$\frac{d}{dt} \int_{4\pi} hq d\omega = 0. \quad (28.13)$$

Das globale Integral der inkompressible potentielle Vorticity q ist also konstant.

28.1 Reguläres Gitter

Der Vorticityflussterm der shallow water equations lautet

$$-(f + \zeta) \mathbf{k} \times \mathbf{v}. \quad (28.14)$$

In diesem Abschnitt soll eine Diskretisierung gefunden werden, welche die Thuburn-Bedingung erfüllt und somit nach Glg. (27.141) auch eine geostrophische Mode besitzt. Projiziert man diesen auf den Normalenvektor $\mathbf{n}$ einer Kante, erhält man laut Glg. (28.7)

$$-[(f + \zeta) \mathbf{k} \times \mathbf{v}] \cdot \mathbf{n} = (f + \zeta) v_t. \quad (28.15)$$

Man linearisiert diesen Term nun in der Form

$$(f + \zeta) v_t \rightarrow f_0 v_t + \zeta U_t, \quad (28.16)$$

hierbei ist

$$U_t := (\mathbf{k} \times \mathbf{n}) \cdot U\mathbf{i} \quad (28.17)$$

die Projektion eines homogenen zonalen Grundstroms U auf die tangentielle Richtung. Man orientiert sich nun an den Notationen aus Kap. 27. Dort wurde für den Term $f v_t$ laut Glg. (27.134) die Diskretisierung

$$f_0 v_t \rightarrow \frac{f_0}{\sqrt{3}} \left(\tilde{u}_2^{(3)} - \tilde{u}_3^{(2)} \right) \quad (28.18)$$

hergeleitet. Dies erfüllt laut Glg. (27.137) die Thuburn-Bedingung Glg. (27.102). Für den Term ζU_t setzt man mit

$$U_{t,1} = 0, \quad (28.19)$$

$$U_{t,2} = -\zeta_2 \frac{\sqrt{3}}{2} U, \quad (28.20)$$

$$U_{t,3} = -\zeta_3 \frac{\sqrt{3}}{2} U \quad (28.21)$$

an den Kanten in x_i -Richtung zunächst

$$(\zeta U_t)_1 = 0, \quad (28.22)$$

$$(\zeta U_t)_2 = -\zeta_2 \frac{\sqrt{3}}{2} U, \quad (28.23)$$

$$(\zeta U_t)_3 = -\zeta_3 \frac{\sqrt{3}}{2} U \quad (28.24)$$

an. Auch diese Terme müssen die Thuburn-Bedingung erfüllen. Man rechnet zur Überprüfung

$$\widetilde{(\zeta U_t)}_1^{(1)} + \widetilde{(\zeta U_t)}_2^{(2)} + \widetilde{(\zeta U_t)}_3^{(3)} = -\frac{\sqrt{3}}{2} U \left(\widetilde{\zeta}_2^{(2)} + \widetilde{\zeta}_3^{(3)} \right) \stackrel{\text{i. A.}}{\neq} 0. \quad (28.25)$$

Inspiziert durch Glg. (27.134) modifiziert man den Ansatz der Glg.en (28.19) - (28.21) zu

$$(\zeta U_t)_1 = \frac{1}{\sqrt{3}} \left(-\zeta_2 \frac{U}{2} + \zeta_3 \frac{U}{2} \right), \quad (28.26)$$

$$(\zeta U_t)_2 = \frac{1}{\sqrt{3}} \left(-\zeta_3 \frac{U}{2} + \zeta_1 U \right), \quad (28.27)$$

$$(\zeta U_t)_3 = \frac{1}{\sqrt{3}} \left(-\zeta_1 U + \zeta_2 \frac{U}{2} \right). \quad (28.28)$$

Hieraus folgt

$$\begin{aligned} \widetilde{(\zeta U_t)}_1^{(1)} + \widetilde{(\zeta U_t)}_2^{(2)} + \widetilde{(\zeta U_t)}_3^{(3)} &\propto \widetilde{\zeta}_3 - \widetilde{\zeta}_2 + 2\widetilde{\zeta}_1 - \widetilde{\zeta}_3 + \zeta_2 - 2\zeta_1 \\ &= -\widetilde{\zeta}_2^{(1)} + \widetilde{\zeta}_3^{(1)} - \widetilde{\zeta}_3^{(2)} + 2\widetilde{\zeta}_1^{(2)} - 2\widetilde{\zeta}_1^{(3)} + \widetilde{\zeta}_2^{(3)} \stackrel{\text{i. A.}}{\neq} 0. \end{aligned} \quad (28.29)$$

Auch dieser Ansatz erfüllt die Thuburn-Bedingung also nicht. Es ist vielmehr eine vorbereitende Mittelung der Vorticities erforderlich, dies führt auf den Ansatz

$$(\zeta U_t)_1 = \frac{1}{\sqrt{3}} \left(-\overline{\zeta}_2^{(3)} \frac{U}{2} + \overline{\zeta}_3^{(2)} \frac{U}{2} \right), \quad (28.30)$$

$$(\zeta U_t)_2 = \frac{1}{\sqrt{3}} \left(-\overline{\zeta}_3^{(1)} \frac{U}{2} + \overline{\zeta}_1^{(3)} U \right), \quad (28.31)$$

$$(\zeta U_t)_3 = \frac{1}{\sqrt{3}} \left(-\overline{\zeta}_1^{(2)} U + \overline{\zeta}_2^{(1)} \frac{U}{2} \right). \quad (28.32)$$

Dies erfüllt die Thuburn-Bedingung, da Mittelungsoperatoren kommutieren. Es kann auch ein anderer als der einfache Mittelungsoperator $\overline{\zeta}_i^{(j)}$ verwendet werden. Mit $\zeta \rightarrow \eta = \zeta + f$ lässt sich der vollständige Vorticityflussterm auf dem regulären C-Gitter so ausdrücken.

28.2 Deformiertes Gitter

28.2.1 Coriolisbeschleunigung

28.2.1.1 Homogener Coriolisparameter

Es ist nicht trivial, wie der Vorticityflussterm auf das deformierte Gitter zu erweitern ist. Hierzu geht man zunächst von der f -Ebene aus, um von einer homogenen Vorticity f_0 ausgehen zu können. Anstatt zu versuchen, die Thuburn-Bedingung auf das deformierte Gitter zu generalisieren, wird die eng verwandete Aussage als Grundforderung verwendet, dass eine geostrophische Mode existieren soll. Darüber hinaus soll die Diskretisierung energieerhaltend sein.

28.2.1.2 Inhomogener Coriolisparameter

28.2.2 Verwendung der vollständigen Vorticity

28.2.2.1 Modifikation zur Einhaltung der Thuburn-Bedingung

Ziel dieses Kapitels ist, die Impulsdiffusion und Dissipation auf dem dreidimensionalen deformierten C-Gitter zu diskretisieren.

29.1 Reguläres Gitter

Zunächst geht es darum, die Impulsdiffusion im Rahmen der shallow water equations auf dem zweidimensionalen regulären hexagonalen Gitter zu diskretisieren. Im zweidimensionalen Fall kann man laut Glg. (8.50) für die Reibungsbeschleunigung schreiben

$$\frac{\partial \mathbf{v}_{\text{diff}}}{\partial t} = \frac{1}{h} \nabla \cdot \left[{}_2K \begin{pmatrix} S_{1,1} & S_{1,2} \\ S_{2,1} & S_{2,2} \end{pmatrix} \right] = \frac{1}{h} \nabla \cdot \left[K \begin{pmatrix} {}_2 \frac{\partial v_1}{\partial x_1} & \frac{\partial v_1}{\partial x_2} + \frac{\partial v_2}{\partial x_1} \\ \frac{\partial v_2}{\partial x_1} + \frac{\partial v_1}{\partial x_2} & {}_2 \frac{\partial v_2}{\partial x_2} \end{pmatrix} \right]. \quad (29.1)$$

Hierbei wurde die Dichte ρ durch die Schichtdicke h ersetzt, K ist ein allgemeiner massengewichteter Diffusionskoeffizient. Die dreidimensionale Divergenz $\nabla \cdot \mathbf{v}$ verschwindet im inkompressiblen Fall. Als Ansatz für die Diskretisierung verwendet man

$$\frac{\partial \mathbf{v}_{\text{diff}}^T}{\partial t} = (\delta_1, \delta_2, \delta_3) \cdot \tau = (\delta_1, \delta_2, \delta_3) \cdot \begin{pmatrix} \tau_{1,1} & \tau_{1,2} & \tau_{1,3} \\ \tau_{2,1} & \tau_{2,2} & \tau_{2,3} \\ \tau_{3,1} & \tau_{3,2} & \tau_{3,3} \end{pmatrix} \quad (29.2)$$

Ziel dieses Abschnittes ist es, die $\tau_{i,j}$ eindeutig zu bestimmen. Motiviert durch Glg. (29.1) fordert man die Symmetrie von τ , also

$$\tau_{i,j} = \tau_{j,i}. \quad (29.3)$$

Der Tensor τ wird in mehreren modifizierenden Iterationen entwickelt. Man setzt zunächst an

$$\tau = K \begin{pmatrix} {}_2\delta_1 u_1 & \delta_2 u_1 + \delta_1 u_2 & \delta_3 u_1 + \delta_1 u_3 \\ \delta_2 u_1 + \delta_1 u_2 & {}_2\delta_2 u_2 & \delta_3 u_2 + \delta_2 u_3 \\ \delta_3 u_1 + \delta_1 u_3 & \delta_3 u_2 + \delta_2 u_3 & {}_2\delta_3 u_3 \end{pmatrix}. \quad (29.4)$$

Hieraus folgt

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_{1,\text{diff}}}{\partial t} &= K [\delta_1 ({}_2\delta_1 u_1) + \delta_2 (\delta_2 u_1 + \delta_1 u_2) + \delta_3 (\delta_3 u_1 + \delta_1 u_3)] \\ &= K (\delta_{1,1} u_1 + \delta_{1,1} u_1 + \delta_{2,2} u_1 + \delta_{3,3} u_1 + \delta_{2,1} u_2 + \delta_{3,1} u_3) \\ &= K [\delta_{1,1} u_1 + \delta_{2,2} u_1 + \delta_{3,3} u_1 + \delta_1 (\delta_1 u_1 + \delta_2 u_2 + \delta_3 u_3)] = K \left(\frac{3}{2} \Delta u_1 + \frac{3}{2} \delta_1 D \right). \end{aligned} \quad (29.5)$$

Somit folgt aus

$$\tau = K \begin{pmatrix} \frac{4}{3} \delta_1 u_1 & \frac{2}{3} (\delta_2 u_1 + \delta_1 u_2) & \frac{2}{3} (\delta_3 u_1 + \delta_1 u_3) \\ \frac{2}{3} (\delta_2 u_1 + \delta_1 u_2) & \frac{4}{3} \delta_2 u_2 & \frac{2}{3} (\delta_3 u_2 + \delta_2 u_3) \\ \frac{2}{3} (\delta_3 u_1 + \delta_1 u_3) & \frac{2}{3} (\delta_3 u_2 + \delta_2 u_3) & \frac{4}{3} \delta_3 u_3 \end{pmatrix} \quad (29.6)$$

für die Reibungsbeschleunigung

$$\frac{\partial u_{1,\text{diff}}}{\partial t} = K (\Delta u_1 + \delta_1 D). \quad (29.7)$$

Der Term proportional zu $\delta_1 D$ tritt im Rahmen der shallow water equations, da diese ein inkompressibles Medium beschreiben, nicht auf und ist daher möglichst zu eliminieren oder wenigstens zu reduzieren. Die Terme welche nicht auf der Diagonalen stehen dürfen nicht modifiziert werden, um die Symmetrie des Tensors nicht zu zerstören.

Daher setzt man mit einem Parameter $0 \leq a \leq 1$ an

$$\begin{aligned} \tau &= K \begin{pmatrix} \frac{4}{3}\delta_1 u_1 - aD & \frac{2}{3}(\delta_2 u_1 + \delta_1 u_2) & \frac{2}{3}(\delta_3 u_1 + \delta_1 u_3) \\ \frac{2}{3}(\delta_2 u_1 + \delta_1 u_2) & \frac{4}{3}\delta_2 u_2 - aD & \frac{2}{3}(\delta_3 u_2 + \delta_2 u_3) \\ \frac{2}{3}(\delta_3 u_1 + \delta_1 u_3) & \frac{2}{3}(\delta_3 u_2 + \delta_2 u_3) & \frac{4}{3}\delta_3 u_3 - aD \end{pmatrix} \\ &= K \begin{pmatrix} \frac{2}{3}(2-a)\delta_1 u_1 - a\frac{2}{3}(\delta_2 u_2 + \delta_3 u_3) & \frac{2}{3}(\delta_2 u_1 + \delta_1 u_2) & \frac{2}{3}(\delta_3 u_1 + \delta_1 u_3) \\ \frac{2}{3}(\delta_2 u_1 + \delta_1 u_2) & \frac{2}{3}(2-a)\delta_2 u_2 - a\frac{2}{3}(\delta_1 u_1 + \delta_3 u_3) & \frac{2}{3}(\delta_3 u_2 + \delta_2 u_3) \\ \frac{2}{3}(\delta_3 u_1 + \delta_1 u_3) & \frac{2}{3}(\delta_3 u_2 + \delta_2 u_3) & \frac{2}{3}(2-a)\delta_3 u_3 - a\frac{2}{3}(\delta_1 u_1 + \delta_2 u_2) \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (29.8)$$

Hieraus folgt nun

$$\frac{\partial u_{1,\text{diff}}}{\partial t} = K[\Delta u_1 + (1-a)\delta_1 D]. \quad (29.9)$$

Der Faktor $1-a$ sollte möglichst nahe an Null sein, also sollte a möglichst nahe bei Eins sein. Nach Glg. (8.66) gilt für die Dissipationsrate

$$\begin{aligned} \frac{3}{2}h\varepsilon &= \frac{2}{3}(2-a)(\delta_1 u_1)^2 - a\frac{2}{3}(\delta_1 u_1 \delta_2 u_2 + \delta_1 u_1 \delta_3 u_3) + \frac{2}{3}(\delta_1 u_2 \delta_2 u_1 + \delta_1 u_2 \delta_1 u_2) + \frac{2}{3}(\delta_1 u_3 \delta_3 u_1 + \delta_1 u_3 \delta_1 u_3) \\ &+ \frac{2}{3}(\delta_2 u_1 \delta_2 u_1 + \delta_2 u_1 \delta_1 u_2) + \frac{2}{3}(2-a)(\delta_2 u_2)^2 - a\frac{2}{3}(\delta_2 u_2 \delta_1 u_1 + \delta_2 u_2 \delta_3 u_3) + \frac{2}{3}(\delta_2 u_3 \delta_3 u_2 + \delta_2 u_3 \delta_2 u_3) \\ &+ \frac{2}{3}(\delta_3 u_1 \delta_3 u_1 + \delta_3 u_1 \delta_1 u_3) + \frac{2}{3}(\delta_3 u_2 \delta_3 u_2 + \delta_3 u_2 \delta_2 u_3) + \frac{2}{3}(2-a)(\delta_3 u_3)^2 - a\frac{2}{3}(\delta_3 u_3 \delta_1 u_1 + \delta_3 u_3 \delta_2 u_2) \\ &= \frac{2}{3}(2-a)(\delta_1 u_1)^2 - a\frac{2}{3}(\delta_1 u_1 \delta_2 u_2 + \delta_1 u_1 \delta_3 u_3) + \frac{2}{3}(\delta_2 u_1 + \delta_1 u_2)^2 + \frac{2}{3}(\delta_3 u_1 + \delta_1 u_3)^2 \\ &+ \frac{2}{3}(2-a)(\delta_2 u_2)^2 - a\frac{2}{3}(\delta_2 u_2 \delta_1 u_1 + \delta_2 u_2 \delta_3 u_3) + \frac{2}{3}(\delta_3 u_2 + \delta_2 u_3)^2 \\ &+ \frac{2}{3}(2-a)(\delta_3 u_3)^2 - a\frac{2}{3}(\delta_3 u_3 \delta_1 u_1 + \delta_3 u_3 \delta_2 u_2). \end{aligned} \quad (29.10)$$

Die **rot** markierten Terme entstehen aus den Nicht-Diagonalelementen und sind alle quadratisch und somit nicht-negativ. Für die verbleibenden Terme gilt

$$\begin{aligned} &\frac{2}{3}(2-a)(\delta_1 u_1)^2 - a\frac{2}{3}(\delta_1 u_1 \delta_2 u_2 + \delta_1 u_1 \delta_3 u_3) + \frac{2}{3}(2-a)(\delta_2 u_2)^2 - a\frac{2}{3}(\delta_2 u_2 \delta_1 u_1 + \delta_2 u_2 \delta_3 u_3) \\ &+ \frac{2}{3}(2-a)(\delta_3 u_3)^2 - a\frac{2}{3}(\delta_3 u_3 \delta_1 u_1 + \delta_3 u_3 \delta_2 u_2) \\ &= \frac{2}{3}(2-a)(\delta_1 u_1)^2 + \frac{2}{3}(2-a)(\delta_2 u_2)^2 + \frac{2}{3}(2-a)(\delta_3 u_3)^2 - a\frac{4}{3}(\delta_1 u_1 \delta_2 u_2 + \delta_1 u_1 \delta_3 u_3 + \delta_2 u_2 \delta_3 u_3) \\ &\stackrel{!}{=} a\frac{2}{3}(\delta_1 u_1 - \delta_2 u_2)^2 + a\frac{2}{3}(\delta_1 u_1 - \delta_3 u_3)^2 + a\frac{2}{3}(\delta_2 u_2 - \delta_3 u_3)^2. \end{aligned} \quad (29.11)$$

Die Forderung im letzten Schritt begründet sich darauf, eine nichtnegative Dissipationsrate erhalten zu wollen. Es ergibt sich

$$\frac{2}{3}(2-a) = \frac{4}{3}a \Leftrightarrow \frac{4}{3} - a\frac{2}{3} = \frac{4}{3}a \Rightarrow \frac{4}{3} = \frac{6}{3}a \Leftrightarrow a = \frac{2}{3}. \quad (29.12)$$

Mit dieser Wahl von a tragen auch die Terme auf der Hauptdiagonalen nichtnegativ zur Dissipationsrate bei und es gilt

$$\varepsilon \geq 0. \quad (29.13)$$

Das Ergebnis für den Reibungstensor lautet somit

$$\tau = K \begin{pmatrix} \frac{4}{9}[2\delta_1 u_1 - (\delta_2 u_2 + \delta_3 u_3)] & \frac{2}{3}(\delta_2 u_1 + \delta_1 u_2) & \frac{2}{3}(\delta_3 u_1 + \delta_1 u_3) \\ \frac{2}{3}(\delta_2 u_1 + \delta_1 u_2) & \frac{4}{9}[2\delta_2 u_2 - (\delta_1 u_1 + \delta_3 u_3)] & \frac{2}{3}(\delta_3 u_2 + \delta_2 u_3) \\ \frac{2}{3}(\delta_3 u_1 + \delta_1 u_3) & \frac{2}{3}(\delta_3 u_2 + \delta_2 u_3) & \frac{4}{9}[2\delta_3 u_3 - (\delta_1 u_1 + \delta_2 u_2)] \end{pmatrix}. \quad (29.14)$$

Die Verallgemeinerung

$$\tau = \begin{pmatrix} K_c \frac{4}{9} [2\delta_1 u_1 - (\delta_2 u_2 + \delta_3 u_3)] & K_1 \frac{2}{3} (\delta_2 u_1 + \delta_1 u_2) & K_2 \frac{2}{3} (\delta_3 u_1 + \delta_1 u_3) \\ K_1 \frac{2}{3} (\delta_2 u_1 + \delta_1 u_2) & K_c \frac{4}{9} [2\delta_2 u_2 - (\delta_1 u_1 + \delta_3 u_3)] & K_3 \frac{2}{3} (\delta_3 u_2 + \delta_2 u_3) \\ K_2 \frac{2}{3} (\delta_3 u_1 + \delta_1 u_3) & K_3 \frac{2}{3} (\delta_3 u_2 + \delta_2 u_3) & K_c \frac{4}{9} [2\delta_3 u_3 - (\delta_1 u_1 + \delta_2 u_2)] \end{pmatrix} \quad (29.15)$$

zerstört keine der überprüften Aussagen.

29.1.1 Modifikation zur Einhaltung der Thuburn-Bedingung

Die Divergenz des Tensors Glg. (29.15) erfüllt noch nicht die Thuburn-Bedingung. Motiviert durch Abschn. 27.6.1 macht man für die Reibungsbeschleunigung an der Kante e daher den Ansatz

$$\begin{aligned} h_e \frac{\partial u_{e,\text{diff}}}{\partial t} &= [\nabla (K_c E_{c(e)})]_e + \frac{1}{l_e} \left(\frac{1}{3} \sum_{r \in t_1} K_r F_{r(e)} - \frac{1}{3} \sum_{r \in t_2} K_r F_{r(e)} \right) \\ &= [\nabla (K_c E_{c(e)})]_e + \frac{1}{3l_e} \left(\sum_{r \in t_1} K_r F_{r(e)} - \sum_{r \in t_2} K_r F_{r(e)} \right). \end{aligned} \quad (29.16)$$

Hierbei sind E_c und F_r *Deformationen*, welche in den Zellzentren bzw. an den Kanten lokalisiert sind. Die E_c sind auf der Diagonalen des Stress-Tensors lokalisiert, sie werden als *Schubdeformationen* (engl. *strain deformation*) bezeichnet. Die F_r sind nicht auf der Diagonalen des Stress-Tensors lokalisiert, sie werden als *Scherdeformationen* (engl. *shear deformation*) bezeichnet. Man lässt hierbei zu, dass beide außer von ihrer Position auch von der Kante abhängen können, an der man die Beschleunigung berechnen möchte, also $E_{c(e)}$ bzw. $F_{r(e)}$. Das Dreieck t_1 ist in Bezug auf die Kante e in der Richtung $\mathbf{k} \times \mathbf{n}_e$ lokalisiert, die Kante t_2 in Richtung $-\mathbf{k} \times \mathbf{n}_e$. K_c und K_r sind nichtnegative Diffusionskoeffizienten, welche in diesem Kapitel offengelassen werden. O. B. d. A. nimmt man an, dass $\mathbf{n}_e$ parallel zu $\mathbf{i}_1$ ausgerichtet ist.

Auf dem regulären Gitter erhält man für die Schubdeformation

$$\begin{aligned} E_{c(e)} &= \frac{4}{9} [2\delta_1 u_1 - (\delta_2 u_2 + \delta_3 u_3)] = \frac{4}{9} [3\delta_1 u_1 - (\delta_1 u_1 + \delta_2 u_2 + \delta_3 u_3)] = \frac{4}{3} \delta_1 u_1 - \frac{4}{9} (\delta_1 u_1 + \delta_2 u_2 + \delta_3 u_3) \\ &= -\frac{4}{9} (\delta_1 u_1 + \delta_2 u_2 + \delta_3 u_3) + \frac{4}{3} \delta_1 u_1 = -\frac{2}{3} \frac{2}{3} (\delta_1 u_1 + \delta_2 u_2 + \delta_3 u_3) + \frac{4}{3} \delta_1 u_1 \\ &\stackrel{\text{Glg. (27.33)}}{=} -\frac{2}{3} D + \frac{4}{3} \delta_1 u_1 \end{aligned} \quad (29.17)$$

Für die Scherdeformationen muss laut Glg. (29.15)

$$\begin{aligned} \delta_2 \left[\frac{2}{3} (\delta_2 u_1 + \delta_1 u_2) \right] + \delta_3 \left[\frac{2}{3} (\delta_3 u_1 + \delta_1 u_3) \right] &\stackrel{!}{=} \frac{1}{3} \delta_y (F_{1(e)} + F_{2(e)} + F_{3(e)}) \\ &\stackrel{\text{Glg. (27.31)}}{=} \frac{1}{3\sqrt{3}} (\delta_2 - \delta_3) (F_{1(e)} + F_{2(e)} + F_{3(e)}) \end{aligned} \quad (29.18)$$

gelten. Die Wahl von $F_{1(e)}$ ist hierbei willkürlich, da dieser Term zunächst addiert und dann wieder abgezogen wird. Man wählt daher naheliegenderweise

$$F_{1(e)} = \zeta_1. \quad (29.19)$$

Zunächst behandelt man Glg. (29.18) in der Form

$$\delta_2 \left[\frac{2}{3} (\delta_2 u_1 + \delta_1 u_2) \right] + \delta_3 \left[\frac{2}{3} (\delta_3 u_1 + \delta_1 u_3) \right] = \frac{1}{\sqrt{3}} (\delta_2 F_{3(e)} - \delta_3 F_{2(e)}). \quad (29.20)$$

Hiermit erhält man

$$F_{2(e)} = -\frac{2}{\sqrt{3}} (\delta_3 u_1 + \delta_1 u_3) = \frac{2}{\sqrt{3}} (-\delta_3 u_1 - \delta_1 u_3) = \frac{2}{\sqrt{3}} [(\delta_3 u_1 - \delta_1 u_3) - 2\delta_3 u_1] \stackrel{\text{Glg. (27.171)}}{=} \zeta_2 - \frac{4}{\sqrt{3}} \delta_3 u_1, \quad (29.21)$$

$$F_{3(e)} = \frac{2}{\sqrt{3}} (\delta_2 u_1 + \delta_1 u_2) = \frac{2}{\sqrt{3}} [(\delta_1 u_2 - \delta_2 u_1) + 2\delta_2 u_1] \stackrel{\text{Glg. (27.172)}}{=} \zeta_3 + \frac{4}{\sqrt{3}} \delta_2 u_1. \quad (29.22)$$

Analog zu Abschn. 27.6.1 verwendet man nun die gemittelten Scherdeformationen, was auf Glg. (29.18) führt. Das Verfahren zur Berechnung des Gradienten der Komponente u_i wird in Abschn. 29.2.0.1 im Rahmen des deformierten Gitters vorgestellt.

29.2 Deformiertes Gitter

In diesem Abschnitt werden die Resultate des vorherigen Abschnittes auf das deformierte hexagonale C-Gitter verallgemeinert. Auch hier bleibt man im Rahmen der shallow water equations. Im Wesentlichen kann man die gleichen Formeln wie auf dem regulären Gitter verwenden, jedoch können die Geschwindigkeitsgradienten etwas anders notiert werden. Wegen

$$\begin{aligned} F_{2(e)} + F_{3(e)} &= \zeta_2 - \frac{4}{\sqrt{3}}\delta_3 u_1 + \zeta_3 + \frac{4}{\sqrt{3}}\delta_2 u_1 = \zeta_2 + \zeta_3 + 4\frac{1}{\sqrt{3}}(\delta_2 - \delta_3)u_1 = \zeta_2 + \zeta_3 + 4\delta_y u_1 \\ &= \zeta_2 + 2\delta_y u_1 + \zeta_3 + 2\delta_y u_1 \end{aligned} \quad (29.23)$$

kann man die Deformationen auch in der Form

$$E_{c(e)} = -\frac{2}{3}D + \frac{4}{3}\delta_x u_1 \Big|_c, \quad (29.24)$$

$$F_{1(e)} = \zeta_1, \quad (29.25)$$

$$F_{2(e)} = \zeta_2 + 2\delta_y u_1 \Big|_2, \quad (29.26)$$

$$F_{3(e)} = \zeta_3 + 2\delta_y u_1 \Big|_3 \quad (29.27)$$

aufschreiben. Hierbei werden die Geschwindigkeitsgradienten über Zellen bzw. Rhomben berechnet.

29.2.0.1 Berechnung der Geschwindigkeitsgradienten

29.3 Dreidimensionale Erweiterung

29.4 Dissipation

Für die Dissipationsrate ε_{hex} kann einfach

$$\varepsilon_{\text{hex}} = -\rho \frac{\partial \mathbf{v}_{\text{diff}}}{\partial t} \cdot \mathbf{v} \quad (29.28)$$

angesetzt werden. Dies entspricht zwar nicht exakt der molekularen Dissipationsrate Glg. (8.66), jedoch sind die globalen Integrale über beide Ansätze nach Glg. (8.96) identisch. Somit ist energetische Selbstkonsistenz gegeben.

Strahlung wird in Modellen durch separate Simulationen, sogenannte *Strahlungstransportmodelle* behandelt. Dies läuft in folgenden Schritten ab, gegebenenfalls ist das Vorgehen in der konkreten Implementierung leicht modifiziert:

- Zunächst werden die Dichten der Komponenten der Luft an das Strahlungsmodell übermittelt.
- Anschließend werden mittels dieser Dichten und tabellierter Spektren der Stoffe Strahlungseigenschaften der Materie berechnet.
- Nun wird durch Lösen der Strahlungsübertragungsgleichung die spektrale Strahldichte berechnet.
- Durch spektrale Integration der Konvergenz der Strahlungsflussdichte werden Wärmeleistungsdichten ermittelt, die an den dynamischen Kern zurückübermittelt werden. Hieraus gehen Heizraten hervor.

Da das Lösen der Strahlungsübertragungsgleichung zu einem globalen linearen Gleichungssystem führen würde, unterteilt man die Atmosphäre hierzu in nicht wechselwirkende Säulen ein, die mindestens so eine horizontale Ausdehnung haben, wie eine Gitterzelle.

Bei der *Datenassimilation* geht es um die Bestimmung eines Modellzustandes aus Beobachtungen.

31.1 Objective analysis

Bis zur zweiten Hälfte des 20. Jahrhunderts mussten Meteorologen Wetterkarten manuell auf Grundlage der zur Verfügung stehenden Daten zeichnen, was man als *Analyse* bezeichnet. Auch die Anfangszustände der ersten operationellen Modellläufe wurden auf diese Weise festgelegt [25]. Dies war zeitaufwendig, ineffizient und fehleranfällig. Daher begann man schnell damit, diesen Prozess zu automatisieren, was man als *objective analysis* bezeichnet. Die Analyse ist objektiv, da sie nun nicht mehr von der Person abhängt, von der sie erstellt wird. Im Wesentlichen handelt es sich bei solchen Analysen um Interpolationen und Umrechnungen der gemessenen Größen in Modellvariablen.

31.2 Optimum interpolation

Ein Nachteil von Interpolationen ist, dass sie sehr ungenau werden können, wenn keine Messdaten in der näheren Umgebung vorliegen. Am Beginn der operationellen numerischen Wettervorhersage in den 1950er-Jahren gab es ausschließlich konventionelle Messungen, die meisten von ihnen in Europa und den USA. Auf der Südhalbkugel gab es kaum Wetterbeobachtungen. Eine naheliegende Lösung ist nun, in Regionen, in denen kaum Messungen vorgenommen werden, einen klimatologischen Hintergrundzustand oder den vorherigen Modelllauf als Ersatz für Messungen zu verwenden. Hierdurch können die Informationen aus den Gebieten mit vielen Beobachtungen mittels der vom Modell simulierten physikalischen Gesetze in die Regionen mit wenigen Beobachtungen propagieren.

Bei der sogenannten *optimum interpolation* geht es nun darum, Informationen aus den Beobachtungsdaten und einem Hintergrundzustand auf optimale Art und Weise miteinander zu kombinieren. Damit ist gemeint, dass das Resultat (die Analyse) möglichst nahe am realen atmosphärischen Zustand zum Analysezeitpunkt liegen soll.¹ Hierzu verwendet man eine Kostenfunktion J , welche zwei Terme enthält:

- Ein Anteil J_B , welcher die Differenz zwischen der Analyse und dem Hintergrundzustand repräsentiert.
- Ein Anteil J_y , welcher die Differenz zwischen der Analyse und den Beobachtungen repräsentiert.

Als Formel notiert man

$$J(\mathbf{x}) = J_B(\mathbf{x}, \mathbf{x}_B) + J_y(\mathbf{x}, \mathbf{y}). \quad (31.1)$$

31.2.1 Eine Beobachtung

31.2.1.1 Ein Modellfreiheitsgrad

Zunächst stellt man sich vor, dass man nur eine Beobachtung y hat und das Modell nur aus einer einzigen Zahl x besteht. Als Ansatz J' für J orientiert man sich an der euklidischen Norm und notiert

$$J'(x) = \sqrt{J_B(x, x_B)^2 + J_y(x, y)^2} = \sqrt{a_B(x - x_B)^2 + a_y[x - \hat{I}(y)]^2}. \quad (31.2)$$

Hierbei sind a_B, a_y zwei Gewichtungsfaktoren mit

$$a_B + a_y = 1. \quad (31.3)$$

Da die Kostenfunktion minimiert werden soll und die Wurzel streng monoton steigen ist, vereinfacht man die notation der Kostenfunktion zu

$$J(x) = J_B(x, x_B) + J_y(x, y) = \frac{1}{2}a_B(x - x_B)^2 + \frac{1}{2}a_y[x - \hat{I}(y)]^2. \quad (31.4)$$

Der Faktor $\frac{1}{2}$ ist Konvention und ändert das Minimum der Kostenfunktion nicht. Da im Falle von konventionellen Beobachtungen meist mehr Modellfreiheitsgrade als Messwerte vorliegen, führt die Ersetzung

$$\text{Modell} - \text{interpolierte Beobachtung} \rightarrow \text{Beobachtung} - \text{interpoliertes Modell} \quad (31.5)$$

$$\Rightarrow x - \hat{I}(y) \rightarrow y - \hat{h}(x) \quad (31.6)$$

¹Dies ist nicht zwangsläufig auch der Zustand, der zur besten Vorhersage führt.

zu einem kleineren Problem. Hierbei ist $\hat{h}$ ein i. A. nichtlinearer Operator, der sogenannte *Beobachtungsoperator*. Die Kostenfunktion lautet somit

$$J(x) = \frac{1}{2}a_B(x - x_B)^2 + \frac{1}{2}a_y \left[y - \hat{h}(x) \right]^2. \quad (31.7)$$

Das Minimum der Kostenfunktion erfüllt

$$\nabla J = \mathbf{o}. \quad (31.8)$$

Diese Gleichung ist auch im mehrdimensionalen Fall notwendig und hinreichend für das Minimum: Da J quadratisch ist, ist ∇J linear mit konstanten Gliedern, die man durch eine Koordinatentransformation verschwinden lassen kann. Die ∇J festlegende Matrix ist weiterhin symmetrisch. Da die Einträge auf der Hauptdiagonalen alle ungleich Null sind, ist diese Matrix invertierbar. Es gibt also nur ein x mit $\nabla J(x) = \mathbf{o}$. Wegen $\lim_{|x| \rightarrow \infty} J = \infty$ ist dies ein Minimum.

Um das Problem mit linearer Algebra bearbeiten zu können, wird $\hat{h}$ an der Stelle x_B linearisiert, also

$$\hat{h}(x) = \hat{h}(x_B) + \hat{H}(x - x_B) + \mathcal{O}[(x - x_B)^2], \quad (31.9)$$

hierbei ist

$$\hat{H}(x) := \hat{h}'(x_B) \quad (31.10)$$

die Ableitung von $\hat{h}$ an der Stelle x_B . Setzt man dies in Glg. (31.7) ein, erhält man unter Vernachlässigung eines Ungefährzeichens

$$J(x) = \frac{1}{2}a_B(x - x_B)^2 + \frac{1}{2}a_y \left[y - \hat{h}(x_B) - \hat{H}(x - x_B) \right]^2. \quad (31.11)$$

Die Ableitung hiervon lautet

$$J'(x) = a_B(x - x_B) - a_y \hat{H} \left[y - \hat{h}(x_B) - \hat{H}(x - x_B) \right]. \quad (31.12)$$

Bei nur einer Messung und einer Modellvariable ist $\hat{H}$ einfach eine Zahl,

$$\hat{H} = H. \quad (31.13)$$

Die Kostenfunktion soll dimensionslos sein. Aus einer Dimensionsanalyse erhält man

$$[a_B] = \frac{1}{[x^2]}, \quad [a_y] = \frac{1}{[y^2]}. \quad (31.14)$$

Ein sinnvoller Ansatz für die Gewichtungsfaktoren sind die inversen Varianzen:

$$a_B = \frac{1}{\sigma_B^2}, \quad a_y = \frac{1}{\sigma_y^2} \quad (31.15)$$

Hierbei ist σ_B die Standardabweichung des Hintergrundzustandes und σ_y die Standardabweichung der Messung y . Dies kann man auch formaler begründen, indem man annimmt, dass sowohl der Fehler des Hintergrundzustandes als auch der Messung normalverteilt sind, also

$$P(x, y) \propto \exp \left[-\frac{(x - x_B)^2}{2\sigma_B^2} \right] \exp \left[-\frac{(y - \hat{h}(x))^2}{2\sigma_y^2} \right] = \exp \left[-\frac{(x - x_B)^2}{2\sigma_B^2} - \frac{(y - \hat{h}(x))^2}{2\sigma_y^2} \right]. \quad (31.16)$$

$P(x, y)$ ist die Wahrscheinlichkeitsdichte für x unter der Annahme, dass y eingetreten ist. Dies maximiert man, indem man den negativen Logarithmus minimiert, also

$$P(x, y) \text{ maximal} \Rightarrow \frac{(x - x_B)^2}{2\sigma_B^2} + \frac{(y - \hat{h}(x))^2}{2\sigma_y^2} \text{ minimal}. \quad (31.17)$$

Aus Glg. (31.12) erhält man mit Glg. (31.8)

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{\sigma_B^2} (x - x_B) - \frac{H}{\sigma_y^2} [y - \hat{h}(x_B) - H(x - x_B)] &= \frac{1}{\sigma_B^2} (x - x_B) - \frac{H}{\sigma_y^2} [y - \hat{h}(x_B)] + \frac{H^2}{\sigma_y^2} (x - x_B) = 0 \\
 \Rightarrow \left(\frac{1}{\sigma_B^2} + \frac{H^2}{\sigma_y^2} \right) (x - x_B) - \frac{H}{\sigma_y^2} [y - \hat{h}(x_B)] &= 0 \\
 \Rightarrow x = x_B + \frac{H}{\sigma_y^2 \left(\frac{1}{\sigma_B^2} + \frac{H^2}{\sigma_y^2} \right)} [y - \hat{h}(x_B)] &= x_B + \frac{H}{\frac{\sigma_y^2}{\sigma_B^2} + H^2} [y - \hat{h}(x_B)]. \quad (31.18)
 \end{aligned}$$

Hieraus folgen zwei interessante Grenzfälle:

- Im Fall $\frac{\sigma_y^2}{\sigma_B^2} \rightarrow \infty$, was sehr ungenauen Messungen y entspricht, gilt $x = x_B$. Die Analyse bestimmt sich in diesem Fall nur aus dem Hintergrundzustand.
- Im Fall $\frac{\sigma_B^2}{\sigma_y^2} \rightarrow \infty$, was einem sehr ungenauen Hintergrundzustand x_B entspricht, gilt

$$x = x_B + \frac{H}{H^2} [y - \hat{h}(x_B)] = x_B + \frac{y - \hat{h}(x_B)}{H}. \quad (31.19)$$

Die Analyse bestimmt sich in diesem Fall nur aus den Messungen.

31.2.1.2 Mehrere Modellfreiheitsgrade

Nun nimmt man an, dass ein Modellzustand nicht durch eine einzelne Zahl x , sondern durch einen Zustandsvektor $\mathbf{x}$ der Länge N festgelegt wird. Für diesen Fall verallgemeinert die Kostenfunktion Glg. (31.11) zu

$$J(\mathbf{x}) = \frac{1}{2} (\mathbf{x} - \mathbf{x}_B)^T B^{-1} (\mathbf{x} - \mathbf{x}_B) + \frac{1}{2} \frac{1}{\sigma_y^2} [y - \hat{h}(\mathbf{x}_B) - \mathbf{H}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_B)]^2. \quad (31.20)$$

$\mathbf{H}$ ist ein $1 \times N$ -Vektor. $B \in \mathbb{R}^{N \times N}$ ist die Kovarianzmatrix der Fehler des Hintergrundzustandes. Diese Matrix hat Diagonalform, auf ihrer Hauptdiagonalen stehen die Varianzen des Hintergrundzustandes:

$$B = \begin{pmatrix} \sigma_{0,B}^2 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \sigma_{1,B}^2 & 0 & \vdots \\ \vdots & \dots & \ddots & 0 \\ 0 & \dots & 0 & \sigma_{N-1,B}^2 \end{pmatrix} \quad (31.21)$$

Hieraus folgt

$$B^{-1} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sigma_{0,B}^2} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \frac{1}{\sigma_{1,B}^2} & 0 & \vdots \\ \vdots & \dots & \ddots & 0 \\ 0 & \dots & 0 & \frac{1}{\sigma_{N-1,B}^2} \end{pmatrix}. \quad (31.22)$$

Somit erhält man

$$\frac{1}{2} (\mathbf{x} - \mathbf{x}_B)^T B^{-1} (\mathbf{x} - \mathbf{x}_B) = \sum_{i=0}^{N-1} \frac{(x_i - x_{i,B})^2}{2\sigma_{i,B}^2}. \quad (31.23)$$

Man erhält hieraus

$$(\nabla J)_i = \frac{(x_i - x_{i,B})}{\sigma_{i,B}^2} - \frac{H_i}{\sigma_y^2} [y - \hat{h}(\mathbf{x}_B) - \mathbf{H}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_B)]. \quad (31.24)$$

Dies kann man in der kompakten Form

$$\nabla J = B^{-1}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_B) - \frac{\mathbf{H}^T}{\sigma_y^2} [y - \hat{h}(\mathbf{x}_B) - \mathbf{H}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_B)]. \quad (31.25)$$

notieren. Aus Glg. (31.8) folgt in diesem Fall also

$$\begin{aligned} B^{-1}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_B) &= \frac{\mathbf{H}^T}{\sigma_y^2} [y - \hat{h}(\mathbf{x}_B) - \mathbf{H}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_B)] \\ \Rightarrow B^{-1}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_B) + \frac{\mathbf{H}^T}{\sigma_y^2} [\mathbf{H}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_B)] &= \frac{\mathbf{H}^T}{\sigma_y^2} [y - \hat{h}(\mathbf{x}_B)] \\ \Rightarrow \left(B^{-1} + \frac{\mathbf{H}^T \mathbf{H}}{\sigma_y^2} \right) (\mathbf{x} - \mathbf{x}_B) &= \frac{\mathbf{H}^T}{\sigma_y^2} [y - \hat{h}(\mathbf{x}_B)] \\ \Rightarrow \left(\mathbf{I} + B \frac{\mathbf{H}^T \mathbf{H}}{\sigma_y^2} \right) (\mathbf{x} - \mathbf{x}_B) &= \frac{B \mathbf{H}^T}{\sigma_y^2} [y - \hat{h}(\mathbf{x}_B)] \\ \Rightarrow \mathbf{x} - \mathbf{x}_B &= \left(\mathbf{I} + B \frac{\mathbf{H}^T \mathbf{H}}{\sigma_y^2} \right)^{-1} \frac{B \mathbf{H}^T}{\sigma_y^2} [y - \hat{h}(\mathbf{x}_B)] \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \mathbf{x} = \mathbf{x}_B + \left(B \frac{\mathbf{H}^T \mathbf{H}}{\sigma_y^2} + \mathbf{I} \right)^{-1} \frac{B \mathbf{H}^T}{\sigma_y^2} [y - \hat{h}(\mathbf{x}_B)]. \quad (31.26)$$

31.2.2 Beliebige Anzahl von Beobachtungen

Nun nimmt man an, dass nicht eine, sondern M Beobachtungen vorliegen. Die Kostenfunktion Glg. (31.20) verallgemeinert man für diesen Fall zu

$$J(\mathbf{x}) = \frac{1}{2} (\mathbf{x} - \mathbf{x}_B)^T B^{-1} (\mathbf{x} - \mathbf{x}_B) + \frac{1}{2} \left(\mathbf{y} - \hat{h}(\mathbf{x}_B) - \mathbf{H}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_B) \right)^T R^{-1} \left(\mathbf{y} - \hat{h}(\mathbf{x}_B) - \mathbf{H}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_B) \right). \quad (31.27)$$

Hierbei ist R die Kovarianzmatrix der Fehler der Beobachtungen. Da es sich hierbei vorwiegend um statistische (und keine systematischen) Fehler handelt, kann man davon ausgehen, dass diese Diagonalform hat. Es gilt

$$(\mathbf{y} - \mathbf{H}\mathbf{x})^T R^{-1} (\mathbf{y} - \mathbf{H}\mathbf{x}) = \mathbf{y}^T R^{-1} \mathbf{y} - \mathbf{y}^T R^{-1} \mathbf{H}\mathbf{x} - \mathbf{x}^T \mathbf{H}^T R^{-1} \mathbf{y} + \mathbf{x}^T \mathbf{H}^T R^{-1} \mathbf{H}\mathbf{x}. \quad (31.28)$$

Man rechnet nun

$$\mathbf{y}^T R^{-1} \mathbf{H}\mathbf{x} = (R^{-1} \mathbf{H}\mathbf{x})^T \mathbf{y} = \mathbf{x}^T \mathbf{H}^T R^{-1} \mathbf{y}. \quad (31.29)$$

Dabei wurde verwendet, dass R^{-1} orthogonal ist. Somit gilt

$$\begin{aligned} (\mathbf{y} - \mathbf{H}\mathbf{x})^T R^{-1} (\mathbf{y} - \mathbf{H}\mathbf{x}) &= \mathbf{y}^T R^{-1} \mathbf{y} - \mathbf{x}^T \mathbf{H}^T R^{-1} \mathbf{y} + \mathbf{x}^T \mathbf{H}^T R^{-1} \mathbf{H}\mathbf{x} \\ &= \mathbf{y}^T R^{-1} \mathbf{y} - \mathbf{x}^T \mathbf{H}^T R^{-1} \mathbf{y} + (\mathbf{x}^T \mathbf{H}^T R^{-1} \mathbf{H})^T \cdot \mathbf{x} \\ &= \mathbf{y}^T R^{-1} \mathbf{y} - \mathbf{x}^T \mathbf{H}^T R^{-1} \mathbf{y} + (\mathbf{H}^T R^{-1} \mathbf{H}\mathbf{x}) \cdot \mathbf{x}. \end{aligned} \quad (31.30)$$

Dabei wurde berücksichtigt, dass wegen

$$(\mathbf{H}^T R^{-1} \mathbf{H})^T = \mathbf{H}^T R^{-1} \mathbf{H} \quad (31.31)$$

die Matrix $H^T R^{-1} H$ orthogonal ist. Bildet man den Gradienten von Glg. (31.30) (in Bezug auf $\mathbf{x}$), erhält man

$$\nabla \left[(\mathbf{y} - H\mathbf{x})^T R^{-1} (\mathbf{y} - H\mathbf{x}) \right] = -\mathbf{z} H^T R^{-1} \mathbf{y} + \mathbf{z} H^T R^{-1} H \mathbf{x} = -\mathbf{z} H^T R^{-1} (\mathbf{y} - H\mathbf{x}). \quad (31.32)$$

Hieraus folgt

$$\nabla J = B^{-1} (\mathbf{x} - \mathbf{x}_B) - H^T R^{-1} (\mathbf{y} - \hat{h}(\mathbf{x}_B) - H(\mathbf{x} - \mathbf{x}_B)). \quad (31.33)$$

Aus Glg. (31.8) folgt also

$$\begin{aligned} B^{-1} (\mathbf{x} - \mathbf{x}_B) - H^T R^{-1} (\mathbf{y} - \hat{h}(\mathbf{x}_B) - H(\mathbf{x} - \mathbf{x}_B)) &= \mathbf{0} \\ \Leftrightarrow (\mathbf{x} - \mathbf{x}_B) - B H^T R^{-1} (\mathbf{y} - \hat{h}(\mathbf{x}_B) - H(\mathbf{x} - \mathbf{x}_B)) &= \mathbf{0} \\ \Leftrightarrow (B H^T R^{-1} H + \mathbf{1}) (\mathbf{x} - \mathbf{x}_B) - B H^T R^{-1} (\mathbf{y} - \hat{h}(\mathbf{x}_B)) &= \mathbf{0} \end{aligned}$$

$$\Leftrightarrow (B H^T R^{-1} H + \mathbf{1}) (\mathbf{x} - \mathbf{x}_B) = B H^T R^{-1} (\mathbf{y} - \hat{h}(\mathbf{x}_B)). \quad (31.34)$$

Dies ist das für $\mathbf{x}$ geltende lineare Gleichungssystem. Man kann dies weiter umformen zu

$$\mathbf{x} = \mathbf{x}_B + (B H^T R^{-1} H + \mathbf{1})^{-1} B H^T R^{-1} (\mathbf{y} - \hat{h}(\mathbf{x}_B)). \quad (31.35)$$

Die Matrix

$$K := (B H^T R^{-1} H + \mathbf{1})^{-1} B H^T R^{-1} \quad (31.36)$$

bezeichnet man als *Gain-Matrix*. Um die rechte Seite dieser Gleichung zu berechnen, muss man eine $N \times N$ -Matrix invertieren.

Man kann den Ausdruck für die Gain-Matrix noch etwas vereinfachen. Sei $A \in \mathbb{R}^{N \times M}$. Dann gilt

$$\begin{aligned} A &= A (H A + \mathbf{1}) (H A + \mathbf{1})^{-1} \\ \Leftrightarrow A &= (A H A + A) (H A + \mathbf{1})^{-1} \\ \Leftrightarrow A &= (A H + \mathbf{1}) A (H A + \mathbf{1})^{-1} \\ \Leftrightarrow (A H + \mathbf{1})^{-1} A &= A (H A + \mathbf{1})^{-1}. \end{aligned}$$

Definiert man nun

$$A := B H^T R^{-1}, \quad (31.37)$$

folgt

$$K = (B H^T R^{-1} H + \mathbf{1})^{-1} B H^T R^{-1} = B H^T R^{-1} (H B H^T R^{-1} + \mathbf{1})^{-1}. \quad (31.38)$$

Für die Berechnung der rechten Seite dieser Gleichung ist nun eine $M \times M$ -Matrix zu invertieren, was für $M < N$ effizienter als Glg. (31.36) ist. Man kann dies weiter zu

$$K = B H^T (H B H^T + R)^{-1} \quad (31.39)$$

vereinfachen. Setzt man dies in Glg. (31.35) ein, erhält man

$$\mathbf{x} = \mathbf{x}_B + \mathbf{B}\mathbf{H}^T (\mathbf{H}\mathbf{B}\mathbf{H}^T + \mathbf{R})^{-1} (\mathbf{y} - \hat{\mathbf{h}}(\mathbf{x}_B)). \quad (31.40)$$

31.2.3 Sonderprobleme bei der Behandlung des Windfeldes

Das Windfeld kann als Teil der OI assimiliert werden. Dies hat bei groben Modellauflösungen jedoch den Nachteil, dass der so erhaltene Wind häufig weiter von der Balancegleichung entfernt ist, als dies auf der synoptischen Skala üblich ist und somit zu starke Schall- und Schwerewellen auslöst. Diese lösen dann Vorhersagefehler aus. Daher kann es sinnvoll sein, das Windfeld nicht auf Grundlage von Messungen zu bestimmen, sondern durch Lösen der Balancegleichung. Dies ist ein Beispiel dafür, dass die OI die Qualität der Analyse und nicht der Vorhersage maximiert.

31.2.4 Berücksichtigung von Hydrostatik

Geht man von Hydrostatik aus, also von Gültigkeit der hydrostatischen Grundgleichung Glg. (13.122), vereinfacht sich der thermodynamische Zustand der Atmosphäre erheblich: Üblicherweise reichen zwei thermodynamische Größen q_1 , q_2 aus, um diesen festzulegen. Bei Gültigkeit einer Gleichung der Form

$$\frac{\partial q_1}{\partial z} = f(q_2) \quad (31.41)$$

kann man jedoch die Festlegung der Größe q_1 in der gesamten Atmosphäre durch ihre Festlegung auf einer Fläche ersetzen, zum Beispiel der Erdoberfläche oder einer Druckfläche. Die exakte Gültigkeit einer Aussage über das Resultat einer Datenassimilation zu fordern bezeichnet man als *strong constraint*.

31.3 3D-Var

Die Inversion der $M \times M$ -Matrix $\mathbf{H}\mathbf{B}\mathbf{H}^T + \mathbf{R}$ ist sehr aufwendig, wenn die Anzahl der Einzelbeobachtungen groß ist. Hierzu mache man sich klar, dass beispielsweise ein Radarbild aus einer sehr großen Zahl von Einzelbeobachtungen besteht. Dies ist ein Nachteil der OI. Diesen könnte man umgehen, indem man die Ersetzung Glg. (31.6) rückgängig macht. Dies ist bei Fernerkundungsdaten nicht direkt möglich, da man beispielsweise eine spektrale Strahldichte an einem Satelliten nicht ohne weiteres in Temperaturen umrechnen kann. Eine Lösung hierfür wird in diesem Abschnitt dargestellt.

Beim *3D-Var-Verfahren* geht es darum, Glg. (31.40) iterativ ohne explizite Berechnung der Gain-Matrix zu lösen. Definiere

$$\delta \mathbf{x} := \mathbf{x} - \mathbf{x}_B, \quad (31.42)$$

$$\mathbf{d}_B := \mathbf{y} - \hat{\mathbf{h}}(\mathbf{x}_B), \quad (31.43)$$

$$(31.44)$$

Glg. (31.34) lautet dann

$$(\mathbf{B}\mathbf{H}^T\mathbf{R}^{-1}\mathbf{H} + \mathbf{I}) \delta \mathbf{x} = \mathbf{B}\mathbf{H}^T\mathbf{R}^{-1}\mathbf{d}_B. \quad (31.45)$$

Multipliziert man mit $\mathbf{B}^{-1}$, erhält man

$$(\mathbf{H}^T\mathbf{R}^{-1}\mathbf{H} + \mathbf{B}^{-1}) \delta \mathbf{x} = \mathbf{H}^T\mathbf{R}^{-1}\mathbf{d}_B. \quad (31.46)$$

Hier muss also eine $N \times N$ -Matrix invertiert werden. Hieraus würde man erwarten, dass diese Gleichung für $N < M$, falls also mehr Beobachtungen als Modellfreiheitsgrade vorliegen, effizienter ist als Glg. (31.40).

31.3.1 Iteratives Lösungsverfahren

31.3.2 Äußere und innere Schleife

31.3.2.1 Die äußere Schleife

31.3.2.2 Die innere Schleife

31.3.3 Weak constraints

Ein weiterer Vorteil von 3D-Var gegenüber OI besteht darin, Nebendingungen ohne großen Aufwand einfordern zu können, indem man sie in die Kostenfunktion aufnimmt. Dies bezeichnet man als *weak constraint*. Das in Abschn. 31.2.4 dargelegte Verfahren kann man als weak constrain formulieren, indem man einen Term

$$J \propto \frac{1}{2} \int_A \left(\frac{\partial p}{\partial z} + g\rho \right)^2 d^3r \quad (31.47)$$

in die Kostenfunktion aufnimmt.

31.3.3.1 Balancegleichung

Der Horizontalwind ist auf der synoptischen Skala aufgrund der näherungsweisen Gültigkeit des geostrophischen Gleichgewichts sowie der Balancegleichung eng mit den thermodynamischen Größen verknüpft. Daher kann man ihn als diagnostische Größe betrachten. Ihn direkt aus der Geostrophie in Form von Glg. (13.187) zu berechnen ist aufgrund des in Abschn. 13.10.1 dargestellten Divergenzproblems in den Tropen nicht möglich. Daher kann man anstattdessen die Balancegleichung (15.137) oder die linearisierte Balancegleichung Glg. (15.138) verwenden. Diese filtert sowohl Schall- als auch Schwerewellen, da beide mit Divergenzen verbunden sind.

Analog zum Fall der Hydrostatik ist es auch hier wieder möglich, die Gültigkeit der Balancegleichung entweder exakt zu fordern, oder, was einfacher ist, sie in die Kostenfunktion aufzunehmen.

31.4 4D-Var

4D-Var basiert auf 3D-Var, berücksichtigt jedoch zusätzlich noch die Zeitdimension. Hierzu verallgemeinert man die Kostenfunktion J in der Form

$$J = J_{\text{3D-Var}} + \sum_{n=1}^N J_n, \quad (31.48)$$

hierbei ist N die Anzahl der involvierten Zeitschritte (außer dem Analysezeitpunkt selbst) und J_n ist die Kostenfunktion an Schritt n . $J_{\text{3D-Var}}$ ist wie in Glg. (31.27) definiert. Y_n sei der Vektor der Beobachtungen am Zeitschritt n . An jedem Zeitschritt kann dieser Vektor eine andere Größe sowie eine andere Bedeutung haben. X_n sei der Zustandsvektor der Modellatmosphäre bei Zeitschritt n , welcher aus dem Analysezustand X über

$$X_n = M_n X, \quad (31.49)$$

ermittelt wird. Hierbei ist M_n die Integration des Modells vom Analysezeitpunkt zu Zeitschritt n . Um diese Integration zu linearisieren, berechnet man einen sogenannten *tangentialen linearen Modelloperator* M , welcher eine Matrix ist. Es gilt dann

$$M_n \approx M^n, \quad (31.50)$$

was für zunehmende n immer ungenauer wird. Somit gilt

$$J_n = (Y_n - H_n M^n X)^T A_{O,n} (Y_n - H_n M^n X). \quad (31.51)$$

31.4.1 Äußere und innere Schleife

31.4.1.1 Die äußere Schleife

31.4.1.2 Die innere Schleife

31.5 Interpolation eines anderen Modells

Liegt der Anfangszustand eines anderen Modells vor (beispielsweise auf einem Länge-Breite-Gitter), ist es durchaus möglich, diesen einfach auf das gewünschte Modellgitter zu interpolieren und in die prognostischen Variablen umzurechnen. Hierbei wird die Analyse des anderen Modells als „Beobachtung“ aufgefasst und es wird die Annahme gemacht, dass der Fehler der Datenassimilation des anderen Modells vernachlässigbar ist im Vergleich zum Fehler der Vorhersage des eigenen Modells. Diese Annahme ist häufig gerechtfertigt, und selbst wenn sie nicht gerechtfertigt ist, kann es sinnvoll sein, trotzdem diese Methode zu verwenden, um die durch die Einfachheit dieses Verfahrens freiwerdenden Rechenkapazitäten für den Modelllauf zu nutzen.

Teil VII

Entwicklung eines dynamischen Kerns

Der Begriff *dynamischer Kern* wird häufig nicht präzise definiert, was hier jedoch getan werden soll. Dazu werden verschiedene Unterkomponenten definiert:

- Der *reversible Teil des dynamischen Kerns* löst die Gleichungen einer trockenadiabatischen Atmosphäre ohne molekulare und numerische Diffusionsterme. Bei Modellen, bei denen dieser Teil des dynamischen Kerns den Zweiten Hauptsatz der Thermodynamik nicht exakt einhält, sollte man diesen Teil besser als *primären Teil des dynamischen Kerns* bezeichnen.
- Der *irreversible Teil des dynamischen Kerns* behandelt molekulare und numerische diffusive Flüsse. Dabei kann es sich um Wärme-, Massen- oder Impulsflüsse handeln. Bei Modellen, bei denen der zuvor definierte Teil des dynamischen Kerns den Zweiten Hauptsatz der Thermodynamik nicht exakt einhält, sollte man diesen Teil besser als *sekundären Teil des dynamischen Kerns* bezeichnen. Zusammen mit dem zuvor definierten Teil bildet dieser Teil den *trockenen dynamischen Kern*.
- Der *erweiterte dynamische Kern* behandelt die Advektion von Tracern und stellt sicher, dass keine negativen Tracerdichten auftreten. Dabei kann es sich um Wasserkomponenten, Aerosole und/oder Spurengase handeln.

33.1 Horizontales Gitter

33.1.1 Konstanten des hexagonalen Gitters

Zunächst schreibt man einen Ikosaeder in eine Kugel ein. Dieser besteht aus 20 Dreiecken, somit ergibt sich die Anzahl E der Ecken zu

$$E = \frac{3 \cdot 20}{5} = 12, \quad (33.1)$$

da jede Ecke von fünf Polygonen berührt wird. Die Anzahl K der Kanten ist

$$K = \frac{3 \cdot 20}{2} = 30. \quad (33.2)$$

Nun wird jedes Dreieck n -mal in jeweils vier Dreiecke unterteilt, hierbei ist $n \in \mathbb{N}$. Anschließend existieren

$$D = 20 \cdot 4^n \quad (33.3)$$

Dreiecke. Das duale Gitter des so entstehenden Gitters ist das hexagonale Gitter. Dieses besteht aus

$$N = N_5 + N_6 \quad (33.4)$$

Polygonen, wobei N_5 die Anzahl der Fünfecke und N_6 die Anzahl der Sechsecke bezeichnet. Fünfecke entstehen nur an den zwölf Ecken des Ikosaeders, also ist $N_5 = 12$ unabhängig von n . Die Anzahl der Ecken dieses Gitters ist

$$\frac{5N_5 + 6N_6}{3} = D = 20 \cdot 4^n, \quad (33.5)$$

da jede Ecke von drei Polygonen berührt wird; dies ist gleich der Anzahl der Dreiecke. Also folgt

$$5N_5 + 6N_6 = 60 + 6N_6 = 60 \cdot 4^n \Rightarrow N_6 = 10(4^n - 1) \Rightarrow N = 10(4^n - 1) + 12. \quad (33.6)$$

Dies ist die Anzahl der skalaren Freiheitsgrade pro Modellebene $N_S^{(H)}$. Die Anzahl $N_V^{(H)}$ der vektoriellen Freiheitsgrade pro Modellebene ergibt sich zu

$$N_V^{(H)} = \frac{5N_5 + 6N_6}{2} = \frac{60 \cdot 4^n}{2} = 30 \cdot 4^n. \quad (33.7)$$

Die Anzahl der Layer N_L willkürlich zu

$$N_L = 2 + 6 \cdot n \quad (33.8)$$

Index	geographische Breite	geographische Länge
0	$\frac{\pi}{2}$	0
1	$\arctan\left(\frac{1}{2}\right)$	0
2	$\arctan\left(\frac{1}{2}\right)$	$\frac{2\pi}{5}$
3	$\arctan\left(\frac{1}{2}\right)$	$2\frac{2\pi}{5}$
4	$\arctan\left(\frac{1}{2}\right)$	$3\frac{2\pi}{5}$
5	$\arctan\left(\frac{1}{2}\right)$	$4\frac{2\pi}{5}$
6	$-\arctan\left(\frac{1}{2}\right)$	$\frac{2\pi}{10}$
7	$-\arctan\left(\frac{1}{2}\right)$	$\frac{2\pi}{10} + \frac{2\pi}{5}$
8	$-\arctan\left(\frac{1}{2}\right)$	$\frac{2\pi}{10} + 2\frac{2\pi}{5}$
9	$-\arctan\left(\frac{1}{2}\right)$	$\frac{2\pi}{10} + 3\frac{2\pi}{5}$
10	$-\arctan\left(\frac{1}{2}\right)$	$\frac{2\pi}{10} + 4\frac{2\pi}{5}$
11	$-\frac{\pi}{2}$	0

Tabelle 33.1: Ecken des in die Einheitskugel eingeschriebenen Ikosaeders.

festgelegt. Die Gesamtzahl der horizontalen Vektoren ist $N_L \cdot N_V^{(H)}$, hierzu ist die Anzahl der vertikalen Vektoren $N_S^{(H)} \cdot (N_L + 1)$ zu addieren, um die Gesamtanzahl

$$N_V = N_L \cdot N_V^{(H)} + N_S^{(H)} \cdot (N_L + 1) \quad (33.9)$$

der Vektoren zu erhalten. Für die Gesamtzahl der Skalare N_S gilt

$$N_S = N_L \cdot N_S^{(H)} = N_L [10(4^n - 1) + 12]. \quad (33.10)$$

Auf dem dualen Gitter (dem Dreiecksgitter) gelten

$${}^{(D)}N_S^{(H)} = 20 \cdot 4^n, \quad {}^{(D)}N_S = 20 \cdot 4^n (N_L + 1), \quad (33.11)$$

$${}^{(D)}N_V^{(H)} = 30 \cdot 4^n, \quad {}^{(D)}N_V = 30 \cdot 4^n (N_L + 1) + 20 \cdot 4^n \cdot N_L. \quad (33.12)$$

33.1.2 Gittergenerierung auf der Einheitskugel

33.1.3 Gitteroptimierung

33.2 Vertikales Gitter

Um leichter kommunizieren zu können, werden folgende Festlegungen getroffen:

- Ein *Layer* ist eine Schicht von Gitterzellen.
- Ein *Level* ist der Rand eines Layers.
- Die Nummerierung beginnt am Oberrand der Atmosphäre bei Null. Gibt es n Layer, so gibt es $n + 1$ Level.
- Alle Variablen werden in der Mitte der Layer angeordnet, Vertikalkomponenten von Vektorfeldern in den Levels. Solch eine vertikale Gitterstruktur bezeichnet man als *Lorenz-Gitter*.
- Die Radialkomponente eines Vektorfeldes zeigt positiv nach oben.

Sei ein Gitter mit n Layern gegeben. Nach Abschnitt 24.2 sind zentrale Differenzenquotienten zweiter Ordnung, während andere Arten von Differenzenquotienten nur erster Ordnung sind. Deshalb legt man für die z-Koordinaten der Level fest, dass sie sich in der Mitte der skalaren Gitterpunkte der benachbarten Layer befinden sollen, also

$$z_{\text{Level}} = \frac{z_{\text{Layer darüber}} + z_{\text{Layer darunter}}}{2}. \quad (33.13)$$

Es sind also zunächst die z-Koordinaten der skalaren Gitterpunkte (z_{Layer}) festzulegen. Es ist sinnvoll, die Layer alle möglichst gleich dick zu wählen, sodass die Auflösung möglichst homogen ist. In der Nähe der Erdoberfläche müssen die Gitterboxen der Orographie folgen. Da dies zu numerischem Mehraufwand führt, ist es nützlich, dies oberhalb einer gewissen Höhe $\tilde{z}$ nicht mehr zu tun. Diese Größe ist ein Kompromiss aus Genauigkeit und Rechenzeit. Die Höhe $\tilde{z}$ wird vom Benutzer indirekt festgelegt. Dieser legt die Höhe H der Modellatmosphäre fest sowie die Anzahl N_L der Layer. Zusätzlich legt er eine Zahl $1 \leq N_{L,0} \leq N_L$ an Layern fest, die der Orographie folgen sollen. $\tilde{z}$ ist dann ein horizontales Skalarfeld, welches durch

$$\tilde{z}(\varphi, \lambda) = h(\varphi, \lambda) + \frac{N_{L,0}}{N_L} (H - h(\varphi, \lambda)) \quad (33.14)$$

in Termen der Orographie $h = h(\varphi, \lambda)$ festgelegt ist.¹ Hieraus berechnet man wie folgt vorläufige Positionen $z_{w,\text{pre},i}$ vertikaler Vektoren, wobei i der Layerindex ist:

$$z_{w,\text{pre},i} = \begin{cases} H - i \frac{H - \tilde{z}}{N_L - N_{L,0}}, & \text{falls } i < N_{L,0}, \\ h + (N_L - i) \frac{\tilde{z} - h}{N_{L,0}}, & \text{sonst.} \end{cases} \quad (33.15)$$

Die skalaren Gitterpunkte werden anschließend in die Mitte zweier angrenzender vertikaler Vektoren gelegt, bevor Glg. (33.13) angewandt wird, um die Position der Level endgültig festzulegen. Für die horizontalen vektoriellen Punkte wird festgelegt, dass diese auch vertikal in der Mitte der beiden angrenzenden Boxen platziert werden, also

$$z_{\text{Vektor},h} = \frac{z_{\text{Skalar}, \text{Herkunft}} + z_{\text{Skalar}, \text{Ziel}}}{2}. \quad (33.16)$$

Analog geht man für duale Skalarfelder vor, hier ist die bestimmende Größe die Position $z_{j,i}$ der dualen skalaren Gitterpunkte, wobei j der horizontale Index ist und i wieder das Layer. Für diese Größe legt man

$$z_{j,i} = \frac{1}{3} \sum_{j' \in \text{APC}(j)} z_{j',w,i} \quad (33.17)$$

fest, sie ist also der Mittelwert der z-Positionen der vertikalen Vektoren der drei umliegenden Zellen.

33.2.1 Funktionaldeterminante einer generalisierten Vertikalkoordinate

Ausgangspunkt sind Kugelkoordinaten mit einer generalisierten Vertikalkoordinate ζ , die von den horizontalen Koordinaten abhängt. Die Transformation auf globale Koordinaten lautet

$$x = r(\zeta, \varphi, \lambda) \cos(\varphi) \cos(\lambda), \quad y = r(\zeta, \varphi, \lambda) \cos(\varphi) \sin(\lambda), \quad z = r(\zeta, \varphi, \lambda) \sin(\varphi). \quad (33.18)$$

Die kovarianten Basiselemente dieses Koordinatensystems

$$\mathbf{j}_\eta = \frac{\partial r}{\partial \zeta} \mathbf{e}_r, \quad \mathbf{j}_\varphi = r \mathbf{e}_\varphi + \frac{\partial r}{\partial \varphi} \mathbf{e}_r, \quad \mathbf{j}_\lambda = r \cos(\varphi) \mathbf{e}_\lambda + \frac{\partial r}{\partial \lambda} \mathbf{e}_r. \quad (33.19)$$

Hieraus folgt für die sechs relevanten Skalarprodukte der Basiselemente

$$\mathbf{j}_\eta \cdot \mathbf{j}_\eta = \left(\frac{\partial r}{\partial \zeta} \right)^2, \quad \mathbf{j}_\eta \cdot \mathbf{j}_\varphi = \frac{\partial r}{\partial \zeta} \frac{\partial r}{\partial \varphi}, \quad \mathbf{j}_\eta \cdot \mathbf{j}_\lambda = \frac{\partial r}{\partial \zeta} \frac{\partial r}{\partial \lambda}, \quad (33.20)$$

$$\mathbf{j}_\varphi \cdot \mathbf{j}_\varphi = r^2 + \left(\frac{\partial r}{\partial \varphi} \right)^2, \quad \mathbf{j}_\varphi \cdot \mathbf{j}_\lambda = \frac{\partial r}{\partial \varphi} \frac{\partial r}{\partial \lambda}, \quad \mathbf{j}_\lambda \cdot \mathbf{j}_\lambda = r^2 \cos^2(\varphi) + \left(\frac{\partial r}{\partial \lambda} \right)^2. \quad (33.21)$$

¹Die Vorstellung, dass h eine Funktion der horizontalen Koordinaten ist, ist falsch, wenn man an Gebäude, Pflanzen und Schluchten denkt. Diese Strukturen sind jedoch kleinräumig. Erst, wenn die horizontale Modellauflösung die Größenordnung von zehn Metern erreicht, muss man sie berücksichtigen.

Für die Determinante des metrischen Tensors folgt durch Entwicklung nach der ersten Zeile

$$\begin{aligned}
 g &= \begin{vmatrix} \left(\frac{\partial r}{\partial \zeta}\right)^2 & \frac{\partial r}{\partial \zeta} \frac{\partial r}{\partial \varphi} & \frac{\partial r}{\partial \zeta} \frac{\partial r}{\partial \lambda} \\ \frac{\partial r}{\partial \zeta} \frac{\partial r}{\partial \varphi} & r^2 + \left(\frac{\partial r}{\partial \varphi}\right)^2 & \frac{\partial r}{\partial \varphi} \frac{\partial r}{\partial \lambda} \\ \frac{\partial r}{\partial \zeta} \frac{\partial r}{\partial \lambda} & \frac{\partial r}{\partial \varphi} \frac{\partial r}{\partial \lambda} & r^2 \cos^2(\varphi) + \left(\frac{\partial r}{\partial \lambda}\right)^2 \end{vmatrix} \\
 &= \left(\frac{\partial r}{\partial \zeta}\right)^2 \left[r^4 \cos^2(\varphi) + r^2 \left(\frac{\partial r}{\partial \lambda}\right)^2 + \left(\frac{\partial r}{\partial \varphi}\right)^2 r^2 \cos^2(\varphi) + \left(\frac{\partial r}{\partial \varphi}\right)^2 \left(\frac{\partial r}{\partial \lambda}\right)^2 - \left(\frac{\partial r}{\partial \varphi}\right)^2 \left(\frac{\partial r}{\partial \lambda}\right)^2 \right] \\
 &\quad - \frac{\partial r}{\partial \zeta} \frac{\partial r}{\partial \varphi} \left[\frac{\partial r}{\partial \zeta} \frac{\partial r}{\partial \varphi} r^2 \cos^2(\varphi) + \frac{\partial r}{\partial \zeta} \frac{\partial r}{\partial \varphi} \left(\frac{\partial r}{\partial \lambda}\right)^2 - \frac{\partial r}{\partial \zeta} \frac{\partial r}{\partial \lambda} \frac{\partial r}{\partial \varphi} \frac{\partial r}{\partial \lambda} \right] \\
 &\quad + \frac{\partial r}{\partial \zeta} \frac{\partial r}{\partial \lambda} \left[\frac{\partial r}{\partial \zeta} \frac{\partial r}{\partial \varphi} \frac{\partial r}{\partial \varphi} \frac{\partial r}{\partial \lambda} - \frac{\partial r}{\partial \zeta} \frac{\partial r}{\partial \lambda} r^2 - \frac{\partial r}{\partial \zeta} \frac{\partial r}{\partial \lambda} \left(\frac{\partial r}{\partial \varphi}\right)^2 \right] \\
 &= \left(\frac{\partial r}{\partial \zeta}\right)^2 r^4 \cos^2(\varphi). \tag{33.22}
 \end{aligned}$$

Die farblich markierten Terme heben sich gegenseitig auf. Für die Funktionaldeterminante erhält man

$$\sqrt{g} = \left| \frac{\partial r}{\partial \zeta} \right| r^2 \cos(\varphi). \tag{33.23}$$

Verwendet man für η den linear interpolierten Levelindex, folgt

$$\sqrt{g} \stackrel{\text{Modell}}{=} \Delta z r^2 \cos(\varphi). \tag{33.24}$$

Die *shallow-atmosphere*-Approximation geht von $r = a = \text{const.}$ aus, wobei a der Erdradius ist. Als Konstante kann man diesen Faktor vernachlässigen und erhält

$$\sqrt{g} \stackrel{\text{shallow-atmosphere-Modell}}{=} \Delta z c \cos(\varphi). \tag{33.25}$$

33.2.2 SLEVE

33.2.3 Alternative zu geländefolgenden Koordinaten

33.3 Felder

33.3.1 Nomenklatur

Sei $\psi: A \rightarrow \mathbb{R}^n$ mit $n \in \{1, 2, 3\}$ ein zweifach stetig differenzierbares Skalar- oder Vektorfeld. Die Diskretisierung von ψ notiert man in der Form

$$\psi \rightarrow \psi_{h,v}^{(\tau)}, \tag{33.26}$$

hierbei ist $h \in \mathbb{N}$ der horizontale Index, $v \in \mathbb{N}$ der vertikale Index und $\tau \in \mathbb{N}$ der den Zeitschritt festlegende Index. Sollten einer oder mehrere der Indizes für eine Betrachtung nicht wichtig sein, so werden diese in der Notation vernachlässigt. Werden am jeweiligen Ort keine abweichenden Definitionen eingeführt, bezeichnet c Zellen, e Kanten, dc duale Zellen und de duale Kanten. In der Vertikalen werden die Layer von $k = 1$ bis $k = N_L$ durchnummeriert, die Level werden von $k = \frac{1}{2}$ bis $k = N_L + \frac{1}{2}$ (mit Abstand Eins) bezeichnet.

33.3.2 Ausgezeichnete Punkte

Folgende Mengen von Punkten spielen eine besondere Rolle:

1. die Mittelpunkte der Zellen (Index c)
2. die Mittelpunkte der dualen Zellen (Index d)
3. die Mittelpunkte der dualen Kanten aus Sicht des primären Gitters (Index e)
4. die Mittelpunkte der dualen Kanten aus Sicht des dualen Gitters (Index de)

Dabei sind jeweils sowohl die Layer, als auch die Level wichtig. Jedem Element dieser acht Punktmengen ordnet man dabei ein Volumen $V_{l,k}$ mit $l \in \{c, d, e, de\}$ zu. Dabei muss man bei den Kanten einen Unterschied zwischen dem primären und dualen Gitter machen, auch wenn es sich um die gleichen Punkte handelt. Normalenvektoren werden mit $\mathbf{n}_e$ bzw. $\mathbf{n}_{de}$ bezeichnet.

33.3.3 Arten von Feldern

Seien ψ ein Skalarfeld und $\mathbf{v} = \mathbf{u} + w\mathbf{k}$ ein Vektorfeld. Man definiert folgende Arten von Feldern:

1. Skalarfeld:

$$\psi_{c,k} := \frac{1}{V_{c,k}} \int_{V_{c,k}} \psi d^3r \quad (33.27)$$

2. horizontales Vektorfeld:

$$\mathbf{u}_{e,k} := \frac{1}{V_{e,k}} \int_{V_{e,k}} \mathbf{v} \cdot \mathbf{n}_e d^3r \quad (33.28)$$

3. vertikales Vektorfeld:

$$w_{c,k+1/2} := \frac{1}{V_{c,k+1/2}} \int_{V_{c,k+1/2}} \mathbf{v} \cdot \mathbf{k} d^3r \quad (33.29)$$

4. horizontales duales Vektorfeld:

$$\mathbf{u}_{e,k+1/2} := \frac{1}{V_{e,k+1/2}} \int_{V_{e,k+1/2}} \mathbf{v} \cdot \mathbf{n}_{de} d^3r \quad (33.30)$$

5. vertikales duales Vektorfeld:

$$w_{d,k} := \frac{1}{V_{d,k}} \int_{V_{d,k}} \mathbf{v} \cdot \mathbf{k} d^3r \quad (33.31)$$

6. horizontales Rotationsfeld: identisch zu horizontalen dualen Vektorefeldern

7. vertikales Rotationsfeld:

$$w_{e,k} := \frac{1}{V_{e,k}} \int_{V_{e,k}} \mathbf{v} \cdot \mathbf{k} d^3r \quad (33.32)$$

Rotationsfelder sind laut Abschn. 27.6.1 notwendig.

In der Notation wurde nicht zwischen der Menge $V \in \mathbb{R}^3$ und dessen Volumen $|V|$ unterschieden, und dies wird auch weiterhin so gehandhabt werden, wenn eindeutig ist, was gemeint ist.

33.3.4 Slope

Die Steigung einer Koordinatenfläche bezeichnet man mit

$$\mathbf{J} := \nabla_h z|_k. \quad (33.33)$$

Dies ist ein horizontales Vektorfeld. $\mathbf{J}$ bezeichnet man als *Slope*.

33.4 Mittelungsoperatoren

Seien $x, a \in \{c, d, e, de\}$ und $\mathcal{V}_{a,k}$ ein diskretisiertes Feld. Dann definiert man

$$\overline{\mathcal{V}}_{a,k}^{(x)} := \frac{1}{V_{x,k}} \sum_{y \in a, k'} \mathcal{V}_{y,k'} |V_{x,k} \cap V_{y,k'}| \quad (33.34)$$

als Mittelungsoperator. Die Gewichtungsfaktoren $\frac{|V_{x,k} \cap V_{y,k'}|}{V_{x,k}}$ entsprechen dem relativen Überlapp der entsprechenden Mengen. Es gilt

$$\sum_{y \in a, k'} \frac{|V_{x,k} \cap V_{y,k'}|}{V_{x,k}} = 1. \quad (33.35)$$

Analog werden auch vertikale Mittelungen definiert. Ein einzelner Mittelungsoperator ist also entweder ausschließlich horizontal oder vertikal.

33.4.1 Rekonstruktion der horizontalen kovarianten Maßzahl

33.4.1.1 Shallow atmosphere

In der Vertikalen sind die kovarianten Maßzahlen prognostische Variablen und müssen daher nicht rekonstruiert werden. In der Horizontalen benötigt man jedoch

$$\mathbf{v} \cdot \mathbf{e}_h = u_h, \quad (33.36)$$

wobei $\mathbf{e}_h$ der horizontale kovariante Einheitsvektor ist. Um u_h aus u und den vertikalen kovarianten Komponenten w zu bestimmen, betrachtet man zunächst ein zweidimensionales xz-Koordinatensystem. Der Einfachheit halber geht man von einer Koordinatenfläche der Form

$$z(x) = Jx = \tan(a)x \quad (33.37)$$

aus, wobei a der Winkel zwischen der Koordinatenfläche und der x-Achse ist. In diesem Fall gilt

$$\mathbf{e}_h = \begin{pmatrix} \cos(a) \\ \sin(a) \end{pmatrix}. \quad (33.38)$$

Notiert man für das Vektorfeld

$$\mathbf{v} = \begin{pmatrix} u \\ w \end{pmatrix}, \quad (33.39)$$

folgt

$$\mathbf{v} \cdot \mathbf{e}_h = u \cos(a) + w \sin(a). \quad (33.40)$$

Eine horizontale Länge entlang einer Koordinatenlinie L' vergrößert sich bei Verkippung um den Winkel a um den Faktor

$$L' = L \cos(a) \Leftrightarrow L = \frac{L'}{\cos(a)}. \quad (33.41)$$

In einer numerischen Implementierung ist es häufig effizienter, diesen Vergrößerungsfaktor der horizontalen Länge in die Vektorfeldkomponente zu absorbieren. Damit erhält man

$$\mathbf{v} \cdot \mathbf{e}_h|_{\text{GK}} = u + w \tan(a) = u + Jw, \quad (33.42)$$

wobei der Index GK für *geometriekorrigiert* steht. In drei Dimensionen ändert sich diese Relation nicht, da die horizontale Windkomponente senkrecht zu u nicht mit diesen Berechnungen interferiert. Auf einem C-Gitter muss man die vertikale Windkomponente an die Kante mitteln:

$$v_{h,e,\text{GK}} = u_e + J_e \overline{w}_c^{(e)}. \quad (33.43)$$

Im dreidimensionalen Fall ist eine weitere vertikale Interpolation des vertikalen Windes notwendig:

$$v_{h,e,k,\text{GK}} = u_{e,k} + J_{e,k} \overline{\overline{w_{c,k+\frac{1}{2}}}}^{(e)(k)} \quad (33.44)$$

Es gilt

$$\begin{aligned} \overline{\overline{w_{c,k+\frac{1}{2}}}}^{(e)(k)} &= \frac{1}{2} \left(\overline{w_{c,k+\frac{1}{2}} + w_{o(e),k+\frac{1}{2}}} \right)^{(k)} = \frac{1}{2} \left(\overline{w_{c,k+\frac{1}{2}} + w_{o(e),k+\frac{1}{2}}} \right)^{(k)} = \frac{1}{2} \left(\overline{w_{c,k+\frac{1}{2}}}^{(k)} + \overline{w_{o(e),k+\frac{1}{2}}}^{(k)} \right) \\ &= \overline{\overline{w_{c,k+\frac{1}{2}}}}^{(k)(e)}. \end{aligned} \quad (33.45)$$

Die Reihenfolge der Mittelungen spielt hier also keine Rolle.

33.4.1.2 Deep atmosphere

In der tiefen Atmosphäre wird ausschließlich die Mittelungsreihenfolge $\overline{\overline{w_{c,k+\frac{1}{2}}}}^{(k)(e)}$ zugelassen. Die Mittelung auf die Kante (e) ist weiterhin das arithmetische Mittel der beiden auf die Zellzentren gemittelten Werte. Für die vertikale Mittelung auf die Zentren verwendet man die Gewichte aus Glg. (26.72):

$$\overline{\overline{w_{c,k+\frac{1}{2}}}}^{(k)} = \frac{A_{c,k-1/2} \Delta z_{c,k-1/2} w_{c,k-1/2} + A_{c,k+1/2} \Delta z_{c,k+1/2} w_{c,k+1/2}}{2 V_{c,k}} \quad (33.46)$$

Hier hängen die vertikalen Flächen auch vom vertikalen Index ab.

33.4.2 Skalarprodukt auf dem C-Gitter in geländefolgenden Koordinaten

Das Skalarprodukt macht aus zwei Vektorfeldern ein Skalarfeld und sollte daher auch im Kontext der Mittelungsoperatoren betrachtet werden.

33.4.2.1 Shallow atmosphere

In Abschn. 26.7 wurde davon ausgegangen, dass die Diskretisierungen von Gradient und Divergenz festgelegt sind, und es wurde die Diskretisierung des dreidimensionalen Skalarprodukts auf dem C-Gitter Glg. (26.66) hergeleitet. Hier geht man andersherum vor, und setzt die Diskretisierung des Skalarproduktes voraus. Man verallgemeinert Glg. (26.66) wie folgt auf geländefolgende Koordinaten:

$$\left(\mathbf{u}^{(1)} \cdot \mathbf{u}^{(2)} \right)_{c,k} = \sum_{e \in c} \frac{l_e d_e}{2 A_c \Delta z_{c,k}} \Delta z_{e,k} u_{e,k}^{(1)} u_{e,k}^{(2)} + \frac{\Delta z_{c,k-1/2}}{2 \Delta z_{c,k}} w_u^{(1)} w_u^{(2)} + \frac{\Delta z_{c,k+1/2}}{2 \Delta z_{c,k}} w_l^{(1)} w_l^{(2)} \quad (33.47)$$

Dies lässt sich als Mittelungsoperator von den Kanten auf die Zellenmittelpunkte auffassen:

$$\overline{\overline{\mathbf{u}^{(1)} \cdot \mathbf{u}^{(2)}}}^{(c)} = \sum_{e \in c} \frac{l_e d_e}{2 A_c \Delta z_{c,k}} \Delta z_{e,k} u_{e,k}^{(1)} u_{e,k}^{(2)} \quad (33.48)$$

33.4.2.2 Deep atmosphere

In der tiefen Atmosphäre nimmt man die Ersetzungen

$$A_c \Delta z_{c,k} \rightarrow V_{c,k}, \quad (33.49)$$

$$\Delta z_{e,k} l_{e,k} \rightarrow A_{e,k}, \quad (33.50)$$

$$d_e \rightarrow d_{e,k} \quad (33.51)$$

vor. Für die vertikale Komponente orientiert man sich an Glg. (26.72). Dies führt auf

$$\left(\mathbf{u}^{(1)} \cdot \mathbf{u}^{(2)} \right)_{c,k} = \sum_{e \in c} \frac{A_{e,k} d_e}{2 V_{c,k}} u_{e,k}^{(1)} u_{e,k}^{(2)} + \frac{A_{c,k-1/2} \Delta z_{c,k-1/2}}{2 V_{c,k}} w_u^{(1)} w_u^{(2)} + \frac{A_{c,k+1/2} \Delta z_{c,k+1/2}}{2 V_{c,k}} w_l^{(1)} w_l^{(2)}. \quad (33.52)$$

Analog lautet der Mittelungsoperator von den Kanten auf die Zellenmittelpunkte

$$\overline{\mathbf{u}^{(1)} \mathbf{u}^{(2)}}^{(c,k)} = \sum_{e \in c} \frac{A_{e,k} d_{e,k}}{2 V_{c,k}} u_{e,k}^{(1)} u_{e,k}^{(2)}. \quad (33.53)$$

33.4.3 Rekonstruktion der vertikalen kontravarianten Maßzahl

33.4.3.1 Shallow atmosphere

In der Horizontalen sind die kontravarianten Maßzahlen prognostische Variablen und müssen daher nicht rekonstruiert werden. In der Vertikalen benötigt man jedoch

$$\mathbf{v} \cdot \mathbf{e}^{(v)} = v^{(v)}, \quad (33.54)$$

wobei $\mathbf{e}^{(v)}$ der vertikale kontravariante Einheitsvektor ist. Um $v^{(v)}$ aus w und den horizontalen kontravarianten Komponenten u zu bestimmen, betrachtet man zunächst ein zweidimensionales xz-Koordinatensystem, in der y-Richtung sei das System homogen. Der Einfachheit halber geht man von einer Koordinatenfläche der Form

$$z(x) = Jx = \tan(a) x \quad (33.55)$$

aus, wobei a der Winkel zwischen der Koordinatenfläche und der x-Achse ist. In diesem Fall gilt

$$\mathbf{e}^{(v)} = \begin{pmatrix} -\sin(a) \\ \cos(a) \end{pmatrix}. \quad (33.56)$$

Notiert man für das Vektorfeld

$$\mathbf{v} = \begin{pmatrix} u \\ w \end{pmatrix}, \quad (33.57)$$

folgt

$$\mathbf{v} \cdot \mathbf{e}^{(v)} = -u \sin(a) + w \cos(a). \quad (33.58)$$

Eine horizontale Koordinatenfläche A' vergrößert sich bei Verkippung um den Winkel a um den Faktor

$$A' = A \cos(a) \Leftrightarrow A = \frac{A'}{\cos(a)}. \quad (33.59)$$

In einer numerischen Implementierung ist es häufig effizienter, diesen Vergrößerungsfaktor der horizontalen Fläche in die Vektorfeldkomponente zu absorbieren. Damit erhält man

$$\mathbf{v} \cdot \mathbf{e}^{(v)}|_{\text{GK}} = w - u \tan(a) = w - Ju, \quad (33.60)$$

wobei der Index GK für *geometriekorrigiert* steht. Im dreidimensionalen Fall verallgemeinert man das Produkt Ju zu einem Skalarprodukt:

$$\mathbf{v} \cdot \mathbf{e}^{(v)}|_{\text{GK}} = w - \mathbf{J} \cdot \mathbf{v}_h \quad (33.61)$$

Auf einem C-Gitter wird dies zu

$$v_{c,\text{GK}}^{(v)} = w_c - \overline{J_e u_e}^{(c)}. \quad (33.62)$$

Verwendet man vertikal ein L-Gitter, ist eine weitere vertikale Interpolation notwendig.

$$v_{c,k+\frac{1}{2},\text{GK}}^{(v)} = w_{c,k+\frac{1}{2}} - \overline{J_{e,k} u_{e,k}}^{(c)(k+\frac{1}{2})}. \quad (33.63)$$

Es gilt

$$\begin{aligned}
\overline{\overline{J_{e,k}u_{e,k}}^{(c)}}^{(k+\frac{1}{2})} &= \sum_{e \in c} \frac{l_e d_e}{2A_c \Delta z_{c,k}} \overline{\Delta z_{e,k} J_{e,k} u_{e,k}}^{-(k+\frac{1}{2})} = \sum_{e \in c} \frac{l_e d_e}{2A_c} \frac{\overline{\Delta z_{e,k}}}{\Delta z_{c,k}} \overline{J_{e,k} u_{e,k}}^{-(k+\frac{1}{2})} \\
&= \sum_{e \in c} \frac{l_e d_e}{2A_c} \frac{\mathbf{1}}{2\Delta z_{c,k+1/2}} \left(\Delta z_{c,k} \frac{\Delta z_{e,k}}{\Delta z_{c,k}} J_{e,k} u_{e,k} + \Delta z_{c,k+1} \frac{\Delta z_{e,k+1}}{\Delta z_{c,k+1}} J_{e,k+1} u_{e,k+1} \right) \\
&= \sum_{e \in c} \frac{l_e d_e}{2A_c} \frac{\mathbf{1}}{2\Delta z_{c,k+1/2}} (\Delta z_{e,k} J_{e,k} u_{e,k} + \Delta z_{e,k+1} J_{e,k+1} u_{e,k+1}) \\
&= \sum_{e \in c} \frac{l_e d_e}{2A_c} \frac{\Delta z_{e,k+1/2}}{\Delta z_{c,k+1/2}} \frac{\Delta z_{e,k} J_{e,k} u_{e,k} + \Delta z_{e,k+1} J_{e,k+1} u_{e,k+1}}{2\Delta z_{e,k+1/2}} \\
&= \sum_{e \in c} \frac{l_e d_e}{2A_c} \frac{\Delta z_{e,k+1/2}}{\Delta z_{c,k+1/2}} \overline{J_{e,k} u_{e,k}}^{(k+1/2)} = \overline{\overline{J_{e,k} u_{e,k}}^{(c)}}^{(k+1/2)}. \tag{33.64}
\end{aligned}$$

Auch hier spielt die Reihenfolge der Mittelungsoperatoren also keine Rolle.

33.4.3.2 Deep atmosphere

In der tiefen Atmosphäre wird

$$v_{c,k+\frac{1}{2},\text{GK}}^{(v)} := w_{c,k+\frac{1}{2}} - \overline{\overline{J_{e,k}u_{e,k}}^{(c)}}^{(k+\frac{1}{2})}. \tag{33.65}$$

definiert. Es wird nur diese Reihenfolge der Mittelungsoperatoren zugelassen. Formuliert man dies aus, erhält man mit Glg. (33.53)

$$\overline{\overline{J_{e,k}u_{e,k}}^{(c)}}^{(k+\frac{1}{2})} = \frac{\mathbf{1}}{2} \left(\sum_{e \in c} \frac{A_{e,k} d_{e,k}}{2V_{c,k}} J_{e,k}^{(1)} u_{e,k}^{(2)} + \sum_{e \in c} \frac{A_{e,k+1} d_{e,k+1}}{2V_{c,k+1}} J_{e,k+1}^{(1)} u_{e,k+1}^{(2)} \right). \tag{33.66}$$

33.4.4 Divergenz in geländefolgenden Koordinaten

33.4.4.1 Shallow atmosphere

Da man nun die vertikale kontravariante Massenflussdichte kennt, kann man Glg. (26.63) zu

$$(\nabla \cdot \mathbf{v})_{c,k} = \frac{\mathbf{1}}{A_c \Delta z_{c,k}} \left(\sum_{e \in c} l_e \Delta z_{e,k} u_{e,k} + A_c v_{c,k-1/2,\text{GK}}^{(v)} - A_c v_{c,k+1/2,\text{GK}}^{(v)} \right) \tag{33.67}$$

verallgemeinern. Dabei wurde die Ersetzung

$$w_{k+1/2} \rightarrow v_{c,k+1/2,\text{GK}}^{(v)} \tag{33.68}$$

vorgenommen und die Schichtdicke wurde von der horizontalen Position abhängig gemacht. Setzt man Glg. (33.63) in Glg. (33.67) ein, erhält man

$$\begin{aligned}
 (\nabla \cdot \mathbf{v})_{c,k} &= \frac{1}{A_c \Delta z_{c,k}} \left[\sum_{e \in c} l_e \Delta z_{e,k} u_{e,k} + A_c \left(w_{c,k-1/2} - \overline{J_{e,k} u_{e,k}}^{(c)(k-\frac{1}{2})} \right) - A_c \left(w_{c,k+1/2} - \overline{J_{e,k} u_{e,k}}^{(c)(k+\frac{1}{2})} \right) \right] \\
 &= \sum_{e \in c} \frac{l_e \Delta z_{e,k}}{A_c \Delta z_{c,k}} u_{e,k} + \frac{w_{c,k-1/2}}{\Delta z_{c,k}} - \frac{\overline{J_{e,k} u_{e,k}}^{(c)(k-\frac{1}{2})}}{\Delta z_{c,k}} - \frac{w_{c,k+1/2}}{\Delta z_{c,k}} + \frac{\overline{J_{e,k} u_{e,k}}^{(c)(k+\frac{1}{2})}}{\Delta z_{c,k}} \\
 &\stackrel{\text{Glg. (33.48)}}{=} \frac{w_{c,k-1/2} - w_{c,k+1/2}}{\Delta z_{c,k}} + \sum_{e \in c} \frac{l_e \Delta z_{e,k}}{A_c \Delta z_{c,k}} u_{e,k} \\
 &\quad - \frac{\sum_{e \in c} \frac{l_e d_e}{2 A_c \Delta z_{c,k}} \Delta z_{e,k} J_{e,k} u_{e,k}^{(k-\frac{1}{2})}}{\Delta z_{c,k}} - \frac{\sum_{e \in c} \frac{l_e d_e}{2 A_c \Delta z_{c,k}} \Delta z_{e,k} J_{e,k} u_{e,k}^{(k+\frac{1}{2})}}{\Delta z_{c,k}} \\
 &= \frac{w_{c,k-1/2} - w_{c,k+1/2}}{\Delta z_{c,k}} + \sum_{e \in c} \frac{l_e \Delta z_{e,k}}{A_c \Delta z_{c,k}} u_{e,k} - \frac{\sum_{e \in c} \frac{l_e d_e}{2 A_c} \frac{\Delta z_{e,k}}{\Delta z_{c,k}} \overline{J_{e,k} u_{e,k}}^{(k-\frac{1}{2})}}{\Delta z_{c,k}} - \frac{\sum_{e \in c} \frac{l_e d_e}{2 A_c} \frac{\Delta z_{e,k}}{\Delta z_{c,k}} \overline{J_{e,k} u_{e,k}}^{(k+\frac{1}{2})}}{\Delta z_{c,k}} \\
 &= \frac{w_{c,k-1/2} - w_{c,k+1/2}}{\Delta z_{c,k}} + \sum_{e \in c} \frac{l_e \Delta z_{e,k} u_{e,k} - \frac{l_e d_e}{2} \frac{\Delta z_{e,k}}{\Delta z_{c,k}} \overline{J_{e,k} u_{e,k}}^{(k-\frac{1}{2})} + \frac{l_e d_e}{2} \frac{\Delta z_{e,k}}{\Delta z_{c,k}} \overline{J_{e,k} u_{e,k}}^{(k+\frac{1}{2})}}{A_c \Delta z_{c,k}} \\
 &= \frac{w_{c,k-1/2} - w_{c,k+1/2}}{\Delta z_{c,k}} + \sum_{e \in c} l_e \frac{\Delta z_{e,k} u_{e,k} - \frac{d_e}{2} \frac{\Delta z_{e,k}}{\Delta z_{c,k}} \overline{J_{e,k} u_{e,k}}^{(k-\frac{1}{2})} + \frac{d_e}{2} \frac{\Delta z_{e,k}}{\Delta z_{c,k}} \overline{J_{e,k} u_{e,k}}^{(k+\frac{1}{2})}}{A_c \Delta z_{c,k}} \\
 &= \frac{w_{c,k-1/2} - w_{c,k+1/2}}{\Delta z_{c,k}} \\
 &\quad + \sum_{e \in c} l_e \frac{\Delta z_{e,k} u_{e,k} - \frac{d_e}{4} \left(\frac{\Delta z_{e,k-1}}{\Delta z_{c,k-1}} J_{e,k-1} u_{e,k-1} + \frac{\Delta z_{e,k}}{\Delta z_{c,k}} J_{e,k} u_{e,k} \right) + \frac{d_e}{4} \left(\frac{\Delta z_{e,k}}{\Delta z_{c,k}} J_{e,k} u_{e,k} + \frac{\Delta z_{e,k+1}}{\Delta z_{c,k+1}} J_{e,k+1} u_{e,k+1} \right)}{A_c \Delta z_{c,k}} \\
 &\Rightarrow (\nabla \cdot \mathbf{v})_{c,k} = \left[\sum_{e \in c} \left(l_e \frac{\Delta z_{e,k} u_{e,k}}{A_c \Delta z_{c,k}} \right) + \frac{w_{c,k-1/2} - w_{c,k+1/2}}{\Delta z_{c,k}} \right] \\
 &\quad - \frac{1}{2} \sum_{e \in c} \frac{l_e d_e}{2 A_c \Delta z_{c,k}} \left[\left(\frac{\Delta z_{e,k-1}}{\Delta z_{c,k-1}} J_{e,k-1} u_{e,k-1} + \frac{\Delta z_{e,k}}{\Delta z_{c,k}} J_{e,k} u_{e,k} \right) \right. \\
 &\quad \left. - \left(\frac{\Delta z_{e,k}}{\Delta z_{c,k}} J_{e,k} u_{e,k} + \frac{\Delta z_{e,k+1}}{\Delta z_{c,k+1}} J_{e,k+1} u_{e,k+1} \right) \right]. \quad (33.69)
 \end{aligned}$$

Die Terme in der ersten Zeile entsprechen Glg. (26.63), die Terme in den letzten beiden Gleichungen sind die orographischen Korrekturterme. Diese verschwinden im Fall $\mathbf{J} = \mathbf{o}$. Die blau markierten Terme heben sich gegenseitig auf und können ignoriert werden.

33.4.4.2 Deep atmosphere

In der tiefen Atmosphäre verallgemeinert Glg. (33.67) zu

$$(\nabla \cdot \mathbf{v})_{c,k} = \frac{1}{V_{c,k}} \left(\sum_{e \in c} A_{e,k} u_{e,k} + A_{c,k-1/2} v_{c,k-1/2,\text{GK}}^{(v)} - A_{c,k+1/2} v_{c,k+1/2,\text{GK}}^{(v)} \right). \quad (33.70)$$

Setzt man hier Glg. (33.63) ein, erhält man

$$\begin{aligned}
 (\nabla \cdot \mathbf{v})_{c,k} &= \frac{\mathbf{I}}{V_{c,k}} \left(\sum_{e \in c} A_{e,k} u_{e,k} + A_{c,k-1/2} v_{c,k-1/2, \text{GK}}^{(v)} - A_{c,k+1/2} v_{c,k+1/2, \text{GK}}^{(v)} \right) \\
 &= \frac{\mathbf{I}}{V_{c,k}} \left[\sum_{e \in c} (A_{e,k} u_{e,k}) + A_{c,k-1/2} w_{c,k-1/2} - A_{c,k+1/2} w_{c,k+1/2} \right] \\
 &\quad - \frac{\mathbf{I}}{V_{c,k}} \sum_{e \in c} \left[A_{c,k-1/2} \frac{\mathbf{I}}{2} \left(\frac{A_{e,k} d_{e,k}}{2 V_{c,k}} J_{e,k} u_{e,k} + \frac{A_{e,k-1} d_{e,k-1}}{2 V_{c,k-1}} J_{e,k-1} u_{e,k-1} \right) \right. \\
 &\quad \left. - A_{c,k+1/2} \frac{\mathbf{I}}{2} \left(\frac{A_{e,k} d_{e,k}}{2 V_{c,k}} J_{e,k} u_{e,k} + \frac{A_{e,k+1} d_{e,k+1}}{2 V_{c,k+1}} J_{e,k+1} u_{e,k+1} \right) \right]
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \Rightarrow (\nabla \cdot \mathbf{v})_{c,k} &= \frac{\mathbf{I}}{V_{c,k}} \left[\sum_{e \in c} (A_{e,k} u_{e,k}) + A_{c,k-1/2} w_{c,k-1/2} - A_{c,k+1/2} w_{c,k+1/2} \right] \\
 &\quad + \frac{\mathbf{I}}{V_{c,k}} \sum_{e \in c} \left[- A_{c,k-1/2} \left(\frac{A_{e,k} d_{e,k}}{4 V_{c,k}} J_{e,k} u_{e,k} + \frac{A_{e,k-1} d_{e,k-1}}{4 V_{c,k-1}} J_{e,k-1} u_{e,k-1} \right) \right. \\
 &\quad \left. + A_{c,k+1/2} \left(\frac{A_{e,k} d_{e,k}}{4 V_{c,k}} J_{e,k} u_{e,k} + \frac{A_{e,k+1} d_{e,k+1}}{4 V_{c,k+1}} J_{e,k+1} u_{e,k+1} \right) \right]. \quad (33.71)
 \end{aligned}$$

Die in Glg. (33.69) mögliche Vereinfachung ist hier nicht anwendbar.

33.5 Ellipsoidische Modifikation des Gitters

34 REVERSIBLE DYNAMIK

Ziel dieses Kapitels ist es, herzuleiten, wie differenzielle und algebraische Operatoren und Randbedingungen zu diskretisieren sind. Hierzu betrachtet man die Atmosphäre $\mathcal{A} \subseteq \mathbb{R}^3$ als offene Menge und verwendet als Gleichungssystem die reversiblen Gleichungen trockener Luft mit den Randbedingungen

$$\mathbf{v} \cdot \mathbf{n} = 0 \quad (34.1)$$

am oberen Rand und

$$\mathbf{v} = 0 \quad (34.2)$$

am unteren Rand.

34.1 Prognostische Variablen und Gleichungen

Als prognostische Variablen werden

- die Massendichte ρ in den Zentren der Boxen,
- die potentielle Temperaturdichte $\tilde{\theta}$ in den Zentren der Boxen,
- die Horizontalgeschwindigkeit u an den Kanten der Zellen
- die Vertikalgeschwindigkeit w in den Levels sowie
- die Temperatur T in den Zentren der Boxen als semi-prognostische Variable

gewählt. Die Hamilton-Funktion H schreibt man dann als Funktion von $\rho, \tilde{\theta}$ und $\mathbf{v}$,

$$H = H(\rho, \tilde{\theta}, \mathbf{v}). \quad (34.3)$$

Die prognostischen Gleichungen für diesen Fall wurden in Abschn. 10.1.2 hergeleitet, sie lauten

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -c^{(p)} \theta \nabla \Pi - \nabla k + \mathbf{v} \times \boldsymbol{\eta} - \nabla \varphi, \quad (34.4)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}), \quad (34.5)$$

$$\frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial t} = -\nabla \cdot (\tilde{\theta} \mathbf{v}), \quad (34.6)$$

$$T = f(\rho, \tilde{\theta}). \quad (34.7)$$

Die Funktion f in Glg. (34.7) ist die thermische Zustandsgleichung idealer Gase, $\boldsymbol{\eta} := \boldsymbol{\xi} + \mathbf{f}$ ist die absolute Vorticity.

34.2 Diskretisierung der Poisson-Klammern

Die Poisson-Klammern sind globale Integrale. Man definiert daher einen diskreten Integraloperator gemäß der Ersetzung

$$\int_{\mathcal{A}} \psi(\mathbf{r}) d^3 r \rightarrow \sum_{i=1}^N \psi_i V_i, \quad (34.8)$$

hierbei sind $\psi(\mathbf{r})$ ein integrierbares Skalar- oder Vektorfeld, ψ_i der Wert der diskretisierten Version von ψ in Gitterbox i , V_i das Volumen der Gitterbox i sowie N die Anzahl der Gitterboxen. Die Poisson-Klammern werden gemäß dem Grundansatz

$$\frac{dF[\mathbf{u}]}{dt} = \frac{d}{dt} \int_{\mathcal{A}} f(\mathbf{u}(t)) d^3 r = \int_{\mathcal{A}} \frac{\delta F}{\delta \mathbf{u}} \cdot \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} d^3 r \rightarrow \sum_{c,k} \left(\frac{\delta F}{\delta \mathbf{u}} \cdot \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} \right)_{c,k} V_{c,k} \quad (34.9)$$

diskretisiert. Zunächst wird das Hamilton-Funktional benötigt. Man diskretisiert Glg. (10.81) in der Form

$$H(\varrho, \tilde{s}, \mathbf{v}) = \sum_{c,k} \left[\frac{1}{2} \varrho_{c,k} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{v})_{c,k} + \varrho_{c,k} \mathcal{P}_{c,k} + \tilde{I}_{c,k} \right] V_{c,k}. \quad (34.10)$$

Man teilt dies auf in zwei Anteile

$$H_{\text{kin}}(\mathbf{v}) = \sum_{c,k} \frac{1}{2} \varrho_{c,k} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{v})_{c,k} V_{c,k}, \quad (34.11)$$

$$H_{I'}(\varrho, \tilde{s}) = \sum_{c,k} \left(\varrho_{c,k} \mathcal{P}_{c,k} + \tilde{I}_{c,k} \right) V_{c,k}. \quad (34.12)$$

Den Anteil der kinetischen Energie kann man noch weiter aufteilen:

$$H_{\text{kin}}^{(u)}(u) = \sum_{c,k} \frac{1}{2} \varrho_{c,k} \sum_{e \in c} \frac{l_e d_e}{2 A_c \Delta z_{c,k}} \Delta z_{e,k} u_{e,k}^2 V_{c,k} = \sum_{c,k} \sum_{e \in c} \frac{\varrho_{c,k} l_e d_e \Delta z_{e,k}}{4} u_{e,k}^2, \quad (34.13)$$

$$\begin{aligned} H_{\text{kin}}^{(w)}(w) &= \sum_{c,k} \frac{1}{2} \varrho_{c,k} \left(\frac{\Delta z_{c,k-1/2}}{2 \Delta z_{c,k}} w_u^2 + \frac{\Delta z_{c,k+1/2}}{2 \Delta z_{c,k}} w_l^2 \right) V_{c,k} \\ &= \sum_{c,k} \left(\frac{\varrho_{c,k} \Delta z_{c,k-1/2}}{4} w_{c,k+1/2}^2 + \frac{\varrho_{c,k} \Delta z_{c,k+1/2}}{4} w_{c,k+1/2}^2 \right) A_c \end{aligned} \quad (34.14)$$

Eine alternative Formulierung der kinetischen Energie ist

$$H_{\text{kin}}^*(\mathbf{v}) := \sum_{c,k} \frac{1}{2} (\varrho \mathbf{v} \cdot \mathbf{v})_{c,k} V_{c,k}, \quad (34.15)$$

$$H_{\text{kin}}^{(u,*)}(u) := \sum_{c,k} \sum_{e \in c} \frac{l_e d_e \Delta z_{e,k}}{4} \widetilde{\varrho}_{c,k}^{(e)} u_{e,k}^2, \quad (34.16)$$

$$H_{\text{kin}}^{(w,*)}(w) := \sum_{c,k} \left(\frac{\Delta z_{c,k-1/2}}{4} \widetilde{\varrho}_{c,k}^{(k-1/2)} w_{c,k-1/2}^2 + \frac{\Delta z_{c,k+1/2}}{4} \widetilde{\varrho}_{c,k}^{(k+1/2)} w_{c,k+1/2}^2 \right) A_c. \quad (34.17)$$

Dabei sind $\widetilde{\varrho}_{c,k}^{(e)}$ ein Mittelungsoperator an die Kanten und $\widetilde{\varrho}_{c,k}^{(k+1/2)}$ ein Mittelungsoperator an die Punkte, an denen w platziert ist. Diese Operatoren müssen

$$\sum_{e,k} \widetilde{\varrho}_{c,k}^{(e)} V_{e,k} = \sum_{c,k} \varrho_{c,k} V_{c,k}, \quad (34.18)$$

$$\sum_{c,k} \widetilde{\varrho}_{c,k}^{(k+1/2)} V_{c,k+1/2} = \sum_{c,k} \varrho_{c,k} V_{c,k} \quad (34.19)$$

erfüllen, um die Massenerhaltung nicht zu gefährden.

34.2.1 Diskretisierung von Funktionalableitungen

Glg. (A.122) diskretisiert man in der Form

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{1}{\varepsilon} \sum_{c,k} [f(\mathbf{u}_{c,k} + \varepsilon \mathbf{h}_{c,k}) - f(\mathbf{u}_{c,k})] V_{c,k} \stackrel{!}{=} \sum_{c,k} \left(\frac{\delta F}{\delta \mathbf{u}} \right)_{c,k} \cdot \mathbf{h}_{c,k} V_{c,k}. \quad (34.20)$$

Die Funktionalableitung ist diejenige diskrete Funktion, welche dies für alle Hilfsfunktionen $\mathbf{h}_{c,k}$ erfüllt. $\mathbf{h}$ ist hierbei ein Tupel von Zustandsgrößen. Es kann auch über andere Volumina als $V_{c,k}$ summiert werden.

Für die Funktionalableitungen nach den thermodynamischen Größen erhält man

$$\left(\frac{\delta H_{\text{kin}}}{\delta \varrho} \right)_{c,k} = \frac{1}{2} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{v})_{c,k}, \quad \left(\frac{\delta H_{I'}}{\delta \varrho} \right)_{c,k} = \mathcal{P}_{c,k} + \frac{\partial \tilde{I}_{c,k}}{\partial \varrho}, \quad \left(\frac{\delta H_{I'}}{\delta q_1} \right)_{c,k} = \frac{\partial \tilde{I}_{c,k}}{\partial q_1}. \quad (34.21)$$

Die Glg.en (34.16) - (34.17) kann man in die Form

$$H_{\text{kin}}^{(u, \star)}(u) := \sum_{c,k} \sum_{e \in c} V_{e,k} \widetilde{\varrho_{c,k}^{(e)}} \frac{u_{e,k}^2}{2}, \quad (34.22)$$

$$\begin{aligned} H_{\text{kin}}^{(w, \star)}(w) &:= \sum_{c,k} \left(\frac{\Delta z_{c,k-1/2}}{4} \widetilde{\varrho_{c,k}^{(k-1/2)}} w_{c,k-1/2}^2 + \frac{\Delta z_{c,k+1/2}}{4} \widetilde{\varrho_{c,k}^{(k+1/2)}} w_{c,k+1/2}^2 \right) A_c \\ &= \sum_{c,k} \left(\frac{\Delta z_{c,k-1/2}}{4} \widetilde{\varrho_{c,k}^{(k-1/2)}} w_{c,k-1/2}^2 + \frac{\Delta z_{c,k+1/2}}{4} \widetilde{\varrho_{c,k}^{(k+1/2)}} w_{c,k+1/2}^2 \right) A_c \\ &= \sum_{c,k} \widetilde{\varrho_{c,k}^{(k+1/2)}} \frac{w_{c,k+1/2}^2}{2} V_{c,k+1/2} \end{aligned} \quad (34.23)$$

umschreiben. Dabei wurden

$$V_{e,k} = \frac{l_e d_e \Delta z_{e,k}}{2} \quad (34.24)$$

und

$$V_{c,k+1/2} = A_c \Delta z_{c,k+1/2} \quad (34.25)$$

eingesetzt. Dies impliziert

$$\left(\frac{\delta H_{\text{kin}}^*}{\delta \varrho} \right)_{c,k} = \frac{1}{2} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{v})_{c,k}, \quad (34.26)$$

da die Funktionalableitung auch an den Grenzen der Boxen ausgewertet und anschließend mittels Skalarproduktes auf die Mittelpunkte zurückinterpoliert werden kann.

34.2.1.1 Shallow atmosphere

Aus Glg. (34.13) folgt

$$\frac{H_{\text{kin}}^{(u)}(u + \varepsilon h) - H_{\text{kin}}^{(u)}(u)}{\varepsilon} = \sum_{c,k} \sum_{e \in c} \frac{\varrho_{c,k} l_e d_e \Delta z_{e,k}}{2} u_{e,k} h_{e,k} + O(h^2) = \sum_{c,k} \sum_{e \in c} \varrho_{c,k} u_{e,k} h_{e,k} V_{e,k} + O(h^2). \quad (34.27)$$

Die Summe über Zellen kann als eine Summe über Kanten umgeschrieben werden

$$\begin{aligned} \frac{H_{\text{kin}}^{(u)}(u + \varepsilon h) - H_{\text{kin}}^{(u)}(u)}{\varepsilon} &= \sum_{e,k} \left(\varrho_{c_1(e),k} + \varrho_{c_2(e),k} \right) u_{e,k} h_{e,k} V_{e,k} + O(h^2) \\ &= \sum_{e,k} \frac{\varrho_{c_1(e),k} + \varrho_{c_2(e),k}}{2} u_{e,k} h_{e,k} V_{e,k} + O(h^2) \end{aligned} \quad (34.28)$$

Der Vorfaktor Zwei steht für die beiden betrachteten Raumrichtungen. Die beiden Zellen, welche an die Kante e grenzen, wurden mit c_o und c_i bezeichnet. Somit gilt

$$\left(\frac{\delta H}{\delta \mathbf{v}} \right)_{e,k} = \frac{\varrho_{c_1(e),k} + \varrho_{c_2(e),k}}{2} u_{e,k}. \quad (34.29)$$

Analog folgt aus Glg. (34.14)

$$\begin{aligned} \frac{H_{\text{kin}}^{(w)}(w + \varepsilon h) - H_{\text{kin}}^{(w)}(w)}{\varepsilon} &= \sum_{c,k} \left(\frac{\varrho_{c,k} \Delta z_{c,k-1/2}}{2} w_{c,k-1/2} h_{c,k-1/2} + \frac{\varrho_{c,k} \Delta z_{c,k+1/2}}{2} w_{c,k+1/2} h_{c,k+1/2} \right) A_c \\ &= \sum_{c,k} \left(\frac{\varrho_{c,k}}{2} w_{c,k+1/2} h_{c,k+1/2} + \frac{\varrho_{c,k+1}}{2} w_{c,k+1/2} h_{c,k+1/2} \right) \Delta z_{c,k+1/2} A_c. \end{aligned} \quad (34.30)$$

Dabei wurde eine Indexverschiebung vorgenommen. Mit $V_{c,k+1/2} = A_c \Delta \mathcal{Z}_{c,k+1/2}$ erhält man

$$\frac{H_{\text{kin}}^{(w)}(w + \varepsilon h) - H_{\text{kin}}^{(w)}(w)}{\varepsilon} = \sum_{c,k} \frac{\varrho_{c,k} + \varrho_{c,k+1}}{2} w_{c,k+1/2} h_{c,k+1/2} V_{c,k+1/2}. \quad (34.31)$$

Somit folgt

$$\left(\frac{\partial H}{\partial \mathbf{v}} \right)_{c,k+1/2} = \frac{\varrho_{c,k} + \varrho_{c,k+1}}{2} w_{c,k+1/2}. \quad (34.32)$$

Verwendet man den modifizierten Operator $H_{\text{kin}}^*(\mathbf{v})$ aus Glg. (34.15), erhält man

$$\left(\frac{\partial H^*}{\partial \mathbf{v}} \right)_{e,k} = \widetilde{\varrho}_{c,k}^{(e)} u_{e,k}, \quad (34.33)$$

$$\left(\frac{\partial H^*}{\partial \mathbf{v}} \right)_{c,k+1/2} = \widetilde{\varrho}_{c,k}^{(k+1/2)} w_{c,k+1/2}. \quad (34.34)$$

34.2.1.2 Deep atmosphere

Glg. (34.27) verallgemeinert man mit

$$V_{e,k} := A_{e,k} \frac{d_{e,k}}{2} \quad (34.35)$$

wie folgt auf die deep atmosphere:

$$\frac{H_{\text{kin}}^{(u)}(u + \varepsilon h) - H_{\text{kin}}^{(u)}(u)}{\varepsilon} = \sum_{c,k} \sum_{e \in c} \frac{\varrho_{c,k} d_{e,k} A_{e,k}}{2} u_{e,k} h_{e,k} + O(h^2) = \sum_{c,k} \sum_{e \in c} \varrho_{c,k} u_{e,k} h_{e,k} V_{e,k} + O(h^2) \quad (34.36)$$

Nun schreibt man die Summe über Zellen wieder als Summe über Kanten auf:

$$\begin{aligned} \frac{H_{\text{kin}}^{(u)}(u + \varepsilon h) - H_{\text{kin}}^{(u)}(u)}{\varepsilon} &= \sum_{e,k} \left(\varrho_{c_1(e),k} + \varrho_{c_2(e),k} \right) u_{e,k} h_{e,k} V_{e,k} + O(h^2) \\ &= 2 \sum_{e,k} \frac{\varrho_{c_1(e),k} + \varrho_{c_2(e),k}}{2} u_{e,k} h_{e,k} V_{e,k} + O(h^2) \end{aligned} \quad (34.37)$$

Somit gilt auch in der tiefen Atmosphäre

$$\left(\frac{\partial H}{\partial \mathbf{v}} \right)_{e,k} = \frac{\varrho_{c_1(e),k} + \varrho_{c_2(e),k}}{2} u_{e,k}. \quad (34.38)$$

Analog verfährt man mit Glg. (34.27):

$$\begin{aligned} \frac{H_{\text{kin}}^{(w)}(w + \varepsilon h) - H_{\text{kin}}^{(w)}(w)}{\varepsilon} &= \sum_{c,k} \left(\frac{\varrho_{c,k} A_{c,k-1/2} \Delta \mathcal{Z}_{c,k-1/2}}{2 V_{c,k}} w_{c,k-1/2} h_{c,k-1/2} + \frac{\varrho_{c,k} A_{c,k+1/2} \Delta \mathcal{Z}_{c,k+1/2}}{2 V_{c,k}} w_{c,k+1/2} h_{c,k+1/2} \right) V_{c,k} \\ &= \sum_{c,k} \frac{\varrho_{c,k} A_{c,k-1/2} \Delta \mathcal{Z}_{c,k-1/2}}{2} w_{c,k-1/2} h_{c,k-1/2} + \frac{\varrho_{c,k} A_{c,k+1/2} \Delta \mathcal{Z}_{c,k+1/2}}{2} w_{c,k+1/2} h_{c,k+1/2} \\ &= \sum_{c,k} \frac{\varrho_{c,k+1} A_{c,k+1/2} \Delta \mathcal{Z}_{c,k+1/2}}{2} w_{c,k+1/2} h_{c,k+1/2} + \frac{\varrho_{c,k} A_{c,k+1/2} \Delta \mathcal{Z}_{c,k+1/2}}{2} w_{c,k+1/2} h_{c,k+1/2} \\ &= \sum_{c,k} \left(\frac{\varrho_{c,k+1}}{2} w_{c,k+1/2} h_{c,k+1/2} + \frac{\varrho_{c,k}}{2} w_{c,k+1/2} h_{c,k+1/2} \right) \Delta \mathcal{Z}_{c,k+1/2} A_{c,k+1/2} \end{aligned} \quad (34.39)$$

Mit $V_{c,k+1/2} = A_c \Delta z_{c,k+1/2}$ erhält man

$$\frac{H_{\text{kin}}^{(w)}(w + \varepsilon h) - H_{\text{kin}}^{(w)}(w)}{\varepsilon} = \sum_{c,k} \frac{\rho_{c,k} + \rho_{c,k+1}}{2} w_{c,k+1/2} h_{c,k+1/2} V_{c,k+1/2}. \quad (34.40)$$

Somit folgt

$$\left(\frac{\partial H}{\partial \mathbf{v}} \right)_{c,k+1/2} = \frac{\rho_{c,k} + \rho_{c,k+1}}{2} w_{c,k+1/2}. \quad (34.41)$$

Die Glg.en (34.33) - (34.34) gelten auch in der deep atmosphere.

34.2.2 Gradient auf dem C-Gitter in geländefolgenden Koordinaten

In Abschn. 26.7 wurde von der Forderung $\mathbf{v} \cdot \nabla \psi \stackrel{!}{=} \nabla \cdot (\psi \mathbf{v}) - \psi \nabla \cdot \mathbf{v}$ ausgegangen, um eine Diskretisierung des Skalarproduktes herzuleiten, dabei wurden die Diskretisierungen von „Skalarfeld x Vektorfeld“, Gradient und Divergenz vorausgesetzt. In Abschn. 33.4.2 wurde das Skalarprodukt auf geländefolgende Koordinaten verallgemeinert. Hieraus konnte in Abschn. 33.4.3 die vertikale kontravariante Maßzahl rekonstruiert werden. Dies wurde in Abschn. 33.4.4 genutzt, um die Form der Divergenz in geländefolgenden Koordinaten abzuleiten. Nun muss noch der Gradient auf geländefolgende Koordinaten verallgemeinert werden. Hierzu verwendet man

$$\mathbf{v} \cdot \nabla \psi \equiv \nabla \cdot (\psi \mathbf{v}) - \psi \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (34.42)$$

als die den Gradienten festlegende Gleichung.

34.2.2.1 Shallow atmosphere

Aus Glg. (33.69) folgen

$$\begin{aligned} \psi \nabla \cdot \mathbf{v} = & \left[\sum_{e \in c} \left(l_e \frac{\Delta z_{e,k} \psi_{c,k} u_e}{A_c \Delta z_{e,k}} \right) + \frac{\psi_{c,k} w_{c,k-1/2} - \psi_{c,k} w_{c,k+1/2}}{\Delta z_{e,k}} \right] \\ & - \sum_{e \in c} \frac{l_e d_e}{4 A_c \Delta z_{e,k}} \left(\frac{\Delta z_{e,k-1}}{\Delta z_{e,k-1}} J_{e,k-1} \psi_{c,k} u_{e,k-1} - \frac{\Delta z_{e,k+1}}{\Delta z_{e,k+1}} J_{e,k+1} \psi_{c,k} u_{e,k+1} \right) \end{aligned} \quad (34.43)$$

und

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (\psi \mathbf{v}) = & \left[\sum_{e \in c} \left(l_e \frac{\Delta z_{e,k} (\psi_{o(e),k} + \psi_{c,k}) u_e}{2 A_c \Delta z_{e,k}} \right) + \frac{(\psi_{c,k-1} + \psi_{c,k}) w_{c,k-1/2} - (\psi_{c,k+1} + \psi_{c,k}) w_{c,k+1/2}}{2 \Delta z_{e,k}} \right] \\ & - \sum_{e \in c} \frac{l_e d_e}{4 A_c \Delta z_{e,k}} \left(\frac{\Delta z_{e,k-1}}{\Delta z_{e,k-1}} J_{e,k-1} \frac{\psi_{c,k-1} + \psi_{o(e),k-1}}{2} u_{e,k-1} - \frac{\Delta z_{e,k+1}}{\Delta z_{e,k+1}} J_{e,k+1} \frac{\psi_{c,k+1} + \psi_{o(e),k+1}}{2} u_{e,k+1} \right). \end{aligned} \quad (34.44)$$

Zieht man Glg. (34.43) von Glg. (34.44) ab, erhält man

$$\begin{aligned} \mathbf{v} \cdot \nabla \psi &= \nabla \cdot (\psi \mathbf{v}) - \psi \nabla \cdot \mathbf{v} \\ &= \left[\sum_{e \in c} \left(l_e \frac{\Delta z_{e,k} (\psi_{o(e),k} - \psi_{c,k}) u_e}{2 A_c \Delta z_{e,k}} \right) + \frac{(\psi_{c,k-1} - \psi_{c,k}) w_{c,k-1/2} - (\psi_{c,k+1} - \psi_{c,k}) w_{c,k+1/2}}{2 \Delta z_{e,k}} \right] \\ &\quad - \sum_{e \in c} \frac{l_e d_e}{4 A_c \Delta z_{e,k}} \left(\frac{\Delta z_{e,k-1}}{\Delta z_{e,k-1}} J_{e,k-1} \frac{\psi_{c,k-1} + \psi_{o(e),k-1} - 2 \psi_{c,k}}{2} u_{e,k-1} - \frac{\Delta z_{e,k+1}}{\Delta z_{e,k+1}} J_{e,k+1} \frac{\psi_{c,k+1} + \psi_{o(e),k+1} - 2 \psi_{c,k}}{2} u_{e,k+1} \right) \\ &\stackrel{\text{Glg. (33.47)}}{=} \sum_{e \in c} \frac{l_e d_e}{2 A_c \Delta z_{e,k}} \Delta z_{e,k} (\nabla \psi)_e u_e + \frac{\Delta z_{e,k-1/2}}{2 \Delta z_{e,k}} (\nabla \psi)_{c,k-1/2} w_{c,k-1/2} - \frac{\Delta z_{e,k+1/2}}{2 \Delta z_{e,k}} (\nabla \psi)_{c,k+1/2} w_{c,k+1/2}. \end{aligned} \quad (34.45)$$

Die **rot** markierten Terme treten nur auf der linken Seite auf, jedoch nicht auf der rechten. $\nabla\psi$ lässt sich also in geländefolgenden Koordinaten nicht mehr so definieren, dass diese Gleichung erfüllt ist. Man könnte diese Terme eliminieren, indem man die kontravarianten Flussdichten nur über eine einseitige vertikale Rekonstruktion berechnet, was ein Widerspruch zur Forderung der Massenerhaltung wäre, da in diesem Fall der Fluss durch eine Fläche davon abhängen würde, von welcher Seite man die Fläche betrachtet. Das Problem kann also nicht exakt gelöst werden.

Nichtsdestotrotz kann Erhaltung der Gesamtenergie immernoch erreicht werden. Hierfür ist es notwendig, dass sich die Identität

$$\int_A \psi \nabla \cdot \mathbf{v} d^3r = - \int_A \mathbf{v} \cdot \nabla \psi d^3r \quad (34.46)$$

auf die Diskretisierung überträgt. Für diese Rechnung müssen auch die Orientierungen $\gamma_{e(c)}$ der Vektoren berücksichtigt werden. Es wird

$$\gamma_{e(c)} := \begin{cases} \mathbf{1}, & \text{falls der Vektor bei } e \text{ in Bezug auf } c \text{ nach außen zeigt,} \\ -\mathbf{1}, & \text{sonst} \end{cases} \quad (34.47)$$

definiert. Somit erhält man

$$\begin{aligned} \int_A \psi \nabla \cdot \mathbf{v} d^3r &\rightarrow \sum_{c,k} (\psi \nabla \cdot \mathbf{v})_{c,k} A_c \Delta z_{c,k} \\ &= \sum_{c,k} \left[\sum_{e \in c} \left(l_e \Delta z_{e,k} \psi_{c,k} \gamma_{e(c)} u_e \right) + A_c \left(\psi_{c,k} w_{c,k-1/2} - \psi_{c,k} w_{c,k+1/2} \right) \right. \\ &\quad \left. - \sum_{e \in c} \frac{l_e d_e}{4} \left(\frac{\Delta z_{e,k-1}}{\Delta z_{c,k-1}} J_{e,k-1} \psi_{c,k} u_{e,k-1} - \frac{\Delta z_{e,k+1}}{\Delta z_{c,k+1}} J_{e,k+1} \psi_{c,k} u_{e,k+1} \right) \right]. \end{aligned} \quad (34.48)$$

Mit einer Indexverschiebung folgt

$$\begin{aligned} \sum_{c,k} (\psi \nabla \cdot \mathbf{v})_{c,k} A_c \Delta z_{c,k} &= \sum_{c,k} \left[\sum_{e \in c} \left(l_e \Delta z_{e,k} \psi_{c,k} \gamma_{e(c)} u_e \right) + A_c \left(\psi_{c,k} w_{c,k-1/2} - \psi_{c,k} w_{c,k+1/2} \right) \right. \\ &\quad \left. - \sum_{e \in c} \frac{l_e d_e}{4} \left(\frac{\Delta z_{e,k}}{\Delta z_{c,k}} J_{e,k} \psi_{c,k+1} u_{e,k} - \frac{\Delta z_{e,k}}{\Delta z_{c,k}} J_{e,k} \psi_{c,k-1} u_{e,k} \right) \right] \\ &= \sum_{c,k} \left[\sum_{e \in c} \left(l_e \Delta z_{e,k} \psi_{c,k} \gamma_{e(c)} u_e \right) + A_c \left(\psi_{c,k} w_{c,k-1/2} - \psi_{c,k} w_{c,k+1/2} \right) \right. \\ &\quad \left. - \sum_{e \in c} \frac{l_e d_e}{4} \left(\frac{\Delta z_{e,k}}{\Delta z_{c,k}} J_{e,k} \psi_{c,k+1} u_{e,k} - \frac{\Delta z_{e,k}}{\Delta z_{c,k}} J_{e,k} \psi_{c,k} u_{e,k} - \frac{\Delta z_{e,k}}{\Delta z_{c,k}} J_{e,k} \psi_{c,k-1} u_{e,k} + \frac{\Delta z_{e,k}}{\Delta z_{c,k}} J_{e,k} \psi_{c,k} u_{e,k} \right) \right] \\ &= \sum_{c,k} \sum_{e \in c} l_e \Delta z_{e,k} \psi_{c,k} \gamma_{e(c)} u_e + \sum_{c,k+1/2} A_c \left(\psi_{c,k} w_{c,k-1/2} - \psi_{c,k} w_{c,k+1/2} \right) \\ &\quad - \sum_{e,k} \sum_{c \in e} \frac{l_e d_e}{4} \left(\frac{\Delta z_{e,k}}{\Delta z_{c,k}} J_{e,k} \psi_{c,k+1} u_{e,k} - \frac{\Delta z_{e,k}}{\Delta z_{c,k}} J_{e,k} \psi_{c,k} u_{e,k} - \frac{\Delta z_{e,k}}{\Delta z_{c,k}} J_{e,k} \psi_{c,k-1} u_{e,k} + \frac{\Delta z_{e,k}}{\Delta z_{c,k}} J_{e,k} \psi_{c,k} u_{e,k} \right) \\ &= \sum_{e,k} \sum_{c \in e} l_e \Delta z_{e,k} \psi_{c,k} \gamma_{e(c)} u_e - \sum_{c,k+1/2} A_c \Delta z_{c,k+1/2} w_{c,k+1/2} \frac{\psi_{c,k} - \psi_{c,k+1}}{\Delta z_{c,k+1/2}} \\ &\quad - \sum_{e,k} \sum_{c \in e} \frac{l_e d_e}{4} \left(\frac{\Delta z_{e,k}}{\Delta z_{c,k}} \Delta z_{c,k+1/2} J_{e,k} \frac{\psi_{c,k+1} - \psi_{c,k}}{\Delta z_{c,k+1/2}} u_{e,k} + \frac{\Delta z_{e,k}}{\Delta z_{c,k}} \Delta z_{c,k-1/2} J_{e,k} u_{e,k} \frac{\psi_{c,k} - \psi_{c,k-1}}{\Delta z_{c,k-1/2}} \right) \\ &= \sum_{e,k} -l_e d_e \Delta z_{e,k} u_e \sum_{c \in e} \frac{\psi_{c,k} \gamma_{e(c)}}{d_e} - \sum_{c,k+1/2} A_c \Delta z_{c,k+1/2} w_{c,k+1/2} \frac{\psi_{c,k} - \psi_{c,k+1}}{\Delta z_{c,k+1/2}} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& - \sum_{e,k} l_e d_e \Delta z_{e,k} u_{e,k} J_{e,k} \sum_{c \in e} \frac{1}{4} \left(\frac{\Delta z_{c,k+1/2}}{\Delta z_{c,k}} \frac{\psi_{c,k+1} - \psi_{c,k}}{\Delta z_{c,k+1/2}} + \frac{\Delta z_{c,k-1/2}}{\Delta z_{c,k}} \frac{\psi_{c,k} - \psi_{c,k-1}}{\Delta z_{c,k-1/2}} \right) \\
& = \sum_{e,k} -l_e d_e \Delta z_{e,k} u_e \sum_{c \in e} -\frac{\psi_{c,k} \gamma_{e(c)}}{d_e} - \sum_{c,k+1/2} A_c \Delta z_{c,k+1/2} w_{c,k+1/2} (\nabla_z \psi)_{c,k+1/2} \\
& \quad + \sum_{e,k} l_e d_e \Delta z_{e,k} u_{e,k} J_{e,k} \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta z_{c,k-1/2}}{\Delta z_{c,k}} (\nabla_z \psi)_{c,k-1/2} + \frac{\Delta z_{c,k+1/2}}{\Delta z_{c,k}} (\nabla_z \psi)_{c,k+1/2} \right)^{(e)} \\
& = \sum_{e,k} -l_e d_e \Delta z_{e,k} u_e \sum_{c \in e} -\frac{\psi_{c,k} \gamma_{e(c)}}{d_e} - \sum_{c,k+1/2} A_c \Delta z_{c,k+1/2} w_{c,k+1/2} (\nabla_z \psi)_{c,k+1/2} \\
& \quad + \sum_{e,k} l_e d_e \Delta z_{e,k} u_{e,k} J_{e,k} \overline{(\nabla_z \psi)_{c,k+1/2}}^{(k)(e)} \\
& = \sum_{e,k} -l_e d_e \Delta z_{e,k} u_e \left[\sum_{c \in e} \left(-\frac{\psi_{c,k} \gamma_{e(c)}}{d_e} \right) - J_{e,k} \overline{(\nabla_z \psi)_{c,k+1/2}}^{(k)(e)} \right] - \sum_{c,k+1/2} A_c \Delta z_{c,k+1/2} w_{c,k+1/2} (\nabla_z \psi)_{c,k+1/2} \\
& = - \left\{ 2 \sum_{e,k} V_{e,k} u_e \left[\sum_{c \in e} \left(-\frac{\psi_{c,k} \gamma_{e(c)}}{d_e} \right) - J_{e,k} \overline{(\nabla_z \psi)_{c,k+1/2}}^{(k)(e)} \right] + \sum_{c,k+1/2} V_{c,k+1/2} w_{c,k+1/2} (\nabla_z \psi)_{c,k+1/2} \right\}. \tag{34.49}
\end{aligned}$$

Der Faktor 2 steht für die beiden Raumrichtungen in der Horizontalen. Hieraus ergibt sich die Diskretisierung

$$(\nabla \psi)_{e,k} = \frac{1}{d_e} \sum_{c \in e} \left(-\psi_{c,k} \gamma_{e(c)} \right) - J_{e,k} \overline{(\nabla_z \psi)_{c,k+1/2}}^{(k)(e)} \tag{34.50}$$

des Gradienten in geländefolgenden Koordinaten.

34.2.2.2 Deep atmosphere

Auch in der deep atmosphere ist in geländefolgenden Koordinaten die diskretisierte Produktregel des Nabla-Operators lokal nicht gültig. Hier gilt nach Glg. (33.71)

$$\begin{aligned}
\int_A \psi \nabla \cdot \mathbf{v} d^3 r & \rightarrow \sum_{c,k} (\psi \nabla \cdot \mathbf{v})_{c,k} V_{c,k} = \sum_{c,k} \left\{ \left[\sum_{e \in c} \left(A_{e,k} \psi_{c,k} u_{e,k} \right) + A_{c,k-1/2} \psi_{c,k} w_{c,k-1/2} - A_{c,k+1/2} \psi_{c,k} w_{c,k+1/2} \right] \right. \\
& \quad + \sum_{e \in c} \left[-A_{c,k-1/2} \left(\frac{A_{e,k} d_{e,k}}{4 V_{c,k}} J_{e,k} \psi_{c,k} u_{e,k} + \frac{A_{e,k-1} d_{e,k-1}}{4 V_{c,k-1}} J_{e,k-1} \psi_{c,k} u_{e,k-1} \right) \right. \\
& \quad \left. \left. + A_{c,k+1/2} \left(\frac{A_{e,k} d_{e,k}}{4 V_{c,k}} J_{e,k} \psi_{c,k} u_{e,k} + \frac{A_{e,k+1} d_{e,k+1}}{4 V_{c,k+1}} J_{e,k+1} \psi_{c,k} u_{e,k+1} \right) \right] \right\}. \tag{34.51}
\end{aligned}$$

Bis auf die Korrekturterme der geländefolgenden Koordinaten ist die Produktregel des Nabla-Operators auch hier lokal gültig, es gilt weiterhin die Herleitung in Abschn. 26.7.5. Darüber hinaus verschwindet auch hier ein globales Integral über eine Divergenz, die Begründung hierfür ist dieselbe wie in der shallow atmosphere. Man kann also

die partielle Integration auf die Terme der geländefolgende Korrektur beschränken:

$$\begin{aligned}
& \sum_{c,k} \sum_{e \in c} \left[-A_{c,k-1/2} \left(\frac{A_{e,k} d_{e,k}}{4 V_{c,k}} J_{e,k} \psi_{c,k} u_{e,k} + \frac{A_{e,k-1} d_{e,k-1}}{4 V_{c,k-1}} J_{e,k-1} \psi_{c,k} u_{e,k-1} \right) \right. \\
& \quad \left. + A_{c,k+1/2} \left(\frac{A_{e,k} d_{e,k}}{4 V_{c,k}} J_{e,k} \psi_{c,k} u_{e,k} + \frac{A_{e,k+1} d_{e,k+1}}{4 V_{c,k+1}} J_{e,k+1} \psi_{c,k} u_{e,k+1} \right) \right] \\
& = \sum_{c,k} \sum_{e \in c} \left[-A_{c,k-1/2} \left(\frac{V_{e,k}}{2 V_{c,k}} J_{e,k} \psi_{c,k} u_{e,k} + \frac{V_{e,k-1}}{2 V_{c,k-1}} J_{e,k-1} \psi_{c,k} u_{e,k-1} \right) \right. \\
& \quad \left. + A_{c,k+1/2} \left(\frac{V_{e,k}}{2 V_{c,k}} J_{e,k} \psi_{c,k} u_{e,k} + \frac{V_{e,k+1}}{2 V_{c,k+1}} J_{e,k+1} \psi_{c,k} u_{e,k+1} \right) \right] \\
& = \sum_{c,k} \sum_{e \in c} \left[-A_{c,k-1/2} \frac{V_{e,k}}{2 V_{c,k}} J_{e,k} \psi_{c,k} u_{e,k} - A_{c,k-1/2} \frac{V_{e,k-1}}{2 V_{c,k-1}} J_{e,k-1} \psi_{c,k} u_{e,k-1} \right. \\
& \quad \left. + A_{c,k+1/2} \frac{V_{e,k}}{2 V_{c,k}} J_{e,k} \psi_{c,k} u_{e,k} + A_{c,k+1/2} \frac{V_{e,k+1}}{2 V_{c,k+1}} J_{e,k+1} \psi_{c,k} u_{e,k+1} \right] \\
& = \sum_{c,k} \sum_{e \in c} \left(-A_{c,k-1/2} \frac{V_{e,k}}{2 V_{c,k}} J_{e,k} \psi_{c,k} u_{e,k} - A_{c,k+1/2} \frac{V_{e,k}}{2 V_{c,k}} J_{e,k} \psi_{c,k+1} u_{e,k} \right. \\
& \quad \left. + A_{c,k+1/2} \frac{V_{e,k}}{2 V_{c,k}} J_{e,k} \psi_{c,k} u_{e,k} + A_{c,k-1/2} \frac{V_{e,k}}{2 V_{c,k}} J_{e,k} \psi_{c,k-1} u_{e,k} \right) \\
& = \sum_{c,k} \sum_{e \in c} J_{e,k} u_{e,k} \left(-\frac{A_{c,k-1/2}}{2 V_{c,k}} \psi_{c,k} - \frac{A_{c,k+1/2}}{2 V_{c,k}} \psi_{c,k+1} + \frac{A_{c,k+1/2}}{2 V_{c,k}} \psi_{c,k} + \frac{A_{c,k-1/2}}{2 V_{c,k}} \psi_{c,k-1} \right) V_{e,k} \\
& = \sum_{c,k} \sum_{e \in c} J_{e,k} u_{e,k} \left(\frac{A_{c,k-1/2}}{2 V_{c,k}} \Delta z_{c,k-1/2} \frac{\psi_{c,k-1} - \psi_{c,k}}{\Delta z_{c,k-1/2}} + \frac{A_{c,k+1/2}}{2 V_{c,k}} \Delta z_{c,k+1/2} \frac{\psi_{c,k} - \psi_{c,k+1}}{\Delta z_{c,k+1/2}} \right) V_{e,k} \\
& = \sum_{c,k} \sum_{e \in c} J_{e,k} u_{e,k} \overline{(\nabla_z \psi)_{c,k+1/2}}^{(k)} V_{e,k} = - \sum_{c,k} \sum_{e \in c} -J_{e,k} u_{e,k} \overline{(\nabla_z \psi)_{c,k+1/2}}^{(k)} V_{e,k} \\
& = - \sum_{c,k} \sum_{e \in c} -J_{e,k} 2 u_{e,k} \frac{1}{2} \overline{(\nabla_z \psi)_{c,k+1/2}}^{(k)} V_{e,k} = - \sum_{e,k} J_{e,k} u_{e,k} V_{e,k} \left(-2 \sum_{c \in e} \frac{1}{2} \overline{(\nabla_z \psi)_{c,k+1/2}}^{(k)} \right) \\
& = -2 \sum_{e,k} u_{e,k} V_{e,k} \left(-J_{e,k} \overline{(\nabla_z \psi)_{c,k+1/2}}^{(k)} \right) \tag{34.52}
\end{aligned}$$

Daher gilt auch in der deep atmosphere

$$(\nabla \psi)_{e,k} = \frac{1}{d_{e,k}} \sum_{c \in e} \left(-\psi_{c,k} \gamma_{e(c)} \right) - J_{e,k} \overline{(\nabla_z \psi)_{c,k+1/2}}^{(k)(e)}, \tag{34.53}$$

wobei hier nur diese Reihenfolge der Mittelungsoperatoren zulässig ist.

34.2.3 Dreidimensionale Erweiterung der Helizitätsklammer

$$\sum_{e,k} \bar{\rho}_c^{(e)} v_e \frac{\partial v_{e,k}}{\partial t} = \sum_{e,k} \bar{\rho}_c^{(e)} v_e \overline{\rho w \cdot \eta_l^{(e)}}^{(k)} \tag{34.54}$$

34.2.4 Überprüfung der Energieerhaltung

Da die Hamilton-Funktion nicht explizit von der Zeit abhängt, ist sie gleich der Gesamtenergie. Setzt man in Glg. (10.66) $F = H$ ein, erhält man

$$\frac{dH}{dt} = \{H, H\} = \{H, Z_a, H\} + \{H, H\}_\ell + \{H, H\}_{\tilde{s}}. \quad (34.55)$$

Weiterhin gelten

$$\{H, Z_a, H\} \stackrel{\text{Glg. (10.54)}}{=} 0, \quad \{H, H\}_\ell \stackrel{\text{Glg. (10.50)}}{=} 0, \quad \{H, H\}_{\tilde{s}} \stackrel{\text{Glg. (10.51)}}{=} 0. \quad (34.56)$$

Dies impliziert Energieerhaltung

$$H = \text{const.} \quad (34.57)$$

Um Energieerhaltung auf die räumliche Diskretisierung zu übertragen muss man also drei Voraussetzungen beachten:

1. Die Helizitätsklammer $\{H, Z_a, H\} = \{K, Z_a, H\}$ ist energetisch inaktiv.
2. Es gilt $\{H, H\}_\ell = \{K, H\}_\ell + \{I', H\}_\ell = 0$.
3. Es gilt $\{H, H\}_{\tilde{s}} = \{K, H\}_{\tilde{s}} + \{I', H\}_{\tilde{s}} = 0$.

Der erste Punkt entspricht der Tatsache, dass die generalisierte Coriolis-Kraft keine Arbeit leistet, was bereits in Kap. 28 nachgewiesen wurde. Die zweite und dritte Aussage haben rechnerisch die gleiche Voraussetzung. Hierzu addiere man die Glg.en (10.78) - (10.79), was auf

$$\int_A \underbrace{-\rho \mathbf{v} \cdot \nabla \varphi}_A \underbrace{-c_d^{(p)} \rho \theta \mathbf{v} \cdot \nabla \Pi}_B \underbrace{-\varphi \nabla \cdot (\rho \mathbf{v})}_A \underbrace{-c_d^{(p)} \Pi \nabla \cdot (\rho \theta \mathbf{v})}_B d^3r = 0 \quad (34.58)$$

führt. Die Integrale über die Terme A und B heben sich jeweils gegenseitig auf. Dabei wurden die folgenden beiden Tatsachen benutzt:

1. Die Rechenregel $\nabla \cdot (\psi \mathbf{v}) = \mathbf{v} \cdot \nabla \psi + \psi \nabla \cdot \mathbf{v}$.
2. Globale Integrale über $\nabla \cdot (\psi \mathbf{v})$ verschwinden mit dem Gauß'schen Satz aufgrund kinematischer Randbedingungen.

Beide Tatsachen gelten auch in der Diskretisierung. Die Nachweise dafür wurden bereits erbracht:

1. Die Definition des Gradienten in Abschn. 34.2.2 stellt sicher, dass $\nabla \cdot (\psi \mathbf{v}) = \mathbf{v} \cdot \nabla \psi + \psi \nabla \cdot \mathbf{v}$ auch in der Diskretisierung gilt.
2. Dass globale Integrale über Divergenzen verschwinden, wurde bereits in Abschn. 26.5 nachgewiesen.

Auf einen weiteren Aspekt sei hier hingewiesen: diskretisiert man Glg. (34.58), kommt θ nur an den Kanten des Gitters vor, nicht in den Zellzentren. Man kann den Werte von θ an der Kante also frei wählen, solange man dies auch in der Druckgradientbeschleunigung tut. Dies wird in Abschn. 34.4 genutzt werden, um θ an der Kante so zu berechnen, dass die Genauigkeit des Flussoperators $-\nabla \cdot (\rho \theta \mathbf{v})$ erhöht wird. Auch die θ -Erhaltung selbst wird hierdurch nicht verletzt, da weiterhin das, was aus einer Gitterbox herausfließt, in die benachbarte hineinfließt.

Druckgradient- und Schwerebeschleunigung sowie die generalisierte Corioliskraft sind hierdurch abgedeckt. Der Gradient der kinetischen Energie jedoch kürzt sich in den Poisson-Klammern heraus, da er zwar kinetische Energie transportiert, jedoch keine erzeugt oder vernichtet. Dies soll hier noch einmal nachvollzogen werden. Um dies einzusehen, notiert man die Impulsgleichung in der Form

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla k + \mathbf{l}, \quad (34.59)$$

wobei Druckgradient- und Schwerebeschleunigung im Term $\mathbf{l}$ zusammengefasst wurden. Die Corioliskraft kann hier ignoriert werden. Skalare Multiplikation mit $\mathbf{v}$ ergibt

$$\mathbf{v} \cdot \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\mathbf{v} \cdot \nabla k + \mathbf{v} \cdot \mathbf{l} \quad \Leftrightarrow \quad \frac{\partial k}{\partial t} = -\mathbf{v} \cdot \nabla k + \mathbf{v} \cdot \mathbf{l}.$$

Multipliziert man dies mit der Massendichte ρ , erhält man

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} = -\rho \mathbf{v} \cdot \nabla k + \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{l}. \quad (34.60)$$

Die Kontinuitätsgleichung lautet

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}). \quad (34.61)$$

Multipliziert man dies mit der spezifischen kinetischen Energie k , erhält man

$$k \frac{\partial \rho}{\partial t} = -k \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}). \quad (34.62)$$

Addiert man die Glg.en (34.60) und (34.62), erhält man

$$\frac{\partial (\rho k)}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho k \mathbf{v}) + \mathbf{v} \cdot \mathbf{l}. \quad (34.63)$$

Hieraus ergibt sich, dass nur das globale Integral über $\mathbf{v} \cdot \mathbf{l}$ zur Evolution der gesamten kinetischen Energie der Atmosphäre beiträgt. In die Herleitung sind nur Rechenregeln für $\frac{\partial}{\partial t}$ sowie die bereits als erfüllt eingesehene Regel $\nabla \cdot (\psi \mathbf{v}) = \mathbf{v} \cdot \nabla \psi + \psi \nabla \cdot \mathbf{v}$ eingegangen. Die Beschleunigung $-\nabla k$ beeinflusst die energetischen Integrale also auch in der Diskretisierung nicht.

Somit ist die in diesem Kapitel entwickelte Ortsdiskretisierung energetisch selbstkonsistent.

34.2.4.1 Aufnahme eines hydrostatischen Hintergrundzustandes

Ein hydrostatischer Hintergrundzustand wie in Abschn. 13.7.5 beschrieben kann verwendet werden, ohne die Energieerhaltung zu zerstören. Dabei muss sichergestellt werden, dass

$$\mathbf{o} = -c^{(p)} \bar{\theta} \nabla \bar{\Pi} - \nabla \varphi \quad (34.64)$$

auch diskret gilt. Die entsprechenden Terme haben sich dann in der Diskretisierung gegenseitig auf.

Dies ist so jedoch nur ohne Orographie der Fall. Sind jedoch Berge vorhanden, heben sich die horizontalen Anteile der Gradienten nicht exakt gegenseitig auf, sodass ein kleiner Fehler in der Energieerhaltung entsteht. Im Zusammenspiel von Orts- und Zeitdiskretisierung überwiegen jedoch die Vorteile des hydrostatischen Hintergrundzustandes. Der wesentlichste Vorteil hierbei ist, dass die horizontalen orographischen Korrekturanteile von $-c^{(p)} \theta \nabla \Pi$ und $-\nabla \varphi$ zwei Größen sind, die sich fast komplett gegenseitig aufheben, also

$$-c^{(p)} \overline{\theta}_{c,k}^{(e)} J_{e,k} \overline{(\nabla_z \Pi)_{c,k+1/2}}^{(k)} - J_{e,k} \overline{(\nabla_z \varphi)_{c,k+1/2}}^{(k)} \approx \mathbf{o}. \quad (34.65)$$

Die übrigbleibende Differenz ist größtenteils ein Diskretisierungsfehler. Dieser wird kleiner, wenn man einen hydrostatischen Hintergrundzustand verwendet, da dann lediglich

$$-c^{(p)} \overline{\theta}_{c,k}^{(e)} J_{e,k} \overline{(\nabla_z \Pi')_{c,k+1/2}}^{(k)} - c^{(p)} \overline{\theta'}_{c,k}^{(e)} J_{e,k} \overline{(\nabla_z \bar{\Pi})_{c,k+1/2}}^{(k)} \quad (34.66)$$

berechnet werden muss.

34.3 Randbedingungen

34.3.1 Obere Randbedingung

Als obere Randbedingung im Rahmen der reversiblen Dynamik verwendet man die kinematische Randbedingung $\mathbf{v} \cdot \mathbf{n} = \mathbf{o}$. Im Modell entspricht dies

$$w_{c,1/2} = \mathbf{o} \quad (34.67)$$

für alle Zellen c .

34.3.2 Untere Randbedingung

Die untere Randbedingung im Rahmen der reversiblen Dynamik ist die No-slip-Randbedingung $\mathbf{v} = \mathbf{o}$. Da sich dort nur vertikale Vektorkomponenten befinden, entspricht dies

$$w_{c, N_L + \frac{1}{2}} = \mathbf{o} \quad (34.68)$$

für alle Zellen c .

34.4 Möglichkeiten zur Erhöhung der Ordnung

Im Rahmen des bisher entwickelten Formalismus gibt es drei Möglichkeiten für Ansätze zur Erhöhung der Konvergenzordnung:

1. Modifikation des kinetischen-Energie-Funktionalis inklusive Interpolation der Dichte $\tilde{\rho}_{c,k}^{(e)}$ and die Kante.
2. Interpolation von θ an die Kante (s. Abschn. 34.4.1).
3. Erhöhung der Anzahl der Kanten, die bei Berechnung des Vorticityflussterns berücksichtigt werden.

Diese verbleibenden Freiheiten sind nicht ausreichend, um die Konvergenzordnung des Gesamtmodells zu erhöhen.

34.4.1 Tracer-Advektion höherer Ordnung

Die Genauigkeit der Diskretisierung kann erhöht werden, indem man θ nicht über das arithmetische Mittel

$$\tilde{\theta}^{(e)} = \frac{\theta_{c_1(e)} + \theta_{c_2(e)}}{2}, \quad (34.69)$$

was zweiter Ordnung ist, an die Kante interpoliert, sondern in komplexerer Art und Weise. Der vertikale Index k wird hier weggelassen, da in diesem Abschnitt von Zweidimensionalität ausgegangen wird und $c_1(e)$, $c_2(e)$ sind wie üblich die beiden Zeilen, welche an die Kante e grenzen.

34.4.1.1 Eindimensionaler Fluss

Zunächst wird dies eindimensional betrachtet. Hierzu geht man von der wahren Ortsabhängigkeit $\theta = \theta(x)$ aus und nimmt an, dass in den skalaren Gitterpunkten i , welche an Orten $x_i = i\Delta x$ positioniert sind, die Werte von θ bekannt sind, also

$$\theta_i = \theta(x_i). \quad (34.70)$$

Es wird nun eine geeignete Approximation für $\tilde{\theta}^{(e)}$ gesucht, also θ an der Position $x = \frac{\Delta x}{2}$. Hierzu ersetzt man zunächst die Ortsabhängigkeit $\theta(x)$ durch $\mu^{(n)}(x)$, wobei n für die Konvergenzordnung steht.

Für $n = 2$ macht man den Ansatz

$$\mu^{(2)}(\mathbf{o}) = \theta(\mathbf{o}), \quad (34.71)$$

$$\mu^{(2)}(\Delta x) = \theta(\Delta x). \quad (34.72)$$

Da man zwei lineare Gleichungen für $\mu^{(2)}$ hat, macht man einen Ansatz mit zwei Koeffizienten, also

$$\mu^{(2)}(x) = a + bx. \quad (34.73)$$

Setzt man dies in die Glg.en (34.71) - (34.72) ein, erhält man

$$a = \theta(\mathbf{o}), \quad (34.74)$$

$$a + b\Delta x = \theta(\Delta x). \quad (34.75)$$

Dies führt auf

$$a = \theta_{c_1(e)}, \quad (34.76)$$

$$b = \frac{\theta(\Delta x) - \theta(\mathbf{o})}{\Delta x} = \frac{\theta_{c_2(e)} - \theta_{c_1(e)}}{\Delta x}. \quad (34.77)$$

Um hieraus $\tilde{\theta}^{(e,2)}$ zu berechnen, wobei die hochgestellte Zwei für die Ordnung steht, muss noch eine Integration über das Zeitintervall $[0, \Delta t]$ durchgeführt werden, wobei Δt die Länge eines Zeitschrittes ist. Man rechnet:

$$\tilde{\theta}^{(e,2)} = a + b \frac{\Delta x}{2} = \theta_{c_1(e)} + \frac{\theta(\Delta x) - \theta(0)}{2} = \frac{\theta(0) + \theta(\Delta x)}{2} \quad (34.78)$$

Um eine Approximation dritter Ordnung zu erhalten ($n = 3$), nimmt man die zweite Ableitung von θ in der Gitterzelle $c_1(e)$ mit in die Rekonstruktion von θ auf, also

$$\mu^{(3)}(x) = a + bx + cx^2. \quad (34.79)$$

Hieraus folgen

$$f_0 = a, \quad (34.80)$$

$$f_1 = a + b\Delta x + c\Delta x^2, \quad (34.81)$$

$$f_{-1} = a - b\Delta x + c\Delta x^2, \quad (34.82)$$

was sich zu

$$a = f_0, \quad (34.83)$$

$$f_{-1} + f_1 = 2a + 2c\Delta x^2 = 2(f_0 + c\Delta x^2) \Rightarrow \frac{f_{-1} + f_1}{2} - f_0 = c\Delta x^2 \Rightarrow c = \frac{f_{-1} - 2f_0 + f_1}{2\Delta x^2}, \quad (34.84)$$

$$f_1 - f_{-1} = 2b\Delta x \Rightarrow b = \frac{f_1 - f_{-1}}{2\Delta x} \quad (34.85)$$

umformen lässt. Hieraus folgt

$$\mu^{(3)}(x) = f_0 + \frac{f_1 - f_{-1}}{2\Delta x}x + \frac{f_{-1} - 2f_0 + f_1}{2\Delta x^2}x^2. \quad (34.86)$$

Der Wert dieser Funktion an der Kante ($x = \frac{\Delta x}{2}$) lautet somit

$$\begin{aligned} \mu^{(3)}\left(\frac{\Delta x}{2}\right) &= f_0 + \frac{f_1 - f_{-1}}{4} + \frac{f_{-1} - 2f_0 + f_1}{8} = \frac{8f_0 + 2f_1 - 2f_{-1} + f_{-1} - 2f_0 + f_1}{8} \\ &= \frac{6f_0 + 3f_1 - f_{-1}}{8} = \frac{4f_0 + 4f_1 + 2f_0 - f_1 - f_{-1}}{8} = \frac{f_0 + f_1}{2} + \frac{2f_0 - f_1 - f_{-1}}{8} \\ &= \frac{f_0 + f_1}{2} - \frac{f_1 - 2f_0 + f_{-1}}{8} = \frac{f_0 + f_1}{2} - \Delta x^2 \frac{f_1 - 2f_0 + f_{-1}}{8\Delta x^2} \\ &= \frac{f_0 + f_1}{2} - \frac{\Delta x^2}{8} \delta_x^2 f \end{aligned} \quad (34.87)$$

mit

$$\delta_x^2 f := \frac{f_1 - 2f_0 + f_{-1}}{\Delta x^2} \quad (34.88)$$

als Approximation für die zweite Ableitung von θ in x -Richtung im Zentrum der Zelle $c_1(e)$.

34.4.1.2 Zweidimensionaler Fluss

In zwei Dimensionen werden die eindimensionalen Formeln einfach in jeder Raumrichtung angewandt. Auf vier-eckigen Gittern, bei denen alle Vektoren parallel zu einer globalen Koordinatenachse liegen, ist dies kein Problem. Auf Gittern, die dieses Kriterium nicht erfüllen, ist dies komplizierter, worum es im nächsten Abschnitt geht.

34.4.1.3 Besonderheiten auf dem hexagonalen Gitter

Auf dem hexagonalen Gitter sind die Vektoren nicht entlang von Koordinatenlinien ausgerichtet, was die Berechnung der zweiten Ableitungen in den Zellzentren verkompliziert. Daher macht man für θ den Ansatz

$$g = g(x, y) = c_1 + c_2x + c_3y + c_4x^2 + c_5xy + c_6y^2. \quad (34.89)$$

x und y werden hierbei auf der Tangentialebene an die Kugel im Zentrum der betrachteten Zelle berechnet. Die x -Achse zeige dabei in Richtung der Kante, an der $\tilde{\theta}^{(e)}$ berechnet werden soll. Man definiert nun den Koeffizientenvektor

$$\mathbf{f} := \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \\ c_3 \\ c_4 \\ c_5 \\ c_6 \end{pmatrix}. \quad (34.90)$$

Nur c_4 ist für die zweite Ableitung in x -Richtung im Zentrum der Zelle relevant, es gilt

$$\frac{\partial^2 g}{\partial x^2}(\mathbf{o}, \mathbf{o}) = 2c_4. \quad (34.91)$$

Das Ziel ist nun, den Vektor $\mathbf{f}$ zu berechnen. Dazu definiert man zunächst den Vektor

$$\mathbf{s} := \begin{pmatrix} \theta(x_1, y_1) \\ \vdots \\ \theta(x_m, y_m) \end{pmatrix} \quad (34.92)$$

der tatsächlichen Werte von θ in den Zellzentren. Dabei ist $m \geq 6$ die Anzahl der Punkte, die zur Berechnung von $\mathbf{f}$ berechnet werden, dies sind die Zelle, in deren Zentrum die zweite Ableitung berechnet werden soll und alle benachbarten Zellen. Nun definiert man eine Fehlerfunktion

$$\psi(\mathbf{f}) := \sum_i^m [g(x_i, y_i) - s_i]^2. \quad (34.93)$$

Man definiert nun die Polynomialmatrix

$$P := \begin{pmatrix} 1 & x_1 & y_1 & x_1^2 & x_1 y_1 & y_1^2 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & x_m & y_m & x_m^2 & x_m y_m & y_m^2 \end{pmatrix}. \quad (34.94)$$

Damit kann man ψ in der Form

$$\begin{aligned} \psi(\mathbf{f}) &= (P\mathbf{f} - \mathbf{s})^2 = (P\mathbf{f}) \cdot (P\mathbf{f}) - 2(P\mathbf{f}) \cdot \mathbf{s} + \mathbf{s}^2 = \sum_{i=1}^m (P\mathbf{f})_i^2 - 2 \sum_{i=1}^m (P\mathbf{f})_i s_i + \sum_{i=1}^m s_i^2 \\ &= \sum_{i=1}^m \left(\sum_{j=1}^n P_{i,j} f_j \right)^2 - 2 \sum_{i=1}^m \left(\sum_{j=1}^n P_{i,j} f_j \right) s_i + \sum_{i=1}^m s_i^2 \end{aligned} \quad (34.95)$$

notieren. Hieraus folgt

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi(\mathbf{f})}{\partial f_k} &= 2 \sum_{i=1}^m \left(\sum_{j=1}^n P_{i,j} \delta_{j,k} \right) \left(\sum_{j=1}^n P_{i,j} f_j \right) - 2 \sum_{i=1}^m \left(\sum_{j=1}^n P_{i,j} \delta_{j,k} \right) s_i = \mathbf{o} \\ \Leftrightarrow \frac{\partial \psi(\mathbf{f})}{\partial f_k} &= \sum_{i=1}^m \left(\sum_{j=1}^n P_{i,j} \delta_{j,k} \right) \left(\sum_{j=1}^n P_{i,j} f_j \right) - \sum_{i=1}^m \left(\sum_{j=1}^n P_{i,j} \delta_{j,k} \right) s_i = \mathbf{o} \\ \Leftrightarrow \frac{\partial \psi(\mathbf{f})}{\partial f_k} &= \sum_{i=1}^m P_{i,k} \left(\sum_{j=1}^n P_{i,j} f_j \right) - \sum_{i=1}^m P_{i,k} s_i = \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n P_{i,k} P_{i,j} f_j - \sum_{i=1}^m P_{i,k} s_i = \mathbf{o} \\ \Leftrightarrow \frac{\partial \psi(\mathbf{f})}{\partial f_k} &= \sum_{j=1}^n \sum_{i=1}^m P_{k,i}^T P_{i,j} f_j - \sum_{i=1}^m P_{k,i}^T s_i = \sum_{j=1}^n (P^T P)_{k,j} f_j - \sum_{i=1}^m P_{k,i}^T s_i = \mathbf{o} \\ \Leftrightarrow \frac{\partial \psi(\mathbf{f})}{\partial f_k} &= [(P^T P) \cdot \mathbf{f}]_k - (P^T \cdot \mathbf{s})_k = \mathbf{o}. \end{aligned} \quad (34.96)$$

Es gilt also die Äquivalenz

$$\nabla_k \psi = 0 \Leftrightarrow (P^T P) \cdot f = P^T \cdot s, \quad (34.97)$$

was man zu

$$f = \left[(P^T P)^{-1} P^T \right] \cdot s = B \cdot s \quad (34.98)$$

mit

$$B := \left[(P^T P)^{-1} P^T \right] \quad (34.99)$$

umformen kann. Hieraus lassen mithilfe von Glg. (34.91) die zweiten Ableitungen in den Zellzentern in x -Richtung berechnen.

34.5 HEVI-Verfahren

Es besteht folgender Konflikt zwischen expliziten und impliziten Verfahren:

- Explizite Verfahren sind einfach zu implementieren und schnell. Der aus dem CFL-Kriterium folgende Zeitschritt ist jedoch meist deutlich kleiner als der physikalisch notwendige. Dies mindert die Performance expliziter Verfahren erheblich. Explizite Multischrittverfahren machen darüber hinaus Filter erforderlich, welche mimetische Eigenschaften zerstören können.
- Implizite Verfahren sind aufwendiger zu implementieren. Ihre Geschwindigkeit hängt von der Komplexität des Problems ab. Sie sind stabiler als explizite Verfahren und ermöglichen einen großen Zeitschritt, was positiv zu ihrer Performance beiträgt.

Hieraus folgt, dass ein schnelles implizites Verfahren ideal für einen dynamischen Kern wäre. Da die zu lösenden Gleichungen jedoch nichtlinear sind, ist ein dreidimensional implizites Verfahren nur über ein iteratives Vorgehen möglich. In diesem Abschnitt wählt man als Kompromiss das *HEVI-Konzept*, was für *horizontally explicit, vertically implicit* steht.

34.5.1 Split-explicit-Techniken

Eine wesentliche Einschränkung in Bezug auf den Zeitschritt und somit auch in Bezug auf die Effizienz eines Modells ist das mit Schallwellen verbundene CFL-Kriterium. Daher teilt man das Gleichungssystem häufig in sogenannte *fast modes* oder *divergent modes* einerseits und die *slow modes*, *advective modes* oder *non-divergent modes* andererseits ein. Die fast modes umfassen dabei alle mit Schallwellen verbundenen Terme, während die slow modes die restlichen Terme umfassen. Bei Split-explicit-Techniken integriert man nun die fast modes mit einem ca. dreimal kleineren Zeitschritt. Im Falle des Gleichungssystems Glg.en (34.4) - (34.7) käme nur die Advektion des Impulses für den größeren Zeitschritt in Frage. Die Advektionen von Dichte und Entropie sollten hingegen zu den fast modes gezählt werden, um die Divergenzen der Flusssichten nicht in Advektions- und Kompressionsanteile zerlegen zu müssen. Wenn man hohe Anforderungen an die energetische Selbstkonsistenz eines Zeitschrittverfahrens stellt, ist jedoch auch die Abspaltung der Impulsadvektion nicht sinnvoll.

Um dies einzusehen, muss man sich zunächst einmal klarmachen, dass die Advektion kinetischer Energie mit der Kontinuitätsgleichung in Verbindung steht und daher auch zu den fast modes zählt. Dies wurde bereits in Abschn. 34.2.4 eingesehen. Somit müssen auch beide Terme bzw. Gleichungen mit dem gleichen Zeitschritt integriert werden. Zur Wahrung des diskretisierten Analogons der Lamb-Transformation $-(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla k - (\nabla \times \mathbf{v}) \times \mathbf{v}$ muss dann auch der generalisierte Coriolis-Term und somit das komplette Gleichungssystem mit dem kleineren Zeitschritt integriert werden.

Aufgrund der hier besprochenen Nachteile wird keine Split-explicit-Option in den zu entwickelnden dynamischen Kern eingebaut.

34.5.2 Modifikationen zur Stabilisierung

34.5.2.1 Behandlung vertikal propagierender Wellen

Vertikal propagierende Wellen werden aus Stabilitätsgründen anteilig implizit behandelt. Hierfür notiert man zunächst

$$\theta'' \stackrel{\theta=\tilde{\theta}/\varrho}{=} \frac{\partial \theta}{\partial \varrho} \varrho' + \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial \tilde{\theta}} \tilde{\theta}' = -\frac{\tilde{\theta}}{\varrho^2} \varrho' + \frac{1}{\varrho} \tilde{\theta}', \quad (34.100)$$

$$\Pi'' \stackrel{\text{Glg. (9.71)}}{=} \frac{R_s}{c^{(V)} \tilde{\theta}} \left(\frac{R_s \tilde{\theta}}{p_o} \right)^{R_s/c^{(V)}} \tilde{\theta}'. \quad (34.101)$$

Die zwei Striche stehen für lineare Entwicklungen gegenüber dem vorherigen Zeitschritt und nicht für Differenzen zum hydrostatischen Hintergrundzustand, welche mit θ' , Π' bezeichnet werden. Die Ableitungen kürzt man mit

$$a := -\frac{\tilde{\theta}}{\varrho^2}, \beta := \frac{1}{\varrho}, \quad (34.102)$$

$$\gamma := \frac{R_s}{c^{(V)} \tilde{\theta}} \Pi \quad (34.103)$$

ab. Diese berechnet man in den Zellzentren, wobei man beim Predictor-Schritt den alten Zeitschritt (Zeitschritt n) und beim Corrector-Schritt das arithmetische Mittel der Schritte n und $n+1$ verwendet. Die vertikale Impuls-gleichung notiert man in der Form

$$\begin{aligned} w_{k+1/2}^{(n+1)} &= w_{k+1/2}^{(\text{expl.})} - \varepsilon \Delta t c^{(p)} \left[\left(\frac{\overline{\theta}_k^{(k+1/2)}}{\tilde{\theta}_k} + \frac{\overline{\theta}_k^{(n+1)* (k+1/2)}}{\theta_k'} \right) \frac{\Pi_k' - \Pi_{k+1}'}{z_k - z_{k+1}} + \frac{\overline{\theta}_k^{(n+1)* (k+1/2)}}{\theta_k'} \frac{\overline{\Pi}_k - \overline{\Pi}_{k+1}}{z_k - z_{k+1}} \right] \\ &= w_{k+1/2}^{(\text{expl.})} - \varepsilon \Delta t c^{(p)} \left(\frac{\overline{\theta}_k^{(n+1)* (k+1/2)}}{\theta_k'} \frac{\Pi_k' - \Pi_{k+1}'}{z_k - z_{k+1}} + \frac{\overline{\theta}_k^{(n+1)* (k+1/2)}}{\theta_k'} \frac{\overline{\Pi}_k - \overline{\Pi}_{k+1}}{z_k - z_{k+1}} \right) \\ &= w_{k+1/2}^{(\text{expl.})} - \varepsilon \Delta t c^{(p)} \left(\frac{\overline{\theta}_k^{(n+1)* (k+1/2)}}{\theta_k'} \frac{\Pi_k' - \Pi_{k+1}'}{z_k - z_{k+1}} + \frac{\overline{\theta}_k^{(n+1)* (k+1/2)}}{\theta_k'} \frac{d\overline{\Pi}}{dz} \Big|_{k+1/2} \right). \end{aligned} \quad (34.104)$$

Hierbei ist ε das implizite Gewicht, für welches aufgrund der Feststellungen in Abschn. 25.5.1.3 meist $\frac{c^{(v)}}{c^{(p)}}$ eingesetzt wird. $(n+1)^*$ ist ein vorläufiger Wert für den neuen Zeitschritt. Für die impliziten Größen notiert man nun

$$\theta_k'^{(n+1)} = \theta_k'^{(\text{expl.})} + \theta_k'' = \theta_k'^{(\text{expl.})} + a_k \varrho_k' + \beta_k \tilde{\theta}_k', \quad (34.105)$$

$$\Pi_k'^{(n+1)} = \Pi_k'^{(\text{expl.})} + \Pi_k'' = \Pi_k'^{(\text{expl.})} + \gamma_k \tilde{\theta}_k'. \quad (34.106)$$

Die gestrichenen Größen sind die Abweichungen von den expliziten Komponenten, also

$$\psi_k' := \psi_k^{(n+1)} - \psi_k^{(\text{expl.})} \quad (34.107)$$

für $\psi = \varrho, \tilde{\theta}$. Hierfür gelten

$$\varrho_k' = -\Delta t \frac{M_{k-1/2} - M_{k+1/2}}{V_k}, \quad (34.108)$$

$$\tilde{\theta}_k' = -\Delta t \frac{\frac{\overline{\theta}_k^{(n+1)* (k-1/2)}}{\theta_k'} M_{k-1/2} - \frac{\overline{\theta}_k^{(n+1)* (k+1/2)}}{\theta_k'} M_{k+1/2}}{V_k}. \quad (34.109)$$

Hierbei definiert

$$M_{k+1/2} := A_{k+1/2} \frac{\frac{\overline{\varrho}_k^{(n+1)* (k+1/2)}}{\varrho_k^{(n)}} w_{k+1/2}^{(n+1)} + \frac{\overline{\varrho}_k^{(n+1)* (k+1/2)}}{\varrho_k^{(n)}} w_{k+1/2}^{(n)}}{2} \quad (34.110)$$

für $\mathbf{i} \leq k \leq N_L - \mathbf{i}$ die vertikale kovariante mit den Begrenzungsflächen $A_{k+\mathbf{i}/2}$ der Gitterboxen multiplizierte Massenflussdichte, dies ist der Unbekanntenvektor. Setzt man dies in Glg. (34.104) ein, erhält man

$$\begin{aligned}
 w_{k+\mathbf{i}/2}^{(n+\mathbf{i})} &= w_{k+\mathbf{i}/2}^{(\text{expl.})} - \varepsilon \Delta t c^{(p)} \left(\frac{\overline{\theta_k^{(n+\mathbf{i})} }^{(k+\mathbf{i}/2)} \frac{\Pi_k'^{(\text{expl.})} + \Pi_k'' - \Pi_{k+\mathbf{i}}'^{(\text{expl.})} - \Pi_{k+\mathbf{i}}''}{z_k - z_{k+\mathbf{i}}} + \overline{\theta_k^{(n+\mathbf{i})} }^{(k+\mathbf{i}/2)} \frac{d\overline{\Pi}}{dz} \Big|_{k+\mathbf{i}/2} \right) \\
 \Leftrightarrow w_{k+\mathbf{i}/2}^{(n+\mathbf{i})} &= w_{k+\mathbf{i}/2}^{(\text{expl.})} - \varepsilon \Delta t c^{(p)} \left(\frac{\overline{\theta_k^{(n+\mathbf{i})} }^{(k+\mathbf{i}/2)} \frac{\Pi_k'^{(\text{expl.})} + \Pi_k'' - \Pi_{k+\mathbf{i}}'^{(\text{expl.})} - \Pi_{k+\mathbf{i}}''}{z_k - z_{k+\mathbf{i}}} + \frac{\theta_k'^{(n+\mathbf{i})} + \theta_{k+\mathbf{i}}'^{(n+\mathbf{i})}}{2} \frac{d\overline{\Pi}}{dz} \Big|_{k+\mathbf{i}/2} \right) \\
 \Leftrightarrow w_{k+\mathbf{i}/2}^{(n+\mathbf{i})} &= w_{k+\mathbf{i}/2}^{(\text{expl.})} - \varepsilon \Delta t c^{(p)} \left(\frac{\overline{\theta_k^{(n+\mathbf{i})} }^{(k+\mathbf{i}/2)} \frac{\Pi_k'^{(\text{expl.})} + \gamma_k \tilde{\theta}'_k - \Pi_{k+\mathbf{i}}'^{(\text{expl.})} - \gamma_{k+\mathbf{i}} \tilde{\theta}'_{k+\mathbf{i}}}{z_k - z_{k+\mathbf{i}}} + \frac{\theta_k'^{(n+\mathbf{i})} + \theta_{k+\mathbf{i}}'^{(n+\mathbf{i})}}{2} \frac{d\overline{\Pi}}{dz} \Big|_{k+\mathbf{i}/2} \right) \\
 \Leftrightarrow w_{k+\mathbf{i}/2}^{(n+\mathbf{i})} &= w_{k+\mathbf{i}/2}^{(\text{expl.})} - \varepsilon \Delta t c^{(p)} \left(\frac{\overline{\theta_k^{(n+\mathbf{i})} }^{(k+\mathbf{i}/2)} \frac{\Pi_k'^{(\text{expl.})} + \gamma_k \tilde{\theta}'_k - \Pi_{k+\mathbf{i}}'^{(\text{expl.})} - \gamma_{k+\mathbf{i}} \tilde{\theta}'_{k+\mathbf{i}}}{z_k - z_{k+\mathbf{i}}} + \frac{\theta_k'^{(\text{expl.})} + \theta_k'' + \theta_{k+\mathbf{i}}'^{(\text{expl.})} + \theta_{k+\mathbf{i}}''}{2} \frac{d\overline{\Pi}}{dz} \Big|_{k+\mathbf{i}/2} \right)
 \end{aligned} \tag{34.111}$$

$$\begin{aligned}
 \Leftrightarrow w_{k+\mathbf{i}/2}^{(n+\mathbf{i})} &= w_{k+\mathbf{i}/2}^{(\text{expl.})} - \varepsilon \Delta t c^{(p)} \cdot \left(\frac{\overline{\theta_k^{(n+\mathbf{i})} }^{(k+\mathbf{i}/2)} \frac{\Pi_k'^{(\text{expl.})} + \gamma_k \tilde{\theta}'_k - \Pi_{k+\mathbf{i}}'^{(\text{expl.})} - \gamma_{k+\mathbf{i}} \tilde{\theta}'_{k+\mathbf{i}}}{z_k - z_{k+\mathbf{i}}} \right. \\
 &\quad \left. + \frac{\theta_k'^{(\text{expl.})} + a_k \rho'_k + \beta_k \tilde{\theta}'_k + \theta_{k+\mathbf{i}}'^{(\text{expl.})} + a_{k+\mathbf{i}} \rho'_{k+\mathbf{i}} + \beta_{k+\mathbf{i}} \tilde{\theta}'_{k+\mathbf{i}}}{2} \frac{d\overline{\Pi}}{dz} \Big|_{k+\mathbf{i}/2} \right).
 \end{aligned} \tag{34.112}$$

Die gestrichenen Größen enthalten den Unbekanntenvektor, daher bringt man sie auf die linke Seite:

$$\begin{aligned}
& \varepsilon \Delta t c^{(p)} \left(\frac{\overline{\theta_k^{(n+1)*}}^{(k+1/2)} \gamma_k \tilde{\theta}'_k - \gamma_{k+1} \tilde{\theta}'_{k+1}}{z_k - z_{k+1}} + \frac{a_k \rho'_k + \beta_k \tilde{\theta}'_k + a_{k+1} \rho'_{k+1} + \beta_{k+1} \tilde{\theta}'_{k+1}}{2} \frac{d\bar{\Pi}}{dz} \right) \Big|_{k+1/2} \\
&= w_{k+1/2}^{(\text{expl.})} - w_{k+1/2}^{(n+1)} - \varepsilon \Delta t c^{(p)} \frac{\overline{\theta_k^{(n+1)*}}^{(k+1/2)} \Pi'_k - \Pi'_{k+1}}{z_k - z_{k+1}} - \varepsilon \Delta t c^{(p)} \frac{\theta_k^{(\text{expl.})} + \theta_{k+1}^{(\text{expl.})}}{2} \frac{d\bar{\Pi}}{dz} \Big|_{k+1/2} \\
&\Leftrightarrow \frac{\overline{\theta_k^{(n+1)*}}^{(k+1/2)} \gamma_k \tilde{\theta}'_k - \gamma_{k+1} \tilde{\theta}'_{k+1}}{z_k - z_{k+1}} + \frac{a_k \rho'_k + \beta_k \tilde{\theta}'_k + a_{k+1} \rho'_{k+1} + \beta_{k+1} \tilde{\theta}'_{k+1}}{2} \frac{d\bar{\Pi}}{dz} \Big|_{k+1/2} \\
&= \frac{w_{k+1/2}^{(\text{expl.})} - w_{k+1/2}^{(n+1)}}{\varepsilon \Delta t c^{(p)}} - \frac{\overline{\theta_k^{(n+1)*}}^{(k+1/2)} \Pi'_k - \Pi'_{k+1}}{z_k - z_{k+1}} - \frac{\theta_k^{(\text{expl.})} + \theta_{k+1}^{(\text{expl.})}}{2} \frac{d\bar{\Pi}}{dz} \Big|_{k+1/2} \\
&\Leftrightarrow \frac{\overline{\theta_k^{(n+1)*}}^{(k+1/2)}}{\varepsilon \Delta t c^{(p)}} \left(\gamma_k \tilde{\theta}'_k - \gamma_{k+1} \tilde{\theta}'_{k+1} \right) + \frac{d\bar{\Pi}}{2 dz} \Big|_{k+1/2} (z_k - z_{k+1}) \left(a_k \rho'_k + \beta_k \tilde{\theta}'_k + a_{k+1} \rho'_{k+1} + \beta_{k+1} \tilde{\theta}'_{k+1} \right) \\
&= \frac{\left(w_{k+1/2}^{(\text{expl.})} - w_{k+1/2}^{(n+1)} \right) (z_k - z_{k+1})}{\varepsilon \Delta t c^{(p)}} - \frac{\overline{\theta_k^{(n+1)*}}^{(k+1/2)}}{\varepsilon \Delta t c^{(p)}} \left(\Pi'_k - \Pi'_{k+1} \right) - (z_k - z_{k+1}) \left(\theta_k^{(\text{expl.})} + \theta_{k+1}^{(\text{expl.})} \right) \frac{d\bar{\Pi}}{2 dz} \Big|_{k+1/2} \\
&\Leftrightarrow \frac{\overline{\theta_k^{(n+1)*}}^{(k+1/2)}}{\varepsilon \Delta t c^{(p)}} \left(-\gamma_k \frac{\overline{\theta_k^{(n+1)*}}^{(k-1/2)} M_{k-1/2} - \overline{\theta_k^{(n+1)*}}^{(k+1/2)} M_{k+1/2}}{V_k} \right. \\
&\quad \left. + \gamma_{k+1} \frac{\overline{\theta_k^{(n+1)*}}^{(k+1/2)} M_{k+1/2} - \overline{\theta_k^{(n+1)*}}^{(k+3/2)} M_{k+3/2}}{V_{k+1}} \right) \\
&\quad + \frac{d\bar{\Pi}}{2 dz} \Big|_{k+1/2} (z_k - z_{k+1}) \left(-a_k \frac{M_{k-1/2} - M_{k+1/2}}{V_k} - \beta_k \frac{\overline{\theta_k^{(n+1)*}}^{(k-1/2)} M_{k-1/2} - \overline{\theta_k^{(n+1)*}}^{(k+1/2)} M_{k+1/2}}{V_k} \right. \\
&\quad \left. - a_{k+1} \frac{M_{k+1/2} - M_{k+3/2}}{V_{k+1}} - \beta_{k+1} \frac{\overline{\theta_k^{(n+1)*}}^{(k+1/2)} M_{k+1/2} - \overline{\theta_k^{(n+1)*}}^{(k+3/2)} M_{k+3/2}}{V_{k+1}} \right) \\
&= \frac{\left(w_{k+1/2}^{(\text{expl.})} - w_{k+1/2}^{(n+1)} \right) (z_k - z_{k+1})}{\varepsilon \Delta t^2 c^{(p)}} - \frac{\overline{\theta_k^{(n+1)*}}^{(k+1/2)} \Pi'_k - \Pi'_{k+1}}{\Delta t} - \frac{z_k - z_{k+1}}{\Delta t} \left(\theta_k^{(\text{expl.})} + \theta_{k+1}^{(\text{expl.})} \right) \frac{d\bar{\Pi}}{2 dz} \Big|_{k+1/2}.
\end{aligned} \tag{34.113}$$

Nun nimmt man die Ersetzungen

$$a_k \rightarrow \frac{\alpha_k}{V_k}, \beta_k \rightarrow \frac{\beta_k}{V_k}, \gamma_k \rightarrow \frac{\gamma_k}{V_k} \tag{34.114}$$

vor. Es folgt

$$\begin{aligned}
& \overline{\theta_k^{(n+1)^*}}^{(k+1/2)} \left[-\gamma_k \left(\overline{\theta_k^{(n+1)^*}}^{(k-1/2)} M_{k-1/2} - \overline{\theta_k^{(n+1)^*}}^{(k+1/2)} M_{k+1/2} \right) \right. \\
& \left. + \gamma_{k+1} \left(\overline{\theta_k^{(n+1)^*}}^{(k+1/2)} M_{k+1/2} - \overline{\theta_k^{(n+1)^*}}^{(k+3/2)} M_{k+3/2} \right) \right] \\
& + \frac{d\overline{\Pi}}{2d\mathcal{Z}} \Big|_{k+1/2} (z_k - z_{k+1}) \left[-a_k (M_{k-1/2} - M_{k+1/2}) - \beta_k \left(\overline{\theta_k^{(n+1)^*}}^{(k-1/2)} M_{k-1/2} - \overline{\theta_k^{(n+1)^*}}^{(k+1/2)} M_{k+1/2} \right) \right. \\
& \left. - a_{k+1} (M_{k+1/2} - M_{k+3/2}) - \beta_{k+1} \left(\overline{\theta_k^{(n+1)^*}}^{(k+1/2)} M_{k+1/2} - \overline{\theta_k^{(n+1)^*}}^{(k+3/2)} M_{k+3/2} \right) \right] \\
& = \frac{(w_{k+1/2}^{(\text{expl.})} - w_{k+1/2}^{(n+1)}) (z_k - z_{k+1})}{\varepsilon \Delta t^2 c^{(p)}} - \frac{\overline{\theta_k^{(n+1)^*}}^{(k+1/2)} \Pi_k^{(\text{expl.})} - \Pi_{k+1}^{(\text{expl.})}}{\Delta t} - \frac{z_k - z_{k+1}}{\Delta t} \left(\theta_k^{(\text{expl.})} + \theta_{k+1}^{(\text{expl.})} \right) \frac{d\overline{\Pi}}{2d\mathcal{Z}} \Big|_{k+1/2} \\
& \Leftrightarrow \overline{\theta_k^{(n+1)^*}}^{(k+1/2)} \left[\gamma_k \left(\overline{\theta_k^{(n+1)^*}}^{(k-1/2)} M_{k-1/2} - \overline{\theta_k^{(n+1)^*}}^{(k+1/2)} M_{k+1/2} \right) \right. \\
& \left. - \gamma_{k+1} \left(\overline{\theta_k^{(n+1)^*}}^{(k+1/2)} M_{k+1/2} - \overline{\theta_k^{(n+1)^*}}^{(k+3/2)} M_{k+3/2} \right) \right] \\
& + \frac{d\overline{\Pi}}{2d\mathcal{Z}} \Big|_{k+1/2} (z_k - z_{k+1}) \left[a_k (M_{k-1/2} - M_{k+1/2}) + \beta_k \left(\overline{\theta_k^{(n+1)^*}}^{(k-1/2)} M_{k-1/2} - \overline{\theta_k^{(n+1)^*}}^{(k+1/2)} M_{k+1/2} \right) \right. \\
& \left. + a_{k+1} (M_{k+1/2} - M_{k+3/2}) + \beta_{k+1} \left(\overline{\theta_k^{(n+1)^*}}^{(k+1/2)} M_{k+1/2} - \overline{\theta_k^{(n+1)^*}}^{(k+3/2)} M_{k+3/2} \right) \right] - \frac{w_{k+1/2}^{(n+1)} (z_k - z_{k+1})}{\varepsilon \Delta t^2 c^{(p)}} \\
& = -\frac{w_{k+1/2}^{(\text{expl.})} (z_k - z_{k+1})}{\varepsilon \Delta t^2 c^{(p)}} + \frac{\overline{\theta_k^{(n+1)^*}}^{(k+1/2)} \Pi_k^{(\text{expl.})} - \Pi_{k+1}^{(\text{expl.})}}{\Delta t} + \frac{z_k - z_{k+1}}{\Delta t} \left(\theta_k^{(\text{expl.})} + \theta_{k+1}^{(\text{expl.})} \right) \frac{d\overline{\Pi}}{2d\mathcal{Z}} \Big|_{k+1/2}. \quad (34.115)
\end{aligned}$$

Auch $w_{k+1/2}^{(n+1)}$ hängt von $M_{k+1/2}$ ab. Aus Glg. (34.110) folgt

$$w_{k+1/2}^{(n+1)} = \frac{\frac{2M_{k+1/2}}{A_{k+1/2}} - \overline{\theta_k^{(n+1)^*}}^{(k+1/2)} w_{k+1/2}^{(n)}}{\varrho_k^{(n)}(k+1/2)}. \quad (34.116)$$

Setzt man dies in Glg. (34.115) ein, erhält man

$$\begin{aligned}
& \overline{\theta_k^{(n+1)^*}}^{(k+1/2)} \left[\gamma_k \left(\overline{\theta_k^{(n+1)^*}}^{(k-1/2)} M_{k-1/2} - \overline{\theta_k^{(n+1)^*}}^{(k+1/2)} M_{k+1/2} \right) \right. \\
& \left. - \gamma_{k+1} \left(\overline{\theta_k^{(n+1)^*}}^{(k+1/2)} M_{k+1/2} - \overline{\theta_k^{(n+1)^*}}^{(k+3/2)} M_{k+3/2} \right) \right] \\
& + \frac{d\overline{\Pi}}{2d\mathcal{Z}} \Big|_{k+1/2} (z_k - z_{k+1}) \left[a_k (M_{k-1/2} - M_{k+1/2}) + \beta_k \left(\overline{\theta_k^{(n+1)^*}}^{(k-1/2)} M_{k-1/2} - \overline{\theta_k^{(n+1)^*}}^{(k+1/2)} M_{k+1/2} \right) \right. \\
& \left. + a_{k+1} (M_{k+1/2} - M_{k+3/2}) + \beta_{k+1} \left(\overline{\theta_k^{(n+1)^*}}^{(k+1/2)} M_{k+1/2} - \overline{\theta_k^{(n+1)^*}}^{(k+3/2)} M_{k+3/2} \right) \right] \\
& - \frac{\frac{2M_{k+1/2}}{A_{k+1/2}} - \overline{\theta_k^{(n+1)^*}}^{(k+1/2)} w_{k+1/2}^{(n)}}{\varrho_k^{(n)}(k+1/2)} \frac{(z_k - z_{k+1})}{\varepsilon \Delta t^2 c^{(p)}} \\
& = -\frac{w_{k+1/2}^{(\text{expl.})} (z_k - z_{k+1})}{\varepsilon \Delta t^2 c^{(p)}} + \frac{\overline{\theta_k^{(n+1)^*}}^{(k+1/2)} \Pi_k^{(\text{expl.})} - \Pi_{k+1}^{(\text{expl.})}}{\Delta t} + \frac{z_k - z_{k+1}}{\Delta t} \left(\theta_k^{(\text{expl.})} + \theta_{k+1}^{(\text{expl.})} \right) \frac{d\overline{\Pi}}{2d\mathcal{Z}} \Big|_{k+1/2}. \quad (34.117)
\end{aligned}$$

Für die Dichte $\overline{\rho_k^{(n+1)}}^{(k+1/2)}$ gilt

$$\begin{aligned}\overline{\rho_k^{(n+1)}}^{(k+1/2)} &= \frac{\mathbf{I}}{2}\rho_k^{(n+1)} + \frac{\mathbf{I}}{2}\rho_{k+1}^{(n+1)} \\ &= \frac{\mathbf{I}}{2}\rho_k^{(\text{expl.})} - \Delta t \frac{M_{k-1/2} - M_{k+1/2}}{2V_k} + \frac{\mathbf{I}}{2}\rho_{k+1}^{(\text{expl.})} - \Delta t \frac{M_{k+1/2} - M_{k+3/2}}{2V_{k+1}} \\ &= \overline{\rho_k^{(\text{expl.})}}^{(k+1/2)} - \Delta t \frac{M_{k-1/2} - M_{k+1/2}}{2V_k} - \Delta t \frac{M_{k+1/2} - M_{k+3/2}}{2V_{k+1}}.\end{aligned}\quad (34.118)$$

Hieraus folgt

$$\begin{aligned}&\overline{\theta_k^{(n+1)*}}^{(k+1/2)} \left[\gamma_k \left(\overline{\theta_k^{(n+1)*}}^{(k-1/2)} M_{k-1/2} - \overline{\theta_k^{(n+1)*}}^{(k+1/2)} M_{k+1/2} \right) \right. \\ &\quad \left. - \gamma_{k+1} \left(\overline{\theta_k^{(n+1)*}}^{(k+1/2)} M_{k+1/2} - \overline{\theta_k^{(n+1)*}}^{(k+3/2)} M_{k+3/2} \right) \right] \\ &+ \frac{d\overline{\Pi}}{2dz} \Big|_{k+1/2} (z_k - z_{k+1}) \left[a_k (M_{k-1/2} - M_{k+1/2}) + \beta_k \left(\overline{\theta_k^{(n+1)*}}^{(k-1/2)} M_{k-1/2} - \overline{\theta_k^{(n+1)*}}^{(k+1/2)} M_{k+1/2} \right) \right. \\ &\quad \left. + a_{k+1} (M_{k+1/2} - M_{k+3/2}) + \beta_{k+1} \left(\overline{\theta_k^{(n+1)*}}^{(k+1/2)} M_{k+1/2} - \overline{\theta_k^{(n+1)*}}^{(k+3/2)} M_{k+3/2} \right) \right] \\ &- \frac{(z_k - z_{k+1})}{\varepsilon \Delta t^2 c(p)} \frac{\frac{2M_{k+1/2}}{A_{k+1/2}} - w_{k+1/2}^{(n)} \overline{\rho_k^{(\text{expl.})}}^{(k+1/2)} + w_{k+1/2}^{(n)} \Delta t \frac{M_{k-1/2} - M_{k+1/2}}{2V_k} + w_{k+1/2}^{(n)} \Delta t \frac{M_{k+1/2} - M_{k+3/2}}{2V_{k+1}}}{\overline{\rho_k^{(n)}}^{(k+1/2)}} \\ &= - \frac{w_{k+1/2}^{(\text{expl.})} (z_k - z_{k+1})}{\varepsilon \Delta t^2 c(p)} + \overline{\theta_k^{(n+1)*}}^{(k+1/2)} \frac{\Pi_k'(\text{expl.}) - \Pi_{k+1}'(\text{expl.})}{\Delta t} + \frac{z_k - z_{k+1}}{\Delta t} \left(\theta_k'(\text{expl.}) + \theta_{k+1}'(\text{expl.}) \right) \frac{d\overline{\Pi}}{2dz} \Big|_{k+1/2}.\end{aligned}\quad (34.119)$$

Dies ist die zu lösende Gleichung. Diese ist von der Form

$$c_{k-1/2} M_{k-1/2} + d_{k+1/2} M_{k+1/2} + e_{k+3/2} M_{k+3/2} = r_{k+1/2}.\quad (34.120)$$

Für die Koeffizienten gilt

$$\begin{aligned}c_{k-1/2} &= \overline{\theta_k^{(n+1)*}}^{(k+1/2)} \gamma_k \overline{\theta_k^{(n+1)*}}^{(k-1/2)} + \frac{d\overline{\Pi}}{2dz} \Big|_{k+1/2} (z_k - z_{k+1}) \left(a_k + \beta_k \overline{\theta_k^{(n+1)*}}^{(k-1/2)} \right) \\ &\quad - \frac{(z_k - z_{k+1})}{\varepsilon \Delta t c(p)} \frac{w_{k+1/2}^{(n)}}{2V_k \overline{\rho_k^{(n)}}^{(k+1/2)}},\end{aligned}\quad (34.121)$$

$$\begin{aligned}d_{k+1/2} &= - \left(\overline{\theta_k^{(n+1)*}}^{(k+1/2)} \right)^2 \left(\gamma_k + \gamma_{k+1} \right) + \frac{d\overline{\Pi}}{2dz} \Big|_{k+1/2} (z_k - z_{k+1}) \left[a_{k+1} - a_k + \overline{\theta_k^{(n+1)*}}^{(k+1/2)} \left(\beta_{k+1} - \beta_k \right) \right] \\ &\quad - \frac{(z_k - z_{k+1})}{\varepsilon \Delta t^2 c(p) \overline{\rho_k^{(n)}}^{(k+1/2)}} \left[\frac{2}{A_{k+1/2}} + \frac{\Delta t w_{k+1/2}^{(n)}}{2} \left(-\frac{\mathbf{I}}{V_k} + \frac{\mathbf{I}}{V_{k+1}} \right) \right],\end{aligned}\quad (34.122)$$

$$\begin{aligned}e_{k+3/2} &= \overline{\theta_k^{(n+1)*}}^{(k+1/2)} \gamma_{k+1} \overline{\theta_{k+1}^{(n+1)*}}^{(k+3/2)} - \frac{d\overline{\Pi}}{2dz} \Big|_{k+1/2} (z_k - z_{k+1}) \left(a_{k+1} + \beta_{k+1} \overline{\theta_k^{(n+1)*}}^{(k+3/2)} \right) \\ &\quad + \frac{(z_k - z_{k+1})}{\varepsilon \Delta t c(p)} \frac{w_{k+1/2}^{(n)}}{2V_{k+1} \overline{\rho_k^{(n)}}^{(k+1/2)}},\end{aligned}\quad (34.123)$$

$$\begin{aligned}
 r_{k+1/2} = & -\frac{w_{k+1/2}^{(\text{expl.})}(z_k - z_{k+1})}{\varepsilon \Delta t^2 c^{(p)}} + \frac{\overline{\theta_k^{(n+1)*}}^{(k+1/2)} \frac{\Pi_k^{(\text{expl.})} - \Pi_{k+1}^{(\text{expl.})}}{\Delta t} + \frac{z_k - z_{k+1}}{\Delta t} \left(\theta_k^{(\text{expl.})} + \theta_{k+1}^{(\text{expl.})} \right) \frac{d\bar{\Pi}}{2dz} \Big|_{k+1/2}}{\rho_k^{(n)} \overline{\rho_k^{(n)}}^{(k+1/2)}} \\
 & - \frac{(z_k - z_{k+1}) w_{k+1/2}^{(n)} \overline{\rho_k^{(expl.)}}^{(k+1/2)}}{\varepsilon \Delta t^2 c^{(p)} \overline{\rho_k^{(n)}}^{(k+1/2)}}. \tag{34.124}
 \end{aligned}$$

Lineare Gleichungssysteme mit Drei-Band-Matrizen können mit dem Thomas-Algorithmus gelöst werden. Aus dem Ergebnis für $M_{k+1/2}$ lassen sich die anderen Unbekannten wie folgt bestimmen:

$$\rho_k^{(n+1)} = \rho_k^{(\text{expl.})} - \Delta t \frac{M_{k-1/2} - M_{k+1/2}}{V_k}, \tag{34.125}$$

$$\tilde{\theta}_k^{(n+1)} = \tilde{\theta}_k^{(\text{expl.})} - \Delta t \frac{\overline{\theta_k^{(n+1)*}}^{(k-1/2)} M_{k-1/2} - \overline{\theta_k^{(n+1)*}}^{(k+1/2)} M_{k+1/2}}{V_k}, \tag{34.126}$$

$$\Pi_k^{(n+1)} = \Pi_k^{(\text{expl.})} + \gamma_k V_k \left(\tilde{\theta}_k^{(n+1)} - \tilde{\theta}_k^{(\text{expl.})} \right), \tag{34.127}$$

$$w_{k+1/2}^{(n+1)} \stackrel{\text{Glg. (34.116)}}{=} \frac{\frac{z M_{k+1/2}}{A_{k+1/2}} - \overline{\rho_k^{(n+1)}}^{(k+1/2)} w_{k+1/2}^{(n)}}{\rho_k^{(n)} \overline{\rho_k^{(n)}}^{(k+1/2)}}. \tag{34.128}$$

Möchte man keinen hydrostatischen Hintergrundzustand verwenden, muss man nur die Ersetzungen

$$\bar{\theta}_k = \mathbf{o}, \tag{34.129}$$

$$\bar{\Pi}_k = \mathbf{o}, \tag{34.130}$$

$$w_{k+1/2}^{(\text{expl.})} \rightarrow w_{k+1/2}^{(\text{expl.})} - \Delta t \frac{d\bar{\varphi}}{dz} \Big|_{k+1/2} \tag{34.131}$$

vornehmen.

34.5.2.2 Horizontales Forward-backward-Verfahren

Das Forward-Backward-Verfahren wurde in Abschn. 25.4.1 dargestellt. Es erhöht nicht die Genauigkeit, jedoch die Stabilität des Modells. Im hier zu formulierenden dynamischen Kern wird die horizontale Impulsgleichung zunächst vorwärts integriert, anschließend werden die skalaren Gleichungen mit den neuen Werten der Geschwindigkeiten gelöst.

34.5.3 Performancevergleich verschiedener HEVI-Verfahren

Die Performance eines HEVI-Verfahrens mit Separierung von horizontalen schnellen (akustischen) und langsamen (advektiven) Anteilen kann allgemein berechnet werden. Es seien τ der akustische Zeitschritt, und T der advektive Zeitschritt. Es gilt $T \geq \tau$. Innerhalb der Abarbeitung eines vollständigen Zeitschrittes werden bei Verfahren höherer Ordnung allerdings die entsprechenden Terme mehrmals berechnet. n_τ sie die Anzahl der Berechnungen der akustischen Anteile und n_T die Anzahl der Berechnungen der advektiven Anteile. Damit lassen sich effektive Zeitschritte

$$\tau_{\text{eff}} := \frac{\tau}{n_\tau}, \tag{34.132}$$

$$T_{\text{eff}} := \frac{T}{n_T} \tag{34.133}$$

definieren. Desto größer diese Zeitschritte sind, desto besser für die Performance des Modells. Die Geschwindigkeit c des Modells, also die integrierte Zeit t dividiert durch die dafür benötigte Zeit, berechnet sich durch

$$c = \frac{t}{\frac{t}{T_{\text{eff}}} t_T + \frac{t}{\tau_{\text{eff}}} t_\tau} = \frac{\mathbf{1}}{\frac{1}{T_{\text{eff}}} t_T + \frac{1}{\tau_{\text{eff}}} t_\tau} = \frac{\tau_{\text{eff}} T_{\text{eff}}}{\tau_{\text{eff}} t_T + T_{\text{eff}} t_\tau}. \tag{34.134}$$

Hierbei ist t_T die Zeit, die für einen advektiven Zeitschritt benötigt wird und t_τ die Zeit, die für einen akustischen Zeitschritt benötigt wird. Mit der Notation $t_T \equiv \alpha t_\tau$ wird dies zu

$$c = \frac{\tau_{\text{eff}} T_{\text{eff}}}{\tau_{\text{eff}} \alpha t_\tau + T_{\text{eff}} t_\tau} = \frac{\tau_{\text{eff}}}{t_\tau} \frac{T_{\text{eff}}}{\alpha \tau_{\text{eff}} + T_{\text{eff}}}. \quad (34.135)$$

34.5.4 Festlegung auf ein Predictor-Corrector-Verfahren

Das grundlegende Zeitschrittverfahren des Modells soll explizit sein. Das explizite Euler-Verfahren ist nur erster Ordnung und daher nicht genau genug. Ein Multi-Schritt-Verfahren erzeugt unphysikalische Moden, was ebenfalls unvorteilhaft ist. Daher verwendet man ein Predictor-Corrector-Verfahren.

34.5.4.1 Konstanthalten des horizontalen Druckgradienten

34.5.5 Zusammenfassung

Die grundlegende Architektur des Zeitschrittverfahrens ist die des Predictor-Corrector-Verfahrens. Zusätzlich werden einige Modifikationen zur Stabilisierung und Effizienzerhöhung vorgenommen. Das prinzipielle Vorgehen bei jedem der drei Unterschritte ist folgendes:

1. Zunächst werden die Geschwindigkeitstendenzen des expliziten Anteils berechnet. Im zweiten RK-Schritt wird die endgültige Tendenz als arithmetisches Mittel der beiden Schritte berechnet.
2. Nun werden die horizontalen Divergenzen mittels der skalaren Werte des Predictor-Schrittes und der neuen Werte der horizontalen Geschwindigkeitskomponenten berechnet, dabei werden auch diabatische Effekte berücksichtigt. Im zweiten RK-Schritt wird die endgültige Tendenz als arithmetisches Mittel der beiden Schritte berechnet.
3. Mittels des in Abschn. 34.5.2.1 beschriebenen Verfahrens werden die neuen Werte der Vertikalgeschwindigkeit und der Skalarfelder berechnet.
4. Zuletzt werden mittels der Kontinuitätsgleichungen die neuen Werte der Massendichten der Tracer berechnet, s. Abschn. 36.1.

34.6 Regionale Version

Die Atmosphäre ist global. Ein Regionalmodell ist trotzdem praktisch, um Experimente und operationelle Läufe mit erhöhter Auflösung durchführen zu können. Die Begründung für die Auswahl des hexagonalen Gitters für das in diesem Buch entwickelte Globalmodell sind die im Vergleich zum viereckigen Gitter ähnlich guten numerischen Eigenschaften in Verbindung mit Quasi-Uniformität und Orthogonalität. Daher könnte man auch ein lokales Modell auf einem hexagonalen Gitter implementieren. Nachteil ist jedoch der Aufwand, den der Gittergenerierungsprozess mit sich bringt sowie die schwierige Parallelisierbarkeit und der eventuelle Mehraufwand, der nötig ist, um eine zufriedenstellende Performance zu erzielen. Daher sollen in diesem Abschnitt die bisherigen Erkenntnisse dieses Kapitels auf ein regionales Länge-Breite-Gitter verallgemeinert werden, da das Polproblem bei einem regionalen Modell ohnehin nicht auftritt.

34.6.1 Verallgemeinerung auf ein Länge-Breite-Gitter

34.6.2 Nesting

Der Begriff *Nesting* beschreibt die Generierung von Randbedingungen für ein regionales Modell. Sei

$$\psi = \psi(\mathbf{x}, z, t) \quad (34.136)$$

ein Modellzustand, wobei $\mathbf{x}$ die horizontalen Koordinaten bezeichnet. Aus einem Modell mit größerer Domain, welches hier als Randmodell bezeichnet wird, beispielsweise einem Globalmodell, generiert man nun einen Zustand

$$\varphi = \varphi(\mathbf{x}, z, t), \quad (34.137)$$

der durch örtliche und zeitliche Interpolation des Randmodells auf das Gitter des Zielmodells gewonnen wird. Dabei wird zeitlich üblicherweise linear zwischen den Zeitschritten des Randmodells linearisiert, also

$$\varphi(\mathbf{x}, z, t) = \frac{t_{n+1} - t}{t_{n+1} - t_n} \varphi(\mathbf{x}, z, t_n) + \frac{t - t_n}{t_{n+1} - t_n} \varphi(\mathbf{x}, z, t_{n+1}). \quad (34.138)$$

Bei jedem Zeitschritt des Zielmodells wird nun der Modellzustand ψ an den Rändern der Domain ein Stück in Richtung φ bewegt, also

$$\psi_{\text{neu}}(\boldsymbol{x}, z, t) = (\mathbf{1} - f(\boldsymbol{x})) \psi_{\text{alt}}(\boldsymbol{x}, z, t) + f(\boldsymbol{x}) \varphi(\boldsymbol{x}, z, t). \quad (34.139)$$

Hierbei ist $f = f(\boldsymbol{x})$ eine Funktion, die die Beimengung des Randzustandes beschreibt. Der einfachste Ansatz wäre, diese Funktion am äußersten Rand der Domain auf Eins zu setzen und sonst auf Null. Dies kann jedoch relativ scharfe Gradienten erzeugen, welche unphysikalische Wellen ins Modellgebiet emittieren können. Sinnvoller ist beispielsweise ein Ansatz

$$f = f[d(\boldsymbol{x})] = \cos \left[\min \left(\frac{d\pi}{2n\Delta x}, \frac{\pi}{2} \right) \right]^2. \quad (34.140)$$

Hierbei ist $d(\boldsymbol{x})$ der Abstand des Ortes $\boldsymbol{x}$ vom Rand der Domain und n die Anzahl der Gitterzellen, innerhalb derer die Gewichtung der Randbedingungen auf Null abfällt. Diese Verfahren bezeichnet man auch als *Nudging*.

35 IRREVERSIBLE DYNAMIK

In diesem Kapitel wird die im vorigen Kapitel entwickelte reversible Diskretisierung um irreversible Effekte erweitert. Es wird weiterhin von trockener Luft ausgegangen. Die irreversiblen Effekte in einer trockenen Atmosphäre sind die Diffusionen. Es gibt zwei Arten von Diffusion:

- Temperaturdiffusion
- Impulsdiffusion

Auf der molekularen Skala gibt es gemäß Glg. (5.212) auch Diffusion von Masse, allerdings diffundiert Turbulenz in einer trockenen Atmosphäre keine Masse. Dies liegt daran, dass Turbulenz nur das Mischungsverhältnis diffundiert, welches in einer trockenen Atmosphäre Eins ist, und somit keine räumliche Variabilität, die diffundiert werden könnte. Dementsprechend muss das Gleichungssystem Glg.en (34.4) - (34.7) wie folgt **modifiziert** werden:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} &= -c^{(p)} \theta \nabla \Pi - \nabla k + \mathbf{v} \times \boldsymbol{\eta} - \nabla \varphi + \mathbf{f}_R & (35.1) \\ \frac{\partial \varrho}{\partial t} &= -\nabla \cdot (\varrho \mathbf{v}) & (35.2) \\ \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial t} &= -\nabla \cdot (\tilde{\theta} \mathbf{v}) + \frac{q^{(V)}}{c^{(p)} \Pi} & (35.3) \\ \Pi &= f(\tilde{\theta}) & (35.4) \end{aligned}$$

Die Massendiffusion wird in Form der Konvergenz einer Flussdichte $\nabla \cdot (\kappa_\varrho \nabla \varrho)$ in die Kontinuitätsleichung aufgenommen, wobei κ_ϱ der zugehörige molekulare Diffusionskoeffizient ist. In die Wärmeleistungsdichte $q^{(V)}$ gehen zwei Effekte ein:

$$q^{(V)} = q_{\text{diss}}^{(V)} + q_{\text{Tdiff}}^{(V)} = \varrho \varepsilon + \nabla \cdot (c_d^{(v)} \varrho \kappa_T \nabla T) \quad (35.5)$$

Hierbei ist ε die Dissipation. Der Term $\nabla \cdot (c_d^{(v)} \varrho \kappa_T \nabla T)$ beschreibt die Konvergenz der aus der Temperaturdiffusion resultierenden Wärmeflussdichte.

Die Temperaturgleichung Glg. (35.4) ist dieselbe wie Glg. (34.7), die diffusiven Effekte gehen über $\Delta \varrho$ und $\Delta \tilde{\theta}$ auch in die Temperatur ein. In Analogie zum vorigen Kapitel werden auch in diesem Kapitel die horizontalen und vertikalen Diskretisierungen separat hergeleitet, auch wenn es in einem nichthydrostatischen Modell keine Auszeichnung der vertikalen Raumrichtung mehr gibt.

Alle in diesem Kapitel entwickelten Terme werden nur im Predictor-Schritt berechnet und im Corrector-Schritt konstantgehalten.

35.1 Grundüberlegungen über Turbulenz-Parametrisierungen

Die diffusiven (irreversiblen) Terme stellen eine Ankopplung der kontinuierlichen Welt der Navier-Stokes-Gleichungen an die molekulare Skala dar. Wie in Abschn. 8.2.3 festgestellt wurde, vernichtet (dissipiert) die Impulsdiffusion kinetische Energie zugunsten der inneren Energie. Die Atmosphäre kann konzeptionell als Tiefpass aufgefasst werden, wobei Wellenlängen $< l_c$ gefiltert werden, wobei l_c die charakteristische Länge laut Glg. (17.159) bezeichnet.

Bisher wurden nur tatsächliche physikalische Gleichungen diskretisiert, dies bezeichnet man als *direkte numerische Simulation (DNS)*. Dieses Vorgehen ist jedoch problematisch falls für die Auflösung Δ gilt

$$2\Delta \gg l_c, \quad (35.6)$$

eine solche Diskretisierung ist nämlich ein Tiefpass mit der Grenzwellenlänge 2Δ . Dementsprechend muss in einem numerischen Modell die Dissipation schon eher einsetzen. Laut Glg. (17.159) gilt für die kinematische Viskosität ν die Gleichung

$$\nu = (l_c^4 \varepsilon)^{1/3}. \quad (35.7)$$

Dementsprechend erwartet man, dass

$$\frac{r_{\text{numerisch}}}{r_{\text{molekular}}} \sim \left(\frac{\min(l_m, 2\Delta r)}{l_c} \right)^{4/3} \quad (35.8)$$

eine sinnvolle Abschätzung für die numerische Viskosität ist, hierbei ist l_m die Mischungsweglänge. Die Beschränkung auf die Mischungsweglänge im Zähler ist sinnvoll, da das Fluid im Modell niemals zäher (viskoser) sein darf als das natürliche Medium, da sonst keine realistischen Simulationen der Dynamik zu erwarten sind. Für die vertikale Mischungsweglänge wurde mit Glg. (17.75) innerhalb der Ekman-Schicht ein Wert von ca. 20 m abgeschätzt, damit und mit der Abschätzungen $l_c = 5$ mm erhält man

$$\log_{10} \left(\frac{r_{\text{numerisch}}}{r_{\text{molekular}}} \right) = 4,8. \quad (35.9)$$

Dies entspricht grob dem in Glg. (17.74) erhaltenen Wert.

Außerhalb der planetarischen Grenzschicht kann von einem Wert für die vertikale Mischungsweglänge von ca. 100 m ausgegangen werden, da dort größere Wirbel existieren. Die horizontale Mischungsweglänge kann außerhalb der planetarischen Grenzschicht mit ca. 10 km abgeschätzt werden (zwei Größenordnungen über der vertikalen Mischungsweglänge). Simulationen, deren Auflösung die Mischungsweglänge unterschreiten, bezeichnet man als *large eddy simulations (LES)*. Bei weiterer Erhöhung der Auflösung findet eine Konvergenz der numerischen gegen die molekularen Diffusionskoeffizienten statt.

35.2 Impulsdiffusion

Als Ansatz für die Impulsdiffusion wird das klassische Smagorinsky-Modell verwendet. Hierzu muss Glg. (17.172) muss nun auf dem hexagonalen Gitter diskretisiert werden. Hierzu mittelt man zunächst die diskretisierten Terme:

$$K_{\Delta} = \rho c_s^2 \Delta^2 \sqrt{\left(\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2} = \rho c_s^2 \Delta^2 \sqrt{\left(\overline{\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y}} \right)^2 + \left(\overline{\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}} \right)^2} \quad (35.10)$$

Um die gemittelten Terme zu bestimmen, greift man sich zunächst beispielhaft den Term $\overline{\frac{\partial u}{\partial x}}$ heraus und rechnet

$$\overline{\frac{\partial u}{\partial x}} = \frac{1}{A_c} \int_{A_c} \frac{\partial u}{\partial x} d^2 r. \quad (35.11)$$

Dieses Integral wird nun in kartesischen Koordinaten auf der Tangentialebene ausgewertet:

$$\overline{\frac{\partial u}{\partial x}} = \frac{1}{A_c} \int_{y_1}^{y_2} \int_{x_1(y)}^{x_2(y)} \frac{\partial u}{\partial x} dx dy = \frac{1}{A_c} \int_{y_1}^{y_2} u(x_2, y) - u(x_1, y) dy. \quad (35.12)$$

Dies kann man als Linienintegral umformulieren:

$$\overline{\frac{\partial u}{\partial x}} = \frac{1}{A_c} \int_{\partial A_c} u(x, y) \mathbf{e}_y \cdot d\mathbf{r} = \frac{1}{A_c} \int_{\partial A_c} u(x, y) \cos(\varphi) ds, \quad (35.13)$$

hierbei ist φ der Winkel zwischen $d\mathbf{r}$ und $\mathbf{e}_y$.

35.2.1 Hyperdiffusion

Aus physikalischen Herleitungen erhält man üblicherweise diffusive Terme proportional zur zweiten Ableitung des zu diffundierenden Feldes. Aus numerischen Gründen wird jedoch in Modellen häufig sogenannte *Hyperdiffusion* genutzt, welche proportional zu einer höheren Potenz des Nablaoperators ist. Im eindimensionalen Fall lautet der Ansatz für Diffusion 4. Ordnung

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = -a \frac{\partial^4 \psi}{\partial x^4}, \quad (35.14)$$

hierbei wie a oft als *Hyperviskosität* bezeichnet. Macht man hier den Ansatz $\psi = \psi_0 \exp(-ikx - \frac{t}{\tau})$, folgt

$$\begin{aligned} -\frac{1}{\tau}\psi &= -ak^4\psi \\ \Leftrightarrow \frac{1}{\tau} &= ak^4. \end{aligned} \quad (35.15)$$

Die kürzeste aufgelöste Welle hat die Länge $2\Delta x$, woraus $k = \frac{2\pi}{2\Delta x} = \frac{\pi}{\Delta x}$ folgt. Setzt man dies ein, erhält man

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau} &= a \frac{\pi^4}{\Delta x^4} \\ \Leftrightarrow a &= \frac{A^2}{\pi^4 \tau} \end{aligned} \quad (35.16)$$

für den Zusammenhang zwischen Diffusionskoeffizient und Zerfallszeit der kürzesten aufgelösten Welle, hierbei ist $A = \Delta x^2$ die Fläche der Gitterzellen. Drückt man τ als das Vielfache des Modellzeitschritts Δt aus, erhält man

$$a = \frac{A^2}{c\Delta t\pi^4}. \quad (35.17)$$

35.3 TKE als prognostische Variable

Die subskalige Viskosität beschreibt den Einfluss der TKE auf die aufgelösten Skalen. Man kann die volumetrische TKE

$$K_s := \rho k_s \quad (35.18)$$

als zusätzliche prognostische Größe einführen. Für diese Größe gilt Glg. (17.189):

$$\frac{\partial K_s}{\partial t} = -\nabla \cdot (K_s \mathbf{v}) - \overline{\rho u' w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{\rho v' w'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + \overline{\rho g \frac{\theta'}{\bar{\theta}} w'} - \rho \bar{\varepsilon} \quad (35.19)$$

Um die Kovarianzterme der Geschwindigkeitskomponenten zu berechnen, verwendet man den Ansatz aus der K-Theorie:

$$\overline{u' w'} = -K \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}, \quad (35.20)$$

$$\overline{v' w'} = -K \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}, \quad (35.21)$$

$$\overline{g \frac{\theta'}{\bar{\theta}} w'} = -K g \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = -K N^2. \quad (35.22)$$

Setzt man dies in Glg. (35.19) an, erhält man

$$\frac{\partial K_s}{\partial t} = -\nabla \cdot (K_s \mathbf{v}) + \rho K \left[\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)^2 \right] - \rho K N^2 - \rho \bar{\varepsilon}. \quad (35.23)$$

Um $\bar{\varepsilon}$ zu bestimmen, geht man von Glg. (17.159) aus:

$$l_c = \left(\frac{r^3}{\bar{\varepsilon}} \right)^{1/4} \Leftrightarrow l_c^4 = \frac{r^3}{\bar{\varepsilon}} \Leftrightarrow \bar{\varepsilon} = \frac{r^3}{l_c^4}. \quad (35.24)$$

Mit den Ersetzungen $r \rightarrow K$ und $l_c \rightarrow L$ erhält man

$$\bar{\varepsilon} = \frac{K^3}{L^4}. \quad (35.25)$$

Die Viskositätskoeffizienten können als Funktionen

$$K = K[\mathbf{v}(\mathbf{r}), K_s] \quad (35.26)$$

des derzeitigen Windfeldes und von K_s ausgedrückt werden. Über Glg. (35.23) enthält dieser Ansatz auch Informationen über das vergangene Windfeld.

Aus Glg. (35.23) erhält man unter Vernachlässigung der Advektion eine approximative diagnostische Relation für die Dissipation der TKE:

$$\bar{\varepsilon} = K \left[\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)^2 - N^2 \right] \quad (35.27)$$

35.3.1 Schließung 1,5-ter Ordnung

Beim TKE-Ansatz geht es letzten Endes darum, den vertikalen Diffusionskoeffizienten zu berechnen. Hierzu gibt es grundsätzlich drei Ansätze:

- Bei der *Schließung erster Ordnung* wird der vertikale Diffusionskoeffizient anhand der vertikalen Windscherung, multipliziert mit einer Längenskala, berechnet.
- Bei der *Schließung zweiter Ordnung* werden sowohl für die TKE als auch für die Dissipation der TKE prognostische Variablen gelöst. Der vertikale Diffusionskoeffizient kann daraus abgeleitet werden.
- Bei der *Schließung 1,5-ter Ordnung* wird eine prognostische Gleichung für die TKE gelöst, nicht jedoch für die Dissipation. Der vertikale Diffusionskoeffizient wird aus der TKE algebraisch abgeleitet.

Hier wird nur die Schließung 1,5-ter Ordnung weiterverfolgt. Um den vertikalen Diffusionskoeffizienten zu bestimmen, verwendet man als Modell das kinetische Gasmodell gemäß Abschn. 5.4.0.2. Bei diesem fliegen Teilchen zwischen zwei Stößen eine mittlere freie Weglänge, die hier als *Mischungsweglänge* L_m , ihre mittlere Geschwindigkeit ist $\bar{v}$. Der sich daraus ergebende Diffusionskoeffizient ergibt sich gemäß Glg. (5.215) zu

$$K_v = L_m \bar{v}. \quad (35.28)$$

Der Faktor $\frac{1}{3}$ aus Glg. (5.215) tritt hier nicht auf, da man hier nur vertikale Bewegungen betrachtet. Man geht nun weiter davon aus, dass die Fluidteilchen vertikal mit der Kreisfrequenz N gemäß Glg. (16.256) oszillieren und dabei eine maximale Amplitude $\hat{z}$ haben. Ihre Bahnkurve lautet dann

$$z(t) = \hat{z} \exp(iNt). \quad (35.29)$$

Hieraus ergibt sich

$$\bar{v} = \frac{4\hat{z}}{T} = \frac{4\hat{z}}{2\pi} \frac{2\pi}{T} = \frac{2\hat{z}N}{\pi}, \quad (35.30)$$

da das Teilchen während jeder Periode viermal die Strecke $\hat{z}$ überwindet. Für die maximale Geschwindigkeit gilt

$$v_{\max} = N\hat{z} = \frac{\pi}{2} \bar{v}. \quad (35.31)$$

Die mittlere freie Weglänge L_m lautet hier $2\hat{z}$. Nun muss $\hat{z}$ durch die TKE k_s ausgedrückt werden. Für die spezifische Gesamtenergie E des harmonischen Oszillators gilt laut Glg. (2.89) die Relation

$$E = \frac{1}{2} N^2 \hat{z}^2. \quad (35.32)$$

Im Mittel ist die Hälfte davon in kinetischer Energie gespeichert, was auf

$$k_s = \frac{1}{4} N^2 \hat{z}^2 \Rightarrow \hat{z} = \frac{2}{N} \sqrt{k_s} \Rightarrow L_m = \frac{4}{N} \sqrt{k_s} = \frac{C_l}{N} \sqrt{k_s} \quad (35.33)$$

führt. Hierbei ist gemäß der Herleitung $C_l = 4$, empirisch stellt man jedoch eher $C_l = 1$ fest. Setzt man dies in Glg. (35.30) ein, erhält man

$$\bar{v} = \frac{2\hat{z}N}{\pi} = \frac{4}{\pi} \sqrt{k_s}. \quad (35.34)$$

Unter der Annahme, dass je ein Drittel der Teilchen entlang der Richtung einer der Koordinatenachsen fliegt, folgt hieraus für den Diffusionskoeffizienten mit Glg. (35.28)

$$K_v = \frac{L_m}{3} \bar{v} = \frac{4}{3\pi} L_m \sqrt{k_s} \approx 0,424 L_m \sqrt{k_s}. \quad (35.35)$$

Empirisch stellt man fest, dass der Vorfaktor $C := \frac{4}{3\pi}$ nicht für alle diffundierten Größen gleich groß ist. Dies liegt daran, dass die Korrelationen zwischen den Schwankungen unterschiedlicher Größen unterschiedlich sind. An dieser Stelle wird

$$C_m = 0,126, \quad (35.36)$$

$$C_e = 0,34, \quad (35.37)$$

$$C_h = 0,142 \quad (35.38)$$

gewählt [4]. Hierbei ist C_m der Vorfaktor für die vertikale Diffusion von Impuls, C_e der Vorfaktor für die vertikale Diffusion von TKE und C_h der Vorfaktor für die vertikale Diffusion von Feuchte und potentieller Temperature (passive Tracer).

Aus Glg. (35.35) lässt sich mithilfe von Glg. (35.25) eine Formel für die Dissipation der TKE ableiten

$$\bar{\varepsilon} = \frac{(C_m L_m \sqrt{k_s})^3}{L_m^4} = C_m^3 \frac{k_s^{3/2}}{L_m} = C_\varepsilon \frac{k_s^{3/2}}{L_m}. \quad (35.39)$$

mit $C_\varepsilon := C_m^3$. Setzt man dies in Glg. (35.27) ein, erhält man

$$\begin{aligned} C_\varepsilon \frac{k_s^{3/2}}{L_m} &= K \left[\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)^2 - N^2 \right] \\ \Leftrightarrow C_\varepsilon \frac{k_s^{3/2}}{L_m} &= L_m C_m \sqrt{k_s} \left[\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)^2 - N^2 \right] \\ \Leftrightarrow k_s &= \frac{C_m L_m^2}{C_\varepsilon} \left[\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)^2 - N^2 \right]. \end{aligned} \quad (35.40)$$

35.3.2 Konvektionsparametrisierung

Das Grundproblem der *Konvektionsparametrisierungen* wurde bereits in Abschn. 17.9.4 skizziert. Der Ansatz, diese Überlegungen ins Modell zu bringen, ist der, dass die Konvektion über zwei Anteile abzubilden ist:

- Der aufgelöste Anteil ist der, der von einem nichthydrostatischen Modell in den prognostischen Variablen „gesehen“ wird. Dieser Anteil muss nicht weiter behandelt werden, sondern wird explizit simuliert.
- Der nicht aufgelöste Anteil besteht aus instabilen Teilregionen (Flächenanteil $0 \leq c \leq 1$), welche kleiner als die Gitterzellen sind. Dieser Anteil wird vom Modell ohne weiteres Zutun nicht berücksichtigt.

Konvektion ist vertikale Durchmischung. Daher versucht man, den nicht aufgelösten Anteil über eine Modifikation der Mischungsweglänge abzubilden:

$$L_m \rightarrow c L_{\text{conv}} + (c - 1) L_m, \quad (35.41)$$

hierbei ist L_{conv} eine konvektive Mischungsweglänge. c ist der Anteil der Grundfläche der Gitterzelle, in welchem thermische Instabilität vorherrscht:

$$c = \frac{1}{A_c} \int_{A_c} \Theta (\Gamma - \Gamma_d) dA \quad (35.42)$$

$\bar{\Gamma}$ sei der mittlere negative vertikale Temperaturgradient, also der aus den gemittelten (d. h. aufgelösten) Variablen berechnete. Nimmt man weiter an, dass Γ normalverteilt ist, folgt aus Glg. (35.42)

$$\begin{aligned}
 c &= \int_{\Gamma_d}^{\infty} f_{\sigma}(\Gamma - \bar{\Gamma}) d\Gamma = \int_{\Gamma_d - \bar{\Gamma}}^{\infty} f_{\sigma}(\Gamma) d\Gamma = \int_{\frac{\Gamma_d - \bar{\Gamma}}{\sigma}}^{\infty} f_1(\Gamma) d\Gamma = \int_{\frac{\Gamma_d - \bar{\Gamma}}{\sigma}}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\Gamma^2}{2}\right) d\Gamma \\
 &= \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{\frac{\Gamma_d - \bar{\Gamma}}{\sqrt{2}\sigma}}^{\infty} \exp(-\Gamma^2) d\Gamma = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\int_0^{\infty} \exp(-\Gamma^2) d\Gamma - \int_0^{\frac{\Gamma_d - \bar{\Gamma}}{\sqrt{2}\sigma}} \exp(-\Gamma^2) d\Gamma \right) \\
 &= \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2} - \int_0^{\frac{\Gamma_d - \bar{\Gamma}}{\sqrt{2}\sigma}} \exp(-\Gamma^2) d\Gamma \right) = \frac{1}{2} - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{\Gamma_d - \bar{\Gamma}}{\sqrt{2}\sigma}} \exp(-\Gamma^2) d\Gamma = \frac{1}{2} \left[1 - \operatorname{erf}\left(\frac{\Gamma_d - \bar{\Gamma}}{\sqrt{2}\sigma}\right) \right]. \quad (35.43)
 \end{aligned}$$

Zu bestimmen ist nun die Standardabweichung der Schichtung σ . Bei einem random walk ist der Erwartungswert des Abstandes vom Ursprung proportional zur Wurzel der Anzahl der Schritte. Man gehe nun in Schritten von Δr radial vom Mittelpunkt einer Gitterzelle in Richtung des Randes. Für die Standardabweichung σ_r der Wahrscheinlichkeitsverteilung der Schichtung Γ_r an einem Punkt mit der Entfernung r vom Mittelpunkt macht man daher den Ansatz

$$\sigma_r = k\sqrt{r}. \quad (35.44)$$

Für die über die Grundfläche einer kreisförmigen Zelle gemittelte Standardabweichung $\bar{\sigma}$ gilt somit

$$\bar{\sigma} = \frac{\int_A \sigma dA}{\int_A \sigma dA} = \frac{\int_0^R 2\pi r \sigma_r dr}{\pi R^2} = \frac{\int_0^R 2\pi r k \sqrt{r} dr}{\pi R^2} = \frac{2\pi k \int_0^R r^{3/2} dr}{\pi R^2} = 2\pi k \frac{2R^{5/2}}{5\pi R^2} = 2\pi k \frac{2R^{1/2}}{5\pi} = \frac{4k}{5\pi^{1/4}} A_c^{1/4}. \quad (35.45)$$

Für k macht man einen heuristischen Ansatz

$$k = \frac{\delta\Gamma}{\sqrt{d}}. \quad (35.46)$$

Hierbei ist $\delta\Gamma$ eine typische Schwankungsbreite, für die $\delta\Gamma = \frac{\Gamma_d}{3}$ angenommen wird. d ist die zu dieser Schwankung gehörende typische Längenskala, für die 1000 km angenommen wird.

Bisher wurde in Glg. (35.42) von dem trockenadiabatischen Temperaturgradienten Γ_d ausgegangen. In der Realität ist jedoch eine Teilmenge einer Gitterbox gesättigt, dort ist der feuchtadiabatische Temperaturgradient Γ_h zu verwenden. Um dies approximativ zu berücksichtigen, wird ab Glg. (35.42) die Ersetzung

$$\Gamma_d \rightarrow c_f \Gamma_h + (1 - c_f) \Gamma_d \quad (35.47)$$

vorgenommen. Hierbei ist c_f der wolkenbefüllte (d. h. übersättigte) Volumenanteil gemäß Anschn. 36.4.

35.4 Dissipation

35.5 Obere Randbedingung

Führt man $N \geq \mathbf{1}$ Tracer ein (also Anteile der Luft, die nicht zur trockenen Luft gehören), von denen $\mathbf{1} \leq N_C \leq N - \mathbf{1}$ kondensiert sind, so benötigt man N zusätzliche Kontinuitätsgleichungen. Macht man die Annahme des lokalen thermodynamischen Gleichgewichts (alle Kondensate haben die gleiche Temperatur wie die Gasphase), muss man keine zusätzlichen Ersten Hauptsätze einführen. Der Grundansatz zur dynamischen und thermodynamischen Ankopplung der gasförmigen und kondensierten Tracer an das Gleichungssystem für trockene Luft wurde in Abschn. 10.3 festgelegt.

36.1 Vertikale Advektion einer Massendichte

Sei ρ eine Massendichte. Vorbereitend wird das Crank-Nicolson-Verfahren mit n als gegenwärtigem Zeitschritt notiert:

$$\rho^{(n+1)} = \rho^{(n)} + \Delta t \frac{\mathbf{1}}{2} \left(\frac{\partial \rho^{(n)}}{\partial t} + \frac{\partial \rho^{(n+1)}}{\partial t} \right) \quad (36.1)$$

An dieser Stelle geht es dabei nur um die vertikale Konvergenz, die anderen Terme werden explizit berechnet:

$$\rho^{(n+1)} = \rho^{(n)} + \Delta t \dot{\rho}_{\text{expl}}^{(n)} - \Delta t \frac{\mathbf{1}}{2} \left(\frac{\partial (\rho^{(n)} w^{(n+1)})}{\partial z} + \frac{\partial (\rho^{(n+1)} w^{(n+1)})}{\partial z} \right) \quad (36.2)$$

Lediglich die generalisierte Dichte wird dabei in Form des Crank-Nicolson-Verfahrens behandelt, die Geschwindigkeit wird aus Stabilitätsgründen vom neuen Zeitschritt genommen. Den Anteil

$$- \frac{\mathbf{1}}{2} \frac{\partial (\rho^{(n)} w^{(n+1)})}{\partial z} \quad (36.3)$$

absorbiert man in die explizite Tendenz, definiert also

$$\dot{\rho}_{\text{expl}}^{(n)} \rightarrow \dot{\rho}_{\text{expl}}^{(n)} - \frac{\mathbf{1}}{2} \frac{\partial (\rho^{(n)} w^{(n+1)})}{\partial z} \quad (36.4)$$

um. Die vertikale Diskretisierung erfordert einen Layerindex $\mathbf{1} \leq i \leq N_L$:

$$\rho_i^{(n+1)} = \rho_i^{(n)} + \Delta t \dot{\rho}_{i\text{expl}}^{(n)} - \frac{\Delta t}{2} \frac{\overline{A_{i-1/2}^{(n+1)} \rho_k^{(i-1/2)}} w_{i-1/2}^{(n+1)} - \overline{A_{i+1/2}^{(n+1)} \rho_k^{(i+1/2)}} w_{i+1/2}^{(n+1)}}{V_i} \quad (36.5)$$

Für die vertikalen Mittelungen der Dichte notiert man allgemein

$$\overline{\rho_k^{(i+1/2)}} = a_{i+\frac{1}{2},i} \rho_i + a_{i+\frac{1}{2},i+1} \rho_{i+1} \quad (36.6)$$

mit

$$a_{i+\frac{1}{2},i} + a_{i+\frac{1}{2},i+1} = \mathbf{1}. \quad (36.7)$$

Setzt man dies in Glg. (36.5) ein, erhält man

$$\begin{aligned} \rho_i^{(n+1)} &= \rho_i^{(n)} + \Delta t \dot{\rho}_{i\text{expl}}^{(n)} \\ &- \frac{\Delta t}{2} \left(a_{i-\frac{1}{2},i-1} \rho_{i-1}^{(n+1)} + a_{i-\frac{1}{2},i} \rho_i^{(n+1)} \right) \frac{A_{i-1/2} w_{i-1/2}^{(n+1)}}{V_i} + \frac{\Delta t}{2} \left(a_{i+\frac{1}{2},i} \rho_i^{(n+1)} + a_{i+\frac{1}{2},i+1} \rho_{i+1}^{(n+1)} \right) \frac{A_{i+1/2} w_{i+1/2}^{(n+1)}}{V_i}. \end{aligned} \quad (36.8)$$

Man definiert nun

$$W_{i+1/2} := A_{i+1/2} w_{i+1/2}^{(n+1)}, \quad (36.9)$$

somit erhält man

$$\begin{aligned} \rho_i^{(n+1)} &= \rho_i^{(n)} + \Delta t \dot{\rho}_{i,\text{expl}}^{(n)} \\ &- \frac{\Delta t}{2} \left(a_{i-\frac{1}{2}, i-1} \rho_{i-1}^{(n+1)} + a_{i-\frac{1}{2}, i} \rho_i^{(n+1)} \right) \frac{W_{i-1/2}^{(n+1)}}{V_i} + \frac{\Delta t}{2} \left(a_{i+\frac{1}{2}, i} \rho_i^{(n+1)} + a_{i+\frac{1}{2}, i+1} \rho_{i+1}^{(n+1)} \right) \frac{W_{i+1/2}^{(n+1)}}{V_i}. \end{aligned} \quad (36.10)$$

Bei $i = 1$ gilt $w_{i-1/2} = 0$:

$$\rho_1^{(n+1)} = \rho_1^{(n)} + \Delta t \dot{\rho}_{1,\text{expl}}^{(n)} + \frac{\Delta t}{2} \left(a_{\frac{3}{2}, 1} \rho_1^{(n+1)} + a_{\frac{3}{2}, 2} \rho_2^{(n+1)} \right) \frac{W_{3/2}^{(n+1)}}{V_1} \quad (36.11)$$

Bei $i = N_L$ gilt $w_{i+1/2} = 0$:

$$\rho_{N_L}^{(n+1)} = \rho_{N_L}^{(n)} + \Delta t \dot{\rho}_{N_L,\text{expl}}^{(n)} - \frac{\Delta t}{2} \left(a_{N_L-\frac{1}{2}, N_L-1} \rho_{N_L-1}^{(n+1)} + a_{N_L-\frac{1}{2}, N_L} \rho_{N_L}^{(n+1)} \right) \frac{W_{N_L-1/2}^{(n+1)}}{V_{N_L}}. \quad (36.12)$$

Man definiert den Vektor $\mathbf{x}$ der Unbekannten durch

$$\mathbf{x} = \begin{pmatrix} \rho_1^{(n+1)} \\ \rho_2^{(n+1)} \\ \vdots \\ \rho_{N_L}^{(n+1)} \end{pmatrix}, \quad (36.13)$$

für diesen gilt ein lineares Gleichungssystem

$$\mathbf{A} \cdot \mathbf{x} = \mathbf{r} \quad (36.14)$$

mit einer Matrix $\mathbf{A}$ und einer rechten Seite $\mathbf{r}$. Für diese rechte Seite gilt

$$\mathbf{r} = \begin{pmatrix} \rho_1^{(n)} + \Delta t \dot{\rho}_{1,\text{expl}}^{(n)} \\ \rho_2^{(n)} + \Delta t \dot{\rho}_{2,\text{expl}}^{(n)} \\ \rho_3^{(n)} + \Delta t \dot{\rho}_{3,\text{expl}}^{(n)} \\ \vdots \\ \rho_{N_L-1}^{(n)} + \Delta t \dot{\rho}_{N_L-1,\text{expl}}^{(n)} \\ \rho_{N_L}^{(n)} + \Delta t \dot{\rho}_{N_L,\text{expl}}^{(n)} \end{pmatrix}. \quad (36.15)$$

Für die Matrix $\mathbf{A}$ erhält man

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} d_1 & e_1 & & \cdots & \cdots & 0 \\ b_1 & d_2 & & e_2 & & 0 \\ \vdots & & \ddots & & \ddots & \vdots \\ 0 & \cdots & & b_{N_L-1} & & d_{N_L} \end{pmatrix} \quad (36.16)$$

mit Vektoren $\mathbf{c}, \mathbf{e} \in \mathbb{R}^{N_L-1}$, $\mathbf{e} \in \mathbb{R}^{N_L}$. Für diese erhält man

$$c_i = \frac{\Delta t}{2} \frac{a_{i+\frac{1}{2},i} W_{i+1/2}^{(n+1)}}{V_{i+1}}, \quad (36.17)$$

$$d_1 = 1 - \frac{\Delta t}{2} a_{\frac{3}{2},1} \frac{W_{3/2}^{(n+1)}}{V_1}, \quad (36.18)$$

$$d_i = 1 + \frac{\Delta t}{2} \frac{a_{i-\frac{1}{2},i} W_{i-1/2}^{(n+1)} - a_{i+\frac{1}{2},i} W_{i+1/2}^{(n+1)}}{V_i}, \quad (36.19)$$

$$d_{N_L} = 1 + \frac{\Delta t}{2} \frac{a_{N_L-\frac{1}{2},N_L} W_{N_L-1/2}^{(n+1)}}{V_{N_L}}, \quad (36.20)$$

$$e_i = -\frac{\Delta t}{2} a_{i+\frac{1}{2},i+1} \frac{W_{i+1/2}^{(n+1)}}{V_i}. \quad (36.21)$$

36.2 Limiter

Limiter erfüllen den Zweck, obere Schranken für Flüsse einzuhalten. Diese oberen Schranken beziehen sich meist darauf, dass aus den Flüssen resultierende Massendichten nicht negativ sein dürfen, da dies unphysikalisch wäre. Bei Tracern mit sehr variablen Dichten kann dies bereits rein durch die Advektion vorkommen. Da es sich bei Limitern um nicht rein aus physikalischen Gesetzen ableitbare numerische Eingriffe handelt, ist die Numerik so zu konstruieren, dass diese möglichst selten aufgerufen werden müssen und wenn doch die Eingriffe möglichst gering sind.

Nach Advektion, Diffusion und Phasenübergängen ist es trotz Limiter möglich, dass negative Dichten entstehen. Diese müssen am Ende des Zeitschritts auf Null gesetzt werden. Dies verletzt zwar die Massenerhaltung, ist aber alternativlos.

36.3 Diskretisierung von Kondensation und Resublimation

Ist die Luft zum Zeitpunkt t übersättigt, findet ein Phasenübergang von gasförmig nach flüssig oder von gasförmig nach fest statt, bis die Luft gesättigt ist. Ist die Luft untersättigt und ist noch Wolkenwasser oder Wolkeneis vorhanden, findet der Phasenübergang in die andere Richtung statt. Für die Modellierung geht man davon aus, dass nach einem Zeitschritt der Länge Δt die Luft gesättigt ist, also

$$p_v(t + \Delta t) = p_S(t + \Delta t), \quad (36.22)$$

hierbei sind p_v der Dampfdruck und p_S wie üblich der Sättigungsdampfdruck. Hieraus soll die Dichte $\Delta \rho_v$ an Wasserdampf bestimmt werden, welche kondensieren oder resublimieren muss, um diesen Zustand zu erreichen. Dies ist nicht einfach $\rho_S(t) - \rho_v(t)$, wobei ρ_S die Sättigungsdichte ist, da dies die Phasenübergangswärme unberücksichtigt ließe. Aus Glg. (36.22) folgt

$$\begin{aligned} \rho_v(t + \Delta t) R_v T(t + \Delta t) &= p_S[T(t + \Delta t)] \\ \Leftrightarrow (\rho_v + \Delta \rho_v) R_v T(t + \Delta t) &= p_S[T(t + \Delta t)], \end{aligned} \quad (36.23)$$

hierbei bezeichnen Größen ohne explizit angegebene Zeitabhängigkeit Größen zum Zeitpunkt t , also $\rho_v := \rho_v(t)$. Hieraus folgt mit ρ_t als Gesamtdichte weiter

$$(\rho_v + \Delta \rho_v) R_v \left(T - \Delta \rho_v \frac{L_v}{\rho_t c_p} \right) = p_S \left(T - \Delta \rho_v \frac{L_v}{\rho_t c_p} \right). \quad (36.24)$$

Multipliziert man die linke Seite aus und macht auf der rechten Seite eine Taylor-Entwicklung erster Ordnung, erhält man

$$\begin{aligned}
 p_v + \Delta\varrho_v R_v T - R_v \Delta\varrho_v \varrho_v \frac{L_v}{\varrho_l c_p} - (\Delta\varrho_v)^2 R_v \frac{L_v}{\varrho_l c_p} &= p_S - p'_S \Delta\varrho_v \frac{L_v}{\varrho_l c_p} \\
 \Leftrightarrow -(\Delta\varrho_v)^2 R_v \frac{L_v}{\varrho_l c_p} + \Delta\varrho_v \left(R_v T - R_v \varrho_v \frac{L_v}{\varrho_l c_p} + p'_S \frac{L_v}{\varrho_l c_p} \right) + p_v - p_S &= 0 \\
 \Leftrightarrow a (\Delta\varrho_v)^2 + b \Delta\varrho_v + c &= 0 \\
 \Leftrightarrow (\Delta\varrho_v)^2 + p \Delta\varrho_v + q &= 0
 \end{aligned} \tag{36.25}$$

mit

$$a := -R_v \frac{L_v}{\varrho_l c_p} < 0, \tag{36.26}$$

$$b := R_v T - R_v \varrho_v \frac{L_v}{\varrho_l c_p} + p'_S \frac{L_v}{\varrho_l c_p}, \tag{36.27}$$

$$c := p_v - p_S, \tag{36.28}$$

$$p := \frac{b}{a}, \tag{36.29}$$

$$q := \frac{c}{a}. \tag{36.30}$$

Dies impliziert zwei Lösungen

$$(\Delta\varrho_v)_{1,2} = -\frac{p}{2} \pm \sqrt{\frac{p^2}{4} - q}. \tag{36.31}$$

Nun ist noch zu bestimmen, welches der beiden Vorzeichen das physikalisch richtige ist. Im Fall von Untersättigung ist $p_v < p_S$, was $c < 0$ impliziert, also $q > 0$. Weiterhin sind $(\Delta\varrho_v)^2 > 0$ und $\Delta\varrho_v > 0$, was wegen $p \Delta\varrho_v = -q - (\Delta\varrho_v)^2 < 0$ die Relation $p < 0$ impliziert. Damit $\Delta\varrho_v > 0$ ist, muss in diesem Fall das negative Vorzeichen gewählt werden. Im Fall von Übersättigung gilt ebenfalls $p < 0$, da im Ausdruck für p der Sättigungsdampfdruck nicht vorkommt, aber $q < 0$, was ebenfalls das negative Vorzeichen impliziert, da ansonsten für $q \rightarrow 0$ nicht $\Delta\varrho_v \rightarrow 0$ folgt. Es ist also in jedem Fall

$$\Delta\varrho_v = -\frac{p}{2} - \sqrt{\frac{p^2}{4} - q}. \tag{36.32}$$

36.4 Parametrisierungen von Phasenübergängen

Berechnet man Phasenübergänge mit den gemittelten thermodynamischen Variablen, so vernachlässigt man die in Abschn. 17.9.3 betrachtete subskalige Variabilität. Hier sollen die in Abschn. 17.9.3 grundsätzlich angestellten Überlegungen für ein Modell nutzbar gemacht werden. Sei $T = T(\mathbf{r})$ das zu einem festen Zeitpunkt t gültige Temperaturfeld in einer Gitterbox $V \subseteq \mathbb{R}^3$. Seien $T_{\min}$ und $T_{\max}$ die minimale und die maximale Temperatur innerhalb dieser Menge. Dann leitet sich daraus aufgrund der strengen Monotonie von $p_S(T)$ der minimale und maximale Sättigungsdampfdruck ab:

$$p_{S,\min} = p_S(T_{\min}), \tag{36.33}$$

$$p_{S,\max} = p_S(T_{\max}). \tag{36.34}$$

Sei p_v der gemittelte Dampfdruck innerhalb der betrachteten Gitterbox. Nun macht man die Annahme, dass der Dampfdruck p_v innerhalb von V homogen ist. Die Grundidee ist, dass bereits bei $p_v > p_{S,\min}$ Kondensation einsetzt, allerdings zunächst in einem sehr geringen Volumenanteil, dem wolkenbefüllte Volumenanteil der Gitterbox c_f . Für c_f macht man folgenden Ansatz

$$c_f(p_v \leq p_{S,\min}) = 0, \tag{36.35}$$

$$c_f(p_v \geq p_{S,\max}) = 1. \tag{36.36}$$

Dies ist in jedem Fall richtig. Die einfachste Möglichkeit, dies für $p_{S,\min} \leq p_v \leq p_{S,\max}$ zu erfüllen, ist eine lineare Interpolation:

$$c_f(p_v) = \frac{p_v - p_{S,\min}}{p_{S,\max} - p_{S,\min}}. \quad (36.37)$$

Dies wäre zum Beispiel dann der Fall, wenn die Temperatur gleichverteilt zwischen $T_{\min}$ und $T_{\max}$ gleichverteilt wäre und der Sättigungsdampfdruck in diesem Intervall linear von der Temperatur abhinge, was in erster Ordnung erfüllt ist. Die Idee ist nun, den Dampfdruck, mit dem man die Phasenübergangsraten berechnet, im Fall $p_v > p_{S,\min}$ (in dem überhaupt nur eine Wolkenbildung stattfinden kann) über einen Ansatz

$$p_v^{(\text{eff})} = p_{S,\min} + \xi(p_v - p_{S,\min}) \quad (36.38)$$

auszudrücken. Zu bestimmen ist nun ξ . ξ berechnet sich über

$$\xi = \frac{p_v^{(\text{eff})} - p_{S,\min}}{p_v - p_{S,\min}} = \frac{\int_V \max(p_v - p_S(\mathbf{r}), 0) d^3r}{V(p_v - p_{S,\min})}. \quad (36.39)$$

Unter der oben bereits gemachten Annahme, dass T und p_S innerhalb von V gleichverteilt sind, folgt im Fall $p_{S,\min} \leq p_v \leq p_{S,\max}$

$$\begin{aligned} \xi &= \frac{\int_{p_{S,\min}}^{p_v} p_v - p'_S dp'_S}{(p_{S,\max} - p_{S,\min})(p_v - p_{S,\min})} = \frac{p_v(p_v - p_{S,\min}) - \frac{1}{2}(p_v^2 - p_{S,\min}^2)}{(p_{S,\max} - p_{S,\min})(p_v - p_{S,\min})} \\ &= \frac{p_v(p_v - p_{S,\min}) - \frac{1}{2}(p_v + p_{S,\min})(p_v - p_{S,\min})}{(p_{S,\max} - p_{S,\min})(p_v - p_{S,\min})} = \frac{p_v - \frac{1}{2}(p_v + p_{S,\min})}{p_{S,\max} - p_{S,\min}} = \frac{p_v - p_{S,\min}}{2(p_{S,\max} - p_{S,\min})} = \frac{c_f}{2}. \end{aligned} \quad (36.40)$$

Im Fall $p_v > p_{S,\max}$ gilt

$$c_f = 1, \quad (36.41)$$

die Gitterbox ist zu 100 Prozent mit Wolken bedeckt. Für ξ folgt in diesem Fall

$$\begin{aligned} \xi &= \frac{\int_{p_{S,\min}}^{p_{S,\max}} p_v - p'_S dp'_S}{(p_{S,\max} - p_{S,\min})(p_v - p_{S,\min})} = \frac{p_v(p_{S,\max} - p_{S,\min}) - \frac{1}{2}(p_{S,\max}^2 - p_{S,\min}^2)}{(p_{S,\max} - p_{S,\min})(p_v - p_{S,\min})} \\ &= \frac{p_v(p_{S,\max} - p_{S,\min}) - \frac{1}{2}(p_{S,\max} + p_{S,\min})(p_{S,\max} - p_{S,\min})}{(p_{S,\max} - p_{S,\min})(p_v - p_{S,\min})} = \frac{p_v - \frac{1}{2}(p_{S,\max} + p_{S,\min})}{p_v - p_{S,\min}}. \end{aligned} \quad (36.42)$$

Die bisherige Herleitung in diesem Abschnitt bezieht sich auf die Entstehung von Wolken (Umgang mit Übersättigung, auch bekannt als saturation adjustment). Auch für die Wechselwirkungen und Verdunstungen von Kondensaten hat die Tatsache, dass nur ein gewisser Anteil c_f der Gitterboxen mit Wolken befüllt ist, Konsequenzen. Der Ansatz ist folgender:

1. Dividiere alle Kondensatdichten durch c_f . Wenn $c_f < 0,1$ ist, verwende aus Stabilitätsgründen 0,1. Dies tut man, weil die Wolkenphysik nur innerhalb des wolkenbefüllten Bereichs der Gitterbox abläuft und dort die Dichten um den Faktor $1/c_f$ höher sind.
2. Berechne die Wolkenphysik mit den umskalierten Dichten.
3. Multipliziere die resultierenden Quelldichten mit $\max(c_f; 0,1)$, um die Tendenzen für die gemittelten Dichten zu erhalten (welche die prognostischen Variablen sind).

Für den mit Niederschlag befüllten Anteil c_p der Gitterbox macht man den Ansatz.

$$c_p = \begin{cases} \frac{1}{3}, & c_f = 0 \wedge \varrho_s + \varrho_r + \varrho_g > 0, \\ c_f, & \text{sonst.} \end{cases} \quad (36.43)$$

Man geht also davon aus, dass der mit Niederschlag befüllte Anteil gleich dem mit Wolken befüllten Anteil ist, außer es ist nur Niederschlag aber keine Wolken in der Gitterbox vorhanden. Dies ist typischerweise unter Wolken der Fall, aus denen Niederschlag ausfällt.

36.5 Vier-Kondensate-Schema

Dieses Schema berücksichtigt folgende vier Kondensatklassen:

- flüssiges Wolkenwasser (Index l)
- Wolkeneis (Index i)
- flüssiger Niederschlag (Index r)
- fester Niederschlag (Index s)

Dieses Schema ist adäquat für Globalmodelle. Es wird angenommen, dass bei und unterhalb von -35°C das Wolkenwasser komplett eisförmig ist und bei und oberhalb von -10°C das Wolkenwasser komplett flüssig ist und dazwischen ein linearer Übergang erfolgt. Dies ist durch Beobachtungen begründbar [34].

36.5.1 Größenspektren

Die Größenverteilungen der Kondensate sind relevant, um die Fallgeschwindigkeiten, die Wechselwirkungen mit dem Strahlungsfeld und die Wechselwirkungen untereinander zu berechnen. Daher ist für jede Kondensatklasse eine Formel für den effektiven Radius anzugeben.

- Für Wolkentröpfchen wird ein effektiver Radius von 12 Mikrometern angenommen.
- Für den effektiven Radius von Wolkeneis ist die in [35] entwickelte Formel eine der gebräuchlichsten Approximationen. Diese lautet

$$d_{\text{eff},i} = (1,2351 + 0,0105 \cdot (t - t_o)) \cdot (45,8966 \cdot w^{0,2214} + 0,7957 \cdot w^{0,2535} \cdot (t - 83,15)). \quad (36.44)$$

Hierbei sind $t := T/\text{K}$ die Maßzahl der Temperatur in Kelvin, $t_o := 273,15$, $w := 1000 (\rho_i + \rho_s) / (\text{kg}/\text{m}^3)$ die Maßzahl der Wolkeneisdichte (inklusive Schnee) in g/m^3 und d_{eff} die Maßzahl des effektiven Durchmessers in Mikrometern. Das Ergebnis von Glg. (36.44) wird in folgender Weise eingeschränkt:

$$d_{\text{eff}} \rightarrow \max(\min(d_{\text{eff},155}), 20 + 40 \cdot \cos(\varphi)) \quad (36.45)$$

mit φ als geographischer Breite. Für den effektiven Radius r_{eff} wird in (36.44)

$$r_{\text{eff},i} = \frac{3\sqrt{3}}{8} d_{\text{eff},i} \cdot 10^{-6} \text{ m} \quad (36.46)$$

hergeleitet. Dass der Faktor nicht einfach 1/2 ist liegt daran, dass Eiskristalle i. A. nicht kugelförmig sind.

- Es wird davon ausgegangen, dass die Größenverteilung der Regentropfen einer Marshall-Palmer-Verteilung Glg. (23.95) entspricht.
- Es wird davon ausgegangen, dass die Größenverteilung der Schneeflocken einer Marshall-Palmer-Verteilung Glg. (23.95) gemäß Abschn. 23.3.1.1 entspricht.

Die Annahme von Marshall-Palmer-Verteilungen impliziert, dass der Prozess des Zerbrechens von Kondensaten, welcher das Spektrum nach oben limitiert, nicht explizit simuliert werden muss, sondern bereits über die Verteilung parametrisiert ist.

36.5.2 Fallgeschwindigkeiten

Um die Fallgeschwindigkeiten der Kondensate festzulegen, orientiert man sich an Abschn. 23.2.3, allerdings mit einigen Vereinfachungen:

- Für Wolkentröpfchen wird eine Fallgeschwindigkeit von Null angenommen.
- Für Wolkeneis wird eine Fallgeschwindigkeit angenommen.
- Für Schnee wird die empirische Formel

$$v_S = a \cdot r^b = 9,356 \frac{\text{m}^{0,7}}{\text{s}} \cdot (2 \cdot r_{\text{eff}})^{0,3} = 11,519 \frac{\text{m}^{0,7}}{\text{s}} \cdot (r_{\text{eff}})^{0,3} \quad (36.47)$$

[7] angenommen.

- Regentropfen werden turbulent umströmt, für sie wird Glg. (23.90) mit $c_w = 0,8$ verwendet.

36.5.2.1 Massengewichtete Fallgeschwindigkeiten

Lautet die Fallgeschwindigkeit einer Niederschlagsklasse $v_{D,P}(D)$, hat sie ein Volumenmischungsverhältnis r_P sowie ein Größenspektrum $n(D)$, lässt sich eine massengewichtete Fallgeschwindigkeit über

$$v_P(D) = \frac{1}{r_P} \int_0^\infty \frac{\pi D^3}{6} v_{D,P}(D) n(D) dD \quad (36.48)$$

berechnen. Nimmt man an, dass $v_{D,P}$ die Form

$$v_{D,P}(D) = aD^b \quad (36.49)$$

hat sowie die Marshall-Palmer-Verteilung Glg. (23.95) gilt, folgt

$$\begin{aligned} v_P(D) &= \frac{1}{r_P} \int_0^\infty \frac{\pi D^3}{6} aD^b n_0 e^{-\lambda D} dD = \frac{an_0\pi}{6r_P} \int_0^\infty D^{b+3} e^{-\lambda D} dD = \frac{an_0\pi}{6r_P\lambda^{b+4}} \int_0^\infty D^{b+3} e^{-D} dD \\ &= \frac{an_0\pi\Gamma(b+4)}{6r_P\lambda^{b+4}}. \end{aligned} \quad (36.50)$$

Aus Glg. (23.99) erhält man

$$\frac{1}{\lambda^4} = \frac{r_P}{\pi n_0}. \quad (36.51)$$

Hieraus folgt

$$v_P(D) = \frac{a\Gamma(b+4)}{6\lambda^b} \stackrel{\text{Glg. (23.100)}}{=} \frac{\Gamma(b+4)}{6} aD^b. \quad (36.52)$$

36.5.3 Entstehung von Niederschlag

36.5.3.1 Warmer Regen

Das einfachste Verständnis der Entstehung von Regen ist die Annahme, dass dieser entsteht, wenn das Wolkenwasser ρ_w ein kritisches Mischungsverhältnis $q_{w,\text{krit}}$ überschreitet. Ein einfacher hierauf basierender mathematischer Ansatz für die Quelldichte von Regenwasser lautet

$$Q_r = \frac{\max(\rho_w - q_{w,\text{krit}} \cdot \rho_h, 0)}{\tau}. \quad (36.53)$$

Dies ist der sogenannte Kessler-Ansatz [15]. Typische Werte lauten $q_{w,\text{krit}} = 0,2 \cdot 10^{-3} \text{ kg/m}^3$, $\tau = 1000 \text{ s}$.

36.5.3.2 Schnee

Der in Abschn. 36.5.3.1 vorgestellte Kessler-Ansatz kann auch auf die Entstehung von Schnee angewandt werden, typische Werte lauten $q_{i,\text{krit}} = 1,0 \cdot 10^{-3} \text{ kg/m}^3$, $\tau = 1000 \text{ s}$.

36.5.3.3 Graupel

Der in Abschn. 36.5.3.1 vorgestellte Kessler-Ansatz kann auch auf die Entstehung von Graupel angewandt werden, typische Werte lauten $q_{s,\text{krit}} = 0,6 \cdot 10^{-3} \text{ kg/m}^3$, $\tau = 1000 \text{ s}$.

36.6 Fünf-Kondensate-Schema

Bei diesem Schema kommt gegenüber dem Vier-Kondensate-Schema noch eine fünfte Kondensatklasse hinzu, nämlich Graupel. Somit lauten die fünf hier verwendeten Kondensatklassen

- flüssiges Wolkenwasser (Index l),
- Wolkeneis (Index i),

- flüssiger Niederschlag (Index r),
- Schnee (Index s),
- Graupel (Index g).

Dieses Schema ist adäquat für Regionalmodelle. Es entspricht dem in Abschn. 36.5 vorgestellten Schema mit folgenden Modifikationen:

- Für Graupelpartikel wird ein effektiver Radius von 0,5 Millimetern angenommen.
- Graupelpartikel werden turbulent umströmt, für sie wird Glg. (23.90) mit $c_w = 0,8$ und der Ersetzung $\rho'_l \rightarrow \rho'_i$ verwendet.

36.7 Weiterführende Wolken-Mikrophysik-Schemata

Bei den bisher betrachteten Schemata wird jede Kondensatklasse durch eine prognostische Variable, nämlich die Massendichte oder auch die spezifische Dichte, beschrieben. Dies wäre nur dann eine vollständige Beschreibung, wenn alle Kondensate der jeweiligen Klasse den gleichen Radius und die gleiche Temperatur wie die Gasphase hätten. Beides ist jedoch im Allgemeinen nicht der Fall. Es bieten sich zwei Erweiterungen an:

- Jeder Kondensatklasse kann ihre eigene Temperatur zugewiesen werden.
- Die Größenverteilung innerhalb der Kondensatklassen kann berücksichtigt werden. Dies geschieht bei den sogenannten *Multi-Moment-Schemata*, bei denen die höheren Momente der Größenverteilungen (oder vergleichbare die Form der Verteilungen beschreibenden Größen) als zusätzliche prognostische Variablen eingeführt werden.

Innerhalb der planetarischen Grenzschicht, insbesondere innerhalb der Prandtl-Schicht, sind die vertikalen Gradienten der meteorologischen Variablen relativ groß. Sie können von einem Modell erst bei vertikalen Gitterpunktabständen im Bereich von einem Meter hinreichend gut abgetastet werden. Daher sind die in der freien Atmosphäre gültigen Ansätze für die vertikalen turbulenten Flüsse am Unterrand der untersten Modellschicht nicht mehr anwendbar. Daher werden in diesem Bereich die Erkenntnisse über planetarischen Grenzschicht, welche in Abschn. 17.2.1 entwickelt wurden, genutzt, um die vertikalen turbulenten Flüsse zu bestimmen.

37.1 Berechnung der Monin-Obukhov-Länge

Laut Glg. (17.80) lautet die Monin-Obukhov-Länge

$$L := -\frac{T_A u_\star^3}{kg(w'\theta')}. \quad (37.1)$$

Problematisch ist hierbei die Bestimmung von $\overline{(w'\theta')}_{\text{sfc}}$. Setzt man hier Glg. ein, erhält man

$$L = -\frac{T_A u_\star^3}{kg \frac{Q_H}{\rho c_v}} = -\frac{T_A u_\star^3}{kg \frac{T_G - T_A}{r_H}} = -\frac{T_A u_\star^3}{kg (T_G - T_A)} r_H. \quad (37.2)$$

Die Reibungsgeschwindigkeit $u_\star$ und der Flusswiderstand der sensiblen Wärme r_H hängen dabei wiederum von L ab:

$$L = -\frac{T_A u_\star^3(L)}{kg (T_G - T_A)} r_H(L). \quad (37.3)$$

Setzt man hier Glg. ein, erhält man

$$L = -\frac{T_A u_\star^3}{g (T_G - T_A)} \frac{1}{u_\star k^2} \left[\ln \left(\frac{z}{z_o} \right) - \psi_h \left(\frac{z}{L} \right) + \ln(\gamma) \right] = \frac{T_A u_\star^2}{k^2 g (T_A - T_G)} \left[\ln \left(\frac{z}{z_o} \right) - \psi_h \left(\frac{z}{L} \right) + \ln(\gamma) \right]. \quad (37.4)$$

Setzt man weiter Glg. (17.49) ein, folgt

$$L = \frac{T_A U^2}{g (T_A - T_G)} \frac{\ln \left(\frac{z}{z_o} \right) - \psi_h \left(\frac{z}{L} \right) + \ln(\gamma)}{\left[\ln \left(\frac{z}{z_o} \right) - \psi_m \left(\frac{z}{L} \right) \right]^2}. \quad (37.5)$$

Hier geht es um die Bestimmung L , dabei sind alle anderen Größen bekannt. Die Größe

$$R_{i,b} := \frac{zg (T_A - T_G)}{T_A U^2}. \quad (37.6)$$

bezeichnet man als *Bulk-Richardson-Zahl*. Mit der Hilfsfunktion

$$s(L) := \frac{\ln \left(\frac{z}{z_o} \right) - \psi_h \left(\frac{z}{L} \right) + \ln(\gamma)}{\left[\ln \left(\frac{z}{z_o} \right) - \psi_m \left(\frac{z}{L} \right) \right]^2} \quad (37.7)$$

und

$$a := \frac{R_{i,b}}{z} \quad (37.8)$$

kann man dies in der Form

$$L = \frac{z}{R_{i,b}} s(L) = \frac{s(L)}{a} \Leftrightarrow aL - s(L) = 0 \quad (37.9)$$

notieren.

Das Vorzeichen von L kann bereits im Voraus aus Glg. (37.3) bestimmt werden. Im Fall $T_G < T'_A$, was stabilen Bedingungen entspricht, gilt $L > 0$. In diesem Fall gelten

$$\psi_m\left(\frac{z}{L}\right) = \psi_h\left(\frac{z}{L}\right) = -4,7 \cdot \frac{z}{L}. \quad (37.10)$$

Definiere nun

$$h(L) := \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) + 4,7 \cdot \frac{z}{L}, \quad (37.11)$$

dann folgt aus Glg. (37.9)

$$\begin{aligned} aL - s(L) &= aL - \frac{h(L) + \ln(7)}{h^2(L)} = 0 \\ \Leftrightarrow f_1(L) &:= aLh^2(L) - h(L) - \ln(7) = 0. \end{aligned} \quad (37.12)$$

Glg. (37.12) ist nicht analytisch lösbar und muss daher numerisch gelöst werden. Dies entspricht der Ermittlung der Nullstelle von f_1 . Hierzu benutzt man eine Newton-Iteration mit

$$f_1(L_i) + f'_1(L_i) \cdot (L_{i+1} - L_i) = 0, \quad (37.13)$$

hierbei ist i der Iterationsschritt. Es gilt

$$f'_1(L) = ah^2(L) + 2aLh(L)h'(L) - h'(L). \quad (37.14)$$

Unter der Annahme $f'_1 \neq 0$ kann man dies zu

$$\begin{aligned} \frac{f_1(L_i)}{f'_1(L_i)} + L_{i+1} - L_i &= 0 \\ \Leftrightarrow L_{i+1} &= L_i - \frac{f_1(L_i)}{f'_1(L_i)} \end{aligned} \quad (37.15)$$

umformulieren.

Im Fall $T_G > T_A$, was instabilen Bedingungen entspricht, gilt $L < 0$. In diesem Fall gilt

$$f_2(L) := aL - s(L) = aL - \frac{\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \psi_h\left(\frac{z}{L}\right) + \ln(7)}{\left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \psi_m\left(\frac{z}{L}\right)\right]^2} = 0. \quad (37.16)$$

Hieraus folgt

$$\begin{aligned} f'_2(L) &= a - g'(L) = a - \frac{\frac{z}{L^2}\psi'_h\left(\frac{z}{L}\right)\left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \psi_m\left(\frac{z}{L}\right)\right]^2 - \left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \psi_h\left(\frac{z}{L}\right) + \ln(7)\right]2\left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \psi_m\left(\frac{z}{L}\right)\right]\frac{z}{L^2}\psi'_m\left(\frac{z}{L}\right)}{\left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \psi_m\left(\frac{z}{L}\right)\right]^4} \\ &= a - \frac{\frac{z}{L^2}\psi'_h\left(\frac{z}{L}\right)}{\left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \psi_m\left(\frac{z}{L}\right)\right]^2} + \frac{2\left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \psi_h\left(\frac{z}{L}\right) + \ln(7)\right]\frac{z}{L^2}\psi'_m\left(\frac{z}{L}\right)}{\left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \psi_m\left(\frac{z}{L}\right)\right]^3}. \end{aligned} \quad (37.17)$$

38.1 Wärmeleitung

Sei T die Temperatur der festen Erde. Vorbereitend wird das Crank-Nicolson-Verfahren mit n als gegenwärtigem Zeitschritt notiert:

$$T^{(n+1)} = T^{(n)} + \Delta t \frac{1}{2} \left(\frac{\partial T^{(n)}}{\partial t} + \frac{\partial T^{(n+1)}}{\partial t} \right) \quad (38.1)$$

An dieser Stelle geht es dabei nur um die vertikale Wärmeleitung, die anderen Terme werden explizit berechnet:

$$T^{(n+1)} = T^{(n)} + \Delta t \dot{T}_{\text{expl}}^{(n)} + \Delta t \frac{\lambda}{2\rho c} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial T^{(n)}}{\partial z} + \frac{\partial T^{(n+1)}}{\partial z} \right) \quad (38.2)$$

Hierbei sind λ die Wärmeleitfähigkeit, ρ die Massendichte und c die spezifische Wärmekapazität. Diese Größen werden als bekannt und konstant vorausgesetzt. Weiterhin wird das vertikale Aufweiten der Gitterboxen aufgrund der geringen Dicke vernachlässigt, man macht also von der Shallow-Atmosphere-Approximation nach Glg. (33.25) Gebrauch. Den Anteil

$$\frac{\lambda}{2\rho c} \frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial T^{(n)}}{\partial z} \quad (38.3)$$

absorbiert man in die explizite Tendenz, definiert also

$$\dot{T}_{\text{expl}}^{(n)} \rightarrow \dot{T}_{\text{expl}}^{(n)} - \frac{1}{2\rho c} \frac{\partial}{\partial z} \frac{\lambda \partial T^{(n)}}{\partial z} \quad (38.4)$$

um. Die vertikale Diskretisierung erfordert einen Schichtindex $1 \leq i \leq N_S$ mit N_S als Anzahl der Soil-Schichten:

$$T_i^{(n+1)} = T_i^{(n)} + \Delta t \dot{T}_{i\text{expl}}^{(n)} + \frac{\Delta t}{2\rho_i c_i \Delta z_i} \left(\lambda'_{i-1} \frac{T_{i-1}^{(n+1)} - T_i^{(n+1)}}{\Delta z'_{i-1}} - \lambda'_i \frac{T_i^{(n+1)} - T_{i+1}^{(n+1)}}{\Delta z'_i} \right) \quad (38.5)$$

Die gestrichenen Größen beziehen sich auf die Schichtgrenzen, also

$$\lambda'_i := \frac{\lambda'_i + \lambda'_{i+1}}{2} \quad (38.6)$$

und

$$\Delta z'_i := z_i - z_{i+1}. \quad (38.7)$$

Bei $i = 1$ gibt es keine darüberliegende Soil-Schicht, die Wechselwirkung mit der Luft steckt in der expliziten Tendenz:

$$T_1^{(n+1)} = T_1^{(n)} + \Delta t \dot{T}_{1\text{expl}}^{(n)} + \frac{\Delta t}{2\rho_1 c_1 \Delta z_1} \lambda'_1 \frac{T_1^{(n+1)} - T_2^{(n+1)}}{\Delta z'_1} \quad (38.8)$$

Bei $i = N_S$ ist T_{N_S+1} die als bekannt und konstant angenommene untere Ranbedingung:

$$T_{N_S}^{(n+1)} = T_{N_S}^{(n)} + \Delta t \dot{T}_{N_S\text{expl}}^{(n)} + \frac{\Delta t}{2\rho_{N_S} c_{N_S} \Delta z_{N_S}} \left(\lambda'_{N_S-1} \frac{T_{N_S-1}^{(n+1)} - T_{N_S}^{(n+1)}}{\Delta z'_{N_S-1}} - \lambda'_{N_S} \frac{T_{N_S}^{(n+1)} - T_{N_S+1}^{(n+1)}}{\Delta z'_{N_S}} \right) \quad (38.9)$$

Der Term mit T_{N_S+1} kann in die explizite Tendenz absorbiert werden, was auf

$$T_{N_S}^{(n+1)} = T_{N_S}^{(n)} + \Delta t \dot{T}_{N_S\text{expl}}^{(n)} + \frac{\Delta t}{2\rho_{N_S} c_{N_S} \Delta z_{N_S}} \left(\lambda'_{N_S-1} \frac{T_{N_S-1}^{(n+1)} - T_{N_S}^{(n+1)}}{\Delta z'_{N_S-1}} - \lambda'_{N_S} \frac{T_{N_S}^{(n+1)}}{\Delta z'_{N_S}} \right) \quad (38.10)$$

führt. Man definiert den Vektor $\mathbf{x}$ der Unbekannten durch

$$\mathbf{x} = \begin{pmatrix} T_1^{(n+1)} \\ T_2^{(n+1)} \\ \vdots \\ T_{N_S}^{(n+1)} \end{pmatrix}, \quad (38.11)$$

für diesen gilt ein lineares Gleichungssystem

$$\mathbf{A} \cdot \mathbf{x} = \mathbf{r} \quad (38.12)$$

mit einer Matrix $\mathbf{A}$ und einer rechten Seite $\mathbf{r}$. Für diese rechte Seite gilt

$$\mathbf{r} = \begin{pmatrix} T_1^{(n)} + \Delta t \dot{T}_{1,\text{expl}}^{(n)} \\ T_2^{(n)} + \Delta t \dot{T}_{2,\text{expl}}^{(n)} \\ T_3^{(n)} + \Delta t \dot{T}_{3,\text{expl}}^{(n)} \\ \vdots \\ T_{N_S-1}^{(n)} + \Delta t \dot{T}_{N_L-1,\text{expl}}^{(n)} \\ T_{N_S}^{(n)} + \Delta t \dot{T}_{N_L,\text{expl}}^{(n)} \end{pmatrix}. \quad (38.13)$$

Für die Matrix $\mathbf{A}$ erhält man

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} d_1 & e_1 & & \cdots & \cdots & 0 \\ c_1 & d_2 & e_2 & & \cdots & 0 \\ \vdots & & \ddots & \ddots & & \vdots \\ 0 & \cdots & & c_{N_L-1} & & d_{N_L} \end{pmatrix} \quad (38.14)$$

mit Vektoren $\mathbf{c}, \mathbf{e} \in \mathbb{R}^{N_S-1}$, $\mathbf{d} \in \mathbb{R}^{N_S}$. Für diese erhält man

$$c_i = -\frac{\Delta t}{2\rho_{i+1} c_{i+1} \Delta z_{i+1}} \frac{\mathcal{J}'_i}{\Delta z'_i}, \quad (38.15)$$

$$d_1 = 1 + \frac{\Delta t}{2\rho_1 c_1 \Delta z_1} \frac{\mathcal{J}'_1}{\Delta z'_1}, \quad (38.16)$$

$$d_i = 1 + \frac{\Delta t}{2\rho_i c_i \Delta z_i} \left(\frac{\mathcal{J}'_{i-1}}{\Delta z'_{i-1}} + \frac{\mathcal{J}'_i}{\Delta z'_i} \right), \quad (38.17)$$

$$e_i = -\frac{\Delta t}{2\rho_i c_i \Delta z_i} \frac{\mathcal{J}'_i}{\Delta z'_i}. \quad (38.18)$$

39.1 Ankopplung an ein Strahlungstransportmodell

39.2 Verbleibende Approximationen

Nach diesen Verallgemeinerungen ist es sinnvoll, sich zu überlegen welche grundlegenden Approximationen im hier entwickelten dynamischen Kern noch gemacht werden:

- Es wird von der Kontinuumshypothese Gebrauch gemacht.
- Gase werden als ideale Gase betrachtet.
- Es wird davon ausgegangen, dass alle Kondensate die gleiche Temperatur wie die Gasphase haben (lokales thermodynamisches Gleichgewicht).
- Geschwindigkeiten kondensierter Tracer werden als diagnostische Größen betrachtet.

39.3 Post-processing

In diesem Abschnitt geht es um die Bestimmung von Größen, welche keine direkten Modellvariablen sind, jedoch standardmäßig von Wettermodellen erwartet werden.

39.3.1 2-m-Temperatur

Die sogenannte *2-m-Temperatur* ist die Lufttemperatur 2 m über der Erdoberfläche. Nach WMO-Standard wird die bodennahe Temperatur dort gemessen und muss daher auch von Modellen herausgeschrieben werden. Um sie zu berechnen, geht man von der Wärmeleitungsgleichung Glg. (5.221)

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \quad (39.1)$$

in eindimensionaler Form aus mit $\kappa > 0$ als Diffusionskoeffizienten. Diese löst man nun für $z > 0$ unter der Randbedingung

$$\psi(0, t) = \psi_0 \exp(-i\omega t). \quad (39.2)$$

Man macht nun den Ansatz

$$\psi(z, t) = A \exp(ikz - i\omega t), \quad (39.3)$$

dies impliziert

$$-i\omega = -k^2 \kappa \Rightarrow k = \pm \sqrt{i \frac{\omega}{\kappa}} = \pm \sqrt{\frac{\omega}{2\kappa}} (1 + i). \quad (39.4)$$

Die Lösung mit negativem Vorzeichen kann physikalisch ausgeschlossen werden, da sie zu einer exponentiell anwachsenden Amplitude führt. Die Lösung lautet also

$$\begin{aligned} \psi(z, t) &= \psi_0 \exp(-i\omega t) \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2\kappa}} z\right) \exp\left(i\sqrt{\frac{\omega}{2\kappa}} z\right) \\ &= \psi_0 \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2\kappa}} z\right) \exp\left(i\sqrt{\frac{\omega}{2\kappa}} z\right) \exp(-i\omega t). \end{aligned} \quad (39.5)$$

Nun wendet man diese Lösung auf das Problem der Bestimmung der 2-m-Temperatur an, also $\psi \rightarrow T$. Für ω verwendet man $\omega = \frac{2\pi}{24 \text{ h}}$, also die Kreisfrequenz des Tagesgangs der Temperatur. Den Phasenanteil kann man in erster Näherung vernachlässigen. Für κ setzt man den vertikalen turbulenten Diffusionskoeffizienten ein. Die Lösung wird somit zu

$$T(z) = T_1 + T_2 \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2\kappa}} z\right), \quad (39.6)$$

wobei o. B. d. A. ein Offset T_1 hinzugefügt und ψ_o in T_2 umbenannt wurde. Hierfür gelten in der Atmosphäre die Randbedingungen

$$T(o) = T_1 + T_2, \quad (39.7)$$

$$T(z_l) = T_1 + T_2 \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2\kappa}} z_l\right), \quad (39.8)$$

hierbei sind $T(o) =: T_l$ die Temperatur der Erdoberfläche und $T(z_l) =: T_l$ die Temperatur der untersten Modellschicht über Grund. Hieraus erhält man

$$T_1 = T_s - T_2, \quad (39.9)$$

$$T_l = T_s - T_2 + T_2 \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2\kappa}} z_l\right) = T_s - T_2 \left[1 - \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2\kappa}} z_l\right)\right] \Rightarrow T_2 = \frac{T_s - T_l}{1 - \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2\kappa}} z_l\right)}. \quad (39.10)$$

Daraus folgt

$$\begin{aligned} T(z) &= T_s - \frac{T_s - T_l}{1 - \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2\kappa}} z_l\right)} + \frac{T_s - T_l}{1 - \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2\kappa}} z_l\right)} \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2\kappa}} z\right) \\ &= T_s + (T_l - T_s) \frac{1 - \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2\kappa}} z\right)}{1 - \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2\kappa}} z_l\right)}. \end{aligned} \quad (39.11)$$

Hieraus lässt sich mit $z = 2$ m die 2-m-Temperatur bestimmen.

39.3.2 10-m-Wind

Der Wind wird standardmäßig zehn Meter über Grund gemessen, wo sich üblicherweise nicht die Vektoren einer Modellschicht befinden. Hierzu verwendet man das logarithmische Windprofil Glg. (17.43), also

$$v_h(z_{10}) = \frac{u_*}{k} \ln\left(\frac{z_{10}}{z_o}\right), \quad (39.12)$$

$$v_h(z_l) = \frac{u_*}{k} \ln\left(\frac{z_l}{z_o}\right). \quad (39.13)$$

Hierbei sind $v_h \geq 0$ die horizontale Windgeschwindigkeit, z_l die Höhe der untersten Modellschicht über Grund und $z_{10} := 10$ m. Hieraus folgt

$$v_h(z_{10}) = v_h(z_l) \frac{\ln\left(\frac{z_{10}}{z_o}\right)}{\ln\left(\frac{z_l}{z_o}\right)}. \quad (39.14)$$

Dies gilt so nur über Wasser. Über Land gilt die Konvention, dass der Wind über Gras gemessen werden muss, um Vergleichbarkeit herzustellen. Hierzu verwendet man die Gleichungen

$$v_h(z_{10}) = \frac{u_*}{k} \ln\left(\frac{z_{10}}{z_g}\right), \quad (39.15)$$

$$v_h(z_l) = \frac{u_*}{k} \ln\left(\frac{z_l}{z_o}\right), \quad (39.16)$$

wobei z_g die Rauigkeitslänge von Gras ist (0,02 m) und davon ausgegangen wurde, dass die Reibungsgeschwindigkeit u_* in beiden Fällen gleich ist. Dies führt auf

$$v_h(z_{10}) = v_h(z_l) \frac{\ln\left(\frac{z_{10}}{z_g}\right)}{\ln\left(\frac{z_l}{z_o}\right)}. \quad (39.17)$$

39.3.3 Gesamtbedeckungsgrad

Der *Gesamtbedeckungsgrad* (engl. *total cloud cover (TCC)*) ist der Anteil des von Wolken bedeckten Himmelsgewölbes. Die richtige Weise, die TCC zu berechnen, ist daher ein Integral über den Halbraum zu bilden und den wolkenbedeckten Anteil ins Verhältnis zum gesamten Anteil (2π) zu setzen. In Modellen wird jedoch meist ein vereinfachter Ansatz gewählt. Sei N_L die Anzahl der Schichten und $c_{f,i}$ der wolkenbefüllte Anteil der i -ten Schicht.

Der erste Schritt ist, aus $c_{f,i}$ den nicht wolkenbedeckten vertikalen Flächenanteil f_i der Gitterbox zu berechnen. Unter der Annahme, dass die Wolken aus einer einzigen Schicht der Dicke d_i bestehen, erhält man

$$f_i = \max \left(1 - \frac{c_{d,i}}{\min(d_i/\Delta z_i, 1)}, 0 \right), \quad (39.18)$$

wobei Δz_i die Schichtdicke ist. Dies führt dazu, dass bereits bei $c_{d,i} = \frac{d_i}{\Delta z_i}$ vollständige Bedeckung $f_i = 0$ erreicht ist. Unter der Annahme zufälliger Überlappung zwischen den Schichten erhält man

$$\text{TCC} = 1 - \prod_{i=1}^{N_L} f_i. \quad (39.19)$$

In der Realität ist jedoch davon auszugehen, dass die Überlappung zwischen den Schichten nicht zufällig ist, sondern, dass Wolken sich z. B. vertikal über mehrere Schichten erstrecken. Dies drückt man über eine *Kohärenzlänge* l_c aus und verallgemeinert Glg. (39.19) zu

$$\text{TCC} = 1 - f_1 \prod_{i=2}^{N_L} f_i + (1 - f_1) \exp \left(-\frac{|z_i - z_{i-1}|}{l_{c,i}} \right). \quad (39.20)$$

Im Fall kurzer Kohärenzlängen $l_{c,i} \rightarrow 0$ geht Glg. (39.20) zu Glg. (39.19) über, im Fall unendlicher Kohärenzlängen $l_{c,i} \rightarrow \infty$ folgt aus (39.20) $\text{TCC} = 1 - f_1$, weil sich dann die Wolken in allen Schichten perfekt überlappen. Festgelegt werden müssen nun noch die Wolkenhöhe d_i sowie die Kohärenzlänge $l_{c,i}$. Hier wird folgender Ansatz gewählt:

$$d_i = 10 \cdot L_{m,i}, \quad (39.21)$$

$$l_{c,i} = d_i, \quad (39.22)$$

hierbei ist $L_{m,i}$ die vertikale Mischungsweglänge.

39.4 Tuning

Nicht alle im Modell verwendeten Größen sind ab initio aus der Theorie ableitbar, zum Beispiel die in den Turbulenzparametrisierungen verwendeten Diffusionskoeffizienten. Sie haben üblicherweise keinen exakt richtigen Wert und werden daher auch *semiempirische Koeffizienten* genannt. Man sollte sie nicht als Konstanten bezeichnen, da sie dies nicht sind. Um das Modell möglichst genau zu machen, sollte man natürlich einen möglichst richtigen Wert für sie verwenden. Um einen solchen zu bestimmen, bieten sich zunächst zwei Methoden an:

- Man kann sie aus Messungen ableiten.
- Man kann sie aus DNS-Läufen (*direct numerical simulation*) ableiten, dies sind sehr hoch aufgelöste Läufe, bishin zu *computational fluid dynamics (CFD)*.

Aus der Literatur ergibt sich daraus ein vertretbares Intervall, innerhalb dessen man den zu bestimmenden Koeffizienten frei wählen kann. Innerhalb dieses Intervalls wählt man ihn einfach so, dass das Modell möglichst genau ist. Da man in einem Atmosphärenmodell mehrere Parameter tunen kann, wird dies zu einem mehrdimensionalen Optimierungsproblem, für das mehrere Iterationen benötigt werden.

Folgende Koeffizienten im Modell können getunt werden:

- horizontale Diffusionskoeffizienten
- vertikale Diffusionskoeffizienten
- maximales spezifisches Wolkenwasser

Im Rest dieses Abschnitts wird auf das Tuning der einzelnen Koeffizienten eingegangen.

39.4.1 Horizontale Diffusionskoeffizienten

39.4.2 Vertikaler Diffusionskoeffizient

39.4.3 Maximales spezifisches Wolkenwasser

Teil VIII

Anhang

A HERLEITUNGEN EINIGER MATHEMATISCHER FORMELN

A.1 Quadratische Ergänzung

Die sogenannte *quadratische Ergänzung* ist ein Verfahren zum Lösen quadratischer Gleichungen der Form

$$ax^2 + bx + c = 0 \quad (\text{A.1})$$

mit $a \neq 0$. Mit den Definitionen

$$p := \frac{b}{a}, \quad q := \frac{c}{a} \quad (\text{A.2})$$

kann man dies in der Form

$$x^2 + px + q = 0 \quad (\text{A.3})$$

notieren. Die quadratische Ergänzung erhält ihren Namen aufgrund der Tatsache, dass nun in dieser Gleichung ein quadratischer Term hinzugefügt und gleich wieder abgezogen wird:

$$\begin{aligned} x^2 + px + \left(\frac{p}{2}\right)^2 - \left(\frac{p}{2}\right)^2 + q &= 0 \\ \Leftrightarrow \left(x + \frac{p}{2}\right)^2 - \left(\frac{p}{2}\right)^2 + q &= 0 \\ \Leftrightarrow \left(x + \frac{p}{2}\right)^2 &= \left(\frac{p}{2}\right)^2 - q \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

Hieraus folgt

$$x_{1,2} = -\frac{p}{2} \pm \sqrt{\frac{p^2}{4} - q}. \quad (\text{A.5})$$

Diese Formel bezeichnet man als *pq-Formel*.

A.2 Summen und Reihen

Zunächst wird die *Gauß'sche Summenformel* eingesehen. Sie lautet

$$\sum_{i=0}^n i = \frac{n(n+1)}{2}. \quad (\text{A.6})$$

Man beweist dies per vollständiger Induktion. Für $n = 0$ gilt $\sum_{i=0}^{n=0} i = 0 = \frac{1}{2}n(n+1)$. Für $n \in \mathbb{N}$ gelte die Aussage bereits. Dann folgt

$$\sum_{i=0}^{n+1} i = \frac{n(n+1)}{2} + n+1 = \frac{n^2 + 3n + 2}{2} = \frac{(n+1)(n+2)}{2}. \quad (\text{A.7})$$

Damit ist die Aussage bewiesen.

Der Satz über die geometrische Reihe lautet

$$\sum_{n=0}^{\infty} q^n = \frac{1}{1-q} \quad (\text{A.8})$$

für $q \in \mathbb{C}$ mit $|q| < 1$.

Zunächst gilt für $N \in \mathbb{N}$

$$\sum_{n=0}^N q^n = \frac{1 - q^{N+1}}{1 - q}. \quad (\text{A.9})$$

Dies zeigt man durch *vollständige Induktion*. Für $N = 0$ ist dies klar, die Aussage gelte für N . Dann gilt

$$\sum_{n=0}^{N+1} q^n = \frac{1 - q^{N+1}}{1 - q} + q^{N+1} = \frac{1 - q^{N+1}}{1 - q} + \frac{q^{N+1} - q^{N+2}}{1 - q} = \frac{1 - q^{N+2}}{1 - q}. \quad (\text{A.10})$$

Mit den Rechenregeln für Folgengrenzwerte und

$$\sum_{n=0}^{\infty} q^n = \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{n=0}^N q^n \quad (\text{A.11})$$

folgt die Aussage. Weiterhin gilt nach [1]

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^4} = \frac{\pi^4}{90}. \quad (\text{A.12})$$

A.3 Kombinatorik

Man definiert den Binomialkoeffizienten

$$\binom{n}{k} := \frac{n!}{k!(n-k)!} \quad (\text{A.13})$$

mit der *Fakultät*

$$n! := 1 \cdot 2 \cdot \dots \cdot n \quad (\text{A.14})$$

mit $n, k \in \mathbb{N}$ und $n \geq k$. Die Anzahl der Möglichkeiten, $n \in \mathbb{N}$ Elemente anzuordnen, ist $n!$. Für das erste Element hat man n Möglichkeiten. Für das zweite nur noch $n - 1$, usw., für das letzte Element hat man nur noch genau eine Möglichkeit, es anzuordnen. Eine *Permutation* ist eine Bijektion auf der Menge $\{1, 2, \dots, N\}$ mit $1 \leq N \in \mathbb{N}$. Die Menge all dieser Abbildungen wird mit S_N bezeichnet. Aufgrund der gerade bewiesenen Aussage gilt für die Anzahl $|S_N|$ aller Permutationen

$$|S_N| = N!. \quad (\text{A.15})$$

Man definiert weiter das *Vorzeichen einer Permutation* $\pi \in S_N$ durch $\text{sign}(\pi) := (-1)^M$ mit M als der Anzahl aller paarweisen Vertauschungen, die vorzunehmen sind, um $\text{id} \rightarrow \pi$ zu überführen. Falls M gerade ist, bezeichnet man π als *gerade Permutation*, ansonsten als *ungerade*.

$\binom{n}{k}$ ist die Anzahl der k -elementigen Teilmengen einer n -elementigen Menge. Dies kann man sich leicht überlegen. Seien also eine n -elementige Menge M gegeben sowie ein $k \in \mathbb{N}$ mit $k \leq n$. Für den Fall $k = 0$ ist $\binom{n}{k} = 1$, hier stimmt die Aussage also, weil die einzige in Frage kommende Menge die leere Menge $\emptyset$ ist, und diese ist Teilmenge jeder anderen Menge, auch von sich selbst. Im Fall $n, k > 0$ hat man n Möglichkeiten, das erste Element der Teilmenge auszuwählen. Für das zweite Element bleiben $n - 1$ Möglichkeiten und so weiter. Dies führt auf die Zahl $n \cdot (n - 1) \cdot \dots \cdot (n - k + 1) = \frac{n!}{(n-k)!}$. Hierbei wurden jedoch Mengen doppelt gezählt. Weil die Anzahl der Möglichkeiten, k Elemente anzuordnen, $k!$ beträgt, ist die Anzahl der k -elementigen Teilmengen einer n -elementigen Menge gleich $\frac{n!}{k!(n-k)!} = \binom{n}{k}$.

Seien $n, n_1, \dots, n_k \in \mathbb{N}$ mit $\sum_{i=1}^k n_i = n$. Man definiert den *Multinomialkoeffizienten* durch

$$\binom{n}{n_1, \dots, n_k} := \frac{n!}{n_1! \dots n_k!}. \quad (\text{A.16})$$

Sei eine Menge mit k Elementen gegeben. Aus diesen wählt man n -mal ein zufälliges aus, dabei kann $n \geq k$ oder $n \leq k$ sein. Als Ergebnis hält man die Zahlen $n_1, \dots, n_k$ fest, die angeben, wie oft die Elemente gezogen wurden,

das Ergebnis ist also das Tupel $(n_1, \dots, n_k)$. Der Multinomialkoeffizient $\binom{n}{n_1, \dots, n_k}$ ist die Anzahl der Ziehungen mit Ergebnis $(n_1, \dots, n_k)$. $n!$ ist die Anzahl aller Möglichkeiten, die n gezogenen Elemente anzuordnen. Für jede solche Anordnung kann man aber die gleichartigen Elemente untereinander vertauschen, ohne das Ergebnis zu verändern. Die Anzahl der Vertauschungen beträgt $n_1! \dots n_k!$.

Der *binomische Lehrsatz*, auch als allgemeine binomische Formel bezeichnet, lautet

$$(a + b)^n = \sum_{k=0}^n \binom{n}{k} a^k b^{n-k}. \quad (\text{A.17})$$

Für $n = 0$ ist dies klar. Weiter gilt

$$\begin{aligned} (a + b)^{n+1} &= (a + b)^n (a + b) = (a + b) \sum_{k=0}^n \binom{n}{k} a^k b^{n-k} \\ &= \sum_{k=0}^n \frac{n!}{k! (n-k)!} a^{k+1} b^{n-k} + \sum_{k=0}^n \frac{n!}{k! (n-k)!} a^k b^{n-k+1} \\ &= \sum_{k=1}^{n+1} \frac{n!}{(k-1)! (n+1-k)!} a^k b^{n-k+1} + \sum_{k=0}^n \frac{n!}{k! (n-k)!} a^k b^{n-k+1} \\ &= \sum_{k=1}^{n+1} \frac{(n+1)!}{k! (n+1-k)!} \frac{k}{n+1} a^k b^{n-k+1} \\ &\quad + \sum_{k=0}^n \frac{(n+1)!}{k! (n+1-k)!} \frac{n+1-k}{n+1} a^k b^{n-k+1} \\ &= \sum_{k=0}^{n+1} \frac{(n+1)!}{k! (n+1-k)!} a^k b^{n-k+1} \left(\frac{k + n+1-k}{n+1} \right) \\ &= \sum_{k=0}^{n+1} \frac{(n+1)!}{k! (n+1-k)!} a^k b^{n+1-k} = \sum_{k=0}^{n+1} \binom{n+1}{k} a^k b^{n+1-k}. \end{aligned} \quad (\text{A.18})$$

Seien (x_1, x_2, x_3) drei kartesische Koordinaten und $(\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3)$ die zugehörige Basis. Man definiert das *Levi-Civita-Symbol* $\varepsilon_{i,j,k}$ durch

$$\varepsilon_{i,j,k} := \begin{cases} 1, & (i,j,k) \text{ gerade Permutation von } (1, 2, 3), \\ -1, & (i,j,k) \text{ ungerade Permutation von } (1, 2, 3), \\ 0, & \text{sonst.} \end{cases} \quad (\text{A.19})$$

Dies bedeutet insbesondere

$$\varepsilon_{i,j,k} = \varepsilon_{k,i,j} = \varepsilon_{j,k,i} = -\varepsilon_{j,i,k} = -\varepsilon_{k,j,i} = -\varepsilon_{i,k,j}, \quad (\text{A.20})$$

$$\varepsilon_{i,i,j} = \varepsilon_{i,j,i} = \varepsilon_{j,i,i} = 0. \quad (\text{A.21})$$

Es gilt

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^3 \varepsilon_{l,n,k} \varepsilon_{n,o,j} - \varepsilon_{l,n,j} \varepsilon_{n,o,k} &= \sum_{n=1}^3 \varepsilon_{l,n,k} \varepsilon_{j,n,o} + \varepsilon_{l,n,j} \varepsilon_{k,o,n} = \sum_{n=1}^3 \varepsilon_{j,o,n} \varepsilon_{l,k,n} + \varepsilon_{j,l,n} \varepsilon_{k,o,n} \\ &= \sum_{n=1}^3 \varepsilon_{j,o,n} \varepsilon_{l,k,n} - \varepsilon_{j,l,n} \varepsilon_{o,k,n}. \end{aligned} \quad (\text{A.22})$$

Hier muss man eine Fallunterscheidung machen. Damit der linke Ausdruck ungleich Null ist, muss entweder $j = l$ und $o = k$ oder $j = k$ und $o = l$ gelten. Für den linken Ausdruck kann man also schreiben $\delta_{j,l} \delta_{o,k} - \delta_{j,k} \delta_{o,l}$. Damit der rechte Ausdruck ungleich Null ist, muss entweder $j = o$ und $l = k$ oder $j = k$ und $l = o$ gelten. Für den rechten Ausdruck kann man also schreiben $-\delta_{j,o} \delta_{l,k} + \delta_{j,k} \delta_{o,l}$. Man kann also fortfahren

$$\sum_{n=1}^3 \varepsilon_{j,o,n} \varepsilon_{l,k,n} - \varepsilon_{j,l,n} \varepsilon_{o,k,n} = \delta_{j,l} \delta_{o,k} - \delta_{j,o} \delta_{l,k} = \sum_{n=1}^3 \varepsilon_{j,k,n} \varepsilon_{l,o,n}, \quad (\text{A.23})$$

was man sich leicht klarmacht.

A.4 Determinanten

Sei eine quadratische Matrix $A \in \mathbb{C}^{N \times N}$ gegeben mit $\mathbf{i} \leq N \in \mathbb{N}$. Die *Determinante* $\det(A)$ wird definiert durch

$$\det(A) := \sum_{\pi \in S_N} \text{sign}(\pi) A_{\mathbf{i}, \pi(\mathbf{i})} \cdot \dots \cdot A_{N, \pi(N)}. \quad (\text{A.24})$$

Gelegentlich verwendet man auch die Schreibweise

$$\begin{vmatrix} A_{\mathbf{i}, \mathbf{i}} & \dots & A_{\mathbf{i}, N} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ A_{N, \mathbf{i}} & \dots & A_{N, N} \end{vmatrix} := \det(A). \quad (\text{A.25})$$

Zunächst gilt

$$\det(A^T) = \sum_{\pi \in S_N} \text{sign}(\pi) A_{\mathbf{i}, \pi(\mathbf{i})}^T \cdot \dots \cdot A_{N, \pi(N)}^T = \sum_{\pi \in S_N} \text{sign}(\pi) A_{\pi(\mathbf{i}), \mathbf{i}} \cdot \dots \cdot A_{\pi(N), N}. \quad (\text{A.26})$$

Indem man jeden einzelnen Summanden nach aufsteigenden Zeilenindizes sortiert, erhält man

$$\det(A^T) = \sum_{\pi \in S_N} \text{sign}(\pi) A_{\pi(\mathbf{i}), \mathbf{i}} \cdot \dots \cdot A_{\pi(N), N} = \sum_{\pi \in S_N} \text{sign}(\pi) A_{\mathbf{i}, \pi(\mathbf{i})} \cdot \dots \cdot A_{N, \pi(N)} = \det(A). \quad (\text{A.27})$$

Alle nachfolgenden Aussagen werden daher nur für Zeilen bewiesen, die Aussage für Spalten folgt dann analog. Sind zwei Zeilen $\mathbf{i} \leq i, j \leq N$ von A gleich, so ist bereits

$$\det(A) = 0. \quad (\text{A.28})$$

Hierzu sortiere die Elemente $\pi \in S_N$ so zu $N!/2$ Paaren (π, π') , dass π' aus π durch Vertauschung von $\pi(i)$ und $\pi(j)$ hervorgeht. In diesem Fall gilt $\text{sign}(\pi) = -\text{sign}(\pi')$, was die Aussage zeigt. Geht die j -te Zeile aus der i -ten Zeile durch Multiplikation mit einer komplexen Konstante $C \in \mathbb{C}$ hervor, gilt also $A_{j,k} = CA_{i,k}$ für alle $\mathbf{i} \leq k \leq N$, so folgt ebenfalls

$$\det(A) = 0, \quad (\text{A.29})$$

indem man C einfach vor die die Determinante definierende Summe zieht. Ist die j -te Zeile eine Linearkombination der anderen $N - \mathbf{i}$ Zeilen, existieren also Konstanten $C_l \in \mathbb{C}$ für $\mathbf{i} \leq l \leq N$ mit $l \neq j$ mit $A_{j,k} = \sum_{\substack{l=\mathbf{i}, \\ l \neq j}}^N C_l A_{l,k}$ für alle $\mathbf{i} \leq k \leq N$, so gilt auch in diesem Fall

$$\det(A) = 0. \quad (\text{A.30})$$

Hierzu muss man einfach $N - \mathbf{i}$ -mal die zuvor bewiesene Aussage anwenden.

A.5 Grundfunktionen

Der Begriff der Funktion wird vorausgesetzt. Seien $K \in \{\mathbb{R}, \mathbb{C}\}$ und $a_n \in K$ für alle $n \in \mathbb{N}$. Eine Potenzreihe p zum Entwicklungspunkt $x_0 \in K$ ist eine Reihe der Form

$$p(x) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n (x - x_0)^n. \quad (\text{A.31})$$

Für ihre Ableitungen gilt (man erinnere sich an die Summenregel)

$$p'(x) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n n (x - x_o)^{n-1} = \sum_{n=1}^{\infty} a_n n (x - x_o)^{n-1} = \sum_{n=0}^{\infty} a_{n+1} (n+1) (x - x_o)^n, \quad (\text{A.32})$$

$$\frac{d^2}{dx^2} \sum_{n=0}^N a_i x^i = \sum_{n=0}^{\infty} (n+2)(n+1) a_{n+2} (x - x_o)^n, \quad (\text{A.33})$$

$$\frac{d^m}{dx^m} \sum_{n=0}^N a_i x^i = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(n+m)!}{n!} a_{n+m} (x - x_o)^n \quad (\text{A.34})$$

Diese Formeln sind auch auf abbrechende Potenzreihen, sogenannte *Polynome*, anwendbar.

Seien $K \in \{\mathbb{R}, \mathbb{C}\}$ und $f: K \rightarrow K$ eine Funktion. Die Funktion f heißt lokal analytisch in einem Punkt $x_o \in K$, falls es eine Umgebung M von x_o und eine Potenzreihe p zum Entwicklungspunkt x_o gibt so, dass für alle $x \in M$ gilt

$$f(x) = p(x). \quad (\text{A.35})$$

Eine Funktion heißt analytisch, falls sie in jedem Punkt lokal analytisch ist. Es existieren einige Standard-Potenzreihen die man die *Grundfunktionen* nennt:

- *Polynome*.
- *Rationale Funktionen* (Brüche von Polynomen).
- Die *Exponentialfunktion*

$$\exp(x) := \sum_{n=0}^{\infty} \frac{x^n}{n!}. \quad (\text{A.36})$$

- Die *natürliche Logarithmusfunktion*

$$\ln := \exp^{-1}. \quad (\text{A.37})$$

- Die *Hyperbelfunktionen*

$$\sinh(x) := \frac{\exp(x) - \exp(-x)}{2} \quad \cosh(x) := \frac{\exp(x) + \exp(-x)}{2} \quad \tanh := \frac{\sinh}{\cosh}. \quad (\text{A.38})$$

- Die entsprechend eingeschränkten Umkehrfunktionen der Hyperbelfunktionen, die sogenannten *Areafunktionen*

$$\operatorname{arsinh} := \sinh^{-1}, \quad \operatorname{arcosh} := \cosh^{-1}, \quad \operatorname{artanh} := \tanh^{-1}. \quad (\text{A.39})$$

- Die *trigonometrischen Funktionen*

$$\sin(x) := -i \sinh(ix), \quad \cos(x) := \cosh(ix), \quad \tan := \frac{\sin}{\cos}. \quad (\text{A.40})$$

- Die entsprechend eingeschränkten Umkehrfunktionen der trigonometrischen Funktionen, die sogenannten *Arcusfunktionen*

$$\arcsin := \sin^{-1}, \quad \arccos := \cos^{-1}, \quad \arctan := \tan^{-1} \quad (\text{A.41})$$

Die Exponentialfunktion erfüllt die Rechenregel

$$\begin{aligned} \exp(x+y) &\stackrel{\text{Glg. (A.17)}}{=} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{k!} \sum_{l=0}^k \binom{k}{l} x^l y^{k-l} = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{k!} \sum_{l=0}^k \frac{k!}{l!(k-l)!} x^l y^{k-l} = \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{l=0}^k \frac{1}{l!(k-l)!} x^l y^{k-l} \\ &= \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{k=l}^{\infty} \frac{1}{l!(k-l)!} x^l y^{k-l} = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{x^l}{l!} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{y^k}{k!} = \exp(x) \exp(y). \end{aligned} \quad (\text{A.42})$$

Hieraus folgt weiter

$$\mathbf{1} = \exp(x - x) = \exp(x) \exp(-x) \Rightarrow \exp(-x) = \frac{\mathbf{1}}{\exp(x)}. \quad (\text{A.43})$$

Es ist

$$\exp(x) > \mathbf{o} \quad (\text{A.44})$$

für alle $x \in \mathbb{R}$. Für $x \geq \mathbf{o}$ ist dies klar. Für $x < \mathbf{o}$ gilt

$$\exp(x) = \frac{\mathbf{1}}{\exp(-x)} > \mathbf{o}. \quad (\text{A.45})$$

Somit gelten

$$\cosh^2(x) = \frac{\mathbf{1}}{4} (e^{2x} + e^{-2x} + \mathbf{2}) = \frac{\mathbf{1}}{4} (e^{2x} + e^{-2x} - \mathbf{2}) + \mathbf{1} = \sinh^2(x) + \mathbf{1}, \quad (\text{A.46})$$

$$\sin^2(x) + \cos^2(x) = -\sinh^2(ix) + \cosh^2(ix) = \mathbf{1}, \quad (\text{A.47})$$

$$\tanh' = \frac{\cosh^2 - \sinh^2}{\cosh^2} = \mathbf{1} - \tanh^2 = \frac{\mathbf{1}}{\cosh^2}, \quad (\text{A.48})$$

$$\tan' = \frac{\cos^2 + \sin^2}{\cos^2} = \mathbf{1} + \tan^2 = \frac{\mathbf{1}}{\cos^2}. \quad (\text{A.49})$$

Die Grundfunktionen erfüllen folgende Symmetrieeigenschaften:

$$\sinh(-x) = \frac{e^{-x} - e^x}{\mathbf{2}} = -\frac{e^x - e^{-x}}{\mathbf{2}} = -\sinh(x) \quad (\text{A.50})$$

$$\cosh(-x) = \frac{e^{-x} + e^x}{\mathbf{2}} = \frac{e^x + e^{-x}}{\mathbf{2}} = \cosh(x) \quad (\text{A.51})$$

$$\Rightarrow \tanh(-x) = -\tanh(x) \quad (\text{A.52})$$

$$\sin(-x) = -i \sinh(-ix) = i \sinh(ix) = -(-i \sinh(ix)) = -\sin(x) \quad (\text{A.53})$$

$$\cos(-x) = \cosh(-ix) = \cosh(ix) = \cos(x) \quad (\text{A.54})$$

$$\Rightarrow \tan(-x) = -\tan(x) \quad (\text{A.55})$$

Es gelten die sogenannten *Additionstheoreme*

$$\begin{aligned} \sinh(x+y) &= \frac{e^x e^y - e^{-x} e^{-y}}{\mathbf{2}} = \frac{\mathbf{1}}{4} (\mathbf{2} e^x e^y - \mathbf{2} e^{-x} e^{-y}) = \frac{\mathbf{1}}{4} ((e^x - e^{-x})(e^y + e^{-y}) + (e^y - e^{-y})(e^x + e^{-x})) \\ &= \sinh(x) \cosh(y) + \cosh(x) \sinh(y), \end{aligned} \quad (\text{A.56})$$

$$\begin{aligned} \cosh(x+y) &= \frac{e^x e^y + e^{-x} e^{-y}}{\mathbf{2}} = \frac{\mathbf{1}}{4} (\mathbf{2} e^x e^y + \mathbf{2} e^{-x} e^{-y}) = \frac{\mathbf{1}}{4} ((e^x + e^{-x})(e^y + e^{-y}) + (e^y - e^{-y})(e^x - e^{-x})) \\ &= \cosh(x) \cosh(y) + \sinh(x) \sinh(y), \end{aligned} \quad (\text{A.57})$$

$$\begin{aligned} \tanh(x+y) &= \frac{\sinh(x+y)}{\cosh(x+y)} = \frac{\sinh(x) \cosh(y) + \cosh(x) \sinh(y)}{\cosh(x) \cosh(y) + \sinh(x) \sinh(y)} = \frac{\tanh(x) \cosh(y) + \sinh(y)}{\cosh(y) + \tanh(x) \sinh(y)} \\ &= \frac{\tanh(x) + \tanh(y)}{\mathbf{1} + \tanh(x) \tanh(y)}. \end{aligned} \quad (\text{A.58})$$

Wendet man dies auf die trigonometrischen Funktionen an, erhält man

$$\begin{aligned} \sin(x+y) &= -i \sinh(ix+iy) = -i \sinh(ix) \cosh(iy) - i \cosh(ix) \sinh(iy) \\ &= \sin(x) \cos(y) + \cos(x) \sin(y), \end{aligned} \quad (\text{A.59})$$

$$\begin{aligned} \cos(x+y) &= \cosh(ix+iy) = \cosh(ix) \cosh(iy) + \sinh(ix) \sinh(iy) \\ &= \cos(x) \cos(y) - \sin(x) \sin(y). \end{aligned} \quad (\text{A.60})$$

Hieraus folgt

$$\cos(a) = \cos^2\left(\frac{a}{\mathbf{2}}\right) - \sin^2\left(\frac{a}{\mathbf{2}}\right) = \mathbf{1} - \mathbf{2} \sin^2\left(\frac{a}{\mathbf{2}}\right) = \mathbf{2} \cos^2\left(\frac{a}{\mathbf{2}}\right) - \mathbf{1}. \quad (\text{A.61})$$

Weiter gilt die sogenannte *Euler-Identität*

$$\exp(ix) = \frac{\exp(ix) + \exp(-ix) + \exp(ix) - \exp(-ix)}{2} = \cosh(ix) + \sinh(ix) = \cos(x) + i\sin(x). \quad (\text{A.62})$$

Für die Ableitungen der Grundfunktionen gilt

$$\exp'(x) \stackrel{\text{Glg. (A.32)}}{=} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n+1}{(n+1)!} x^n = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{x^n}{n!} = \exp(x), \quad (\text{A.63})$$

$$\sinh'(x) = \cosh(x), \quad (\text{A.64})$$

$$\cosh'(x) = \sinh(x), \quad (\text{A.65})$$

$$\sin'(x) = \cosh(ix) = \cos(x), \quad (\text{A.66})$$

$$\cos'(x) = -\sin(x). \quad (\text{A.67})$$

Wegen Glg. (A.44) ist $\exp$ auf $\mathbb{R}$ streng monoton steigend. Wegen $\cosh(x) > 0$ für alle reellen x ist $\sinh$ streng monoton steigend, außerdem gelten

$$\lim_{x \rightarrow \infty} \sinh(x) = \infty, \quad \lim_{x \rightarrow -\infty} \sinh(x) = -\infty. \quad (\text{A.68})$$

Also ist

$$\operatorname{arsinh} : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R} \quad (\text{A.69})$$

definiert, weiterhin gilt

$$\operatorname{arsinh}'(x) = \frac{1}{\cosh(\operatorname{arsinh}(x))} = \frac{1}{\sqrt{1+x^2}}. \quad (\text{A.70})$$

Es gelten weiterhin

$$\lim_{x \rightarrow \infty} \cosh(x) = \infty, \quad \lim_{x \rightarrow -\infty} \cosh(x) = \infty, \quad (\text{A.71})$$

das Minimum befindet sich bei $x = 0$, dort ist $\cosh(0) = 1$, also definiert man

$$\operatorname{arcosh} : [1, \infty) \rightarrow [0, \infty). \quad (\text{A.72})$$

Für die Ableitung gilt

$$\operatorname{arcosh}'(x) = \frac{1}{\sinh(\operatorname{arcosh}(x))} = \frac{1}{\sqrt{x^2-1}}. \quad (\text{A.73})$$

Die Arcusfunktionen haben die Definitions- und Bildmengen

$$\arcsin : [-1, 1] \rightarrow \left[-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right], \quad (\text{A.74})$$

$$\arccos : [-1, 1] \rightarrow [0, \pi], \quad (\text{A.75})$$

$$\arctan : (-\infty, \infty) \rightarrow \left(-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right). \quad (\text{A.76})$$

Ihre Ableitungen berechnen sich zu

$$\arcsin'(x) = \frac{1}{\cos(\arcsin(x))} = \frac{1}{\sqrt{1-x^2}}, \quad (\text{A.77})$$

$$\arccos'(x) = -\frac{1}{\sin(\arccos(x))} = \frac{1}{\sqrt{1-x^2}}, \quad (\text{A.78})$$

$$\arctan'(x) = \frac{1}{\tan'(\arctan(x))} = \frac{1}{1+x^2}. \quad (\text{A.79})$$

Für die Taylor-Entwicklungen erster Ordnung der Grundfunktionen zum Entwicklungspunkt Null folgt

$$\exp(x) \approx 1 + x, \quad \sinh(x) \approx x, \quad \cosh(x) \approx 1, \quad \tanh(x) \approx x, \quad (\text{A.80})$$

$$\sin(x) \approx x, \quad \cos(x) \approx 1, \quad \tan(x) \approx x. \quad (\text{A.81})$$

Sei $p(x) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n x^n$ eine Potenzreihe $\mathbb{C} \rightarrow \mathbb{C}$ mit $p(x) = o$ für alle $x \in \mathbb{C}$, dann gilt bereits $a_n = o$ für alle $n \in \mathbb{N}$. Dies soll zunächst per Widerspruchsbeweis für ein Polynom, also für eine abbrechende Potenzreihe, eingesehen werden. Nehme also an, dass $a_n = o$ für alle $N < n \in \mathbb{N}$ ist und nehme weiter an, dass $a_N \neq o$ ist. Für $|x| \rightarrow \infty$ divergiert jedes Polynom, da Polynome stetig sind existiert insbesondere ein $b \in \mathbb{R}$ mit $b > o$ und $|p(x)| > o$ für alle $x \in \mathbb{C}$ mit $|x| > b$ im Widerspruch zur Voraussetzung. Somit ist die Aussage für Polynome gezeigt.

An dieser Stelle sei noch eine Anmerkung über komplexe Zahlen gemacht. Die anschauliche Hürde bei komplexen Zahlen ist, die Existenz der imaginären Einheit $i = \sqrt{-1}$ anzuerkennen. Man kann sich keine Zahl i vorstellen, die diese Gleichung erfüllt. Trotzdem lässt sich damit rechnen, es handelt sich also um ein Hilfsmittel der Theorie. Vor dem Vergleich mit Messungen muss man das Ergebnis jedoch auf die reelle Achse projizieren. Schon bei reellen Zahlen kann man sich fragen, was man anschaulich mit einer Zahl anfangen soll, die niemals abbricht, also einer irrationalen Zahl wie e . Die anschaulichen Grenzen sind im Grunde schon hier überschritten.

A.6 Deltadistribution

Die *Deltadistribution* $\delta(x)$ ist dadurch definiert, dass für jede stetige Funktion $f = f(x)$

$$\int_{a < o}^{b > o} \delta(x) f(x) dx = f(o) \quad (\text{A.82})$$

gilt. Es ist nach [11]

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \frac{4 \sin^2\left(\frac{\Omega t}{2}\right)}{\Omega^2 t} = 2\pi \delta(\Omega). \quad (\text{A.83})$$

Nach [9] gilt

$$\delta(x - x_o) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(ik(x - x_o)) dk. \quad (\text{A.84})$$

A.7 Integralformeln

A.7.1 Partielle Integration

Seien $f, g : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$ Riemann-integrierbar. Dann gilt mit der Produktregel

$$(fg)' = f'g + fg' \Leftrightarrow fg = \int f'g dx + \int fg' dx \Leftrightarrow \int f'g dx = fg - \int fg' dx. \quad (\text{A.85})$$

Dies bezeichnet man als *partielle Integration*.

A.7.2 Substitutionsregel

Seien $a, b \in \mathbb{R}$ mit $a < b$, $f : [a, b] \rightarrow \mathbb{R}$ Riemann-integrierbar, $I \subseteq \mathbb{R}$ ein Intervall, $\varphi : I \rightarrow [a, b]$ stetig-differenzierbar und bijektiv und F eine Stammfunktion von f . Dann gilt

$$\int_a^b f(x) dx = [F(x)]_a^b = [F(\varphi(x))]_{\varphi^{-1}(a)}^{\varphi^{-1}(b)} = \int_{\varphi^{-1}(a)}^{\varphi^{-1}(b)} \frac{d}{dx} (F(\varphi(x))) dx = \int_{\varphi^{-1}(a)}^{\varphi^{-1}(b)} f(\varphi(x)) \varphi'(x) dx. \quad (\text{A.86})$$

Dies bezeichnet man als *Substitutionsregel*.

A.7.3 Trennung der Variablen

Es wird das Verfahren der *Trennung der Variablen* hergeleitet. Seien $a, b \in \mathbb{R}$ mit $a < b$ gegeben, seien $h : [a, b] \rightarrow \mathbb{R}$ Riemann-integrierbar, $f : [a, b] \rightarrow \mathbb{R}$ stetig-differenzierbar und bijektiv und $g : f([a, b]) \rightarrow \mathbb{R}$ Riemann-

integrierbar mit $g(y) \neq 0$ für alle $y \in f([a, b])$. Man will die Differenzialgleichung

$$\frac{df}{dx} = g(f) h(x) \quad (\text{A.87})$$

auf $[a, b]$ lösen. Man rechnet

$$\frac{1}{g(f)} \frac{df}{dx} = h(x). \quad (\text{A.88})$$

Dies integriert man nun von a bis zu einem gewünschten $x \in [a, b]$:

$$\int_a^x \frac{1}{g(f(x'))} \frac{df}{dx'} dx' = \int_a^x h(x') dx' \Leftrightarrow \int_{f(a)}^{f(x)} \frac{1}{g(f)} df = \int_a^x h(x') dx' \quad (\text{A.89})$$

Hierbei wurde die Substitutionsregel verwendet. Sind diese beiden Integrale lösbar, erhält man einen algebraischen Ausdruck für $f(x)$.

A.7.4 Leibniz-Regel

Sei eine stetig differenzierbare Funktion $f: \mathbb{R}^2 \rightarrow \mathbb{R}$ gegeben. Seien ferner zwei Funktionen $a \leq b$ gegeben, welche von einem Parameter t abhängen, $a = a(t)$, $b = b(t)$. Definiere die Funktion $F = F(t)$ durch

$$F(t) := \int_{a(t)}^{b(t)} f(x, t) dx. \quad (\text{A.90})$$

Die *Leibniz-Regel* ist eine Aussage über die Ableitung von F . Um diese herzuleiten, definiert man zunächst eine Hilfsfunktion

$$\tilde{F}(a, b, t) := \int_a^b f(x, t) dx. \quad (\text{A.91})$$

Dann gilt für die Ableitung von $\tilde{F}$

$$\tilde{F}'(a, b, t) = \nabla \tilde{F}(a, b, t) = \begin{pmatrix} \frac{\partial \int_a^b f(x, t) dx}{\partial a} \\ \frac{\partial \int_a^b f(x, t) dx}{\partial b} \\ \frac{\partial \int_a^b f(x, t) dx}{\partial t} \end{pmatrix}. \quad (\text{A.92})$$

Mit dem Hauptsatz der Analysis kann man dies zu

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial \int_a^b f(x, t) dx}{\partial a} \\ \frac{\partial \int_a^b f(x, t) dx}{\partial b} \\ \frac{\partial \int_a^b f(x, t) dx}{\partial t} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -f(a, t) \\ f(b, t) \\ \int_a^b \frac{\partial f(x, t)}{\partial t} dx \end{pmatrix} \quad (\text{A.93})$$

umformulieren. Mit der mehrdimensionalen Kettenregel erhält man

$$\frac{dF(t)}{dt} = \begin{pmatrix} \frac{da}{dt} \\ \frac{db}{dt} \\ 1 \end{pmatrix} \cdot \nabla \tilde{F}(a, b, t) \quad (\text{A.94})$$

$$\Leftrightarrow \frac{dF(t)}{dt} = \int_{a(t)}^{b(t)} \frac{\partial f(x, t)}{\partial t} dx + f[b(t), t] \frac{db}{dt} - f[a(t), t] \frac{da}{dt}. \quad (\text{A.95})$$

Dies ist die Leibniz-Regel.

A.7.5 Weitere Formeln

Nun soll

$$\int_0^\infty x^n e^{-\beta x} dx = \frac{n!}{\beta^{n+1}} \quad (\text{A.96})$$

mit $\beta \in \mathbb{R}, \beta > 0, n \in \mathbb{N}$ eingesehen werden. Dies tut man am besten per vollständiger Induktion. Für $n = 0$ gilt

$$\int_0^\infty e^{-\beta x} dx = \frac{1}{\beta}, \quad (\text{A.97})$$

also stimmt die Aussage für $n = 0$. Nun gelte die Aussage für n bereits. Dann folgt per partieller Integration

$$\int_0^\infty x^{n+1} e^{-\beta x} dx = \left[-\frac{1}{\beta} x^{n+1} e^{-\beta x} \right]_0^\infty + \frac{n+1}{\beta} \int_0^\infty x^n e^{-\beta x} dx = \frac{n+1}{\beta} \frac{n!}{\beta^{n+1}} = \frac{(n+1)!}{\beta^{n+2}}. \quad (\text{A.98})$$

Somit gilt die Aussage für alle $n \in \mathbb{N}$. Weiterhin gilt

$$\int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1} dx = \frac{\pi^4}{15}. \quad (\text{A.99})$$

Hierfür rechnet man zunächst mit Glg. (A.8)

$$\frac{1}{e^x - 1} = \frac{e^{-x}}{1 - e^{-x}} = \frac{e^{-x} + 1 - 1}{1 - e^{-x}} = \frac{1}{1 - e^{-x}} - 1 = \sum_{n=0}^\infty e^{-nx} - 1 = \sum_{n=1}^\infty e^{-nx}. \quad (\text{A.100})$$

Damit folgt mit den Glg.en (A.96) und (A.12)

$$\int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1} dx = \sum_{n=1}^\infty \int_0^\infty x^3 e^{-nx} dx = 6 \sum_{n=1}^\infty \frac{1}{n^4} = \frac{\pi^4}{15}. \quad (\text{A.101})$$

Die sogenannte *Gamma-Funktion* ist durch

$$\Gamma(n+1) := \int_0^\infty x^n e^{-x} dx \quad (\text{A.102})$$

definiert. Für sie folgt mit Glg. (A.96)

$$\Gamma(n) = (n-1)!. \quad (\text{A.103})$$

Die *Fehlerfunktion* erf ist definiert durch

$$\operatorname{erf}(x) := \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt. \quad (\text{A.104})$$

Es gilt nach [1]

$$\lim_{x \rightarrow \infty} \operatorname{erf}(x) = 1. \quad (\text{A.105})$$

Für $C > 0$ folgt

$$\lim_{x \rightarrow \infty} \int_0^x e^{-Cx^2} dx = \frac{1}{\sqrt{C}} \lim_{x \rightarrow \infty} \int_0^x e^{-x^2} dx = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{C}}. \quad (\text{A.106})$$

Es folgen

$$\int_0^\infty e^{-Cx^2} x^2 dx = \left[x \left(-\frac{1}{2C} e^{-Cx^2} \right) \right]_0^\infty + \frac{1}{2C} \int_0^\infty e^{-Cx^2} dx = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{\pi}{C^3}}, \quad (\text{A.107})$$

$$\begin{aligned} \int_0^\infty e^{-Cx^2} x^3 dx &= \left[x^2 \cdot \left(-\frac{1}{2C} e^{-Cx^2} \right) \right]_0^\infty + \int_0^\infty \frac{x}{C} e^{-Cx^2} dx \\ &= \int_0^\infty \frac{x}{C} e^{-Cx^2} dx = -\frac{1}{2C^2} \left[e^{-Cx^2} \right]_0^\infty = \frac{1}{2C^2}. \end{aligned} \quad (\text{A.108})$$

Man definiert die *Gammafunktion* für $x > 0$ durch

$$\Gamma(x) := \int_0^\infty t^{x-1} e^{-t} dt. \quad (\text{A.109})$$

Für $n \in \mathbb{N}$ gilt wegen Glg. (A.96)

$$\Gamma(n+1) = \int_0^\infty t^n e^{-t} dt = n!. \quad (\text{A.110})$$

Damit folgt insbesondere

$$\Gamma(n+1) = n! = n(n-1)! = n\Gamma(n). \quad (\text{A.111})$$

Man kann dies zur Herleitung der *Stirling-Formel* nutzen, die eine Näherung von $n!$ für hohe n darstellt, was sehr nützlich ist, wenn es zum Beispiel um die Frage geht, wie viel $(10^{23})!$ ist. Hierzu rechnet man zunächst

$$n! = \Gamma(n+1) = \int_0^\infty t^n e^{-t} dt = \int_0^\infty e^{-t+n \ln(t)} dt = \int_0^\infty e^{-n\varphi(t)} dt \quad (\text{A.112})$$

mit

$$\varphi(t) := \frac{t}{n} - \ln(t). \quad (\text{A.113})$$

Es gelten

$$\lim_{t \rightarrow 0} \varphi(t) = \infty, \quad \lim_{t \rightarrow \infty} \varphi(t) = \infty. \quad (\text{A.114})$$

Für die ersten beiden Ableitungen gilt

$$\varphi'(t) = \frac{1}{n} - \frac{1}{t}, \quad \varphi''(t) = \frac{1}{t^2}. \quad (\text{A.115})$$

Das eindeutige Minimum liegt also bei $t = n$. Die Taylor-Entwicklung bis zur zweiten Ordnung zum Punkt $x = n$ lautet also

$$\varphi(t) = 1 - \ln(n) + \frac{1}{2} \frac{(t-n)^2}{n^2} + \mathcal{O}[(t-n)^3]. \quad (\text{A.116})$$

Der Ausdruck $e^{-n\varphi}$ ist nur für negative und kleine φ relevant, daher ist die Taylor-Entwicklung zum Minimum eine gute Approximation im Integral der Gammafunktion:

$$n! \approx \int_0^\infty e^{-n+n \ln(n) - \frac{1}{2} \frac{(t-n)^2}{n}} dt = n^n e^{-n} \int_0^\infty e^{-\frac{t^2}{2n}} dt = n^n e^{-n} \sqrt{2\pi n} = \sqrt{2\pi} n^{n+1/2} e^{-n} \quad (\text{A.117})$$

Im letzten Schritt wurde Glg. (A.105) verwendet. Glg. (A.117) ist die Stirling-Formel.

A.7.6 Funktionalableitungen

Sei $n \in \mathbb{N}$ mit $n \geq 1$. Seien $\Omega \subseteq \mathbb{R}^3$ zusammenhängend und $\psi : \Omega \rightarrow \mathbb{R}^n$ und $f : \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}$ stetig differenzierbar. Definiere das Funktional

$$F[\psi] := \int_{\Omega} f(\psi(\mathbf{r})) d^3r \in \mathbb{R}. \quad (\text{A.118})$$

Definiere nun eine Menge an Hilfsfunktionen

$$D := \{h : \Omega \rightarrow \mathbb{R}^n \mid \text{stetig differenzierbar, } h(\partial\Omega) = \mathbf{0}\}. \quad (\text{A.119})$$

Hierauf aufbauend wird eine weitere Menge von Differenzenquotienten

$$H : D \times \mathbb{R}_{>0} : (h, \varepsilon) \mapsto \frac{F[\psi + \varepsilon h] - F[\psi]}{\varepsilon} \quad (\text{A.120})$$

definiert. Die Funktionalableitung

$$\frac{\delta F}{\delta \psi} : \Omega \rightarrow \mathbb{R}^n \quad (\text{A.121})$$

ist diejenige Funktion, welche

$$\frac{dH(h, \varepsilon)}{d\varepsilon} = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{F[\psi + \varepsilon h] - F[\psi]}{\varepsilon} = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{1}{\varepsilon} \int_{\Omega} f(\psi(\mathbf{r}) + \varepsilon h(\mathbf{r})) - f(\psi(\mathbf{r})) d^3r = \int_{\Omega} \frac{\delta F}{\delta \psi} \cdot h(\mathbf{r}) d^3r \quad (\text{A.122})$$

für alle $h \in D$ erfüllt. Die Funktionalableitung lässt sich als Ableitung von F in Richtung ψ verstehen.

A.8 Vektorräume

Sei $K \in \{\mathbb{R}, \mathbb{C}\}$, dann definiert man einen Vektorraum V über K in der folgenden Weise: Es gibt eine Abbildung

$$+ : V \times V \rightarrow V; (\mathbf{x}, \mathbf{y}) \mapsto \mathbf{x} + \mathbf{y} \quad (\text{A.123})$$

sowie eine andere Abbildung

$$\cdot : K \times V \rightarrow V; (\lambda, \mathbf{x}) \mapsto \lambda \mathbf{x}. \quad (\text{A.124})$$

Diese beiden Funktionen haben die folgenden Eigenschaften:

$$(\mathbf{x} + \mathbf{y}) + \mathbf{z} = \mathbf{x} + (\mathbf{y} + \mathbf{z}), \quad \mathbf{x} + \mathbf{y} = \mathbf{y} + \mathbf{x}, \quad \mathbf{0} + \mathbf{x} = \mathbf{x}. \quad (\text{A.125})$$

Für jedes $\mathbf{x} \in V$ existiert ein $(-\mathbf{x}) \in V$ mit

$$(-\mathbf{x}) + \mathbf{x} = \mathbf{0}. \quad (\text{A.126})$$

Weiterhin sollen gelten

$$\lambda_1 \cdot (\lambda_2 \mathbf{x}) = (\lambda_1 \lambda_2) \cdot \mathbf{x}, \quad \mathbf{1} \cdot \mathbf{x} = \mathbf{x}, \quad (\text{A.127})$$

$$\lambda(\mathbf{x} + \mathbf{y}) = \lambda \mathbf{x} + \lambda \mathbf{y}, \quad (\lambda_1 + \lambda_2) \mathbf{x} = \lambda_1 \mathbf{x} + \lambda_2 \mathbf{x}. \quad (\text{A.128})$$

Vektoren, die man als Pfeile im Raum verstehen kann, werden in diesem Buch **fettkursiv** notiert.

Eine *Matrix* A über $K \in \{\mathbb{R}, \mathbb{C}\}$ ist eine rechteckige Anordnung von Elementen aus K mit $m \geq 1$ Zeilen und $n \geq 1$ Spalten. Man schreibt $A_{i,j}$ für das Element in der j -ten Spalte der i -ten Zeile. Man definiert die Transponierte A^T von A durch $A_{j,i} = A_{i,j}$ für alle $1 \leq i \leq m$, $1 \leq j \leq n$. Die Multiplikation einer solchen Matrix mit einem Vektor $\mathbf{b} = (b_1, \dots, b_n)^T$ definiert man durch,

$$A\mathbf{b} = \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n A_{i,j} b_j \mathbf{e}_i, \quad (\text{A.129})$$

es entsteht also ein m -dimensionaler Spaltenvektor. Sei allgemeiner eine Matrix B über K mit n Zeilen und $l \geq 1$

Spalten gegeben, dann definiert man das Matrizenprodukt $A \cdot B$ durch

$$(A \cdot B)_{i,j} := \sum_{a=1}^n A_{i,a} B_{a,j}. \quad (\text{A.130})$$

Es gilt

$$(A \cdot B)_{i,j}^T = (A \cdot B)_{j,i} = \sum_{a=1}^n A_{j,a} B_{a,i} = \sum_{a=1}^n B_{a,i} A_{j,a} = \sum_{a=1}^n B_{i,a}^T A_{a,j}^T = (B^T \cdot A^T)_{i,j} \quad (\text{A.131})$$

und somit ist in diesem Fall

$$(A \cdot B)^T = B^T \cdot A^T. \quad (\text{A.132})$$

Man definiert weiter das Skalarprodukt zweier Vektoren $\mathbf{a}, \mathbf{b} \in \mathbb{R}^n$ durch

$$\mathbf{a} \cdot \mathbf{b} = \langle \mathbf{a} | \mathbf{b} \rangle := \mathbf{a}^T \mathbf{b}. \quad (\text{A.133})$$

Ist A eine reelle Matrix, so folgt

$$\langle \mathbf{a} | A \mathbf{b} \rangle = \mathbf{a}^T A \mathbf{b} = (A^T \mathbf{a})^T \mathbf{b} = \langle A^T \mathbf{a} | \mathbf{b} \rangle. \quad (\text{A.134})$$

Matrizen mit genauso vielen Zeilen wie Spalten bezeichnet man als *quadratisch*.

Operatoren sind Funktionen zwischen Funktionen. In der Meteorologie sind nur zwei Funktionenräume relevant:

$$F_1 = \{A \times \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}, \text{ unendlich oft stetig-differenzierbar} \} \quad (\text{A.135})$$

$$F_2 = \{A \times \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^3, \text{ unendlich oft stetig-differenzierbar} \} \quad (\text{A.136})$$

Hierbei ist A die Atmosphäre. Operatoren werden mit einem Dachsymbol gekennzeichnet. Man definiert

$\hat{A}$ linearer Operator :

$$\Leftrightarrow \hat{A}(\lambda \psi) = \lambda \hat{A}(\psi) \wedge \hat{A}(\psi_1 + \psi_2) = \hat{A}(\psi_1) + \hat{A}(\psi_2) \quad (\text{A.137})$$

für jedes $\lambda \in \mathbb{C}$. Seien $\hat{A}$ und $\hat{B}$ Operatoren, dann definiere

$$\hat{A}\hat{B} := \hat{A} \circ \hat{B} \quad (\text{A.138})$$

Sind $\hat{A}$ und $\hat{B}$ linear, gilt

$$\hat{A}(\hat{B}(\lambda \psi)) = \hat{A}(\lambda \hat{B}(\psi)) = \lambda \hat{A}(\hat{B}(\psi)) \Leftrightarrow \hat{A}\hat{B}(\lambda \psi) = \lambda \hat{A}\hat{B}(\psi) \quad (\text{A.139})$$

Weiterhin gilt

$$\hat{A}\hat{B}(\psi_1 + \psi_2) = \hat{A}(\hat{B}(\psi_1) + \hat{B}(\psi_2)) = \hat{A}\hat{B}(\psi_1) + \hat{A}\hat{B}(\psi_2). \quad (\text{A.140})$$

Hintereinanderausführungen linearer Operatoren sind also linear. Weiterhin lässt man die Klammern um das Argument bei Operatoren häufig weg:

$$\hat{A}\psi := \hat{A}(\psi) \quad (\text{A.141})$$

Außerdem gilt

$$\begin{aligned} (\lambda_1 \hat{A} + \lambda_2 \hat{B}) \lambda \psi &= \lambda_1 \hat{A} \lambda \psi + \lambda_2 \hat{B} \lambda \psi = \lambda_1 \lambda \hat{A} \psi + \lambda_2 \lambda \hat{B} \psi = \lambda (\lambda_1 \hat{A} \psi + \lambda_2 \hat{B} \psi) \\ &= \lambda (\lambda_1 \hat{A} + \lambda_2 \hat{B}) \psi \end{aligned} \quad (\text{A.142})$$

sowie

$$\begin{aligned}
 (\mathcal{L}_1 \hat{A} + \mathcal{L}_2 \hat{B})(\psi_1 + \psi_2) &= \mathcal{L}_1 \hat{A}(\psi_1 + \psi_2) + \mathcal{L}_2 \hat{B}(\psi_1 + \psi_2) \\
 &= \mathcal{L}_1 \hat{A}\psi_1 + \mathcal{L}_1 \hat{A}\psi_2 + \mathcal{L}_2 \hat{B}\psi_1 + \mathcal{L}_2 \hat{B}\psi_2 \\
 &= (\mathcal{L}_1 \hat{A} + \mathcal{L}_2 \hat{B})\psi_1 + (\mathcal{L}_1 \hat{A} + \mathcal{L}_2 \hat{B})\psi_2.
 \end{aligned} \tag{A.143}$$

Linearkombinationen linearer Operatoren sind also linear. Da für partielle Ableitungen die normalen Ableitungsregeln gelten, erhält man

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \mathcal{L}\psi = \mathcal{L} \frac{\partial}{\partial x_i} \psi \tag{A.144}$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\psi_1 + \psi_2) = \frac{\partial}{\partial x_i} \psi_1 + \frac{\partial}{\partial x_i} \psi_2, \tag{A.145}$$

wobei die Zeit durch eine der x_i abgedeckt sei. Partielle Ableitungen sowie Linearkombinationen partieller Ableitungen (auch mit Basisvektoren) sind also linear.

A.8.1 Vektorprodukt

Seien (x_1, x_2, x_3) drei kartesische Koordinaten und $(\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3)$ die zugehörige Basis. Man definiert das Vektorprodukt $\mathbf{A} \times \mathbf{B}$ zweier Vektoren $\mathbf{A} = (A_1, A_2, A_3)^T$, $\mathbf{B} = (B_1, B_2, B_3)^T$ durch

$$\mathbf{A} \times \mathbf{B} := \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k} A_i B_j \mathbf{e}_k. \tag{A.146}$$

Dieses ist linear, denn für $\mathcal{L} \in \mathbb{R}$ und $\mathbf{C} \in \mathbb{R}^3$ gelten

$$\begin{aligned}
 \mathbf{A} \times (\mathbf{B} + \mathbf{C}) &= \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k} A_i (B_j + C_j) \mathbf{e}_k = \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k} A_i B_j \mathbf{e}_k + \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k} A_i C_j \mathbf{e}_k \\
 &= \mathbf{A} \times \mathbf{B} + \mathbf{A} \times \mathbf{C},
 \end{aligned} \tag{A.147}$$

$$\mathbf{A} \times (\mathcal{L}\mathbf{B}) = \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k} A_i \mathcal{L} B_j \mathbf{e}_k = \mathcal{L} \mathbf{A} \times \mathbf{B}. \tag{A.148}$$

Weiterhin ist es antikommutativ,

$$\mathbf{A} \times \mathbf{B} = \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k} A_i B_j \mathbf{e}_k = \sum_{i,j,k=1}^3 -\varepsilon_{j,i,k} B_j A_i \mathbf{e}_k = -\mathbf{B} \times \mathbf{A}. \tag{A.149}$$

Für die l -te Komponente, $1 \leq l \leq 3$, des Vektorproduktes findet man

$$(\mathbf{A} \times \mathbf{B})_l = \left(\sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k} A_i B_j \mathbf{e}_k \right) \cdot \mathbf{e}_l = \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k} A_i B_j \delta_{k,l} = \sum_{i,j=1}^3 \varepsilon_{i,j,l} A_i B_j. \tag{A.150}$$

Das Vektorprodukt hat die Orthogonalitätseigenschaften

$$\begin{aligned}
 \mathbf{A} \cdot (\mathbf{A} \times \mathbf{B}) &= \sum_{i=1}^3 A_i (\mathbf{A} \times \mathbf{B})_i = \sum_{i=1}^3 A_i \sum_{j,k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k} A_j B_k = \sum_{k=1}^3 B_k \sum_{i,j=1}^3 \varepsilon_{k,i,j} A_i A_j \\
 &= \sum_{k=1}^3 B_k \sum_{i,j=1}^3 A_i A_j - A_j A_i = 0
 \end{aligned} \tag{A.151}$$

sowie

$$\mathbf{B} \cdot (\mathbf{A} \times \mathbf{B}) \stackrel{\text{Glg. (A.149)}}{=} -\mathbf{B} \cdot (\mathbf{B} \times \mathbf{A}) = -0 = 0. \tag{A.152}$$

Ferner gilt die sogenannte *Graßmann-Identität*:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{A} \times (\mathbf{B} \times \mathbf{C}) &= \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k} A_i (\mathbf{B} \times \mathbf{C})_j \mathbf{e}_k = \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k} A_i \left(\sum_{l,m,n=1}^3 \varepsilon_{l,m,n} B_l C_m \mathbf{e}_n \right)_j \mathbf{e}_k \\
 &= \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k} A_i \sum_{l,m=1}^3 \varepsilon_{l,m,j} B_l C_m \mathbf{e}_k = \sum_{k=1}^3 \mathbf{e}_k \sum_{i=1}^3 A_i \sum_{j,l,m=1}^3 \varepsilon_{j,k,i} \varepsilon_{j,l,m} B_l C_m \\
 &= \sum_{k=1}^3 \mathbf{e}_k \sum_{i=1}^3 A_i (B_k C_i - B_i C_k) = \mathbf{B}(\mathbf{A} \cdot \mathbf{C}) - \mathbf{C}(\mathbf{A} \cdot \mathbf{B})
 \end{aligned} \tag{A.153}$$

Dies bezeichnet man einprägsamerweise auch als *BAC-CAB-Regel*. Man kann weiterhin schreiben

$$\mathbf{B} \equiv \mathbf{B}_{\parallel} + \mathbf{B}_{\perp}, \tag{A.154}$$

wobei $\mathbf{B}_{\parallel}$ den zu $\mathbf{A}$ parallelen Anteil von $\mathbf{B}$ bezeichnen soll und

$$\mathbf{B}_{\perp} := \mathbf{B} - \mathbf{B}_{\parallel} \tag{A.155}$$

den verbleibenden Anteil von $\mathbf{B}$, der senkrecht auf $\mathbf{A}$ steht, wie noch gezeigt werden wird. Es gilt

$$\mathbf{B}_{\parallel} = \left(\frac{\mathbf{1}}{|\mathbf{A}|^2} \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} \right) \mathbf{A}. \tag{A.156}$$

Hieraus folgt

$$\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}_{\perp} = \mathbf{A} \cdot (\mathbf{B} - \mathbf{B}_{\parallel}) = \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} - \mathbf{A} \cdot \left(\frac{\mathbf{1}}{|\mathbf{A}|^2} \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} \right) \mathbf{A} = 0, \tag{A.157}$$

also steht $\mathbf{B}_{\perp}$ in der Tat senkrecht auf $\mathbf{A}$. Mit Glg. (A.153) kann man ferner notieren

$$\begin{aligned}
 \mathbf{A} \times (\mathbf{B} \times \mathbf{A}) &= \mathbf{B} \mathbf{A}^2 - \mathbf{A}(\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}) = \mathbf{A}^2 \mathbf{B} - \mathbf{A}^2 \mathbf{B}_{\parallel} = \mathbf{A}^2 \mathbf{B}_{\perp} \\
 &\Rightarrow \mathbf{B}_{\perp} = \frac{\mathbf{1}}{\mathbf{A}^2} \mathbf{A} \times (\mathbf{B} \times \mathbf{A}).
 \end{aligned} \tag{A.158}$$

Es gilt

$$\begin{aligned}
 \mathbf{A} \cdot (\mathbf{B} \times \mathbf{C}) &= \sum_{i=1}^3 A_i (\mathbf{B} \times \mathbf{C})_i = \sum_{i=1}^3 A_i \sum_{j,k=1}^3 \varepsilon_{j,k,i} B_j C_k = \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{j,k,i} A_i B_j C_k = \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k} A_i B_j C_k \\
 &= \sum_{k=1}^3 C_k \sum_{i,j=1}^3 \varepsilon_{i,j,k} A_i B_j = \sum_{i=1}^3 C_k (\mathbf{A} \times \mathbf{B})_k = \mathbf{C} \cdot (\mathbf{A} \times \mathbf{B}).
 \end{aligned} \tag{A.159}$$

B.1 Mehrdimensionale Ableitungen

Richtungsableitungen sind Ableitungen einer Funktion von mehreren Variablen entlang einer bestimmten Richtung, wobei sich die partiellen Ableitungen als Spezialfälle dieser ergeben, bei denen in Richtung einer der Koordinatenachsen abgeleitet wird.

Seien $n, m \in \mathbb{N}$ mit $n, m \geq 1$ und $f: \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}^m$ differenzierbar. Dann ist die Ableitung eine Funktion $f': \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}^{m \times n}$ und es gilt

$$(f')_{i,j} = \left(\frac{\partial f_i}{\partial x_j} \right). \quad (\text{B.1})$$

Die Matrix f' heißt die *Jacobi-Matrix* von f . Insbesondere ergibt sich die Definition des Gradienten einer differenzierbaren skalaren Funktion $g: \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}$ als Transponierte der Ableitung:

$$\text{grad}(g) := (g')^T = \left(\frac{\partial g}{\partial x_i} \right) \quad (\text{B.2})$$

Definiere den Nablaoperator ∇ durch

$$\nabla := \sum_{i=1}^3 \mathbf{e}_i \frac{\partial}{\partial x_i}. \quad (\text{B.3})$$

Seien $n, m \in \mathbb{N}$ mit $n, m \geq 1$ und eine differenzierbare Funktion $T: \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}^m$ gegeben und sei eine differenzierbare Kurve $\mathbf{r}: \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^n$ gegeben. Man definiert eine Funktion $\tau: \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^m$ durch $\tau(t) := T(\mathbf{r}(t))$. Für die Ableitung $\frac{d\tau}{dt} = \frac{d}{dt} T(\mathbf{r}(t))$ gilt

$$\frac{d\tau}{dt} = T' \frac{d\mathbf{r}}{dt}. \quad (\text{B.4})$$

Dies entspricht wieder dem Spruch *äußere Ableitung mal innere Ableitung*. Nimmt man z. B. an, dass $T = T(x, y, z, t)$ das Temperaturfeld und $\mathbf{r}(t) = (x(t), y(t), z(t), t)^T$ eine 4-Teilchentrajektorie ist, so ist $T(t) = T(\mathbf{r}(t)) = T(x(t), y(t), z(t), t)$ die Temperatur am Ort des Teilchens zur Zeit t . Mit der mehrdimensionalen Kettenregel gilt

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{dx}{dt} \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{dy}{dt} \frac{\partial T}{\partial y} + \frac{dz}{dt} \frac{\partial T}{\partial z}. \quad (\text{B.5})$$

Dies bezeichnet man als die *materielle Ableitung* oder *totale Ableitung*, weil hier die Eigenschaft eines festen Teilchens betrachtet wird. Man definiert einen Differenzialoperator

$$\frac{D}{Dt} := \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \quad (\text{B.6})$$

mit den Komponenten (u, v, w) des Windfeldes. Hat man allgemeiner drei generalisierte Koordinaten x_1, x_2, x_3 (zum Beispiel Kugelkoordinaten oder Druck-Koordinaten) gegeben, so lässt sich dies schreiben als

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 u_i \frac{\partial}{\partial x_i} \quad (\text{B.7})$$

mit den generalisierten Geschwindigkeiten u_i . Die *Divergenz* div eines Vektorfeldes $\mathbf{w} = (w_1, w_2, w_3)^T$ definiert man durch

$$\text{div}(\mathbf{w}) := \nabla \cdot \mathbf{w} = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial w_i}{\partial x_i}. \quad (\text{B.8})$$

Der *Laplace-Operator* Δ eines Skalarfeldes ψ ist die Divergenz des Gradienten, also

$$\Delta\psi := \operatorname{div}(\operatorname{grad}(\psi)) = \nabla^2\psi = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial^2\psi}{\partial x_i^2}. \quad (\text{B.9})$$

Der auf ein Vektorfeld angewandte Laplace-Operator wird definiert durch

$$\Delta\mathbf{w} := \sum_{i=1}^3 \mathbf{e}_i \Delta w_i. \quad (\text{B.10})$$

Die Rotation rot eines Vektorfeldes wird durch

$$\operatorname{rot}(\mathbf{w}) := \nabla \times \mathbf{w} = \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k} \mathbf{e}_k \frac{\partial}{\partial x_i} w_j \quad (\text{B.11})$$

definiert. Man definiert weiterhin den Operator der horizontalen materiellen Ableitung durch

$$\frac{D_h}{Dt} := \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}_h \cdot \nabla \quad (\text{B.12})$$

Analog definiert man den *horizontalen* ∇ -Operator durch

$$\nabla_h := \nabla - \mathbf{k} \cdot \nabla. \quad (\text{B.13})$$

Der horizontale Laplace-Operator Δ_h ist definiert durch

$$\Delta_h := \frac{\mathbf{I}}{r^2} \Delta_{\theta,\varphi} = (\nabla_h)^2 \quad (\text{B.14})$$

mit dem Winkelanteil des Laplace-Operators, s. Glg. (B.96), und r als Kugelradius. Da die i -Komponente der Rotation die Rotation des betrachteten Vektorfeldes in der $x_{j,k}$ -Ebene ist, kann man

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{w} \quad (\text{B.15})$$

als Horizontalkomponente der Rotation des Vektorfeldes $\mathbf{w}$ auffassen. Der Operator

$$-\mathbf{v} \cdot \nabla \quad (\text{B.16})$$

ist der *Advektionsoperator*, der auf Skalar- und Vektorfelder anwendbar ist. Der horizontale Anteil hiervon ist

$$-\mathbf{v}_h \cdot \nabla. \quad (\text{B.17})$$

Hat man nämlich eine differenzielle Bilanzgleichung der Größe in der Form

$$\frac{D\psi}{Dt} = \sum_i F_i \quad (\text{B.18})$$

gegeben mit physikalischen Forcings F_i , so folgt hieraus für die lokalzeitliche Änderung von ψ die Gleichung

$$\frac{\partial\psi}{\partial t} = -\mathbf{v} \cdot \nabla T + \sum_i F_i = -\mathbf{v}_h \cdot \nabla - w \frac{\partial L}{\partial z} + \sum_i F_i, \quad (\text{B.19})$$

die *Advektion* ist also der Anteil der lokalzeitlichen Änderung, der durch Herantransport bewirkt wird.

B.1.1 Krümmungsradius

Man stelle sich eine Trajektorie

$$\mathbf{r} : I \subseteq \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^2; a \mapsto (x, y)^T \quad (\text{B.20})$$

vor, wobei I ein Intervall sei. Man betrachte hier nur ein kleines Teilstück

$$\mathbf{r} : I' \subseteq I \rightarrow \mathbb{R}^2; \tau \mapsto (x, y)^T, \quad (\text{B.21})$$

I' sei ebenfalls ein Intervall, und definiere

$$\tau_1 := \sup(I'), \quad (\text{B.22})$$

$$\tau_2 := \sup(I'), \quad (\text{B.23})$$

$$\mathbf{r}_1 = (x_1, y_1)^T := f(\tau_1), \quad (\text{B.24})$$

$$\mathbf{r}_2 = (x_2, y_2)^T := f(\tau_2). \quad (\text{B.25})$$

$$(\text{B.26})$$

O. B. d. A. kann man den Ursprung des KS in $\mathbf{r}_1$ legen. Man sucht nun einen Punkt $\mathbf{r}_0 := (x_0, y_0)^T$, von dem gefordert wird, dass er zu $\mathbf{r}_1$ und $\mathbf{r}_2$ möglichst den gleichen Abstand $|\mathbf{r}|$ habe, also

$$\sqrt{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_0)^2} \stackrel{!}{=} \sqrt{(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_0)^2}, \quad (\text{B.27})$$

$$\Rightarrow r_1^2 + r_0^2 - 2\mathbf{r}_1 \cdot \mathbf{r}_0 = r_2^2 + r_0^2 - 2\mathbf{r}_2 \cdot \mathbf{r}_0, \quad (\text{B.28})$$

$$\Rightarrow 0 = r_2^2 - 2\mathbf{r}_2 \cdot \mathbf{r}_0. \quad (\text{B.29})$$

Nun entwickelt man $\mathbf{r}_2$ bis zur zweiten Ordnung,

$$\mathbf{r}_2 = \mathbf{r}_1 + \frac{d\mathbf{r}}{d\tau}\Delta\tau + \frac{1}{2}\frac{d^2\mathbf{r}}{d\tau^2}\Delta\tau^2 + \mathcal{O}(\Delta\tau^3) \quad (\text{B.30})$$

mit

$$\Delta\tau := \tau_2 - \tau_1, \quad (\text{B.31})$$

wobei die Terme höherer Ordnung nun nicht mehr mitnotiert werden:

$$x_2 = x'\Delta\tau + \frac{1}{2}x''\Delta\tau^2 \quad y_2 = y'\Delta\tau + \frac{1}{2}y''\Delta\tau^2 \quad (\text{B.32})$$

Die Ableitungen sind an der Stelle $\tau = \tau_1$ zu berechnen. Die zweite Ordnung ist hier zu berücksichtigen, da es bei der Krümmung ja um die Änderung der Ableitung einer Trajektorie geht. Setzt man dies in Glg. (B.29) ein, folgt

$$\begin{aligned} 0 &= x'^2\Delta\tau^2 + \frac{1}{4}x''^2\Delta\tau^4 + x'x''\Delta\tau^3 + y'^2\Delta\tau^2 + \frac{1}{4}y''^2\Delta\tau^4 + y'y''\Delta\tau^3 \\ &\quad - 2x'\Delta\tau x_0 - x''\Delta\tau^2 x_0 - 2y'\Delta\tau y_0 - y''\Delta\tau^2 y_0. \end{aligned} \quad (\text{B.33})$$

Die erste Ordnung von $\Delta\tau$ impliziert:

$$2x'x_0 + 2y'y_0 = 0 \quad (\text{B.34})$$

Die zweite Ordnung von $\Delta\tau$ impliziert:

$$x''x_0 + y''y_0 = x'^2 + y'^2 \quad (\text{B.35})$$

Aus Glg. (B.34) folgt

$$x_0 = -\frac{y'y_0}{x'}. \quad (\text{B.36})$$

In Glg. (B.35) eingesetzt ergibt dies

$$-x''y'\frac{y_0}{x'} + y''y_0 = x'^2 + y'^2 \Rightarrow y_0 = \frac{x'^2 + y'^2}{y'' - x''\frac{y'}{x'}}. \quad (\text{B.37})$$

Mit Glg. (B.36) folgt

$$x_{\circ} = -\frac{y'}{x'} \frac{x'^2 + y'^2}{y'' - x'' \frac{y'}{x'}}. \quad (\text{B.38})$$

Somit folgt für den Betrag des Krümmungsradius

$$|r| = \sqrt{\mathbf{1} + \frac{y'^2}{x'^2}} \frac{x'^2 + y'^2}{\left| y'' - x'' \frac{y'}{x'} \right|}. \quad (\text{B.39})$$

O. B. d. A. kann man $\tau = x$ setzen, daraus folgen

$$x' = \mathbf{1}, \quad x'' = \mathbf{0}. \quad (\text{B.40})$$

Somit gilt

$$|r| = \sqrt{\mathbf{1} + y'^2} \frac{\mathbf{1} + y'^2}{|y''|} \Rightarrow |r| = \frac{(\mathbf{1} + y'^2)^{3/2}}{|y''|}. \quad (\text{B.41})$$

Bezüglich des Vorzeichens von r legt man fest, dass dieses positiv seins soll, falls sich die Trajektorie nach links krümmt, also

$$r = \frac{(\mathbf{1} + y'^2)^{3/2}}{y''}. \quad (\text{B.42})$$

Benötigt man einen linearen Ausdruck für $\mathbf{1}/r$, verwendet man meist

$$\frac{\mathbf{1}}{r} \approx y''. \quad (\text{B.43})$$

B.1.2 Rechenregeln für Differenzialoperatoren

Seien $\mathbf{u}, \mathbf{v}, \mathbf{w} : \mathbb{R}^3 \rightarrow \mathbb{R}^3$ mit $\mathbf{u} = (u_1, u_2, u_3)^T$, $\mathbf{v} = (v_1, v_2, v_3)^T$ und $\mathbf{w} = (w_1, w_2, w_3)^T$ drei Vektorfelder, $\psi, \chi : \mathbb{R}^3 \rightarrow \mathbb{R}$ zwei Skalarfelder und $\lambda \in \mathbb{C}$ ein Skalar. Es wird definiert

$$\Delta \mathbf{v} := \sum_{i=1}^3 \Delta v_i \mathbf{e}_i. \quad (\text{B.44})$$

Es gelten

$$\nabla (\psi + \chi) = \nabla \psi + \nabla \chi, \quad \nabla \times (\mathbf{v} + \mathbf{w}) = \nabla \times \mathbf{v} + \nabla \times \mathbf{w}, \quad (\text{B.45})$$

$$\nabla (\lambda \psi) = \lambda \nabla \psi, \quad \nabla \times (\lambda \mathbf{v}) = \lambda \nabla \times \mathbf{v} \quad (\text{B.46})$$

nach den Feststellungen in Abschn. A.8. Weiterhin gelten

$$\nabla \times \nabla \psi = \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k} \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{\partial \psi}{\partial x_j} \mathbf{e}_k = \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_i \partial x_j} \mathbf{e}_k = \mathbf{0}, \quad (\text{B.47})$$

$$\nabla \cdot \nabla \times \mathbf{v} = \left(\sum_{l=1}^3 \mathbf{e}_l \frac{\partial}{\partial x_l} \right) \cdot \left(\sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k} \frac{\partial}{\partial x_i} v_j \mathbf{e}_k \right) = \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k} \frac{\partial^2 v_j}{\partial x_k \partial x_i} = \mathbf{0}, \quad (\text{B.48})$$

$$\nabla \cdot (\psi \mathbf{v}) = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_i} (\psi v_i) = \sum_{i=1}^3 v_i \frac{\partial \psi}{\partial x_i} + \psi \frac{\partial v_i}{\partial x_i} = \mathbf{v} \cdot \nabla \psi + \psi \nabla \cdot \mathbf{v}, \quad (\text{B.49})$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \nabla \times \mathbf{v} = \frac{\partial}{\partial x_i} \sum_{j,k,l=1}^3 \varepsilon_{j,k,l} \frac{\partial}{\partial x_j} v_k \mathbf{e}_l = \sum_{j,k,l=1}^3 \varepsilon_{j,k,l} \frac{\partial}{\partial x_j} \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \mathbf{e}_l = \nabla \times \frac{\partial}{\partial x_i} \mathbf{v}, \quad (\text{B.50})$$

$$\begin{aligned} \nabla \times \psi \mathbf{v} &= \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k} \frac{\partial}{\partial x_i} (\psi v_j) \mathbf{e}_k = \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k} \left(v_j \frac{\partial \psi}{\partial x_i} + \psi \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \mathbf{e}_k \\ &= \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k} \frac{\partial \psi}{\partial x_i} v_j \mathbf{e}_k + \sum_{i,j,k=1}^3 \psi \frac{\partial}{\partial x_i} v_j \mathbf{e}_k = (\nabla \psi) \times \mathbf{v} + \psi \nabla \times \mathbf{v} \\ &= -\mathbf{v} \times \nabla \psi + \psi \nabla \times \mathbf{v}, \end{aligned} \quad (\text{B.51})$$

$$\begin{aligned} \nabla (\mathbf{v} \cdot \mathbf{w}) &= \nabla \sum_{i=1}^3 v_i w_i = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\sum_{j=1}^3 v_j w_j \right) \mathbf{e}_i = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \left(\frac{\partial v_j}{\partial x_i} w_j + v_j \frac{\partial w_j}{\partial x_i} \right) \mathbf{e}_i \\ &= \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \left(\frac{\partial v_j}{\partial x_i} w_j + w_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - w_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + v_j \frac{\partial w_j}{\partial x_i} + v_j \frac{\partial w_i}{\partial x_j} - v_j \frac{\partial w_i}{\partial x_j} \right) \mathbf{e}_i \\ &= \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \left(w_j \left(\frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right) + v_j \left(\frac{\partial w_j}{\partial x_i} - \frac{\partial w_i}{\partial x_j} \right) + w_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + v_j \frac{\partial w_i}{\partial x_j} \right) \mathbf{e}_i \\ &= \sum_{i,j=1}^3 w_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \mathbf{e}_i + \sum_{i,j=1}^3 v_j \frac{\partial w_i}{\partial x_j} \mathbf{e}_i + \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k}^2 \left(w_j \left(\frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right) + v_j \left(\frac{\partial w_j}{\partial x_i} - \frac{\partial w_i}{\partial x_j} \right) \right) \mathbf{e}_i \\ &= \sum_{j=1}^3 w_j \frac{\partial}{\partial x_j} \sum_{i=1}^3 v_i \mathbf{e}_i + \sum_{j=1}^3 v_j \frac{\partial}{\partial x_j} \sum_{i=1}^3 w_i \mathbf{e}_i + \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k}^2 \left(w_j \left(\frac{\partial v_j}{\partial x_k} - \frac{\partial v_k}{\partial x_j} \right) + v_j \left(\frac{\partial w_j}{\partial x_k} - \frac{\partial w_k}{\partial x_j} \right) \right) \mathbf{e}_k \\ &= (\mathbf{w} \cdot \nabla) \mathbf{v} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{w} + \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k}^2 v_j \left(\frac{\partial w_j}{\partial x_k} - \frac{\partial w_k}{\partial x_j} \right) \mathbf{e}_k + \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k}^2 w_j \left(\frac{\partial v_j}{\partial x_k} - \frac{\partial v_k}{\partial x_j} \right) \mathbf{e}_k \\ &= (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{w} + (\mathbf{w} \cdot \nabla) \mathbf{v} + \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k} v_j \varepsilon_{i,j,k} \left(\frac{\partial w_j}{\partial x_k} - \frac{\partial w_k}{\partial x_j} \right) \mathbf{e}_k + \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k} w_j \varepsilon_{i,j,k} \left(\frac{\partial v_j}{\partial x_k} - \frac{\partial v_k}{\partial x_j} \right) \mathbf{e}_k \\ &= (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{w} + (\mathbf{w} \cdot \nabla) \mathbf{v} + \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k} v_i \varepsilon_{i,j,k} \left(\frac{\partial w_i}{\partial x_k} - \frac{\partial w_k}{\partial x_i} \right) \mathbf{e}_k + \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k} w_i \varepsilon_{i,j,k} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} - \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right) \mathbf{e}_k \\ &= (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{w} + (\mathbf{w} \cdot \nabla) \mathbf{v} + \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k} v_i (\nabla \times \mathbf{w})_j \mathbf{e}_k + \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k} w_i (\nabla \times \mathbf{v})_j \mathbf{e}_k \\ &= (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{w} + (\mathbf{w} \cdot \nabla) \mathbf{v} + \mathbf{v} \times (\nabla \times \mathbf{w}) + \mathbf{w} \times (\nabla \times \mathbf{v}), \end{aligned} \quad (\text{B.52})$$

$$\begin{aligned}
\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{w}) &= \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k} \frac{\partial}{\partial x_i} (\mathbf{v} \times \mathbf{w})_j \mathbf{e}_k = \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k} \frac{\partial}{\partial x_i} (\varepsilon_{ikj} v_i w_k + \varepsilon_{kij} v_k w_i) \mathbf{e}_k \\
&= \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k}^2 \frac{\partial}{\partial x_i} (v_k w_i - v_i w_k) \mathbf{e}_k = \sum_{i,k=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_i} (v_k w_i - v_i w_k) \mathbf{e}_k \\
&= \sum_{i,k=1}^3 \left(\frac{\partial v_k}{\partial x_i} w_i + v_k \frac{\partial w_i}{\partial x_i} - v_i \frac{\partial w_k}{\partial x_i} - w_k \frac{\partial v_i}{\partial x_i} \right) \mathbf{e}_k = \sum_{i=1}^3 w_i \frac{\partial}{\partial x_i} \sum_{k=1}^3 v_k \mathbf{e}_k - \sum_{i=1}^3 v_i \frac{\partial}{\partial x_i} \sum_{k=1}^3 w_k \mathbf{e}_k \\
&+ \sum_{i=1}^3 \frac{\partial w_i}{\partial x_i} \sum_{k=1}^3 v_k \mathbf{e}_k - \sum_{i=1}^3 \frac{\partial v_i}{\partial x_i} \sum_{k=1}^3 w_k \mathbf{e}_k \\
&= (\mathbf{w} \cdot \nabla) \mathbf{v} - \mathbf{w} (\nabla \cdot \mathbf{v}) + \mathbf{v} (\nabla \cdot \mathbf{w}) - (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{w},
\end{aligned} \tag{B.53}$$

$$\begin{aligned}
\nabla (\nabla \cdot \mathbf{v}) &= \nabla \sum_{i=1}^3 \frac{\partial v_i}{\partial x_i} = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \frac{\partial^2 v_j}{\partial x_i \partial x_j} \mathbf{e}_i = \sum_{i=1}^3 \left(\sum_{j=1}^3 \left(\frac{\partial^2 v_j}{\partial x_i \partial x_j} \right) + \Delta v_i - \Delta v_i \right) \mathbf{e}_i \\
&= \Delta \mathbf{v} + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \left(\frac{\partial^2 v_j}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_j^2} \right) \mathbf{e}_i = \Delta \mathbf{v} + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right) \mathbf{e}_i \\
&= \Delta \mathbf{v} + \sum_{i=1}^3 \sum_{\substack{j=1, \\ j \neq i}}^3 \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right) \mathbf{e}_i = \Delta \mathbf{v} + \sum_{i=1}^3 \sum_{\substack{j=1, \\ j \neq i}}^3 \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\sum_{k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k}^2 \left(\frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right) \right] \mathbf{e}_i \\
&= \Delta \mathbf{v} + \sum_{i=1}^3 \sum_{\substack{j=1, \\ j \neq i}}^3 \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\sum_{k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k} (\nabla \times \mathbf{v})_k \right] \mathbf{e}_i = \Delta \mathbf{v} + \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k} \frac{\partial}{\partial x_j} (\nabla \times \mathbf{v})_k \mathbf{e}_i \\
&= \Delta \mathbf{v} + \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k} \frac{\partial}{\partial x_i} (\nabla \times \mathbf{v})_j \mathbf{e}_k \\
&= \Delta \mathbf{v} + \sum_{i,j,k=1}^3 \left(\nabla \times \varepsilon_{i,j,k} \frac{\partial}{\partial x_i} \mathbf{v} \right)_j \mathbf{e}_k = \Delta \mathbf{v} + \nabla \times \left(\sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k} \frac{\partial}{\partial x_i} \mathbf{v} \right) \mathbf{e}_k \\
&= \Delta \mathbf{v} + \nabla \times \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k} \frac{\partial}{\partial x_i} v_j \mathbf{e}_k = \Delta \mathbf{v} + \nabla \times (\nabla \times \mathbf{v}),
\end{aligned} \tag{B.54}$$

$$\begin{aligned}
\nabla \cdot (\mathbf{v} \times \mathbf{w}) &= \sum_{i=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_i} (\mathbf{v} \times \mathbf{w})_i = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_i} (\varepsilon_{k,j,i} v_k w_j + \varepsilon_{j,k,i} v_j w_k) \\
&= \sum_{i=1}^3 \left(\varepsilon_{k,j,i} \frac{\partial v_k}{\partial x_i} w_j + \varepsilon_{k,j,i} v_k \frac{\partial w_j}{\partial x_i} + \varepsilon_{j,k,i} \frac{\partial v_j}{\partial x_i} w_k + \varepsilon_{j,k,i} v_j \frac{\partial w_k}{\partial x_i} \right) \\
&= \sum_{i=1}^3 w_i \left(\varepsilon_{k,j,i} \frac{\partial v_j}{\partial x_k} + \varepsilon_{j,k,i} \frac{\partial v_k}{\partial x_j} \right) - v_i \left(\varepsilon_{k,j,i} \frac{\partial w_j}{\partial x_k} + \varepsilon_{j,k,i} \frac{\partial w_k}{\partial x_j} \right) \\
&= \sum_{i=1}^3 w_i (\nabla \times \mathbf{v})_i - v_i (\nabla \times \mathbf{w})_i = \mathbf{w} \cdot (\nabla \times \mathbf{v}) - \mathbf{v} \cdot (\nabla \times \mathbf{w}),
\end{aligned} \tag{B.55}$$

$$\begin{aligned}
\mathbf{u} \cdot [(\mathbf{v} \cdot \nabla) \nabla \psi] &= \sum_{i=1}^3 u_i [(\mathbf{v} \cdot \nabla) \nabla \psi]_i = \sum_{i=1}^3 u_i \left[(\mathbf{v} \cdot \nabla) \frac{\partial \psi}{\partial x_i} \right] = \sum_{i=1}^3 u_i \sum_{j=1}^3 v_j \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_j \partial x_i} \\
&= \sum_{i,j=1}^3 u_i v_j \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_j \partial x_i} = \sum_{i,j=1}^3 v_i u_j \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_j \partial x_i} = \sum_{i=1}^3 v_i \sum_{j=1}^3 u_j \frac{\partial}{\partial x_j} (\nabla \psi)_i \\
&= \sum_{i=1}^3 v_i [(\mathbf{u} \cdot \nabla) \nabla \psi]_i = \mathbf{v} \cdot [(\mathbf{u} \cdot \nabla) \nabla \psi].
\end{aligned} \tag{B.56}$$

Außerdem gilt

$$(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \stackrel{\text{Glg. (B.52)}}{=} \frac{1}{2} \nabla (\mathbf{v} \cdot \mathbf{v}) - \mathbf{v} \times (\nabla \times \mathbf{v}). \quad (\text{B.57})$$

Dies bezeichnet man als *Lamb-Transformation*. Weiterhin gilt für die Advektion eines Skalarproduktes

$$\begin{aligned} (\mathbf{u} \cdot \nabla) (\mathbf{v} \cdot \mathbf{w}) &= \left(\sum_{i=1}^3 u_i \frac{\partial}{\partial x_i} \right) \left(\sum_{j=1}^3 v_j w_j \right) = \sum_{i,j=1}^3 u_i \left[\frac{\partial v_j}{\partial x_i} w_j + \frac{\partial w_j}{\partial x_i} v_j \right] \\ &= \sum_{j=1}^3 w_j \sum_{i=1}^3 u_i \frac{\partial v_j}{\partial x_i} + \sum_{j=1}^3 v_j \sum_{i=1}^3 u_i \frac{\partial w_j}{\partial x_i} = \mathbf{w} \cdot [(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{v}] + \mathbf{v} \cdot [(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{w}]. \end{aligned} \quad (\text{B.58})$$

Seien $\mathbf{k} = (k_1, k_2, k_3)^T \in \mathbb{C}^3$, $\varphi: \mathbb{R}^3 \rightarrow \mathbb{C}$; $\varphi(\mathbf{r}) = \exp(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$ und $\mathbf{A} \in \mathbb{R}^3$. Dann gelten

$$\begin{aligned} \nabla \varphi(\mathbf{r}) &= \sum_{i=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_i} \varphi(\mathbf{r}) \mathbf{e}_i = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_i} \exp(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \mathbf{e}_i = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_i} \exp\left(\sum_{j=1}^3 k_j x_j\right) \mathbf{e}_i \\ &= \sum_{i=1}^3 k_i \exp(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \mathbf{e}_i = \varphi(\mathbf{r}) \mathbf{k}, \end{aligned} \quad (\text{B.59})$$

$$\begin{aligned} \nabla \times [\mathbf{A} \varphi(\mathbf{r})] &= \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k} \frac{\partial [A_j \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})]}{\partial x_i} \mathbf{e}_k = i \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k} A_j k_i \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \mathbf{e}_k \\ &= i \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k} A_j k_i \mathbf{e}_k = i \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \mathbf{A} \times \mathbf{k} = i [\mathbf{A} \varphi(\mathbf{r})] \times \mathbf{k}, \end{aligned} \quad (\text{B.60})$$

$$\Delta \varphi(\mathbf{r}) = \nabla \cdot \nabla \varphi(\mathbf{r}) = \nabla \cdot (\varphi(\mathbf{r}) \mathbf{k}) = \mathbf{k} \cdot \nabla \varphi = \mathbf{k}^2 \varphi(\mathbf{r}). \quad (\text{B.61})$$

B.2 Differenzialoperatoren unter Koordinatentransformationen

Allgemein bezeichnet man Punkte im $\mathbb{R}^3$ durch drei reelle Zahlen $x = (x_1, x_2, x_3)$, die in Linearkombination mit der Standardbasis $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$ einen Vektor $\mathbf{r}$ ergeben:

$$\mathbf{r} = x_1 \mathbf{e}_1 + x_2 \mathbf{e}_2 + x_3 \mathbf{e}_3 \quad (\text{B.62})$$

Einen Vektor kann man sich in diesem Zusammenhang als einen Pfeil vorstellen. Um Dinge mit einer bestimmten Geometrie eleganter lösen zu können, führt man generalisierte Koordinaten q_i ein (s. auch Abschn. 2.2). Skalarfelder f kann man dann schreiben als $f = f(q)$. q steht hier für das Tupel $q = (q_1, q_2, q_3)$. Als Anmerkung sei gesagt, dass die Funktionen $f = f(x)$ und $f = f(q)$ nicht gleich sind, wenn man gleiche Argumente einsetzt bekommt man im Allgemeinen unterschiedliche Werte. Meistens unterscheidet man dies in der Notation jedoch nicht, da beide Funktionen das gleiche ausdrücken.

Möchte man ein Vektorfeld $\mathbf{v}$ in generalisierten Koordinaten notieren, so wäre die einfachste Idee, auch die Werte von $\mathbf{v}$ in generalisierten Koordinaten zu notieren. Ist $\mathbf{v}$ ein Geschwindigkeitsfeld, so könnte man die Werte von $\mathbf{v}$ in den Formen $\dot{q}$ oder $\mathbf{v} \equiv \mathbf{r}(q)$ notieren. Da dies häufig unanschaulich ist, führt man in allgemeinen Koordinatensystemen (man sagt auch in *krummlinigen Koordinaten*) eine ortsabhängige Basis ein, deren Elemente definiert sind durch

$$\mathbf{e}_i := \frac{1}{\left| \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial q_i} \right|} \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial q_i}. \quad (\text{B.63})$$

Diese Elemente sind normiert. Lässt sich

$$\mathbf{e}_1 \times \mathbf{e}_2 = \mathbf{e}_3 \quad (\text{B.64})$$

durch Vertauschen der $\mathbf{e}_i$ erreichen, bezeichnet man die q als *orthogonal*; Koordinaten, die dies verletzen werden in diesem Buch nicht behandelt. Man schreibt dann für Vektorfelder

$$\mathbf{v} = \sum_{i=1}^3 v_i \mathbf{e}_i, \quad (\text{B.65})$$

wobei sowohl die v_i als auch die $\mathbf{e}_i$ vom Ort abhängen. Man definiert partielle Ableitungen bezüglich der lokalen Basis durch Richtungsableitungen entlang der lokalen Koordinatenachsen:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} := \mathbf{e}_i \cdot \nabla = \frac{\mathbf{1}}{|\frac{\partial \mathbf{r}}{\partial q_i}|} \left(\frac{\partial x}{\partial q_i} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial y}{\partial q_i} \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial z}{\partial q_i} \frac{\partial}{\partial z} \right) = \frac{\mathbf{1}}{|\frac{\partial \mathbf{r}}{\partial q_i}|} \frac{\partial}{\partial q_i}. \quad (\text{B.66})$$

Seien $\mathbf{v}, \mathbf{w}$ zwei Vektorfelder, dann gilt für das Skalarprodukt

$$\mathbf{v} \cdot \mathbf{w} = v^{(m)} w^{(n)} g_{m,n}. \quad (\text{B.67})$$

Für das Vektorprodukt gilt

$$\mathbf{v} \times \mathbf{w} = \begin{vmatrix} \mathbf{q}_2 \times \mathbf{q}_3 & \mathbf{q}_3 \times \mathbf{q}_1 & \mathbf{q}_1 \times \mathbf{q}_2 \\ v^{(1)} & v^{(2)} & v^{(3)} \\ w^{(1)} & w^{(2)} & w^{(3)} \end{vmatrix} \quad (\text{B.68})$$

Sei f ein Skalarfeld, dann gilt für den Gradienten von f in generalisierten Koordinaten

$$\nabla f = \mathbf{q}^{(n)} \frac{\partial}{\partial q^{(n)}} = \mathbf{q}^{(n)} \nabla_n f. \quad (\text{B.69})$$

Somit gilt in generalisierten Koordinaten

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = \frac{\mathbf{1}}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial q^{(n)}} \left(\mathbf{q}^{(n)} \cdot \mathbf{v} \sqrt{g} \right). \quad (\text{B.70})$$

Es gilt also

$$\nabla \times \mathbf{v} = \frac{\mathbf{1}}{\sqrt{g}} \begin{vmatrix} \mathbf{q}_1 & \mathbf{q}_2 & \mathbf{q}_3 \\ \frac{\partial}{\partial q^{(1)}} & \frac{\partial}{\partial q^{(2)}} & \frac{\partial}{\partial q^{(3)}} \\ v_1 & v_2 & v_3 \end{vmatrix} \quad (\text{B.71})$$

B.2.1 Kugelkoordinaten

In diesem Abschnitt sind $\mathbf{v}$ ein Vektorfeld und f ein Skalarfeld, beide sollen alle notwendigen Eigenschaften haben. In Kugelkoordinaten gilt

$$\mathbf{r} = r \begin{pmatrix} \sin(\theta) \cos(\varphi) \\ \sin(\theta) \sin(\varphi) \\ \cos(\theta) \end{pmatrix}. \quad (\text{B.72})$$

Sei $\mathbf{r} = \mathbf{r}(r, \theta, \varphi)$ die Transformation von Kugel- in kartesische Koordinaten, dann gilt für deren Ableitung J die Gleichung

$$J = \begin{pmatrix} \frac{\partial x}{\partial r} & \frac{\partial x}{\partial \theta} & \frac{\partial x}{\partial \varphi} \\ \frac{\partial y}{\partial r} & \frac{\partial y}{\partial \theta} & \frac{\partial y}{\partial \varphi} \\ \frac{\partial z}{\partial r} & \frac{\partial z}{\partial \theta} & \frac{\partial z}{\partial \varphi} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin(\theta) \cos(\varphi) & r \cos(\theta) \cos(\varphi) & -r \sin(\theta) \sin(\varphi) \\ \sin(\theta) \sin(\varphi) & r \cos(\theta) \sin(\varphi) & r \sin(\theta) \cos(\varphi) \\ \cos(\theta) & -r \sin(\theta) & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{B.73})$$

Die normierten Spalten hiervon sind

$$\mathbf{e}_r = \mathbf{e}^{(r)} = \begin{pmatrix} \sin(\theta) \cos(\varphi) \\ \sin(\theta) \sin(\varphi) \\ \cos(\theta) \end{pmatrix}, \quad (\text{B.74})$$

$$\mathbf{e}_\theta = \mathbf{e}^{(\theta)} = \begin{pmatrix} \cos(\theta) \cos(\varphi) \\ \cos(\theta) \sin(\varphi) \\ -\sin(\theta) \end{pmatrix}, \quad (\text{B.75})$$

$$\mathbf{e}_\varphi = \mathbf{e}^{(\varphi)} = \begin{pmatrix} -\sin(\varphi) \\ \cos(\varphi) \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{B.76})$$

Die Spalten von J sind die kovarianten Basisvektoren

$$\mathbf{q}_r = \begin{pmatrix} \sin(\theta) \cos(\varphi) \\ \sin(\theta) \sin(\varphi) \\ \cos(\theta) \end{pmatrix}, \quad (\text{B.77})$$

$$\mathbf{q}_\theta = r \begin{pmatrix} \cos(\theta) \cos(\varphi) \\ \cos(\theta) \sin(\varphi) \\ -\sin(\theta) \end{pmatrix}, \quad (\text{B.78})$$

$$\mathbf{q}_\varphi = r \sin(\theta) \begin{pmatrix} -\sin(\varphi) \\ \cos(\varphi) \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{B.79})$$

Hieraus ergibt sich für die Determinante g des metrischen Tensors

$$g = \begin{vmatrix} \mathbf{I} & \mathbf{0} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & r^2 & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{0} & r^2 \sin^2(\theta) \end{vmatrix} = r^4 \sin^2(\theta). \quad (\text{B.80})$$

Da diese Matrix diagonal ist, sind Kugelkoordinaten orthogonal. Somit gilt für die kontravarianten Basisvektoren

$$\mathbf{q}^{(r)} = \begin{pmatrix} \sin(\theta) \cos(\varphi) \\ \sin(\theta) \sin(\varphi) \\ \cos(\theta) \end{pmatrix}, \quad (\text{B.81})$$

$$\mathbf{q}^{(\theta)} = \frac{\mathbf{I}}{r} \begin{pmatrix} \cos(\theta) \cos(\varphi) \\ \cos(\theta) \sin(\varphi) \\ -\sin(\theta) \end{pmatrix}, \quad (\text{B.82})$$

$$\mathbf{q}^{(\varphi)} = \frac{\mathbf{I}}{r \sin(\theta)} \begin{pmatrix} -\sin(\varphi) \\ \cos(\varphi) \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{B.83})$$

Man schreibt nun für ein Vektorfeld

$$\begin{aligned} \mathbf{v} &= v^{(r)} \mathbf{q}_r + v^{(\theta)} \mathbf{q}_\theta + v^{(\varphi)} \mathbf{q}_\varphi = v_r \mathbf{q}^{(r)} + v_\theta \mathbf{q}^{(\theta)} + v_\varphi \mathbf{q}^{(\varphi)} \\ &= \tilde{v}^{(r)} \mathbf{e}_r + \tilde{v}^{(\theta)} \mathbf{e}_\theta + \tilde{v}^{(\varphi)} \mathbf{e}_\varphi = \tilde{v}_r \mathbf{e}^{(r)} + \tilde{v}_\theta \mathbf{e}^{(\theta)} + \tilde{v}_\varphi \mathbf{e}^{(\varphi)}. \end{aligned} \quad (\text{B.84})$$

Man mache sich an dieser Stelle klar, dass die Dimensionen der hier in der ersten Zeile auftretenden Komponenten von $\mathbf{v}$ nicht uniform sind, da es sich für die Basselemente ebenso verhält. Aufgrund der Orthogonalität der Kugelkoordinaten gilt

$$\tilde{v}^{(r)} = \tilde{v}_r, \quad \tilde{v}^{(\theta)} = \tilde{v}_\theta, \quad \tilde{v}^{(\varphi)} = \tilde{v}_\varphi. \quad (\text{B.85})$$

Die Umrechnung der Komponenten lautet

$$v_r = \tilde{v}_r, \quad v_\theta = r \tilde{v}_\theta, \quad v_\varphi = r \sin(\theta) \tilde{v}_\varphi, \quad (\text{B.86})$$

$$v^{(r)} = \tilde{v}_r, \quad v^{(\theta)} = \frac{\mathbf{I}}{r} \tilde{v}_\theta, \quad v^{(\varphi)} = \frac{\mathbf{I}}{r \sin(\theta)} \tilde{v}_\varphi. \quad (\text{B.87})$$

Zunächst wird der Gradient betrachtet, mit Glg. (B.69) erhält man

$$\nabla f = \mathbf{q}^{(r)} \frac{\partial f}{\partial r} + \mathbf{q}^{(\theta)} \frac{\partial f}{\partial \theta} + \mathbf{q}^{(\varphi)} \frac{\partial f}{\partial \varphi} = \mathbf{e}^{(r)} \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{\mathbf{I}}{r} \mathbf{e}^{(\theta)} \frac{\partial f}{\partial \theta} + \frac{\mathbf{I}}{r \sin(\theta)} \mathbf{e}^{(\varphi)} \frac{\partial f}{\partial \varphi}. \quad (\text{B.88})$$

Nun wird die Divergenz betrachtet. Vm Glg. (B.70) anwenden zu können, rechnet man zunächst

$$\mathbf{q}^{(r)} \cdot \mathbf{v} = v^{(r)}, \quad \mathbf{q}^{(\theta)} \cdot \mathbf{v} = v^{(\theta)}, \quad \mathbf{q}^{(\varphi)} \cdot \mathbf{v} = v^{(\varphi)}. \quad (\text{B.89})$$

Somit gilt

$$\begin{aligned}
 \nabla \cdot \mathbf{v} &= \frac{\mathbf{1}}{r^2 \sin(\theta)} \left(\frac{\partial (v^{(r)} r^2 \sin(\theta))}{\partial r} + \frac{\partial (v^{(\theta)} r^2 \sin(\theta))}{\partial \theta} + \frac{\partial (v^{(\varphi)} r^2 \sin(\theta))}{\partial \varphi} \right) \\
 &= \frac{\partial v^{(r)}}{\partial r} + \frac{\partial v^{(\theta)}}{\partial \theta} + \frac{\partial v^{(\varphi)}}{\partial \varphi} + \frac{2v^{(r)}}{r} + \cot(\theta) v^{(\theta)} \\
 &= \frac{\partial \tilde{v}^{(r)}}{\partial r} + \frac{\mathbf{1}}{r} \frac{\partial \tilde{v}^{(\theta)}}{\partial \theta} + \frac{\mathbf{1}}{r \sin(\theta)} \frac{\partial \tilde{v}^{(\varphi)}}{\partial \varphi} + \frac{2\tilde{v}^{(r)}}{r} + \frac{\cot(\theta)}{r} \tilde{v}^{(\theta)}. \tag{B.90}
 \end{aligned}$$

Durch eine Kombination der Glg.en (B.88) und (B.90) folgt für den Laplace-Operator

$$\begin{aligned}
 \Delta f &= \frac{\partial^2 f}{\partial r^2} + \frac{\mathbf{1}}{r^2} \frac{\partial^2 f}{\partial \theta^2} + \frac{\mathbf{1}}{r^2 \sin^2(\theta)} \frac{\partial^2 f}{\partial \varphi^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{\cot(\theta)}{r^2} \frac{\partial f}{\partial \theta} \\
 &= \frac{\mathbf{1}}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial f}{\partial r} \right) + \frac{\mathbf{1}}{r^2 \sin(\theta)} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin(\theta) \frac{\partial f}{\partial \theta} \right) + \frac{\mathbf{1}}{r^2 \sin^2(\theta)} \frac{\partial^2 f}{\partial \varphi^2}. \tag{B.91}
 \end{aligned}$$

Dies kann man noch etwas umformen. Man verwendet hierfür den Diffeomorphismus

$$\theta \leftrightarrow \mu := \cos(\theta), \tag{B.92}$$

dann gilt

$$\frac{d}{d\theta} = \frac{d\mu}{d\theta} \frac{d}{d\mu} = -\sin(\theta) \frac{d}{d\mu}. \tag{B.93}$$

Damit wird der Laplace-Operator zu

$$\begin{aligned}
 \Delta &= \frac{\mathbf{1}}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{\mathbf{1}}{r^2 \sin(\theta)} \left(-\sin(\theta) \frac{\partial}{\partial \mu} \right) \left(\sin(\theta) \left(-\sin(\theta) \frac{d}{d\mu} \right) \right) + \frac{\mathbf{1}}{r^2 \sin^2(\theta)} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \\
 &= \frac{\mathbf{1}}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{\mathbf{1}}{r^2} \frac{\partial}{\partial \mu} (\mathbf{1} - \mu^2) \frac{\partial}{\partial \mu} + \frac{\mathbf{1}}{r^2 (\mathbf{1} - \mu^2)} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \\
 &= \frac{\mathbf{1}}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{\mathbf{1}}{r^2} \Delta_{\mu, \varphi} \tag{B.94}
 \end{aligned}$$

mit

$$\Delta_{\mu, \varphi} = \frac{\partial}{\partial \mu} (\mathbf{1} - \mu^2) \frac{\partial}{\partial \mu} + \frac{\mathbf{1}}{\mathbf{1} - \mu^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \tag{B.95}$$

als Winkelanteil des Laplace-Operators. Dieser Winkelanteil wird in Kugelkoordinaten durch Vergleich mit Glg. (B.91) zu

$$\Delta_{\theta, \varphi} = \frac{\mathbf{1}}{\sin(\theta)} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin(\theta) \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{\mathbf{1}}{\sin^2(\theta)} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}. \tag{B.96}$$

Nun wird die Rotation berechnet, es gilt mit Glg. (B.71)

$$\nabla \times \mathbf{v} = \frac{\mathbf{1}}{r^2 \sin(\theta)} \left[\mathbf{q}_r \left(\frac{\partial v_{\varphi}}{\partial \theta} - \frac{\partial v_{\theta}}{\partial \varphi} \right) + \mathbf{q}_{\theta} \left(\frac{\partial v_r}{\partial \varphi} - \frac{\partial v_{\varphi}}{\partial r} \right) + \mathbf{q}_{\varphi} \left(\frac{\partial v_{\theta}}{\partial r} - \frac{\partial v_r}{\partial \theta} \right) \right]. \tag{B.97}$$

Mit der Umskalierung auf normierte Basiselemente erhält man

$$\begin{aligned}
 \nabla \times \mathbf{v} &= \frac{\mathbf{I}}{r^2 \sin(\theta)} \left[\mathbf{e}_r \left(\frac{\partial (r \sin(\theta) \tilde{v}_\varphi)}{\partial \theta} - \frac{\partial (r \tilde{v}_\theta)}{\partial \varphi} \right) + r \mathbf{e}_\theta \left(\frac{\partial \tilde{v}_r}{\partial \varphi} - \frac{\partial (r \sin(\theta) \tilde{v}_\varphi)}{\partial r} \right) \right. \\
 &\quad \left. + r \sin(\theta) \mathbf{e}_\varphi \left(\frac{\partial (r \tilde{v}_\theta)}{\partial r} - \frac{\partial \tilde{v}_r}{\partial \theta} \right) \right] \\
 &= \frac{\tilde{v}_\theta}{r} \mathbf{e}_\varphi + \frac{\tilde{v}_\varphi}{r \tan(\theta)} \mathbf{e}_r - \frac{\tilde{v}_\varphi}{r} \mathbf{e}_\theta + \mathbf{e}_r \left(\frac{\mathbf{I}}{r} \frac{\partial \tilde{v}_\varphi}{\partial \theta} - \frac{\mathbf{I}}{r \sin(\theta)} \frac{\partial \tilde{v}_\theta}{\partial \varphi} \right) \\
 &\quad + \mathbf{e}_\theta \left(\frac{\mathbf{I}}{r \sin(\theta)} \frac{\partial \tilde{v}_r}{\partial \varphi} - \frac{\partial \tilde{v}_\varphi}{\partial r} \right) + \mathbf{e}_\varphi \left(\frac{\partial \tilde{v}_\theta}{\partial r} - \frac{\mathbf{I}}{r} \frac{\partial \tilde{v}_r}{\partial \theta} \right)
 \end{aligned} \tag{B.98}$$

Für die Geschwindigkeitsadvektion verwendet man die Lamb-Transformation Glg. (B.57)

$$(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = \frac{\mathbf{I}}{2} \nabla (\mathbf{v} \cdot \mathbf{v}) + (\nabla \times \mathbf{v}) \times \mathbf{v}. \tag{B.99}$$

Vorbereitend stellt man mit Glg. (B.67) fest:

$$\mathbf{v}^2 = \left(v^{(r)} \right)^2 + r^2 \left(v^{(\theta)} \right)^2 + r^2 \sin^2(\theta) \left(v^{(\varphi)} \right)^2 \tag{B.100}$$

Hieraus folgt

$$\begin{aligned}
 \frac{\mathbf{I}}{2} \nabla (\mathbf{v} \cdot \mathbf{v}) &= \frac{\mathbf{I}}{2} \mathbf{q}^{(r)} \frac{\partial}{\partial r} \left(\left(v^{(r)} \right)^2 + r^2 \left(v^{(\theta)} \right)^2 + r^2 \sin^2(\theta) \left(v^{(\varphi)} \right)^2 \right) \\
 &\quad + \frac{\mathbf{I}}{2} \mathbf{q}^{(\theta)} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\left(v^{(r)} \right)^2 + r^2 \left(v^{(\theta)} \right)^2 + r^2 \sin^2(\theta) \left(v^{(\varphi)} \right)^2 \right) \\
 &\quad + \frac{\mathbf{I}}{2} \mathbf{q}^{(\varphi)} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\left(v^{(r)} \right)^2 + r^2 \left(v^{(\theta)} \right)^2 + r^2 \sin^2(\theta) \left(v^{(\varphi)} \right)^2 \right) \\
 &= \mathbf{q}^{(r)} \left(v^{(r)} \frac{\partial v^{(r)}}{\partial r} + r^2 v^{(\theta)} \frac{\partial v^{(\theta)}}{\partial r} + r \left(v^{(\theta)} \right)^2 + r \sin^2(\theta) \left(v^{(\varphi)} \right)^2 + r^2 \sin^2(\theta) v^{(\varphi)} \frac{\partial v^{(\varphi)}}{\partial r} \right) \\
 &\quad + \mathbf{q}^{(\theta)} \left(v^{(r)} \frac{\partial v^{(r)}}{\partial \theta} + r^2 v^{(\theta)} \frac{\partial v^{(\theta)}}{\partial \theta} + r^2 \sin(\theta) \cos(\theta) \left(v^{(\varphi)} \right)^2 + r^2 \sin^2(\theta) v^{(\varphi)} \frac{\partial v^{(\varphi)}}{\partial \theta} \right) \\
 &\quad + \mathbf{q}^{(\varphi)} \left(v^{(r)} \frac{\partial v^{(r)}}{\partial \varphi} + r^2 v^{(\theta)} \frac{\partial v^{(\theta)}}{\partial \varphi} + r^2 \sin^2(\theta) v^{(\varphi)} \frac{\partial v^{(\varphi)}}{\partial \varphi} \right).
 \end{aligned} \tag{B.101}$$

Vm Glg. (B.68) auswerten zu können, berechnet man zunächst

$$\mathbf{q}_r \times \mathbf{q}_\theta = \frac{\mathbf{I}}{\sin(\theta)} \mathbf{q}_\varphi = r^2 \sin(\theta) \mathbf{q}^{(\varphi)}, \tag{B.102}$$

$$\mathbf{q}_\theta \times \mathbf{q}_\varphi = r^2 \sin(\theta) \mathbf{q}_r = r^2 \sin(\theta) \mathbf{q}^{(r)}, \tag{B.103}$$

$$\mathbf{q}_\varphi \times \mathbf{q}_r = \sin(\theta) \mathbf{q}_\theta = r^2 \sin(\theta) \mathbf{q}^{(\theta)}. \tag{B.104}$$

Es folgt mit Glg. (B.68)

$$\begin{aligned}
& (\nabla \times \mathbf{v}) \times \mathbf{v} \\
&= \begin{vmatrix} \mathbf{q}^{(r)} & \mathbf{q}^{(\theta)} & \mathbf{q}^{(\varphi)} \\ \frac{\partial v_\varphi}{\partial \theta} - \frac{\partial v_\theta}{\partial \varphi} & \frac{\partial v_r}{\partial \varphi} - \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} & \frac{\partial v_\theta}{\partial r} - \frac{\partial v_r}{\partial \theta} \\ v^{(r)} & v^{(\theta)} & v^{(\varphi)} \end{vmatrix} \\
&= \mathbf{q}^{(r)} \left[v^{(\varphi)} \left(\frac{\partial v_r}{\partial \varphi} - \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} \right) - v^{(\theta)} \left(\frac{\partial v_\theta}{\partial r} - \frac{\partial v_r}{\partial \theta} \right) \right] \\
&+ \mathbf{q}^{(\theta)} \left[v^{(r)} \left(\frac{\partial v_\theta}{\partial r} - \frac{\partial v_r}{\partial \theta} \right) - v^{(\varphi)} \left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial \theta} - \frac{\partial v_\theta}{\partial \varphi} \right) \right] \\
&+ \mathbf{q}^{(\varphi)} \left[v^{(\theta)} \left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial \theta} - \frac{\partial v_\theta}{\partial \varphi} \right) - v^{(r)} \left(\frac{\partial v_r}{\partial \varphi} - \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} \right) \right] \\
&= \mathbf{q}^{(r)} \left[v^{(\varphi)} \left(\frac{\partial v^{(r)}}{\partial \varphi} - \frac{\partial (r^2 \sin^2(\theta) v^{(\varphi)})}{\partial r} \right) - v^{(\theta)} \left(\frac{\partial (r^2 v^{(\theta)})}{\partial r} - \frac{\partial v^{(r)}}{\partial \theta} \right) \right] \\
&+ \mathbf{q}^{(\theta)} \left[v^{(r)} \left(\frac{\partial (r^2 v^{(\theta)})}{\partial r} - \frac{\partial v^{(r)}}{\partial \theta} \right) - v^{(\varphi)} \left(\frac{\partial (r^2 \sin^2(\theta) v^{(\varphi)})}{\partial \theta} - \frac{\partial (r^2 v^{(\theta)})}{\partial \varphi} \right) \right] \\
&+ \mathbf{q}^{(\varphi)} \left[v^{(\theta)} \left(\frac{\partial (r^2 \sin^2(\theta) v^{(\varphi)})}{\partial \theta} - \frac{\partial (r^2 v^{(\theta)})}{\partial \varphi} \right) - v^{(r)} \left(\frac{\partial v^{(r)}}{\partial \varphi} - \frac{\partial (r^2 \sin^2(\theta) v^{(\varphi)})}{\partial r} \right) \right] \\
&= \mathbf{q}^{(r)} \left[v^{(\varphi)} \left(\frac{\partial v^{(r)}}{\partial \varphi} - r^2 \sin^2(\theta) \frac{\partial v^{(\varphi)}}{\partial r} - 2r \sin^2(\theta) v^{(\varphi)} \right) - v^{(\theta)} \left(2rv^{(\theta)} + r^2 \frac{\partial v^{(\theta)}}{\partial r} - \frac{\partial v^{(r)}}{\partial \theta} \right) \right] \\
&+ \mathbf{q}^{(\theta)} \left[v^{(r)} \left(2rv^{(\theta)} + r^2 \frac{\partial v^{(\theta)}}{\partial r} - \frac{\partial v^{(r)}}{\partial \theta} \right) - v^{(\varphi)} \left(r^2 \sin^2(\theta) \frac{\partial v^{(\varphi)}}{\partial \theta} + 2r^2 \sin(\theta) \cos(\theta) v^{(\varphi)} - r^2 \frac{\partial v^{(\theta)}}{\partial \varphi} \right) \right] \\
&+ \mathbf{q}^{(\varphi)} \left[v^{(\theta)} \left(r^2 \sin^2(\theta) \frac{\partial v^{(\varphi)}}{\partial \theta} + 2r^2 \sin(\theta) \cos(\theta) v^{(\varphi)} - r^2 \frac{\partial v^{(\theta)}}{\partial \varphi} \right) \right. \\
&\quad \left. - v^{(r)} \left(\frac{\partial v^{(r)}}{\partial \varphi} - 2r \sin^2(\theta) v^{(\varphi)} - r^2 \sin^2(\theta) \frac{\partial v^{(\varphi)}}{\partial r} \right) \right]. \tag{B.105}
\end{aligned}$$

Somit folgt

$$\begin{aligned}
& (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \\
&= \mathbf{q}^{(r)} \left[v^{(r)} \frac{\partial v^{(r)}}{\partial r} + v^{(\theta)} \frac{\partial v^{(r)}}{\partial \theta} + v^{(\varphi)} \frac{\partial v^{(r)}}{\partial \varphi} - r \left(v^{(\theta)} \right)^2 - r \sin^2(\theta) \left(v^{(\varphi)} \right)^2 \right] \\
&+ \mathbf{q}^{(\theta)} \left[r^2 \left(v^{(r)} \frac{\partial v^{(\theta)}}{\partial r} + v^{(\theta)} \frac{\partial v^{(\theta)}}{\partial \theta} + v^{(\varphi)} \frac{\partial v^{(\theta)}}{\partial \varphi} \right) - r^2 \sin(\theta) \cos(\theta) \left(v^{(\varphi)} \right)^2 + 2rv^{(\theta)} v^{(r)} \right] \\
&+ \mathbf{q}^{(\varphi)} \left[r^2 \sin^2(\theta) \left(v^{(r)} \frac{\partial v^{(\varphi)}}{\partial r} + v^{(\theta)} \frac{\partial v^{(\varphi)}}{\partial \theta} + v^{(\varphi)} \frac{\partial v^{(\varphi)}}{\partial \varphi} \right) \right. \\
&\quad \left. + 2r \sin(\theta) v^{(\varphi)} \left(\sin(\theta) v^{(r)} + r \cos(\theta) v^{(\theta)} \right) \right] \\
&= \mathbf{e}_r \left[\tilde{v}_r \frac{\partial \tilde{v}_r}{\partial r} + \tilde{v}_\theta \frac{1}{r} \frac{\partial \tilde{v}_r}{\partial \theta} + \tilde{v}_\varphi \frac{1}{r \sin(\theta)} \frac{\partial \tilde{v}_r}{\partial \varphi} - \frac{1}{r} (\tilde{v}_\theta)^2 - \frac{1}{r} (\tilde{v}_\varphi)^2 \right] \\
&+ \frac{1}{r} \mathbf{e}_\theta \left[r^2 \left(\tilde{v}_r \frac{1}{r} \frac{\partial \tilde{v}_\theta}{\partial r} - \frac{\tilde{v}_r \tilde{v}_\theta}{r^2} + \tilde{v}_\theta \frac{1}{r^2} \frac{\partial \tilde{v}_\theta}{\partial \theta} + \tilde{v}_\varphi \frac{1}{r^2 \sin(\theta)} \frac{\partial \tilde{v}_\theta}{\partial \varphi} \right) - \frac{1}{\tan(\theta)} (\tilde{v}_\varphi)^2 + 2\tilde{v}_\theta \tilde{v}_r \right] \\
&+ \frac{1}{r \sin(\theta)} \mathbf{e}_\varphi \left[r \sin(\theta) \left(\tilde{v}_r \frac{\partial \tilde{v}_\varphi}{\partial r} + \frac{1}{r} \tilde{v}_\theta \frac{\partial \tilde{v}_\varphi}{\partial \theta} + \tilde{v}_\varphi \frac{1}{r \sin(\theta)} \frac{\partial \tilde{v}_\varphi}{\partial \varphi} \right) - \sin(\theta) \tilde{v}_r \tilde{v}_\varphi - \cos(\theta) \tilde{v}_\theta \tilde{v}_\varphi \right. \\
&\quad \left. + 2\tilde{v}_\varphi \left(\sin(\theta) \tilde{v}_r + r \cos(\theta) \frac{1}{r} \tilde{v}_\theta \right) \right]. \tag{B.106}
\end{aligned}$$

Für die materielle Ableitung gilt also

$$\begin{aligned} \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = & \mathbf{e}_r \left(\frac{D\tilde{v}_r}{Dt} - \frac{\tilde{v}_\varphi^2 + \tilde{v}_\theta^2}{r} \right) + \mathbf{e}_\theta \left(\frac{D\tilde{v}_\theta}{Dt} + \frac{\tilde{v}_r\tilde{v}_\theta}{r} - \frac{\tilde{v}_\varphi^2}{r\tan(\theta)} \right) \\ & + \mathbf{e}_\varphi \left(\frac{D\tilde{v}_\varphi}{Dt} + \frac{\tilde{v}_r\tilde{v}_\varphi}{r} + \frac{\tilde{v}_\theta\tilde{v}_\varphi}{r\tan(\theta)} \right) \end{aligned} \quad (\text{B.107})$$

B.2.1.1 Transformation auf geographische Koordinaten

Um auf geographische Koordinaten zu transformieren, beachtet man die Definition dieses KS in Abschn. D.1.3 sowie Glg. (B.66):

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{1}{r\cos(\varphi)} \frac{\partial}{\partial \lambda} = \frac{1}{r\sin(\theta)} \frac{\partial}{\partial \varphi} \quad (\text{B.108})$$

$$\frac{\partial}{\partial y} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \quad (\text{B.109})$$

$$\frac{\partial}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial r} \quad (\text{B.110})$$

Die letzte Identität transformiert in die gewöhnlichen Kugelkoordinaten. Analog gilt dies für zweite Ableitungen. Für die Darstellung des Laplace-Operators Glg. (B.91) folgt

$$\begin{aligned} \Delta &= \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \cos^2(\varphi)} \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} + \frac{1}{r^2 \cos(\varphi)} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\cos(\varphi) \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) \\ &= \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial z} - \frac{\tan(\varphi)}{r} \frac{\partial}{\partial y}. \end{aligned} \quad (\text{B.111})$$

Glg. (B.90) wird zu

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{v} &= \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_y}{\partial \varphi} + \frac{1}{r\cos(\varphi)} \frac{\partial v_x}{\partial \lambda} + \frac{2v_z}{r} - \frac{v_y \tan(\varphi)}{r} = \nabla \cdot \mathbf{v} \\ &= \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{2v_z}{r} - \frac{v_y \tan(\varphi)}{r}. \end{aligned} \quad (\text{B.112})$$

Ist $\mathbf{v} = (u, v, w)^T$ der Windvektor, folgt

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{v \tan(\varphi)}{r} + \frac{2w}{r}. \quad (\text{B.113})$$

Glg. (B.98) wird zu

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{v} &= -\frac{v_y}{r} \mathbf{i} + \frac{v_x \tan(\varphi)}{r} \mathbf{k} + \frac{v_x}{r} \mathbf{j} + \mathbf{k} \left(-\frac{1}{r} \frac{\partial v_x}{\partial \varphi} + \frac{1}{r\cos(\varphi)} \frac{\partial v_y}{\partial \lambda} \right) \\ &\quad - \mathbf{j} \left(\frac{1}{r\cos(\varphi)} \frac{\partial v_z}{\partial \lambda} - \frac{\partial v_x}{\partial r} \right) + \mathbf{i} \left(-\frac{\partial v_y}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_z}{\partial \varphi} \right) \\ &= -\frac{v_y}{r} \mathbf{i} + \frac{v_x \tan(\varphi)}{r} \mathbf{k} + \frac{v_x}{r} \mathbf{j} + \mathbf{k} \left(-\frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \right) \\ &\quad - \mathbf{j} \left(\frac{\partial v_z}{\partial x} - \frac{\partial v_x}{\partial r} \right) + \mathbf{i} \left(-\frac{\partial v_y}{\partial r} + \frac{\partial v_z}{\partial y} \right). \end{aligned} \quad (\text{B.114})$$

Ist $\mathbf{v}$ wieder der Windvektor, folgt

$$\nabla \times \mathbf{v} = \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) \mathbf{i} + \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right) \mathbf{j} + \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \mathbf{k} + \frac{u \tan(\varphi)}{r} \mathbf{k} + \frac{u}{r} \mathbf{j} - \frac{v}{r} \mathbf{i}. \quad (\text{B.115})$$

Weiterhin gilt

$$\zeta := \mathbf{k} \cdot (\nabla \times \mathbf{v}) = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{u \tan(\varphi)}{r}. \quad (\text{B.116})$$

Zu beachten ist, dass gilt

$$\nabla_h \times \mathbf{v}_h = \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \mathbf{k} + \frac{u \tan(\varphi)}{r} \mathbf{k} + \frac{u}{r} \mathbf{j} - \frac{v}{r} \mathbf{i} \neq \zeta \mathbf{k}. \quad (\text{B.117})$$

Für die *materielle Ableitung* folgt mit Glg. (B.107)

$$\begin{aligned} \frac{D\mathbf{v}}{Dt} &= \mathbf{i} \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{uv \tan(\varphi)}{a+z} + \frac{uw}{a+z} \right) \\ &\quad + \mathbf{j} \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{u^2 \tan(\varphi)}{a+z} + \frac{vw}{a+z} \right) \\ &\quad + \mathbf{k} \left(\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{u^2 + v^2}{a+z} \right) \\ &= \mathbf{i} \left(\frac{Du}{Dt} - \frac{uv \tan(\varphi)}{a+z} + \frac{uw}{a+z} \right) \\ &\quad + \mathbf{j} \left(\frac{Dv}{Dt} + \frac{u^2 \tan(\varphi)}{a+z} + \frac{vw}{a+z} \right) \\ &\quad + \mathbf{k} \left(\frac{Dw}{Dt} - \frac{u^2 + v^2}{a+z} \right) \\ &=: \frac{D\mathbf{v}}{Dt} \Big|_{\text{comp}} + \frac{D\mathbf{v}}{Dt} \Big|_{\text{met}}. \end{aligned} \quad (\text{B.118})$$

Die materielle Ableitung der Geschwindigkeit setzt sich also zusammen aus den materiellen Ableitungen der Komponenten

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} \Big|_{\text{comp}} := \mathbf{i} \frac{Du}{Dt} + \mathbf{j} \frac{Dv}{Dt} + \mathbf{k} \frac{Dw}{Dt}. \quad (\text{B.120})$$

und den metrischen Termen

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} \Big|_{\text{met}} := \mathbf{i} \left(-\frac{uv \tan(\varphi)}{a+z} + \frac{uw}{a+z} \right) + \mathbf{j} \left(\frac{u^2 \tan(\varphi)}{a+z} + \frac{vw}{a+z} \right) - \mathbf{k} \frac{u^2 + v^2}{a+z}. \quad (\text{B.121})$$

Der **rote** Term ist die Zentrifugalbeschleunigung.

Eine weitere Form des advektiven Anteils von Glg. (B.118) ist

$$\begin{aligned} (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} &= [(\mathbf{v}_h + w\mathbf{k}) \cdot \nabla] (\mathbf{v}_h + w\mathbf{k}) = (\mathbf{v}_h \cdot \nabla) \mathbf{v}_h + w \frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial z} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) (w\mathbf{k}) \\ &\stackrel{\text{Glg. (B.57)}}{=} (\nabla \times \mathbf{v}_h) \times \mathbf{v}_h + \nabla \frac{\mathbf{v}_h^2}{2} + w \frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial z} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) (w\mathbf{k}) \end{aligned}$$

$$\Leftrightarrow (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = (\nabla_h \times \mathbf{v}_h) \times \mathbf{v}_h + \nabla_h \frac{\mathbf{v}_h^2}{2} + w \frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial z} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) (w\mathbf{k}). \quad (\text{B.122})$$

Im letzten Schritt wurde

$$\left(\mathbf{k} \frac{\partial}{\partial z} \times \mathbf{v}_h \right) \times \mathbf{v}_h = \left(-\frac{\partial v}{\partial z} \right) \times \begin{pmatrix} u \\ v \\ 0 \end{pmatrix} = - \left(u \frac{\partial u}{\partial z} + v \frac{\partial v}{\partial z} \right) \mathbf{k} = -\mathbf{k} \frac{\partial \mathbf{v}_h^2}{\partial z} \quad (\text{B.123})$$

verwendet. Glg. (B.122) bezeichnet man als *2D-vektorinvariante Form der Geschwindigkeitsadvektion*. Eine wei-

tere nützliche Form hiervon ist

$$\begin{aligned} (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} &= (\nabla \times \mathbf{v}_h) \times \mathbf{v}_h + \nabla \frac{\mathbf{v}_h^2}{2} + w \frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial z} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) (w \mathbf{k}) \\ &= (\nabla \times \mathbf{v}_h) \times \mathbf{v}_h + \nabla \frac{\mathbf{v}_h^2}{2} + w \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial z} + (\mathbf{v}_h \cdot \nabla) (w \mathbf{k}). \end{aligned} \quad (\text{B.124})$$

Wegen

$$\begin{aligned} (\nabla \times \mathbf{v}) \times \mathbf{v}_h &= [\nabla \times (\mathbf{v}_h + w \mathbf{k})] \times \mathbf{v}_h = (\nabla \times \mathbf{v}_h) \times \mathbf{v}_h + (\nabla \times w \mathbf{k}) \times \mathbf{v}_h \\ &\stackrel{\text{Glg. (B.115)}}{=} (\nabla \times \mathbf{v}_h) \times \mathbf{v}_h + \left(\frac{\partial w}{\partial y} \mathbf{i} - \frac{\partial w}{\partial x} \mathbf{j} \right) \times \mathbf{v}_h = (\nabla \times \mathbf{v}_h) \times \mathbf{v}_h + \mathbf{k} (\mathbf{v}_h \cdot \nabla w) \\ \Rightarrow (\nabla \times \mathbf{v}_h) \times \mathbf{v}_h &= (\nabla \times \mathbf{v}) \times \mathbf{v}_h - \mathbf{k} (\mathbf{v}_h \cdot \nabla w) \end{aligned} \quad (\text{B.125})$$

und

$$\begin{aligned} (\mathbf{v}_h \cdot \nabla) (w \mathbf{k}) &= \mathbf{k} (\mathbf{v}_h \cdot \nabla w) + w \left(u \frac{\partial \mathbf{k}}{\partial x} + v \frac{\partial \mathbf{k}}{\partial y} \right) = \mathbf{k} (\mathbf{v}_h \cdot \nabla w) + w \left(\frac{u}{r \cos(\varphi)} \frac{\partial \mathbf{k}}{\partial \lambda} + \frac{v}{r} \frac{\partial \mathbf{k}}{\partial \varphi} \right) \\ &= \mathbf{k} (\mathbf{v}_h \cdot \nabla w) + w \left(\frac{u}{r} \mathbf{i} + \frac{v}{r} \mathbf{j} \right) = \mathbf{k} (\mathbf{v}_h \cdot \nabla w) + \frac{w}{r} \mathbf{v}_h \end{aligned} \quad (\text{B.126})$$

gilt

$$(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = (\nabla \times \mathbf{v}) \times \mathbf{v}_h + \nabla \frac{\mathbf{v}_h^2}{2} + w \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial z} + \frac{w}{r} \mathbf{v}_h. \quad (\text{B.127})$$

Durch Vergleich mit Abschn. 13.3 stellt man fest, dass der Term $\frac{w}{r} \mathbf{v}_h$ unter der shallow-atmosphere-Approximation nicht auftritt.

Die metrischen Terme in Glg. (B.118) lauten

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} \Big|_{\text{met}} = \begin{pmatrix} -\frac{uv \tan(\varphi)}{a+z} + \frac{uw}{a+z} \\ \frac{u^2 \tan(\varphi)}{a+z} + \frac{vw}{a+z} \\ -\frac{u^2 + v^2}{a+z} \end{pmatrix}. \quad (\text{B.128})$$

Die metrischen Terme in Glg. (B.115) lauten

$$\nabla \times \mathbf{v}_{\text{met}} = \begin{pmatrix} -\frac{v}{r} \\ \frac{u}{r} \\ \frac{u \tan(\varphi)}{r} \end{pmatrix}. \quad (\text{B.129})$$

Multipliziert man dies vektoriell mit $\mathbf{v}$, erhält man Glg. (B.128):

$$\nabla \times \mathbf{v}_{\text{met}} \times \mathbf{v} = \begin{pmatrix} -\frac{v}{r} \\ \frac{u}{r} \\ \frac{u \tan(\varphi)}{r} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{uv \tan(\varphi)}{a+z} + \frac{uw}{a+z} \\ \frac{u^2 \tan(\varphi)}{a+z} + \frac{vw}{a+z} \\ -\frac{u^2 + v^2}{a+z} \end{pmatrix} = \frac{D\mathbf{v}}{Dt} \Big|_{\text{met}}. \quad (\text{B.130})$$

Die metrischen Terme in der Impulsadvektion sind also Folgerungen der metrischen Terme in der Rotation.

B.3 Mehrdimensionale Integralrechnung

Seien $M, N \subseteq \mathbb{R}^3$, $f: M \rightarrow \mathbb{R}$ stetig, $T: N \rightarrow M$ ein Diffeomorphismus, dann gilt

$$\int_M f d^3 r = \int_N f \circ T |\det(T')| d^3 r, \quad (\text{B.131})$$

dies entspricht der mehrdimensionalen Substitutionsformel. Die Determinante $\det(T')$ heißt *Funktionaldeterminante*. Als Beispiel nehme $M = \mathbb{R}$, $N = [0, \infty) \times [0, \pi] \times [0, 2\pi]$ und

$$T = r \begin{pmatrix} \sin(\vartheta) \cos(\varphi) \\ \sin(\vartheta) \sin(\varphi) \\ \cos(\vartheta) \end{pmatrix}, \quad (\text{B.132})$$

dann gilt

$$T' = \begin{pmatrix} \sin(\vartheta) \cos(\varphi) & r \cos(\vartheta) \cos(\varphi) & -r \sin(\vartheta) \sin(\varphi) \\ \sin(\vartheta) \sin(\varphi) & r \cos(\vartheta) \sin(\varphi) & r \sin(\vartheta) \cos(\varphi) \\ \cos(\vartheta) & -r \sin(\vartheta) & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{B.133})$$

Für die Determinante gilt

$$\begin{aligned} \det(T') &= -r \sin(\vartheta) \cos(\varphi) (-r \sin(\vartheta)^2 \cos(\varphi) - r \cos(\vartheta)^2 \cos(\varphi)) \\ &\quad - r \sin(\vartheta) \sin(\varphi) (-r \sin(\vartheta)^2 \sin(\varphi) - r \cos(\vartheta)^2 \sin(\varphi)) \\ &= r^2 \sin(\vartheta) \cos(\varphi)^2 + r^2 \sin(\vartheta) \sin(\vartheta)^2 = r^2 \sin(\vartheta), \end{aligned} \quad (\text{B.134})$$

im Falle geographischer Koordinaten ist die Funktionaldeterminante $r^2 \cos(\varphi)$.

Der Satz von Stokes Glg. (15.26) wurde bereits eingeführt. Seien $A \subseteq \mathbb{R}^3$ zusammenhängend und $\mathbf{v} : A \rightarrow \mathbb{R}^3$ stetig-differenzierbar. Dann gilt

$$\int_A \nabla \cdot \mathbf{v} d^3 r = \int_{\partial A} \mathbf{v} \cdot d\mathbf{n}. \quad (\text{B.135})$$

Dies ist der *Gauß'sche Satz*.

Eine Kugel $K_N(R)$ im $\mathbb{R}^N$ mit Radius $R \geq 0$ kann man definieren durch

$$K_N(R) := \left\{ \mathbf{x} = (x_1, \dots, x_N)^T \in \mathbb{R}^N \left| \sum_{i=1}^N x_i^2 \leq R^2 \right. \right\}. \quad (\text{B.136})$$

Ihr Volumen ist

$$V_N(R) = \int_{K_N} dx_1 \dots dx_N. \quad (\text{B.137})$$

Es gilt

$$\int_{\mathbb{R}^N} \exp\left(-\sum_{i=1}^N x_i^2\right) dx_1 \dots dx_N = \int_0^\infty e^{-R^2} \frac{dV_N}{dR} dR, \quad (\text{B.138})$$

dies entspricht einer Transformation auf Kugelkoordinaten. Man kann auch das Integral $V_N(R)$ auf Kugelkoordinaten transformieren, indem man schreibt

$$V_N(R) = \int_{K_N} dV_N = \int_0^R f_N(R) dR, \quad (\text{B.139})$$

hierbei ist $f_N(R)$ die über die Oberfläche integrierte Funktionaldeterminante. Die N -dimensionalen Kugelkoordinaten bestehen aus $N-1$ Winkeln und einem Abstand. Daher ist $f_N(R)$ die Determinante einer reellen $N \times N$ -Matrix, in der in $N-1$ Spalten der Faktor R auftritt. $f_N(R)$ ist somit vom Grad $N-1$, man kann schreiben

$$f_N(R) = NC_N R^{N-1}. \quad (\text{B.140})$$

Durch Differenzieren von Glg. (B.139) nach R und mit Glg. (B.138) folgt

$$\frac{dV_N}{dR} = NC_N R^{N-1} \Rightarrow NC_N \int_0^\infty e^{-R^2} R^{N-1} dR = \left(\int_{-\infty}^\infty e^{-x^2} dx \right)^N = \pi^{N/2}. \quad (\text{B.141})$$

Der letzte Schritt folgt mit Glg. (A.105). Es gilt mit der Substitutionsregel

$$\int_0^\infty e^{-R^{\frac{1}{2}}} R^{N-1} dR = \int_0^\infty e^{-R} R^{\frac{N-1}{2}} \frac{1}{2} R^{-\frac{1}{2}} dR = \frac{1}{2} \int_0^\infty e^{-R} R^{N/2-1} dR = \frac{1}{2} \Gamma\left(\frac{N}{2}\right). \quad (\text{B.142})$$

Es folgt mit Glg. (A.111)

$$V_N = C_N R^N = \frac{\pi^{N/2}}{\frac{N}{2} \Gamma\left(\frac{N}{2}\right)} R^N = \frac{\pi^{N/2}}{\Gamma\left(\frac{N}{2} + 1\right)} R^N. \quad (\text{B.143})$$

B.3.1 Transporttheorem

Sei zeitabhängige zusammenhängende Menge $\Omega = \Omega(t) \subseteq \mathbb{R}^3$ gegeben, welche sich mit dem stetig differenzierbaren Vektorfeld $\boldsymbol{v} = \boldsymbol{v}(\boldsymbol{r}, t)$ fortbewegt.

Das sogenannte *Transporttheorem* ist die dreidimensionale Verallgemeinerung der Leibniz-Regel Glg. (A.95).

$$\frac{dF(t)}{dt} = \int_{\Omega(t)} \frac{\partial f(x, y, z, t)}{\partial t} dx + \int_{\partial\Omega} f(x, y, z, t) (\boldsymbol{v} \cdot d\boldsymbol{n}). \quad (\text{B.144})$$

Dies ist das Transporttheorem oder auch *Reynolds'sches Transporttheorem*. f kann auch die Komponente eines Vektorfeldes sein. Somit kann man die Herleitung vektoriell verallgemeinern:

$$\frac{d\boldsymbol{F}(t)}{dt} = \int_{\Omega(t)} \frac{\partial \boldsymbol{f}(x, y, z, t)}{\partial t} dx + \int_{\partial\Omega} \boldsymbol{f}(x, y, z, t) (\boldsymbol{v} \cdot d\boldsymbol{n}) \quad (\text{B.145})$$

C ORTHOGONALE FUNKTIONENSYSTEME

Wenn sie vollständig sind, eignen sich orthogonale Funktionensysteme zur Entwicklung von Funktionen. Ein System aus Polynomen $f_n(x)$ mit $n \in \mathbb{N}$ und $\mathcal{O}(f_n) = n$ heißt orthogonal auf dem Intervall $[a, b]$ bezüglich der Funktion w , wenn für $n, m \in \mathbb{N}$ mit $n \neq m$ gilt

$$\int_a^b w(x) f_n(x) f_m(x) dx = 0. \quad (\text{C.1})$$

Alle orthogonalen Polynomensysteme erfüllen eine *Rodrigues-Formel*

$$f_n(x) = \frac{1}{e_n w(x)} \frac{d^n}{dx^n} [w(x) g(x)^n] \quad (\text{C.2})$$

mit einem Polynom $g(x)$, welches nicht von n abhängt.

C.1 Komplexe Exponentialfunktionen

Die Entwicklung einer Funktion nach komplexen Exponentialfunktionen bezeichnet man als *Fourier-Transformation* (FT). Sei $f(x)$ eine komplexe Funktion einer reellen Variablen, dann definiert man die *Fourier-Transformierte* $\tilde{F}_1\{f\} = \tilde{f}(k)$ oder auch das *Spektrum* von f durch

$$\tilde{F}_1\{f\} = \tilde{f}(k) := C \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-ikx) f(x) dx \quad (\text{C.3})$$

mit einer reellen Konstante $C > 0$. $\tilde{F}_1$ bezeichnet den Operator der eindimensionalen Fourier-Transformation. Glg. (C.3) ist bis auf einen eventuellen Faktor die Kovarianz der Funktion f mit der *Fourier-Komponente* e^{ikx} . Es gilt

$$\tilde{f}(k)^* = C \int_{-\infty}^{\infty} \exp(ikx) f^*(x) dx = \tilde{f}^*(-k). \quad (\text{C.4})$$

Ist f reell, wird hieraus

$$\tilde{f}(k)^* = \tilde{f}(-k). \quad (\text{C.5})$$

Die *inverse Fourier-Transformation* wird definiert durch

$$\tilde{F}_1^{-1}\{f\} := \tilde{C} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(k) \exp(ikx) dk \quad (\text{C.6})$$

mit einer zweiten Konstanten $\tilde{C} > 0$. Es handelt sich um eine Linearkombination der $\tilde{f}(k)$ mit den entsprechenden Wellen. Dass dies tatsächlich das Inverse von Glg. (C.3) ist, soll nun eingesehen werden:

$$\begin{aligned} \tilde{C} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(k) \exp(ikx) dk &= \tilde{C} C \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-ikx') f(x') dx' \exp(ikx) dk \\ &= \tilde{C} C \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(ik(x-x')) dk f(x') dx' \\ &\stackrel{\text{Glg. (A.84)}}{=} \tilde{C} C \int_{-\infty}^{\infty} 2\pi \delta(x-x') f(x') dx' = \tilde{C} C 2\pi f(x) \end{aligned} \quad (\text{C.7})$$

$$\Leftrightarrow \tilde{C} C \stackrel{=}{=} 1/2\pi \quad f(x) \quad (\text{C.8})$$

Man muss also auf die Bedingung

$$\tilde{C} = \frac{1}{2\pi C} \quad (\text{C.9})$$

achten. Hieraus kann man unmittelbar

$$\left[\tilde{F}_1 \{ \delta(x - x_o) \} \right] (k) = C e^{-ikx_o}, \quad (\text{C.10})$$

$$\left[\tilde{F}_1 \{ e^{ik'x} \} \right] (k) = 2\pi C \delta(k' - k), \quad (\text{C.11})$$

$$\left[\tilde{F}_1^{-1} \{ \delta(k - k_o) \} \right] (x) = \tilde{C} e^{ik_o x}, \quad (\text{C.12})$$

$$\left[\tilde{F}_1^{-1} \{ e^{ikx'} \} \right] (x) = 2\pi \tilde{C} \delta(x' + x) \quad (\text{C.13})$$

ableiten. Die Funktion

$$\arg(\tilde{f}(k)) \quad (\text{C.14})$$

bezeichnet man als das *Phasenspektrum* von f , während man

$$|\tilde{f}(k)| \quad (\text{C.15})$$

als *Amplitudenspektrum* bezeichnet. Das Quadrat von $|\tilde{f}(k)|$ nennt man *Leistungsspektrum* oder *Powerspektrum*. Die FT ist linear, da sie in Termen eines Integrals definiert ist und die Integration linear ist. Für Funktionen f, g und Konstanten a, b gilt also

$$\tilde{F}\{af + bg\} = a\tilde{F}\{f\} + b\tilde{F}\{g\}. \quad (\text{C.16})$$

Sei $N(\mu, \sigma)$ die Normalverteilung mit Erwartungswert μ und Standardabweichung σ . Dann gilt

$$\begin{aligned} \tilde{F}\{N(\mu, \sigma)\} &= \frac{C}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[-ikx - \frac{(x - \mu)^2}{2\sigma^2} \right] dx = \frac{C}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[-\frac{1}{2\sigma^2} (x^2 + \mu^2 - 2x(\mu - ik\sigma^2)) \right] dx \\ &= \frac{C}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[-\frac{1}{2\sigma^2} (x - (\mu - ik\sigma^2))^2 - \frac{1}{2\sigma^2} (k^2\sigma^4 + 2\mu i\sigma^2 k) \right] dx \\ &= \exp \left[-\frac{1}{2\sigma^2} (k^2\sigma^4 + 2\mu i\sigma^2 k) \right] \frac{C}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[-\frac{1}{2\sigma^2} x^2 \right] dx \\ &= C \exp \left(-\frac{k^2}{2/\sigma^2} \right) \exp(-\mu i k). \end{aligned} \quad (\text{C.17})$$

Die FT einer Normalverteilung ist also eine unnormierte (man betrachte den Fall $C = 1/\sqrt{2\pi}$) und um einen komplexen Phasenfaktor modifizierte Normalverteilung mit Mittelwert

$$\mu_k = 0 \quad (\text{C.18})$$

und Standardabweichung

$$\sigma_k = \frac{1}{\sigma} \quad (\text{C.19})$$

Die FT macht also aus einer schmalen Normalverteilung eine breite. Im Fall einer komplexwertigen Funktion $f(x, y)$ zweier reeller Variablen betrachtet man zunächst die Hilfsfunktion

$$f_y(x) := f(x, y). \quad (\text{C.20})$$

Die FT hiervon ist

$$\tilde{f}_y(k_x) = C \int_{-\infty}^{\infty} e^{-ik_x x} f_y(x) dx. \quad (\text{C.21})$$

Wendet man hierauf die inverse FT an, erhält man wieder $f_y(x) = f(x, y)$. Definiere nun die Fourier-Transformierte $\tilde{f}(k_x, k_y)$ der Funktion $f(x, y)$ durch die in y -Richtung Fourier-Transformierte von $\tilde{f}_y(k_x)$, also

$$\begin{aligned}\tilde{f}(k_x, k_y) &:= C \int_{-\infty}^{\infty} e^{-ik_y y} \tilde{f}_y(k_x) dy = C^2 \int_{-\infty}^{\infty} e^{-ik_y y} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-ik_x x} f(x, y) dx dy \\ &= C^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i(k_x x + k_y y)} f(x, y) dx dy.\end{aligned}\quad (\text{C.22})$$

Zweimaliges Anwenden der inversen FT liefert die Funktion $f(x, y)$. x ist in der Herleitung nicht vor y ausgezeichnet, weshalb die Reihenfolge der Anwendung der FT keine Rolle spielt. Man notiert

$$\tilde{F}_2\{f\} = \tilde{f}(k_x, k_y) := C_2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i(k_x x + k_y y)} f(x, y) dx dy, \quad (\text{C.23})$$

$$\tilde{F}_2^{-1}\{f\} := \tilde{C}_2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(k_x, k_y) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y, \quad (\text{C.24})$$

wobei

$$C_2 \tilde{C}_2 = (C \tilde{C})^2 = \frac{1}{(2\pi)^2} \quad (\text{C.25})$$

gelten muss. Führt man dies induktiv fort, erhält man analog die n -dimensionale FT, wobei auf

$$C_n \tilde{C}_n = (C \tilde{C})^n = \frac{1}{(2\pi)^n} \quad (\text{C.26})$$

zu achten ist.
Glg. (C.8) lautet

$$f(x) = \tilde{C} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(k) \exp(ikx) dk, \quad (\text{C.27})$$

überträgt man dies auf eine analog definierte Funktion g , erhält man

$$g(x) = \tilde{C} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{g}(k') \exp(ik'x) dk'. \quad (\text{C.28})$$

Multipliziert man die beiden letzten Gleichungen miteinander, erhält man

$$f(x) g(x) = \tilde{C}^2 \int_{k=-\infty}^{\infty} \int_{k'=-\infty}^{\infty} \tilde{g}(k') \tilde{f}(k) \exp[i(k+k')x] dk' dk. \quad (\text{C.29})$$

Integriert man dies über x , erhält man

$$\begin{aligned}\int_{-\infty}^{\infty} f(x) g(x) dx &= \tilde{C}^2 \int_{k=-\infty}^{\infty} \int_{k'=-\infty}^{\infty} \tilde{g}(k') \tilde{f}(k) \int_{-\infty}^{\infty} \exp[i(k+k')x] dx dk' dk \\ &\stackrel{\text{Glg. (A.84)}}{=} \tilde{C}^2 \int_{k=-\infty}^{\infty} \int_{k'=-\infty}^{\infty} \tilde{g}(k') \tilde{f}(k) 2\pi \delta(k+k') dk' dk \\ &= 2\pi \tilde{C}^2 \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{g}(-k) \tilde{f}(k) dk\end{aligned}\quad (\text{C.30})$$

Für $g = f$ erhält man die sogenannte *Parseval-Identität*

$$\int_{-\infty}^{\infty} f^*(x) dx = 2\pi \tilde{C}^2 \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}^*(-k) \tilde{f}(k) dk. \quad (\text{C.31})$$

C.1.1 Faltungstheorem

Seien f, g zwei stetig differenzierbare Funktionen $\mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$. Die Fourier-Transformationen dieser beiden Funktionen lauten

$$\tilde{f}(k) = C \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-ikx) f(x) dx, \quad \tilde{g}(k) = C \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-ikx) g(x) dx. \quad (\text{C.32})$$

Definiere die stetig differenzierbare Funktion h durch

$$h(x) = f(x) g(x). \quad (\text{C.33})$$

Beim sogenannten *Faltungstheorem* geht es darum, wie die Fourier-Transformierte von h mit den Fourier-Transformierten von f und g zusammenhängt. Für das Spektrum von h gilt

$$\tilde{h}(k) = C^2 \int_{-\infty}^{\infty} f(x) g(x) \exp(-ikx) dx. \quad (\text{C.34})$$

Drückt man f und g durch ihre Spektren aus, erhält man

$$f(x) = \tilde{C} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(ikx) f(k) dk, \quad g(x) = \tilde{C} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(ikx) g(k) dk. \quad (\text{C.35})$$

Setzt man dies in Glg. (C.34) ein, erhält man

$$\begin{aligned} \tilde{h}(k) &= C^2 \int_{x=-\infty}^{\infty} \tilde{C} \int_{k'=-\infty}^{\infty} \exp(ik'x) f(k') dk' \tilde{C} \int_{k''=-\infty}^{\infty} \exp(ik''x) g(k'') dk'' \exp(-ikx) dx \\ &= \frac{1}{4\pi^2} \int_{x=-\infty}^{\infty} \int_{k'=-\infty}^{\infty} \exp(ik'x) \tilde{f}(k') dk' \int_{k''=-\infty}^{\infty} \exp(ik''x) \tilde{g}(k'') dk'' \exp(-ikx) dx \\ &= \frac{1}{4\pi^2} \int_{x=-\infty}^{\infty} \int_{k'=-\infty}^{\infty} \exp(ik'x) \tilde{f}(k') dk' \int_{k''=-\infty}^{\infty} \exp(ik''x) \tilde{g}(k'') dk'' \exp(-ikx) dx \\ &= \frac{1}{4\pi^2} \int_{k'=-\infty}^{\infty} \int_{k''=-\infty}^{\infty} \tilde{f}(k') \tilde{g}(k'') \int_{x=-\infty}^{\infty} \exp(ik'x) \exp(ik''x) \exp(-ikx) dk'' dk' dx \\ &= \frac{1}{4\pi^2} \int_{k'=-\infty}^{\infty} \int_{k''=-\infty}^{\infty} \tilde{f}(k') \tilde{g}(k'') \int_{x=-\infty}^{\infty} \exp[i(k' + k'' - k)x] dk'' dk' dx \\ &\stackrel{\text{Glg. (A.84)}}{=} \frac{1}{4\pi^2} \int_{k'=-\infty}^{\infty} \int_{k''=-\infty}^{\infty} \tilde{f}(k') \tilde{g}(k'') \int_{x=-\infty}^{\infty} 2\pi \delta(k' + k'' - k) dk'' dk' \\ &\stackrel{k''=k-k'}{=} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(k') \tilde{g}(k - k') dk'. \end{aligned} \quad (\text{C.36})$$

Die Aussage

$$\tilde{h}(k) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(k') \tilde{g}(k - k') dk' \quad (\text{C.37})$$

bezeichnet man als Faltungstheorem. Der Spezialfall

$$g = \frac{f}{2} \quad (\text{C.38})$$

entspricht der kinetischen Energie. In diesem Fall erhält man

$$\tilde{h}(k) = \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(k') \tilde{f}(k - k') dk' \neq \pi \tilde{C} \tilde{f}(-k) \tilde{f}(k). \quad (\text{C.39})$$

Nun ist die Frage, ob man $\tilde{h}(k)$ oder $\tilde{f}(-k) \tilde{f}(k)$ als kinetisches Energiespektrum ansieht, wie es die Parseval-Identität Glg. (C.31) nahelegt. Man entscheidet sich für zweiteres, weil $\tilde{f}(-k) \tilde{f}(k)$ ausschließlich von Bewegungen

der Wellenzahl k abhängt, was bei $\tilde{h}(k)$ nicht der Fall ist.

C.2 Legendre-Polynome

Glg. (D.50) heißt *Legendre'sche Differenzialgleichung*. Diese lautet:

$$\frac{d}{d\mu} (\mathbf{1} - \mu^2) P'(\mu) = -\lambda P \quad (\text{C.40})$$

Man setzt für $P(\mu)$ an

$$P(\mu) = \sum_{i=0}^{\infty} U_i \mu^i, \quad (\text{C.41})$$

damit gilt

$$P'(\mu) = \sum_{i=0}^{\infty} i U_i \mu^{i-1} = \sum_{i=0}^{\infty} (i+1) U_{i+1} \mu^i, \quad (\text{C.42})$$

$$P''(\mu) = \sum_{i=0}^{\infty} i(i-1) U_i \mu^{i-2} = \sum_{i=0}^{\infty} (i+2)(i+1) U_{i+2} \mu^i. \quad (\text{C.43})$$

Setzt man dies in

$$-2\mu P'(\mu) + (\mathbf{1} - \mu^2) P''(\mu) = -\lambda P(\mu) \quad (\text{C.44})$$

ein, erhält man

$$\begin{aligned} -2 \sum_{i=0}^{\infty} i U_i \mu^i + \sum_{i=0}^{\infty} (i+2)(i+1) U_{i+2} \mu^i - \sum_{i=0}^{\infty} i(i-1) U_i \mu^i &= -\lambda \sum_{i=0}^{\infty} U_i \mu^i \\ \Leftrightarrow -2i U_i + (i+2)(i+1) U_{i+2} - i(i-1) U_i &= -\lambda U_i \\ \Leftrightarrow U_{i+2} &= U_i \frac{i(i+1) - \lambda}{(i+2)(i+1)}. \end{aligned} \quad (\text{C.45})$$

Im Allgemeinen geht dies für $i \rightarrow \infty$ nicht gegen Null, sodass P divergieren würde. Es muss also ein $n \in \mathbb{N}$ geben mit $\lambda = n(n+1)$, dies ist eine Bedingung an λ . Zusätzlich muss man $U_{n+1} = 0$ setzen. $P(\mu)$ ist also ein Polynom n -ter Ordnung in μ , wobei n beliebig ist, man schreibt für dieses Legendre-Polynom $P_n(\mu)$. Über Glg. (C.45) und eine Normierung ist $P_n(\mu)$ festgelegt. Alternativ kann man die Legendre-Polynome schreiben als

$$P_n(x) = \frac{1}{2^n n!} \frac{d^n}{dx^n} (x^2 - 1)^n, \quad (\text{C.46})$$

dies ist nun zu zeigen. Definiere

$$\delta_k := \begin{cases} 0, & k \text{ ungerade,} \\ 1, & k \text{ gerade.} \end{cases} \quad (\text{C.47})$$

Nun kann man den binomischen Lehrsatz Glg. (A.17) verwenden, um

$$(x^2 - 1)^n = \sum_{k=0}^n \binom{n}{k} x^{2k} (-1)^{n-k} = \sum_{k=0}^n \delta_k \binom{n}{k/2} x^k (-1)^{n-k/2} \quad (\text{C.48})$$

zu notieren, damit folgt für die obige Schreibweise der Legendre-Polynome Glg. (C.46) mit Glg. (A.34)

$$\begin{aligned}
 P_n(x) &= \frac{\mathbf{I}}{2^n n!} \sum_{k=0}^n \frac{(k+n)!}{k!} \binom{n}{\frac{k+n}{2}} (-\mathbf{I})^{n-\frac{k+n}{2}} \delta_{k+n} x^k \\
 &= \frac{\mathbf{I}}{2^n n!} \sum_{k=0}^n \frac{(n+k)!}{k!} \frac{n!}{\left(\frac{n+k}{2}\right)! \left(n-\frac{n+k}{2}\right)!} (-\mathbf{I})^{n-\frac{k+n}{2}} \delta_{n+k} x^k \\
 &= \frac{\mathbf{I}}{2^n} \sum_{k=0}^n \frac{(n+k)!}{k!} \frac{\mathbf{I}}{\left(\frac{n+k}{2}\right)! \left(\frac{n-k}{2}\right)!} (-\mathbf{I})^{\frac{n-k}{2}} \delta_{n+k} x^k.
 \end{aligned} \tag{C.49}$$

Für die ersten beiden Ableitungen der Legendre-Polynome folgt

$$\begin{aligned}
 P'_n(x) &= \frac{\mathbf{I}}{2^n} \sum_{k=0}^{n-1} (k+1) \frac{(n+k+1)!}{(k+1)!} \frac{\mathbf{I}}{\left(\frac{n+k+1}{2}\right)! \left(\frac{n-k-1}{2}\right)!} (-\mathbf{I})^{\frac{n-k-1}{2}} \delta_{n+k+1} x^k \\
 &= \frac{\mathbf{I}}{2^n} \sum_{k=0}^{n-1} \frac{(n+k+1)!}{k!} \frac{\mathbf{I}}{\left(\frac{n+k+1}{2}\right)! \left(\frac{n-k-1}{2}\right)!} (-\mathbf{I})^{\frac{n-k-1}{2}} \delta_{n+k+1} x^k,
 \end{aligned} \tag{C.50}$$

$$\begin{aligned}
 P''_n(x) &= \frac{\mathbf{I}}{2^n} \sum_{k=0}^{n-2} (k+1) \frac{(n+k+2)!}{(k+1)!} \frac{\mathbf{I}}{\left(\frac{n+k+2}{2}\right)! \left(\frac{n-k-2}{2}\right)!} (-\mathbf{I})^{\frac{n-k-2}{2}} \delta_{n+k+2} x^k \\
 &= \frac{\mathbf{I}}{2^n} \sum_{k=0}^{n-2} \frac{(n+k+2)!}{k!} \frac{\mathbf{I}}{\left(\frac{n+k+2}{2}\right)! \left(\frac{n-k-2}{2}\right)!} (-\mathbf{I})^{\frac{n-k-2}{2}} \delta_{n+k} x^k \\
 &= \frac{\mathbf{I}}{2^n} \sum_{k=0}^{n-2} \frac{(n+k+2)!}{k!} \frac{\mathbf{I}}{\left(\frac{n+k}{2}\right)! \left(\frac{n+k}{2}+1\right)!} \frac{\left(\frac{n-k}{2}\right)}{\left(\frac{n-k}{2}\right)!} (-\mathbf{I})^{\frac{n-k-2}{2}} \delta_{n+k} x^k \\
 &= \frac{\mathbf{I}}{2^n} \sum_{k=0}^{n-2} \frac{\mathbf{I}}{\left(\frac{n+k}{2}\right)! \left(\frac{n-k}{2}\right)!} \frac{(n+k+1)!}{k!} (n-k) (-\mathbf{I})^{\frac{n-k-2}{2}} \delta_{n+k} x^k.
 \end{aligned} \tag{C.51}$$

Nun wird gezeigt, dass die Legendre-Polynome nach Glg. (C.46) in der Tat die Legendredifferenzialgleichung (D.50) lösen:

$$\begin{aligned}
 &-2xP'_n(x) + (1-x^2)P''_n(x) \stackrel{!}{=} -n(n+1)P_n(x) \\
 \Leftrightarrow &-2x \frac{\mathbf{I}}{2^n} \sum_{k=0}^{n-1} \frac{(n+k+1)!}{k!} \frac{\mathbf{I}}{\left(\frac{n+k+1}{2}\right)! \left(\frac{n-k-1}{2}\right)!} (-\mathbf{I})^{\frac{n-k-1}{2}} \delta_{n+k+1} x^k \\
 &+ \frac{\mathbf{I}}{2^n} \sum_{k=0}^{n-2} \frac{\mathbf{I}}{\left(\frac{n+k}{2}\right)! \left(\frac{n-k}{2}\right)!} \frac{(n+k+1)!}{k!} (n-k) (-\mathbf{I})^{\frac{n-k-2}{2}} \delta_{n+k} x^k \\
 &- \frac{\mathbf{I}}{2^n} \sum_{k=0}^{n-2} \frac{(n+k+2)!}{k!} \frac{\mathbf{I}}{\left(\frac{n+k+2}{2}\right)! \left(\frac{n-k-2}{2}\right)!} (-\mathbf{I})^{\frac{n-k-2}{2}} \delta_{n+k} x^{k+2} \\
 &= -n(n+1) \frac{\mathbf{I}}{2^n} \sum_{k=0}^n \frac{(n+k)!}{k!} \frac{\mathbf{I}}{\left(\frac{n+k}{2}\right)! \left(\frac{n-k}{2}\right)!} (-\mathbf{I})^{\frac{n-k}{2}} \delta_{n+k} x^k \\
 \Leftrightarrow &-2 \sum_{k=0}^n k \frac{(n+k)!}{k!} \frac{\mathbf{I}}{\left(\frac{n+k}{2}\right)! \left(\frac{n-k}{2}\right)!} (-\mathbf{I})^{\frac{n-k}{2}} \delta_{n+k} x^k \\
 &+ \sum_{k=0}^{n-2} \frac{\mathbf{I}}{\left(\frac{n+k}{2}\right)! \left(\frac{n-k}{2}\right)!} \frac{(n+k+1)!}{k!} (n-k) (-\mathbf{I})^{\frac{n-k-2}{2}} \delta_{n+k} x^k \\
 &- \sum_{k=0}^n k(k-1) \frac{(n+k)!}{k!} \frac{\mathbf{I}}{\left(\frac{n+k}{2}\right)! \left(\frac{n-k}{2}\right)!} (-\mathbf{I})^{\frac{n-k}{2}} \delta_{n+k} x^k
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= -n(n+1) \sum_{k=0}^n \frac{(n+k)!}{k!} \frac{1}{\left(\frac{n+k}{2}\right)!} \frac{1}{\left(\frac{n-k}{2}\right)!} (-1)^{\frac{n-k}{2}} \delta_{n+k} x^k \\
&\Leftrightarrow -2 \sum_{k=0}^n k \frac{(n+k)!}{k!} \frac{1}{\left(\frac{n+k}{2}\right)!} \frac{1}{\left(\frac{n-k}{2}\right)!} (-1)^{\frac{n-k}{2}} \delta_{n+k} x^k \\
&\quad - \sum_{k=0}^{n-2} \frac{1}{\left(\frac{n+k}{2}\right)! \left(\frac{n-k}{2}\right)!} \frac{(n+k)!}{k!} (n+k+1)(n-k) (-1)^{\frac{n-k}{2}} \delta_{n+k} x^k \\
&\quad - \sum_{k=0}^n k(k-1) \frac{(n+k)!}{k!} \frac{1}{\left(\frac{n+k}{2}\right)!} \frac{1}{\left(\frac{n-k}{2}\right)!} (-1)^{\frac{n-k}{2}} \delta_{n+k} x^k \\
&= -n(n+1) \sum_{k=0}^n \frac{(n+k)!}{k!} \frac{1}{\left(\frac{n+k}{2}\right)!} \frac{1}{\left(\frac{n-k}{2}\right)!} (-1)^{\frac{n-k}{2}} \delta_{n+k} x^k
\end{aligned} \tag{C.52}$$

Man zeigt die Gleichheit der Koeffizienten der drei Polynome. Von $k=0$ bis $k=n-2$ bedeutet dies

$$2k + n^2 - nk + kn - k^2 + n - k + k^2 - k \stackrel{!}{=} n^2 + n, \tag{C.53}$$

was stimmt. Für $k=n-1$ gilt

$$\delta_{n+k} = 0, \tag{C.54}$$

und für $k=n$ gilt

$$-2n - n(n-1) \stackrel{!}{=} -n(n+1), \tag{C.55}$$

was ebenfalls stimmt. Nun wird die Normierung der Legendre-Polynome auf der für dieses Problem relevanten Menge $[-1, 1]$ bestimmt.

$$\begin{aligned}
\int_{-1}^1 P_n^2(x) dx &= \frac{1}{2^{2n} n!^2} \int_{-1}^1 \frac{d^n}{dx^n} (x^2-1)^n \frac{d^n}{dx^n} (x^2-1)^n dx \\
&\stackrel{n\text{-fache p.I.}}{=} \frac{1}{2^{2n} n!^2} (-1)^n \int_{-1}^1 (x^2-1)^n \frac{d^{2n}}{dx^{2n}} (x^2-1)^n dx \\
&= \frac{1}{2^{2n} n!^2} (-1)^n (2n)! \int_{-1}^1 (x^2-1)^n dx
\end{aligned} \tag{C.56}$$

Es gilt weiter

$$\begin{aligned}
\int_{-1}^1 (x^2-1)^n dx &= \int_{-1}^1 (x+1)^n (x-1)^n dx \stackrel{n\text{-fache p.I.}}{=} (-1)^n \int_{-1}^1 \frac{n! (x+1)^{2n}}{(2n)!} n! dx \\
&= (-1)^n \frac{n!^2}{(2n)!} \int_{-1}^1 (x+1)^{2n} dx = (-1)^n \frac{n!^2}{(2n)!} \left[\frac{(x+1)^{2n+1}}{2n+1} \right],
\end{aligned} \tag{C.57}$$

damit folgt

$$\int_{-1}^1 P_n^2(x) dx = \frac{1}{2^{2n} n!^2} (-1)^n (2n)! \frac{1}{(2n)!} (-1)^n n!^2 \frac{2^{2n+1}}{2n+1} = \frac{2}{2n+1}. \tag{C.58}$$

Nun wird die Orthogonalität der Legendre-Polynome gezeigt, seien $n, m \in \mathbb{N}$ mit $n \neq m$, dann gilt

$$\frac{d}{dx} \left[(1-x^2) \frac{d}{dx} \right] P_n(x) = -n(n+1) P_n(x) \tag{C.59}$$

und analog für m . Man rechnet

$$\int_{-1}^1 P_m(x) \frac{d}{dx} \left[(1-x^2) \frac{d}{dx} \right] P_n(x) dx = - \int_{-1}^{(1)} P'_m(x) (1-x^2) P'_n(x) dx \tag{C.60}$$

sowie

$$\int_{-1}^1 P_n(x) \frac{d}{dx} \left[(1-x^2) \frac{d}{dx} \right] P_m(x) dx = - \int_{-1}^1 P'_n(x) (1-x^2) P'_m(x) dx, \quad (\text{C.61})$$

außerdem gelten

$$\int_{-1}^1 P_m(x) \frac{d}{dx} \left[(1-x^2) \frac{d}{dx} \right] P_n(x) dx = -n(n+1) \int_{-1}^1 P_m(x) P_n(x) dx, \quad (\text{C.62})$$

$$\int_{-1}^{(1)} P_n(x) \frac{d}{dx} \left[(1-x^2) \frac{d}{dx} \right] P_m(x) dx = -m(m+1) \int_{-1}^1 P_n(x) P_m(x) dx. \quad (\text{C.63})$$

Damit ist

$$-n(n+1) \int_{-1}^1 P_m(x) P_n(x) dx = -m(m+1) \int_{-1}^{(1)} P_n(x) P_m(x) dx \quad (\text{C.64})$$

und wegen $n \neq m$ ist

$$\int_{-1}^1 P_n(x) P_m(x) dx = 0. \quad (\text{C.65})$$

Damit ist zusammengefasst

$$\int_{-1}^1 P_n(x) P_m(x) dx = \frac{2}{2n+1} \delta_{mn}. \quad (\text{C.66})$$

Nun soll

$$(2l+1)xP_l(x) = (l+1)P_{l+1}(x) + lP_{l-1}(x) \quad (\text{C.67})$$

gezeigt werden. Zunächst macht man sich klar, dass auf der linken wie auf der rechten Seite des Gleichheitszeichens Polynome vom Grad $l+1$ stehen mit jeweils nur geraden oder ungeraden Potenzen. Man schreibt

$$P_l(x) = \frac{1}{2^l} \frac{d^l}{dx^l} \sum_{k=0}^l \frac{1}{k!(l-k)!} x^{2k} (-1)^{l-k} = \frac{1}{2^l} \sum_{k=\left(\frac{l}{2}\right)_+}^l \frac{1}{k!(l-k)!} \frac{(2k)!}{(2k-l)!} x^{2k-l} (-1)^{l-k}, \quad (\text{C.68})$$

dabei ist $\left(\frac{l}{2}\right)_+$ die kleinste natürliche Zahl $\geq \frac{l}{2}$. Daraus folgen

$$(2l+1)xP_l(x) = \frac{2l+1}{2^l} \sum_{k=\left(\frac{l}{2}\right)_+}^l \frac{1}{k!(l-k)!} \frac{(2k)!}{(2k-l)!} x^{2k-l+1} (-1)^{l-k}, \quad (\text{C.69})$$

$$(l+1)P_{l+1}(x) = -\frac{1}{2^{l+1}} \sum_{k=\left(\frac{l+1}{2}\right)_+}^{l+1} \frac{l+1}{k!(l+1-k)!} \frac{(2k)!}{(2k-l-1)!} x^{2k-l-1} (-1)^{l-k} \quad (\text{C.70})$$

$$= \frac{l+1}{2^l} \sum_{k=\left(\frac{l+1}{2}\right)_+}^l \frac{(2k+1)}{k!(l-k)!} \frac{(2k)!}{(2k-l+1)!} x^{2k-l+1} (-1)^{l-k} \quad (\text{C.71})$$

$$P_{l-1}(x) = -\frac{2l}{2^l} \sum_{k=\left(\frac{l-1}{2}\right)_+}^{l-1} \frac{1}{k!(l-1-k)!} \frac{(2k)!}{(2k-l+1)!} x^{2k-l+1} (-1)^{l-k}. \quad (\text{C.72})$$

Zwei Polynome sind genau dann gleich, wenn all ihre Koeffizienten gleich sind.

$$\begin{aligned} 4kl - 2l^2 + l + 2k + 1 &= 4kl + l + 2k + 1 - 2l^2 \\ \Leftrightarrow (2l + 1)(2k - l + 1) &= (l + 1)(2k + 1) - (l - k)2l \end{aligned} \quad (\text{C.73})$$

$$\begin{aligned} \Leftrightarrow \frac{2l + 1}{l - k} \frac{2k - l + 1}{2k - l + 1} &= \frac{l + 1}{l - k} \frac{2k + 1}{2k - l + 1} - \frac{l - k}{l - k} \frac{2l}{2k - l + 1} \\ \Leftrightarrow \frac{2l + 1}{l - k} &= \frac{l + 1}{l - k} \frac{2k + 1}{2k - l + 1} - \frac{2l}{2k - l + 1} \end{aligned} \quad (\text{C.74})$$

Nun müssen noch die unteren und die oberen Grenzen der Summen untersucht werden. Für $k = l$ erhält man

$$2l + 1 = (l + 1) \frac{2l + 1}{2l - l + 1}. \quad (\text{C.75})$$

Bei der unteren Grenze muss man eine Fallunterscheidung machen. Ist l gerade, ist alles gezeigt. Für l ungerade rechnet man

$$(l + 1) \frac{l}{l - \frac{l-1}{2}} - 2l = 0. \quad (\text{C.76})$$

Für $l = 0$ gilt die Aussage ebenfalls. Damit ist Glg. (C.67) gezeigt. Aus dieser Gleichung folgt weiter

$$\cos(\theta) P_l(\cos(\theta)) = \frac{l + 1}{2l + 1} P_{l+1}(\cos(\theta)) + \frac{l}{2l + 1} P_{l-1}(\cos(\theta)). \quad (\text{C.77})$$

Nun soll noch die Lösung von Glg. (D.48) für $m \neq 0$ besprochen werden. Diese DGL lautete

$$\frac{d}{d\mu} (1 - \mu^2) P'(\mu) = P\left(-\lambda + \frac{m^2}{1 - \mu^2}\right). \quad (\text{C.78})$$

Mit dem Ansatz

$$P(\mu) = (1 - \mu^2)^{m/2} T(\mu) \quad (\text{C.79})$$

erhält man

$$P'(\mu) = -\mu m (1 - \mu^2)^{m/2-1} T(\mu) + (1 - \mu^2)^{m/2} T'(\mu), \quad (\text{C.80})$$

$$(1 - \mu^2) P'(\mu) = -\mu m (1 - \mu^2)^{m/2} T(\mu) + (1 - \mu^2)^{m/2+1} T'(\mu). \quad (\text{C.81})$$

Setzt man dies in Glg. (C.78) ein, erhält man

$$\begin{aligned} -m (1 - \mu^2)^{m/2} T(\mu) + \mu^2 m^2 (1 - \mu^2)^{m/2-1} T(\mu) - 2\mu (m + 1) (1 - \mu^2)^{m/2} T'(\mu) \\ + (1 - \mu^2)^{m/2+1} T''(\mu) &= -\lambda (1 - \mu^2)^{m/2} T(\mu) + m^2 (1 - \mu^2)^{m/2-1} T(\mu) \\ \Leftrightarrow -m T(\mu) + \mu^2 m^2 (1 - \mu^2)^{-1} T(\mu) - 2\mu (m + 1) T'(\mu) + (1 - \mu^2) T''(\mu) \\ &= -\lambda T(\mu) + m^2 (1 - \mu^2)^{-1} T(\mu) \\ \Leftrightarrow (1 - \mu^2) T''(\mu) - 2\mu (m + 1) T'(\mu) &= \left(-\lambda + m + m^2 \frac{1 - \mu^2}{1 - \mu^2}\right) T(\mu) \\ \Leftrightarrow (1 - \mu^2) T''(\mu) - 2\mu (m + 1) T'(\mu) &= (-\lambda + m(m + 1)) T(\mu). \end{aligned} \quad (\text{C.82})$$

Es wird wieder ein Potenzreihenansatz

$$T(\mu) = \sum_{i=0}^{\infty} a_i \mu^i \quad (\text{C.83})$$

gemacht. Man benötigt folgende Schreibweisen für die ersten beiden Ableitungen:

$$T'(\mu) = \sum_{i=1}^{\infty} i a_i \mu^{i-1} \quad (\text{C.84})$$

$$T''(\mu) = \sum_{i=0}^{\infty} (i+2)(i+1) a_{i+2} \mu^i \quad (\text{C.85})$$

$$T''(\mu) = \sum_{i=2}^{\infty} i(i-1) a_i \mu^{i-2} \quad (\text{C.86})$$

Setzt man dies in Glg. (C.82) ein, erhält man wieder eine Rekursionsformel:

$$\begin{aligned} (i+2)(i+1) a_{i+2} - i(i-1) a_i - 2(m+1) i a_i &= (-\lambda + m(m+1)) a_i \\ \Leftrightarrow a_{i+2} &= a_i \frac{-\lambda + (m+2i)(m+1) + i(i-1)}{(i+2)(i+1)} = a_i \frac{-\lambda + (i+m+1)(i+m)}{(i+2)(i+1)} \end{aligned} \quad (\text{C.87})$$

Da dies für hohe i nicht gegen Null geht, muss dies irgendwo abbrechen. Es muss also ein $I \in \mathbb{N}$ geben mit

$$\lambda = (I+m+1)(I+m). \quad (\text{C.88})$$

λ ist als Produkt zweier ganzer Zahlen ebenfalls eine ganze Zahl, außerdem ist λ nicht negativ, da die beiden Faktoren keine unterschiedlichen Vorzeichen haben können. Es gibt also ein $l \in \mathbb{N}$ mit

$$\lambda = l(l+1). \quad (\text{C.89})$$

Damit ist

$$l = I + m. \quad (\text{C.90})$$

Da gilt $l, I \geq 0$, ist $m \leq l$. Da $m < -l$ auf die gleiche DGL führt wie $-m > l$ und hierfür keine Lösungen existieren, existieren auch keine Lösungen für $m < -l$. Man hat also

$$\lambda = l(l+1), \quad l = 0, 1, 2, 3, \dots, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm l. \quad (\text{C.91})$$

Durch Vergleich mit Glg. (C.79) sieht man, dass $m+I=l$ auch der Grad von $P(\mu)$ ist. Die Lösungen $T = T_{l,m}$ sind also festgelegt durch zwei natürliche Zahlen l, m .

Nun soll noch eine geschlossene Form für die $T_{l,m}$ hergeleitet werden. Die $T_{l,m}$ erfüllen die DGL

$$\frac{d}{d\mu} (\mu - \mu^2) T'_{l,m}(\mu) = 2\mu m T'_{l,m}(\mu) + (m(m+1) - \lambda) T_{l,m}(\mu). \quad (\text{C.92})$$

Für $m = 0$ sind die Lösungen die bekannten Legendre-Polynome $P_l(\mu)$ Glg. (C.46). Ist die Lösung $T_{l,m}(\mu)$ bekannt und ist $m < l$, so folgt die Lösung $T_{l,m+1}(\mu)$ durch

$$T_{l,m+1}(\mu) = \frac{d}{d\mu} T_{l,m}(\mu). \quad (\text{C.93})$$

Um dies zu zeigen leitet man zunächst Glg. (C.92) ab:

$$\begin{aligned} -2T'_{l,m}(\mu) - 4\mu T''_{l,m}(\mu) + (\mu - \mu^2) T'''_{l,m}(\mu) &= 2mT'_{l,m}(\mu) + 2\mu m T''_{l,m}(\mu) + (m(m+1) - \lambda) T'_{l,m}(\mu) \\ \Leftrightarrow -2\mu T''_{l,m}(\mu) + (\mu - \mu^2) T'''_{l,m}(\mu) & \\ = 2(\mu + m) T'_{l,m}(\mu) + (m(m+1) - \lambda) T'_{l,m}(\mu) + 2\mu(\mu + m) T''_{l,m}(\mu) & \end{aligned} \quad (\text{C.94})$$

Indem man $T_{l,m+1} = T'_{l,m}$ einsetzt, folgt

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\mu} (1 - \mu^2) T'_{l,m+1}(\mu) &= \frac{d}{d\mu} (1 - \mu^2) \frac{d}{d\mu} T'_{l,m}(\mu) \\ &= -2\mu T''_{l,m}(\mu) + (1 - \mu^2) T'''_{l,m}(\mu) = 2(1 + m) T'_{l,m}(\mu) + (m(m+1) - l) T'_{l,m}(\mu) + 2\mu(1 + m) T''_{l,m}(\mu) \\ &= 2\mu(m+1) T'_{l,m+1}(\mu) + ((m+1)(m+2) - l) T_{l,m+1}(\mu). \end{aligned} \quad (\text{C.95})$$

Die Lösung $T_{l,m}(\mu)$ ist also die m -te Ableitung des n -ten Legendre-Polynoms

$$T_{l,m}(\mu) = \frac{d^m}{d\mu^m} P_l(\mu). \quad (\text{C.96})$$

Die vollständigen Lösungen $P_{l,m}$ von Glg. (C.78) werden als *assoziierte Legendre-Funktion* bezeichnet:

$$P_{l,m}(x) = (-1)^m (1 - x^2)^{m/2} \frac{d^m}{dx^m} P_l(x) = \frac{(-1)^m}{2^l l!} (1 - x^2)^{m/2} \frac{d^{l+m}}{dx^{l+m}} (x^2 - 1)^l. \quad (\text{C.97})$$

Diese sind für ungerade m keine Polynome mehr und reduzieren sich für $m = 0$ auf die Legendre-Polynome Glg. (C.46). Es gilt

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} P_{l,m}(x) &= -mx(-1)^m (1 - x^2)^{\frac{m-2}{2}} \frac{d^m}{dx^m} P_l(x) + (-1)^m (1 - x^2)^{m/2} \frac{d^{m+1}}{dx^{m+1}} P_l(x) \\ &= -\frac{mx}{1 - x^2} P_{l,m}(x) - \frac{1}{\sqrt{1 - x^2}} P_{l,m+1}(x). \end{aligned} \quad (\text{C.98})$$

Aus Glg. (C.118) folgt

$$\begin{aligned} \frac{d^n}{dx^n} (xf(x)) &= xf^{(n)} + nf^{(n-1)} \\ \Leftrightarrow xf^{(n)} &= \frac{d^n}{dx^n} (xf(x)) - nf^{(n-1)}. \end{aligned} \quad (\text{C.99})$$

Außerdem gilt mit Glg. (C.77)

$$P_l = \frac{2l+3}{l+1} x P_{l+1} - \frac{l+2}{l+1} P_{l+2}. \quad (\text{C.100})$$

Somit erhält man

$$\begin{aligned} P_{l,m}(x) &= (-1)^m (1 - x^2)^{m/2} \frac{d^m}{dx^m} P_l(x) = \frac{(-1)^m}{l+1} (1 - x^2)^{m/2} \frac{d^m}{dx^m} [(2l+3) x P_{l+1}(x) - (l+2) P_{l+2}(x)], \\ &= x \frac{(-1)^m (2l+3)}{l+1} (1 - x^2)^{m/2} \frac{d^m}{dx^m} P_{l+1}(x) + m \frac{(-1)^m (2l+3)}{l+1} (1 - x^2)^{m/2} \frac{d^{m-1}}{dx^{m-1}} P_{l+1}(x) \\ &\quad - \frac{(-1)^m (l+2)}{l+1} (1 - x^2)^{m/2} \frac{d^m}{dx^m} P_{l+2}(x) \\ &= \frac{2l+3}{l+1} x P_{l+1,m} - m \frac{2l+3}{l+1} \sqrt{1 - x^2} P_{l+1,m-1} - \frac{l+2}{l+1} P_{l+2,m} \\ \Rightarrow x P_{l+1,m} &= \frac{l+1}{2l+3} P_{l,m} + m \sqrt{1 - x^2} P_{l+1,m-1} + \frac{l+2}{2l+3} P_{l+2,m} \\ \Rightarrow x P_{l,m} &= \frac{l}{2l+1} P_{l-1,m} + m \sqrt{1 - x^2} P_{l,m-1} + \frac{l+1}{2l+1} P_{l+1,m}. \end{aligned} \quad (\text{C.101})$$

Es gilt

$$P_{l,m-1}(x) = (-1)^{m-1} \frac{1}{2^l l!} (1 - x^2)^{\frac{m-1}{2}} \frac{d^{l+m-1}}{dx^{l+m-1}} (x^2 - 1)^l. \quad (\text{C.102})$$

Weiterhin ist

$$\begin{aligned}
 \frac{d^{l+m+1}}{dx^{l+m+1}} (x^2 - 1)^{l+1} &= \frac{d^{l+m}}{dx^{l+m}} 2(l+1)x(x^2 - 1)^l \\
 &= \frac{d^{l+m-1}}{dx^{l+m-1}} \left[2(l+1)(x^2 - 1)^l + 4x^2 l(l+1)(x^2 - 1)^{l-1} \right] \\
 &= \frac{d^{l+m-1}}{dx^{l+m-1}} \left[2(l+1)(x^2 - 1)^l + 4l(l+1)(x^2 - 1)^l + 4l(l+1)(x^2 - 1)^{l-1} \right] \\
 &= 2(1+2l)(l+1) \frac{d^{l+m-1}}{dx^{l+m-1}} \left[(x^2 - 1)^l + 4l(l+1)(x^2 - 1)^{l-1} \right]. \tag{C.103}
 \end{aligned}$$

Es gilt also

$$\frac{d^{l+m-1}}{dx^{l+m-1}} (x^2 - 1)^l = \frac{1}{2(1+2l)(l+1)} \frac{d^{l+m+1}}{dx^{l+m+1}} (x^2 - 1)^{l+1} - \frac{2l}{(2l+1)} \frac{d^{l+m-1}}{dx^{l+m-1}} (x^2 - 1)^{l-1}. \tag{C.104}$$

Damit folgt

$$\begin{aligned}
 (-)^{m-1} \frac{1}{2^l l!} (1-x^2)^{\frac{m-1}{2}} \frac{d^{l+m-1}}{dx^{l+m-1}} (x^2 - 1)^l &= (-)^{m-1} \frac{1}{2^{l+1}(l+1)!} (1-x^2)^{\frac{m-1}{2}} \frac{1}{(1+2l)} \frac{d^{l+m+1}}{dx^{l+m+1}} (x^2 - 1)^{l+1} \\
 - \frac{1}{2l+1} (-)^{m-1} \frac{1}{2^{l-1}(l-1)!} (1-x^2)^{\frac{m-1}{2}} \frac{d^{l+m-1}}{dx^{l+m-1}} (x^2 - 1)^{l-1}. \tag{C.105}
 \end{aligned}$$

Somit erhält man

$$\sqrt{1-x^2} P_{l,m-1} = -\frac{1}{2l+1} P_{l+1,m} + \frac{1}{2l+1} P_{l-1,m}. \tag{C.106}$$

Es folgt

$$x P_{l,m} = \frac{l+m}{2l+1} P_{l-1,m} + \frac{l+1-m}{2l+1} P_{l+1,m}. \tag{C.107}$$

Hiermit und mit Glg. (C.101) folgt

$$\begin{aligned}
 \frac{l+m}{2l+1} P_{l-1,m} + \frac{l+1-m}{2l+1} P_{l+1,m} &= \frac{l}{2l+1} P_{l-1,m} + m \sqrt{1-x^2} P_{l,m-1} + \frac{l+1}{2l+1} P_{l+1,m} \\
 \Rightarrow \sqrt{1-x^2} P_{l,m-1} &= \frac{1}{2l+1} P_{l-1,m} - \frac{1}{2l+1} P_{l+1,m} \\
 \Rightarrow \sqrt{1-x^2} P_{l,m} &= \frac{1}{2l+1} P_{l-1,m+1} - \frac{1}{2l+1} P_{l+1,m+1}. \tag{C.108}
 \end{aligned}$$

Die Normierung der Legendre-Funktionen ergibt sich zu

$$\begin{aligned}
 \int_{-1}^1 P_{l,m}(x)^2 dx &= \frac{1}{2^l l!^2} \int_{-1}^{(1)} (1-x^2)^m \frac{d^{l+m}}{dx^{l+m}} (1-x^2)^l \frac{d^{l+m}}{dx^{l+m}} (1-x^2)^l dx \\
 &\stackrel{m+l\text{-fache p.I.}}{=} \frac{1}{2^l l!^2} (-1)^{m+l} (-1)^{m+l} (m+l)! \frac{(2l)!}{(l-m)!} \int_{-1}^1 (1-x^2)^l dx \\
 &= \frac{1}{2^l l!^2} \frac{(m+l)!}{(l-m)!} (2l)! \int_{-1}^1 (1+x)^l (1-x)^l dx \\
 &\stackrel{l\text{-fache p.I.}}{=} \frac{1}{2^l l!^2} \frac{(m+l)!}{(l-m)!} (2l)! \frac{l!}{(2l)!} \int_{-1}^1 (1+x)^{2l} dx \\
 &= \frac{1}{2^l} \frac{(m+l)!}{(l-m)!} \frac{2^{2l+1}}{2l+1} = \frac{2}{2l+1} \frac{(l+m)!}{(l-m)!}. \tag{C.109}
 \end{aligned}$$

Des Weiteren gilt für $l \neq l'$ (o. B. d. A. kann man $l < l'$ annehmen):

$$\int_{-1}^1 P_{l,m}(x) P_{l',m}(x) dx \propto \int_{-1}^1 (1-x^2)^m \frac{d^{l+m}}{dx^{l+m}} (1-x^2)^l \frac{d^{l'+m}}{dx^{l'+m}} (1-x^2)^{l'} dx. \quad (\text{C.110})$$

Dies erhält man durch $m+l$ -fache partielle Integration, bei der $(1-x^2)^m \frac{d^{l+m}}{dx^{l+m}}$ abgeleitet und $\frac{d^{l'+m}}{dx^{l'+m}} (1-x^2)^{l'}$ integriert wird

$$\int_{-1}^1 P_{l,m}(x) P_{l',m}(x) dx \propto \int_{-1}^1 \frac{d^{l'-l}}{dx^{l'-l}} (1-x^2)^{l'} dx = 0. \quad (\text{C.111})$$

Dabei entfällt bei jedem Integrationsschritt der Term ohne Integral, da dieser an den Rändern ± 1 ausgewertet wird und dort immer Terme $\propto (1-x^2)$ als Faktoren auftreten. Es gilt also

$$\int_{-1}^1 P_{l,m}(x) P_{l',m}(x) dx = \frac{2}{2l+1} \frac{(l+m)!}{(l-m)!} \delta_{l,l'}. \quad (\text{C.112})$$

C.3 Hermite-Polynome

Die *Hermite-Polynome* werden definiert durch ihre Rodrigues-Formel

$$H_n(x) := (-1)^n e^{x^2} \frac{d^n}{dx^n} e^{-x^2}. \quad (\text{C.113})$$

Setzt man in Glg. (4.69) $\tilde{E} - 1 = 2n$ ein, erhält man die *Hermite'sche Differenzialgleichung*

$$P_n'' - 2xP_n' + 2nP_n = 0. \quad (\text{C.114})$$

Nun soll gezeigt werden, dass die Hermite-Polynome nach Glg. (C.113) diese DGL lösen und somit auch die Rekursionsformel Glg. (4.77) erfüllen. Es gelten ja

$$\frac{dH_n}{dx}(x) = (-1)^n e^{x^2} \left[2x \frac{d^n}{dx^n} e^{-x^2} + \frac{d^{n+1}}{dx^{n+1}} e^{-x^2} \right], \quad (\text{C.115})$$

$$\frac{d^2 H_n}{dx^2}(x) = (-1)^n e^{x^2} \left[4x^2 \frac{d^n}{dx^n} e^{-x^2} + 4x \frac{d^{n+1}}{dx^{n+1}} e^{-x^2} + \frac{d^{n+2}}{dx^{n+2}} e^{-x^2} + 2 \frac{d^n}{dx^n} e^{-x^2} \right]. \quad (\text{C.116})$$

Setzt man all dies in die linke Seite der Hermite'schen DGL ein, erhält man

$$\begin{aligned} & \left(\frac{d^n}{dx^n} e^{-x^2} \right) [2 + 2n] + \left(\frac{d^{n+1}}{dx^{n+1}} e^{-x^2} \right) [-2x + 4x] + \left(\frac{d^{n+2}}{dx^{n+2}} e^{-x^2} \right) = 0 \\ & \Leftrightarrow \left[2(1+n) \frac{d^n}{dx^n} + 2x \frac{d^{n+1}}{dx^{n+1}} + \frac{d^{n+2}}{dx^{n+2}} \right] \exp(-x^2) = 0. \end{aligned} \quad (\text{C.117})$$

Dies ist für $n = 0$ wahr. Durch Differenzieren der Gleichung nach x erhält man die gleiche Aussage für $n+1$. Die Hermite-Polynome lösen somit die Hermite'sche Differenzialgleichung, man kann $P_n(x) = H_n(x)$ setzen. Weiterhin macht man sich klar, dass gilt

$$\begin{aligned} \frac{d^n}{dx^n} (f(x) g(x)) &= \frac{d^{n-1}}{dx^{n-1}} [f'g + fg'] = \frac{d^{n-2}}{dx^{n-2}} [f''g + 2f'g' + fg''] \\ &= \sum_{k=0}^n \binom{n}{k} f^{(k)} g^{(n-k)} \end{aligned} \quad (\text{C.118})$$

für $n \in \mathbb{N}$ und $f, g : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$, n -fach differenzierbar. Formal kann man dies über eine vollständige Induktion zeigen. Für $n = 0$ ist die Aussage richtig. Die Aussage gelte für ein $n \in \mathbb{N}$. Dann gilt

$$\begin{aligned} \frac{d^{n+1}}{dx^{n+1}}(fg) &= \frac{d}{dx} \left(\frac{d^n}{dx^n}(fg) \right) = \frac{d}{dx} \sum_{k=0}^n \binom{n}{k} f^{(k)} g^{(n-k)} \\ &= \sum_{k=0}^n \binom{n}{k} \left[f^{(k+1)} g^{(n-k)} + f^{(k)} g^{(n+1-k)} \right], \end{aligned} \quad (\text{C.119})$$

der Rest folgt analog zum Beweis des binomischen Lehrsatzes Glg. (A.17). Dies kann man verwenden, um

$$\begin{aligned} H'_n(x) &= 2x(-)^n e^{x^2} \frac{d^n}{dx^n} e^{-x^2} + (-)^n e^{x^2} \frac{d^{n+1}}{dx^{n+1}} e^{-x^2} \\ &= 2x(-)^n e^{x^2} \frac{d^n}{dx^n} e^{-x^2} + (-)^n e^{x^2} \frac{d^n}{dx^n} (-2xe^{-x^2}) \end{aligned} \quad (\text{C.120})$$

zu vereinfachen. Im zweiten Summanden setze in Termen von Glg. (C.118) $f = -2x$ und $g = e^{-x^2}$, dann spielen in der Summe nur die Terme mit $k = 0$ und $k = 1$ eine Rolle, also

$$\frac{d^n}{dx^n} (-2xe^{-x^2}) = -2x \frac{d^n}{dx^n} e^{-x^2} - 2n \frac{d^{n-1}}{dx^{n-1}} e^{-x^2}. \quad (\text{C.121})$$

Es gilt somit

$$H'_n(x) = 2nH_{n-1}(x). \quad (\text{C.122})$$

Damit ist unmittelbar klar, dass gilt

$$H'_n = 2xH_n - H_{n+1} \Leftrightarrow nH_{n-1} + \frac{H_{n+1}}{2} = xH_n. \quad (\text{C.123})$$

Der Koeffizient C_n vor der höchsten Potenz ist $C_n = 2^n$, wie man leicht einsehen kann. Für die Normierung der Hermite-Polynome gilt

$$\int_{-\infty}^{\infty} H_n^2(x) e^{-x^2} dx = \sqrt{\pi} 2^n n!. \quad (\text{C.124})$$

Um dies zu zeigen, mache man sich zunächst klar, dass gilt

$$\int_{-\infty}^{\infty} H_n(x) H_m(x) e^{-x^2} dx = 0, \quad (\text{C.125})$$

für $n \neq m$, da in diesem Fall $H_n(x) \exp(-\frac{x^2}{2})$ und $H_m(x) \exp(-\frac{x^2}{2})$ zwei Eigenfunktionen eines Hermite'schen Operators zu unterschiedlichen Eigenwerten sind, und daher orthogonal.

Nun kann man die Aussage über vollständige Induktion zeigen. Für $n = 0$ ist $H_0 = 1$, also gilt

$$\int_{-\infty}^{\infty} H_0^2(x) e^{-x^2} dx = \sqrt{\pi}. \quad (\text{C.126})$$

Für $n = 1$ ist $H_1(x) = -2x$, also gilt

$$\int_{-\infty}^{\infty} H_1^2 e^{-x^2} dx = 4 \int_{-\infty}^{\infty} x^2 e^{-x^2} dx = 2 \int_{-\infty}^{\infty} e^{-x^2} dx = 2\sqrt{\pi}. \quad (\text{C.127})$$

Für $n = 0$ und $n = 1$ stimmt die Aussage also. Nun gelte die Aussage für ein n bereits und auch für $n - 1$. Dann

folgt mit den Glg.en (C.122) und (C.123) auch

$$\begin{aligned}
 \int_{-\infty}^{\infty} H_{n+1}^2 e^{-x^2} dx &= 4 \int_{-\infty}^{\infty} [x^2 H_n^2 + n^2 H_{n-1}^2 - 2xn H_{n-1} H_n] e^{-x^2} dx \\
 &= 4n^2 \sqrt{\pi} 2^{n-1} (n-1)! + 4 \int_{-\infty}^{\infty} x^2 H_n^2 e^{-x^2} dx - 4n \int_{-\infty}^{\infty} [H'_{n-1} H_n + H_{n-1} H'_n] e^{-x^2} dx \\
 &= 2n \sqrt{\pi} 2^n n! + 2 \int_{-\infty}^{\infty} [2x H'_n H_n + H_n^2] e^{-x^2} dx - 8n^2 \sqrt{\pi} 2^{n-1} (n-1)! \\
 &= (2n - 4n) \sqrt{\pi} 2^n n! + 2 \int_{-\infty}^{\infty} H_n^2 e^{-x^2} dx + 2 \sqrt{\pi} 2^n n! \\
 &= \sqrt{\pi} 2^n n! (2n) + 2 \sqrt{\pi} 2^n n! = \sqrt{\pi} 2^{n+1} (n+1)!.
 \end{aligned} \tag{C.128}$$

Also gilt die Aussage auch für $n+1$ und somit für alle $n \in \mathbb{N}$.

C.4 Laguerre-Polynome

Die Laguerre'sche Differenzialgleichung lautet

$$xP'' + (k+1-x)P' + nP = 0 \tag{C.129}$$

für $k \in \mathbb{N}$. Es wird für $P(x)$ ein Potenzreihenansatz gemacht,

$$P(x) = \sum_{i=0}^{\infty} a_i x^i. \tag{C.130}$$

Damit folgen

$$P'(x) = \sum_{i=0}^{\infty} i a_i x^{i-1} = \sum_{i=0}^{\infty} (i+1) a_{i+1} x^i, \tag{C.131}$$

$$P''(x) = \sum_{i=0}^{\infty} i(i+1) a_{i+1} x^{i-1}. \tag{C.132}$$

Setzt man dies ein, erhält man

$$i(i+1) a_{i+1} + (k+1)(i+1) a_{i+1} - i a_i + n a_i = 0 \Leftrightarrow a_{i+1} = a_i \frac{i-n}{(i+1)(i+k+1)}. \tag{C.133}$$

Der Faktor $\frac{i-n}{(i+1)(i+k+1)}$ geht für hohe i wie $1/i$ gegen Null, die Rekursion muss folglich abbrechen. Also muss $n \in \mathbb{N}$ sein. n ist der Grad des Polynoms P . Die Polynome

$$L_{n,k}(x) := \sum_{i=0}^n \binom{n+k}{n-i} \frac{(-)^{(i)}}{i!} x^{(i)}. \tag{C.134}$$

lösen Glg. (C.129) ebenfalls, um dies zu zeigen, überprüft man ihre Rekursionsbeziehung. Zunächst sind sie Polynome vom Grad n . Der Koeffizient vor der höchsten Potenz von x ist $\frac{(-)^n}{n!}$, dies impliziert eine Normierung. Es gilt

$$\begin{aligned}
 a_i &= \frac{(n+k)!}{(n-i)!(k+i)!i!} (-)^{(i)} \\
 \Leftrightarrow \frac{a_{i+1}}{a_i} &= - \frac{(n-i)!(k+i)!i!}{(n-i-1)!(k+i+1)!(i+1)!} = \frac{i-n}{(k+1+i)(i+1)}.
 \end{aligned} \tag{C.135}$$

Daher kann man Glg. (C.134) als Definition der Laguerre-Polynome ansehen. All dies kann man mit

$$n \rightarrow n_r, \quad k \rightarrow 2l+1 \tag{C.136}$$

umschreiben zu

$$L_{n_r, 2l+1}(x) := \sum_{i=0}^{n_r} \binom{n_r + 2l + 1}{n_r - i} \frac{(-)^{(i)}}{i!} x^{(i)} \quad (\text{C.137})$$

und

$$xL''_{n_r, 2l+1} + (2l + 2 - x)L'_{n_r, 2l+1} + n_r L_{n_r, 2l+1} = 0. \quad (\text{C.138})$$

Dies ist die in Abschn. 4.8 verwandte Formulierung. Die Rodrigues-Formel der Laguerre-Polynome lautet

$$P_{n,k}(x) = \frac{e^x}{n!x^k} \frac{d^n}{dx^n} [e^{-x} x^{n+k}]. \quad (\text{C.139})$$

Dass dies Polynome vom Grad n sind, sieht man sofort. Der Koeffizient vor x^n ist $\frac{(-)^n}{n!}$. Für $l \in \mathbb{N}$ mit $l \leq n$ gilt

$$\frac{d^l}{dx^l} x^{n+k} = \frac{(n+k)!}{(n+k-l)!} x^{n+k-l} \quad (\text{C.140})$$

Daraus folgt

$$\frac{d^n}{dx^n} [e^{-x} x^{n+k}] = \sum_{i=0}^n (-)^i e^{-x} \binom{n}{i} \frac{(n+k)!}{(k+i)!} x^{k+i} = \sum_{i=0}^n (-)^i e^{-x} \frac{n!}{i!} \frac{(n+k)!}{(n-i)!} \frac{1}{(k+i)!} x^{k+i}. \quad (\text{C.141})$$

Damit erhält man

$$P_{n,k}(x) = \sum_{i=0}^n (-)^i \frac{1}{i!} \frac{(n+k)!}{(n-i)!} \frac{1}{(k+i)!} x^i = \sum_{i=0}^n \binom{n+k}{n-i} \frac{(-)^{(i)}}{i!} x^{(i)}. \quad (\text{C.142})$$

Die Rodrigues-Formel entspricht also der expliziten Darstellung Glg. (C.134). Die Laguerre-Polynome erfüllen die Integraleigenschaft

$$\int_0^\infty x^{k+1} e^{-x} L_{n,k}(x)^2 dx = \frac{(n+k)!}{n!} (2n+k+1). \quad (\text{C.143})$$

Hierzu rechnet man

$$\begin{aligned} \int_0^\infty x^{k+1} e^{-x} L_{n,k}(x)^2 dx &= \int_0^\infty x^{k+1} e^{-x} L_{n,k}(x) \frac{e^x}{n!x^k} \frac{d^n}{dx^n} [e^{-x} x^{n+k}] dx \\ &= \frac{1}{n!} \int_0^\infty x L_{n,k}(x) \frac{d^n}{dx^n} [e^{-x} x^{n+k}] dx = \frac{1}{n!} (-1)^n \int_0^\infty e^{-x} x^{n+k} \frac{d^n}{dx^n} x L_{n,k}(x) dx. \end{aligned} \quad (\text{C.144})$$

Nach der expliziten Darstellung Glg. (C.134) gilt

$$\begin{aligned} \frac{d^n}{dx^n} x L_{n,k}(x) &= (-)^n (n+1) x + n! \frac{(-)^{n-1}}{(n-1)!} \frac{(n+k)!}{(n+k-1)!} \\ &= (-)^n (n+1) x + n (-)^{n-1} (n+k). \end{aligned} \quad (\text{C.145})$$

Mit Glg. (A.96) folgt

$$\begin{aligned} \int_0^\infty \dots dx &= \frac{(-)^n}{n!} [(-)^n (n+1) (n+k+1)! - n (-)^n (n+k) (n+k)!] \\ &= \frac{(n+k)!}{n!} [(n+1) (n+k+1) - n (n+k)] = \frac{(n+k)!}{n!} (2n+k+1). \end{aligned} \quad (\text{C.146})$$

Weiter gilt für $k \geq 2$

$$\int_0^\infty x^{k-2} [L_{n,k}(x)]^2 \exp(-x) dx = \frac{(n+k)!}{n!} \frac{2n+k+1}{(k-1)k(k+1)}. \quad (\text{C.147})$$

Hierzu rechnet man mit

$$\begin{aligned} \int_0^\infty x^{k-2} e^{-x} L_{n,k}(x)^2 dx &= \int_0^\infty x^{k-2} e^{-x} L_{n,k}(x) \frac{e^x}{n!x^k} \frac{d^n}{dx^n} [e^{-x} x^{n+k}] dx \\ &= \frac{1}{n!} \int_0^\infty \frac{1}{x^2} L_{n,k}(x) \frac{d^n}{dx^n} [e^{-x} x^{n+k}] dx = \frac{1}{n!} (-1)^n \int_0^\infty e^{-x} x^{n+k} \frac{d^n}{dx^n} \left[\frac{1}{x^2} L_{n,k}(x) \right] dx. \end{aligned} \quad (\text{C.148})$$

$L_{n,k}$ ist ein Polynom vom Grad n , also ist $L_{n,k}/x^2$ vom Grad $n-2$. Schreibe

$$L_{n,k} = a + bx + \mathcal{O}(x^2), \quad (\text{C.149})$$

dementsprechend gilt

$$\frac{d}{dx^n} \frac{L_{n,k}}{x^2} = \frac{d}{dx^n} \left(\frac{a}{x^2} + \frac{b}{x} \right) = (-1)^n (a(n+1)!x^{-2-n} + n!bx^{-n-1}). \quad (\text{C.150})$$

Nach der expliziten Darstellung Glg. (C.134) gelten

$$a = \frac{(n+k)!}{n!k!}, \quad b = -\frac{(n+k)!}{(n-1)!(k+1)!}. \quad (\text{C.151})$$

Somit folgt

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx^n} \frac{L_{n,k}}{x^2} &= (-1)^n \left(\frac{(n+k)!}{n!k!} (n+1)!x^{-2-n} - \frac{(n+k)!}{(n-1)!(k+1)!} n!x^{-n-1} \right) \\ &= (-1)^n (n+k)! \left[\frac{(n+1)}{k!} x^{-2-n} - \frac{n}{(k+1)!} x^{-n-1} \right]. \end{aligned} \quad (\text{C.152})$$

Hiermit erhält man

$$e^{-x} x^{n+k} \frac{d}{dx^n} \frac{L_{n,k}}{x^2} = e^{-x} (-1)^n (n+k)! \left[\frac{(n+1)}{k!} x^{k-2} - \frac{n}{(k+1)!} x^{k-1} \right]. \quad (\text{C.153})$$

Mit Glg. (A.96) folgt

$$\begin{aligned} \int_0^\infty \dots dx &= \frac{(n+k)!}{n!} \left[\frac{(n+1)}{k(k-1)} - \frac{n}{k(k+1)} \right] \\ &= \frac{(n+k)!}{n!} \left[\frac{(n+1)(k+1)}{k(k-1)(k+1)} - \frac{n(k-1)}{k(k+1)(k-1)} \right] \\ &= \frac{(n+k)!}{n!} \frac{2n+k+1}{k(k+1)(k-1)}. \end{aligned} \quad (\text{C.154})$$

C.5 Kugelflächenfunktionen

Die Abhängigkeiten der Lösung Glg. (D.42) von $\cos(\theta)$ und φ fasst man zu $P_{l,m}(\cos(\theta)) \exp(im\varphi)$ zusammen. Die *Kugelflächenfunktionen* (engl. *spherical harmonics*) werden definiert durch

$$Y_{l,m}(\theta, \varphi) = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!}} P_{l,m}(\cos(\theta)) \exp(im\varphi). \quad (\text{C.155})$$

mit den assoziierten Legendre-Funktionen $P_{l,m}(x)$, Glg. (C.97). Die Vorfaktoren ergeben sich aus der Normierung

$$\int_{\theta=0}^\pi \int_{\varphi=0}^{2\pi} |Y_{l,m}(\theta, \varphi)|^2 \sin(\theta) d\varphi d\theta \stackrel{!}{=} 1, \quad (\text{C.156})$$

die nun verifiziert wird:

$$\begin{aligned} & \frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!} \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} (P_{l,m}(\cos(\theta)))^2 \sin(\theta) d\varphi d\theta \\ &= \frac{2l+1}{2} \frac{(l-m)!}{(l+m)!} \int_{-1}^1 P_{l,m}(z)^2 dz = 1 \end{aligned} \quad (\text{C.157})$$

Weiterhin sind die Kugelflächenfunktionen orthogonal. Für $m \neq m'$ gilt nämlich

$$\begin{aligned} & \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} Y_{l,m}(\theta, \varphi)^* Y_{l',m'}(\theta, \varphi) \sin(\theta) d\varphi d\theta \\ & \propto \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \exp(i(m-m')\varphi) d\varphi P_{l,m}^*(\cos(\theta)) P_{l',m'}(\cos(\theta)) \sin(\theta) d\theta = 0. \end{aligned} \quad (\text{C.158})$$

Für $l \neq l'$ erhält man

$$\int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} Y_{l,m}(\theta, \varphi)^* Y_{l',m}(\theta, \varphi) \sin(\theta) d\varphi d\theta = 2\pi \int_{-1}^1 P_{l,m}(z) P_{l',m}(z) dz \stackrel{\text{Glg. (C.111)}}{=} 0. \quad (\text{C.159})$$

Zusammenfassend erhält man

$$\int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} Y_{l,m}(\theta, \varphi)^* Y_{l',m'}(\theta, \varphi) \sin(\theta) d\varphi d\theta = \delta_{l,l'} \delta_{m,m'}. \quad (\text{C.160})$$

Weiterhin gilt

$$\Delta_{\theta,\varphi} Y_{l,m}(\theta, \varphi) = -l(l+1) Y_{l,m}(\theta, \varphi) \quad (\text{C.161})$$

mit

$$\Delta_{\theta,\varphi} = \Delta_{\mu,\varphi} = \frac{\partial}{\partial \mu} (1-\mu^2) \frac{\partial}{\partial \mu} + \frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}, \quad (\text{C.162})$$

als Winkelanteil des Laplace-Operators und $\mu = \cos(\theta)$. Es gilt

$$\frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} Y_{l,m} = -m^2 Y_{l,m}(\theta, \varphi), \quad (\text{C.163})$$

somit ist hier

$$\Delta_{\mu,\varphi} = \frac{\partial}{\partial \mu} (1-\mu^2) \frac{\partial}{\partial \mu} - \frac{m^2}{1-\mu^2}. \quad (\text{C.164})$$

Für die assoziierten Legendre-Polynome $P_{l,m}(\mu)$ gilt die DGL (C.78)

$$\frac{d}{d\mu} (1-\mu^2) P'_{l,m}(\mu) - \frac{m^2}{1-\mu^2} P_{l,m}(\mu) = -l(l+1) P_{l,m}(\mu). \quad (\text{C.165})$$

Somit folgt

$$\Delta_{\theta,\varphi} Y_{l,m}(\theta, \varphi) = -l(l+1) Y_{l,m}(\theta, \varphi). \quad (\text{C.166})$$

Aus Glg. (C.98) folgt

$$\frac{\partial}{\partial \theta} Y_{l,m}(\theta, \varphi) = m \cot(\theta) Y_{l,m}(\theta, \varphi) + \sqrt{l^2 - m^2 + l - m} Y_{l,m+1}(\theta, \varphi) \exp(-i\varphi). \quad (\text{C.167})$$

Weiterhin gilt

$$\frac{\partial}{\partial \varphi} Y_{l,m}(\theta, \varphi) = im Y_{l,m}(\theta, \varphi). \quad (\text{C.168})$$

Damit folgt

$$\begin{aligned} \exp(\pm i\varphi) \left(i \cot(\theta) \frac{\partial}{\partial \varphi} \pm \frac{\partial}{\partial \theta} \right) Y_{l,m}(\theta, \varphi) &= -m \cot(\theta) \exp(\pm i\varphi) Y_{l,m}(\theta, \varphi) \\ &\pm \exp(\pm i\varphi) m \cot(\theta) Y_{l,m}(\cos(\theta)) \pm \sqrt{l^2 - m^2 + l - m} \exp(\pm i\varphi) Y_{l,m+1}(\theta, \varphi) \exp(-i\varphi) \end{aligned}$$

Es gilt also

$$\hat{L}_+ Y_{l,m}(\theta, \varphi) = \sqrt{l^2 - m^2 + l - m} Y_{l,m+1}(\theta, \varphi). \quad (\text{C.169})$$

Somit folgt für die Eigenzustände $|n, l, m\rangle$ im Wasserstoffatom

$$\hat{L}_+ |n, l, m\rangle = \sqrt{l^2 - m^2 + l - m} |n, l, m+1\rangle. \quad (\text{C.170})$$

Aus Glg. (C.107) folgt

$$\begin{aligned} \cos(\theta) Y_{l,m} &= \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!}} \cos(\theta) P_{l,m}(\cos(\theta)) \exp(im\varphi) \\ &= \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!}} \left[\frac{l+m}{2l+1} P_{l-1,m} + \frac{l-m+1}{2l+1} P_{l+1,m} \right] \exp(im\varphi) \\ &= \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!} \frac{l+m}{2l+1}} P_{l-1,m} \exp(im\varphi) + \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!} \frac{l-m+1}{2l+1}} P_{l+1,m} \exp(im\varphi) \\ &= \frac{l+m}{2l+1} \sqrt{\frac{2l+1}{2l-1} \frac{l-m}{l+m}} \sqrt{\frac{2l-1}{4\pi} \frac{(l-1-m)!}{(l-1+m)!}} P_{l-1,m} \exp(im\varphi) \\ &\quad + \frac{l-m+1}{2l+1} \sqrt{\frac{2l+1}{2l+3} \frac{l+1+m}{l+1-m}} \sqrt{\frac{2l+3}{4\pi} \frac{(l+1-m)!}{(l+1+m)!}} P_{l+1,m} \exp(im\varphi) \\ &= \frac{l+m}{2l+1} \sqrt{\frac{2l+1}{2l-1} \frac{l-m}{l+m}} Y_{l-1,m} + \frac{l-m+1}{2l+1} \sqrt{\frac{2l+1}{2l+3} \frac{l+1+m}{l+1-m}} Y_{l+1,m}. \end{aligned}$$

Somit gilt

$$\cos(\theta) Y_{l,m} = \sqrt{\frac{l^2 - m^2}{4l^2 - 1}} Y_{l-1,m} + \sqrt{\frac{(l+1)^2 - m^2}{4(l+1)^2 - 1}} Y_{l+1,m}. \quad (\text{C.171})$$

Aus Glg. (C.108) folgt

$$\begin{aligned}
\sin(\theta) Y_{l,m} &= \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!}} \sin(\theta) P_{l,m}(\cos(\theta)) \exp(im\varphi) \\
&= \frac{1}{2l+1} \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!}} [P_{l-1,m+1}(\cos(\theta)) - P_{l+1,m+1}(\cos(\theta))] \exp(im\varphi) \\
&= \frac{1}{2l+1} \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!}} P_{l-1,m+1}(\cos(\theta)) \exp(im\varphi) \\
&\quad - \frac{1}{2l+1} \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!}} P_{l+1,m+1}(\cos(\theta)) \exp(im\varphi) \\
&= \frac{1}{2l+1} \sqrt{\frac{2l+1}{2l-1} \frac{(l-m-1)(l-m)!}{(l+m)!}} \sqrt{\frac{2l-1}{4\pi} \frac{(l-m-2)!}{(l+m)!}} P_{l-1,m+1}(\cos(\theta)) \exp(im\varphi) \\
&\quad - \frac{1}{2l+1} \sqrt{\frac{2l+1}{2l+3} \frac{(l+m+1)(l+m+2)!}{(l+m+2)!}} \sqrt{\frac{2l+3}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m+2)!}} P_{l+1,m+1}(\cos(\theta)) \exp(im\varphi).
\end{aligned}$$

Somit gilt

$$\begin{aligned}
\sin(\theta) Y_{l,m} &= \sqrt{\frac{1}{4l^2-1} (l-m-1)(l-m)} e^{-i\varphi} Y_{l-1,m+1} \\
&\quad - \sqrt{\frac{1}{4l^2+8l+3} (l+m+1)(l+m+2)} e^{-i\varphi} Y_{l+1,m+1}.
\end{aligned} \tag{C.172}$$

C.5.1 Produkte

C.5.2 Transformation auf geographische Koordinaten

Nun sollen die hergeleiteten Gleichungen noch auf geographische Koordinaten (φ, λ) transformiert werden. Bisher wurde $\theta = \pi/2 - \varphi$ anstelle der geographischen Breite φ verwendet. Es gelten also

$$\cos(\theta) = \cos\left(\frac{\pi}{2} - \varphi\right) = \sin(\varphi), \tag{C.173}$$

$$\sin(\theta) = \sin\left(\frac{\pi}{2} - \varphi\right) = \cos(\varphi), \tag{C.174}$$

$$\cot(\theta) = \tan(\varphi), \tag{C.175}$$

$$\frac{\partial}{\partial \varphi} = \frac{\partial \theta}{\partial \varphi} \frac{\partial}{\partial \theta} = -\frac{\partial}{\partial \theta}, \tag{C.176}$$

$$\mathcal{P}_{\text{sph. coord.}} = \mathcal{L}. \tag{C.177}$$

Aus Glg. (C.167) folgt

$$\frac{\partial}{\partial \varphi} Y_{l,m}(\theta, \varphi) = -m \tan(\varphi) Y_{l,m} - \sqrt{l^2 - m^2 + l - m} Y_{l,m+1} \exp(-i\lambda). \tag{C.178}$$

Aus Glg. (C.168) folgt

$$\frac{\partial}{\partial \lambda} Y_{l,m} = im Y_{l,m}. \tag{C.179}$$

Aus Glg. (C.171) wird

$$\sin(\varphi) Y_{l,m} = \sqrt{\frac{l^2 - m^2}{4l^2 - 1}} Y_{l-1,m} + \sqrt{\frac{(l+1)^2 - m^2}{4(l+1)^2 - 1}} Y_{l+1,m}. \quad (\text{C.180})$$

Aus Glg. (C.172) wird

$$\begin{aligned} \cos(\varphi) Y_{l,m} = & \sqrt{\frac{1}{4l^2 - 1}} (l - m - 1)(l - m) e^{-i\lambda} Y_{l-1,m+1} \\ & - \sqrt{\frac{1}{4l^2 + 8l + 3}} (l + m + 1)(l + m + 2) e^{-i\lambda} Y_{l+1,m+1}. \end{aligned} \quad (\text{C.181})$$

D.1 Konvention über Koordinatensysteme

D.1.1 Ruhende Koordinaten

Hier wählt man eine Basis $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$, die am Erdmittelpunkt steht und nicht mit der Erde mitrotiert. $\mathbf{e}_1$ und $\mathbf{e}_2$ liegen dabei in der Äquatorebene, $\mathbf{e}_3$ zeigt in Richtung Nordpol. Das Windfeld $\mathbf{v}$ wird als

$$\mathbf{v} = u_1 \mathbf{e}_1 + u_2 \mathbf{e}_2 + u_3 \mathbf{e}_3 \quad (\text{D.1})$$

geschrieben. Das Windfeld ist dabei nicht gleich der in diesem System gemessenen Teilchenbewegung, da noch die Rotation der Erde überlagert ist.

$$\text{Teilchenbewegung in ruhenden Koordinaten} = \text{Windfeld} + \text{Erdrotation}$$

D.1.2 Globale Koordinaten

Hier wählt man eine Basis $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$, die genau wie die Basis der ruhenden Koordinaten am Erdmittelpunkt steht, jedoch mitrotiert. $\mathbf{e}_x$ zeigt in Richtung des Schnittpunkts zwischen Nullmeridian und Äquator, $\mathbf{e}_y$ zeigt in Richtung des Schnittpunkts zwischen neunzigstem Längengrad und Äquator und $\mathbf{e}_z$ zeigt in Richtung Nordpol. Das Windfeld schreibt man als

$$\mathbf{v} = u_x \mathbf{e}_x + u_y \mathbf{e}_y + u_z \mathbf{e}_z. \quad (\text{D.2})$$

D.1.3 Geographische Koordinaten

Alternativ kann man auch *geographische Koordinaten* (r, φ, λ) verwenden, hierbei ist $r \geq 0$ der Abstand vom Mittelpunkt der Erde, $-\pi/2 \leq \varphi \leq \pi/2$ der Winkel, den ein Punkt mit der Äquatorebene einschließt (die geographische Breite unter Annahme einer kugelförmigen Erde) und $0 \leq \lambda < 2\pi$ der Winkel, den ein Punkt mit der xz -Ebene einschließt (die geographische Länge). Dies lässt sich in gewöhnliche Kugelkoordinaten (r, θ, φ) transformieren, es gilt mit $\theta + \varphi = \pi/2$

$$\sin(\varphi) = \sin(\pi/2 - \theta) = \cos(\theta), \quad (\text{D.3})$$

$$\cos(\varphi) = \cos(\pi/2 - \theta) = \sin(\theta), \quad (\text{D.4})$$

$$\tan(\theta) = \frac{\sin(\theta)}{\cos(\theta)} = \frac{\cos(\varphi)}{\sin(\varphi)} = \frac{1}{\tan(\varphi)}, \quad (\text{D.5})$$

$$v_\theta = -v_\varphi, \quad (\text{D.6})$$

$$\frac{\partial}{\partial \theta} = -\frac{\partial}{\partial \varphi}. \quad (\text{D.7})$$

Lokal ist die Verwendung des Kugelkoordinatensystems sehr unanschaulich, wenn man Vektoren notieren will. Deshalb verwendet man lokal ein kartesisches, rechtshändiges Koordinatensystem, welches auf der Kugel steht und dessen x -Achse nach Osten, y -Achse nach Norden und z -Achse nach oben zeigt. Die jeweiligen Basisvektoren nennt man $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$. Das Windfeld $\mathbf{v}$ schreibt man als

$$\mathbf{v} = u\mathbf{i} + v\mathbf{j} + w\mathbf{k}. \quad (\text{D.8})$$

D.2 Sphärische Geometrie

D.2.1 Geodäten

Hier soll die kürzeste Verbindungslinie zwischen zwei Punkten (φ_i, λ_i) auf einer Kugel mit $i = 1, 2$ entlang der Kugeloberfläche bestimmt werden. Die Länge L einer beliebigen Verbindungslinie berechnet sich zu

$$L = \int_0^1 ds = \int_0^1 \left| \frac{d\mathbf{r}}{d\tau} \right| d\tau, \quad (\text{D.9})$$

wobei $\tau \in [0, 1]$ ein Parameter ist, mit dem man sich entlang der Verbindungslinie bewegen kann und $\mathbf{r}(\tau)$ die Trajektorie festlegt. Dabei gelten insbesondere $\mathbf{r}(0) = \mathbf{r}(\varphi_1, \lambda_1)$ sowie $\mathbf{r}(1) = \mathbf{r}(\varphi_2, \lambda_2)$.

Gehe zunächst von der Kugel aus, hier kann man für die Bestimmung der Funktionen $\varphi(\tau)$, $\lambda(\tau)$ zunächst von der Einheitskugel ausgehen und den Radius ignorieren. Dann gelten

$$\mathbf{r}(\mathbf{o}) = \begin{pmatrix} \cos(\varphi_1) \cos(\lambda_1) \\ \cos(\varphi_1) \sin(\lambda_1) \\ \sin(\varphi_1) \end{pmatrix}, \quad (\text{D.10})$$

$$\mathbf{r}(\mathbf{i}) = \begin{pmatrix} \cos(\varphi_2) \cos(\lambda_2) \\ \cos(\varphi_2) \sin(\lambda_2) \\ \sin(\varphi_2) \end{pmatrix}. \quad (\text{D.11})$$

Definiere eine Funktion

$$\mathbf{r}'(\tau') := \tau' \mathbf{r}(\mathbf{i}) + (\mathbf{i} - \tau') \mathbf{r}(\mathbf{o}). \quad (\text{D.12})$$

Dann gilt

$$\varphi(\tau') = \arcsin(\tau' \sin(\varphi_2) + (\mathbf{i} - \tau') \sin(\varphi_1)). \quad (\text{D.13})$$

Ferner gilt

$$\begin{aligned} \lambda(\tau') &= \arctan_2[\tau' \cos(\varphi_2) \sin(\lambda_2) + (\mathbf{i} - \tau') \cos(\varphi_1) \sin(\lambda_1), \\ &\quad \tau' \cos(\varphi_2) \cos(\lambda_2) + (\mathbf{i} - \tau') \cos(\varphi_1) \cos(\lambda_1)] + 2\pi \text{ im Fall } \arctan_2 < \mathbf{o}. \end{aligned} \quad (\text{D.14})$$

Für den Abstand d zwischen zwei Punkten $(r_a, \varphi_a, \lambda_a)$ und $(r_b, \varphi_b, \lambda_b)$ gilt

$$\begin{aligned} d &= \sqrt{(x_b - x_a)^2 + (y_b - y_a)^2 + (z_b - z_a)^2} \\ &= \sqrt{(r_b \cos(\varphi_b) \cos(\lambda_b) - r_a \cos(\varphi_a) \cos(\lambda_a))^2 + (r_b \cos(\varphi_b) \sin(\lambda_b) - r_a \cos(\varphi_a) \sin(\lambda_a))^2 \\ &\quad + (r_b \sin(\varphi_b) - r_a \sin(\varphi_a))^2} \\ &= \sqrt{r_b^2 \cos^2(\varphi_b) + r_a^2 \cos^2(\varphi_a) + r_b^2 \sin^2(\varphi_b) + r_a^2 \sin^2(\varphi_a) - 2r_a r_b \cos(\varphi_b) \cos(\lambda_b) \cos(\varphi_a) \cos(\lambda_a) \\ &\quad - 2r_a r_b \cos(\varphi_b) \sin(\lambda_b) \cos(\varphi_a) \sin(\lambda_a) - 2r_b r_a \sin(\varphi_b) \sin(\varphi_a)} \\ &= \sqrt{r_a^2 + r_b^2 - 2r_a r_b \cos(\varphi_b) \cos(\varphi_a) (\cos(\lambda_b) \cos(\lambda_a) + \sin(\lambda_b) \sin(\lambda_a)) - 2r_b r_a \sin(\varphi_b) \sin(\varphi_a)} \\ &= \sqrt{r_a^2 + r_b^2 - 2r_a r_b (\cos(\varphi_a) \cos(\varphi_b) \cos(\lambda_a - \lambda_b) + \sin(\varphi_a) \sin(\varphi_b))} \end{aligned} \quad (\text{D.15})$$

Im Fall $r_a = r_b = r$ gilt

$$d = r \sqrt{2 - 2(\cos(\varphi_a) \cos(\varphi_b) \cos(\lambda_a - \lambda_b) + \sin(\varphi_a) \sin(\varphi_b))}. \quad (\text{D.16})$$

Der Abstand zwischen zwei Punkten auf einer Kugel lässt sich hieraus leicht errechnen. Sei eine Kugel mit Radius r gegeben. Dann ist der Abstand Δ zwischen zwei Punkten auf der Oberfläche, gemessen entlang der Oberfläche, gegeben durch

$$\Delta = r\theta, \quad (\text{D.17})$$

wobei θ der Winkel zwischen den beiden Punkten ist, für diesen Winkel gilt

$$\sin\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{d}{2r}. \quad (\text{D.18})$$

Es gilt also wegen $\frac{\theta}{2} \in [0, \frac{\pi}{2}]$ für den Abstand Δ die Gleichung

$$\Delta = 2r \arcsin\left(\sqrt{\frac{1}{2} - \frac{1}{2}(\cos(\varphi_a) \cos(\varphi_b) \cos(\lambda_a - \lambda_b) + \sin(\varphi_a) \sin(\varphi_b))}\right). \quad (\text{D.19})$$

Nun muss noch τ in τ' umgerechnet werden. Es gilt

$$\begin{aligned}
 \tau &= \frac{\mathbf{I}}{2} + \frac{\mathbf{I}}{\theta} \arctan \left(\frac{\tau' - \frac{\mathbf{I}}{2}}{\sqrt{r^2 - \frac{d^2}{4}}} d \right) = \frac{\mathbf{I}}{2} + \frac{\mathbf{I}}{\theta} \arctan \left(\frac{\tau' - \frac{\mathbf{I}}{2}}{\sqrt{\frac{r^2}{d^2} - \frac{\mathbf{I}}{4}}} \right) \\
 \Leftrightarrow \tau - \frac{\mathbf{I}}{2} &= \frac{\mathbf{I}}{\theta} \arctan \left(\frac{\tau' - \frac{\mathbf{I}}{2}}{\sqrt{\frac{r^2}{d^2} - \frac{\mathbf{I}}{4}}} \right) \\
 \Leftrightarrow \theta \left(\tau - \frac{\mathbf{I}}{2} \right) &= \arctan \left(\frac{\tau' - \frac{\mathbf{I}}{2}}{\sqrt{\frac{r^2}{d^2} - \frac{\mathbf{I}}{4}}} \right) \\
 \Leftrightarrow \tan \left[\theta \left(\tau - \frac{\mathbf{I}}{2} \right) \right] &= \frac{\tau' - \frac{\mathbf{I}}{2}}{\sqrt{\frac{r^2}{d^2} - \frac{\mathbf{I}}{4}}} \\
 \Leftrightarrow \sqrt{\frac{r^2}{d^2} - \frac{\mathbf{I}}{4}} \tan \left[\theta \left(\tau - \frac{\mathbf{I}}{2} \right) \right] &= \tau' - \frac{\mathbf{I}}{2}.
 \end{aligned}$$

Hieraus folgt

$$\tau' = \frac{\mathbf{I}}{2} + \sqrt{\frac{r^2}{d^2} - \frac{\mathbf{I}}{4}} \tan \left[\theta \left(\tau - \frac{\mathbf{I}}{2} \right) \right]. \quad (\text{D.20})$$

(D.21)

D.2.2 Vertikale Flächen

Für vertikale Flächen A_v mit der Grundlänge L und derselben Bezeichnung für die Radien gilt

$$A_v = \int_{r_o}^{r_i} L \frac{r}{r_o} dr = \frac{L}{2r_o} (r_i^2 - r_o^2). \quad (\text{D.22})$$

D.2.3 Volumina

Volumina V mit der Grundfläche A , dem inneren Radius r_o und dem äußeren Radius r_i berechnen sich über

$$V = \int_{r_o}^{r_i} A \frac{r^2}{r_o^2} dr = \frac{A}{r_o^2} \frac{\mathbf{I}}{3} (r_i^3 - r_o^3). \quad (\text{D.23})$$

D.2.4 Sphärische Dreiecke

D.2.5 Sphärische Voronoi-Gitter

D.3 Schwerefeld der Erde

D.3.1 Eigenschaften von Ellipsen und Ellipsoiden

Eine *Ellipse* in der xz-Ebene wird beschrieben durch

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{z^2}{c^2} = \mathbf{I}. \quad (\text{D.24})$$

Dabei ist $a > 0$ die *große Halbachse* (maximale Ausdehnung der Ellipse in x-Richtung) und $0 < c < a$ die *kleine Halbachse* (maximale Ausdehnung der Ellipse in z-Richtung). Die *Exzentrizität* wird zu

$$\varepsilon := \frac{a - c}{a} \quad (\text{D.25})$$

definiert. Damit erhält man

$$c = a(1 - \varepsilon). \quad (\text{D.26})$$

In Polarkoordinaten folgen mit

$$x = r \cos(\varphi), \quad z = r \sin(\varphi) \quad (\text{D.27})$$

die Gleichungen

$$\begin{aligned} \frac{r^2}{a^2} \cos^2(\varphi) + \frac{r^2}{c^2} \sin^2(\varphi) &= 1 \\ \Rightarrow r(\varphi) &= \left[\frac{\cos^2(\varphi)}{a^2} + \frac{\sin^2(\varphi)}{c^2} \right]^{-1/2} = a \left[\cos^2(\varphi) + \frac{a^2}{c^2} \sin^2(\varphi) \right]^{-1/2} \\ \Rightarrow r(\varphi) &= a \left[1 + \left(\frac{a^2}{c^2} - 1 \right) \sin^2(\varphi) \right]^{-1/2}. \end{aligned} \quad (\text{D.28})$$

Mit

$$\frac{a^2}{c^2} - 1 = \frac{1}{(1 - \varepsilon)^2} - 1 = \frac{1 - (1 - \varepsilon)^2}{(1 - \varepsilon)^2} = \frac{2\varepsilon - \varepsilon^2}{(1 - \varepsilon)^2} \quad (\text{D.29})$$

kann man dies zu

$$r(\varphi) = a \left[1 + \frac{2\varepsilon - \varepsilon^2}{(1 - \varepsilon)^2} \sin^2(\varphi) \right]^{-1/2}. \quad (\text{D.30})$$

umschreiben. Aus Glg (D.29) folgt weiter

$$a^2 - c^2 = c^2 \frac{2\varepsilon - \varepsilon^2}{(1 - \varepsilon)^2} = a^2 \varepsilon (2 - \varepsilon). \quad (\text{D.31})$$

Ein *Rotationsellipsoid* oder auch einfach *Ellipsoid* entsteht, indem man die eben untersuchte Ellipse um die z-Achse rotieren lässt. Sein Volumen V berechnet sich zu

$$\begin{aligned} V &= \int_{-c}^c \int_0^{a\sqrt{1-\frac{z^2}{c^2}}} 2\pi x dx dz = 2\pi \int_{-c}^c \left[\frac{1}{2} x^2 \right]_0^{a\sqrt{1-\frac{z^2}{c^2}}} dz \\ &= 2\pi \int_{-c}^c \frac{1}{2} a^2 \left(1 - \frac{z^2}{c^2} \right) dz = \pi \int_{-c}^c a^2 - \frac{a^2}{c^2} z^2 dz = \pi 2a^2 c - \pi \frac{a^2}{c^2} \frac{2}{3} c^3 \\ &= \pi 2a^2 c - \frac{2}{3} \pi a^2 c \end{aligned}$$

$$\Leftrightarrow V = \frac{4}{3} \pi a^2 c \quad (\text{D.32})$$

D.3.2 Schwerfeld eines Ellipsoides

Die ellipsoidischen Koordinaten werden sich am Geopotential $\mathcal{P}_g$ der Erde orientieren, für welches gilt

$$\mathcal{P}_g = \mathcal{P}_z + \mathcal{P}_o, \quad (\text{D.33})$$

hierbei sind φ_z das Fliehpotential und φ_o das Gravitationspotential der Erde. Für das Fliehpotential gilt

$$\varphi_z = -\frac{1}{2} (\omega^2 (x^2 + y^2)), \quad (\text{D.34})$$

denn durch Gradientenbildung ergibt sich

$$-\nabla \varphi_z = \omega^2 \begin{pmatrix} x \\ y \\ 0 \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \omega \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} -\omega y \\ \omega x \\ 0 \end{pmatrix} = -\boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}). \quad (\text{D.35})$$

Es gilt der Zusammenhang

$$\mathbf{a} = -\nabla \varphi_g \quad (\text{D.36})$$

zwischen dem Gravitationspotential φ_g und der Gravitationsbeschleunigung $\mathbf{a}$. Das Newton'sche Gravitationsgesetz kann man dann schreiben als

$$\nabla \cdot \mathbf{a} = -4\pi G \rho \quad (\text{D.37})$$

mit ρ als Massenverteilung, denn hieraus ergibt sich im Falle einer Punktmasse M am Ursprung mit dem Gauß'schen Satz

$$-4\pi G M = a 4\pi r^2 \Leftrightarrow a = -G \frac{M}{r^2}. \quad (\text{D.38})$$

In Termen des Gravitationspotentials wird dies zu

$$\Delta \varphi_g = 4\pi G \rho \quad (\text{D.39})$$

bzw.

$$\Delta \varphi_g = 0 \quad (\text{D.40})$$

außerhalb der Erde. Dies nennt man eine Laplace'sche Differenzialgleichung. Diese ist zu lösen, um das Gravitationspotential der Erde zu bestimmen. Allgemein kann man ein Integral

$$\varphi_o(\mathbf{r}) = -G \rho \int_E \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d^3 r' \quad (\text{D.41})$$

hierfür aufstellen, hierbei ist E die Erde, dieses ist jedoch im Falle einer ellipsoidischen Menge E nicht analytisch zu lösen. Daher wird φ_g nach bestimmten Funktionen entwickelt. Als Ansatz wird mit $\mu := \cos(\theta)$ ein Separationsansatz

$$\varphi_g(r, \mu, \varphi) = \frac{U(r)}{r} P(\mu) Q(\varphi). \quad (\text{D.42})$$

gemacht. Setzt man dies in $\Delta \varphi_g = 0$ ein, erhält man mit Glg. (B.91) und der Feststellung

$$\frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} (rf) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (f + rf') = \frac{2}{r} f' + f'' = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial f}{\partial r} \right), \quad (\text{D.43})$$

hierbei ist $f = f(r)$ und $f' := \frac{\partial f}{\partial r}$

$$\begin{aligned} PQ \frac{U''}{r} + UQ \frac{1}{r^3} \frac{\partial}{\partial \mu} (1 - \mu^2) P' + \frac{UP}{r^3 (1 - \mu^2)} Q'' &= 0 \\ \Leftrightarrow r^2 (1 - \mu^2) \frac{1}{v} U'' + \frac{1}{P} (1 - \mu^2) \frac{\partial}{\partial \mu} (1 - \mu^2) P' &= -\frac{Q''}{Q}. \end{aligned} \quad (\text{D.44})$$

Die linke Seite von Glg. (D.44) hängt nicht von φ ab, während die rechte Seite nicht von μ und r abhängt, daher sind beide gleich einer Separationskonstanten m^2 . Für Q gilt somit

$$Q'' = -m^2 Q, \quad (\text{D.45})$$

was gelöst wird durch

$$Q(\varphi) = \exp(im\varphi). \quad (\text{D.46})$$

Da $Q(\varphi) = Q(\varphi + 2\pi)$ gilt, ist $m \in \mathbb{Z}$. Nun teilt man Glg. (D.44) durch $1 - \mu^2$ und setzt die rechte Seite gleich m^2 , man erhält dann

$$r^2 \frac{U''}{v} = -\frac{1}{P} \frac{\partial}{\partial \mu} (1 - \mu^2) P'(\mu) + \frac{m^2}{1 - \mu^2}. \quad (\text{D.47})$$

Beide Seiten sind gleich einer neuen Separationskonstanten λ . Man erhält zwei Differenzialgleichungen, eine für P und eine für U , die für P lautet

$$\frac{d}{d\mu} (1 - \mu^2) P'(\mu) = P \left(-\lambda + \frac{m^2}{1 - \mu^2} \right) \quad (\text{D.48})$$

und die für U lautet

$$r^2 U'' - \lambda U = 0. \quad (\text{D.49})$$

Für das Geopotential genügt Zylindersymmetrie, also $m = 0$. Dann erhält man

$$\frac{d}{d\mu} (1 - \mu^2) P'(\mu) = -\lambda P. \quad (\text{D.50})$$

Setzt man in Glg. (D.49) $\lambda = n(n+1)$ ein, erhält man

$$r^2 U'' - n(n+1) U = 0. \quad (\text{D.51})$$

U hängt von n ab, schreibe U_n . Man stellt fest, dass

$$U_n(r) = r^{n+1} \quad (\text{D.52})$$

und

$$U_n(r) = r^{-n} \quad (\text{D.53})$$

Lösungen sind und somit die allgemeine Lösung der gewöhnlichen DGL zweiter Ordnung Glg. (D.52) gegeben ist durch

$$U_n(r) = a_n r^{n+1} + \frac{b_n}{r^n}. \quad (\text{D.54})$$

Nun sind Lösungen der Form

$$\varphi_g^{(n)}(r, \mu) = \frac{U_n(r)}{r} P_n(\mu) \quad (\text{D.55})$$

gefunden, da die Laplace-Gleichung (D.40) linear in φ_g ist, sind beliebige Linearkombinationen hiervon wieder Lösungen und man erhält als allgemeine Lösung

$$\varphi_g(r, \mu) = \sum_{n=0}^{\infty} \left(a_n r^n + \frac{b_n}{r^{n+1}} \right) P_n(\mu). \quad (\text{D.56})$$

Die spezielle Lösung für den Fall des rotierenden Ellipsoids ist durch die Randbedingungen festgelegt. Diese lautet

$$\varphi_g(x, z) = 0 \quad (\text{D.57})$$

für

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1, \quad (\text{D.58})$$

hierbei sind a die große und c die kleine Halbachse der Erde. An dieser Stelle wird die Summe in Glg. (D.56) bei $n = 2$ abgebrochen und es wird nur der Gravitationsanteil betrachtet:

$$\varphi_o = \left(a_o + \frac{b_o}{r}\right) P_o(\sin(\chi)) + \left(a_1 r + \frac{b_1}{r^2}\right) P_1(\sin(\chi)) + \left(a_2 r^2 + \frac{b_2}{r^3}\right) P_2(\sin(\chi)) \quad (D.59)$$

χ ist die geozentrische Breite (im Gegensatz zur geodätischen Breite). Es gilt $\chi + \theta = \pi/2$. Die ersten drei Legendre-Polynome lauten

$$P_o(\sin(\chi)) = 1, \quad (D.60)$$

$$P_1(\sin(\chi)) = \frac{1}{2} \sin(\chi) = \sin(\chi), \quad (D.61)$$

$$P_2(\sin(\chi)) = \frac{1}{8} (1 \sin^2(\chi) - 4) = \frac{3}{2} \sin^2(\chi) - \frac{1}{2}. \quad (D.62)$$

Damit lautet der Ausdruck für φ_g

$$\varphi_o = a_o + \frac{b_o}{r} + \left(a_1 r + \frac{b_1}{r^2}\right) \sin(\chi) + \left(\frac{a_2}{2} r^2 + \frac{b_2}{2 r^3}\right) (3 \sin^2(\chi) - 1). \quad (D.63)$$

Ziel ist nun die Berechnung der Koeffizienten $a_o, a_1, a_2, b_o, b_1, b_2$. Wegen der üblichen Randbedingung $\lim_{r \rightarrow \infty} \varphi_o(r) = 0$ gilt jedoch

$$a_o = a_1 = a_2 = 0, \quad (D.64)$$

außerdem sollte die Lösung in unendlichem Abstand zu $-G\frac{M}{r}$ werden, da die ellipsoidische Massenverteilung von weitem aussieht wie eine Punktmasse, also erwartet man

$$b_o = -GM. \quad (D.65)$$

Frei sind noch die Koeffizienten b_1 und b_2 :

$$\varphi_o = -\frac{GM}{r} + \frac{b_1}{r^2} \sin(\chi) + \frac{b_2}{2 r^3} (3 \sin^2(\chi) - 1). \quad (D.66)$$

Um diese zu bestimmen, berechnet man das Gravitationspotential auf der z-Achse ($z = r > c$). Dort gilt mit $\chi = \pi/2$

$$\varphi_o(r) = -\frac{GM}{r} + \frac{b_1(\varepsilon)}{r^2} + \frac{b_2(\varepsilon)}{r^3}. \quad (D.67)$$

Hierbei wurde angenommen, dass die b_i von der Exzentrizität ε abhängen. Man nimmt also eine homogene Erde der Dichte ϱ an und integriert

$$\begin{aligned} \varphi_o(r) &= -G\varrho \int_{z=-c}^c \int_0^{a\sqrt{1-\frac{z^2}{c^2}}} \frac{1}{\sqrt{(r-z)^2 + x^2}} 2\pi x dx dz = -2\pi G\varrho \int_{z=-c}^c \left[\sqrt{(r-z)^2 + x^2} \right]_0^{a\sqrt{1-\frac{z^2}{c^2}}} dz \\ &= -2\pi G\varrho \int_{-c}^c \sqrt{(z-r)^2 + a^2 \left(1 - \frac{z^2}{c^2}\right)} - r + z dz = -2\pi G\varrho \int_{-c}^c \sqrt{r^2 + z^2 \left(1 - \frac{a^2}{c^2}\right) - 2zr + a^2 - r + z} dz \\ &= 2\pi G\varrho r c - 2\pi G\varrho \int_{-c}^c \sqrt{\left(1 - \frac{a^2}{c^2}\right) z^2 - 2zr + a^2 + r^2} dz \\ &= 4\pi G\varrho c r - 2\pi G\varrho \int_{-c}^c \sqrt{Az^2 + Bz + C} dz = 2\pi G\varrho \left(2cr - \int_{-c}^c \sqrt{Az^2 + Bz + C} dz \right) \end{aligned} \quad (D.68)$$

mit

$$A = 1 - \frac{a^2}{c^2}, \quad (D.69)$$

$$B = -2r, \quad (D.70)$$

$$C = a^2 + r^2. \quad (D.71)$$

Diese Formel kann man zunächst auf einen einfachen Grenzfall überprüfen, nämlich den Fall einer Kugel $a = c$. In diesem Fall erhält man

$$\begin{aligned}
 \varphi_o(r) &= 2\pi G \rho \left(2ar - \int_{-c}^c \sqrt{r^2 - 2zr + a^2} dz \right) = 2\pi G \rho \left(2ar - \left[-\frac{1}{3r} (r^2 - 2zr + a^2)^{3/2} \right]_{-c}^c \right) \\
 &= 2\pi G \rho \left(2ar + \left[\frac{1}{3r} (r^2 - 2ar + a^2)^{3/2} - \frac{1}{3r} (r^2 + 2ar + a^2) \right] \right) \\
 &= 2\pi G \rho \left(2ar + \frac{1}{3r} [(r-a)^3 - (r+a)^3] \right) \\
 &= 2\pi G \rho \left(2ar + \frac{1}{3r} [(r^2 - a^2 - 2ar)(r-a) - (r^2 + a^2 + 2ar)(r+a)] \right) \\
 &= 2\pi G \rho \left(2ar + \frac{1}{3r} [r^3 + r^2a + a^2r - a^3 - 2ar^2 + 2a^2r - r^3 - r^2a - a^2r - a^3 - 2ar^2 - 2a^2r] \right) \\
 &= 2\pi G \rho \left(2ar + \frac{1}{3r} [-6r^2a - 2a^3] \right) = 2\pi G \rho \left(2ar - 2ra - \frac{2}{3} \frac{a^3}{r} \right) = -\frac{4\pi G \rho a^3}{3r} \\
 &= -GM \frac{1}{r}.
 \end{aligned} \tag{D.72}$$

Das Gravitationspotential einer homogenen Vollkugel ist also außerhalb der Kugel gleich dem einer Punktmasse am Ort des Schwerpunktes der Kugel. Es gilt nach [1] Glg. (3.3.37)

$$\int \sqrt{Ax^2 + Bx + C} dx = \frac{2Ax + B}{4A} \sqrt{Ax^2 + Bx + C} + \frac{4AC - B^2}{8A} \int \frac{dx}{\sqrt{Ax^2 + Bx + C}}. \tag{D.73}$$

Hierbei ist

$$\int \frac{dx}{\sqrt{Ax^2 + Bx + C}} = -\frac{1}{\sqrt{-A}} \arcsin \frac{2Ax + B}{\sqrt{B^2 - 4AC}}. \tag{D.74}$$

Die Voraussetzungen hierfür sind

$$\begin{aligned}
 A &< 0, \\
 B^2 &> 4AC \Leftrightarrow 4r^2 > \left(1 - \frac{a^2}{c^2} \right) (a^2 + r^2) \\
 &\Leftrightarrow r^2 > a^2 + r^2 - \frac{a^4}{c^2} - a^2 \frac{r^2}{c^2}, \\
 |2Ax + B| &< \sqrt{B^2 - 4AC} \Leftrightarrow \left| 2 \left(1 - \frac{a^2}{c^2} \right) x - 2r \right| < \sqrt{4r^2 + 4(a^2 + r^2) \left(\frac{a^2}{c^2} - 1 \right)} \\
 &\Leftrightarrow \left| x \left(1 - \frac{a^2}{c^2} \right) - r \right| < \sqrt{r^2 - a^2 - r^2 + \frac{a^4}{c^2} + r^2 \frac{a^2}{c^2}} \\
 &\Leftrightarrow c \left(\frac{a^2}{c^2} - 1 \right) + r < a \sqrt{\frac{a^2}{c^2} - 1 + \frac{r^2}{c^2}}.
 \end{aligned} \tag{D.76}$$

Für $r = c$ werden die letzten beiden Ausdrücke gleich. Die Ableitung des linken Ausdrucks nach r ist

$$\frac{d}{dr} \left(c \left(\frac{a^2}{c^2} - 1 \right) + r \right) = 1, \tag{D.77}$$

die Ableitung des rechten Ausdrucks nach r ist

$$\frac{d}{dr} a \sqrt{\frac{a^2}{c^2} - 1 + \frac{r^2}{c^2}} = a \frac{2r}{c^2} \frac{1}{2 \sqrt{\frac{a^2}{c^2} - 1 + \frac{r^2}{c^2}}} = \frac{ra}{c \sqrt{a^2 - c^2 + r^2}}. \tag{D.78}$$

Dieser Ausdruck ist für $r = c$ gleich Eins und für $r \rightarrow \infty$ gleich $a/c > 1$, die Ableitung

$$\begin{aligned} \frac{d}{dr} \frac{ra}{c\sqrt{a^2 - c^2 + r^2}} &\propto \frac{ac\sqrt{a^2 - c^2 + r^2} - racr \frac{1}{\sqrt{a^2 - c^2 + r^2}}}{ac(a^2 - c^2 + r^2) - r^2 ac} > 0 \end{aligned} \quad (D.79)$$

ist überall positiv und somit ist

$$\frac{d}{dr} a \sqrt{\frac{a^2}{c^2} - 1 + \frac{r^2}{c^2}} > 1 \quad (D.80)$$

für $r > c$. Somit ist die Ungleichung (D.76) für $r > c$ erfüllt und die Integralformel

$$\int \sqrt{Ax^2 + Bx + C} dx = \frac{2Ax + B}{4A} \sqrt{Ax^2 + Bx + C} - \frac{4AC - B^2}{8A} \frac{1}{\sqrt{-A}} \arcsin \frac{2Ax + B}{\sqrt{B^2 - 4AC}} \quad (D.81)$$

kann angewandt werden. Es gilt also

$$\begin{aligned} &\int_{-c}^c \sqrt{Ax^2 + Bx + C} dx \\ &= \frac{2Ac + B}{4A} \cdot \sqrt{Ac^2 + Bc + C} - \frac{4AC - B^2}{8A} \frac{1}{\sqrt{-A}} \arcsin \left(\frac{2Ac + B}{\sqrt{B^2 - 4AC}} \right) - \frac{B - 2Ac}{4A} \cdot \sqrt{Ac^2 - Bc + C} \\ &+ \frac{4AC - B^2}{8A} \frac{1}{\sqrt{-A}} \arcsin \left(\frac{-2Ac + B}{\sqrt{B^2 - 4AC}} \right) = \frac{2Ac + B}{4A} \sqrt{Ac^2 + Bc + C} + \frac{4AC - B^2}{8A\sqrt{-A}} \cdot \\ &\cdot \left[\arcsin \left(\frac{B - 2Ac}{\sqrt{B^2 - 4AC}} \right) - \arcsin \left(\frac{2Ac + B}{\sqrt{B^2 - 4AC}} \right) \right] - \frac{B - 2Ac}{4A} \sqrt{Ac^2 - Bc + C}. \end{aligned} \quad (D.82)$$

Hier setzt man nun A, B und C ein und erhält mit

$$\sqrt{Ac^2 + Bc + C} = \sqrt{c^2 - a^2 - 2rc + a^2 + r^2} = \sqrt{c^2 + r^2 - 2rc} = r - c, \quad (\text{D.83})$$

$$\sqrt{Ac^2 - Bc + C} = \sqrt{c^2 - a^2 + 2rc + a^2 + r^2} = r + c, \quad (\text{D.84})$$

$$B - 2Ac = -2r - 2c + 2\frac{a^2}{c} = 2\left(\frac{a^2}{c} - r - c\right), \quad (\text{D.85})$$

$$B + 2Ac = -2r + 2c - 2\frac{a^2}{c} = 2\left(c - r - \frac{a^2}{c}\right), \quad (\text{D.86})$$

$$B^2 - 4AC = 4r^2 - 4\left(1 - \frac{a^2}{c^2}\right)(a^2 + r^2) = -4a^2 + 4\frac{a^4}{c^2} + 4\frac{a^2r^2}{c^2} = 4\frac{a^2}{c^2}(a^2 + r^2 - c^2), \quad (\text{D.87})$$

$$\begin{aligned} & \frac{2Ac + B}{4A} \sqrt{Ac^2 + Bc + C} - \frac{B - 2Ac}{4A} \sqrt{Ac^2 - Bc + C} \\ &= \frac{2\left(c - r - \frac{a^2}{c}\right)}{4 - 4\frac{a^2}{c^2}}(r - c) - \frac{2\left(\frac{a^2}{c} - r - c\right)}{4 - 4\frac{a^2}{c^2}}(r + c) \\ &= \frac{4cr - 2a^2r/c}{2 - 2a^2/c^2} = \frac{2c^3r - a^2rc}{c^2 - a^2} = rc \frac{a^2 - 2c^2}{a^2 - c^2}, \end{aligned} \quad (\text{D.88})$$

$$\begin{aligned} \frac{4AC - B^2}{8A\sqrt{-A}} &= -\frac{4\frac{a^2}{c^2}(a^2 + r^2 - c^2)}{8\left(1 - \frac{a^2}{c^2}\right)\sqrt{\frac{a^2}{c^2} - 1}} = -\frac{a^2(a^2 + r^2 - c^2)}{2(c^2 - a^2)\sqrt{\frac{a^2}{c^2} - 1}} \\ &= -\frac{a^2 + r^2 - c^2}{2\left(\frac{c^2}{a^2} - 1\right)\sqrt{\frac{a^2}{c^2} - 1}} = a^2c \frac{a^2 + r^2 - c^2}{2(a^2 - c^2)\sqrt{a^2 - c^2}}, \end{aligned} \quad (\text{D.89})$$

$$\frac{B - 2Ac}{\sqrt{B^2 - 4AC}} = \frac{2\left(\frac{a^2}{c} - r - c\right)}{2\frac{a}{c}\sqrt{a^2 + r^2 - c^2}} = \frac{a^2 - rc - c^2}{a\sqrt{a^2 + r^2 - c^2}}, \quad (\text{D.90})$$

$$\frac{2Ac + B}{\sqrt{B^2 - 4AC}} = \frac{2\left(c - r - \frac{a^2}{c}\right)}{2\frac{a}{c}\sqrt{a^2 + r^2 - c^2}} = \frac{c^2 - rc - a^2}{a\sqrt{a^2 + r^2 - c^2}} \quad (\text{D.91})$$

die Gleichung

$$\begin{aligned} \int_{-c}^c \dots dx &= a^2c \frac{a^2 + r^2 - c^2}{2(a^2 - c^2)^{3/2}} \cdot \left[\arcsin\left(\frac{a^2 - rc - c^2}{a\sqrt{a^2 + r^2 - c^2}}\right) - \arcsin\left(\frac{c^2 - rc - a^2}{a\sqrt{a^2 + r^2 - c^2}}\right) \right] \\ &+ rc \frac{a^2 - 2c^2}{a^2 - c^2}. \end{aligned} \quad (\text{D.92})$$

Für das Gravitationspotential auf der z-Achse folgt also mit

$$4cr - 2cr \frac{a^2 - 2c^2}{a^2 - c^2} = rc \frac{4a^2 - 4c^2 - 2a^2 + 4c^2}{a^2 - c^2} = 2rc \frac{a^2}{a^2 - c^2} \quad (\text{D.93})$$

die Rechnung

$$\begin{aligned} \varphi_o(r) &= \pi G \rho \left(4cr - 2rc \frac{a^2 - 2c^2}{a^2 - c^2} - a^2c \frac{a^2 + r^2 - c^2}{(a^2 - c^2)^{3/2}} \cdot \left[\arcsin\left(\frac{a^2 - rc - c^2}{a\sqrt{a^2 + r^2 - c^2}}\right) - \arcsin\left(\frac{c^2 - rc - a^2}{a\sqrt{a^2 + r^2 - c^2}}\right) \right] \right) \\ &= \pi G \rho \left(rc \frac{2a^2}{a^2 - c^2} - a^2c \frac{a^2 + r^2 - c^2}{(a^2 - c^2)^{3/2}} \cdot \left[\arcsin\left(\frac{a^2 - rc - c^2}{a\sqrt{a^2 + r^2 - c^2}}\right) - \arcsin\left(\frac{c^2 - rc - a^2}{a\sqrt{a^2 + r^2 - c^2}}\right) \right] \right) \\ &= \pi G \rho \frac{a^2c}{a^2 - c^2} \left(2r - \frac{a^2 + r^2 - c^2}{\sqrt{a^2 - c^2}} \cdot \left[\arcsin\left(\frac{a^2 - rc - c^2}{a\sqrt{a^2 + r^2 - c^2}}\right) - \arcsin\left(\frac{c^2 - rc - a^2}{a\sqrt{a^2 + r^2 - c^2}}\right) \right] \right). \end{aligned} \quad (\text{D.94})$$

Hier kann man die Masse der Erde

$$M = \frac{4}{3} \pi \rho a^3 c \Rightarrow \pi \rho a^2 c = \frac{3M}{4} \quad (\text{D.95})$$

einbauen:

$$\begin{aligned} \varphi_o(r) = G \frac{M}{a^2 - c^2} & \left(\frac{3}{2} r - \frac{3}{4} \frac{a^2 + r^2 - c^2}{\sqrt{a^2 - c^2}} \cdot \right. \\ & \cdot \left[\arcsin \left(\frac{a^2 - rc - c^2}{a\sqrt{a^2 + r^2 - c^2}} \right) - \arcsin \left(\frac{c^2 - rc - a^2}{a\sqrt{a^2 + r^2 - c^2}} \right) \right] \right) \end{aligned} \quad (\text{D.96})$$

Mit Glg. (D.31) folgt für das Gravitationspotential

$$\begin{aligned} \varphi_o(r) = G \frac{M}{a^2 \varepsilon (2 - \varepsilon)} & \left(\frac{3}{2} r - \frac{3}{4} \frac{a^2 \varepsilon (2 - \varepsilon) + r^2}{a\sqrt{\varepsilon (2 - \varepsilon)}} \cdot \right. \\ & \cdot \left[\arcsin \left(\frac{a^2 \varepsilon (2 - \varepsilon) - ra(1 - \varepsilon)}{a\sqrt{a^2 \varepsilon (2 - \varepsilon) + r^2}} \right) - \arcsin \left(-\frac{a^2 \varepsilon (2 - \varepsilon) + ra(1 - \varepsilon)}{a\sqrt{a^2 \varepsilon (2 - \varepsilon) + r^2}} \right) \right] \right) \\ = G \frac{M}{a \varepsilon (2 - \varepsilon)} & \left(\frac{3}{2} \frac{r}{a} - \frac{3}{4} \frac{\varepsilon (2 - \varepsilon) + r^2/a^2}{\sqrt{\varepsilon (2 - \varepsilon)}} \cdot \right. \\ & \cdot \left[\arcsin \left(\frac{\varepsilon (2 - \varepsilon) - \frac{r}{a} (1 - \varepsilon)}{\sqrt{\varepsilon (2 - \varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}}} \right) - \arcsin \left(-\frac{\varepsilon (2 - \varepsilon) + \frac{r}{a} (1 - \varepsilon)}{\sqrt{\varepsilon (2 - \varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}}} \right) \right] \right) \\ = \frac{3GM}{2a \varepsilon (2 - \varepsilon)} & \left(\frac{r}{a} - \frac{\varepsilon (2 - \varepsilon) + r^2/a^2}{2\sqrt{\varepsilon (2 - \varepsilon)}} \cdot \left[\arcsin \left(\frac{\varepsilon (2 - \varepsilon) - \frac{r}{a} (1 - \varepsilon)}{\sqrt{\varepsilon (2 - \varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}}} \right) \right. \right. \\ & \left. \left. + \arcsin \left(\frac{\varepsilon (2 - \varepsilon) + \frac{r}{a} (1 - \varepsilon)}{\sqrt{\varepsilon (2 - \varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}}} \right) \right] \right). \end{aligned} \quad (\text{D.97})$$

Glg. (D.97) ist die Grundlage für die theoretische Untersuchung des Schwerefeldes eines Rotationsellipsoids. Sie ist exakt für Exzentrizitäten $\varepsilon \neq 0$, ist jedoch für $\varepsilon = 0$ nicht anwendbar. Leider ist der Ausdruck noch nicht von der Form der Glg. (D.67). Um dies zu erreichen, entwickelt man ihn in dem kleinen Parameter $\varepsilon \ll 1$. Dazu definiert man die Abkürzungen

$$f_1(\varepsilon) := \frac{\varepsilon (2 - \varepsilon) - \frac{r}{a} (1 - \varepsilon)}{\sqrt{\varepsilon (2 - \varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}}}, \quad (\text{D.98})$$

$$f_2(\varepsilon) := \frac{\varepsilon (2 - \varepsilon) + \frac{r}{a} (1 - \varepsilon)}{\sqrt{\varepsilon (2 - \varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}}}. \quad (\text{D.99})$$

Zur Vorbereitung rechnet man bereits jetzt

$$\begin{aligned} f'_1(\varepsilon) &= \frac{\left(2 - 2\varepsilon + \frac{r}{a} \right) \sqrt{\varepsilon (2 - \varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}} - \left[\varepsilon (2 - \varepsilon) - \frac{r}{a} (1 - \varepsilon) \right] \frac{1}{2} (2 - 2\varepsilon) \frac{1}{\sqrt{\varepsilon (2 - \varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}}}}{\varepsilon (2 - \varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}} \\ &= \frac{\left(2 - 2\varepsilon + \frac{r}{a} \right) \left(\varepsilon (2 - \varepsilon) + \frac{r^2}{a^2} \right) - \left[\varepsilon (2 - \varepsilon) - \frac{r}{a} (1 - \varepsilon) \right] (1 - \varepsilon)}{\left[\varepsilon (2 - \varepsilon) + \frac{r^2}{a^2} \right]^{3/2}} \\ &= \frac{2(1 - \varepsilon) \varepsilon (2 - \varepsilon) + 2(1 - \varepsilon) \frac{r^2}{a^2} + \frac{r}{a} \varepsilon (2 - \varepsilon) + \frac{r^3}{a^3} - \varepsilon (2 - \varepsilon) (1 - \varepsilon) + \frac{r}{a} (1 - \varepsilon)^2}{\left[\varepsilon (2 - \varepsilon) + \frac{r^2}{a^2} \right]^{3/2}} \\ &= \frac{\varepsilon (1 - \varepsilon) (2 - \varepsilon) + \frac{r^3}{a^3} + \frac{r^2}{a^2} 2(1 - \varepsilon) + \frac{r}{a}}{\left[\varepsilon (2 - \varepsilon) + \frac{r^2}{a^2} \right]^{3/2}} \end{aligned} \quad (\text{D.100})$$

und

$$\begin{aligned}
 f'_2(\varepsilon) &= \frac{\left(2 - 2\varepsilon - \frac{r}{a}\right) \sqrt{\varepsilon(2 - \varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}} - \left[\varepsilon(2 - \varepsilon) + \frac{r}{a}(1 - \varepsilon)\right] \frac{1}{2}(2 - 2\varepsilon) \frac{1}{\sqrt{\varepsilon(2 - \varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}}}}{\varepsilon(2 - \varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}} \\
 &= \frac{\left(2 - 2\varepsilon - \frac{r}{a}\right) \left(\varepsilon(2 - \varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}\right) - \left[\varepsilon(2 - \varepsilon) + \frac{r}{a}(1 - \varepsilon)\right] (1 - \varepsilon)}{\left[\varepsilon(2 - \varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}\right]^{3/2}} \\
 &= \frac{2(1 - \varepsilon)\varepsilon(2 - \varepsilon) + 2(1 - \varepsilon)\frac{r^2}{a^2} - \frac{r}{a}\varepsilon(2 - \varepsilon) - \frac{r^3}{a^3} - \varepsilon(2 - \varepsilon)(1 - \varepsilon) - \frac{r}{a}(1 - \varepsilon)^2}{\left[\varepsilon(2 - \varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}\right]^{3/2}} \\
 &= \frac{\varepsilon(1 - \varepsilon)(2 - \varepsilon) - \frac{r^3}{a^3} + \frac{r^2}{a^2}2(1 - \varepsilon) - \frac{r}{a}}{\left[\varepsilon(2 - \varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}\right]^{3/2}}. \tag{D.101}
 \end{aligned}$$

Das Gravitationspotential schreibt sich damit als

$$\varphi_o(r) = \frac{3GM}{2a} \frac{2\frac{r}{a}(\varepsilon(2 - \varepsilon))^{1/2} - \left(\varepsilon(2 - \varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}\right) [\arcsin(f_1(\varepsilon)) + \arcsin(f_2(\varepsilon))]}{2(\varepsilon(2 - \varepsilon))^{3/2}}. \tag{D.102}$$

Dies wird mit

$$g(\varepsilon) := 2\frac{r}{a}(\varepsilon(2 - \varepsilon))^{1/2} - \left(\varepsilon(2 - \varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}\right) [\arcsin(f_1(\varepsilon)) + \arcsin(f_2(\varepsilon))], \tag{D.103}$$

$$h(\varepsilon) := 2(\varepsilon(2 - \varepsilon))^{3/2}, \tag{D.104}$$

$$F(\varepsilon) := \frac{g(\varepsilon)}{h(\varepsilon)} \tag{D.105}$$

zu

$$\varphi_o(r) = \frac{3GM}{2a} \frac{g(\varepsilon)}{h(\varepsilon)} = \frac{3}{2} \frac{GM}{a} F(\varepsilon). \tag{D.106}$$

Das Ziel ist nun, $F(\varepsilon)$ bis zur ersten Ordnung in ε zu entwickeln:

$$\varphi_o(r) = \frac{3}{2} \frac{GM}{a} (F(o) + F'(o)\varepsilon + \mathcal{O}(\varepsilon^2)) \tag{D.107}$$

Wegen $h(o) = o$ ist dies nicht direkt möglich, sondern man muss die Ersetzungen

$$F(o) \rightarrow \lim_{x \downarrow o} F(x), F'(o) \rightarrow \lim_{x \downarrow o} F'(x) \tag{D.108}$$

vornehmen. Es ist wegen

$$f_1(o) = -1 = -f_2(o) \tag{D.109}$$

auch

$$g(o) = o, \tag{D.110}$$

man kann also die Regel von L'Hospital anwenden, um $\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{g(\varepsilon)}{h(\varepsilon)}$ zu ermitteln. Es gilt

$$\begin{aligned}
 g'(\varepsilon) &= 2 \frac{r}{a} \frac{1}{2} (2 - 2\varepsilon) \frac{1}{\sqrt{\varepsilon(2 - \varepsilon)}} - (2 - 2\varepsilon) [\arcsin(f_1'(\varepsilon)) + \arcsin(f_2'(\varepsilon))], \\
 &- \left(\varepsilon(2 - \varepsilon) + \frac{r^2}{a^2} \right) \left[f_1'(\varepsilon) \frac{1}{\sqrt{1 - f_1^2(\varepsilon)}} + f_2'(\varepsilon) \frac{1}{\sqrt{1 - f_2^2(\varepsilon)}} \right] \\
 &= \frac{2r(1 - \varepsilon)}{a\sqrt{\varepsilon(2 - \varepsilon)}} - 2(1 - \varepsilon) [\arcsin(f_1(\varepsilon)) + \arcsin(f_2(\varepsilon))] \\
 &- \left(\varepsilon(2 - \varepsilon) + \frac{r^2}{a^2} \right) \left[f_1'(\varepsilon) \frac{1}{\sqrt{1 - f_1^2(\varepsilon)}} + f_2'(\varepsilon) \frac{1}{\sqrt{1 - f_2^2(\varepsilon)}} \right].
 \end{aligned} \tag{D.111}$$

Es gelten

$$f_1^2(\varepsilon) = \frac{\varepsilon^2(2 - \varepsilon)^2 + \frac{r^2}{a^2}(1 - \varepsilon)^2 - 2\varepsilon(2 - \varepsilon)\frac{r}{a}(1 - \varepsilon)}{\varepsilon(2 - \varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}} \tag{D.112}$$

und

$$f_2^2(\varepsilon) = \frac{\varepsilon^2(2 - \varepsilon)^2 + \frac{r^2}{a^2}(1 - \varepsilon)^2 + 2\varepsilon(2 - \varepsilon)\frac{r}{a}(1 - \varepsilon)}{\varepsilon(2 - \varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}}. \tag{D.113}$$

Daraus folgen

$$\begin{aligned}
 1 - f_1^2(\varepsilon) &= \frac{\varepsilon(2 - \varepsilon)(1 - \varepsilon(2 - \varepsilon)) + \frac{r^2}{a^2}(1 - (1 - \varepsilon)^2) + 2\varepsilon(2 - \varepsilon)\frac{r}{a}(1 - \varepsilon)}{\varepsilon(2 - \varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}} \\
 &= \frac{\varepsilon(2 - \varepsilon)(1 - 2\varepsilon + \varepsilon^2) + \frac{r^2}{a^2}(1 - 1 - \varepsilon^2 + 2\varepsilon) + 2\varepsilon(2 - \varepsilon)\frac{r}{a}(1 - \varepsilon)}{\varepsilon(2 - \varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}} \\
 &= \frac{\varepsilon(2 - \varepsilon)(1 - \varepsilon)^2 + \frac{r^2}{a^2}\varepsilon(2 - \varepsilon) + 2\varepsilon\frac{r}{a}(2 - \varepsilon)(1 - \varepsilon)}{\varepsilon(2 - \varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}} = (2 - \varepsilon)\varepsilon \frac{(1 - \varepsilon)^2 + \frac{r^2}{a^2} + 2\frac{r}{a}(1 - \varepsilon)}{(2 - \varepsilon)\varepsilon + \frac{r^2}{a^2}} \\
 &= (2 - \varepsilon)\varepsilon \frac{\left[(1 - \varepsilon) + \frac{r}{a}\right]^2}{(2 - \varepsilon)\varepsilon + \frac{r^2}{a^2}}
 \end{aligned} \tag{D.114}$$

und

$$\begin{aligned}
 1 - f_2^2(\varepsilon) &= \frac{\varepsilon(2 - \varepsilon)(1 - \varepsilon(2 - \varepsilon)) + \frac{r^2}{a^2}(1 - (1 - \varepsilon)^2) - 2\varepsilon(2 - \varepsilon)\frac{r}{a}(1 - \varepsilon)}{\varepsilon(2 - \varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}} \\
 &= \frac{\varepsilon(2 - \varepsilon)(1 - 2\varepsilon + \varepsilon^2) + \frac{r^2}{a^2}(1 - 1 - \varepsilon^2 + 2\varepsilon) - 2\varepsilon(2 - \varepsilon)\frac{r}{a}(1 - \varepsilon)}{\varepsilon(2 - \varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}} \\
 &= \frac{\varepsilon(2 - \varepsilon)(1 - \varepsilon)^2 + \frac{r^2}{a^2}\varepsilon(2 - \varepsilon) - 2\varepsilon\frac{r}{a}(2 - \varepsilon)(1 - \varepsilon)}{\varepsilon(2 - \varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}} = (2 - \varepsilon)\varepsilon \frac{(1 - \varepsilon)^2 + \frac{r^2}{a^2} - 2\frac{r}{a}(1 - \varepsilon)}{(2 - \varepsilon)\varepsilon + \frac{r^2}{a^2}} \\
 &= (2 - \varepsilon)\varepsilon \frac{\left[(1 - \varepsilon) - \frac{r}{a}\right]^2}{(2 - \varepsilon)\varepsilon + \frac{r^2}{a^2}}.
 \end{aligned} \tag{D.115}$$

Daraus folgen

$$\frac{1}{\sqrt{1 - f_1^2(\varepsilon)}} = \frac{1}{1 - \varepsilon + \frac{r}{a}} \sqrt{\frac{\varepsilon(2 - \varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}}{\varepsilon(2 - \varepsilon)}} \tag{D.116}$$

und

$$\frac{1}{\sqrt{1 - f_2^2(\varepsilon)}} = \frac{1}{\varepsilon + \frac{r}{a} - 1} \sqrt{\frac{\varepsilon(2 - \varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}}{\varepsilon(2 - \varepsilon)}}. \tag{D.117}$$

Daraus folgt

$$\begin{aligned}
& \left(\varepsilon (2 - \varepsilon) + \frac{r^2}{a^2} \right) \left(f'_1(\varepsilon) \frac{1}{\sqrt{1 - f_1^2(\varepsilon)}} + f'_2(\varepsilon) \frac{1}{\sqrt{1 - f_2^2(\varepsilon)}} \right) \\
&= \frac{\left[\varepsilon (2 - \varepsilon) + \frac{r^2}{a^2} \right]^{3/2}}{\sqrt{\varepsilon (2 - \varepsilon)}} \cdot \frac{1}{\left[\varepsilon (2 - \varepsilon) + \frac{r^2}{a^2} \right]^{3/2}} \cdot \left[\frac{\varepsilon (1 - \varepsilon) (2 - \varepsilon) + \frac{r^3}{a^3} + \frac{r^2}{a^2} 2 (1 - \varepsilon) + \frac{r}{a}}{1 - \varepsilon + \frac{r}{a}} \right. \\
&\quad \left. + \frac{\varepsilon (1 - \varepsilon) (2 - \varepsilon) - \frac{r^3}{a^3} + \frac{r^2}{a^2} 2 (1 - \varepsilon) - \frac{r}{a}}{\varepsilon + \frac{r}{a} - 1} \right] \\
&= \frac{1}{\sqrt{\varepsilon (2 - \varepsilon)}} \left[\frac{\varepsilon (1 - \varepsilon) (2 - \varepsilon) + \frac{r^3}{a^3} + \frac{r^2}{a^2} 2 (1 - \varepsilon) + \frac{r}{a}}{1 - \varepsilon + \frac{r}{a}} + \frac{\varepsilon (1 - \varepsilon) (2 - \varepsilon) - \frac{r^3}{a^3} + \frac{r^2}{a^2} 2 (1 - \varepsilon) - \frac{r}{a}}{\varepsilon + \frac{r}{a} - 1} \right] \\
&= \frac{1}{\sqrt{\varepsilon (2 - \varepsilon)}} \frac{2 \frac{r}{a} \varepsilon (1 - \varepsilon) (2 - \varepsilon) + 4 (1 - \varepsilon) \frac{r^3}{a^3} - 2 (1 - \varepsilon) \frac{r^3}{a^3} - 2 \frac{r}{a} (1 - \varepsilon)}{\frac{r^2}{a^2} - 1 - \varepsilon^2 + 2\varepsilon} \\
&= \frac{2 \frac{r}{a} (1 - \varepsilon)}{\sqrt{\varepsilon (2 - \varepsilon)}} \frac{\varepsilon (2 - \varepsilon) + \frac{r^2}{a^2} - 1}{\frac{r^2}{a^2} - 1 - \varepsilon^2 + 2\varepsilon} = \frac{2 \frac{r}{a} (1 - \varepsilon)}{\sqrt{\varepsilon (2 - \varepsilon)}}. \tag{D.118}
\end{aligned}$$

Man hat also

$$g'(\varepsilon) = \frac{2r(1-\varepsilon)}{a\sqrt{\varepsilon(2-\varepsilon)}} - 2(1-\varepsilon) [\arcsin(f_1(\varepsilon)) + \arcsin(f_2(\varepsilon))], \tag{D.119}$$

$$- \frac{2 \frac{r}{a} (1 - \varepsilon)}{\sqrt{\varepsilon (2 - \varepsilon)}} = -2(1 - \varepsilon) [\arcsin(f_1(\varepsilon)) + \arcsin(f_2(\varepsilon))]. \tag{D.120}$$

Weiterhin gilt

$$h'(\varepsilon) = 2 \frac{3}{2} \sqrt{\varepsilon (2 - \varepsilon)} (2 - 2\varepsilon) = 6 \sqrt{\varepsilon (2 - \varepsilon)} (1 - \varepsilon). \tag{D.121}$$

Es gilt also

$$\frac{g'(\varepsilon)}{h'(\varepsilon)} = - \frac{1}{3 \sqrt{\varepsilon (2 - \varepsilon)}} [\arcsin(f_1(\varepsilon)) + \arcsin(f_2(\varepsilon))]. \tag{D.122}$$

Hier muss man wieder die Regel von L'Hospital anwenden, es gelten

$$\frac{d}{d\varepsilon} [\arcsin(f_1(\varepsilon)) + \arcsin(f_2(\varepsilon))] = \frac{1}{\varepsilon (2 - \varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}} \frac{2 \frac{r}{a} (1 - \varepsilon)}{\sqrt{\varepsilon (2 - \varepsilon)}} \tag{D.123}$$

sowie

$$\frac{d}{d\varepsilon} \sqrt{\varepsilon (2 - \varepsilon)} = \frac{1 - \varepsilon}{\sqrt{\varepsilon (2 - \varepsilon)}}. \tag{D.124}$$

Damit folgt

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{g'(\varepsilon)}{h'(\varepsilon)} = - \frac{1}{3} \frac{2 \frac{r}{a}}{\frac{r^2}{a^2}} = - \frac{2a}{3r}. \tag{D.125}$$

und somit

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} F(\varepsilon) = - \frac{2a}{3r}. \tag{D.126}$$

Es ergibt sich also im Falle einer Kugel der korrekte Grenzfall. Für die Ableitung von F gilt

$$\begin{aligned}
 F'(\varepsilon) &= \frac{g'(\varepsilon)h(\varepsilon) - g(\varepsilon)h'(\varepsilon)}{h(\varepsilon)^2} = \frac{-2(1-\varepsilon)[\arcsin(f_1(\varepsilon)) + \arcsin(f_2(\varepsilon))]2(\varepsilon(2-\varepsilon))^{3/2}}{4(\varepsilon(2-\varepsilon))^3} \\
 &\quad - \frac{\left(2\frac{r}{a}(\varepsilon(2-\varepsilon))^{1/2} - (\varepsilon(2-\varepsilon) + \frac{r^2}{a^2})[\arcsin(f_1(\varepsilon)) + \arcsin(f_2(\varepsilon))]\right)6(1-\varepsilon)\sqrt{\varepsilon(2-\varepsilon)}}{4(\varepsilon(2-\varepsilon))^3} \\
 &= \frac{(1-\varepsilon)[\arcsin(f_1(\varepsilon)) + \arcsin(f_2(\varepsilon))]}{2(\varepsilon(2-\varepsilon))^{3/2}} + \frac{3r^2(1-\varepsilon)[\arcsin(f_1(\varepsilon)) + \arcsin(f_2(\varepsilon))]}{2a^2(\varepsilon(2-\varepsilon))^{5/2}} \\
 &\quad - 3\frac{r}{a}\frac{1-\varepsilon}{(\varepsilon(2-\varepsilon))^2}. \tag{D.127}
 \end{aligned}$$

Aufgrund der Rechenregeln für Funktionsgrenzwerte ist $\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} F'(\varepsilon) = \frac{1}{4\sqrt{2}} \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} G(\varepsilon)$ mit

$$\begin{aligned}
 G(\varepsilon) &:= \frac{(2-\varepsilon)[\arcsin(f_1(\varepsilon)) + \arcsin(f_2(\varepsilon))]}{2\varepsilon^{3/2}} + \frac{3r^2 \arcsin(f_1(\varepsilon)) + \arcsin(f_2(\varepsilon))}{2a^2 \varepsilon^{5/2}} - 3\frac{r\sqrt{2-\varepsilon}}{a\varepsilon^2} \\
 &= \frac{(a^2\varepsilon(2-\varepsilon) + 3r^2)[\arcsin(f_1(\varepsilon)) + \arcsin(f_2(\varepsilon))] - 6ra\sqrt{\varepsilon(2-\varepsilon)}}{2a^2\varepsilon^{5/2}}. \tag{D.128}
 \end{aligned}$$

Es gilt mit der Regel von L'Hospital

$$\begin{aligned}
 \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} G(\varepsilon) &= \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{2a^2(1-\varepsilon)[\arcsin(f_1(\varepsilon)) + \arcsin(f_2(\varepsilon))]}{5a^2\varepsilon^{3/2}} \\
 &\quad + \frac{(a^2\varepsilon(2-\varepsilon) + 3r^2)\frac{1}{\varepsilon(2-\varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}}\frac{2\frac{r}{a}(1-\varepsilon)}{\sqrt{\varepsilon(2-\varepsilon)}}}{5a^2\varepsilon^{3/2}} - \frac{6ra\frac{1-\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon(2-\varepsilon)}}}{5a^2\varepsilon^{3/2}} \\
 &= \frac{2}{5a^2} \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{a^2[\arcsin f_1(\varepsilon) + \arcsin(f_2(\varepsilon))]}{\varepsilon^{3/2}} + \frac{(a^2\varepsilon(2-\varepsilon) + 3r^2)\frac{1}{\varepsilon(2-\varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}}\frac{\frac{r}{a}}{\sqrt{\varepsilon(2-\varepsilon)}} - 3\frac{ra}{\sqrt{\varepsilon(2-\varepsilon)}}}{\varepsilon^{3/2}} \\
 &= \frac{4}{15a^2} \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{2a^2}{\varepsilon(2-\varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}} + \frac{2\frac{r}{a}(1-\varepsilon)}{\varepsilon\sqrt{2-\varepsilon}} + 3\frac{ra(1-\varepsilon)}{\varepsilon^2(2-\varepsilon)^{3/2}} \\
 &\quad - (a^2\varepsilon(2-\varepsilon) + 3r^2)\frac{2(1-\varepsilon)}{[\varepsilon(2-\varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}]^2}\frac{\frac{r}{a}}{\varepsilon\sqrt{2-\varepsilon}} - \frac{a^2\varepsilon(2-\varepsilon) + 3r^2}{\varepsilon(2-\varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}}\frac{\frac{r}{a}(1-\varepsilon)}{\varepsilon^2(2-\varepsilon)^{3/2}}. \tag{D.129}
 \end{aligned}$$

Mit

$$\begin{aligned}
 &\frac{2a^2}{\varepsilon(2-\varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}}\frac{2\frac{r}{a}(1-\varepsilon)}{\varepsilon\sqrt{2-\varepsilon}} - (a^2\varepsilon(2-\varepsilon) + 3r^2)\frac{2(1-\varepsilon)}{[\varepsilon(2-\varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}]^2}\frac{\frac{r}{a}}{\varepsilon\sqrt{2-\varepsilon}} \\
 &= \frac{2\frac{r}{a}(1-\varepsilon)a^2}{\varepsilon\sqrt{(2-\varepsilon)}}\frac{1}{[\varepsilon(2-\varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}]^2}\left[2\varepsilon(2-\varepsilon) + 2\frac{r^2}{a^2} - \varepsilon(2-\varepsilon) - \frac{3r^2}{a^2}\right] \\
 &= \frac{2\frac{r}{a}(1-\varepsilon)a^2}{\varepsilon\sqrt{2-\varepsilon}}\frac{1}{[\varepsilon(2-\varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}]^2}\left[-\frac{r^2}{a^2} + \varepsilon(2-\varepsilon)\right] \\
 &= -\frac{2r^3(1-\varepsilon)}{a\varepsilon\sqrt{2-\varepsilon}}\frac{1}{[\varepsilon(2-\varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}]^2} + \frac{2\frac{r}{a}(1-\varepsilon)a^2\sqrt{2-\varepsilon}}{[\varepsilon(2-\varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}]^2} \tag{D.130}
 \end{aligned}$$

und

$$\begin{aligned}
 &3\frac{ra(1-\varepsilon)}{\varepsilon^2(2-\varepsilon)^{3/2}} - \frac{a^2\varepsilon(2-\varepsilon) + 3r^2}{\varepsilon(2-\varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}}\frac{\frac{r}{a}(1-\varepsilon)}{\varepsilon^2(2-\varepsilon)^{3/2}} \\
 &= ra\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^2(2-\varepsilon)^{3/2}}\left[3 - \frac{\varepsilon(2-\varepsilon) + 3\frac{r^2}{a^2}}{\varepsilon(2-\varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}}\right] = \frac{ra}{\varepsilon^2(2-\varepsilon)^{3/2}}\frac{2\varepsilon(2-\varepsilon)}{\varepsilon(2-\varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}} \tag{D.131}
 \end{aligned}$$

folgt

$$\begin{aligned}
 \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} G(\varepsilon) &= \frac{4}{15a^2\sqrt{2}} \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} -\frac{1r^3}{a\varepsilon\left[\varepsilon(2-\varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}\right]^2} + \frac{ra}{\varepsilon^2(2-\varepsilon)} \frac{2\varepsilon(2-\varepsilon)}{\varepsilon(2-\varepsilon) + r^2} + \frac{2\frac{r}{a}(1-\varepsilon)a^2(2-\varepsilon)}{\left[\varepsilon(2-\varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}\right]^2} \\
 &= \frac{4r}{15a^2\sqrt{2}} \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} -\frac{2r^2}{a\varepsilon\left[\varepsilon(2-\varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}\right]^2} + \frac{a}{\varepsilon} \frac{2}{\varepsilon(2-\varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}} + \frac{2\frac{1}{a}(1-\varepsilon)a^2(2-\varepsilon)}{\left[\varepsilon(2-\varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}\right]^2} \\
 &= \frac{4}{15r\sqrt{2}} \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} -\frac{2r^2}{a\varepsilon\left[\varepsilon(2-\varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}\right]} + \frac{2a}{\varepsilon} + \frac{2r^2(1-\varepsilon)(2-\varepsilon)}{a\left[\varepsilon(2-\varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}\right]^2} \\
 &= \frac{4}{15r\sqrt{2}} \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{-2\frac{r^2}{a} + 2a\varepsilon(2-\varepsilon) + 2\frac{r^2}{a}}{\varepsilon\left(\varepsilon(2-\varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}\right)} + \frac{2r^2(1-\varepsilon)(2-\varepsilon)}{a\left[\varepsilon(2-\varepsilon) + \frac{r^2}{a^2}\right]^2} \\
 &= \frac{4}{15r\sqrt{2}} \left[\frac{4a}{\frac{r^2}{a^2}} + \frac{4r^2}{a\frac{r^4}{a^4}} \right] = \frac{4}{15r\sqrt{2}} \frac{8a^3}{r^2} = \frac{32}{15\sqrt{2}} \frac{a^3}{r^3}.
 \end{aligned} \tag{D.132}$$

Somit folgt

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} F'(\varepsilon) = \frac{4}{15} \frac{a^3}{r^3}. \tag{D.133}$$

Analog können die Koeffizienten höherer Ordnungen in ε ermittelt werden. Man hat also

$$\varphi_o(r) = \frac{3GM}{2a} \left[-\frac{2a}{3r} + \varepsilon \frac{4a^3}{15r^3} \right] = -\frac{GM}{r} + \varepsilon \frac{2GM}{5r^3} a^2, \tag{D.134}$$

die Terme $\mathcal{O}(\varepsilon^2)$ wurden vernachlässigt. Es gilt somit in Termen der Glg. (D.67)

$$b_1 = 0, \tag{D.135}$$

$$b_2(\varepsilon) = \varepsilon \frac{2GMa^2}{5}. \tag{D.136}$$

Für den Gravitationsanteil des Schwerepotentials der Erde gilt somit

$$\varphi_o(r, \chi) = -\frac{GM}{r} + \frac{b_2}{2r^3} (3\sin^2(\chi) - 1) = -\frac{GM}{r} + \varepsilon \frac{GMa^2}{5r^3} (3\sin^2(\chi) - 1). \tag{D.137}$$

Nun wird die Fliehkraft berücksichtigt. Definiere

$$m := \frac{\omega^2 a^3}{GM}. \tag{D.138}$$

Dann schreibt sich der Zentrifugalanteil φ_z mit Glg. (D.34) als

$$\varphi_z = -\frac{1}{2}\omega^2 r^2 \cos^2(\chi) = -\frac{1}{2} \frac{GMm}{a^3} r^2 \cos^2(\chi) = \frac{GMm}{2a^3} r^2 (\sin^2(\chi) - 1). \tag{D.139}$$

Für das Schwerepotential erhält man

$$\begin{aligned}
 \varphi_g(r, \chi) &= \varphi_o(r, \chi) + \varphi_z(r, \chi) = -\frac{GM}{r} + \varepsilon \frac{GMa^2}{5r^3} (3\sin^2(\chi) - 1) + \frac{GMm}{2a^3} r^2 (\sin^2(\chi) - 1) \\
 &= \frac{GM}{r} \left[\left\{ \frac{3a^2\varepsilon}{5r^2} + \frac{mr^3}{2a^3} \right\} \sin^2(\chi) - 1 \right] - \frac{GM}{a} \left\{ \frac{a^3}{5r^3} \varepsilon + \frac{mr^2}{2a^2} \right\}.
 \end{aligned} \tag{D.140}$$

Man fordert nun als zusätzliche Bedingung, dass die Oberfläche des Rotationsellipsoiden eine Äquipotentialfläche ist, also

$$\varphi_g(r, \chi) = \text{const.} \tag{D.141}$$

für

$$\frac{x^2 + y^2}{a^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1. \quad (\text{D.142})$$

Eine notwendige Bedingung hierfür ist, dass das Geopotential am Äquator dem am Pol entspricht, also

$$\begin{aligned} -\frac{GM}{a} - \frac{GM}{a} \left[\frac{\varepsilon}{5} + \frac{m}{2} \right] &= \frac{GM}{c} \left[\frac{3a^2\varepsilon}{5c^2} + \frac{mc^3}{2a^3} - 1 \right] - \frac{GM}{a} \left[\frac{\varepsilon a^3}{5c^3} + \frac{mc^2}{2a^2} \right] \\ \Leftrightarrow 1 + \frac{\varepsilon}{5} + \frac{m}{2} &= -\frac{3a^3}{5c^3}\varepsilon - \frac{mc^2}{2a^2} + \frac{a}{c} + \frac{\varepsilon a^3}{5c^3} + \frac{mc^2}{2a^2} \\ \Leftrightarrow 1 + \frac{\varepsilon}{5} + \frac{m}{2} &= -\frac{2a^3}{5c^3}\varepsilon + \frac{1}{1-\varepsilon} \\ \Leftrightarrow -\varepsilon + (1-\varepsilon) \left(\frac{\varepsilon}{5} + \frac{m}{2} \right) &= -(1-\varepsilon) \frac{2a^3}{5c^3}\varepsilon = -\varepsilon(1-\varepsilon) \frac{2}{5} (1-\varepsilon)^3. \end{aligned} \quad (\text{D.143})$$

Vernachlässigt man hier alle wieder alle Terme $\mathcal{O}(\varepsilon^2)$ und auch $\mathcal{O}(\varepsilon m)$, erhält man

$$-\varepsilon + \frac{\varepsilon}{5} + \frac{m}{2} = -\varepsilon \frac{2}{5} \Leftrightarrow \frac{m}{2} = \varepsilon \frac{2}{5}. \quad (\text{D.144})$$

Es gilt also im Gleichgewichtsfall

$$\varepsilon = \varepsilon(m) = \frac{5m}{4}. \quad (\text{D.145})$$

Bei gegebener großer Halbachse ist die kleine Halbachse c festgelegt:

$$c = a(1 - \varepsilon(m)) = a \left(1 - \frac{5m}{4} \right). \quad (\text{D.146})$$

Man nutzt

$$\frac{3\varepsilon}{5} = \varepsilon - \frac{2}{5}\varepsilon = \varepsilon - \frac{m}{2} = \frac{2\varepsilon - m}{2} \quad (\text{D.147})$$

aus, um den Ausdruck für das Schwerepotential zu vereinfachen:

$$\mathcal{P}_g(r, \chi) = \frac{GM}{r} \left[\left\{ \left(\frac{2\varepsilon - m}{2} \right) \frac{a^2}{r^2} + \frac{m}{2} \frac{r^3}{a^3} \right\} \sin^2(\chi) - 1 \right] - \frac{GM}{a} \left\{ \left(\frac{2\varepsilon - m}{6} \right) \frac{a^3}{r^3} + \frac{m}{2} \frac{r^2}{a^2} \right\} \quad (\text{D.148})$$

Dies ist die Formel mit der von nun an gearbeitet wird. Da sie erster Ordnung in ε und m ist, werden alle noch folgenden Approximationen ebenfalls nur in erster Ordnung in ε und m gemacht.

D.3.3 Forderungen an nicht-kugelförmige Koordinaten

Für die Entwicklung eines meteorologischen Koordinatensystems ist es praktisch, wenn die Flächen gleicher Vertikalkoordinate Äquipotentialflächen im Schwerefeld sind (s. Abschn. 13.2). Es wird erwartet, dass es außerdem vorteilhaft ist, wenn diese Flächen ellipsoidisch sind. Für die Entwicklung eines nicht-kugelförmigen Koordinatensystems ist es außerdem wichtig, die zu allen Potentialflächen senkrechten Trajektorien in Termen der Grundfunktionen angeben zu können. Außerdem muss die verwendete Approximation des Geopotentials möglichst konsistent mit der realen Physik sein und gleichzeitig analytisch behandelbar. Damit ist gemeint, dass sich wieder das korrekte Clairaut-Verhältnis ergibt, und dass gilt $c = a(1 - \varepsilon)$.

Die Forderungen an eine Approximation des Schwerefeldes sind also:

1. Möglichkeit der analytischen Angabe der senkrechten Trajektorien
2. ellipsoidische Konturflächen
3. korrektes Clairaut-Verhältnis
4. korrektes Halbachsen-Verhältnis

D.3.4 Ellipsoidische Approximation des Schwerefeldes

Es stellt sich also zunächst die Frage, ob alle Konturflächen von Glg. (D.148) Ellipsoide sind. Für die Oberfläche der Erde (ohne Orographie) wurde dies in erster Ordnung in ε und m durch $\varepsilon = \frac{5}{4}m$ bereits sichergestellt. Mit $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ kann man sich einen Ausdruck für den Abstand r vom Mittelpunkt eines Rotationsellipsoiden mit großer Halbachse A und kleiner Halbachse C als Funktion des geozentrischen Winkels χ bei gegebener Exzentrizität herleiten:

$$\begin{aligned} 1 &= \frac{r^2 \cos^2(\chi)}{A^2} + \frac{r^2 \sin^2(\chi)}{C^2} = \frac{r^2}{A^2} \left(\cos^2(\chi) + A^2 \frac{\sin^2(\chi)}{C^2} \right) \\ &\Leftrightarrow r(\chi) = A \left[\cos^2(\chi) + A^2 \frac{\sin^2(\chi)}{C^2} \right]^{-1/2} \end{aligned} \quad (\text{D.149})$$

Mit $A = a$, $C = c = a(1 - \varepsilon)$ folgt

$$r(\chi) = a(1 - \varepsilon) \left[(1 - \varepsilon)^2 + (1 - (1 - \varepsilon)^2) \sin^2(\chi) \right]^{-1/2} \quad (\text{D.150})$$

Glg. (D.148) ist nicht von dieser Form: Hält man die linke Seite der Gleichung konstant und multipliziert mit r^3 , so entsteht ein Polynom fünften Grades in r , welches im Allgemeinen nur numerisch gelöst werden kann.

Man muss also eine ellipsoidische Approximation von Glg. (D.148) finden. Die nun folgende Diskussion basiert auf [staniforth]. Zunächst einmal macht man sich klar, wie man eine bestimmte Geopotentialfläche bezeichnen kann. Hierzu bietet sich der äquatoriale Radius R der Fläche an. Für ihn gilt

$$\mathcal{P}_R = -\frac{GM}{R} \left[1 + \left(\frac{2\varepsilon - m}{6} \right) \frac{a^2}{R^2} + \frac{m}{2} \frac{R^3}{a^3} \right]. \quad (\text{D.151})$$

Will man diese Fläche nun genauer angeben, also ihren Abstand $r = r(\chi)$ vom Erdmittelpunkt bei einer geozentrischen Breite φ angeben, schreibt man einfach

$$\begin{aligned} \frac{1}{R} \left[1 + \left(\frac{2\varepsilon - m}{6} \right) \frac{a^2}{R^2} + \frac{m}{2} \frac{R^3}{a^3} \right] &= \frac{1}{r} \left[1 - \left\{ \left(\frac{2\varepsilon - m}{2} \right) \frac{a^2}{r^2} + \frac{m}{2} \frac{r^3}{a^3} \right\} \sin^2(\chi) \right] \\ &\quad + \frac{1}{a} \left\{ \left(\frac{2\varepsilon - m}{6} \right) \frac{a^3}{r^3} + \frac{m}{2} \frac{r^2}{a^2} \right\}. \end{aligned} \quad (\text{D.152})$$

Nun macht man die Annahme, dass gilt

$$\frac{r}{R} = 1 + \frac{r - R}{R} = 1 + \mathcal{O}(\varepsilon), \quad (\text{D.153})$$

Es gilt nämlich

$$\frac{r - R}{R} \lesssim \frac{c - a}{a} = -\varepsilon, \quad (\text{D.154})$$

zumindest innerhalb der wetterrelevanten Atmosphäre. Man kann nun zunächst schreiben

$$\begin{aligned}
 \mathcal{P}_g(r, \chi) &= -\frac{GM}{r} + \frac{GM}{R} \frac{1}{r/R} \left[\left(\frac{2\varepsilon - m}{2} \right) \frac{a^2}{R^2} \frac{R^2}{r^2} + \frac{m}{2} \frac{R^3}{a^3} \frac{r^3}{R^3} \right] \sin^2(\chi) \\
 &\quad - \frac{GM}{a} \left[\left(\frac{2\varepsilon - m}{6} \right) \frac{a^3}{R^3} \frac{R^3}{r^3} + \frac{m}{2} \frac{R^2}{a^2} \frac{r^2}{R^2} \right] \\
 &= -\frac{GM}{r} + \frac{GM}{R} \left(1 + \frac{r-R}{R} \right)^{-1} \left[\left(\frac{2\varepsilon - m}{2} \right) \frac{a^2}{R^2} \left(1 + \frac{r-R}{R} \right)^{-2} \right. \\
 &\quad \left. + \frac{m}{2} \frac{R^3}{a^3} \left(1 + \frac{r-R}{R} \right)^3 \right] \sin^2(\chi) - \frac{GM}{a} \left[\left(\frac{2\varepsilon - m}{6} \right) \frac{a^3}{R^3} \left(1 + \frac{r-R}{R} \right)^{-3} \right. \\
 &\quad \left. + \frac{m}{2} \frac{R^2}{a^2} \left(1 + \frac{r-R}{R} \right)^2 \right]. \tag{D.155}
 \end{aligned}$$

Indem man Terme $\mathcal{O}(\varepsilon^2, m^2, \varepsilon m)$ vernachlässigt wird dies zunächst zu

$$\begin{aligned}
 \mathcal{P}_g(\chi, R) &= -\frac{GM}{r(\chi, R)} + \frac{GM}{R} \left[1 + \left\{ \left(\frac{2\varepsilon - m}{2} \right) \frac{a^2}{R^2} + \frac{m}{2} \frac{R^3}{a^3} \right\} \sin^2(\chi) \right] \\
 &\quad - \frac{GM}{R} \left[1 + \left(\frac{2\varepsilon - m}{6} \right) \frac{a^2}{R^2} + \frac{m}{2} \frac{R^3}{a^3} \right] + \mathcal{O}(\varepsilon^2, m^2, \varepsilon m) \tag{D.156}
 \end{aligned}$$

und dann weiter zu

$$\begin{aligned}
 \mathcal{P}_g(\chi, R) &\approx -\frac{GM}{r(\chi, R)} + \frac{GM}{R} \left[1 + \left\{ (2\varepsilon - m) \frac{a^2}{R^2} + m \frac{R^3}{a^3} \right\} \sin^2(\chi) \right]^{1/2} \\
 &\quad - \frac{GM}{R} \left[1 + \left(\frac{2\varepsilon - m}{6} \right) \frac{a^2}{R^2} + \frac{m}{2} \frac{R^3}{a^3} \right]. \tag{D.157}
 \end{aligned}$$

Die Konturflächen hiervon sind bereits Ellipsoide. Um dies zu zeigen, bestimmt man den geozentrischen Abstand r als Funktion der Breite bei gegebenem äquatorialem Radius R :

$$\begin{aligned}
 &-\frac{GM}{R} + \frac{GM}{R} - \frac{GM}{R} - \frac{GM}{R} \left[\left(\frac{2\varepsilon - m}{6} \right) \frac{a^2}{R^2} + \frac{m}{2} \frac{R^3}{a^3} \right] \\
 &= -\frac{GM}{r} + \frac{GM}{R} \left[1 + \left\{ (2\varepsilon - m) \frac{a^2}{R^2} + m \frac{R^3}{a^3} \right\} \sin^2(\chi) \right]^{1/2} - \frac{GM}{R} - \frac{GM}{R} \left[\left(\frac{2\varepsilon - m}{6} \right) \frac{a^2}{R^2} + \frac{m}{2} \frac{R^3}{a^3} \right] \\
 \Leftrightarrow 1 &= \frac{R}{r} - \left[1 + \sin^2(\chi) \left\{ (2\varepsilon - m) \frac{a^2}{R^2} + m \frac{R^3}{a^3} \right\} \right]^{1/2} + 1 \\
 \Leftrightarrow r &= R \frac{1}{\left[1 + \sin^2(\chi) \left\{ (2\varepsilon - m) \frac{a^2}{R^2} + m \frac{R^3}{a^3} \right\} \right]^{1/2}} \\
 \Leftrightarrow r(R, \chi) &= R \left[\cos^2(\chi) + \sin^2(\chi) \left\{ (2\varepsilon - m) \frac{a^2}{R^2} + m \frac{R^3}{a^3} + 1 \right\} \right]^{-1/2} \tag{D.158}
 \end{aligned}$$

Setzt man $R = A$ und $C = A \left\{ (2\varepsilon - m) \frac{a^2}{R^2} + m \frac{R^3}{a^3} + 1 \right\}^{-1/2}$ in Glg. (D.149) ein erhält man genau dieses Resultat. Leider sind die zu den Konturmengen dieses Potentials orthogonalen Trajektorien nicht analytisch bestimmbar, sodass man Glg. (D.155) weiter approximieren muss. Hierzu entwickelt man die Terme $\frac{a^2}{R^2}$ und $\frac{R^3}{a^3}$ um $R^2 = a^2$: Wegen $\frac{R-a}{a} \lesssim 10^{-2}$ ist dies gerechtfertigt.

$$\frac{a^2}{R^2} \approx 1 - \frac{1}{a^2} (R^2 - a^2) = 2 - \frac{R^2}{a^2}, \tag{D.159}$$

$$\frac{R^3}{a^3} = \frac{(R^2)^{3/2}}{a^3} \approx 1 + \frac{3}{2} \frac{R^2 - a^2}{a^2} = -\frac{1}{2} + \frac{3}{2} \frac{R^2}{a^2} \tag{D.160}$$

Setzt man dies in Glg. (D.155) ein, erhält man

$$\begin{aligned} \varphi_g(\chi, R) \approx & -\frac{GM}{r(\chi, R)} + \frac{GM}{R} \left[1 + \left\{ \left(\frac{8\varepsilon - 5m}{2} \right) + \left(\frac{5m - 4\varepsilon}{2} \right) \frac{R^2}{a^2} \right\} \sin^2(\chi) \right]^{1/2} \\ & - \frac{GM}{R} \left[1 + \left(\frac{8\varepsilon - 7m}{12} \right) + \left(\frac{11m - 4\varepsilon}{12} \right) \frac{R^2}{a^2} \right]. \end{aligned} \quad (\text{D.161})$$

Dies führt auf

$$r(\chi, R) = R \left[\cos^2(\chi) + \sin^2(\chi) \left\{ \left(\frac{8\varepsilon - 5m}{2} \right) + \left(\frac{5m - 4\varepsilon}{2} \right) \frac{R^2}{a^2} + 1 \right\} \right]^{-1/2}, \quad (\text{D.162})$$

mit Glg. (D.149) wird dies zu

$$C = R \left\{ 1 + \left(\frac{8\varepsilon - 5m}{2} \right) + \left(\frac{5m - 4\varepsilon}{2} \right) \frac{R^2}{a^2} \right\}^{-1/2}. \quad (\text{D.163})$$

Hier tritt jedoch ein Problem mit der Selbstkonsistenz auf. Setzt man $R = a$ in Glg. (D.162) ein, erhält man

$$r(\chi, a) = a \left[1 + 2\varepsilon \sin^2(\chi) \right]^{-1/2}. \quad (\text{D.164})$$

Dieser Ausdruck beschreibt die Erdoberfläche ohne Orographie. Man erhält

$$r(0, a) = a, \quad r(\pi/2, a) = a \frac{1}{\sqrt{1 + 2\varepsilon}}. \quad (\text{D.165})$$

Mit

$$\frac{d}{d\varepsilon} \frac{1}{\sqrt{1 + 2\varepsilon}} = -\frac{1}{(1 + 2\varepsilon)^{3/2}} \quad (\text{D.166})$$

folgt

$$r(\pi/2) = a - a\varepsilon + \mathcal{O}(\varepsilon^2) \approx a(1 - \varepsilon), \quad (\text{D.167})$$

also nicht das gewünschte exakte Resultat $r(\pi/2) = a(1 - \varepsilon)$. Um dieses Problem zu lösen, definiere

$$\tilde{\varepsilon} := \frac{a^2 - c^2}{2c^2} = \frac{1 - (1 - \varepsilon)^2}{2(1 - \varepsilon)^2}. \quad (\text{D.168})$$

Definiere die Hilfsfunktion $f(\varepsilon)$ durch

$$f(\varepsilon) := \frac{1 - (1 - \varepsilon)^2}{2(1 - \varepsilon)^2}, \quad (\text{D.169})$$

dann gilt

$$f'(\varepsilon) = \frac{4(1 - \varepsilon)^3 - [1 - (1 - \varepsilon)^2] 2(1 - \varepsilon)^2}{4(1 - \varepsilon)^4} \Rightarrow f'(0) = 1. \quad (\text{D.170})$$

Also ist

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon + \mathcal{O}(\varepsilon^2). \quad (\text{D.171})$$

Somit kann man in erster Ordnung überall ε durch $\tilde{\varepsilon}$ ersetzen. Man erhält

$$\begin{aligned} \varphi_g(\chi, R) \approx & -\frac{GM}{r(\chi, R)} + \frac{GM}{R} \left[1 + \left\{ \left(\frac{8\tilde{\varepsilon} - 5m}{2} \right) + \left(\frac{5m - 4\tilde{\varepsilon}}{2} \right) \frac{R^2}{a^2} \right\} \sin^2(\chi) \right]^{1/2} \\ & - \frac{GM}{R} \left[1 + \left(\frac{8\tilde{\varepsilon} - 7m}{12} \right) + \left(\frac{11m - 4\tilde{\varepsilon}}{12} \right) \frac{R^2}{a^2} \right]. \end{aligned} \quad (\text{D.172})$$

Mit dieser Formel erhält man ebenfalls ellipsoidische Konturflächen,

$$r(\chi, R) = R \left[1 + \sin^2(\chi) \left\{ \left(\frac{8\tilde{\varepsilon} - 5m}{2} \right) + \left(\frac{5m - 4\tilde{\varepsilon}}{2} \right) \frac{R^2}{a^2} \right\} \right]^{-1/2}, \quad (\text{D.173})$$

und außerdem

$$r(\chi, a) = a \left[1 + 2\tilde{\varepsilon} \sin^2(\chi) \right]^{-1/2} = a (1 - \varepsilon) \left[(1 - \varepsilon)^2 + (1 - (1 - \varepsilon)^2) \sin^2(\chi) \right]^{-1/2}. \quad (\text{D.174})$$

Dies ist das gewünschte Resultat, s. Glg. (D.150).

Der *Satz von Clairaut* ist eine Aussage über den Zusammenhang von Exzentrizität ε , Winkelgeschwindigkeit ω und Verhältnis der Schweren g_a, g_p am Äquator und Pol. Am Pol gilt für das Geopotential $\varphi_g = \varphi_g^{(p)}$ mit Glg. (D.148)

$$\varphi_g^{(p)} = -\frac{GM}{r} + \frac{GM}{r^3} a^2 \left(\frac{2\varepsilon - m}{3} \right), \quad (\text{D.175})$$

am Äquator gilt

$$\varphi_g^{(a)} = -\frac{GM}{r} - \frac{GM}{a} \left\{ \left(\frac{2\varepsilon - m}{6} \right) \frac{a^3}{r^3} + \frac{m}{2} \frac{r^2}{a^2} \right\}. \quad (\text{D.176})$$

Somit gelten

$$\frac{d\varphi_g^{(a)}}{dr} = \frac{GM}{r^2} - \frac{GM}{a} \left\{ -3 \left(\frac{2\varepsilon - m}{6} \right) \frac{a^3}{r^4} + m \frac{r}{a^2} \right\}, \quad (\text{D.177})$$

$$\frac{d\varphi_g^{(p)}}{dr} = \frac{GM}{r^2} - 3 \frac{GM}{r^4} a^2 \left(\frac{2\varepsilon - m}{3} \right). \quad (\text{D.178})$$

Daraus folgen mit $r = a$ bzw. $r = c = a(1 - \varepsilon)$

$$g_a = \frac{GM}{a^2} \left[1 + \varepsilon - 3 \frac{m}{2} \right], \quad (\text{D.179})$$

$$g_p = \frac{GM}{a^2 (1 - \varepsilon)^2} \left[1 - \frac{2\varepsilon}{(1 - \varepsilon)^2} + \frac{m}{(1 - \varepsilon)^2} \right]. \quad (\text{D.180})$$

Daraus folgt

$$\begin{aligned} \frac{g_p - g_a}{g_a} &= \frac{\frac{1}{(1 - \varepsilon)^2} \left[1 - \frac{2}{(1 - \varepsilon)^2} \varepsilon + \frac{m}{(1 - \varepsilon)^2} \right] - 1 - \varepsilon + 3 \frac{m}{2}}{1 + \varepsilon - 3 \frac{m}{2}} \\ &\approx \frac{1 - \frac{2}{(1 - \varepsilon)^2} \varepsilon + \frac{m}{(1 - \varepsilon)^2} - 1 - \varepsilon + 3 \frac{m}{2} + 2\varepsilon}{1 - \varepsilon - 3 \frac{m}{2}}, \end{aligned} \quad (\text{D.181})$$

wobei wieder Terme $\mathcal{O}(\varepsilon^2, \varepsilon m, m^2)$ vernachlässigt wurden. Mit

$$\frac{d}{d\varepsilon} \frac{1}{(1 - \varepsilon)^2} = \frac{2(1 - \varepsilon)}{(1 - \varepsilon)^4} = \frac{2}{(1 - \varepsilon)^3} \quad (\text{D.182})$$

folgt

$$\frac{1}{(1 - \varepsilon)^2} \approx 1 + 2\varepsilon \quad (\text{D.183})$$

und somit

$$\frac{g_p - g_a}{g_a} \approx \frac{1 - 2\varepsilon + m - 1 - \varepsilon + 3\frac{m}{2} + 2\varepsilon}{1 - \varepsilon - \frac{3m}{2}} = \frac{\frac{5m}{2} - \varepsilon}{1 - \varepsilon - \frac{3m}{2}}. \quad (\text{D.184})$$

Setzt man hier $\varepsilon \approx \frac{5m}{4}$ ein, erhält man

$$\frac{g_p - g_a}{g_a} \approx m \frac{\frac{5}{4}}{1 - m \left(\frac{5}{4} - \frac{3}{2} \right)} = \frac{m}{4} \frac{5}{1 + \frac{m}{4}} = \frac{5m}{4 + m}. \quad (\text{D.185})$$

Definiere $f(m) := \frac{5m}{4+m}$, dann gilt

$$\frac{df}{dm} = 5 \frac{4 + m - m}{(4 + m)^2}, \quad (\text{D.186})$$

also

$$\frac{df}{dm}(m = 0) = \frac{5}{4}. \quad (\text{D.187})$$

Damit folgt

$$\frac{g_p - g_a}{g_a} \approx 5 \frac{m}{4}. \quad (\text{D.188})$$

Also gilt

$$\frac{a - c}{c} + \frac{g_p - g_a}{g_a} \approx \frac{5}{2}m = \frac{5\omega^2 a^3}{2GM}. \quad (\text{D.189})$$

Dies ist der Satz von Clairaut. Dies soll nun für Glg. (D.172) nachgerechnet werden. Alles, was man zeigen muss ist, dass Glg. (D.188) weiterhin gilt. Am Äquator gilt

$$\varphi_g^{(a)} = -\frac{GM}{r} - \frac{GM r}{a^2} \left[\left(\frac{8\tilde{\varepsilon} - 7m}{12} \right) + \left(\frac{11m - 4\tilde{\varepsilon}}{12} \right) \right]. \quad (\text{D.190})$$

Es folgt

$$g_a = \frac{GM}{a^2} \left[1 + \left(\frac{8\tilde{\varepsilon} - 7m}{12} \right) + \left(\frac{11m - 4\tilde{\varepsilon}}{12} \right) \right]. \quad (\text{D.191})$$

Am Pol gilt

$$\begin{aligned} \varphi_g(\pi/2, R) &\approx -\frac{GM}{r(\pi/2, R)} + \frac{GM}{R} \left[1 + \left\{ \left(\frac{8\tilde{\varepsilon} - 5m}{2} \right) + \left(\frac{5m - 4\tilde{\varepsilon}}{2} \right) \frac{R^2}{a^2} \right\} \right]^{1/2} \\ &\quad - \frac{GM}{R} \left[1 + \left(\frac{8\tilde{\varepsilon} - 7m}{12} \right) + \left(\frac{11m - 4\tilde{\varepsilon}}{12} \right) \frac{R^2}{a^2} \right]. \end{aligned} \quad (\text{D.192})$$

Es folgt

$$g_p = \frac{d\varphi_g}{dr} = \frac{\partial R}{\partial r} \frac{d\varphi_g}{dR} = \frac{1}{\partial r / \partial R} \frac{d\varphi_g}{dR} = \frac{1}{\partial r / \partial R} g_a. \quad (\text{D.193})$$

Für dr/dR folgt mit Glg. (D.173)

$$\begin{aligned} \frac{\partial r}{\partial R} = & \left[\mathbf{1} + \left\{ \left(\frac{8\tilde{\varepsilon} - 5m}{2} \right) + \left(\frac{5m - 4\tilde{\varepsilon}}{2} \right) \frac{R^2}{a^2} \right\} \sin^2(\chi) \right]^{-1/2} \\ & - \frac{R^2}{a^2} \left(\frac{5m - 4\tilde{\varepsilon}}{2} \right) \left[\mathbf{1} + \left\{ \left(\frac{8\tilde{\varepsilon} - 5m}{2} \right) + \left(\frac{5m - 4\tilde{\varepsilon}}{2} \right) \frac{R^2}{a^2} \right\} \sin^2(\chi) \right]^{-3/2}. \end{aligned} \quad (\text{D.194})$$

An der Stelle $\chi = \pi/2$, $R = a$ wird dies zu

$$\begin{aligned} \frac{\partial r}{\partial R}(R = a, \chi = \pi/2) &= [\mathbf{1} + 2\tilde{\varepsilon}]^{-1/2} - \left(\frac{5m - 4\tilde{\varepsilon}}{2} \right) [\mathbf{1} + 2\tilde{\varepsilon}]^{-3/2} \\ &= (\mathbf{1} + 2\tilde{\varepsilon})^{-3/2} \left[\mathbf{1} + 4\tilde{\varepsilon} - 5\frac{m}{2} \right]. \end{aligned} \quad (\text{D.195})$$

Also erhält man

$$g_p = \frac{GM}{a^2} \left[\mathbf{1} + \left(\frac{8\tilde{\varepsilon} - 7m}{12} \right) + \left(\frac{11m - 4\tilde{\varepsilon}}{12} \right) \right] (\mathbf{1} + 2\tilde{\varepsilon})^{3/2} \frac{\mathbf{1}}{\mathbf{1} + 4\tilde{\varepsilon} - 5\frac{m}{2}}. \quad (\text{D.196})$$

Dies führt auf

$$\frac{g_p - g_a}{g_a} = \frac{\partial R}{\partial r} - \mathbf{1} = \frac{(\mathbf{1} + 2\tilde{\varepsilon})^{3/2}}{\mathbf{1} + 4\tilde{\varepsilon} - 5\frac{m}{2}} - \mathbf{1}. \quad (\text{D.197})$$

Definiere

$$f(x, y) := \frac{(\mathbf{1} + 2x)^{3/2}}{\mathbf{1} + 4x - 5\frac{y}{2}}, \quad (\text{D.198})$$

dann sind $f(\mathbf{o}) = \mathbf{1}$ und

$$\frac{\partial f}{\partial x} = \frac{3\sqrt{\mathbf{1} + 2x} (\mathbf{1} + 4x - 5\frac{y}{2}) - (\mathbf{1} + 2x)^{3/2} 4}{(\mathbf{1} + 4x - 5\frac{y}{2})^2}, \quad (\text{D.199})$$

also

$$\frac{\partial f}{\partial x}(\mathbf{o}) = -\mathbf{1}, \quad (\text{D.200})$$

sowie

$$\frac{\partial f}{\partial y} = \frac{5}{2} (\mathbf{1} + 2x)^{3/2} \frac{\mathbf{1}}{(\mathbf{1} + 4x - 5\frac{y}{2})^2}, \quad (\text{D.201})$$

also

$$\frac{\partial f}{\partial y}(\mathbf{o}) = \frac{5}{2}. \quad (\text{D.202})$$

Damit folgt

$$\boxed{\boxed{\frac{g_p - g_a}{g_a} \approx \frac{5m}{2} - \tilde{\varepsilon} \approx \frac{5m}{2} - \varepsilon,}} \quad (\text{D.203})$$

also ist mit Glg. (D.172) auch der Satz von Clairaut erfüllt. Als Anmerkung sei gesagt: Glg. (D.172) ist erster Ordnung genau in ε und m und daher nicht besser oder schlechter als Glg. (D.148).

D.3.5 Senkrechte Trajektorien

Da sich horizontale Ableitungen in einem geeigneten geophysikalischen Koordinatensystem auf Äquipotentialflächen im Schwerefeld beziehen, sind vertikale Ableitungen (bei Orthogonalität des KS) senkrecht hierzu und daher in Richtung des Schwerefeldes ausgerichtet. Es ist also wichtig, diese Richtung zu kennen. Hierzu werden in diesem Abschnitt die zu den Äquipotentialflächen senkrechten Trajektorien ermittelt.

Glg. (D.173) beschreibt die Äquipotentialflächen im Schwerefeld, genauer ihren Abstand r vom Erdmittelpunkt bei gegebenem Äquatorradius R und geozentrischer Breite χ . Diese Gleichung lautet:

$$r(\chi, R) = R \left[1 + \sin^2(\chi) \left\{ \mu + r \frac{R^2}{a^2} \right\} \right]^{-1/2} \quad (\text{D.204})$$

Hierbei wurde

$$\mu := \frac{8\tilde{\varepsilon} - 5m}{2}, r := \frac{5m - 4\tilde{\varepsilon}}{2} \quad (\text{D.205})$$

definiert. Dies kann man umformen zu

$$r(\chi, R) = \frac{RC(R)}{\sqrt{R^2 \sin^2(\chi) + C^2(R) \cos^2(\chi)}} \quad (\text{D.206})$$

mit

$$C(R) := R \frac{1}{\sqrt{1 + \mu + r \frac{R^2}{a^2}}}. \quad (\text{D.207})$$

Ellipsoide erfüllen

$$\frac{r^2 \cos^2(\chi)}{R^2} + \frac{r^2 \sin^2(\chi)}{c^2} = 1 \quad (\text{D.208})$$

mit großer Halbachse R und kleiner Halbachse c . Setzt man hier Glg. (D.206) ein, erhält man

$$\frac{1}{R^2} \frac{R^2 C^2 \cos^2(\chi)}{R^2 \sin^2(\chi) + C^2 \cos^2(\chi)} + \frac{1}{c^2} \frac{R^2 C^2 \sin^2(\chi)}{R^2 \sin^2(\chi) + C^2 \cos^2(\chi)} \stackrel{!}{=} 1. \quad (\text{D.209})$$

Man sieht, dass dies für $c = C$ erfüllt ist. C ist also die kleine Halbachse der Äquipotentialflächen.

Da ein Ellipsoid rotationssymmetrisch ist, reicht es zunächst, die senkrechten Trajektorien in der Meridianebene $\mathcal{A} = \mathfrak{o}$ zu ermitteln. Hier kann man einfach Ellipsen betrachten, diese erfüllen

$$\frac{x^2}{R^2} + \frac{z^2}{C^2} = 1. \quad (\text{D.210})$$

Setzt man hier die Definition von C ein, folgt

$$x^2 + \left(1 + \mu + r \frac{R^2}{a^2} \right) z^2 = R^2. \quad (\text{D.211})$$

Stellt man dies nach R^2 um, erhält man

$$R^2 = \frac{x^2 + (1 + \mu) z^2}{1 - r \frac{z^2}{a^2}}. \quad (\text{D.212})$$

Weiterhin folgt hieraus

$$\begin{aligned} 1 + \mu + r \frac{x^2}{a^2} &= 1 + \mu + \frac{x^2}{z^2} - \frac{x^2}{z^2} + r \frac{x^2}{a^2} = R^2 \frac{1}{z^2} \left(1 - r \frac{z^2}{a^2} \right) - \frac{x^2}{z^2} \left(1 - r \frac{z^2}{a^2} \right) \\ &= \left(1 - r \frac{z^2}{a^2} \right) \frac{R^2 - x^2}{z^2} = \left(1 - r \frac{z^2}{a^2} \right) \left(1 + \mu + r \frac{R^2}{a^2} \right). \end{aligned} \quad (\text{D.213})$$

Bei festem R kann in einem Halbraum die Koordinate z einer Ellipse als Funktion von x aufgefasst werden. Diese Funktion $z(x)$ erfüllt Glg. (D.210). Differenzieren dieser Gleichung nach x ergibt

$$\frac{dz}{dx} = -\frac{C^2}{R^2} \frac{x}{z}. \quad (\text{D.214})$$

Dies ist eine Richtungsableitung entlang der Potentialfläche. Geometrisch ist klar, dass für die lokale Senkrechte zur Potentialfläche gilt

$$\frac{dz}{dx} = \frac{R^2}{C^2} \frac{z}{x}. \quad (\text{D.215})$$

Mit der Definition von C folgt

$$\frac{R^2}{C^2} = 1 + \mu + r \frac{R^2}{a^2}, \quad (\text{D.216})$$

somit gilt

$$\frac{dz}{dx} = \left(1 + \mu + r \frac{R^2}{a^2}\right) \frac{z}{x} = \frac{1 + \mu + r \frac{x^2}{a^2}}{1 - r \frac{z^2}{a^2}} \frac{z}{x}. \quad (\text{D.217})$$

Dies kann man über das in Abschn. A.7 vorgestellte Verfahren der Trennung der Variablen lösen. $z(x)$ ist bijektiv, somit sind die Voraussetzungen erfüllt. Zunächst rechnet man

$$\left(1 - r \frac{z^2}{a^2}\right) \frac{dz}{dx} = \frac{z}{x} \left(1 + \mu + r \frac{x^2}{a^2}\right) \Leftrightarrow \left(\frac{1}{z} - r \frac{z}{a^2}\right) \frac{dz}{dx} = \frac{1 + \mu}{x} + r \frac{x}{a^2}. \quad (\text{D.218})$$

Also folgt

$$\begin{aligned} \int \left(\frac{1}{z} - r \frac{z}{a^2}\right) dz &= \int \frac{1 + \mu}{x} + r \frac{x}{a^2} dx \\ \Leftrightarrow \frac{1}{a} \int \frac{a}{z} - r \frac{z}{a} d\left(\frac{z}{a}\right) &= \frac{1}{a} \int (1 + \mu) \frac{a}{x} + r \frac{x}{a} d\left(\frac{x}{a}\right) \\ \Leftrightarrow \ln \frac{z}{a} - \frac{r}{2} \frac{z^2}{a^2} &= D' + (1 + \mu) \ln \left(\frac{x}{a}\right) + \frac{r}{2a^2} x^2 \\ \Leftrightarrow \frac{z}{a} &= \exp \left(D' + (1 + \mu) \ln \left(\frac{x}{a}\right) + \frac{r}{2a^2} x^2 + \frac{r}{2} \frac{z^2}{a^2} \right) \\ \Leftrightarrow z &= aD \left(\frac{x}{a}\right)^{1+\mu} \exp \left[\frac{r}{2a^2} (x^2 + z^2) \right] \end{aligned} \quad (\text{D.219})$$

mit einer Integrationskonstanten $D := \exp(D') > 0$ mit $D' \in \mathbb{R}$. Für ein gegebenes x kann man durch Lösen dieser Gleichung dasjenige z finden, welches auf der gesuchten orthogonalen Trajektorie liegt. Um welche Trajektorie es sich dabei handelt, wird durch die Zahl D festgelegt, D ist also eine Funktion einer Breite φ , es ist $D = D(\varphi)$. Die genaue Form dieser Funktion $D = D(\varphi)$ ist Konvention. Hier wird sie festgelegt durch den Schnittpunkt der Trajektorie mit dem WGS 84. Sei $(x_S, z_S)^T$ dieser Schnittpunkt. Dann gilt

$$\begin{aligned} |z_S| &= aD \left(\frac{x_S}{a}\right)^{1+\mu} \exp \left[\frac{r}{2a^2} (x_S^2 + z_S^2) \right] \\ \Rightarrow D &= \frac{|z_S|}{a} \left(\frac{a}{x_S}\right)^{1+\mu} \exp \left[-\frac{r}{2a^2} (x_S^2 + z_S^2) \right]. \end{aligned} \quad (\text{D.220})$$

Somit legt folgende Gleichung die gesuchten senkrechten Trajektorien fest:

$$\boxed{\frac{z}{z_S} = \left(\frac{x}{x_S}\right)^{1+\mu} \exp \left[\frac{r}{2a^2} (x^2 + z^2) - \frac{r}{2a^2} (x_S^2 + z_S^2) \right]} \quad (\text{D.221})$$

D.4 GREAT-Koordinaten

Die GREAT-Koordinaten werden in [staniforth] beschrieben. Sie eignen sich, um Differenzialoperatoren in ellipsoidischen Geometrien auszudrücken. Außerdem sind sie orthogonal.

Zunächst werden alle Längen auf die große Halbachse der Erde a skaliert:

$$\frac{x}{a} \rightarrow x, \quad \frac{y}{a} \rightarrow y, \quad \frac{z}{a} \rightarrow z, \quad \frac{R}{a} \rightarrow R \quad (\text{D.222})$$

Glg. (D.221) lautet dann

$$\frac{z}{z_S} = \left(\frac{x}{x_S} \right)^{1+\mu} \exp \left[\frac{r}{2} (x^2 + z^2) - \frac{r}{2} (x_S^2 + z_S^2) \right] \quad (\text{D.223})$$

D.4.1 Vertikalkoordinate

In Kugelkoordinaten bezeichnet die radiale Koordinate r eine Kugeloberfläche. In GREAT-Koordinaten bezeichnet die Radialkoordinate R ein bestimmtes Ellipsoid, R wurde bereits als Äquatorradius des entsprechenden Ellipsoids eingeführt. Dies ist die Vertikalkoordinate im GREAT-System.

D.4.2 Zonale Koordinate

Die zonale Koordinate $\mathcal{l}$ eines Ortes $\mathbf{r}$ ist der Winkel, um den man die xz-Ebene um die z-Achse drehen muss, bis $\mathbf{r}$ in dieser Ebene liegt. Dies ist analog zum Azimuthwinkel in gewöhnlichen Kugelkoordinaten.

D.4.3 Meridionale Koordinate

Um die Konsistenz mit Messdaten zu gewährleisten, wird als meridionale Koordinate die geographische Breite φ gewählt. Die geographische Breite eines Punktes $\mathbf{r}$ außerhalb der Erde findet man wie folgt:

- Finde die senkrechte Trajektorie, auf der $\mathbf{r}$ liegt.
- Verfolge diese senkrechte Trajektorie bis zu ihrem Schnittpunkt $\mathbf{r}_s$ mit dem WGS 84.
- Finde die Lotrichtung $\mathbf{s}$ auf das WGS 84 am Punkt $\mathbf{r}_s$ und bilde die Gerade $\mathbf{g} = \mathbf{r}_s + \gamma \mathbf{s}$ mit $\gamma \in \mathbb{R}$.
- Verfolge die Gerade $\mathbf{g}$ bis zu ihrem Schnittpunkt $\mathbf{r}_o$ mit der xy-Ebene der globalen Koordinaten. Der Winkel, den $\mathbf{r}_o$ mit der xy-Ebene einschließt, ist die geographische Breite φ .

D.4.4 Metrischer Tensor

Um die herrschenden Gleichungen in GREAT-Koordinaten ausdrücken zu können, müssen die Differenzialoperatoren durch partielle Ableitungen nach $\varphi, \mathcal{l}, R$ ausgedrückt werden. Hierzu muss zunächst einige Vorarbeit geleistet werden. Sei also ein Punkt $\mathbf{r} = (x, y, z)^T$ in globalen Koordinaten gegeben, $\mathbf{r}$ habe die GREAT-Koordinaten $(R, \varphi, \mathcal{l})$. Die Transformation sämtlicher Differenzialoperatoren beruht auf den metrischen Faktoren $h_{\mathcal{l}}, h_{\varphi}, h_R > 0$, definiert durch

$$h_{\mathcal{l}}^2 = \left(\frac{\partial x}{\partial \mathcal{l}} \right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \mathcal{l}} \right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial \mathcal{l}} \right)^2, \quad (\text{D.224})$$

$$h_{\varphi}^2 = \left(\frac{\partial x}{\partial \varphi} \right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \varphi} \right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial \varphi} \right)^2, \quad (\text{D.225})$$

$$h_R^2 = \left(\frac{\partial x}{\partial R} \right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial R} \right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial R} \right)^2. \quad (\text{D.226})$$

Um h_R und h_{φ} zu bestimmen, genügt eine Betrachtung in der Meridionalebene $\mathcal{l} = 0$. Wendet man die Umskalierungen Glg.en (D.222) - (D.222) auf die Gleichungen (D.211) und (D.219) an, erhält man

$$x^2 + (1 + \mu + rR^2) z^2 = R^2, \quad (\text{D.227})$$

$$z = D(\varphi) x^{1+\mu} \exp \left[\frac{r}{2} (x^2 + z^2) \right]. \quad (\text{D.228})$$

Logarithmiert man dies, erhält man

$$\ln(z^2) = \ln(R^2 - x^2) - \ln(\mathbf{1} + \mu + rR^2), \quad (\text{D.229})$$

$$\ln(z) = \ln[D(\varphi)] + (\mathbf{1} + \mu) \ln(x) + \frac{r}{2} (x^2 + z^2). \quad (\text{D.230})$$

$D(\varphi)$ ergibt sich aus Glg. (D.220), die umskaliert lautet

$$D(\varphi) = \frac{|z_S(\varphi)|}{x_S(\varphi)^{\mathbf{1}+\mu}} \exp \left[-\frac{r}{2} (x_S(\varphi)^2 + z_S(\varphi)^2) \right]. \quad (\text{D.231})$$

Nun differenziert man Glg (D.231) partiell nach R :

$$\begin{aligned} \frac{2}{z} \frac{\partial z}{\partial R} &= -\frac{\partial x}{\partial R} \frac{\mathbf{1}}{R^2 - x^2} + \frac{2R}{R^2 - x^2} - \frac{2rR}{\mathbf{1} + \mu + rR^2} \\ \Leftrightarrow (\mathbf{1} + \mu + rR^2) z \frac{\partial z}{\partial R} &= -\frac{\partial x}{\partial R} (\mathbf{1} + \mu + rR^2) \frac{xz^2}{R^2 - x^2} + (\mathbf{1} + \mu + rR^2) \frac{Rz^2}{R^2 - x^2} - rRz^2. \end{aligned} \quad (\text{D.232})$$

Setzt man hier Glg. (D.227) ein, erhält man

$$(\mathbf{1} + \mu + rR^2) z \frac{\partial z}{\partial R} + x \frac{\partial x}{\partial R} = R(\mathbf{1} - rz^2). \quad (\text{D.233})$$

Differenziert man Glg. (D.230) partiell nach R , erhält man:

$$\begin{aligned} \frac{\mathbf{1}}{z} \frac{\partial z}{\partial R} &= (\mathbf{1} + \mu) \frac{\mathbf{1}}{x} \frac{\partial x}{\partial R} + r \left(x \frac{\partial x}{\partial R} + z \frac{\partial z}{\partial R} \right) \\ \Leftrightarrow (\mathbf{1} + \mu) \frac{\mathbf{1}}{x} \frac{\partial x}{\partial R} - \frac{\mathbf{1}}{z} \frac{\partial z}{\partial R} &= -r \left(x \frac{\partial x}{\partial R} + z \frac{\partial z}{\partial R} \right) \\ \Leftrightarrow (\mathbf{1} + \mu + rR^2) \frac{\mathbf{1}}{x} \frac{\partial x}{\partial R} - \frac{\mathbf{1}}{z} \frac{\partial z}{\partial R} &= -r \left(x \frac{\partial x}{\partial R} + z \frac{\partial z}{\partial R} \right) + rR^2 \frac{\mathbf{1}}{x} \frac{\partial x}{\partial R} \\ \Leftrightarrow (\mathbf{1} + \mu + rR^2) \frac{\mathbf{1}}{x} \frac{\partial x}{\partial R} - \frac{\mathbf{1}}{z} \frac{\partial z}{\partial R} &= \frac{r}{x} \frac{\partial x}{\partial R} (R^2 - x^2) - rz \frac{\partial z}{\partial R}. \end{aligned} \quad (\text{D.234})$$

Setzt man hier Glg. (D.227) ein, erhält man

$$\begin{aligned} \Leftrightarrow (\mathbf{1} + \mu + rR^2) \frac{\mathbf{1}}{x} \frac{\partial x}{\partial R} - \frac{\mathbf{1}}{z} \frac{\partial z}{\partial R} &= \frac{r}{x} \frac{\partial x}{\partial R} (\mathbf{1} + \mu + rR^2) z^2 - rz \frac{\partial z}{\partial R} \\ \Leftrightarrow (\mathbf{1} + \mu + rR^2) \frac{\mathbf{1}}{x} \frac{\partial x}{\partial R} - \frac{\mathbf{1}}{z} \frac{\partial z}{\partial R} &= rz^2 \left[\frac{\mathbf{1}}{x} \frac{\partial x}{\partial R} (\mathbf{1} + \mu + rR^2) z^2 - \frac{\mathbf{1}}{z} \frac{\partial z}{\partial R} \right] \\ \Leftrightarrow (\mathbf{1} + \mu + rR^2) \frac{\mathbf{1}}{x} \frac{\partial x}{\partial R} - \frac{\mathbf{1}}{z} \frac{\partial z}{\partial R} &= 0. \end{aligned} \quad (\text{D.235})$$

Stellt man dies nach $\frac{\partial z}{\partial R}$ um, erhält man

$$\frac{\partial z}{\partial R} = \frac{z}{x} (\mathbf{1} + \mu + rR^2) \frac{\partial x}{\partial R}. \quad (\text{D.236})$$

Setzt man dies in Glg. (D.233) ein, erhält man

$$\begin{aligned}
 & (\mathbf{1} + \mu + rR^2)^2 \frac{z^2}{x} \frac{\partial x}{\partial R} + x \frac{\partial x}{\partial R} = R(\mathbf{1} - rz^2) \\
 & \Leftrightarrow x \frac{\partial x}{\partial R} \left[\mathbf{1} + \frac{z^2}{x^2} (\mathbf{1} + \mu + rR^2)^2 \right] = R(\mathbf{1} - rz^2) \\
 & \Leftrightarrow \frac{\partial x}{\partial R} = \frac{R(\mathbf{1} - rz^2) x^2}{x [x^2 + z^2 (\mathbf{1} + \mu + rR^2)^2]} \\
 & \Leftrightarrow \frac{\partial x}{\partial R} = \frac{R(\mathbf{1} - rz^2) (R^2 - (\mathbf{1} + \mu + rR^2) z^2)}{x [R^2 - (\mathbf{1} + \mu + rR^2) z^2 + z^2 (\mathbf{1} + \mu + rR^2)^2]} \\
 & \Leftrightarrow \frac{\partial x}{\partial R} = \frac{R(\mathbf{1} - rz^2) (R^2 - (\mathbf{1} + \mu + rR^2) z^2)}{x [R^2 + z^2 (\mathbf{1} + \mu + rR^2) (\mu + rR^2)]}. \tag{D.237}
 \end{aligned}$$

Dabei wurde wieder Glg. (D.227) verwendet. Setzt man Glg. (D.237) in Glg. (D.236) ein und verwendet wieder Glg. (D.229), folgt

$$\frac{\partial z}{\partial R} = \frac{zR(\mathbf{1} - rz^2) (\mathbf{1} + \mu + rR^2)}{R^2 + z^2 (\mathbf{1} + \mu + rR^2) (\mu + rR^2)}. \tag{D.238}$$

Man erhält also mit Glg. (D.227)

$$h_R = \sqrt{\left(\frac{\partial x}{\partial R}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial R}\right)^2} = \frac{R(\mathbf{1} - rz^2) \sqrt{z^2 (\mathbf{1} + \mu + rR^2)^2 + x^2}}{R^2 + z^2 (\mathbf{1} + \mu + rR^2) (\mu + rR^2)}$$

$$\Leftrightarrow h_R = \frac{R(\mathbf{1} - rz^2)}{[R^2 + z^2 (\mathbf{1} + \mu + rR^2) (\mu + rR^2)]^{1/2}}. \tag{D.239}$$

Nun differenziert man Glg. (D.229) partiell nach φ :

$$\frac{z}{z} \frac{\partial z}{\partial \varphi} = -2x \frac{\frac{\partial x}{\partial \varphi}}{R^2 - x^2} \Leftrightarrow \frac{R^2 - x^2}{z} \frac{\partial z}{\partial \varphi} = -x \frac{\partial x}{\partial \varphi}. \tag{D.240}$$

Setzt man hier wiederum Glg. (D.227) ein, erhält man

$$(\mathbf{1} + \mu + rR^2) z \frac{\partial z}{\partial \varphi} + x \frac{\partial x}{\partial \varphi} = 0. \tag{D.241}$$

Verfährt man analog mit Glg. (D.230), erhält man

$$\begin{aligned}
 & \frac{\mathbf{1}}{z} \frac{\partial z}{\partial \varphi} = \frac{d \ln [D(\varphi)]}{d\varphi} + \frac{\mathbf{1} + \mu}{x} \frac{\partial x}{\partial \varphi} + rx \frac{\partial x}{\partial \varphi} + rz \frac{\partial z}{\partial \varphi} \\
 & \Leftrightarrow [\mathbf{1} + \mu + rx^2] \frac{\mathbf{1}}{x} \frac{\partial x}{\partial \varphi} - [\mathbf{1} - rz^2] \frac{\mathbf{1}}{z} \frac{\partial z}{\partial \varphi} = -\frac{d \ln [D(\varphi)]}{d\varphi} \\
 & \Leftrightarrow \frac{\mathbf{1} + \mu + rx^2}{\mathbf{1} - rz^2} \frac{\mathbf{1}}{x} \frac{\partial x}{\partial \varphi} - \frac{\mathbf{1}}{z} \frac{\partial z}{\partial \varphi} = -\frac{\mathbf{1}}{\mathbf{1} - rz^2} \frac{d \ln [D(\varphi)]}{d\varphi} \\
 & \Leftrightarrow (\mathbf{1} + \mu + rR^2) \frac{\mathbf{1}}{x} \frac{\partial x}{\partial \varphi} - \frac{\mathbf{1}}{z} \frac{\partial z}{\partial \varphi} = -\frac{\mathbf{1}}{\mathbf{1} - rz^2} \frac{d \ln [D(\varphi)]}{d\varphi}. \tag{D.242}
 \end{aligned}$$

Dabei wurde im letzten Schritt die mit den Glg.en (D.222) - (D.222) umskalierte Version von Glg. (D.220) eingesetzt. Stellt man dies nach $\frac{\partial z}{\partial \varphi}$ um, erhält man

$$\frac{\partial z}{\partial \varphi} = z (\mathbf{1} + \mu + rR^2) \frac{\mathbf{1}}{x} \frac{\partial x}{\partial \varphi} + \frac{z}{\mathbf{1} - rz^2} \frac{d \ln [D(\varphi)]}{d\varphi}. \tag{D.243}$$

Setzt man dies in Glg. (D.241) ein, folgt

$$\begin{aligned}
& (\mathbf{1} + \mu + rR^2)^2 z^2 \frac{\mathbf{1}}{x} \frac{\partial x}{\partial \varphi} + z^2 \frac{\mathbf{1} + \mu + rR^2}{\mathbf{1} - rz^2} \frac{d \ln [D(\varphi)]}{d\varphi} + x \frac{\partial x}{\partial \varphi} = 0 \\
& \Leftrightarrow \frac{\partial x}{\partial \varphi} \left(x + \frac{z^2}{x} (\mathbf{1} + \mu + rR^2)^2 \right) = - \frac{z^2 (\mathbf{1} + \mu + rR^2)}{\mathbf{1} - rz^2} \frac{d \ln [D(\varphi)]}{d\varphi} \\
& \Leftrightarrow \frac{\partial x}{\partial \varphi} (x^2 + z^2 (\mathbf{1} + \mu + rR^2)^2) = - \frac{xz^2 (\mathbf{1} + \mu + rR^2)}{\mathbf{1} - rz^2} \frac{d \ln [D(\varphi)]}{d\varphi} \\
& \Leftrightarrow \frac{\partial x}{\partial \varphi} (x^2 + z^2 (\mathbf{1} + \mu + rR^2) (\mu + rR^2) + z^2 (\mathbf{1} + \mu + rR^2)) \\
& = - \frac{xz^2 (\mathbf{1} + \mu + rR^2)}{\mathbf{1} - rz^2} \frac{d \ln [D(\varphi)]}{d\varphi}.
\end{aligned} \tag{D.244}$$

Setzt man hier wiederum Glg. (D.227) ein, erhält man

$$\frac{\partial x}{\partial \varphi} = - \frac{xz^2 (\mathbf{1} + \mu + rR^2)}{(\mathbf{1} - rz^2) (R^2 + (\mu + rR^2) (\mathbf{1} + \mu + rR^2) z^2)} \frac{d \ln [D(\varphi)]}{d\varphi}. \tag{D.245}$$

Setzt man dies in Glg. (D.243) ein und verwendet wieder Glg. (D.227), so folgt

$$\begin{aligned}
\frac{\partial z}{\partial \varphi} &= - \frac{z^3 (\mathbf{1} + \mu + rR^2)^2}{(\mathbf{1} - rz^2) (R^2 + (\mu + rR^2) (\mathbf{1} + \mu + rR^2) z^2)} \frac{d \ln [D(\varphi)]}{d\varphi} + \frac{z}{\mathbf{1} - rz^2} \frac{d \ln [D(\varphi)]}{d\varphi} \\
&= \frac{zR^2 + z^3 (\mathbf{1} + \mu + rR^2) (\mu + rR^2) - z^3 (\mathbf{1} + \mu + rR^2)^2}{(\mathbf{1} - rz^2) (R^2 + (\mu + rR^2) (\mathbf{1} + \mu + rR^2) z^2)} \frac{d \ln [D(\varphi)]}{d\varphi} \\
&\Leftrightarrow \frac{\partial z}{\partial \varphi} = \frac{zR^2 - z^3 (\mathbf{1} + \mu + rR^2)}{(\mathbf{1} - rz^2) (R^2 + (\mu + rR^2) (\mathbf{1} + \mu + rR^2) z^2)} \frac{d \ln [D(\varphi)]}{d\varphi} \\
&\Leftrightarrow \frac{\partial z}{\partial \varphi} = \frac{zx^2}{(\mathbf{1} - rz^2) (R^2 + (\mu + rR^2) (\mathbf{1} + \mu + rR^2) z^2)} \frac{d \ln [D(\varphi)]}{d\varphi}.
\end{aligned} \tag{D.246}$$

Somit folgt wiederum mit Glg. (D.227)

$$\begin{aligned}
h_\varphi &= \sqrt{\left(\frac{\partial x}{\partial \varphi} \right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial \varphi} \right)^2} = \frac{xz \sqrt{x^2 + z^2 (\mathbf{1} + \mu + rR^2)^2}}{(\mathbf{1} - rz^2) (R^2 + (\mu + rR^2) (\mathbf{1} + \mu + rR^2) z^2)} \left| \frac{d \ln [D(\varphi)]}{d\varphi} \right| \\
&\Leftrightarrow h_\varphi = \frac{xz \sqrt{R^2 + z^2 (\mu + rR^2) (\mathbf{1} + \mu + rR^2)}}{(\mathbf{1} - rz^2) (R^2 + (\mu + rR^2) (\mathbf{1} + \mu + rR^2) z^2)} \left| \frac{d \ln [D(\varphi)]}{d\varphi} \right|
\end{aligned}$$

$$h_\varphi = \frac{xz}{(\mathbf{1} - rz^2) (R^2 + (\mu + rR^2) (\mathbf{1} + \mu + rR^2) z^2)^{1/2}} \left| \frac{d \ln [D(\varphi)]}{d\varphi} \right|. \tag{D.247}$$

Logarithmiert man beide Seiten von Glg. (D.229), erhält man

$$\ln(D) = \ln(|z_S|) - (\mathbf{1} + \mu) \ln(x_S) - \frac{r}{2} (x_S^2 + z_S^2). \tag{D.248}$$

Differenziert man dies, folgt

$$\begin{aligned}
\frac{d \ln(D)}{d\varphi} &= \frac{d \ln(|z_S|)}{d\varphi} - (\mathbf{1} + \mu) \frac{d \ln(x_S)}{d\varphi} - rx_S \frac{dx_S}{d\varphi} - rz_S \frac{dz_S}{d\varphi} \\
&= \frac{d \ln(|z_S|)}{d\varphi} (\mathbf{1} - rz_S^2) - \frac{d \ln(x_S)}{d\varphi} (\mathbf{1} + \mu + rx_S^2).
\end{aligned} \tag{D.249}$$

Diese Gleichung kann genutzt werden, um $\frac{d\ln(D)}{d\varphi}$ durch $\frac{dx_S}{d\varphi}$ und $\frac{dz_S}{d\varphi}$ auszudrücken:

$$h_\varphi = \frac{xz}{(\mathbf{1} - rz^2)(R^2 + (\mu + rR^2)(\mathbf{1} + \mu + rR^2)z^2)^{1/2}} \left| \frac{d\ln(|z_S|)}{d\varphi} (\mathbf{1} - rz_S^2) - \frac{d\ln(x_S)}{d\varphi} (\mathbf{1} + \mu + rx_S^2) \right| \quad (\text{D.250})$$

Es gelten

$$x = \sqrt{x^2 + y^2} \cos \mathcal{L}, \quad y = \sqrt{x^2 + y^2} \sin \mathcal{L}. \quad (\text{D.251})$$

Somit folgt

$$h_{\mathcal{L}} = \sqrt{\left(\frac{\partial x}{\partial \mathcal{L}}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \mathcal{L}}\right)^2} = \sqrt{x^2 + y^2} = r_{\perp}. \quad (\text{D.252})$$

Für die Determinante g des metrischen Tensors der GREAT-Koordinaten gilt

$$\begin{aligned} \sqrt{g} &= h_R h_{\mathcal{L}} h_\varphi = h_R r_{\perp} h_\varphi = h_R r_{\perp} \frac{r_{\perp} z}{(\mathbf{1} - rz^2)(R^2 + (\mu + rR^2)(\mathbf{1} + \mu + rR^2)z^2)^{1/2}} \left| \frac{d\ln[D(\varphi)]}{d\varphi} \right| \\ &= h_R \frac{r_{\perp}^2 z}{(\mathbf{1} - rz^2)(R^2 + (\mu + rR^2)(\mathbf{1} + \mu + rR^2)z^2)^{1/2}} \left| \frac{d\ln[D(\varphi)]}{d\varphi} \right| \\ &= \frac{R(\mathbf{1} - rz^2)}{[R^2 + z^2(\mathbf{1} + \mu + rR^2)(\mu + rR^2)]^{1/2}} \frac{r_{\perp}^2 z}{(\mathbf{1} - rz^2)(R^2 + (\mu + rR^2)(\mathbf{1} + \mu + rR^2)z^2)^{1/2}} \left| \frac{d\ln[D(\varphi)]}{d\varphi} \right| \\ &= \frac{R}{[R^2 + z^2(\mathbf{1} + \mu + rR^2)(\mu + rR^2)]^{1/2}} \frac{r_{\perp}^2 z}{(R^2 + (\mu + rR^2)(\mathbf{1} + \mu + rR^2)z^2)^{1/2}} \left| \frac{d\ln[D(\varphi)]}{d\varphi} \right| \\ &= \frac{Rr_{\perp}^2 z}{R^2 + (\mu + rR^2)(\mathbf{1} + \mu + rR^2)z^2} \left| \frac{d\ln[D(\varphi)]}{d\varphi} \right| \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Leftrightarrow \sqrt{g} &= \frac{Rr_{\perp}^2 z}{R^2 + (\mu + rR^2)(\mathbf{1} + \mu + rR^2)z^2} \cdot \\ &\cdot \left| \frac{\mathbf{1}}{\sin(\varphi) \cos(\varphi)} + \mu \tan(\varphi) \frac{c^2}{\cos^2(\varphi) + c^2 \sin^2(\varphi)} + r \frac{\sin(\varphi) \cos(\varphi) c^2 (\mathbf{1} - c^2)}{(\cos^2(\varphi) + c^2 \sin^2(\varphi))^2} \right|. \end{aligned} \quad (\text{D.253})$$

D.4.5 Transformation von GREAT-Koordinaten in globale Koordinaten

Sei ein Punkt $\mathbf{r}$ mit den GREAT-Koordinaten $(R, \varphi, \mathcal{L})$ gegeben. Man möchte die globalen Koordinaten $(x, y, z)^T$ dieses Punktes bestimmen. Nehme zunächst $\mathcal{L} = 0$ an. Quadriert man Glg. (D.228), erhält man

$$z^2 = D(\varphi)^2 (x^2)^{\mathbf{1}+\mu} \exp[r(x^2 + z^2)]. \quad (\text{D.254})$$

Setzt man hier Glg. (D.230) ein, folgt

$$z^2 = D(\varphi)^2 [R^2 - z^2(\mathbf{1} + \mu + rR^2)]^{\mathbf{1}+\mu} \exp[r(R^2 - z^2(\mu + rR^2))]. \quad (\text{D.255})$$

Diese Gleichung ist implizit und daher iterativ zu lösen. $D(\varphi)$ und R sind hierbei Konstanten, z^2 ist die einzige verbleibende, zu bestimmende Größe. Über Glg. (D.230) lässt sich dann x^2 bestimmen. Das Vorzeichen von z ist das Vorzeichen von φ . Im Fall $\mathcal{L} \neq 0$ ist

$$x^2 \rightarrow r_{\perp}^2 \quad (\text{D.256})$$

zu ersetzen, sodass man

$$x = r_{\perp} \cos(\mathcal{J}), \quad (\text{D.257})$$

$$y = r_{\perp} \sin(\mathcal{J}) \quad (\text{D.258})$$

erhält.

D.4.6 Transformation von globalen Koordinaten in GREAT-Koordinaten

Sei ein Punkt $\mathbf{r}$ mit den globalen Koordinaten $(x, y, z)^T$ gegeben, und man möchte die GREAT-Koordinaten $(R, \varphi, \mathcal{J})$ von $\mathbf{r}$ bestimmen. Notiert man Glg. (D.212) mit den Ersetzungen Glg.en (D.222) - (D.222), erhält man

$$R^2 = \frac{x^2 + y^2 + (\mathbf{1} + \mu) z^2}{\mathbf{1} - r z^2}. \quad (\text{D.259})$$

Dabei wurde $x^2 \rightarrow x^2 + y^2$ ersetzt, da man vom allgemeinen Fall $\mathcal{J} \neq \mathbf{o}$ ausgeht. $\mathcal{J}$ erhält man über

$$\mathcal{J} = \text{sign}(y) \arccos\left(\frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}}\right). \quad (\text{D.260})$$

Um φ zu bestimmen, stellt man zunächst Glg. (D.228) nach D um und ersetzt wieder $x^2 \rightarrow x^2 + y^2$:

$$D = \frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2}^{\mathbf{1} + \mu}} \exp\left(-\frac{r}{2}(x^2 + y^2 + z^2)\right) \quad (\text{D.261})$$

Nun setzt man in Glg. (D.255) $R = \mathbf{1}$ ein, was der Oberfläche des WGS 84 entspricht, und löst numerisch für z_S^2 , das Vorzeichen von z_S ist identisch mit dem Vorzeichen von z . Nun kann man Glg. (D.227) mit $R = \mathbf{1}$, $z = z_S$ und $x^2 \rightarrow x_S^2 + y_S^2$ verwenden, um $x_S^2 + y_S^2$ zu bestimmen. Über die Gleichung

$$\varphi = \arctan\left[\frac{a^2}{c^2} \frac{z_S}{\sqrt{x^2 + y^2}}\right] \quad (\text{D.262})$$

kann man φ schließlich bestimmen. Glg. (D.262) soll nun noch hergeleitet werden. Betrachte hierzu o. B. d. A. die Ebene $\mathcal{J} = \mathbf{o}$, also $y = \mathbf{o}$. Der Schnitt des WGS 84 mit dieser Ebene ist gegeben durch (man beachte die Skalierung)

$$x^2 + \frac{z^2}{c^2} = \mathbf{1}. \quad (\text{D.263})$$

Definiere

$$f(x, z) := x^2 + \frac{z^2}{c^2}, \quad (\text{D.264})$$

dann gilt

$$\nabla f = \begin{pmatrix} 2x \\ \frac{2z}{c^2} \end{pmatrix}. \quad (\text{D.265})$$

Das WGS 84 ist gegeben durch die Konturmengende $f = \mathbf{1}$. Definiere die Gerade $\mathbf{g}$ in der xz-Ebene der globalen Koordinaten durch

$$\mathbf{g} = \begin{pmatrix} x_S \\ z_S \end{pmatrix} + \gamma \begin{pmatrix} x_S \\ \frac{z_S}{c^2} \end{pmatrix} \quad (\text{D.266})$$

mit $\gamma \in \mathbb{R}$. Der Schnittpunkt von $\mathbf{g}$ mit der x-Achse ist im Fall $z_S \neq \mathbf{o}$ gegeben durch

$$\mathbf{o} = z_S + \gamma \frac{z_S}{c^2} \Rightarrow \gamma = -c^2. \quad (\text{D.267})$$

Für die x-Koordinate dieses Punktes erhält man

$$x = x_S (\mathbf{1} - c^2). \quad (\text{D.268})$$

Es gilt also

$$\tan(\varphi) = \frac{z_S}{x_S c^2}. \quad (\text{D.269})$$

Mit Glg. (D.263) folgt

$$z_S^2 = c^2 (\mathbf{1} - x_S^2) \quad (\text{D.270})$$

und damit gilt

$$\begin{aligned} \tan(\varphi) &= \frac{c\sqrt{\mathbf{1} - x_S^2}}{x_S c^2} = \frac{\sqrt{\mathbf{1} - x_S^2}}{x_S c} \Leftrightarrow \tan^2(\varphi) = \frac{\mathbf{1} - x_S^2}{x_S^2 c^2} \Leftrightarrow x_S^2 (c^2 \tan^2(\varphi) + \mathbf{1}) = \mathbf{1} \\ &\Leftrightarrow x_S^2 = \frac{\cos^2(\varphi)}{c^2 \sin^2(\varphi) + \cos^2(\varphi)}. \end{aligned} \quad (\text{D.271})$$

Mit $x_S > 0$ folgt

$$x_S = \frac{\cos(\varphi)}{\sqrt{c^2 \sin^2(\varphi) + \cos^2(\varphi)}}. \quad (\text{D.272})$$

Stellt man Glg. (D.263) nach x_S um, erhält man

$$x_S = \sqrt{\mathbf{1} - \frac{z_S^2}{c^2}}. \quad (\text{D.273})$$

Setzt man dies in Glg. (D.269) ein, erhält man

$$\begin{aligned} \tan(\varphi) &= \frac{z_S}{c^2 \sqrt{\mathbf{1} - \frac{z_S^2}{c^2}}} \Leftrightarrow c^4 \tan^2(\varphi) \left(\mathbf{1} - \frac{z_S^2}{c^2} \right) = z_S^2 \\ &\Leftrightarrow z_S^2 (\mathbf{1} + c^2 \tan^2(\varphi)) = c^4 \tan^2(\varphi) \Leftrightarrow z_S^2 = \frac{c^4 \sin^2(\varphi)}{\cos^2(\varphi) + c^2 \sin^2(\varphi)} \\ &\Leftrightarrow z_S = \text{sign}(\varphi) \frac{c^2 \sin(\varphi)}{\sqrt{\cos^2(\varphi) + c^2 \sin^2(\varphi)}}. \end{aligned} \quad (\text{D.274})$$

Es gilt somit

$$\frac{z_S}{x_S} = \frac{c^2}{a^2} \tan(\varphi), \quad (\text{D.275})$$

mit der Verallgemeinerung $x_S \rightarrow \sqrt{x_S^2 + y_S^2}$ folgt Glg. (D.262).

Nun soll noch ein expliziter Ausdruck für $D(\varphi)$ gefunden werden. Hierzu setzt man die Glg.en (D.272) und (D.274) mit $y = 0$ in Glg. (D.261) ein:

$$\begin{aligned} D(\varphi) &= \frac{|z_S|}{x_S^{1+\mu}} \exp\left(-\frac{r}{2} (x_S^2 + z_S^2)\right) \\ &= \frac{c^2 \sin(\varphi) (\cos^2(\varphi) + c^2 \sin^2(\varphi))^{\mu/2}}{(\cos(\varphi))^{1+\mu}} \exp\left[-\frac{r}{2} \left(\frac{\cos^2(\varphi) + c^4 \sin^2(\varphi)}{\cos^2(\varphi) + c^2 \sin^2(\varphi)}\right)\right]. \end{aligned} \quad (\text{D.276})$$

Logarithmiert man dies, folgt

$$\begin{aligned} \ln[D(\varphi)] &= \mathbf{2} \ln(c) + \ln(\sin(\varphi)) + \frac{\mu}{2} \ln(\cos^2(\varphi) + c^2 \sin^2(\varphi)) - (\mathbf{1} + \mu) \ln(\cos(\varphi)) \\ &\quad - \frac{r}{2} \left(\frac{\cos^2(\varphi) + c^4 \sin^2(\varphi)}{\cos^2(\varphi) + c^2 \sin^2(\varphi)} \right). \end{aligned} \quad (\text{D.277})$$

Somit erhält man

$$\begin{aligned}
\frac{d \ln [D(\varphi)]}{d\varphi} &= \frac{\cos(\varphi)}{\sin(\varphi)} + \frac{\mu - 2 \sin(\varphi) \cos(\varphi) + c^2 2 \cos(\varphi) \sin(\varphi)}{2 (\cos^2(\varphi) + c^2 \sin^2(\varphi))} + (\mathbf{1} + \mu) \frac{\sin(\varphi)}{\cos(\varphi)} \\
&- \frac{r (-2 \cos(\varphi) \sin(\varphi) + 2 c^4 \cos(\varphi) \sin(\varphi)) (\cos^2(\varphi) + c^2 \sin^2(\varphi))}{2 (\cos^2(\varphi) + c^2 \sin^2(\varphi))^2} \\
&+ \frac{r (\cos^2(\varphi) + c^4 \sin^2(\varphi)) (-2 \sin(\varphi) \cos(\varphi) + c^2 2 \cos(\varphi) \sin(\varphi))}{2 (\cos^2(\varphi) + c^2 \sin^2(\varphi))^2} \\
&= \frac{\mathbf{1}}{\sin(\varphi)} \left(\cos(\varphi) + \frac{\sin^2(\varphi)}{\cos(\varphi)} \right) + \mu \sin(\varphi) \cos(\varphi) \frac{c^2 - \mathbf{1} + \mathbf{1} + c^2 \tan^2(\varphi)}{\cos^2(\varphi) + c^2 \sin^2(\varphi)} \\
&+ r \frac{(\cos(\varphi) \sin(\varphi) - c^4 \cos(\varphi) \sin(\varphi)) (\cos^2(\varphi) + c^2 \sin^2(\varphi))}{(\cos^2(\varphi) + c^2 \sin^2(\varphi))^2} \\
&+ r \frac{(\cos^2(\varphi) + c^4 \sin^2(\varphi)) (-\sin(\varphi) \cos(\varphi) + c^2 \cos(\varphi) \sin(\varphi))}{(\cos^2(\varphi) + c^2 \sin^2(\varphi))^2} \\
&= \frac{\mathbf{1}}{\sin(\varphi) \cos(\varphi)} + \mu \tan(\varphi) \frac{c^2}{\cos^2(\varphi) + c^2 \sin^2(\varphi)} \\
&+ r \frac{\sin(\varphi) \cos(\varphi) (c^2 (\sin^2(\varphi) + \cos^2(\varphi)) + c^4 (-\sin^2(\varphi) - \cos^2(\varphi)))}{(\cos^2(\varphi) + c^2 \sin^2(\varphi))^2}
\end{aligned}$$

$$\Leftrightarrow \frac{d \ln [D(\varphi)]}{d\varphi} = \frac{\mathbf{1}}{\sin(\varphi) \cos(\varphi)} + \mu \tan(\varphi) \frac{c^2}{\cos^2(\varphi) + c^2 \sin^2(\varphi)} + r \frac{\sin(\varphi) \cos(\varphi) c^2 (\mathbf{1} - c^2)}{(\cos^2(\varphi) + c^2 \sin^2(\varphi))^2} \quad (\text{D.278})$$

D.5 Ellipsoidische Geometrie

D.5.1 Ellipsoidische Geodäten

D.5.2 Ellipsoidische Dreiecke

Eine Fläche A auf einem Ellipsoid wird üblicherweise mithilfe einer *flächenkonformen Projektion* berechnet. Grundvorgehen ist dabei, jeden Eckpunkt (φ_i, λ_i) in die Projektionsebene zu transformieren, also seine Koordinaten (x_i, y_i) zu bestimmen, und dann die Fläche A' in ebener Geometrie zu berechnen. Flächenkonforme Projektionen sind dabei genau solche für die, $A = A'$ gilt.

Als flächenkonforme Projektion wird hier die *Lambert'sche Azimutalprojektion* verwendet.

D.5.3 Ellipsoidische Voronoi-Gitter

Literatur

- [1] M. Abramowitz und I. A. Stegun. *Handbook of Mathematical Functions. With Formulas, Graphs, and Mathematical Tables*. 2014.
- [2] National Aeronautics und Space Administration. *Earth Fact Sheet*. 2016. URL: <https://nssdc.gsfc.nasa.gov/planetary/factsheet/earthfact.html>.
- [3] Akia Arakawa und Vivian R. Lamb. „Computational Design of the Basic Dynamical Processes of the UCLA General Circulation Model“. In: *General Circulation Models of the Atmosphere*. Hrsg. von JULIUS CHANG. Bd. 17. Methods in Computational Physics: Advances in Research and Applications. Elsevier, 1977, S. 173–265. DOI: <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-460817-7.50009-4>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780124608177500094>.
- [4] Eric Bazile u. a. „The Turbulent Kinetic Energy (TKE) scheme in the NWP models at Météo-France“. In: Nov. 2011.
- [5] K. V. Beard und H. R. Pruppacher. A Wind Tunnel Investigation of the Rate of Evaporation of Small Water Drops Falling at Terminal Velocity in Air. In: *Journal of Atmospheric Sciences* 28.8 (1971), S. 1455–1464. DOI: [10.1175/1520-0469\(1971\)028<1455:AWTIOT>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1971)028<1455:AWTIOT>2.0.CO;2). URL: https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/28/8/1520-0469_1971_028_1455_awtiot_2_0_co_2.xml.
- [6] S. Chandrasekhar. *Radiative Transfer*. Dover Publications, 1960.
- [7] G. Doms u. a. *A Description of the Nonhydrostatic Regional COSMO Model. Part II: Physical Parameterization*. 2011.
- [8] Dale R. Durran. Improving the Anelastic Approximation. In: *Journal of the Atmospheric Sciences* 46.11 (Juni 1988), S. 1453–1461. ISSN: 0022-4928. DOI: [10.1175/1520-0469\(1989\)046<1453:ITAA>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1989)046<1453:ITAA>2.0.CO;2). eprint: [https://journals.ametsoc.org/jas/article-pdf/46/11/1453/3424692/1520-0469\(1989\)046%5B1453%5D_itaa_2_0_co_2.pdf](https://journals.ametsoc.org/jas/article-pdf/46/11/1453/3424692/1520-0469(1989)046%5B1453%5D_itaa_2_0_co_2.pdf). URL: [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1989\)046%3C1453:ITAA%3E2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1989)046%3C1453:ITAA%3E2.0.CO;2).
- [9] T. Fließbach. *Elektrodynamik. Lehrbuch zur Theoretischen Physik II*. Heidelberg: Spektrum Akademischer Verlag, 2012.
- [10] T. Fließbach. *Mechanik. Lehrbuch zur Theoretischen Physik I*. Heidelberg: Spektrum Akademischer Verlag, 2009.
- [11] T. Fließbach. *Quantenmechanik. Lehrbuch zur Theoretischen Physik III*. Heidelberg: Spektrum Akademischer Verlag, 2008.
- [12] T. Fließbach. *Statistische Physik. Lehrbuch zur Theoretischen Physik IV*. Heidelberg: Spektrum Akademischer Verlag, 2010.
- [13] Almut Gassmann. Inspection of hexagonal and triangular C-grid discretizations of the shallow water equations. In: *J. Comput. Physics* 230 (Apr. 2011), S. 2706–2721. DOI: [10.1016/j.jcp.2011.01.014](https://doi.org/10.1016/j.jcp.2011.01.014).
- [14] Almut Gassmann und Hans-Joachim Herzog. Towards a consistent numerical compressible non-hydrostatic model using generalized Hamiltonian tools. In: *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 134 (Juli 2008), S. 1597–1613. DOI: [10.1002/qj.297](https://doi.org/10.1002/qj.297).
- [15] S. Ghosh und P. R. Jonas. On the application of the classic Kessler and Berry schemes in Large Eddy Simulation models with a particular emphasis on cloud autoconversion, the onset time of precipitation and droplet evaporation. In: *Annales Geophysicae* 16.5 (1998), S. 628–637. URL: <https://hal.science/hal-00316399>.
- [16] *Guide to Instruments and Methods of Observation. Volume V - Quality Assurance and Management of Observing Systems; Part I - Measurement of Meteorological Variables*. World Meteorological Organization. 2018. URL: https://library.wmo.int/index.php?lvl=notice_display&id=19660 (besucht am 2019-11-21).
- [17] M. Hantel. *Einführung Theoretische Meteorologie*. Berlin, Heidelberg: Springer Spektrum, 2013.
- [18] J. R. Holton. *An Introduction to Dynamic Meteorology*. New York: Academic Press, Inc., 1979.
- [19] Brian J. Hoskins. The Geostrophic Momentum Approximation and the Semi-Geostrophic Equations. In: *Journal of Atmospheric Sciences* 32.2 (1975), S. 233–242. DOI: [10.1175/1520-0469\(1975\)032<0233:TGMAAT>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1975)032<0233:TGMAAT>2.0.CO;2). URL: https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/32/2/1520-0469_1975_032_0233_tgmaat_2_0_co_2.xml.
- [20] National Imagery and Mapping Agency. *Department of Defense World Geodetic System 1984. Its Definition and Relationships with Local Geodetic Systems*. 2000.
- [21] J. D. Klett und H. R. Pruppacher. *Microphysics of Clouds and Precipitation*. 2. Aufl. Bd. 18. Atmospheric and Oceanographic Sciences Library. Springer Science+Business Media, 2010.

- [22] Pijush K. Kundu, Ira M. Cohen und David R. Dowling. *Fluid Mechanics*. Sixth Edition. Boston: Academic Press, 2016. ISBN: 978-0-12-405935-1. DOI: <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-405935-1.00001-0>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780124059351000010>.
- [23] P. Kurzweil, B. Frenzel und F. Gebhard. *Physik Formelsammlung*. Wiesbaden: Springer Vieweg, 2014.
- [24] Yuh-Lang Lin, Richard D. Farley und Harold D. Orville. Bulk Parameterization of the Snow Field in a Cloud Model. In: *Journal of Applied Meteorology and Climatology* 22.6 (1983), S. 1065–1092. DOI: [10.1175/1520-0450\(1983\)022<1065:BPOTSF>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0450(1983)022<1065:BPOTSF>2.0.CO;2). URL: https://journals.ametsoc.org/view/journals/apme/22/6/1520-0450_1983_022_1065_bpotsf_2_o_co_2.xml.
- [25] Peter Lynch. *The Emergence of Numerical Weather Prediction: Richardson's Dream*. Cambridge University Press, 2006.
- [26] J. S. Marshall und W. Mc K. Palmer. THE DISTRIBUTION OF RAINDROPS WITH SIZE. In: *Journal of Atmospheric Sciences* 5.4 (1948), S. 165–166. DOI: [10.1175/1520-0469\(1948\)005<0165:TDORWS>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1948)005<0165:TDORWS>2.0.CO;2). URL: https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/5/4/1520-0469_1948_005_0165_tdorws_2_o_co_2.xml.
- [27] Stanislav R. Massel. *Ocean Surface Waves. Their Physics and Prediction*. 3. Aufl. Bd. 45. Advanced Series on Ocean Engineering. World Scientific Publishing, 2018.
- [28] D. D. McCarthy und G. Petit. *IERS Conventions (2003)*. International Earth Rotation und Reference Systems Service. 2003.
- [29] P. J. Mohr, D. B. Newell und B. N. Taylor. CODATA recommended values of the fundamental physical constants: 2014. In: *Reviews of Modern Physics* 88 (2016).
- [30] Mikio Nakanishi. Improvement Of The Mellor–Yamada Turbulence Closure Model Based On Large-Eddy Simulation Data. In: *Boundary-Layer Meteorology* 99 (Juni 2001), S. 349–378. DOI: [10.1023/A:1018915827400](https://doi.org/10.1023/A:1018915827400).
- [31] Norman A. Phillips. The Equations of Motion for a Shallow Rotating Atmosphere and the “Traditional Approximation”. In: *Journal of the Atmospheric Sciences* 23.5 (Sep. 1966), S. 626–628. ISSN: 0022-4928. DOI: [10.1175/1520-0469\(1966\)023<0626:TEOMFA>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1966)023<0626:TEOMFA>2.0.CO;2). eprint: [https://journals.ametsoc.org/jas/article-pdf/23/5/626/3905650/1520-0469\(1966\)023_0626_teomfa_2_o_co_2.pdf](https://journals.ametsoc.org/jas/article-pdf/23/5/626/3905650/1520-0469(1966)023_0626_teomfa_2_o_co_2.pdf). URL: [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1966\)023%3C0626:TEOMFA%3E2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1966)023%3C0626:TEOMFA%3E2.0.CO;2).
- [32] International Association for the Properties of Water und Steam. *Guideline on the Use of Fundamental Physical Constants and Basic Constants of Water. IAPWS G5-01(2016)*. 2016.
- [33] E. A. Spiegel und G. Veronis. On the Boussinesq Approximation for a Compressible Fluid. In: *apj* 131 (März 1960), S. 442. DOI: [10.1086/146849](https://doi.org/10.1086/146849).
- [34] David J. Stensrud. *Parameterization Schemes. Keys to Understanding Numerical Weather Prediction Models*. Cambridge: Cambridge University Press, 2007.
- [35] Zhian Sun und Lawrie Rikus. Parametrization of effective sizes of cirrus-cloud particles and its verification against observations. In: *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 125.560 (1999), S. 3037–3055. DOI: <https://doi.org/10.1002/qj.49712556012>. eprint: <https://rmets.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/qj.49712556012>. URL: <https://rmets.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/qj.49712556012>.
- [36] *The five different grids by Arakawa*. Wikimedia Commons, user: Rpnl ocn, license: CC BY - SA 4.0. 2016.
- [37] John Thuburn. Numerical wave propagation on the hexagonal C-grid. In: *Journal of Computational Physics* 227 (Mai 2008), S. 5836–5858. DOI: [10.1016/j.jcp.2008.02.010](https://doi.org/10.1016/j.jcp.2008.02.010).
- [38] A. A. White u. a. Consistent approximate models of the global atmosphere: shallow, deep, hydrostatic, quasi-hydrostatic and non-hydrostatic. In: *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 131.609 (2005), S. 2081–2107. DOI: [10.1256/qj.04.49](https://doi.org/10.1256/qj.04.49). eprint: <https://rmets.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1256/qj.04.49>. URL: <https://rmets.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1256/qj.04.49>.
- [39] Chester Wisner, H. D. Orville und Carol Myers. A Numerical Model of a Hail-Bearing Cloud. In: *Journal of Atmospheric Sciences* 29.6 (1972), S. 1160–1181. DOI: [10.1175/1520-0469\(1972\)029<1160:ANMOAH>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1972)029<1160:ANMOAH>2.0.CO;2). URL: https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/29/6/1520-0469_1972_029_1160_anmoah_2_o_co_2.xml.
- [40] W. Zdunkowski und A. Bott. *Dynamics of the Atmosphere. A Course in Theoretical Meteorology*. Cambridge University Press, 2013.