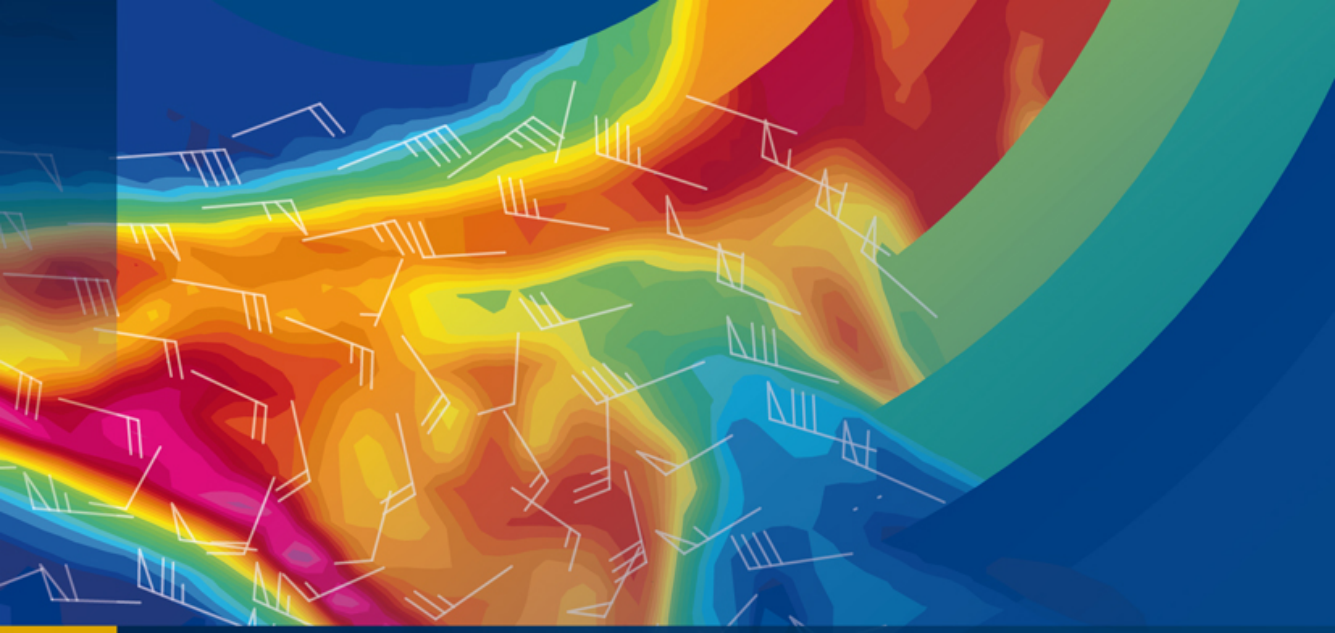


Andreas Bott

Synoptische Meteorologie

Methoden der Wetteranalyse und -prognose

Springer Spektrum

Synoptische Meteorologie

Andreas Bott

Synoptische Meteorologie

Methoden der Wetteranalyse und -prognose

Springer

Prof. Dr. Andreas Bott
Meteorologisches Institut
Universität Bonn
Auf dem Hügel 20
D-53121 Bonn

ISBN 978-3-642-25121-4 e-ISBN 978-3-642-25122-1
DOI 10.1007/978-3-642-25122-1
Springer Heidelberg Dordrecht London New York

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über http://dnb.d-nb.de abrufbar.

© Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2012
Das Werk einschließlich aller seiner Teile ist urheberrechtlich geschützt. Jede Verwertung, die nicht ausdrücklich vom Urheberrechtsgesetz zugelassen ist, bedarf der vorherigen Zustimmung des Verlags. Das gilt insbesondere für Vervielfältigungen, Bearbeitungen, Übersetzungen, Mikroverfilmungen und die Einspeicherung und Verarbeitung in elektronischen Systemen.

Die Wiedergabe von Gebrauchsnamen, Handelsnamen, Warenbezeichnungen usw. in diesem Werk berechtigt auch ohne besondere Kennzeichnung nicht zu der Annahme, dass solche Namen im Sinne der Warenzeichen- und Markenschutz-Gesetzgebung als frei zu betrachten wären und daher von jedermann benutzt werden dürften.

Einbandentwurf:

Gedruckt auf säurefreiem Papier

Springer ist Teil der Fachverlagsgruppe Springer Science+Business Media (www.springer.com)

Das vorliegende Buch befasst sich mit der synoptischen Meteorologie mittlerer Breiten. Der Schwerpunkt der Untersuchungen liegt vornehmlich auf dem europäischen Raum. Im ersten Teil werden zunächst verschiedene Beobachtungs- und Messmethoden zur Beschreibung großräumiger Wetterlagen geschildert. Danach erfolgt eine Zusammenfassung der wichtigsten mathematischen und physikalischen Grundlagen, die zum Verständnis der in der Atmosphäre ablaufenden thermo-hydrodynamischen Prozesse unerlässlich sind. Hierzu gehören die kinematischen Eigenschaften des horizontalen Windfelds in Form der Divergenz, der Vorticity und der Deformation, die statische und dynamische Stabilität, die quasigeostrophische Theorie zusammen mit der Q-Vektor Diagnostik sowie die potentielle Vorticity als bereicherndes Hilfsmittel der Wetteranalyse.

Der zweite Teil des Buchs widmet sich der Interpretation synoptischskaliger Wetterphänomene mit Hilfe der zuvor beschriebenen mathematisch-physikalischen Methoden. Ausgehend von der planetaren Skala werden zuerst die charakteristischen Merkmale der globalen Zirkulation dargestellt. Hierauf folgt eine ausführliche Untersuchung der Rossby-Wellen, bevor die Zyklonen und Antizyklonen mittlerer Breiten detailliert erörtert werden. Von besonderem Interesse ist eine eingehende Diskussion der mit der Zyklogenese verbundenen Frontensysteme. Abschließend wird ein kurzer Einblick in sub-synoptische atmosphärische Prozesse, wie Gewitter, mesoskalige konvektive Systeme, Konvergenzlinien und die Entstehung von Nebel, gegeben.

Vorwort

Der Mensch besaß schon immer ein lebhaftes Interesse am Wetter und dessen künftiger Entwicklung, da viele seiner Aktivitäten in starkem Maße vom Wettergeschehen beeinflusst werden. Heutzutage beginnt dies bei der Planung von Freizeitaktivitäten, geht über kommerzielle Interessen in der Landwirtschaft, der Tourismusindustrie, der Schifffahrt, dem Straßen- und Luftverkehr bis hin zur existenziellen Bedeutung der Wettervorhersage beim Auftreten von Extremereignissen, wie heftigen Unwettern, tropischen Wirbelstürmen, starken Monsunniederschlägen oder langanhaltenden Dürreperioden.

Seit man weiß, dass die in der Atmosphäre ablaufenden Prozesse auf physikalischen Gesetzmäßigkeiten beruhen, versucht man, den atmosphärischen Zustand mit Hilfe der diese Gesetze formulierenden mathematischen Gleichungen zu beschreiben und zu prognostizieren. Mittlerweile ist es möglich, durch aufwendige Computerberechnungen dieses atmosphärische Gleichungssystem numerisch zu integrieren und dadurch das Wetter über einen gewissen Zeitraum und mit relativ hoher Genauigkeit vorherzusagen.

In diesem Zusammenhang erscheint eine Klärung der Begriffe "Wetter" und "Wettervorhersage" angebracht. Unter Wetter versteht man den Zustand der Atmosphäre an einem bestimmten Ort und zu einer bestimmten Zeit, der durch verschiedene meteorologische Parameter, wie Temperatur, Luftdruck, Feuchte, Wind, Strahlung, Bewölkung, Niederschlag etc., beschrieben wird. Folglich handelt es sich bei der Wettervorhersage um die Prognose der raumzeitlichen Änderungen dieser Parameter. Das bedeutet insbesondere, dass hierbei detaillierte Angaben über den tageszeitlichen Verlauf aller meteorologischen Größen gemacht werden müssen, und zwar in einer räumlichen Auflösung, in der die lokale Heterogenität der verschiedenen Parameter angemessen abgebildet wird. So ist beispielsweise eine mehrwöchige oder gar -monatige Vorhersage der Temperatur nur in Form von Tagesmittelwerten für ganz Deutschland nicht als eine Wetterprognose zu verstehen. Vielmehr handelt es sich hierbei um eine Abschätzung des langfristigen Witterungsverlaufs.

Seit einigen Jahrzehnten besteht ein Schwerpunkt meteorologischer Forschung darin, herauszufinden, über welche Zeiträume eine Wettervorhersage theoretisch möglich ist. Nach heutigem Wissensstand geht man davon aus, dass dies höchstens für etwa zwei Wochen der Fall sein kann. Alle deutlich über diesen Zeitraum hinausgehenden Wetterprognosen entbehren entweder jeder wissenschaftlichen Grundlage, oder sie sind allenfalls als eine Witterungsprognose anzusehen. Die Ursachen für die zeitliche Limitierung von Wettervorhersagen werden gleich zu Beginn dieses Buchs näher diskutiert.

Trotz der mittlerweile vorliegenden Möglichkeiten, das Wetter über mehrere Tage relativ gut zu prognostizieren, hat das Interesse am Phänomen Wetter und dessen künftiger Entwicklung nichts an Bedeutung verloren. Im Gegenteil, bei einem kurzen Blick ins Internet gewinnt man schnell den Eindruck, dass dort nicht nur die Anzahl der kommerziellen Anbieter von Wetterinformationen permanent zunimmt, sondern auch die Diskussionsforen zum Thema Wetter. Auf der anderen Seite fällt auf, dass zumindest im deutschsprachigen Raum in den letzten Jahren nur relativ wenige Lehrbücher zum Themengebiet der synoptischen Meteorologie erschienen sind.

Diese Gegebenheiten waren eine wichtige Motivation dafür, das vorliegende Lehrbuch zu erstellen, dessen Schwerpunkt auf der Beschreibung großräumiger Wetterereignisse liegt, die der sogenannten synoptischen Skala zugeordnet werden. Die Einschränkung auf den Großraum Europa hat zur Folge, dass außereuropäische Wetterphänomene, wie die Tropenmeteorologie, die Meteorologie der Südhalbkugel oder die für Nordamerika typischen Wettersituationen, nur am Rande erwähnt werden.

Die Tatsache, dass die in der Atmosphäre ablaufenden Prozesse auf physikalischen Gesetzmäßigkeiten beruhen und mit entsprechenden mathematischen Gleichungen formuliert werden können, wird nicht als lästig, sondern als äußerst hilfreich angesehen, so dass im vorliegenden Buch intensiv von der Möglichkeit Gebrauch gemacht wird, das mathematische Gleichungssystem zur Interpretation der Vorgänge heranzuziehen. Da es jedoch nicht das Ziel war, alle benutzten Gleichungen immer vollständig herzuleiten, richtet sich das Buch vornehmlich an Studierende und solche Personen, die bereits über gewisse mathematische Grundkenntnisse zur Beschreibung meteorologischer Prozesse verfügen.

Im ersten Teil des Buchs werden zunächst die wichtigsten, den thermo-hydrodynamischen Zustand der Atmosphäre wiedergebenden, mathematischen Gleichungen kurz zusammengefasst, bevor sie dann im zweiten Teil des Buchs zur Interpretation synoptisch-skaliger Prozesse verwendet werden. Hierbei wird jedoch ständig versucht, die Ergebnisse und Schlussfolgerungen theoretischer Ableitungen anhand von Fallbeispielen zu veranschaulichen. In den meisten Fällen sind die

hierfür verwendeten Wetterkarten nicht eigens dafür erstellt worden. Vielmehr war es ein wichtiges Anliegen, hierzu, wenn möglich, Karten zu benutzen, die für jeden Interessenten frei verfügbar sind. Auf diese Weise soll der Leser dazu animiert werden, zusätzlich zu den im Buch beschriebenen Wettersituationen selbstständig auch andere ähnliche Wetterlagen zu suchen, um das Gelernte weiter zu vertiefen.

Deshalb wurde bei der Auswahl der Wetterkarten häufig auf das im Internet frei verfügbare Angebot von Wetterinformationen der Firma wetter3.de zurückgegriffen. Dieses von Dipl.-Met. R. Behrendt und Dipl.-Met. H. Mahlke betriebene Internetportal (`www.wetter3.de`) bietet eine Fülle von unterschiedlichen Wetterkarten, die insbesondere für die synoptische Interpretation von Wetterlagen eine enorme Bereicherung darstellen. Daher gebührt an erster Stelle mein Dank den beiden Betreibern von wetter3.de, insbesondere aber Herrn Mahlke, der alle im Buch benutzten Wetterkarten, die von wetter3.de stammen, noch einmal eigens in der benötigten technischen Qualität nachproduziert und mir zur Verfügung gestellt hat.

Weiterhin gilt mein spezieller Dank Herrn Dipl.-Met. J. Hoffmann, Mitarbeiter der Firma WetterOnline Meteorologische Dienstleistungen GmbH (`www.wetteronline.de`), der mich seit mehreren Jahren in den am Meteorologischen Institut der Universität Bonn gehaltenen Vorlesungen zur Synoptik und Wetterbesprechung aktiv unterstützt. Darüber hinaus bin ich den Mitarbeitern meiner Arbeitsgruppe zu großem Dank verpflichtet, nicht nur für die kritische Durchsicht des Manuskripts, sondern auch für die spürbare Entlastung in vielen Belangen des universitären Alltags. Erst dadurch wurde mir der Freiraum zur Arbeit am vorliegenden Buch ermöglicht. Hier sind zu nennen: Dipl.-Phys. Dr. V. Küll, Dipl.-Met. W. Schneider, Dipl.-Met. C. Thoma, Dipl.-Met. M. Übel, B. Sc. S. Knist sowie insbesondere B. Sc. A. Kelbch, der mich bei der Lösung der unterschiedlichsten technischen Probleme immer tatkräftig unterstützte. Schließlich gilt ein besonderer Dank meiner Frau Dipl.-Met. B. Bott, deren zahlreiche fachliche Anmerkungen bei der Erstellung dieses Buchs eine unentbehrliche Hilfe darstellten.

Bonn, März 2012 Andreas Bott

Inhaltsverzeichnis

1 Einführung **1**

1.1 Historische Entwicklung der Meteorologie 2
1.2 Raumzeitliche Skalen atmosphärischer Phänomene 3
1.3 Das Vorhersageproblem 5

2 Wetterbeobachtungen **11**

2.1 Messmethoden 12
2.2 Wolken, Klassifikation und Eigenschaften 14
2.3 Radarmeteorologie 18
2.4 Satellitenmeteorologie 24
2.4.1 Die Kanäle im solaren Spektralbereich 26
2.4.2 Die Kanäle im terrestrischen Spektralbereich 28
2.4.3 Beispiel für die Interpretation von Satellitenbildern 31
2.5 Datenassimilation, numerische Wettervorhersage 36

3 Mathematische Beschreibung atmosphärischer Prozesse **41**

3.1 Skalare und Vektoren 41
3.2 Differentialoperatoren 44
3.3 Bilanzgleichungen 45
3.4 Koordinatensysteme 46
3.4.1 Das geographische Koordinatensystem 46
3.4.2 Das natürliche Koordinatensystem 47
3.4.3 Das thermische Koordinatensystem 50
3.4.4 Die generalisierte Vertikalkoordinate 50
3.4.5 Die Tangentialebene 52
3.5 Das prognostische Gleichungssystem 52
3.5.1 Die thermo-hydrodynamischen Zustandsvariablen 53
3.5.2 Die Wärmegleichung 54
3.5.3 Die Kontinuitätsgleichungen 56
3.5.4 Die Bewegungsgleichung 58
3.6 Die Skalenanalyse 60

4 Grundlagen der Dynamik und Thermodynamik 65

4.1 Hydrostatische Instabilität 66
4.2 Barotropie und Baroklinität 70
4.3 Horizontale Gleichgewichtswinde 74
4.3.1 Der geostrophische Wind 75
4.3.2 Der Gradientwind 77
4.3.3 Der Reibungswind 78
4.3.4 Der zyklostrophische und der antitriptische Wind 80
4.4 Der thermische Wind 81
4.5 Schichtungsstabilität und Temperaturadvektion 83
4.6 Der ageostrophische Wind 85
4.6.1 Approximationsformen der horizontalen Bewegungsgleichung 86
4.6.2 Der ageostrophische Wind bei horizontaler Bewegung 89
4.6.3 Der Einfluss der Vertikalbewegung auf $\mathbf{v}_{ag}$ 93
4.7 Trajektorien und Stromlinien 93
4.8 Die vertikale Neigung von Druckgebilden 100

5 Kinematik horizontaler Strömungen 105

5.1 Die lokale Geschwindigkeitsdyade 105
5.2 Die Divergenz 109
5.3 Die Vorticity 113
5.4 Die Vorticitygleichung 115
5.5 Trägheitsinstabilität und dynamische Instabilität 120
5.5.1 Trägheitsinstabilität 123
5.5.2 Dynamische Instabilität 126

6 Die quasigeostrophische Theorie 129

6.1 Die Grundannahmen der quasigeostrophischen Theorie . 129
6.2 Die quasigeostrophischen Modellgleichungen 131
6.2.1 Der erste Hauptsatz der Thermodynamik 133
6.2.2 Die Vorticitygleichung 133
6.2.3 Die ω-Gleichung 137
6.3 Die Trenberth Form der ω-Gleichung 140
6.4 Die Q-Vektor Form der ω-Gleichung 143
6.5 Beispiele zur Interpretation der ω-Gleichung 154
6.6 Stabilitätsbetrachtungen 162

7 Die potentielle Vorticity 165

7.1 Definition und Erhaltungseigenschaften der PV 166
7.2 Charakteristische Werte, Anomalien der PV 168
7.3 Das PV-Invertierungsprinzip 173

7.4 Die Leezyklogenese 177
7.5 Beispiele zur PV-Analyse 179
7.5.1 Zyklogenese über dem Atlantik 179
7.5.2 Bildung eines Kaltlufttropfens 184
7.5.3 Alpenüberströmung 190

8 Die globale Zirkulation 195

8.1 Thermisch direkte und indirekte Zirkulation 196
8.2 Vereinfachtes Schema der globalen Zirkulation 197
8.3 Jetstreams und Jetstreaks 205
8.4 Luftmassentransformationen 211
8.5 Wetterlagen unter dem Einfluss unterschiedlicher Luftmassen 217
8.5.1 Nordwestlage 217
8.5.2 Ostlage 220
8.5.3 Südwestlage 223

9 Europäische Großwetterlagen 229

9.1 Großwetterlagen, -typen und Zirkulationsformen 230
9.2 Beispiele europäischer Großwetterlagen 234

10 Rossby-Wellen 265

10.1 Raumzeitliche Variabilität planetarer Wellen 266
10.2 Barotrope Wellen 274
10.3 Barokline Wellen 277
10.4 Das Zweischichtenmodell – barokline Instabilität 281
10.4.1 Das Zweischichtenmodell 283
10.4.2 Barokline Instabilität 285
10.4.3 Energetische Betrachtungen 290
10.5 Stabilitätsverhalten barokliner Wellen 293
10.5.1 Stabile und gedämpfte Wellen 294
10.5.2 Instabile Wellen 309
10.6 Abschließende Bemerkungen 315

11 Zyklonen und Antizyklonen 319

11.1 Zyklogenese und Antizyklogenese 320
11.1.1 Die Drucktendenzgleichung 321
11.1.2 Die lokale zeitliche Änderung der Vorticity 324
11.1.3 Die Verlagerung der Druckgebilde 325
11.1.4 Vergenzen in der Höhenströmung 326
11.1.5 Zyklogenese an einer Frontalwelle 328
11.1.6 Auflösung der Druckgebilde – Ekman-Pumping . . 331

11.2 Die Polarfronttheorie 335
11.2.1 Der Lebenszyklus einer Idealzyklone 336
11.2.2 Kalte und warme Okklusion 339
11.2.3 Teiltiefs und Zyklonenfamilien 340
11.2.4 Kritische Anmerkungen zur Polarfronttheorie . . . 342
11.3 Weitere Zyklonenmodelle 346
11.3.1 Das Shapiro-Keyser Zyklonenmodell 346
11.3.2 Das STORM Zyklonenmodell 348
11.4 Rapide Zyklogenese 350

12 Fronten und Frontalzonen 365

12.1 Materielle Diskontinuitätsfläche und Feldtheorie 366
12.2 Kinematische Eigenschaften von Fronten und Frontalzonen 368
12.3 Ana- und Katafronten 379
12.4 Frontogenese 384
12.5 Die Sawyer-Eliassen Zirkulation 392
12.6 Fronten und Conveyor Belts 399
12.6.1 Die Warmfront 400
12.6.2 Die Ana-Kaltfront 404
12.6.3 Die Kata-Kaltfront 406
12.6.4 Die Okklusionsfront 412
12.7 Frontenanalyse 419
12.8 Konzeptionelle Modelle – Fluch oder Segen? 423

13 Mesoskalige meteorologische Prozesse 427

13.1 Gewitter 428
13.1.1 Einzel-, Multi- und Superzellen 429
13.1.2 Voraussetzungen für die Gewitterbildung 432
13.2 Mesoskalige konvektive Systeme 436
13.2.1 Größenordnungen und Formen 436
13.2.2 Squall Lines 437
13.2.3 Konvergenzlinien 441
13.3 Nebel 447
13.3.1 Entstehungsmechanismen 448
13.3.2 Nebelprognose 450

Literaturverzeichnis 455

Sachverzeichnis 475

Kapitel 1
Einführung

Meteorologie ist die Wissenschaft, die sich mit den in der Erdatmosphäre ablaufenden physikalischen und chemischen Vorgängen auseinandersetzt. Der Begriff "Meteorologie" ist auf das altgriechische Wort $\mu\epsilon\tau\epsilon\omega\rho o\lambda o\gamma\acute{\iota}\alpha$ (Lehre von den in der Luft schwebenden Dingen) zurückzuführen. Der Schwerpunkt meteorologischer Forschung liegt auf der Untersuchung physikalischer atmosphärischer Prozesse, während die Atmosphärenchemie erst in den letzten Jahrzehnten zunehmend an Bedeutung gewonnen hat und daher ein sehr junges Forschungsgebiet der Meteorologie darstellt. Als wissenschaftliches Handwerkszeug meteorologischer Forschung dienen in erster Linie mathematische Gleichungen, mit denen die physikalischen Gesetzmäßigkeiten der untersuchten atmosphärischen Phänomene beschrieben werden. Deshalb ist die Meteorologie den mathematischen Naturwissenschaften zuzuordnen und kann als Teilgebiet der Geowissenschaften verstanden werden.

Unter synoptischer Meteorologie versteht man den Teilbereich der Meteorologie, in dem, basierend auf Messungen und Beobachtungen meteorologischer Größen, Wetterkarten erstellt werden, die zur Analyse und Diagnose des momentan in einem großräumigen Bereich [1] vorliegenden thermo-hydrodynamischen Zustands der Atmosphäre dienen. Mit Hilfe dieser *Analysekarten* kann zusätzlich zur Diagnose des momentanen Wetterzustands eine kurzfristige Wetterprognose von einigen Stunden erstellt werden. Etymologisch ist der Begriff "Synoptik" auf das altgriechische Wort $\sigma\acute{\upsilon}\nu o\pi\sigma\iota\varsigma$ (Übersicht, Überblick, Zusammenschau) zurückzuführen.

Um Wetterprognosen über mehrere Tage zu erhalten, werden mit Hilfe aufwendiger Computerberechnungen Wetterkarten erstellt, die den erwarteten zukünftigen atmosphärischen Zustand wiedergeben. Diese *Prognosekarten* lassen sich mit den gleichen synoptischen Methoden wie die Analysekarten interpretieren, so dass hierdurch eine *Wettervorhersage* über einen Zeitraum von mehreren Tagen möglich

[1] Was hierunter zu verstehen ist, wird weiter unten erklärt.

A. Bott, *Synoptische Meteorologie*,
DOI 10.1007/978-3-642-25122-1_1, © Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2012

wird. Heutzutage wird auch diese längerfristige Wettervorhersage als Bestandteil der synoptischen Meteorologie angesehen.

1.1 Historische Entwicklung der Meteorologie

Die Anfänge der meteorologischen Forschung reichen zurück bis in die Antike. In seiner Abhandlung "Meteorologie" versuchte Aristoteles (384–322 v. Chr.) die vielfältigen in der Atmosphäre ablaufenden Prozesse zu erklären. Dieses Werk beinhaltet bereits eine plausible Darstellung des hydrologischen Zyklus im System Erde–Atmosphäre. Zunächst konnte es sich bei der Meteorologie jedoch nur um eine rein beobachtende Wissenschaft handeln, denn es gab noch keine Methoden, mit denen meteorologische Größen, wie beispielsweise die Temperatur oder der Luftdruck, gemessen werden konnten. Erst im 15. Jahrhundert wandelte sich die Meteorologie von einer rein beobachtenden zu einer messenden Wissenschaft. In dieser Zeit wurden die wichtigsten meteorologischen Messinstrumente erfunden.

Der italienische Architekt und Mathematiker Leon Battista Alberti (1404–1472) baute um 1450 das erste *Anemometer*, die sogenannte *Windplatte* (*Plattenanemometer*). Leonardo da Vinci (1452–1519) gilt als der Erfinder des Hygrometers zur Messung der Luftfeuchte, während im Jahr 1613 Galileo Galilei (1564–1642) den Anspruch erhob, das Thermometer erfunden zu haben. Das erste Quecksilberbarometer wurde von Evangelista Torricelli (1608–1647) entwickelt. Ausführliche und sehr interessante Darstellungen der näheren historischen Zusammenhänge zu den Erfindungen meteorologischer Instrumente sind in einem von Middleton (1969) verfassten Buch zu diesem Thema nachzulesen.

Erst nachdem die Möglichkeiten geschaffen waren, wichtige meteorologische Parameter zu messen, konnte damit begonnen werden, systematisch meteorologische Aufzeichnungen zu erstellen, die vor allem für die heutige Klimaforschung von großer Bedeutung sind. Im Jahr 1816 schlug der Physiker Heinrich Wilhelm Brandes (1777–1834) erstmals vor, die in großen Gebieten gewonnenen Wetterdaten in einer Karte zusammenzufassen. Ein großes Problem bei der Erstellung der ersten synoptischen Wetterkarten bestand in den langen Laufzeiten der Post. Die Erfindung des Telegrafen im Jahr 1837 durch Samuel Morse (1791–1872) brachte eine erhebliche Erleichterung der Echtzeitverarbeitung von Beobachtungsdaten. Seit 1876 wurden von der Deutschen Seewarte in Hamburg die ersten täglich erscheinenden Wetterkarten veröffentlicht.

Anfangs war das meteorologische Messnetz noch ausschließlich auf Bodenbeobachtungen beschränkt. Gegen Ende des 19. Jahrhunderts erfolgten die ersten aerologischen Messungen mit Ballonen und Dra-

chen, seit dem ersten Weltkrieg auch mit Flugzeugen. Einen Meilenstein in der meteorologischen Forschung stellte die Entwicklung der *Radiosonde* gegen Ende der 1920er Jahre dar, die eine routinemäßige vertikale Vermessung der Atmosphäre ermöglichte. Das nun vorliegende dreidimensionale Bild des thermo-hydrodynamischen atmosphärischen Zustands führte schnell zur Neuformulierung bestehender Modellvorstellungen, wie z. B. der *Polarfronttheorie*. Die seit Mitte der 1930er Jahre eingesetzte Radartechnik ist als ein weiteres wichtiges Instrument der Wetterbeobachtung zu nennen. Schließlich sind heutzutage Beobachtungen der Erdatmosphäre durch Satelliten als modernste und umfassendste meteorologische Messmethode anzusehen.

1.2 Raumzeitliche Skalen atmosphärischer Phänomene

Atmosphärische Prozesse können auf unterschiedlichsten räumlichen und zeitlichen Skalen ablaufen. Diese reichen von wenigen Zentimetern und Sekunden turbulenter Wirbel bis hin zu mehreren 1000 Kilometern räumlicher und einigen Wochen zeitlicher Erstreckung der großräumigen atmosphärischen Wellensysteme. Die unterschiedlichen Skalen einzelner atmosphärischer Phänomene haben zur Folge, dass hierbei mitunter auch verschiedene physikalische Vorgänge bedeutend sind oder nicht. Beispielsweise können zur Untersuchung großskaliger Tiefdruckgebiete turbulente Mischungsvorgänge außer Acht gelassen werden, während die *Corioliskraft* bei der Entwicklung von Kleintromben keine Rolle spielt. Die sogenannte *Skalenanalyse* bietet eine elegante Möglichkeit, das mathematische Gleichungssystem den jeweils zu untersuchenden atmosphärischen Phänomenen anzupassen (s. Abschn. 3.6). Eine detaillierte mathematische Auseinandersetzung mit der skalenabhängigen numerischen Modellierung atmosphärischer Strömungen ist z. B. in Klein (2010) zu finden.

Aufgrund der großen raumzeitlichen Unterschiede atmosphärischer Phänomene erscheint es sinnvoll, verschiedene *Skalenbereiche* einzuführen, denen die einzelnen Prozesse dann zugeordnet werden können. Basierend auf den horizontalen Ausmaßen der wichtigsten in der Atmosphäre beobachteten Phänomene, schlug Orlanski (1975) eine Einteilung in drei unterschiedliche Skalen vor, die er als *Makroskala* ($>$ 2000 km), *Mesoskala* (2–2000 km) und *Mikroskala* ($<$ 2 km) bezeichnete. Weiterhin unterteilte er jede dieser drei Skalen in Unterbereiche, nämlich die Makro-α und Makro-β Skala, die Meso-α, Meso-β und Meso-γ Skala sowie die Mikro-α, Mikro-β und Mikro-γ Skala. Es ist leicht einzusehen, dass die verschiedenen horizontalen Skalen einzelner Prozesse eng mit unterschiedlichen zeitlichen und vertikalen Skalen verbunden sind.

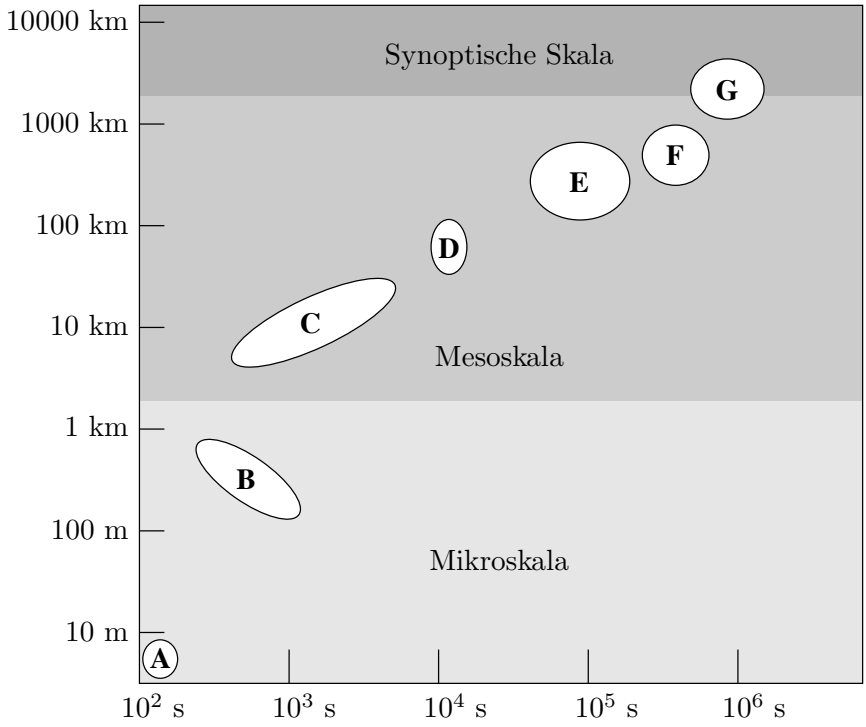


Abb. 1.1. Raumzeitliche Größenordnungen atmosphärischer Phänomene

Abbildung 1.1 zeigt schematisch die in diesem Buch verwendete Einteilung der Atmosphäre in die drei von Orlanski vorgeschlagenen Skalenbereiche, wobei die Makroskala als *synoptische Skala* bezeichnet wird und den oben angesprochenen großräumigen Bereich definiert, in dem in der synoptischen Meteorologie die Wetteranalyse und -prognose normalerweise erfolgt. Häufig wird die synoptische Skala nur als die Makro-β Skala (2000–10000 km) angesehen, während die Makro-α Skala ($>$ 10000 km) als *planetare Skala* bezeichnet wird. Auch die Abgrenzung der synoptischen Skala gegen die Mesoskala muss nicht exakt bei 2000 km erfolgen. Schließlich bleibt zu erwähnen, dass für die Meso-α Skala (200–2000 km) auch gelegentlich der Begriff *subsynoptische Skala* verwendet wird.

In der Abbildung sind weiterhin unterschiedliche Felder eingezeichnet, die eine grobe Abschätzung der Skalenbereiche verschiedener atmosphärischer Phänomene wiedergeben. Im Einzelnen handelt es sich um (Bluestein 1992):

A) Staubteufel
B) Cumulus Wolken, Tornados, Wind- und Wasserhosen

C) Böenfronten, Gewitter, Mesozyklonen
D) Land-Seewind Zirkulation, Berg- und Talwind Zirkulation, Niederschlagsbänder
E) Mesoskalige konvektive Systeme, Low Level Jets, Drylines
F) Tropische Zyklonen, Jetstreams, Bodenfronten
G) außertropische Zyklonen und Antizyklonen, Tröge und Rücken in der Westwindzone

Was unter den hier aufgelisteten Phänomenen jeweils zu verstehen ist, wird im weiteren Verlauf dieses Buchs noch erklärt werden.

1.3 Das Vorhersageproblem

Vom mathematisch-physikalischen Standpunkt aus gesehen kann das Problem der numerischen Wettervorhersage als Lösung einer Anfangswertaufgabe angesehen werden. Unter der Annahme, dass der thermohydrodynamische Zustand der Atmosphäre zu einem gegebenen Zeitpunkt an allen Orten bekannt ist und außerdem alle benötigten Randbedingungen als Funktion der Zeit vorliegen, wie z. B. die Intensität der Sonnenstrahlung, die Konzentrationen der für den atmosphärischen Strahlungshaushalt relevanten Substanzen in der Luft, die Wechselwirkungen zwischen Erdoberfläche und Atmosphäre etc., dann ließe sich die zukünftige Entwicklung des Wetters durch die numerische Lösung der für alle thermodynamischen *Zustandsvariablen* vorliegenden prognostischen Differentialgleichungen berechnen. Die Realität zeigt jedoch, dass nach einer relativ kurzen Zeit die so erzeugte Wetterprognose immer schlechter wird, bis sie ab einem gewissen Zeitpunkt so sehr von dem tatsächlich eintretenden Wetter abweicht, dass sie als vollkommen unbrauchbar angesehen werden kann. Dieses, auf den ersten Blick enttäuschende Verhalten der numerischen Wettervorhersage hat vielerlei Ursachen.

Zunächst kann man davon ausgehen, dass der Anfangszustand der Atmosphäre nie vollständig vorliegen kann. Der Grund hierfür liegt einerseits an der unzureichenden Abdeckung des dreidimensionalen atmosphärischen Raums mit Messwerten, andererseits aber auch an den mit Fehlern behafteten Messungen. Hierbei spricht man von der *Unschärfe der Anfangsbedingungen*. In der Praxis versucht man, dieses Defizit fehlerhafter und fehlender Anfangswerte mit geeigneten Mitteln zu mindern. Das geschieht u. a. mit Hilfe der sogenannten *Datenassimilation*, auf die am Ende des nächsten Kapitels näher eingegangen wird. Ein weiteres Problem besteht darin, dass es nicht möglich ist, das prognostische Gleichungssystem so zu formulieren, dass alle in der Atmosphäre ablaufenden physikalischen Prozesse mathematisch exakt wiedergegeben werden. Vielmehr müssen diese Vorgänge aufgrund ihrer Komplexität mit Hilfe sogenannter *Parametrisierungen*

approximativ im Gleichungssystem formuliert werden. Dies wird als *Unschärfe der Modellformulierung* bezeichnet.

Wären die Unschärfen der Anfangsbedingungen und der Modellformulierung die beiden einzigen Probleme, die einer langfristigen Vorhersagbarkeit des Wetters im Wege stehen, dann bestünde zumindest die Hoffnung, dass man durch fortlaufende Verbesserung der Messdichte und -techniken sowie durch eine ständige Verbesserung der Parametrisierungen physikalischer Prozesse die Güte der numerischen Wettervorhersage immer weiter erhöhen könnte. Hierdurch würde man zwar das Vorhersageproblem nicht vollständig lösen, aber vielleicht käme man an einen Punkt, an dem Wettervorhersagen für mehrere Wochen oder gar Monate in ausreichender Qualität erzeugt werden können. Es zeigt sich jedoch, dass auch diese Hoffnung vollkommen illusorisch ist und nie erfüllt werden kann. Dies liegt daran, dass die Atmosphäre ein *chaotisches System* darstellt, dessen Entwicklung nach einer gewissen Zeit nicht mehr vorhersagbar ist.

In seiner berühmten Publikation über das Verhalten deterministischer nichtperiodischer Strömungen untersuchte Lorenz (1963a) das einfache dissipative System von drei gekoppelten nichtlinearen gewöhnlichen Differentialgleichungen zur Beschreibung der Konvektion. Er konnte zeigen, dass die Lösungen ab einem gewissen Zeitpunkt nicht mehr vorhersagbar waren. Es stellten sich zwei Bereiche ein, um die sich die Lösungen in chaotischer Weise herum bewegten, der sogenannte *Lorenzattraktor*. Insbesondere führte eine infinitesimale Änderung der Anfangsbedingungen zu einem vollständig anderen Lösungsverhalten des *Lorenzsystems*. In diesem Zusammenhang prägte er den Begriff des *Schmetterlingseffekts*. Hierunter verstand er, dass es wegen des chaotischen Verhaltens der Atmosphäre grundsätzlich möglich ist, an einem beliebigen Ort der Erde durch den Flügelschlag eines Schmetterlings einen gewaltigen Sturm an einem anderen Ort der Erde auszulösen.

Aus seinen Ergebnissen schloss Lorenz, dass das atmosphärische Gleichungssystem nur über einen bestimmten Zeitraum den Zustand der Atmosphäre deterministisch vorhersagen kann. Nach diesem Zeitraum wird das Verhalten der Atmosphäre mehr und mehr chaotisch und damit nicht mehr prognostizierbar. In diesem Sinne kann die Atmosphäre als ein *deterministisch-chaotisches System* bezeichnet werden. Lorenz schätzte die *deterministische Vorhersagbarkeit* großskaliger Systeme auf etwa zwei Wochen ein. Hieraus folgt, dass Wetterprognosen, die über den Zeitraum der deterministischen Vorhersagbarkeit hinaus gehen, entweder überhaupt nicht möglich sind, oder mit anderen Methoden erstellt werden müssen. Hier bieten sich stochastische Ansätze an, auf die im Folgenden kurz eingegangen wird.

Ein wichtiges Anliegen der numerischen Wettervorhersage bestand zunächst darin, die Anfangsbedingungen immer genauer zu formu-

lieren, gleichzeitig aber auch die mathematisch-physikalische Komplexität der Modelle ständig zu erhöhen. Tatsächlich gelang es hierdurch in den ersten Jahrzehnten, die numerische Prognosequalität fortlaufend zu verbessern. Heute kann man davon ausgehen, dass mit deterministischen Modellen eine brauchbare Wettervorhersage bis zu etwa einer Woche erstellt werden kann. Das gilt natürlich nicht für alle Vorhersagemodelle oder jede Wettersituation. Denn nach wie vor existiert das Problem der Unschärfen von Anfangsbedingungen und Modellformulierung. Ein prominentes Beispiel für das Versagen der deterministischen Wettervorhersage ist der *Wintersturm "Lothar"*, der am 26. 12. 1999 in Europa verheerende Schäden anrichtete. Dieser Orkan wurde von den Wettervorhersagemodellen des Deutschen Wetterdienstes (DWD) wegen Problemen bei der Datenassimilation nicht korrekt prognostiziert (Wergen und Buchhold 2002).

Um Wettervorhersagen für längere Zeiträume zu erhalten, müssen probabilistische Ansätze verfolgt werden. Bei der deterministischen Wettervorhersage wird ein einziger Modelllauf gemacht, der für jede Variable zu einem bestimmten Raum-Zeitpunkt genau einen Wert errechnet. Im Gegensatz dazu werden bei der *probabilistischen Vorhersage* mehrere Modellläufe, sogenannte *Ensemblevorhersagen*, durchgeführt. Jeder dieser Modellläufe liefert andere Ergebnisse, d. h. die Werte aller Variablen erhalten eine gewisse Bandbreite, den sogenannten *Spread*. Erwartungsgemäß wird der Spread mit zunehmender Zeit immer größer. Statt eines einzigen Vorhersagewerts für eine bestimmte Modellvariable erhält man beim probabilistischen Ansatz eine Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung. Hieraus können weit mehr Aussagen gewonnen werden als aus einem einzigen Wert des deterministischen Modells. Gegenüber der deterministischen Methode liefert die Ensemblevorhersage folgende Vorteile:

- Verbesserung der Prognosequalität und des Vorhersagezeitraums durch Erstellung einer Mittelwertvorhersage
- Quantifizierung der Vorhersagegüte durch die Varianz des Ensembles
- Quantifizierung der Vorhersageunsicherheit mit Hilfe der Ensembleverteilung
- Abschätzung der wahrscheinlichsten Lösung des Ensembles über dessen Modalwert
- Identifikation alternativer Lösungsmöglichkeiten durch Einteilung der Ensemblevorhersagen in unterschiedliche Gruppen
- Gefahrenabschätzung von Extremereignissen
- Kosten-Nutzen Abschätzungen basierend auf der Wahrscheinlichkeitsprognose

Natürlich stellt sich die Frage, auf welcher Basis man die verschiedenen Modellsimulationen einer Ensemblevorhersage erzeugt. Um die Auswirkungen der Unschärfe der Anfangsbedingungen zu verringern,

bietet es sich an, die einzelnen Läufe durch Variation der Anfangsdaten zu unterscheiden. Bei den sogenannten *Monte Carlo Verfahren* werden die Anfangsfelder rein zufällig variiert. Es erscheint jedoch angebracht, diese Variation nur in gewissen Grenzen zuzulassen, die beispielsweise durch die Größe der Messfehler oder Abweichungen vom klimatologischen Mittelwert gegeben sind. Eine relativ kostengünstige Alternative zu den Monte Carlo Verfahren stellt das sogenannte *lagged average forecasting* dar. Hier unterscheiden sich die einzelnen Modellläufe durch unterschiedliche Anfangszeiten, zu denen die Simulationen gestartet werden. Da im Routinebetrieb der Wetterdienste ohnehin die Prognosen mehrmals am Tag erstellt werden, können die sowieso vorliegenden Modellergebnisse zur Ensembleauswertung herangezogen werden. Allerdings erhält man auf diese Weise nur eine beschränkte Anzahl von Ensemblemitgliedern, da es natürlich nicht möglich ist, beliebig weit auseinander liegende Anfangszeiten zu wählen. Vielmehr sollten die Anfangszeiten der einzelnen Simulationen innerhalb eines Zeitintervalls liegen, das kleiner ist als die Größenordnung der zeitlichen Entwicklung synoptischer Systeme (s. Abb. 1.1). Eine Möglichkeit, die Unschärfe der Modellformulierung zu berücksichtigen, besteht darin, die numerischen Simulationen mit verschiedenen Vorhersagemodellen durchzuführen.

Die hier beschriebenen Ensembletechniken liefern jedoch häufig unbefriedigende Ergebnisse. Die Hauptschwäche der Verfahren besteht darin, dass sie einen viel zu geringen Spread erzeugen. Das gilt insbesondere für das Wetter in den Tropen. Ein zu geringer Spread bedeutet, dass das tatsächlich eintretende Wetter mit zunehmender Zeit aus der Bandbreite der Modellvorhersagen herauslaufen kann. Je früher das der Fall ist, umso schlechter ist die Ensemblevorhersage. Die systematische Erzeugung eines zu geringen Spreads kann daran liegen, dass das Ensemble zu wenige Mitglieder hat, oder dass Parameter variiert werden, die nur geringen Einfluss auf die zeitliche Entwicklung der Atmosphäre haben und somit nicht zum Spread beitragen. Ein großes, bis heute noch nicht gelöstes Problem der Ensemblewettervorhersage besteht darin, in den Ensembles nur solche Mitglieder zu berücksichtigen, die auch tatsächlich zum Spread beitragen.

Buizza et al. (2005) verglichen die Ergebnisse von drei verschiedenen Ensemblevorhesagesystemen miteinander. Hierbei handelt es sich um ein vom Meteorological Service of Canada (MSC) betriebenes Monte Carlo System, bei dem zusätzlich zu den Anfangsbedingungen auch die physikalischen Parametrisierungen variiert wurden. Weiterhin wurden das vom NCEP (National Centers for Environmental Prediction) benutzte sogenannte *Breeding of Growing Modes* Modell und die vom ECMWF (European Centre for Medium-Range Weather Forecasts) eingesetzte *Singular Vector Method* zum Vergleich herangezogen. Bei beiden Verfahren versucht man auf jeweils unterschiedliche Weise,

durch gezielte Auswahl der Anfangsstörungen nur solche Mitglieder im Ensemble mitzuführen, die tatsächlich einen Einfluss auf den Spread haben. Aus den Untersuchungen ergab sich, dass alle Modelle einen zu geringen Spread erzeugten. Außerdem erwies es sich als notwendig, nicht nur die Anfangswerte, sondern auch die physikalischen Parametrisierungen zu variieren. Insgesamt gesehen produzierte das ECMWF Modell die besten Ergebnisse. Jedoch lieferten das NCEP Modell in den ersten Tagen und das MSC Modell nach zehn Tagen die besten Vorhersagen.

Abbildung 1.2 zeigt die Ergebnisse einer Ensemblevorhersage, die mit 50 Einzelsimulationen des ECMWF Globalmodells gerechnet wurde. Zusätzlich zu den Einzelvorhersagen sind in den Abbildungen der Kontrolllauf (rote gestrichelte Linie) und der sich aus allen Läufen ergebende Mittelwert (rote durchgezogene Linie) dargestellt. Im oberen Bild sind die zwölftägigen Zeitreihen der Temperatur in 850 hPa für den Modellgitterpunkt Essen dargestellt, beginnend am 4. 10. 2007 00 UTC. Deutlich sieht man, wie sich die anfangs noch dicht beieinander liegenden Kurven allmählich mehr und mehr voneinander unterscheiden. Nach zwölf Tagen Prognosezeit schwanken die Temperaturen der Einzelläufe zwischen $\pm 10°$C um den Mittelwert von etwa 5°C.

In den vier unteren Bildern sind die Isohypsen 528, 552 und 576 gpdm dieses Ensemblelaufs nach 12, 60, 108 und 156 Stunden (von oben links nach unten rechts) wiedergegeben. Auch hier ist deutlich zu erkennen, wie die anfänglich praktisch noch übereinander liegenden Linien mit der Zeit immer weiter voneinander abweichen, bis sie gegen Ende des Prognosezeitraums zu einem scheinbar chaotischen Durcheinander führen. Während der Kontrolllauf nach zehn Tagen Simulationszeit im Vergleich zu den übrigen Ensemblemitgliedern keine besondere Aussagekraft mehr besitzt, stellen die roten durchgezogenen Kurven mehr oder weniger einen klimatologischen Mittelwert dar, der im Wesentlichen von der Konfiguration und den strukturellen Eigenschaften des zugrundeliegenden Vorhersagemodells abhängt. In diesem Zusammenhang spricht man auch von dem *Modellklima*, das durch den Mittelwert der Ensemblevorhersage nach einem längeren Prognosezeitraum erzeugt wird.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die probabilistische Wetterprognose eine spürbare Verbesserung gegenüber der deterministischen Vorhersage darstellt. Dies äußert sich sowohl in einer höheren Vorhersagequalität als auch in längeren Prognosezeiträumen. Dennoch gelingt es auch hiermit nicht, eine langfristige Wetterprognose über Zeiträume, die deutlich länger als zwei Wochen sind, zu erstellen, so dass die von Lorenz (1963a) gemachten Feststellungen bezüglich der Vorhersagbarkeit des Wetters auch bei Verwendung modernster Prognosetechniken nach wie vor nichts von ihrer Aussagekraft verloren haben.

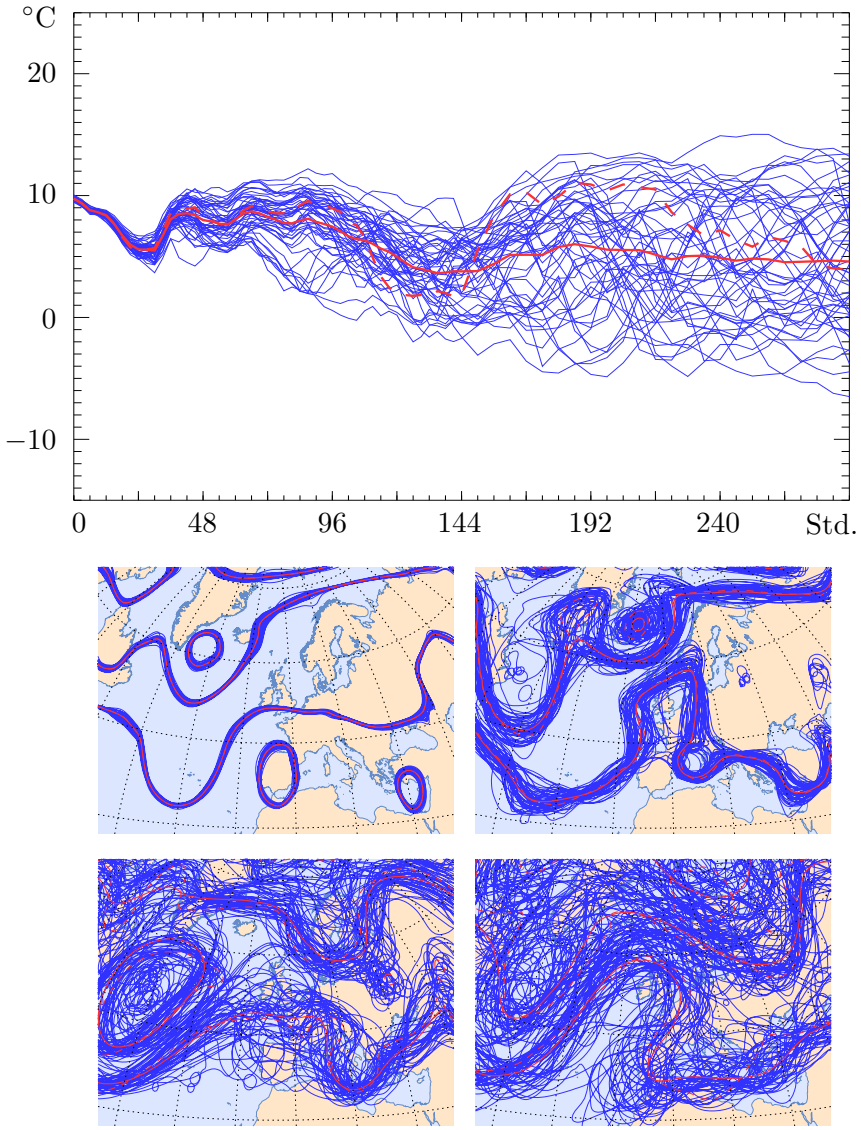


Abb. 1.2. Ensemblevorhersage mit dem Globalmodell des ECMWF. Oben: Zeitreihe der Temperatur in 2 m Höhe für den Gitterpunkt Essen, unten: Isohypsen im 500 hPa Niveau zu den Vorhersagezeiten 12, 60, 108 und 156 Stunden. Mit frdl. Unterstützung von J. Keller, Universität Bonn

Kapitel 2
Wetterbeobachtungen

Zur Erstellung der für synoptische Betrachtungen notwendigen Wetteranalysekarten müssen die den atmosphärischen Zustand beschreibenden meteorologischen Größen, wie Temperatur, Luftfeuchte, Luftdruck, Windgeschwindigkeit und -richtung, an allen Punkten des dreidimensionalen atmosphärischen Raums zu einem bestimmten Zeitpunkt vorliegen. Wünschenswert wäre eine möglichst dichte globale Überdeckung mit Messdaten. Um dies zu ermöglichen, müssen zahlreiche Probleme gelöst werden. Hierzu zählen neben rein technischen Schwierigkeiten, die beispielsweise bei der Datengewinnung über dem Meer oder an entlegenen Orten über Land entstehen, auch logistische Herausforderungen, wie eine möglichst zeitgleiche und schnelle Übermittlung der Daten oder eine weltweite zeitliche Koordination der Messungen. Zusätzlich existieren in einigen Ländern kulturelle, politische oder sprachliche Hindernisse, durch die operationelle Messungen erschwert oder mitunter unmöglich gemacht werden.

Um diese schon seit Beginn der großräumigen meteorologischen Messungen bekannten Probleme zu lösen, wurde im Jahr 1873 die *Internationale Meteorologische Organisation* (IMO) gegründet. Ein wesentliches Ziel der IMO bestand in der Organisation und Koordination eines weltweiten Austauschs von Wetterinformationen durch internationale Kooperationen der nationalen Wetterdienste. Im Jahr 1950 ging aus der IMO die *World Meteorological Organization* (WMO) hervor, die eine Einrichtung der Vereinten Nationen ist. Zu den synoptisch relevanten Aufgaben der WMO zählen u. a., die Einrichtung und den Erhalt von meteorologischen Messstationen sowie von Systemen zum schnellen Datenaustausch weltweit zu unterstützen und zu fördern. Hierzu gehören auch die Definition und Überwachung der Einhaltung internationaler Standards bei der Datengewinnung.

Als Kern der WMO-Programme existiert seit 1963 die Einrichtung *World Weather Watch*. Deren Hauptziel besteht in der Implementation und Koordination von Standardverfahren im Bereich von Messmethoden und -techniken, von gemeinsamen Telekommunikationsver-

A. Bott, *Synoptische Meteorologie*,
DOI 10.1007/978-3-642-25122-1_2, © Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2012

fahren sowie der Darstellung von Beobachtungsdaten in einer international sprachunabhängigen Form.

2.1 Messmethoden

Innerhalb des World Weather Watch Programms der WMO wurde das sogenannte *Global Observing System* (GOS) eingerichtet mit der Aufgabe, Beobachtungen des atmosphärischen Zustands, die zur Wetteranalyse, -vorhersage und Klimaüberwachung dienen, weltweit allen Mitgliedern der WMO frei zur Verfügung zu stellen. GOS besteht aus den folgenden Beobachtungskomponenten:

Bodenbeobachtungen

Das bedeutendste Instrument zur Gewinnung meteorologischer Messdaten bilden die synoptischen Beobachtungsstationen über Land, von denen weltweit gegenwärtig etwa 11000 existieren. Die Daten werden entweder durch sogenannte *Augenbeobachtungen* ermittelt, mit Messinstrumenten und bei *Terminablesungen* erfasst, oder mit Hilfe von Registriergeräten aufgezeichnet. Hierzu benötigt man ein Messfeld, das hinsichtlich der Größe, Bodenbeschaffenheit etc. gewissen, von der WMO vorgegebenen Anforderungen genügen muss. Auf einem solchen Messfeld befinden sich die *Thermometerhütte* mit verschiedenen Thermometern, (Maximum, Minimum, Feuchte), ein Niederschlagsmesser und -schreiber, Erdbodenthermometer, Sonnenscheinschreiber und eventuell ein 10 m hoher Windmast. Die Datenerhebung erfolgt weltweit einheitlich zu den sogenannten *synoptischen Terminen*. Als Standardbeobachtungszeiten gibt es die *prinzipiellen synoptischen Termine*, 00 und 12 UTC (*Universal Time, Coordinated*), die *synoptischen Haupttermine*, 00, 06, 12, 18 UTC und die *synoptischen Zwischentermine*, 03, 09, 15, 21 UTC. In schwer zugänglichen Regionen wurden teilweise automatische Wetterstationen eingerichtet.

Basierend auf den Vereinbarungen der WMO existiert für amtliche Wetterstationen ein Beobachtungs- und Messprogramm, mit dem weltweit stündlich (dreistündlich) oder an Flughäfen halbstündlich folgende Parameter gewonnen werden:

- Windrichtung, Windgeschwindigkeit und Böen
- Lufttemperatur in 2 m Höhe
- Taupunkttemperatur
- Luftdruck in Stationshöhe, meistens auf Meeresniveau reduziert
- Betrag und Art der dreistündigen Luftdrucktendenz
- Horizontale Sichtweite
- Momentaner Wetterzustand
- Wetterverlauf in den vergangenen sechs Stunden
- Wolkenhöhe, Wolkengattung und Bedeckungsgrad
- Besondere Wettererscheinungen

Weiterhin werden einmal täglich folgende Angaben gemacht:
- Niederschlagshöhe
- Gesamtschneehöhe
- Neuschneehöhe
- Maximum und Minimum der Lufttemperatur in 2 m Höhe
- Minimum der Lufttemperatur in 5 cm Höhe
- Erdbodentemperaturen in 5, 10, 20, 50, 100 cm Tiefe
- Erdbodenzustand
- Sonnenscheindauer

Von Küsten- und Seestationen wird zusätzlich gemeldet:
- Temperatur der Wasseroberfläche
- Wellenhöhe und -periode
- Angaben über Meereis

Radiosondenmessungen
Weltweit existieren etwa 1300 aerologische Stationen, an denen üblicherweise zu den prinzipiellen synoptischen Terminen Radiosondenaufstiege zur Messung von Vertikalprofilen meteorologischer Parameter durchgeführt werden. Die mit einem Ballon von ca. zwei Meter Durchmesser gestarteten Radiosonden senden ihre Daten mittels eines Kurzwellensenders an die aerologische Bodenstation. Durch Anpeilen einer Radiosonde können zusätzlich Aussagen über den Wind in größeren Höhen gemacht werden. Messdaten sind bis zu 30 km Höhe möglich. Die international geforderten Messniveaus sind: 1000, 850, 700, 500, 400, 300, 250, 200, 150, 100, 70, 50, 30, 20, 10 hPa.

Messungen über dem Meer
Über den Ozeanen werden meteorologische Daten auf Schiffen und mit Hilfe fester und driftender Bojen gewonnen, wobei zusätzlich zu den üblichen Parametern noch die Meerwassertemperatur, die Wellenhöhe und -periode beobachtet werden.

Flugzeugmessungen
Eine ständig wachsende Anzahl von Flugzeugen liefert Messungen von Temperatur, Luftdruck und Wind entlang der Flugrouten.

Satellitenmessungen
Seit den 1960er Jahren werden Satelliten zur Beobachtung des Wetters herangezogen. Es gibt zwei verschiedene Arten von Satelliten: *Polarumlaufende Satelliten* umkreisen die Erde in 800–1500 km Höhe und überfliegen dabei ungefähr den Nord- und Südpol. Sie umkreisen die Erde einmal in etwa zwei Stunden und liefern somit aus einem bestimmten Gebiet alle zwölf Stunden Informationen. Da die Satelliten immer zur ungefähr gleichen Ortszeit eine bestimmte geographische Position überfliegen, spricht man von *sonnensynchroner Umlaufzeit.*

Geostationäre Satelliten befinden sich in einer Umlaufbahn von ca. 36000 km über dem Äquator und bewegen sich mit der gleichen Winkelgeschwindigkeit wie die Erde, d. h. sie sind ortsfest, was als *erdsyn-*

chrone Umlaufbahn bezeichnet wird. Diese Satelliten liefern in bestimmten Zeitabständen Bilder der gesamten vom Satelliten aus sichtbaren Erdoberfläche. Aufgrund der Kugelgestalt der Erde reicht die Überdeckung nur bis etwa 70°N bzw. 70°S.

Zur Geräteausstattung der Satelliten gehören hochauflösende *Radiometer*, die Bilder in unterschiedlichen sichtbaren und infraroten Spektralbereichen aufnehmen. Mit geeigneten Methoden, den sogenannten *Retrievalverfahren*, lassen sich hieraus Informationen über Wolken, Meerestemperatur, Temperatur- und Feuchteprofile etc. erhalten. Eine genauere Betrachtung der mit Wettersatelliten gewonnenen Information erfolgt in Abschn. 2.3.

2.2 Wolken, Klassifikation und Eigenschaften

Wolken entstehen, wenn Wasserdampf in der Atmosphäre kondensiert oder resublimiert. Sie bestehen somit aus Wassertröpfchen, Eisteilchen oder Mischformen von beiden. Da Wolkenbildung immer mit bestimmten thermo-hydrodynamischen Prozessen in der Atmosphäre verbunden ist, eignen sich *Wolkenbeobachtungen* in ausgezeichneter Weise zur Interpretation des momentanen Wetterzustands und seiner erwarteten kurzfristigen Weiterentwicklung. Um verschiedene Wolkenbeobachtungen miteinander vergleichen zu können, werden die Wolken klassifiziert. Die erste *Wolkenklassifikation* wurde bereits im Jahr 1803 von dem englischen Pharmakologen und Apotheker Luke Howard veröffentlicht. Howard unterschied die vier Grundarten *Cirrus* (*Federwolke*), *Stratus* (*Schichtwolke*), *Cumulus* (*Haufenwolke*) und *Nimbus* (*Regenwolke*). Diese Einteilung stellt auch heute noch die Grundlage der gültigen Wolkentypisierung dar.

Die Klassifikation der Wolken geschieht anhand ihres Erscheinungsbilds, ihrer Form, Größe und Gestalt. Desweiteren beobachtet man ihre Schattenstellen und die optischen Effekte, die sie hervorrufen. Von der WMO wurde eine verbindliche Einteilung der Wolken in vier *Wolkenfamilien* vorgenommen (WMO 1990). Danach unterscheidet man zwischen *hohen*, *mittelhohen* und *tiefen Wolken* sowie Wolken, die sich aufgrund ihrer hohen vertikalen Erstreckung über mehrere dieser drei sogenannten *Wolkenstockwerke* erstrecken. Die von der geographischen Breite abhängige Höhenlage der Wolkenstockwerke ist in Tabelle 2.1 wiedergegeben.

Die vier Wolkenfamilien werden in zehn *Wolkengattungen* unterteilt. Deren Namen, Abkürzungen und kurze Beschreibungen sind in Tabelle 2.2 aufgelistet. Bei den Wolkengattungen unterscheidet man noch verschiedene *Wolkenarten*. Hinzu kommen weitere Unterscheidungsmerkmale, die zu einer noch feineren Aufgliederung in *Wolkenunterarten* führen, welche ihrerseits noch Sonderformen und Begleitwolken be-

Tabelle 2.1. Höhenlage der Wolkenstockwerke in Abhängigkeit von der geographischen Breite. Quelle: WMO (1990)

Wolkenstockwerk	Polargebiete	Gemäßigte Breiten	Tropen
Hohe Wolken	3–8 km	5–13 km	6–18 km
Mittelhohe Wolken	2–4 km	2–7 km	2–8 km
Tiefe Wolken	0–2 km	0–2 km	0–2 km

sitzen. Diese detaillierte Wolkenklassifikation ist hier nicht wiedergegeben, stattdessen wird auf den internationalen Wolkenatlas der WMO verwiesen. Aber auch im Internet findet man zahlreiche Seiten mit ausführlichen Beschreibungen der Wolkenklassifikation und umfangreichen Fotogalerien zu den unterschiedlichen Wolken [1] .

Tabelle 2.2. Unterteilung der vier Wolkenfamilien in zehn Wolkengattungen, deren Abkürzungen und kurze Beschreibung. Quelle: WMO (1990)

Stockwerk	Gattung	Abkürzung	Beschreibung
Hoch	Cirrus	Ci	Federwolken
	Cirrocumulus	Cc	Kleine Schäfchenwolken
	Cirrostratus	Cs	Hohe Schleierwolken
Mittel	Altocumulus	Ac	Grobe Schäfchenwolken
	Altostratus	As	Mittelhohe Schichtwolken
Tief	Stratocumulus	Sc	Haufenschichtwolken
	Stratus	St	Tiefe Schichtwolken
Mehrere	Cumulus	Cu	Schönwetter-Haufenwolken
	Cumulonimbus	Cb	Gewitterwolken
	Nimbostratus	Ns	Regenwolken

Wolkenbildung ist in der Regel mit Vertikalbewegungen und Feuchteänderungen in der Atmosphäre verbunden, so dass das Auftreten unterschiedlicher Wolkenformen Auskunft über dynamische Prozesse und die thermodynamische atmosphärische Struktur gibt. Häufig entstehen bestimmte Wolken auch aus anderen Wolkengattungen, den sogenannten *Mutterwolken*. Im Folgenden wird eine sehr kurze und

[1] z. B. `www.wolkenatlas.de`, `www.wolken-online.de`

daher auch unvollständige Beschreibung und Zusammenfassung möglicher Entstehungsmechanismen der verschiedenen Wolkengattungen gegeben, die weitgehend auf den Ausführungen im WMO Wolkenatlas basiert. Nähere Einzelheiten zu der sehr komplexen Thematik der Wolkendynamik sollten der weiterführenden Literatur entnommen werden (z. B. Ludlam 1980, Houze 1993, Cotton et al. 2011).

Cirrus ist eine faserige, weiße und federartige Wolke, die praktisch nur aus Eiskristallen besteht. Cirren können durch Herauswehen aus dem Amboss eines Cumulonimbus oder durch *Virga-Bildung* anderer Wolken [2], wie beispielsweise Cirrocumulus oder Altocumulus, entstehen. Gelegentlich sind sie auf Verdunstungsprozesse in räumlich heterogenen Cirrostratus Feldern zurückzuführen. Schließlich besteht die Möglichkeit der Cirrusbildung bei turbulenten Durchmischungsprozessen, wobei die Turbulenz häufig auf starke Windscherungen in der hohen Atmosphäre zurückzuführen ist.

Cirrocumulus ist eine flockenartige Eiswolke, die als weißer Fleck oder als Feld mit mehr oder weniger zusammenhängenden einzelnen Wolkenteilen auftritt. Diese Wolke kann durch konvektive Prozesse in wolkenfreier Atmosphäre oder durch Umbildung anderer Wolken, wie Cirrus, Cirrostratus oder Altocumulus entstehen. Gelegentlich beobachtet man linsenförmige Cirrocumuli (*Cirrocumulus lenticularis*), die sich bei der Überströmung einzelner Berge und der damit verbundenen Hebung feuchter Luftschichten bilden.

Cirrostratus ist eine milchige lichtdurchlässige Eiswolke, die den Himmel entweder vollständig oder zu großen Teilen überdeckt. Die faserig oder glatt aussehende Wolke entsteht wie alle anderen stratiformen Wolken meistens durch großräumige Hebungsprozesse, bei denen feuchte Luft zur Kondensation gebracht wird. Daher ist das Aufziehen von Cirrostratus Bewölkung oft ein gutes Indiz für das Herannahen einer Warmfront. Eine weitere Möglichkeit zur Bildung eines Cirrostratus besteht im Zusammenwachsen von Cirren oder Cirrocumuli zu einem ausgedehnten Wolkenfeld.

Altocumulus ist eine weiße oder gräulich erscheinende ballenförmige Wolke, die, ähnlich wie Cirrocumulus, in Flecken oder Feldern mit mehr oder weniger zusammenhängenden einzelnen Wolkenteilen auftritt. Altocumulus entsteht durch Konvektion oder turbulente Bewegungen im mittleren Wolkenstockwerk, kann sich aber auch durch Umbildung anderer Wolken, wie Altostratus oder Nimbostratus bilden, wenn gleichzeitig eine Labilisierung der mittleren Atmosphäre einsetzt. Insgesamt besteht eine große Ähnlichkeit zwischen Altocumulus und Cirrocumulus Wolken.

[2] d. h. Niederschlag, der aus der Wolke fällt, den Erdboden aber nicht erreicht

Altostratus ist eine gleichmäßig grau erscheinende wenig lichtdurchlässige Wolke, die sich beim großräumigen Aufgleiten von Luftmassen in der mittleren Atmosphäre bildet und den Himmel meistens ganz oder zumindest größtenteils überdeckt. Altostratus kann sich aber auch aus zunehmendem Cirrostratus oder abnehmendem Nimbostratus heraus entwickeln.

Stratocumulus ist eine grau aussehende Schichtwolke mit deutlichen ballenförmigen Strukturen, die die Wolke unterschiedlich hell und dunkel aussehen lassen. Diese Wolkenform kann durch großräumige Hebung und damit einhergehende Labilisierung einer Stratusschicht entstehen. Häufig beobachtet man die Bildung ausgedehnter Stratocumulusfelder am Oberrand der atmosphärischen Grenzschicht, wenn diese durch eine starke Inversion von der darüberliegenden freien Troposphäre abgekoppelt ist. Weiterhin besteht die Möglichkeit, dass Stratocumuli sich aus anderen Wolkengattungen (Altocumulus, Nimbostratus) heraus entwickeln.

Stratus ist eine gleichmäßig grau aussehende großflächige Schichtwolke, die meistens durch Abkühlung der unteren atmosphärischen Luftschichten entsteht. Bei winterlichen Inversionslagen kommt es häufig zur Bildung stratiformer Bewölkung, die mitunter auch hochnebelartig sein kann. Weiterhin besteht die Möglichkeit, dass stratiforme Bewölkung aus absinkendem Stratocumulus oder aufsteigendem Bodennebel entsteht.

Cumulus ist eine vertikal unterschiedlich hochreichende und horizontal relativ gering ausgedehnte Wolke mit blumenkohlartiger Struktur, deren Ränder klar zu erkennen sind. Die Bildung dieser Wolke ist meistens auf Konvektionsprozesse zurückzuführen, die z. B. bei starker sommerlicher Erwärmung der atmosphärischen Grenzschicht ausgelöst werden. Cumuli können sich auch aus Stratocumulus oder Altocumulus Wolken heraus entwickeln.

Cumulonimbus ist eine vertikal sehr hochreichende, Niederschlag bildende dunkle Gewitterwolke, die zudem eine sehr große horizontale Ausdehnung besitzen kann. Im oberen Bereich ist die Wolke vereist, was man gut an ihrer faserigen Struktur erkennen kann. Das horizontale Ausströmen der in den Wolkenaufwindbereichen nach oben strömenden Luft führt dort zu der für Gewitterwolken charakteristischen Ambossform. In den meisten Fällen entstehen Cumulonimben durch fortwährende und sich ständig intensivierende Entwicklungen von Cumuli. Manchmal bildet sich ein Cumulonimbus aber auch aus einer anderen Wolkenform heraus (Stratocumulus, Nimbostratus).

Nimbostratus ist eine grau und dunkel aussehende Regenwolke mit unscharfen Konturen. Er entsteht durch großräumige Aufgleitvorgänge, die sich über weite Höhenbereiche der Atmosphäre erstrecken. Diese Wolkenform kann aber auch aus Altostratus oder Cumulonimbus hervorgehen.

2.3 Radarmeteorologie

Neben der Fernerkundung mit Satelliten stellt die Radartechnik das wohl bedeutendste Hilfsmittel zur Beobachtung des aktuellen Wetters dar. Mit *Wetterradargeräten* ist eine flächendeckende Niederschlagserfassung möglich, die unverzichtbar für das sogenannte *Nowcasting* (Wettervorhersage für 0–2 Stunden) von Niederschlagsereignissen und Unwettern ist. Das Wort Radar, das ursprünglich ein Akronym für **r**adio **a**ircraft **d**etection **a**nd **r**anging war[3], deutet darauf hin, dass diese Technik zunächst für militärische Zwecke entwickelt wurde. In den 1940er Jahren erkannte man jedoch bereits, dass hiermit auch Niederschlagsteilchen detektiert werden können.

Bei den nationalen Wetterdiensten kamen zunächst nur einfache *Reflektivitätsradare* zum Einsatz, mit denen lediglich die flächenhafte Verteilung und Intensität des Niederschlags erfasst werden kann. Seit den 1960er Jahren wurde damit begonnen, die Niederschlagsbeobachtungen mit Hilfe von *Dopplerradaren* durchzuführen. Bei diesen Geräten wird der *Dopplereffekt* ausgenutzt, um den bezüglich des Radarstandorts radialen Anteil der Geschwindigkeit der Hydrometeore zu messen. Zu dieser Zeit erforschte das NSSL (National Severe Storms Laboratory) der NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration, USA) bereits Möglichkeiten, mit Hilfe von sogenannten *polarimetrischen Wetterradaren* (dual-polarisation radar), die Polarisationseigenschaften der reflektierenden Hydrometeore zu deren detaillierteren mikrophysikalischen Charakterisierung auszunutzen.

In den 1980er Jahren wurden in den Industrienationen die ersten nationalen Radarnetze installiert, mit denen eine operationelle Überwachung des Wetters vorgenommen wurde. Im Jahr 1987 begann der DWD mit dem Aufbau des deutschen Radarverbunds, der bis zum Jahr 2000 abgeschlossen wurde und gegenwärtig aus insgesamt 16 Dopplerradaren besteht. Zur Zeit wird der deutsche Radarverbund modernisiert mit dem Ziel, bis zum Jahr 2013 ein System von 17 polarimetrischen Radargeräten deutschlandweit zu betreiben.

Das Prinzip der Radardetektion besteht darin, dass ein Sender eine elektromagnetische Welle einer bestimmten Wellenlänge emittiert. Radargeräte arbeiten im Frequenzbereich zwischen 30 MHz und 100 GHz, was Wellenlängen zwischen 10 m und 0.3 cm entspricht. Die vom Sender des Radars emittierte Welle wird von einem Zielobjekt zum Empfänger zurückgestreut. Das Verhältnis zwischen empfangener und ausgesandter Leistung wird mit Hilfe der sogenannten *Radargleichung* beschrieben. Für die Detektion von Niederschlag lässt sich diese Gleichung als Funktion der *Radarreflektivität Z* formulieren, die das sechste Moment der Größenverteilung der Niederschlagsteilchen darstellt

[3] heutzutage steht Radar für **ra**dio **d**etection **a**nd **r**anging

und in der Einheit dBZ [4] gemessen wird. Das Radar sendet das Signal nur in einem sehr kleinen Raumwinkel von etwa 1° aus. Zur Erfassung des gesamten Halbraums rotiert das Gerät und führt die Messungen in unterschiedlichen Höhenwinkeln durch. Dies wird auch als *Volume Scan* bezeichnet.

Es gibt verschiedene Typen von Radargeräten. Beim monostatischen Radar sind Sender und Empfänger in einem Gerät untergebracht, d. h. sie benutzen die gleiche Antenne. Beim bistatischen Radar bestehen Sender und Empfänger aus zwei Geräten, die an unterschiedlichen Orten aufgestellt sein können. Multistatische Radare besitzen mehrere Empfänger. Kohärente Radare sind Geräte, bei denen eine feste Phasenbeziehung zwischen den verschiedenen emittierten Signalen besteht. Ist dies nicht der Fall, dann spricht man von inkohärentem Radar. Das ausgesendete Signal kann dauerhaft sein (kontinuierliches Radar) oder nur pulsartig (Pulsradar). Bei Wetterradaren handelt es sich in der Regel um monostatische kohärente Pulsradare.

Die Auswertung der mit Wetterradaren gewonnenen Daten liefert eine sehr große Fülle unterschiedlicher Informationen die natürlich von der Verwendung eines bestimmten Radartyps abhängt. Eine vollständige Auflistung und Beschreibung aller in der Literatur zu findenden *Radarprodukte* würde an dieser Stelle zu weit führen. Deshalb werden im Folgenden nur die wichtigsten hauptsächlich im operationellen Betrieb zur Verfügung gestellten Radarprodukte vorgestellt. Für detailliertere Informationen zur Radarmeteorologie wird auf die weiterführende Spezialliteratur verwiesen (z. B. Battan 1973, Bogush 1989, Atlas 1990, Skolnik 1990, Sauvageot 1992, Doviak und Zrnic 1993, Meischner, 2004).

Mit einem *gewöhnlichen Wetterradar* kann die räumliche Verteilung des Niederschlags ermittelt werden. Wie bereits erwähnt, erhält man dieses dreidimensionale Bild, indem man bei unterschiedlichen, jeweils konstanten Elevationswinkeln das Radar horizontal rotieren lässt. Dabei muss jedoch die Krümmung der Erdoberfläche berücksichtigt werden. Diese führt dazu, dass ein horizontal (Elevationswinkel 0°) ausgerichtetes Radar im Abstand von 100 km Streuteilchen detektiert, die sich bereits in 800 m Höhe über der Erdoberfläche befinden. Bei 200 km Abstand beträgt die Höhe 3100 m und bei 400 km Abstand bereits 12500 m. In der sogenannten *PPI-Darstellung* (PPI: plan position indicator) werden die Daten gezeigt, die bei konstantem Elevationswinkel als Funktion des Azimutwinkels gewonnen wurden.

Ein Beispiel für eine PPI-Darstellung ist in Abb. 2.1 oben wiedergegeben. Diese Messung erfolgte am 25. 11. 2009 15.15 UTC mit dem Niederschlagsradar des Meteorologischen Instituts der Univer-

[4] $1\text{dBZ} = 10\log_{10}(Z/Z_0)$ mit $Z_0 = 1\text{mm}^6\ \text{m}^{-3}$

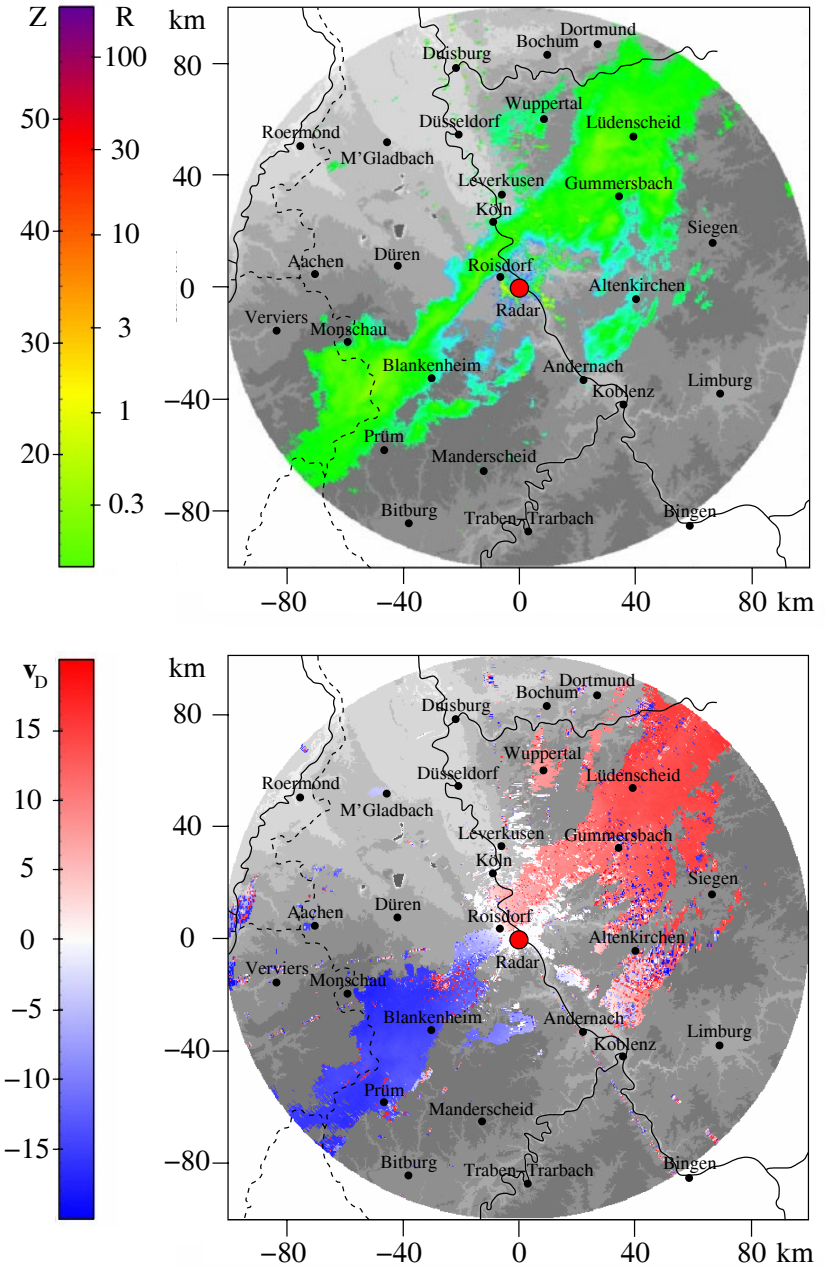


Abb. 2.1. PPI-Darstellung des MIUB Niederschlagsradars vom 25. 11. 2009 15.15 UTC. Oben: Radarreflektivität Z in dBZ und zugehörige Regenrate R in mm h^{-1}. Unten: Dopplergeschwindigkeit $\mathbf{v}_D$ in m s^{-1}

sität Bonn (MIUB). Die an der linken Seite dargestellte Farbkodierung gibt die Reflektivität Z und die daraus abgeleitete Regenrate R wieder. Im vorliegenden Beispiel erkennt man ein schwaches, zu einer Kaltfront gehörendes Regenband, das sich von Südwesten nach Nordosten erstreckt und Regenraten von weniger als 3 mm h^{-1} aufweist. Die in unmittelbarer Nähe des Radarstandorts (Mittelpunkt der PPI-Darstellung) sichtbaren höheren Reflektivitätswerte sind auf Echos von festen Gegenständen (Häuser, Bäume, orographische Strukturen etc.) zurückzuführen und haben keine meteorologische Bedeutung. Diese auch als *Clutter* bezeichneten Reflektivitäten fester Ziele stellen Störsignale dar, die mit geeigneten Mitteln aus den Darstellungen herausgefiltert werden können.

Neben der PPI-Darstellung gibt es die Möglichkeit, vertikale Querschnitte bei konstantem Azimutwinkel zu erzeugen. Diese Darstellungsart wird als *RHI-Darstellung* (RHI: range height indicator) bezeichnet. Hieraus lässt sich eine horizontale Verteilung der Reflektivitäten ermitteln, die sogenannte CAPPI-Darstellung (CAPPI: constant altitude plan position indicator). Bei dieser Methode werden alle Beiträge der Reflektivitäten einzelner RHI-Darstellungen zusammengefasst, die in einen vorgegebenen Höhenbereich fallen. Eine weitere Möglichkeit, Radarreflektivitäten zu visualisieren, besteht in der sogenannten MAX-CAPPI-Darstellung. Hier werden die vertikalen Maximalwerte in einer horizontalen Verteilung und gleichzeitig die Horizontalverteilungen der Maxima in Vertikalschnitten wiedergegeben.

Neben der Flächenverteilung von Niederschlägen lassen sich bereits aus den Reflektivitäten erste Rückschlüsse auf die Niederschlagsart ziehen. Zur Unterscheidung zwischen Schnee und Regen macht man sich die unterschiedlichen dielektrischen Eigenschaften von Wasser und Eis zunutze. Diese führen dazu, dass Schneeflocken eine deutlich geringere Reflektivität besitzen als Regentropfen. In diesem Zusammenhang ist das sogenannte *Bright-Band* von besonderem Interesse, das manchmal auch als *helles Band* bezeichnet wird. Dieses stellt eine Zone stark erhöhter Reflektivitäten dar und markiert die Schmelzschicht innerhalb der Atmosphäre. Die Ursache für das Auftreten eines Bright-Bands besteht darin, dass fallende Schneeflocken zwar relativ groß sind, jedoch nur geringe Reflektivitäten erzeugen. Beginnen die Schneeflocken zu schmelzen, dann wird zuerst die äußere Oberfläche mit einer Wasserhaut überzogen. In diesem Moment verhalten sich die schmelzenden Eisteilchen beim Streuprozess wie sehr große Regentropfen, so dass sie relativ hohe Reflektivitäten liefern. Nachdem die Schneeflocken vollständig geschmolzen sind, bilden sie mehr oder weniger kugelförmige Regentropfen, die viel kleiner als die ursprünglichen Schneeflocken sind und daher wieder geringere Reflektivitäten erzeugen. Das Bright-Band befindet sich üblicherweise etwa

200–500 m unterhalb der 0°C Grenze und besitzt eine vertikale Erstreckung von ca. 300 m.

Abbildung 2.2 zeigt eine RHI-Darstellung des MIUB Niederschlagsradars vom 17. Juli 2004 18.50 UTC. In einer Schicht zwischen 3000–3500 m über dem Radarstandort erkennt man deutlich erhöhte Reflektivitäten (rötliche Farben), welche die dort liegende Schmelzschicht kennzeichnen.

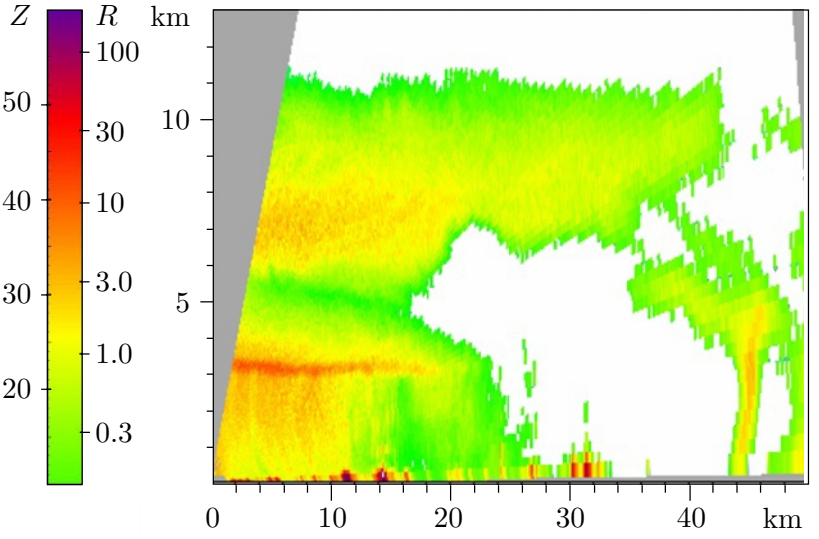


Abb. 2.2. RHI-Darstellung des MIUB Niederschlagsradars vom 17. 7. 2004 18.50 UTC mit Bright-Band in 3000–3500 m Höhe und 0–20 km Entfernung vom Radarstandort. Z: Radarreflektivität in dBZ, R: Regenrate in mm h^{-1}

Mit Hilfe eines Dopplerradars kann die Radialgeschwindigkeit der Hydrometeore relativ zum Radarstandort bestimmt werden. Auf diese Weise lassen sich Aussagen über die Zugrichtung und -geschwindigkeit von Niederschlagsgebieten gewinnen. Im unteren Teil von Abb. 2.1 sind die Dopplergeschwindigkeiten des Niederschlagsgebiets zu sehen. Blaue Flächen stammen von Hydrometeoren, die sich auf den Radarstandort zu bewegen, rote Fläche kennzeichnen Bewegung vom Radarstandort weg. Weiße Flächen bedeuten keine Bewegung relativ zum Radarstandort. Somit bewegt sich in diesem Beispiel das Niederschlagsband in nordöstliche Richtung. Neben diesen relativ einfach interpretierbaren Radarbildern gibt es auch Situationen mit komplexen Verteilungen der Dopplergeschwindigkeiten. Insbesondere können aufgrund der Höhenabhängigkeit der empfangenen Signale Aussagen über die vertikale Änderung der Windrichtung gewonnen werden. Ein sich mit der Höhe im Uhrzeigersinn drehendes Windfeld wird eine mehr oder weniger S-förmige Struktur der Farbverteilungen liefern, umge-

kehrt entsteht eine spiegelverkehrte S-Form bei nach links mit der Höhe drehenden Winden. Ebenso lässt sich der an Fronten beobachtete Windsprung in der Dopplerverteilung oft leicht erkennen. Um die teilweise sehr komplexen Strukturen von Dopplerradarbildern besser verstehen und interpretieren zu können, lassen sich mit Hilfe von Computersimulationen aus vorgegebenen Windfeldern Dopplerverteilungen generieren (s. z. B. Brown und Wood 2007).

Bei hohen Windgeschwindigkeiten können, abhängig von der Abtastfrequenz des Radars, sogenannte Aliasing-Effekte auftreten, die dazu führen, dass sich in einem Gebiet bei Überschreitung der maximalen Geschwindigkeitswerte deren Vorzeichen ändert. Im gegebenen Beispiel der Abb. 2.1 unten sieht man dies an den roten (blauen) Pixeln im blauen (roten) Feld. Wegen der insgesamt vorherrschenden Windrichtung lassen sich diese Fehler jedoch relativ leicht erkennen.

Dopplerradare senden und empfangen horizontal *polarisierte Strahlung*. Somit können nur Aussagen über horizontale Größeneigenschaften der Hydrometeore gemacht werden. *Polarimetrische Wetterradare* senden und empfangen horizontal und vertikal polarisierte elektromagnetische Wellen. Durch Auswertung der Polarisationseigenschaften der empfangenen Signale können insbesondere sehr umfangreiche Informationen über die mikrophysikalische Struktur der Hydrometeore gewonnen werden. Ein weiterer Vorteil polarimetrischer Radare besteht darin, dass sie im Vergleich zu Dopplerradaren eine deutlich höhere Messgenauigkeit der verschiedenen Radarprodukte erreichen. Weiterhin lassen sich unerwünschte Streuobjekte, wie Clutter, Vögel oder Insekten, besser identifizieren.

Es gibt verschiedene Möglichkeiten, wie ein polarimetrisches Radar arbeitet: (1) Das Radar sendet nur horizontal polarisierte Signale, detektiert aber horizontal und vertikal polarisierte Streusignale. Dies wird im Englischen als LDR (linear depolarisation ratio) mode bezeichnet. (2) Das Radar sendet zeitlich versetzt jeweils horizontal und vertikal polarisierte Strahlung aus. (3) Das Radar sendet simultan sowohl horizontal als auch vertikal polarisierte Strahlung aus, was als SHV (simultaneous transmission and reception of horizontally and vertically polarized waves) mode bezeichnet wird. Die verschiedenen Arbeitsmodi haben unterschiedliche Vor- und Nachteile, auf die hier jedoch nicht näher eingegangen wird.

Einzelne Radarbilder sind für die nähere Umgebung des Radarstandorts zwar sehr aufschlussreich, um jedoch Wetterstrukturen auf größeren Skalen erkennen zu können, müssen die Radarbilder verschiedener Standorte zu einem Gesamtbild, dem sogenannten *Radarkomposit*, zusammengefügt werden. Abbildung 2.3 gibt hierfür ein Beispiel. Dort sind die vom Radarverbund des DWD am 26. 11. 2009 00 UTC gemessenen Radarreflektivitäten wiedergegeben. Für

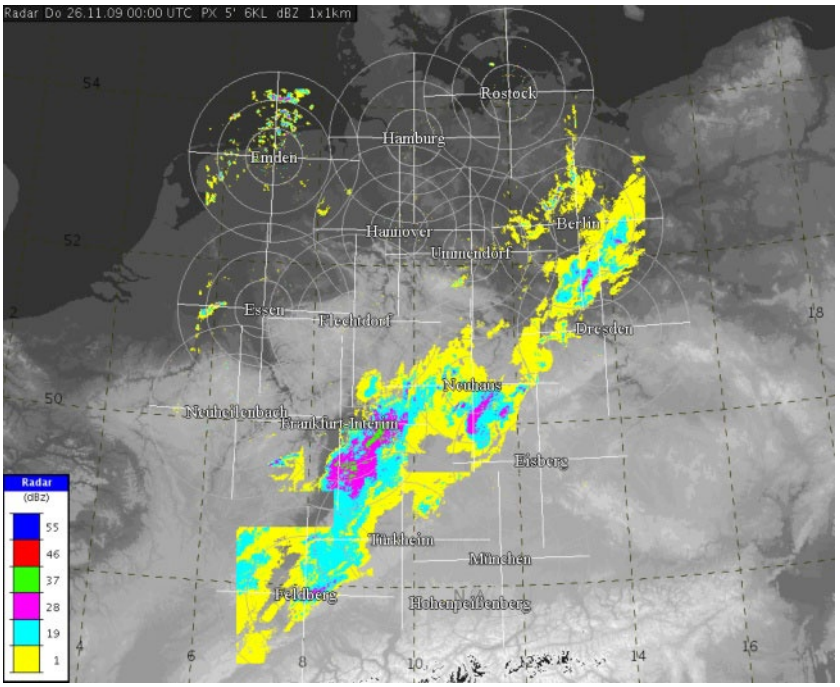


Abb. 2.3. Komposit der Radarreflektivitäten des DWD-Radarverbunds vom 26. 11. 2009 00 UTC. Quelle: NinJo-System des DWD

die Erzeugung des Radarkomposits wurden Messdaten bis zu einem Abstand von 128 km um jeden Radarstandort herangezogen. In der Abbildung sind um jeden Radarstandort Kreise im Abstand von jeweils 40 km voneinander eingezeichnet.

Auf europäischer Ebene haben sich 26 nationale Wetterdienste zu dem Netzwerk EUMETNET zusammengeschlossen. Innerhalb dieses Netzwerks wurde das Projekt OPERA (**O**perational **P**rogramme for the **E**xchange of weather **RA**dar information) ins Leben gerufen. Die wichtigsten Aufgaben dieses Projekts bestehen im ständigen Austausch von Expertisen und der gegenseitigen Bereitstellung der operationell gewonnenen Radardaten. Im Internet [5] können die nationalen Radarstandorte der einzelnen Mitglieder sowie einige technische Details der verschiedenen Messgeräte gefunden werden.

[5] `www.eumetnet.eu`

2.4 Satellitenmeteorologie

Wettersatelliten stellen die modernste Beobachtungsmöglichkeit atmosphärischer Phänomene dar. Die hiermit gewonnenen meteorologischen Messdaten sind heute aus der numerischen Wettervorhersage nicht mehr wegzudenken. Sie sind ein wichtiges Hilfsmittel bei der Datenassimilation, leisten aber auch unschätzbare Dienste bei der Wetterdiagnose und der Kürzestfristvorhersage. Im Folgenden werden einige wichtige Grundbegriffe der Satellitenmeteorologie kurz vorgestellt. Als Basis der Betrachtungen dient in erster Linie das Satellitenprogramm *Meteosat Second Generation (MSG)* der European Organisation for the Exploitation of Meteorological Satellites (*EUMETSAT*). Andere Wettersatelliten, wie beispielsweise der Geostationary Operational Environmental Satellite (*GOES*) der NOAA, liefern vergleichbare Messdaten.

Bei MSG handelt es sich um ein System von zur Zeit zwei geostationären Satelliten, bestehend aus MSG-8 und MSG-9, mit dem das seit den 1970er Jahren arbeitende erste Meteosat Programm abgelöst wurde. [6] MSG-8 wurde am 28. 8. 2002 in die Erdumlaufbahn gebracht und nahm Anfang 2004 seinen operationellen Betrieb auf. Seit 2008 befindet er sich in 9.5°O über dem Äquator und liefert alle 5 Minuten multispektrale Bilder der Erde aus einem Bereich zwischen 15°N und 70°N. Am 22. 12. 2005 erfolgte der Start von MSG-9, der in 0°W über dem Äquator positioniert wurde und seit 2006 operationell arbeitet. Dieser Satellit sendet die gleichen multispektralen Bilder wie MSG-8, allerdings nur alle 15 Minuten, dafür aber von der gesamten vom Satelliten aus sichtbaren Erdscheibe.

An Bord der MSG Satelliten sind die beiden Radiometer *GERB* (Geostationary Earth Radiation Budget) und *SEVIRI* (Spinning Enhanced Visible and Infrared Imager) installiert. GERB misst die am Oberrand der Atmosphäre zurückgestreute Sonnenstrahlung (0.32–4 μm) und die gesamte von der Erde ins Weltall gerichtete Strahlungsflussdichte (0.32–30 μm). Auf diese Weise lassen sich Aussagen über die *Strahlungsbilanz der Erde* gewinnen, die insbesondere für die Klimaforschung von außerordentlicher Bedeutung sind.

Das Kernstück von MSG bildet das hochauflösende Radiometer SEVIRI. Dieses Gerät misst Strahlung in elf unterschiedlichen spektralen Kanälen und in dem zwölften HRV Kanal (HRV: High Resolution Visible), der den gesamten sichtbaren Bereich (0.37–1.25 μm) überdeckt. Die maximale räumliche Auflösung von SEVIRI beträgt im Subsatellitenpunkt [7] 3 km für die 11 spektralen Kanäle und 1 km für den HRV

[6] Das MSG-Programm sieht noch den Start von zwei weiteren Satelliten vor.

[7] Hierunter versteht man den Punkt auf der Erdoberfläche mit der geringsten Distanz zum Satelliten.

Kanal. Das Auflösungsvermögen der Radiometer ist natürlich abhängig von der geographischen Breite und nimmt vom Subsatellitenpunkt zu den Polen hin ab.

Die elf spektralen Kanäle von SEVIRI wurden zum Teil in Anlehnung an die bereits bewährten Kanäle anderer Satellitenmissionen ausgewählt, um auf diese Weise eine bessere Vergleichbarkeit und Ergänzung der Daten zu gewinnen. Die Wellenlängen der einzelnen Kanäle, deren Bezeichnung sowie die wichtigsten Anwendungsmöglichkeiten sind in Tabelle 2.3 zusammengefasst. Weitere Details zu den Messinstrumenten von MSG findet man u. a. in Schmetz et al. (2002). Außerdem bietet das Internetportal der EUMETSAT [8] eine ausführliche Beschreibung des MSG-Programms sowie des europäischen polaren Satellitenprogramms. Die der Satellitenmeteorologie zugrunde liegende *Strahlungstransporttheorie* wird hier nicht im Einzelnen behandelt und sollte der weiterführenden Spezialliteratur entnommen werden (z. B. Liou, 2002, Zdunkowski et al. 2007). Vielmehr konzentriert sich dieser Abschnitt auf die Interpretation und meteorologische Auswertung der mit den Radiometern gemessenen solaren und *infraroten Strahldichten*.

2.4.1 Die Kanäle im solaren Spektralbereich

Die von der Sonne ausgesandte *solare Strahlung* wird bei Eintritt in die Erdatmosphäre teilweise absorbiert und gestreut. Ein Teil der solaren Einstrahlung wird an der Erdoberfläche oder an der Obergrenze von Wolken nach oben reflektiert und gelangt somit zum Satelliten. Je mehr Energie die vom Radiometer empfangene solare Strahlung besitzt, umso heller wird sie auf dem Satellitenbild dargestellt, d. h. starke Reflexion der Sonnenstrahlung an Wolkenobergrenzen liefert helle Pixel, während geringe Reflexion an der Erdoberfläche diese dunkler abbildet. Da praktisch die gesamte vom Radiometer empfangene solare Strahlung aus der Reflexion an Oberflächen (Erdoberfläche, Wolken) resultiert, wird diese auch als *Oberflächenstrahlung* bezeichnet.

MSG empfängt in den Kanälen 1–4 und im HRV Kanal solare Strahlung. Die Kanäle 1–3 werden als solare Kanäle bezeichnet, während Kanal 4 eine Sonderrolle einnimmt, da hier neben der solaren auch *infrarote Strahlung* gemessen wird. Dieser Kanal wird weiter unten näher beschrieben. Gemäß ihrer Namensgebung (VIS, visible) detektieren die beiden Kanäle VIS0.6 und VIS0.8 Strahlung im sichtbaren Spektralbereich. Diese Strahlungsmessungen dienen vor allem der besseren Unterscheidung von Wolken im Vergleich zur Erdoberfläche,

[8] `www.eumetsat.int`

Tabelle 2.3. Die elf spektralen Messkanäle sowie der HRV Kanal von SEVIRI. $\Delta\lambda$ ist der Wellenlängenbereich und λ_c die Wellenlänge im Zentrum der einzelnen Kanäle. Quelle: Schmetz et al. (2002)

Nr.	Name	$\Delta\lambda$ (μm)	λ_c(μm)	Wichtigste Anwendungen
1	VIS0.6	0.56–0.71	0.635	Erdoberfläche, Wolken, Aerosole, Vegetation
2	VIS0.8	0.74–0.88	0.81	Erdoberfläche, Wolken, Aerosole, Vegetation
3	NIR1.6	1.50–1.78	1.64	Aerosole, Unterscheidung zwischen Schnee und Wolken, Eis- und Wasserwolken
4	IR3.9	3.48–4.36	3.90	Niedrige Wolken, Nebel, dünner Cirrus, unterkühlte Wolken
5	WV6.2	5.35–7.15	6.25	Wolken, Wasserdampf hohe Troposphäre
6	WV7.3	6.85–7.85	7.35	Wolken, Wasserdampf mittlere Troposphäre
7	IR8.7	8.30–9.10	8.70	Dünner Cirrus, Unterscheidung zwischen Eis- und Wasserwolken
8	IR9.7	9.38–9.94	9.66	Ozondetektion
9	IR10.8	9.80–11.8	10.80	Temperaturen von Land- und Meeresoberflächen, Wolkenobergrenzen, Cirrus, Vulkanasche
10	IR12.0	11.0–13.0	12.00	Temperaturen von Land- und Meeresoberflächen, Wolkenobergrenzen, Cirrus, Vulkanasche
11	IR13.4	12.4–14.4	13.40	Cirrus, statische Stabilität
12	HRV	0.37–1.25		Erdoberfläche, Wolken, Nebel

da Wolken in beiden Spektralbereichen eine deutlich höhere Albedo als die unterschiedlichen Arten der Erdoberfläche (Land und Wasser) besitzen. Weiterhin werden beide Kanäle zur Beobachtung der Verlagerung von Wolkenfeldern, zur Detektion von Aerosolpartikeln sowie zur Überwachung der Vegetation herangezogen.

Mit dem NIR1.6 Kanal können optisch dicke Wolken von Schnee- und Eisflächen am Erdboden besser unterschieden werden. Während in den Kanälen VIS0.6 und VIS0.8 optisch dicke Wolken und Schnee oder Eis eine ähnlich hohe Reflektivität von etwas mehr als 0.8 be-

sitzen und dadurch praktisch nicht unterscheidbar weiß erscheinen, liegt im NIR1.6 Kanal die Reflektivität der Eis- und Wasserwolken bei etwa 0.7, die von Schnee jedoch deutlich unter 0.1. Somit erscheinen in diesem Kanal Schneeflächen relativ dunkel, während die Wolken helle Pixel erzeugen. Weiterhin ist es im NIR1.6 Kanal möglich, wegen des höheren Absorptionsvermögens von Eis im Vergleich zu Wasser zwischen Wasser- und Eiswolken zu unterscheiden. Der HRV Kanal ermöglich aufgrund seiner hohen Auflösung die Detektion der Feinstrukturen von Wolken, wie überschießende Wolkenobergrenzen heftiger Gewitterzellen, Detrainmentbereiche von Cumulonimben, die Unterscheidung zwischen diesen Wolken und dünnen Cirren usw. Weiterhin lassen sich hiermit Nebelfelder, Waldbrände, Sandstürme und andere kleinräumige atmosphärische Phänomene sehr gut erkennen.

2.4.2 Die Kanäle im terrestrischen Spektralbereich

Die acht thermischen Kanäle 4–11 von SEVIRI messen Strahlung, die von Objekten unterhalb des Satelliten nach oben emittiert wird. Gemäß dem *Kirchhoff'schen Strahlungsgesetz* emittiert jeder Körper Strahlung in den Wellenlängenbereichen, in denen er sie auch absorbieren kann. Die Intensität der *emittierten Strahlung* ist nach dem *Planck'schen Strahlungsgesetz* temperaturabhängig. Die Erde, aber auch Wolken von hinreichender optischer Dicke, verhalten sich nahezu wie *Schwarze Körper*, d. h. sie emittieren Strahlung. Deren gesamte Intensität pro Flächeneinheit ist nach dem *Stefan-Boltzmann Gesetz* durch σT^4 gegeben. Hierbei ist σ die sogenannte *Stefan-Boltzmann Konstante* und T die Temperatur des emittierenden Körpers.

Würde die von der Erde emittierte Strahlung ohne Extinktion durch die darüberliegende Atmosphäre vom Satelliten gemessen, dann könnte hieraus direkt auf die Temperatur der Erdoberfläche geschlossen werden. Im sogenannten *atmosphärischen Fensterbereich* zwischen 8–13 μm ist dies nahezu der Fall. Allerdings muss auch bedacht werden, dass Wolken ebenfalls Strahlung emittieren. Bei ähnlichen Temperaturen von Wolken und Erdoberfläche, wie beispielsweise über schneebedeckten Gebieten, kann dies die Unterscheidung zwischen beiden Objekten erschweren. Wie bei der solaren Strahlung handelt es sich auch bei der *thermischen Strahlung* im atmosphärischen Fenster weitgehend um Oberflächenstrahlung, so dass die am Radiometer empfangene Strahldichte ein direktes Maß für die Oberflächentemperatur des emittierenden Körpers darstellt.

Die Visualisierung thermischer Strahlung geschieht genau umgekehrt wie bei der solaren Strahlung, d. h. Strahlung hoher Intensität (warme Körper) wird im Satellitenbild dunkel und Strahlung geringerer Intensität (kalte Körper) als helle Pixel abgebildet. Dadurch

erscheint im atmosphärischen Fenster, ähnlich wie im solaren Spektralbereich, die relativ warme Erde dunkel, während die Wolken umso heller aussehen, je kälter sie sind.

Einige der acht thermischen Spektralbereiche von SEVIRI wurden in solchen Wellenlängenbereichen gewählt, in denen die von der Erde emittierte Strahlung von atmosphärischen Spurengasen mehr oder weniger stark absorbiert wird. Hierbei handelt es sich um die Kanäle WV6.2 und WV7.3 (WV: water vapor), den IR9.7 und den IR13.4 Kanal, in denen Ozon bzw. CO_2 eine sogenannte *Absorptionsbande* besitzen. Der Grund für die Wahl dieser Kanäle besteht darin, dass die dort gemessenen Strahldichten von der Konzentration der jeweiligen Absorber abhängen. Eine Substanz, die Strahlung einer gewissen Wellenlänge absorbiert, muss nach dem Kirchhoff'schen Gesetz auch Strahlung dieser Wellenlänge emittieren, allerdings mit einer Intensität, die proportional zur Temperatur der Substanz ist. Deshalb erscheint in den Wasserdampfkanälen der absorbierende Wasserdampf der hohen Atmosphäre hell, da die Luft hoher Schichten deutlich kälter als die Erdoberfläche ist.

Allerdings wird die vom Erdboden emittierte langwellige Strahlung auf ihrem gesamten Weg durch die Atmosphäre sukzessive vom Wasserdampf absorbiert und reemittiert. Dies führt dazu, dass in den Wasserdampfkanälen WV6.2 und WV7.3 die Strahlung praktisch überhaupt nicht mehr von der Oberfläche eines einzelnen emittierenden Körpers stammt, sondern sich aus Teilbeiträgen des im gesamten atmosphärischen Volumen emittierenden Wasserdampfs und eventuell einem Rest der vom Erdboden emittierten Strahlung zusammensetzt. Deshalb spricht man hierbei auch von *Volumenstrahlung*. Folglich kann jetzt aus der gemessenen Strahldichte nicht mehr auf die Temperatur eines Körpers geschlossen werden.

Neben den direkten Auswertemöglichkeiten der Messungen in den einzelnen Kanälen gelingt es zusätzlich, durch Kombination unterschiedlicher Kanäle weitere meteorologisch interessante Informationen zu erhalten. Man stelle sich beispielsweise vor, dass ein Kanal sowohl Wolken als auch Wasserdampf erfassen kann, beide Objekte jedoch in einer bestimmten Situation als gleich helle Pixel darstellt. Ein anderer Kanal hingegen könne nur die Wolken detektieren. In diesem Fall kann man durch Subtraktion der Signale beider Kanäle die Wolken vom Wasserdampf separieren und somit ein Bild der Wasserdampfverteilung erhalten, eine Information, die in keinem der beiden Kanäle allein vorliegt. Eine weitere Möglichkeit der Dateninterpretation besteht in der sogenannten *RGB-Bildauswertetechnik*. Hier werden die Signale von drei verschiedenen Kanälen mit den Farben Rot, Grün und Blau unterlegt und zu einem farbigen Bild zusammengefügt. Aus den sich hieraus ergebenden Mischfarben können weitere Erkenntnisse, wie beispielsweise die Unterscheidung zwischen Eis- und Wasser-

wolken, erhalten werden. In den folgenden Abschnitten wird näher diskutiert, auf welche Weise die unterschiedlichen meteorologischen Informationen aus den verschiedenen Kanälen gewonnen werden können.

Wie bereits erwähnt, nimmt der IR3.9 Kanal eine besondere Stellung ein, da er sowohl solare als auch terrestrische Strahlung empfangen kann. Als Folge hiervon ist die Bildauswertung abhängig von der Tageszeit. Weiterhin besteht die Möglichkeit, die vom Radiometer empfangene Strahlung so darzustellen wie in den drei solaren Kanälen oder wie die der infraroten Kanäle. Bei letzterer Darstellungsart ist die Wirkung der reflektierten Sonnenstrahlung am Radiometer vergleichbar mit einer Erhöhung der Temperatur des emittierenden Körpers um etwa 50 K. Somit erscheinen Objekte mit einem hohen Reflexionsvermögen solarer Strahlung im IR3.9 Kanal tagsüber dunkler als nachts.

Die Kanäle WV6.2 und WV7.3 liegen innerhalb einer starken Absorptionsbande des Wasserdampfs, so dass helle Pixel entweder Wolken oder hohe atmosphärische Feuchte bedeuten. Dunkle Pixel hingegen beschreiben Bereiche mit geringer Wasserdampfkonzentration. Da im WV6.2 Kanal die Wasserdampfabsorption deutlich stärker ist als im WV7.3 Kanal, gibt dieser eher die Feuchteverteilung in der hohen Troposphäre wieder (ca. 350 hPa), während Strahlungsemissionen aus Schichten unterhalb des 750 hPa Niveaus praktisch überhaupt nicht mehr registriert werden. Für den WV7.3 Kanal liegen die entsprechenden Niveaus bei 500 hPa bzw. 950 hPa. Die Verwendung beider Wasserdampfkanäle ermöglicht somit, eine bessere Information über die Vertikalverteilung des Wasserdapfs in der Atmosphäre zu erhalten. Mit Hilfe von Gewichtsfunktionen lässt sich genau angeben, welchen Beitrag bestimmte atmosphärische Schichten zur gesamten in einem Kanal gemessenen Strahlung liefern. Diese Funktionen hängen von der Wellenlänge des jeweiligen Kanals, von den Geräteeigenschaften, aber auch von der Jahreszeit ab. Auf die näheren Details hierzu kann an dieser Stelle nicht eingegangen werden (Näheres hierzu s. z. B. Zdunkowski et al. 2007).

Die Kanäle 7–11 empfangen thermische Strahlung aus dem atmosphärischen Fensterbereich. Der IR9.7 Kanal weist zusätzlich die Eigenschaft auf, dass er innerhalb der infraroten Absorptionsbande des Ozons liegt, während der IR13.4 Kanal am Rand der 15 μm Absorptionsbande von CO_2 misst. Wegen des geringen Absorptionsverhaltens der Atmosphäre im atmosphärischen Fenster sehen die Satellitenbilder der verschiedenen Kanäle sehr ähnlich aus und lassen sich oftmals kaum mit bloßem Auge unterscheiden. Um weitere Informationen aus den Bildern gewinnen zu können, besteht jedoch die Möglichkeit, die Signale verschiedener Kanäle voneinander zu subtrahieren. Beispielsweise liefert die Differenz der IR9.7 und IR10.8 Kanäle eine Aussage

über die stratosphärische Ozonverteilung. Weiterhin lassen sich mit der Differenzmethode dünne Cirren und Wasserwolken detektieren.

Neben der Differenzmethode existiert die bereits oben erwähnte RGB-Bildauswertetechnik, bei der Signale von drei Kanälen zu einem RGB-Komposit zusammengefügt werden. Die Erstellung eines RGB-Komposits erfolgt in der Weise, dass man drei verschiedene Signale mit den Farben Rot, Grün und Blau unterlegt, diese zu einem farbigen Bild zusammenfügt und dann die hierbei entstandenen Mischfarben interpretiert. Grundsätzlich hat man die freie Wahl, welche Signale man verarbeitet und wie die Zuordnung zu den drei Farben geschehen soll. Es haben sich jedoch einige Kombinationen als sinnvoll herausgestellt, andere wiederum werden aufgrund der Möglichkeit von Fehlinterpretationen nicht empfohlen. Beispielsweise liefert das RGB-321 Komposit (Kanal 3=rot, Kanal 2=grün, Kanal 1=blau) eine natürlich aussehende Erdoberfläche, während zusätzlich zwischen Wasser- und Eiswolken unterschieden werden kann.

2.4.3 Beispiel für die Interpretation von Satellitenbildern

Die Interpretationsmöglichkeiten von Satellitenbildern sind so vielfältig, dass allein zu diesem Thema zahlreiche, zum Teil umfangreiche Lehrbücher verfasst wurden (z. B. Bader et al. 1995, Conway 1997, Lillesand et al. 2008). Eine ausführliche Beschreibung der Auswertemöglichkeiten würde den Rahmen dieses Buches sprengen. Stattdessen werden im Folgenden am Beispiel der europäischen Wetterlage vom 6. 9. 2011 12 UTC verschiedene Satellitenbilder und deren wichtigste Aussagen kurz vorgestellt. Die Diskussion beschränkt sich hierbei auf die meistens in der synoptischen Meteorologie ausgewerteten Bilder, nämlich je ein Satellitenbild aus dem sichtbaren Kanal, dem Wasserdampfkanal und dem atmosphärischen Fensterbereich. Weiterhin wird ein RGB-321 Komposit näher betrachtet.

Abbildung 2.4 zeigt die Bodenanalysekarte der Wetterlage vom 6. 9. 2011 12 UTC.[9] Über den Britischen Inseln ist ein ausgedehntes Tiefdruckgebiet mit einem Kerndruck von 975 hPa zu sehen, bei dem der Okklusionsprozess bereits relativ weit fortgeschritten ist. Die Okklusionsfront erstreckt sich vom Norden Schottlands über die Nordsee in Richtung Süden. Die relativ schwache Warmfront liegt über dem Ärmelkanal, während die zum Tief gehörende Kaltfront weitgehend

[9] Um eine prägnante Beschreibung der synoptischen Situation zu ermöglichen, werden im Folgenden bereits einige Fachbegriffe benutzt, die erst im späteren Verlauf des Buchs näher erklärt werden. Ebenso werden die in Wetterkarten üblicherweise verwendeten Symbole und Darstellungsarten der verschiedenen Frontarten als bekannt vorausgesetzt.

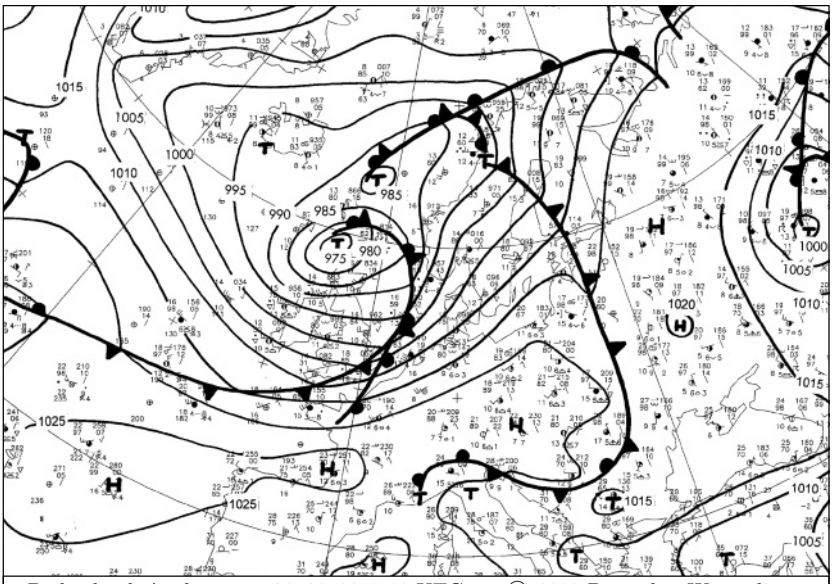


Abb. 2.4. Bodenanalysekarte das DWD vom 6. 9. 2011 12 UTC

zonal über den Ostatlantik und den Süden Englands verläuft. Weiterhin erkennt man über Osteuropa eine sich von Nordschweden über Finnland und die Baltischen Staaten bis nach Rumänien nahezu meridional erstreckende Kaltfront. In Mittel- und Südeuropa wird das Wetter durch hohen Luftdruck geprägt, der auf einen nach Westeuropa reichenden Ausläufer des Azorenhochs zurückzuführen ist. Lediglich über Norditalien und dem Balkan ist der Bodenluftdruck etwas niedriger.

Abbildung 2.5a zeigt das VIS0.6 Kanalbild des MSG. Deutlich sieht man die zum Tief über Nordeuropa gehörende Bewölkung. Charakteristisch für okkludierende Tiefs ist ein hinter der Okklusionsfront liegender vergleichsweise wolkenfreier Bereich, der durch die in der Höhe einströmende relativ trockene Luft hervorgerufen wird und spiralförmig bis zum Zentrum des Tiefs vordringt. Parallel zur Kaltfront verläuft über dem Atlantik ein Wolkengebiet mit einer relativ scharfen Vorderkante. Erkennbar an den sehr hellen Pixeln, handelt es sich hierbei um optisch dicke konvektive Bewölkung, zu der ein bandartiges Niederschlagsgebiet an der Kaltfront gehört. Hinter der Kaltfront werden nach Norden hin die Pixel immer dunkler. Hier befinden sich relativ dünne Cirren, die auf Aufgleitvorgänge warmer Luft an der Kaltfront schließen lassen. In größerem Abstand hinter der Kaltfront sind einzelne weiße Flecken zu sehen. Diese sind auf die typischerweise dort auftretenden Konvektionszellen zurückzuführen, die sich in der

durch die eingeflossene Höhenkaltluft labilisierten Atmosphäre bilden und dort für schauerartige Niederschläge sorgen.

Der zwischen Kalt- und Warmfront liegende sogenannte Warmluftsektor des Tiefdruckgebiets wird nach Einsetzen der Okklusion immer kleiner und ist hier vollständig bewölkt, so dass aus dem VIS0.6 Kanal allein nur schwer auf die momentane Lage der Warmfront geschlossen werden kann. Hingegen ist die Kaltfront über Osteuropa wiederum gut zu erkennen. Auch hier verläuft ein Wolkenband parallel zur Front, das aufgrund der hellen Pixel auf konvektive Bewölkungsstrukturen hindeutet. Schließlich erkennt man über Italien und dem Balkan noch einige größere Gebiete mit konvektiver Bewölkung.

Im WV6.2 Kanalbild (Abb. 2.5b) lässt sich die hinter der Okklusionsfront einströmende trockene Höhenluft sehr gut mit Hilfe des dunklen Streifens (*Dark Stripe*) identifizieren, der auf niedrige Wasserdampfkonzentrationen in diesem Bereich hindeutet. Dieses aus der Tropopausenregion bzw. der unteren Stratosphäre in die mittlere Troposphäre stattfindende Absinken trockener Luft, das auch als *Dry Intrusion* bezeichnet wird, spielt eine wichtige Rolle bei der Zyklogenese. Auf die näheren Zusammenhänge wird zu einem späteren Zeitpunkt detailliert eingegangen. Der dunkle Streifen verläuft nördlich der Kaltfront und parallel zu ihr vom Atlantik quer über Großbritannien bis zur Nordsee und dreht dort zyklonal nach Norden zum Zentrum des Bodentiefs. Neben dem zyklonalen Wirbel trockener Höhenluft über Nordschottland erkennt man auch über der Nordsee ähnliche Strukturen, die auf die mögliche Bildung eines Teiltiefs am dort befindlichen Okklusionspunkt des Muttertiefs hinweisen könnten. Im weiteren Verlauf kam es jedoch nicht zu dieser Zyklogenese, vielmehr verlagerte sich das Zentrum des Tiefs unter allmählicher Abschwächung von Schottland in nordöstliche Richtung. An der Kaltfront über Osteuropa sind ebenfalls bandartig angeordnete dunkle Streifen zu sehen, die die parallel zur Front verlaufende Höhenströmung kennzeichnen.

Das in Abb. 2.5c dargestellte IR10.8 Kanalbild gibt vor allem Aufschluss über die Lage der Wolkenobergrenzen, die umso höher sind, je heller die Pixel erscheinen. An der Kaltfront über dem Atlantik nimmt die Pixelhelligkeit nach Norden hin zu, was die durch Aufgleitvorgänge entstandene Cirrusbewölkung in diesem Bereich bestätigt. Die Kaltfront über Osteuropa liefert vergleichsweise heterogene und weniger helle Pixelstrukturen. Hieraus kann geschlossen werden, dass zum betrachteten Zeitpunkt die Front nicht mehr so wetterwirksam war wie die über dem Atlantik. Weiterhin erkennt man ein von den Pyrenäen quer über Frankreich nach Süddeutschland verlaufendes Band mit aufgelockerter Bewölkung, das auch im WV6.2 Kanal, aber nur schwer im VIS0.6 Kanal sichtbar ist. Diese Wolken waren jedoch nicht sehr hochreichend und brachten keinen Niederschlag.

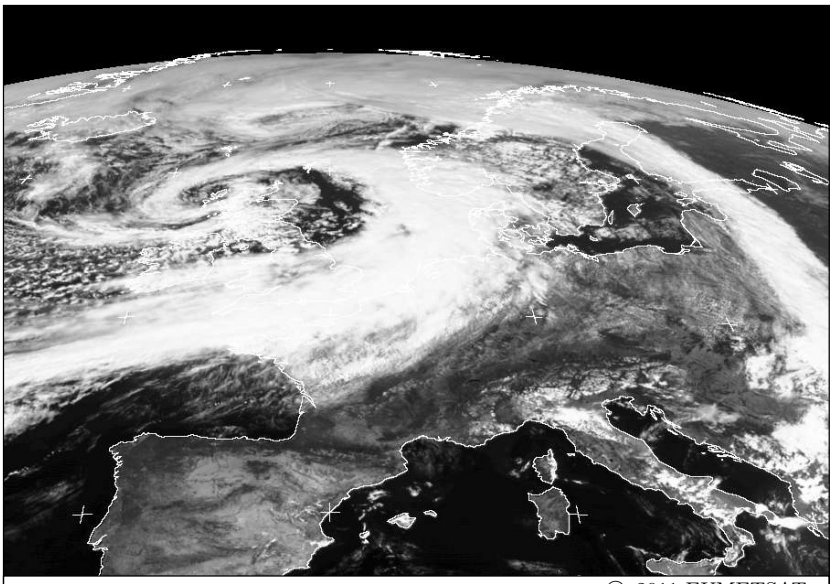


Abb. 2.5a. MSG-Satellitenbild im VIS0.6 Kanal vom 6. 9. 2011 12 UTC. Quelle: `www.sat.dundee.ac.uk`

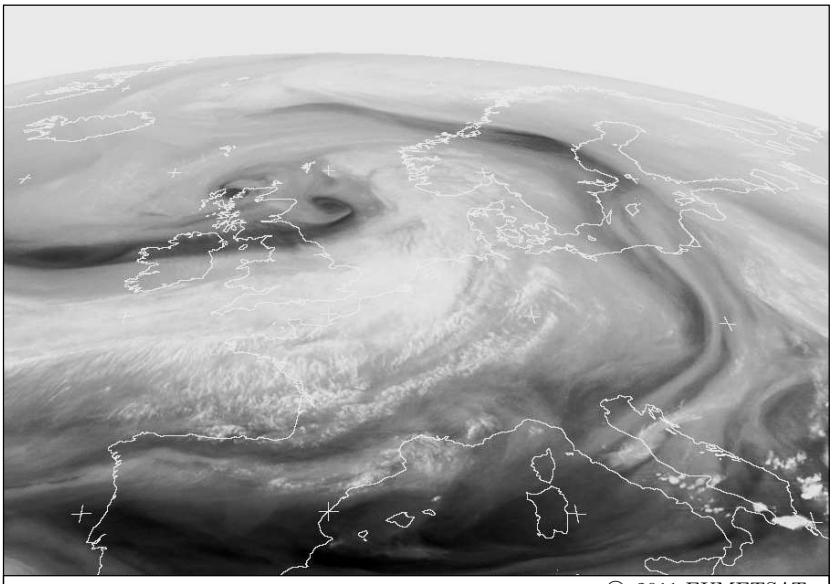


Abb. 2.5b. Wie Abb. 2.5a, jedoch WV6.2 Kanal

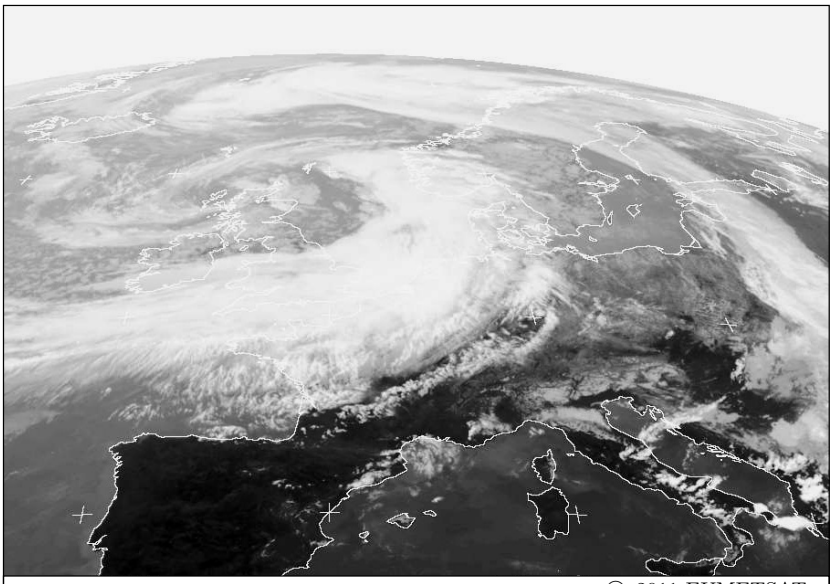


Abb. 2.5c. Wie Abb. 2.5a, jedoch IR10.8 Kanal

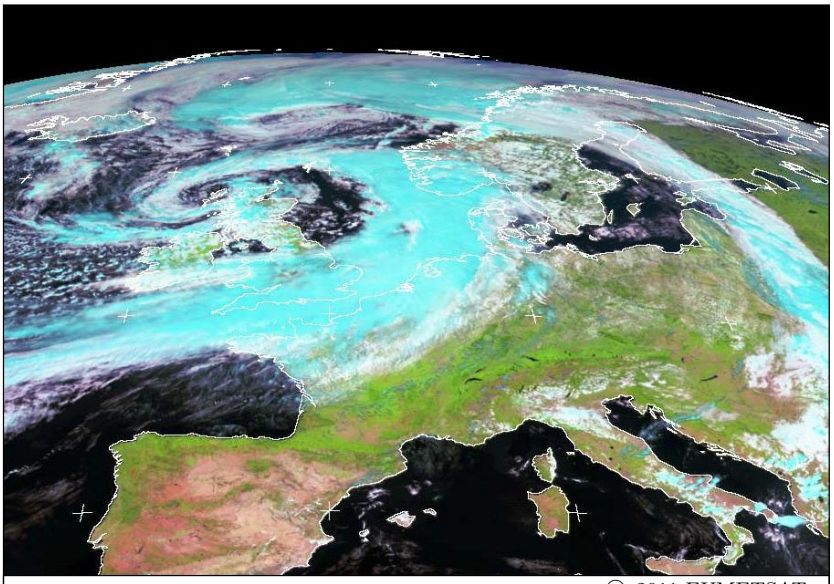


Abb. 2.5d. Wie Abb. 2.5a, jedoch WV6.2 RGB321-Komposit

Am eindrucksvollsten wird die Erdoberfläche im RGB-321 Komposit dargestellt (Abb. 2.5d), da sie hiermit ein relativ natürliches Aussehen erhält. Weiterhin lassen sich mit diesem Komposit Eis- und Wasserwolken gut voneinander unterscheiden. Im Einzelnen bedeuten die Farben grün: Vegetation, bräunlich-rot: unbewachsener Erdboden, Wüsten, grau-violett: Wasserwolken, cyan: Schnee oder Eiswolken. Wasserflächen werden nahezu schwarz abgebildet. Die Abbildung bestätigt die mit den anderen MSG-Kanälen gewonnenen Erkenntnisse bzgl. Wolkenart und -höhe. Ebenso sieht man deutlich die südeuropäischen wolkenfreien Gebiete (Iberische Halbinsel, Südfrankreich). Schließlich lassen sich sehr gut die Alpen und die in diesem Gebiet liegenden großen Seen erkennen, wie der Genfer See, der Bodensee oder der Gardasee. Interessant ist noch die Feststellung, dass etwa nördlich des Alpenhauptkamms keine Bewölkung vorliegt, während südlich davon stärkere Bewölkung zu beobachten ist. Dies ist auf den über Norditalien liegenden tiefen Luftdruck zurückzuführen, der zusammen mit einer leichten südlichen Anströmung an der Alpensüdseite zu Hebungsprozessen mit Wolkenbildung führte, was in der Bodenanalysekarte durch die quer über die Alpen verlaufende Front gekennzeichnet ist (s. Abb. 2.5a).

Aus den obigen sehr kurzen Ausführungen geht bereits hervor, dass Satellitenbilder ein äußerst wertvolles Hilfsmittel zur Interpetation des aktuellen Wetterzustands darstellen, und daher einen unverzichtbaren Bestandteil der modernen Wetteranalyse und -diagnose bilden. Wie bereits erwähnt, lassen sich hiermit noch weitaus detailliertere Angaben über die unterschiedlichsten atmosphärischen Phänomene gewinnen, die an dieser Stelle jedoch nicht im Detail besprochen werden können. Neben den oben bereits zitierten Lehrbüchern gibt es auch im Internet zahlreiche Portale, die sich diesem Thema widmen. Eine hervorragende Hilfestellung zur Interpretation meteorologischer Satellitenbilder stellt z. B. das "Manual of Synoptic Satellite Meteorology" dar, das von der Wiener Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik (ZAMG) im Internet veröffentlicht ist[10]. Neben zahlreichen konzeptionellen Modellen für unterschiedliche atmosphärische Prozesse findet man hier detailliert beschriebene Fallstudien mit ausführlichen Anleitungen zur Auswertung von Satellitenbildern.

2.5 Datenassimilation, numerische Wettervorhersage

Wie bereits erwähnt, kann die numerische Wettervorhersage als Lösung eines Anfangswertproblems betrachtet werden. Dies bedeutet, dass zu einem bestimmten Anfangszeitpunkt alle prognostischen Va-

[10] www.zamg.ac.at/docu/Manual/

riablen an allen Gitterpunkten des Vorhersagemodells vorgegeben werden müssen. Mit den in den vorangehenden Abschnitten dargestellten Beobachtungs- und Messmethoden lassen sich zwar umfangreiche Datensätze gewinnen, es liegt jedoch auf der Hand, dass diese bei Weitem nicht ausreichen, um die geforderte vollständige Abdeckung des dreidimensionalen atmosphärischen Raums mit Anfangswerten zu erreichen, d. h. die Lösung der Anfangswertaufgabe stellt ein unterbestimmtes Problem dar. Hinzu kommen die schon früher angesprochenen Messfehler und eventuell auftretende Inkonsistenzen verschiedener Modellparameter. Das gilt beispielsweise für das vertikale Windfeld, das nicht direkt messbar ist, sondern indirekt aus anderen Parametern abgeleitet werden muss. Großräumige Vertikalbewegungen sind betragsmäßig sehr klein, so dass hierbei durch geringe Ungenauigkeiten schnell Vorzeichenfehler entstehen können mit der Folge, dass z. B. in einem Gebiet großräumige Absinkbewegungen anstatt der tatsächlich vorliegenden Hebungsvorgänge analysiert werden. Dies kann zu Inkonsistenzen mit der beobachteten Wolkenverteilung führen.

In den Anfängen der numerischen Wettervorhersage wurde das Problem der Datenassimilation eher als eine lästige Zusatzaufgabe angesehen. Seit einigen Jahren hat man jedoch erkannt, dass eine möglichst genaue Abschätzung des atmosphärischen Anfangszustands von essentieller Bedeutung für eine erfolgreiche numerische Wettervorhersage ist. Entsprechend haben sich die Anstrengungen der verschiedenen nationalen Wetterdienste verstärkt, komplexe Datenassimilationsverfahren operationell einzusetzen. Das Ziel dieser Verfahren besteht darin, einen vollständigen und konsistenten dreidimensionalen Anfangszustand der Atmosphäre zu ermitteln, um dadurch das bereits früher als *Unschärfe der Anfangsbedingungen* bezeichnete Problem zu minimieren. Zusätzlich zu den vorliegenden Wetterbeobachtungen werden hierbei auch Kurzfristvorhersagen früherer Modellläufe herangezogen.

Nach den anfangs zunächst vielfach zum Einsatz kommenden *Nudging Verfahren* oder der *Optimum Interpolation Methode* haben sich in den letzten Jahren zunehmend *variationelle Datenassimilationsverfahren* durchgesetzt. Das Grundprinzip der variationellen Datenassimilation besteht darin, durch Minimierung sogenannter Kostenfunktionen den wahrscheinlichsten atmosphärischen Anfangszustand abzuschätzen. Von den verschiedenen Wetterdiensten werden dreidimensionale (3D-VAR) oder vierdimensionale (4D-VAR) Verfahren (mit drei Raumdimensionen und der Zeit als vierter Dimension) verwendet, wobei letztere als deutlich leistungsfähiger eingestuft werden, allerdings auch mit einem enorm hohen numerischen Aufwand verbunden sind. Eine detaillierte Beschreibung der Variationsanalyse kann an dieser Stelle nicht erfolgen. In der vom DWD herausgegebenen Fortbildungszeitschrift *promet* wurden im Jahr 2002 die momentan

in den verschiedenen Vorhersagemodellen des DWD verwendeten Assimilationsverfahren vorgestellt (Wergen 2002, Wergen und Buchhold 2002, Schraff und Hess, 2002). Nähere Informationen sind auch in der Internetplattform des *COSMO-Modells*[11] zu finden, mit dem zur Zeit operationell vom DWD die tägliche Wettervorhersage für Mitteleuropa erfolgt (COSMO: Consortium for Small-Scale Modelling).

Nachdem die synoptischen Analysekarten erstellt wurden, lässt sich damit eine Wetteranalyse und -diagnose vornehmen. Weiterhin gelingt es hiermit, ein *Nowcasting* durchzuführen. Wie bereits erwähnt, versteht man hierunter eine Wetterprognose für einen sehr kurzen Zeitraum von 0–2 Stunden. Um jedoch eine Wetterprognose über mehrere Tage erhalten zu können, muss das zur Beschreibung atmosphärischer Prozesse dienende prognostische Gleichungssystem numerisch gelöst werden (s. Abschn. 3.5). Gemäß einer Vorgabe der WMO bezeichnet man Wettervorhersagen über einen Zeitraum von 0–12 Stunden als *Kürzestfristvorhersage*, während es sich bei einer Prognose für 0–72 Stunden um eine *Kurzfristvorhersage* handelt. Schließlich spricht man bei einer Prognose bis zu zehn Tagen von einer *Mittelfristvorhersage*.

In numerischen Wettervorhersagemodellen wird das Vorhersagegebiet in Gitterboxen unterteilt, für die jeweils die raum-zeitlichen Mittelwerte der atmosphärischen Zustandsvariablen berechnet werden. Zur Erfassung kleinräumiger Prozesse ist eine möglichst feine Auflösung des Modellgitters erstrebenswert. Außerdem sollte das hochauflösende Gitter idealerweise die gesamte Erde umspannen. Dem Wunsch, ein globales Modellgebiet mit sehr feiner raumzeitlicher Gitterauflösung zu benutzen, steht als beschränkender Faktor die endliche Leistungsfähigkeit der zur Verfügung stehenden Computer gegenüber. Da der Rechenaufwand sehr stark mit der Anzahl der Gitterpunkte anwächst, eine Wetterprognose für einige Tage aber in wenigen Stunden Rechenzeit fertig gestellt werden muss, ist es notwendig, die Zahl der Modellgitterpunkte der Kapazität des Rechners anzupassen.

Eine weitere Möglichkeit, das Gitterpunktsproblem zu lösen, besteht darin, zunächst ein globales Modell mit relativ geringer Auflösung zu verwenden, und in dieses Modell ein hochauflösendes Modell für das gewünschte Vorhersagegebiet einzubetten. Bei der operationellen Wettervorhersage haben sich diese sogenannten *Nestingverfahren* als sehr erfolgreich herausgestellt. Das Nesting von Modellen lässt sich auch in mehreren Stufen durchführen. Die zur Zeit im Routinebetrieb des DWD eingesetzte Modellkette besteht aus dem globalen *GME Modell* (GME: global model extended version) mit einer horizontalen Maschenweite von 60 km. Hierin ist das *COSMO-EU* (EU: Europa) mit einer Maschenweite von 7 km eingebettet. Innerhalb von COSMO-EU wird das sogenannte *COSMO-DE* (DE: Deutschland) mit

[11] `www.cosmo-model.org`

einer horizontalen Gitterauflösung von zur Zeit 2.8 km genestet, mit dem routinemäßig die Wettervorhersage für Deutschland erstellt wird.

Abschließend wird noch kurz das Visualisierungssystem *NinJo* angesprochen. Hierbei handelt es sich um ein sehr umfangreiches Verfahren zur graphischen Darstellung der unterschiedlichsten meteorologischen Daten, wie Bodenbeobachtungen, Radiosondenmessungen, Radarkomposits, Satellitenbilder oder Wetteranalyse- und -prognosekarten. Die Stärke dieses von mehreren Wetterdiensten (Dänemark, Deutschland, Kanada, Schweiz) entwickelten Systems besteht darin, verschiedene Wetterdaten in nahezu beliebig vielen übereinander liegenden Schichten am Bildschirm gleichzeitig graphisch darstellen zu können. Hierdurch wird eine wesentliche Aufgabe der synoptischen Meteorologie erheblich erleichtert, nämlich das gleichzeitige Betrachten (die "Zusammenschau") unterschiedlicher synoptisch relevanter Informationen, um so einen Gesamteindruck des momentanen atmosphärischen Zustands zu erhalten. In einer Ausgabe der Zeitschrift *promet* des DWD aus dem Jahr 2011 wurde das NinJo System eingehend beschrieben. Nähere Einzelheiten hierzu sind ebenfalls im Internet [12] zu finden.

[12] `www.ninjo-workstation.com`

Kapitel 3
Mathematische Beschreibung atmosphärischer Prozesse

Zum tieferen Verständnis der in der Atmosphäre ablaufenden thermohydrodynamischen Prozesse ist es unabdingbar, diese mit Hilfe mathematischer Gleichungen zu beschreiben. Erst hierdurch gelingt es, die vielfältigen Wechselwirkungen unterschiedlicher Vorgänge auf allen raumzeitlichen Skalen zu verstehen und letztendlich hieraus eine Abschätzung des momentanen und künftigen Wettergeschehens abzuleiten.

Wie bereits früher erwähnt, wird eine Wetterprognose über einen Zeitraum von mehr als sechs Stunden in der Regel mit Hilfe numerischer Verfahren erstellt. Die Grundlage aller numerischen Wettervorhersagemodelle bildet das in diesem Kapitel vorgestellte mathematische Gleichungssystem, mit dem der thermo-hydrodynamische Zustand der Atmosphäre und dessen Änderungen in Raum und Zeit beschrieben werden können. Das hierfür benötigte mathematische Handwerkszeug wird im Folgenden vorgestellt. Natürlich kann es sich dabei nur um eine sehr kurze Zusammenfassung der wichtigsten Grundlagen handeln, detailliertere Ableitungen und tiefergehende Zusammenhänge sind der entsprechenden weiterführenden Literatur zu entnehmen (s. z. B. Petterssen 1956, Haltiner und Martin 1957, Haltiner und Williams 1980, Pichler 1997, Zdunkowski und Bott 2003, Holton 2004 u. a.).

3.1 Skalare und Vektoren

Ein Ort im dreidimensionalen Raum sei die Position, die durch die Koordinaten (x, y, z) eines *kartesischen Koordinatensystems* spezifiziert wird. Hierbei handelt es sich um ein *orthonormales Koordinatensystem* mit den horizontalen x- und y-Achsen sowie der vertikalen z-Achse. Die drei Achsenrichtungen werden durch die *Einheitsvektoren* $(\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k})$ dargestellt. Diese bilden eine *Orthonormalbasis*. Zusätzlich zu den drei räumlichen (x, y, z)-Koordinaten wird als vierte unabhängige Koordinate noch die Zeit t eingeführt. Dann lassen sich *skalare Feld-*

A. Bott, *Synoptische Meteorologie*,
DOI 10.1007/978-3-642-25122-1_3, © Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2012

größen darstellen als

$$\psi = \psi(x, y, z, t), \qquad \psi = p, q, T, \rho, \ldots \tag{3.1}$$

Hierbei steht ψ stellvertretend für beliebige skalare Größen, wie beispielsweise der Druck p, die spezifische Feuchte q, die Temperatur T oder die Luftdichte ρ.

Skalare Felder werden häufig durch sogenannte *Isoplethen* (*Isolinien*, *Konturlinien*) graphisch dargestellt. In einer bestimmten Ebene ist eine Isoplethe der Feldgröße ψ gegeben durch die Linienverbindung aller Punkte, die den gleichen ψ-Wert haben. Hieraus folgt, dass sich verschiedene Isoplethen von ψ nicht schneiden können. Für zahlreiche Zustandsvariablen existieren eigene Namen der entsprechenden Isoplethen, die deren Zuordnung erleichtern. Als wichtigste im meteorologischen Sprachgebrauch immer wieder benutzte Isoplethen sind zu nennen: *Isotherme* (Temperatur), *Isobare* (Druck), *Isohypse* (Geopotential), *Isotache* (Geschwindigkeit), *Isentrope* (potentielle Temperatur bzw. Entropie), *Isopykne* (Luftdichte), *Isallobare* (Luftdrucktendenz), *Isochore* (spezifisches Volumen). Abbildung 3.1 zeigt beispielhaft Isobaren in der (x, y)-Ebene, d. h. bei konstanter Höhe z_0 und konstanter Zeit t_0.

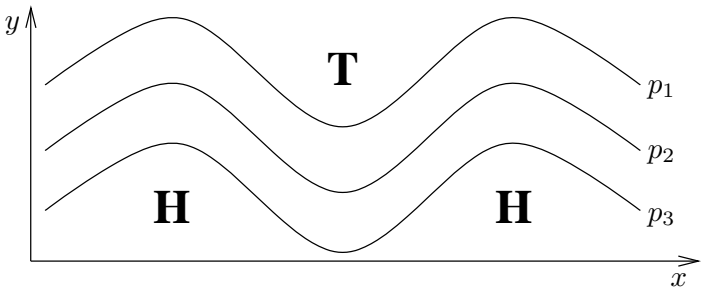


Abb. 3.1. Isobarenverteilung mit $p_3 > p_2 > p_1$. H: Hochdruckgebiet, T: Tiefdruckgebiet

Zur besseren Visualisierung werden skalare Feldverteilungen in graphischen Darstellungen häufig auch als *Konturflächen* (*Isoflächen*) wiedergegeben. Hierbei werden alle Bereiche, in denen ψ einen Wert innerhalb eines vorgegebenen Intervalls $\Delta\psi$ besitzt, mit einer bestimmten Farbe gekennzeichnet. In den folgenden Kapiteln werden immer wieder unterschiedliche Beispiele von Wetterkarten präsentiert, die zusätzlich zu den Isoplethen bestimmter Feldgrößen noch Konturflächen einer weiteren Feldgröße beinhalten. Auf diese Weise lassen sich bei der Kartenanalyse die Zusammenhänge der unterschiedlichen Feldgrößen sehr gut veranschaulichen.

Eine beliebige *vektorielle Feldgröße* $\mathbf{A}$ lautet im (x, y, z)-System

$$\begin{aligned} \mathbf{A} &= A_x(x,y,z,t)\mathbf{i} + A_y(x,y,z,t)\mathbf{j} + A_z(x,y,z,t)\mathbf{k} \\ \mathbf{A} &= \mathbf{v}, \nabla\phi, \mathbf{J}_s, \mathbf{F}_R, \ldots \end{aligned} \tag{3.2}$$

Beispiele für $\mathbf{A}$ sind der Windvektor $\mathbf{v}$, der Gradient des Geopotentials $\nabla\phi$, der fühlbare Wärmefluss $\mathbf{J}_s$, der Strahlungsfluss $\mathbf{F}_R$ und andere.[1] Die Terme (A_x, A_y, A_z) stellen die *Maßzahlen* und $(A_x\mathbf{i}, A_y\mathbf{j}, A_z\mathbf{k})$ die drei *Komponenten* des *Vektors* $\mathbf{A}$ dar. Die Maßzahlen eines Vektors nennt man auch dessen skalare Komponenten. Im Folgenden werden sie hier, dem allgemeinen Sprachgebrauch folgend, ebenfalls einfach als dessen Komponenten bezeichnet.

Durch Projektion des Vektors $\mathbf{A}$ in die (x, y)-Ebene erhält man dessen *Horizontalkomponente*

$$\mathbf{A}_h = A_x(x,y,z,t)\mathbf{i} + A_y(x,y,z,t)\mathbf{j} \tag{3.3}$$

Abbildung 3.2 zeigt den Vektor $\mathbf{A}$, dessen Komponenten sowie den Horizontalvektor $\mathbf{A}_h$ im kartesischen (x, y, z)-System. Eine räumliche oder raumzeitliche Darstellung, die jedem Punkt einen Vektor $\mathbf{A}$ zuordnet, wird als *Vektorfeld* bezeichnet.

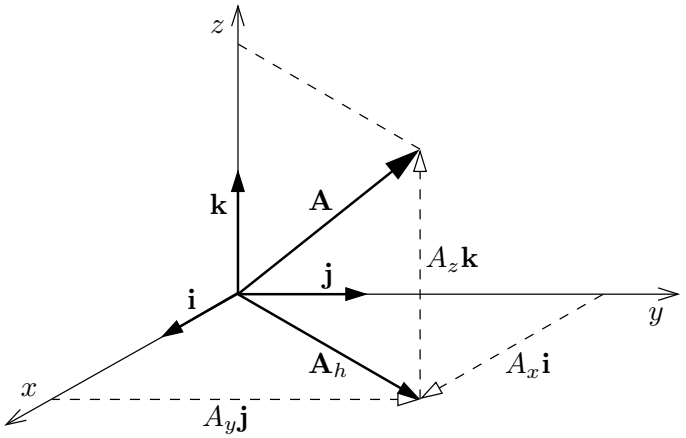


Abb. 3.2. Darstellung eines Vektors $\mathbf{A}$, seiner Horizontalprojektion $\mathbf{A}_h$ und der Komponenten $A_x\mathbf{i}$, $A_y\mathbf{j}$, $A_z\mathbf{k}$ im kartesischen Koordinatensystem

Die Beschreibung einiger atmosphärischer Prozesse, wie beispielsweise Reibungsvorgänge, erfolgt mit sogenannten *tensoriellen Feldgrößen*. Da diese Prozesse in den folgenden Betrachtungen nur eine untergeordnete Rolle spielen, wird auf die mathematischen Eigenschaften tensorieller Feldgrößen an dieser Stelle nicht näher eingegangen.

[1] Die Definition und eingehende Diskussion dieser Größen erfolgen in späteren Kapiteln.

3.2 Differentialoperatoren

Im Allgemeinen variieren Feldgrößen in Raum und Zeit, d. h. sie ändern sich von einem Ortspunkt zum nächsten und von einem Zeitpunkt zum nächsten. Bei atmosphärischen Untersuchungen wird üblicherweise davon ausgegangen, dass alle Feldgrößen überall stetig und differenzierbar sind. Nur in Ausnahmefällen, wie z. B. an sogenannten *Diskontinuitätsflächen*, gilt diese Annahme nicht (s. Abschn. 12.1). Die raumzeitlichen Änderungen von Feldgrößen werden durch deren *Ableitungen* beschrieben. Für die von (x, y, z, t) abhängige skalare Feldfunktion $\psi(x, y, z, t)$ lautet das *totale Differential*

$$d\psi = \frac{\partial \psi}{\partial t} dt + \frac{\partial \psi}{\partial x} dx + \frac{\partial \psi}{\partial y} dy + \frac{\partial \psi}{\partial z} dz \tag{3.4}$$

Die *partiellen Ableitungen* nach den Koordinaten (x, y, z, t) werden in der Art berechnet, dass die jeweils anderen Koordinaten dabei konstant gehalten werden. Beispielsweise beschreibt $\partial\psi/\partial x$ die Änderung der Größe ψ entlang der Koordinate x bei festen Werten von (y, z, t).

Die gesamte *räumliche Änderung* einer Größe ψ wird durch den *Gradienten* ausgedrückt, für den man das Symbol ∇ verwendet. Im kartesischen Koordinatensystem ist dieser definiert als

$$\nabla\psi = \frac{\partial \psi}{\partial x}\mathbf{i} + \frac{\partial \psi}{\partial y}\mathbf{j} + \frac{\partial \psi}{\partial z}\mathbf{k} \tag{3.5}$$

Der Differentialoperator ∇ wird auch als *Nablaoperator* oder *Hamiltonoperator* bezeichnet. Der Gradient von ψ steht immer senkrecht auf den Isoplethen und zeigt in die Richtung zunehmender ψ-Werte (s. Abb. 3.3).

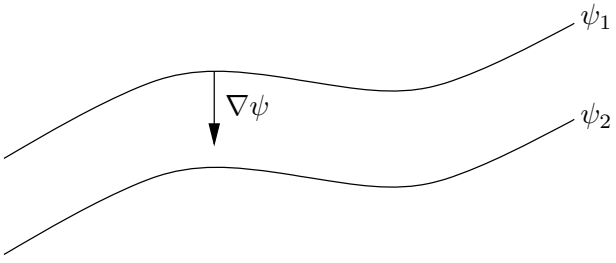


Abb. 3.3. Der Gradient der Feldfunktion ψ mit $\psi_2 > \psi_1$

Aus (3.4) und (3.5) erhält man die sogenannte *individuelle zeitliche Änderung* der Größe ψ

$$\boxed{\frac{d\psi}{dt} = \frac{\partial \psi}{\partial t} + \mathbf{v}\cdot\nabla\psi} \tag{3.6}$$

Hierbei ist $\mathbf{v}$ der Geschwindigkeitsvektor, der im (x, y, z)-System gegeben ist durch

$$\mathbf{v} = \frac{dx}{dt}\mathbf{i} + \frac{dy}{dt}\mathbf{j} + \frac{dz}{dt}\mathbf{k} = u\mathbf{i} + v\mathbf{j} + w\mathbf{k} \tag{3.7}$$

$d\psi/dt$ wird auch *totale zeitliche* oder *Euler'sche Ableitung* genannt. Der erste Term auf der rechten Seite von (3.6) bezeichnet die *lokale zeitliche Änderung* von ψ, d. h. die zeitliche Änderung von ψ am festen Ort. Der zweite Term ist der sogenannte *Advektionsterm*. Er beschreibt die Änderung von ψ aufgrund von Advektion, d. h. Transport der Größe ψ mit dem Windfeld $\mathbf{v}$.

Beispiel: Bei Windstille ($\mathbf{v} = 0$) misst man an einem festen Ort eine Temperaturänderung, wenn sich die Temperatur der dort befindlichen Luft z. B. durch Strahlungsprozesse ändert. Eine rein advektiv induzierte Temperaturänderung ergibt sich beim Durchgang einer Kalt- oder Warmfront ($\mathbf{v} \cdot \nabla T \neq 0$), wobei die den Messort erreichenden Luftpakete selbst ihre Temperatur nicht ändern. Somit ist im ersten Fall gemäß (3.6) $\partial T/\partial t = dT/dt \neq 0$, während im zweiten Fall $\partial T/\partial t = -\mathbf{v} \cdot \nabla T$.

Weitere häufig verwendete Operatoren sind die *Divergenz* und die *Rotation* eines Vektors, die man aus dem *Skalarprodukt* bzw. dem *Vektorpodukt* zwischen dem Nablaoperator und dem Vektor selbst erhält. Für das kartesische Koordinatensystem gilt

$$\begin{aligned} &\text{(a)} \quad \text{Divergenz}: \qquad \nabla \cdot \mathbf{A} = \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z} \\ &\text{(b)} \quad \text{Rotation}: \qquad \nabla \times \mathbf{A} = \begin{vmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ \dfrac{\partial}{\partial x} & \dfrac{\partial}{\partial y} & \dfrac{\partial}{\partial z} \\ A_x & A_y & A_z \end{vmatrix} \end{aligned} \tag{3.8}$$

Bei nicht kartesischen, insbesondere bei nicht orthogonalen Koordinatensystemen, ergeben sich für die Divergenz und die Rotation komplexere Ausdrücke (s. z. B. Zdunkowski und Bott 2003).

3.3 Bilanzgleichungen

In der Meteorologie unterscheidet man zwischen *intensiven* und *extensiven Zustandsvariablen*. Intensive Zustandsvariablen sind Größen, die unabhängig von der Masse des betrachteten Systems sind, wie z. B. die Temperatur und der Druck. Extensive Größen hingegen hängen

von der Masse des Systems ab, beispielsweise Volumen, Masse, innere Energie, kinetische Energie, Enthalpie, Entropie, etc.

Für extensive Größen lassen sich sogenannte *Bilanzgleichungen* formulieren, die allgemein folgende Form haben:

$$\boxed{\frac{\partial}{\partial t}(\rho\psi) + \nabla\cdot(\rho\psi\mathbf{v} + \mathbf{J}_\psi) = Q_\psi} \tag{3.9}$$

Hierbei bedeuten im Einzelnen:

ψ	massenspezifischer Wert einer extensiven Größe,
$\partial(\rho\psi)/\partial t$	lokale zeitliche Änderung von $\rho\psi$,
$\rho\psi\mathbf{v}$	konvektiver Fluss von ψ,
$\mathbf{J}_\psi$	nicht konvektiver Fluss von ψ,
Q_ψ	Quelle oder Senke von ψ.

Bilanzgleichungen sind ein wichtiges Hilfsmittel zur Formulierung des *prognostischen Gleichungssystems*, das zur numerischen Wettervorhersage benutzt wird und in Abschn. 3.5 vorgestellt wird.

Unter Zuhilfenahme der später vorgestellten *Kontinuitätsgleichung* lässt sich (3.9) umformen zu

$$\boxed{\rho\frac{d\psi}{dt} = \rho\frac{\partial\psi}{\partial t} + \rho\mathbf{v}\cdot\nabla\psi = -\nabla\cdot\mathbf{J}_\psi + Q_\psi} \tag{3.10}$$

In dieser Gleichung steckt die lokale zeitliche Änderung von ψ, die für die numerische Wetterprognose benötigt wird.

3.4 Koordinatensysteme

Häufig benutzt man statt des kartesischen Koordinatensystems andere Koordinatensysteme, die für die Beschreibung atmosphärischer Prozesse vorteilhafter sind.

3.4.1 Das geographische Koordinatensystem

Das *geographische Koordinatensystem* mit den Koordinaten (λ, φ, r) ist besonders gut dazu geeignet, atmosphärische Bewegungen im *Relativsystem der rotierenden Erde* zu beschreiben. Hierbei handelt es sich um ein rotierendes orthogonales Koordinatensystem, bei dem die Koordinaten λ, φ und r die geographische Länge und Breite sowie den Abstand vom Erdmittelpunkt angeben. Abbildung 3.4 zeigt graphisch den Zusammenhang zwischen den kartesischen Koordinaten (x, y, z)

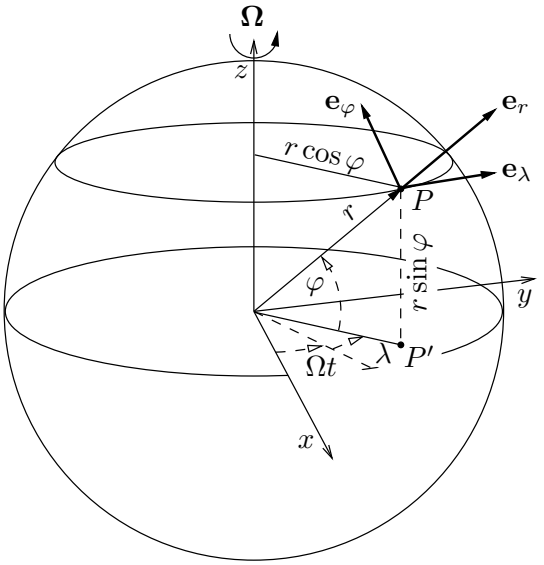


Abb. 3.4. Das geographische Koordinatensystem. Nach Zdunkowski und Bott (2003)

und den geographischen Koordinaten (λ, φ, r) mit den dazugehörigen Einheitsvektoren $(\mathbf{e}_\lambda, \mathbf{e}_\varphi, \mathbf{e}_r)$. Analytisch ist dieser Zusammenhang gegeben durch

$$x = r\cos\varphi\cos(\lambda + \Omega t), \quad y = r\cos\varphi\sin(\lambda + \Omega t), \quad z = r\sin\varphi \tag{3.11}$$

Hierbei ist Ω der Betrag des Vektors $\mathbf{\Omega}$, der in die Richtung der Polachse zeigt (z-Richtung) und die *Winkelgeschwindigkeit der Erde* darstellt.

Die *Führungsgeschwindigkeit* des geographischen Koordinatensystems, d. h. die Geschwindigkeit, mit der sich ein Punkt mit konstanten geographischen Koordinaten (λ, φ, r) gegenüber dem kartesischen Koordinatensystem bewegt, lautet

$$\mathbf{v}_\Omega = \mathbf{\Omega} \times \mathbf{r} \tag{3.12}$$

3.4.2 Das natürliche Koordinatensystem

Auf der synoptischen Skala können die atmosphärischen Strömungsfelder als *quasihorizontal* angesehen werden. Das bedeutet, dass die Vertikalkomponente der Geschwindigkeit um mehrere Größenordnungen kleiner ist als die Horizontalkomponente. In diesen Situationen

bietet es sich häufig an, ein sogenanntes *natürliches Koordinatensystem* zu benutzen. Die Koordinatenrichtungen dieses Systems sind definiert durch die Einheitsvektoren $\mathbf{e}_s$ in tangentialer und $\mathbf{e}_n$ in normaler Richtung zur horizontalen Geschwindigkeit $\mathbf{v}_h$, mit der sich ein Teilchen bewegt. Der vertikale Einheitsvektor ist gegeben durch $\mathbf{e}_z = \mathbf{e}_s \times \mathbf{e}_n$. Somit bilden die Einheitsvektoren $(\mathbf{e}_s, \mathbf{e}_n, \mathbf{e}_z)$ die Grundvektoren eines *rechtshändigen orthonormalen Koordinatensystems* mit den Koordinatenrichtungen (s, n, z).

Die Besonderheit des (s, n, z)-Koordinatensystems gegenüber dem kartesischen (x, y, z)-Koordinatensystem besteht darin, dass es an jedem Ort und zu jedem Zeitpunkt über die Richtung des horizontalen Winds definiert ist. Deshalb ist das natürliche Koordinatensystem im Allgemeinen orts- und zeitabhängig. Abbildung 3.5 zeigt die *Trajektorie* eines sich mit $\mathbf{v}_h$ bewegenden Teilchens und die dazugehörenden Richtungen der Grundvektoren $(\mathbf{e}_s, \mathbf{e}_n, \mathbf{e}_z)$. Da die Trajektorie den zeitlichen Weg des Teilchens wiedergibt, beschreiben die Größen $(d\mathbf{e}_s, d\mathbf{e}_n)$ die individuellen Änderungen der Grundvektoren, die das Teilchen entlang seines Wegs erfährt. Diese sind gegeben als (s. Abb. 3.5)

$$\frac{d\mathbf{e}_s}{ds} = \mathbf{e}_n \frac{d\chi}{ds} = \mathbf{e}_n K_t, \qquad \frac{d\mathbf{e}_n}{ds} = -\mathbf{e}_s \frac{d\chi}{ds} = -\mathbf{e}_s K_t, \tag{3.13}$$

Die Größe K_t beschreibt die individuelle Richtungsänderung des Teilchens entlang seines Wegs und wird als *Trajektorienkrümmung* bezeichnet.

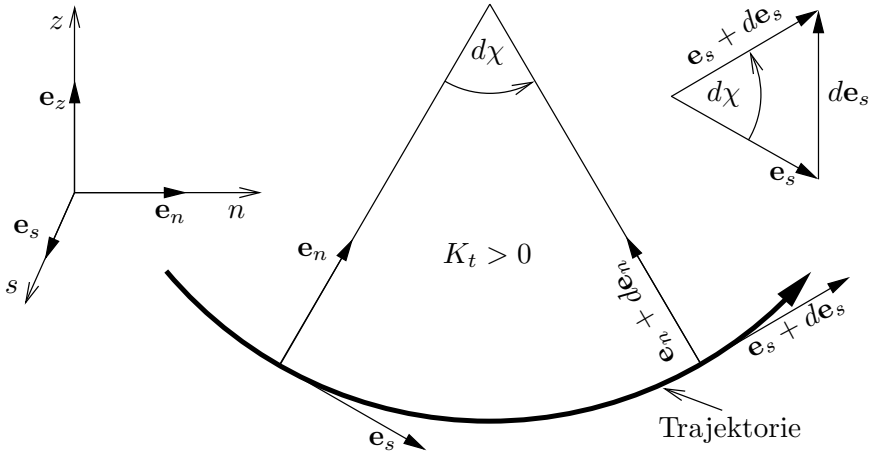


Abb. 3.5. Das natürliche Koordinatensystem. Nach Zdunkowski und Bott (2003)

Betrachtet man das horizontale Strömungsfeld zu einem festen Zeitpunkt, dann liefern die an jedem Punkt tangential zu $\mathbf{v}_h$ verlaufenden Raumkurven die *Stromlinien* des horizontalen Windfelds. In dieser Situation würde die Raumkurve in Abb. 3.5 nicht mehr die Trajektorie, sondern die Stromlinie wiedergeben. Für die räumlichen Änderungen von $(\mathbf{e}_s, \mathbf{e}_n)$ ergibt sich analog zu (3.13) (s. auch Zdunkowski und Bott 2003)

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{e}_s}{\partial s} &= \mathbf{e}_n \frac{\partial \chi}{\partial s} = \mathbf{e}_n K_s, & \frac{\partial \mathbf{e}_n}{\partial s} &= -\mathbf{e}_s \frac{\partial \chi}{\partial s} = -\mathbf{e}_s K_s \\ \frac{\partial \mathbf{e}_s}{\partial n} &= \mathbf{e}_n \frac{\partial \chi}{\partial n}, & \frac{\partial \mathbf{e}_n}{\partial n} &= -\mathbf{e}_s \frac{\partial \chi}{\partial n} \end{aligned} \tag{3.14}$$

Hierbei deuten die partiellen räumlichen Ableitungen an, dass es sich um Änderungen bei festgehaltener Zeit handelt. Die Größe K_s nennt man die *Stromlinienkrümmung*. Da normalerweise das horizontale Windfeld zeitabhängig ist, gilt dies auch für das natürliche Koordinatensystem. Hieraus folgt, dass im Allgemeinen die Stromlinien nicht mit den Trajektorien der Teilchen übereinstimmen, d. h. $K_t \neq K_s$. Auf die näheren Zusammenhänge zwischen Stromlinien und Trajektorien wird in Abschn. 4.7 nochmals ausführlich eingegangen.

Aus der Definition des natürlichen Koordinatensystems ergibt sich unmittelbar, dass der horizontale Windvektor dargestellt werden kann als

$$\mathbf{v}_h = V\mathbf{e}_s \quad \text{mit} \quad V = \frac{ds}{dt} \tag{3.15}$$

wobei V der Betrag der Windgeschwindigkeit ist. Für die Beschleunigung gilt

$$\frac{d\mathbf{v}_h}{dt} = \frac{dV}{dt}\mathbf{e}_s + V\frac{d\mathbf{e}_s}{dt} \tag{3.16}$$

Mit

$$\frac{d\mathbf{e}_s}{dt} = \frac{d\mathbf{e}_s}{ds}\frac{ds}{dt} = \mathbf{e}_n K_t V \tag{3.17}$$

ergibt sich für (3.16)

$$\frac{d\mathbf{v}_h}{dt} = \frac{dV}{dt}\mathbf{e}_s + V^2 K_t \mathbf{e}_n = \frac{dV}{dt}\mathbf{e}_s + \frac{V^2}{R_t}\mathbf{e}_n \tag{3.18}$$

Die Größe $R_t = 1/K_t$ wird als *Krümmungsradius der Trajektorie* bezeichnet. Analog hierzu führt man auch den *Krümmungsradius der Stromlinie* ein über $R_s = 1/K_s$. Aus Abb. 3.5 kann man leicht sehen, dass K_t und damit auch R_t positiv bzw. negativ bei Bewegung gegen den bzw. im Uhrzeigersinn sind. In Tiefdruckgebieten wird die

Strömung der Luft als *zyklonal* und in Hochdruckgebieten als *antizyklonal* bezeichnet. Deshalb nennt man Tief- und Hochdruckgebiete auch *Zyklonen* und *Antizyklonen*. Später wird gezeigt, dass auf der Nordhalbkugel die zyklonale Strömung gegen den Uhrzeigersinn und die antizyklonale Strömung im Uhrzeigersinn erfolgt. Auf der Südhalbkugel gilt das Umgekehrte. In diesem Zusammenhang spricht man auch von *zyklonaler* und *antizyklonaler Krümmung* von Trajektorien und Stromlinien.

3.4.3 Das thermische Koordinatensystem

Analog zum natürlichen Koordinatensystem lässt sich ein (s, n, z)-Koordinatensystem definieren, bei dem die s-Achse überall parallel zu den Linien konstanter potentieller Temperatur gerichtet ist, während die n-Achse senkrecht dazu von der warmen zur kalten Luft zeigt. In diesem Koordinatensystem verlaufen alle horizontalen adiabatischen Bewegungen entlang der s-Achse, so dass hier große Ähnlichkeiten zum natürlichen Koordinatensystem bestehen. [2]

In dem so definierten Koordinatensystem, das im Folgenden als *thermisches Koordinatensystem* bezeichnet wird, lautet der Geschwindigkeitsvektor

$$\mathbf{v} = v_s \mathbf{e}_s + v_n \mathbf{e}_n + w\mathbf{k} \tag{3.19}$$

Wie sich später noch zeigen wird (s. Kap. 12), bietet dieses Koordinatensystem große Vorteile bei Untersuchungen von Prozessen an Fronten und Frontalzonen (s. auch Keyser et al. 1988, 1992, Martin 1999).

3.4.4 Die generalisierte Vertikalkoordinate

In der meteorologischen Praxis hat es sich häufig bewährt, die Vertikalkoordinate z durch eine andere Koordinate ξ zu ersetzen, die besser geeignet ist, das Strömungsverhalten der Atmosphäre zu beschreiben. Die Einführung der neuen Vertikalkoordinate ist jedoch nur möglich, wenn eine eindeutige Beziehung zwischen z und ξ existiert. Ein Beispiel für die Wahl einer ξ-Koordinate ist

$$\xi = \frac{z - H}{H - h(x, y)} \tag{3.20}$$

wobei $h(x, y)$ die *Orographiefunktion* und H die Modellobergrenze ist. Abbildung 3.6 zeigt Konturflächen konstanter ξ-Werte für das durch

[2] Was unter adiabatischen Bewegungen zu verstehen ist, wird weiter unten näher erläutert.

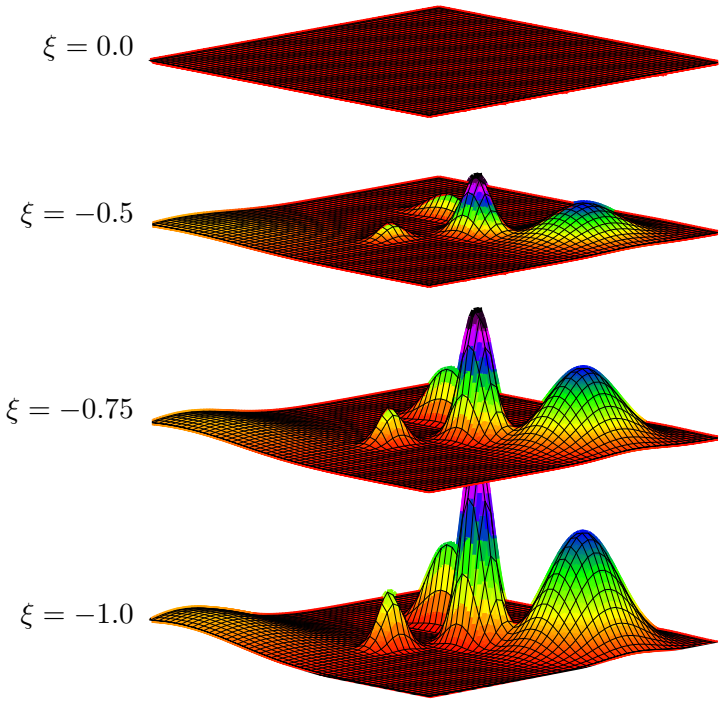


Abb. 3.6. Konturflächen konstanter ξ-Werte für das durch (3.20) definierte ξ-Koordinatensystem

(3.20) definierte ξ-System. Deutlich ist zu erkennen, wie die Orographiestruktur in den ξ-Konturflächen abgebildet wird. Am Erdboden mit $\xi = -1$ stimmt die ξ-Konturfläche noch mit der Orographie überein. Mit zunehmender Höhe werden die Konturflächen jedoch immer weniger von der Orographie beeinflusst, bis sie schließlich in der obersten ξ-Schicht, d. h. bei $\xi = 0$, horizontal verlaufen.

Durch die Verwendung von ξ ist das resultierende Koordinatensystem nicht mehr orthogonal. In großräumigen Modellen wird jedoch häufig eine sogenannte *Zwangsorthogonalisierung* durchgeführt, indem alle Terme in der Metrik, die die Nichtorthogonalität des ξ-Systems beschreiben, in den Gleichungen vernachlässigt werden. In diesem Fall nennt man ξ auch *generalisierte Vertikalkoordinate*, während $\dot{\xi} = d\xi/dt$ die zugehörige *generalisierte Vertikalgeschwindigkeit* darstellt. Häufig verwendete generalisierte Vertikalkoordinaten sind der Druck p oder sogenannte *orographiefolgende Koordinaten* σ. Die entsprechenden Koordinatensysteme werden, im Unterschied zum kartesischen *z-System*, als das p- bzw. σ-*System* bezeichnet. Im p-System benutzt man für die generalisierte Vertikalgeschwindigkeit gewöhnlich den griechischen Buchstaben ω, d. h. $\omega = dp/dt$.

3.4.5 Die Tangentialebene

Wird nur ein kleiner Ausschnitt des Strömungsfelds untersucht, dann ist es häufig angebracht, in dem Untersuchungsgebiet eine *Tangentialebene* an die Erdoberfläche anzulegen. Diese Ebene rotiert um ihre Vertikalachse mit der Winkelgeschwindigkeit $\Omega \sin \varphi = f/2$, wobei f der *Coriolisparameter* ist. Innerhalb der Tangentialebene lässt sich das Gleichungssystem mit Hilfe eines kartesischen Koordinatensystems oder eines Koordinatensystems mit generalisierter Vertikalkoordinate sehr leicht beschreiben. Die horizontalen Achsenrichtungen weisen hierbei nach Osten (x-Achse) und Norden (y-Achse).

Für großräumige Untersuchungen in der Tangentialebene ist es häufig ausreichend, den Coriolisparameter als konstant anzunehmen. In diesem Fall spricht man auch von Betrachtungen in der *f-Ebene*. Ist die Annahme eines konstanten Coriolisparameters nicht ausreichend, wie beispielsweise bei der Untersuchung großskaliger Wellenprozesse (*Rossby-Wellen*), dann wird die Breitenabhängigkeit von f als lineare Funktion von y angesetzt als

$$\boxed{f = f_0 + \beta y \quad \text{mit} \quad f_0 = f(\varphi_0) = const, \qquad \beta = \frac{\partial f}{\partial y}} \tag{3.21}$$

Hierbei ist β der sogenannte *Rossby-Parameter*, der die Breitenabhängigkeit des Coriolisparameters beschreibt. Wird f gemäß (3.21) benutzt und dabei β als konstant angenommen, dann spricht man auch von Untersuchungen in der *β-Ebene*.

3.5 Das prognostische Gleichungssystem

Das in einem numerischen Wettervorhersagemodell benutzte prognostische Gleichungssystem wird aus fundamentalen Axiomen und Gesetzen der Physik abgeleitet. Zunächst erhält man das sogenannte *molekulare Gleichungssystem*, welches die thermo-hydrodynamischen Prozesse auf kleinstem Raum, der sogenannten *molekularen Skala*, beschreibt. Hierunter versteht man einen Skalenbereich, in dem ein Luftvolumen beliebig klein sein kann, jedoch noch so groß ist, dass molekulare Bewegungen und Interaktionen als *subskalig* angesehen werden müssen. Aus unterschiedlichen Gründen (Computerlimitierungen, fehlende Messdaten, etc.) ist es jedoch nötig, die Gleichungen über größere Raum- und Zeitgebiete zu mitteln. Hierdurch können einige Prozesse nicht mehr vom Modell und den an den diskreten Gitterpunkten zur Verfügung stehenden Variablen beschrieben werden, d. h. sie werden ebenfalls subskalig. Bei den heutzutage vorgenomme-

nen Mittelungen über relativ kleine Raum-Zeitgebiete stellt die *turbulente Durchmischung* den wichtigsten subskaligen Prozess dar. Man nennt das gemittelte prognostische Gleichungssystem deshalb auch das *mikroturbulente Gleichungssystem*.

Im Folgenden wird das (mikroturbulente) prognostische Gleichungssystem vorgestellt, das zur Zeit vom Deutschen Wetterdienst zur Wettervorhersage mit dem *COSMO-Modell* operationell verwendet wird. Eine Ableitung der einzelnen Beziehungen wird nicht vorgenommen. Dies ist nicht Gegenstand der Betrachtungen und kann stattdessen der weiterführenden Literatur entnommen werden. Eine detaillierte Dokumentation des COSMO-Modells ist im Internet zu finden [3].

3.5.1 Die thermo-hydrodynamischen Zustandsvariablen

Der thermo-hydrodynamische Zustand der Atmosphäre wird mit Hilfe von *Zustandsvariablen* dargestellt. Zur vollständigen Beschreibung dieses Zustands benötigt man die Temperatur, den Luftdruck, die Windgeschwindigkeit und die Konzentrationen der Substanzen, aus denen die Luft zusammengesetzt ist. Für viele Belange genügen hierzu die Konzentration der trockenen Luft und des Wasserdampfs, d. h. der spezifischen Feuchte. Soll die Bildung von Wolken und Niederschlag im System beschrieben werden, benötigt man zusätzlich die Konzentrationen von Wasser und Eis. Bei letzteren unterscheidet man noch zwischen Wolken- und Niederschlagswasser bzw. -eis. [4] Die Konzentrationen der unterschiedlichen Substanzen werden wie folgt abgekürzt:

m^0 trockene Luft
m^1 Wasserdampf
m^2 flüssiges Wasser
m^3 Eis

Einzelne Zustandsvariablen können auch durch andere ersetzt werden, sofern eine eindeutige Beziehung zwischen ihnen besteht. Betrachtet man die trockene Luft als ein ideales Gas, [5] dann ergibt sich für das Gemisch von trockener Luft und Wasserdampf die *ideale Gasgleichung feuchter Luft*

$$\boxed{p = \rho(R_0 m^0 + R_1 m^1)T = \rho R_0 T_v} \tag{3.22}$$

[3] `www.cosmo-model.org/content/model/documentation/core`

[4] Für luftchemische Untersuchungen benötigt man zusätzlich die Konzentrationen unterschiedlicher Spurengase, wie SO_2, O_3, NO, NO_2 etc.

[5] Das ist möglich, wenn man unterstellt, dass die trockene Luft eine konstante Mischung idealer Gase darstellt. Die wichtigsten Bestandteile der trockenen Luft sind N_2 (78.08 Vol.%), O_2 (20.94 Vol.%), Ar (0.933 Vol.%), CO_2 (0.038 Vol.%) sowie weitere Spurengase (Mortimer und Müller 2007).

Hierbei sind R_0 und R_1 die Gaskonstanten von trockener Luft und Wasserdampf. (3.22) ist auch die Definitionsgleichung für die sogenannte *virtuelle Temperatur* T_v. Das ist die Temperatur, die die trockene Luft annehmen müsste, um bei gegebener spezifischer Feuchte die gleiche Dichte wie die feuchte Luft zu haben.

Der thermodynamische Zustand der Atmosphäre gilt als bekannt, wenn im gesamten Untersuchungsgebiet die Werte der Zustandsvariablen vorliegen. Soll die Änderung dieses Zustands über einen bestimmten Zeitraum prognostiziert werden, dann benötigt man Aussagen über die zeitlichen Änderungen der Zustandsvariablen. Diese gewinnt man mit Hilfe des sogenannten *prognostischen Gleichungssystems*, welches wiederum aus den *Bilanzgleichungen* der einzelnen Variablen hervorgeht (s. Gleichung (3.9)).

3.5.2 Die Wärmegleichung

Die prognostische Gleichung für die Temperatur, die man auch als *Wärmegleichung* bezeichnet, wird mit Hilfe des *ersten Hauptsatzes der Thermodynamik* abgeleitet. In der im COSMO-Modell benutzten Form lautet sie

$$\boxed{\rho c_p \frac{dT}{dt} - \frac{dp}{dt} = l_{21} I^2 + l_{31} I^3 - \nabla \cdot (\mathbf{J}_s + \mathbf{F}_R) = \rho \frac{đq}{dt}} \qquad (3.23)$$

wobei c_p die *spezifische Wärme* der Luft bei konstantem Druck ist. Das ist die Wärmemenge, die der Luft pro Masseneinheit zugeführt werden muss, um sie bei konstantem Druck um 1°C zu erwärmen.

Die auf der rechten Seite von (3.23) stehenden Ausdrücke stellen verschiedene Möglichkeiten dar, wie der Luft Wärme zugeführt werden kann, wobei jeder der Terme sowohl positiv (Erwärmung) als auch negativ (Abkühlung) sein kann. Im Einzelnen bedeuten:

$l_{21} I^2$ Kondensation/Verdunstung von flüssigem Wasser,
$l_{31} I^3$ Deposition/Sublimation von Eis,
$\nabla \cdot \mathbf{J}_s$ Divergenz des turbulenten *fühlbaren Wärmeflusses*,
$\nabla \cdot \mathbf{F}_R$ Divergenz der *Strahlungsflussdichte*.

Die Terme l_{21} und l_{31} werden als *latente Wärme* bezeichnet, wobei l_{21} die *Kondensations-* (oder auch *Verdampfungswärme*) und l_{31} die *Sublimationswärme* ist. Bei I^2 bzw. I^3 handelt es sich um die dazugehörigen *Phasenumwandlungsraten*, mit denen Wasser bzw. Eis aus den jeweils anderen Phasen des Wassers entsteht oder umgekehrt. Folgende Phasenübergänge des Wassers sind möglich:

- Wasserdampf $\Longleftrightarrow$ Wasser:
  Kondensationswärme wird freigesetzt ($\Rightarrow$), Verdunstungswärme wird verbraucht ($\Leftarrow$).

- Wasser $\Longleftrightarrow$ Eis:
  Kristallisationswärme wird freigesetzt ($\Rightarrow$), *Schmelzwärme* wird verbraucht ($\Leftarrow$).
- Wasserdampf $\Longleftrightarrow$ Eis:
  Resublimationswärme wird freigesetzt ($\Rightarrow$), Sublimationswärme wird verbraucht ($\Leftarrow$).

Die gesamte, dem System pro Masseneinheit zugeführte Wärmemenge ist gegeben durch $đq/dt$.[6] Normalerweise ist dieser Ausdruck ungleich null. In dem Fall spricht man von *diabatischen Prozessen*. Bei zahlreichen Untersuchungen genügt es jedoch anzunehmen, dass sie ohne Wärmeaustausch mit der Umgebung ablaufen, d. h. $đq/dt = 0$. In diesen Situationen handelt es sich um *adiabatische Zustandsänderungen* bzw. *adiabatische Prozesse*. Für trockene Luft reduziert sich (3.23) dann auf

$$\rho c_{p,0} \frac{dT}{dt} = \frac{dp}{dt} \tag{3.24}$$

wobei $c_{p,0}$ die spezifische Wärme trockener Luft bei konstantem Druck darstellt. Integration von (3.24) liefert unter Zuhilfenahme der idealen Gasgleichung trockener Luft[7]

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{p}{p_0}\right)^{R_0/c_{p,0}} \tag{3.25}$$

Setzt man hier $p_0 = 1000$ hPa, dann erhält man die Definitionsgleichung für die *potentielle Temperatur* der trockenen Luft

$$\boxed{\theta = T\left(\frac{p_0}{p}\right)^{R_0/c_{p,0}}, \qquad p_0 = 1000 \text{ hPa}} \tag{3.26}$$

Somit ist θ bei adiabatischen Zustandsänderungen trockener Luft eine Erhaltungsgröße. Für feuchte Luft lässt sich in analoger Weise die potentielle Temperatur feuchter Luft ableiten. Sie unterscheidet sich jedoch nur unwesentlich von θ, so dass man in der meteorologischen Praxis üblicherweise bei allen adiabatischen Prozessen in untersättigter Luft θ als Erhaltungsgröße betrachtet und von *trockenadiabatischen Zustandsänderungen* spricht. Wegen der geringen atmosphärischen Konzentrationen von Wasserdampf, Wasser und Eis

[6] Der am Differentialoperator stehende Querstrich deutet an, dass es sich hierbei nicht um ein totales Differential handelt. Näheres hierzu s. Zdunkowski und Bott (2004).

[7] d. h. $m^0 = 1$ und $m^1 = 0$ in (3.22), so dass $p = \rho R_0 T$

sind die spezifischen Wärmen c_p und $c_{p,0}$ nahezu gleich und werden im weiteren Verlauf der Einfachheit halber mit c_p bezeichnet.

Werden Prozesse mit Wolkenbildung untersucht, dann muss berücksichtigt werden, dass bei Phasenübergängen des Wassers latente Wärme freigesetzt bzw. verbraucht wird. Stellen die Phasenübergänge des Wassers die einzigen diabatischen Prozesse dar, dann spricht man von *feuchtadiabatischen Zustandsänderungen*. Zur Beschreibung dieser Prozesse kann mit guter Näherung die sogenannte *pseudopotentielle Temperatur* θ_e als konstant angenommen werden. Die pseudopotentielle Temperatur eines Luftpakets erhält man, wenn man es zunächst entlang der Trockenadiabate und nach Erreichen der Sättigung entlang der Feuchtadiabate aufsteigen lässt. Beim feuchtadiabatischen Aufstieg wird angenommen, dass das gesamte durch Kondensation entstehende Wolkenwasser als Niederschlag ausfällt. Wenn der gesamte Wasserdampf kondensiert ist, wird das Luftpaket entlang der Trockenadiabate bis auf das Niveau $p = p_0$ gebracht. Die dort vorgefundene Temperatur entspricht der pseudopotentiellen Temperatur. Eine Näherungsformel für θ_e lautet (Betts 1973)

$$\theta_e = \theta \exp\left(\frac{l_{21} r^{21}}{c_p T}\right) \tag{3.27}$$

wobei r^{21} das *Sättigungsmischungsverhältnis* über einer ebenen Wasseroberfläche ist. Für die Eisphase ergibt sich eine analoge Beziehung, wobei die Terme l_{21} und r^{21} durch l_{31} bzw. r^{31} ersetzt werden und r^{31} das Sättigungsmischungsverhältnis über einer ebenen Eisfläche ist.

Basierend auf der von Betts (1973) vorgeschlagenen Näherungsformel (3.27) und der numerischen Integration der Gleichung der irreversiblen Feuchtadiabate, entwickelte Bolton (1980) folgende empirische Formel für θ_e

$$\theta_e = T\left(\frac{p_0}{p}\right)^{\alpha_1} \exp(\alpha_2 \alpha_3) \quad \text{mit} \quad \begin{aligned} \alpha_1 &= 0.2854(1 - 0.28 \times 10^{-3} r) \\ \alpha_2 &= \frac{3.376}{T_{LCL}} - 0.00254 \\ \alpha_3 &= r(1 + 0.81 \times 10^{-3} r) \end{aligned} \tag{3.28}$$

Hierbei ist r das Mischungsverhältnis der auftsteigenden Luft und T_{LCL} die Temperatur der Luft im *Hebungskondensationsniveau*, d. h. in der Schicht, in der die trockenadiabatisch aufsteigende Luft erstmals gesättigt ist. Bei den in den folgenden Kapiteln dargestellten Wetterkarten, in denen θ_e-Verteilungen wiedergegeben sind, wurde (3.28) zur Berechnung von θ_e verwendet.

3.5.3 Die Kontinuitätsgleichungen

Die Erhaltung der Gesamtmasse M der Luft wird durch die *Kontinuitätsgleichung* beschrieben

$$\boxed{\frac{d\rho}{dt} + \rho\nabla\cdot\mathbf{v} = 0} \tag{3.29}$$

Häufig wird die lokale zeitliche Änderung der Dichte ignoriert und man erhält als Kontinuitätsgleichung

$$\nabla\cdot(\rho\mathbf{v}) = 0 \tag{3.30}$$

Für Anwendungen, bei denen die Atmosphäre als *inkompressibles Medium* angesehen werden kann, wie beispielsweise bei der Beschreibung von Strömungen innerhalb der atmosphärischen Grenzschicht, lässt sich die Kontinuitätsgleichung weiter vereinfachen zu

$$\nabla\cdot\mathbf{v} = \nabla_h\cdot\mathbf{v}_h + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \tag{3.31}$$

Bei zahlreichen Untersuchungen ist es angebrachter, statt des kartesischen andere Koordinatensysteme zu verwenden. Auf der synoptischen Skala erweist sich das *p-System* als besonders vorteilhaft. Ein Grund hierfür besteht darin, dass die *Kontinuitätsgleichung im p-System* eine sehr einfache Form annimmt

$$\boxed{\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = \nabla_{h,p}\cdot\mathbf{v}_h + \frac{\partial\omega}{\partial p} = 0} \tag{3.32}$$

wobei $\omega = dp/dt$ die oben bereits angesprochene *generalisierte Vertikalgeschwindigkeit* ist. Im Gegensatz zu (3.29) ist die Kontinuitätsgleichung im p-System eine rein diagnostische Beziehung. Zudem besitzt sie eine sehr ähnliche Form wie die divergenzfreie Kontinuitätsgleichung (3.31) im z-System. Dies liegt daran, dass bei der Ableitung von (3.32) von der sogenannten *hydrostatischen Approximation* Gebrauch gemacht wurde. Die Verwendung dieser Approximation ist gleichbedeutend mit der Annahme, dass der Luftdruck an einem Punkt in der Atmosphäre durch die Masse der darüberliegenden Luft gegeben ist. Hieraus folgt, dass sich zwischen zwei Druckniveaus p_0 und p_1 immer die gleiche Masse befinden muss. Das gleiche gilt auch für die Masse zwischen zwei z-Niveaus, wenn $\nabla\cdot\mathbf{v} = 0$. Die hydrostatische Approximation wird am Ende dieses Kapitels eingeführt.

Für die einzelnen Massebestandteile der Luft gelten die *Kontinuitätsgleichungen für die Partialmassen* in der Form

$$\boxed{\rho\frac{dm^k}{dt} + \nabla\cdot(\mathbf{P}^k + \mathbf{J}^k) = I^k, \qquad k = 0,\ldots,3} \tag{3.33}$$

wobei $\mathbf{P}^k$ die *Niederschlagsflüsse* ($k = 2,3$) und $\mathbf{J}^k$ die *turbulenten Diffusionsflüsse* der Partialmassen M^k darstellen mit $m^k = M^k/M$. Da es keine Phasenumwandlungen der trockenen Luft gibt, gilt $I^0 = 0$.

Wird als prognostische Variable die Dichte ρ benutzt, dann ist die zugehörige prognostische Gleichung gegeben durch (3.29). In diesem Fall wird der Druck diagnostisch aus der idealen Gasgleichung (3.22) gewonnen. Soll jedoch p die prognostische Variable sein, dann wird ρ diagnostisch ermittelt. Die prognostische Gleichung für den Luftdruck p erhält man durch zeitliche Differentiation von (3.22) unter Benutzung von (3.23) und (3.33). Sie lautet

$$\boxed{\frac{dp}{dt} = \frac{c_p}{c_v}p\nabla\cdot\mathbf{v} + \left(\frac{c_p}{c_v} - 1\right)\left[l_{21}I^2 + l_{31}I^3 - \nabla\cdot(\mathbf{J}_s + \mathbf{F}_R)\right]} \tag{3.34}$$

Hierbei ist c_v die *spezifische Wärme* bei konstantem Volumen. Das ist die Wärmemenge, die einem Gas pro Masseneinheit zugeführt werden muss, um es bei konstantem Volumen um 1°C zu erwärmen.

3.5.4 Die Bewegungsgleichung

Die sogenannte *Bewegungsgleichung* des numerischen Wettervorhersagemodells ist gegeben durch die *Navier-Stokes Gleichung* im mikroturbulenten System der starr rotierenden Erde. Diese lautet

$$\boxed{\rho\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla p - 2\rho\boldsymbol{\Omega}\times\mathbf{v} - \rho g\mathbf{k} + \nabla\cdot\mathbb{J}_t} \tag{3.35}$$

Hierbei ist g die *Schwerebeschleunigung*. Der Term $\mathbb{R} = -\mathbb{J}_t$ wird als *Reynolds'scher Spannungstensor* bezeichnet. Die Ausdrücke auf der rechten Seite von (3.35) haben folgende Bedeutung:

$-\nabla p$	*Druckgradientkraft*
$-2\rho\boldsymbol{\Omega}\times\mathbf{v}$	*Corioliskraft*
$-\rho g\mathbf{k}$	*Schwerkraft*
$\nabla\cdot\mathbb{J}_t$	*turbulente Reibungskraft*

Zur Beschreibung großräumiger Strömungen kann der *turbulente Reibungsterm* $\nabla\cdot\mathbb{J}_t$ in (3.35) vernachlässigt werden. In diesem Fall

spricht man von den *Euler'schen Bewegungsgleichungen*. Weiterhin spaltet man häufig die Bewegungsgleichung auf in einen Anteil für die Horizontalkomponente $\mathbf{v}_h$ (*horizontale Bewegungsgleichung*)

$$\boxed{\rho \frac{d\mathbf{v}_h}{dt} = -\nabla_h p - \rho f \mathbf{k} \times \mathbf{v}_h} \tag{3.36}$$

und einen Anteil für die Vertikalkomponente w des Windfelds (*vertikale Bewegungsgleichung*)

$$\boxed{\rho \frac{dw}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial z} - g\rho} \tag{3.37}$$

In (3.36) wurde zusätzlich der Teil der Corioliskraft, der aus der Vertikalbewegung resultiert, aufgrund seiner geringen Wirkung vernachlässigt. Die Größe $f = 2\Omega \sin \varphi$ ist der bereits früher angesprochene *Coriolisparameter* (s. Abschn. 3.4).

Im p-System ergibt sich für die horizontale Bewegungsgleichung

$$\boxed{\frac{d\mathbf{v}_h}{dt} = -\nabla_{h,p}\phi - f\mathbf{k} \times \mathbf{v}_h} \tag{3.38}$$

Bei Verwendung eines *natürlichen Koordinatensystems*, in dem die Horizontalgeschwindigkeit gemäß (3.15) gegeben ist als $\mathbf{v}_h = V\mathbf{e}_s$, lautet der *Coriolisterm*

$$-f\mathbf{e}_z \times \mathbf{v}_h = -fV\mathbf{e}_n \tag{3.39}$$

wobei $\mathbf{e}_z = \mathbf{k}$. Unter Zuhilfenahme von (3.18) und (3.36) erhält man die Komponentenform der horizontalen Bewegungsgleichung als

$$\boxed{\begin{array}{lll} \text{(a)} & s-\text{Richtung}: & \dfrac{dV}{dt} = -\dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial p}{\partial s} \\ \text{(b)} & n-\text{Richtung}: & \dfrac{V^2}{R_t} = -\dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial p}{\partial n} - fV \end{array}} \tag{3.40}$$

Die tangentiale Komponente der Beschleunigung dV/dt beschreibt Änderungen der Partikelgeschwindigkeit. Diese werden durch die in s-Richtung wirkende Druckgradientkraft bewirkt, wobei eine Zunahme der Geschwindigkeit entsteht, wenn sich das Partikel vom hohen zum tiefen Druck bewegt, da dann $\partial p/\partial s < 0$. Gleichung (3.40b) liefert die

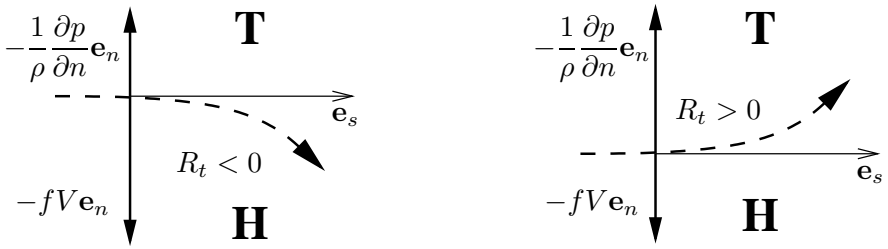


Abb. 3.7. Trajektorienrichtung durch Wirkung der beiden normal angreifenden Kräfte

durch die Druckgradientkraft und die Corioliskraft induzierte Richtungsänderung der Partikelbahn, die sich im *Krümmungsradius der Trajektorie* R_t bemerkbar macht (s. Abb. 3.7).

Wie man sieht, handelt es sich bei (3.40b) um eine rein diagnostische Beziehung. Die Corioliskraft wirkt auf der Nordhalbkugel rechtsablenkend, d. h. in negative n-Richtung. Für die Richtung der Strömung muss daher gelten

$$-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial n} - fV \begin{cases} > 0 & \text{zyklonal} \\ = 0 & \text{geradlinig} \\ < 0 & \text{antizyklonal} \end{cases} \tag{3.41}$$

Bei verschwindender Druckgradientkraft wirkt nur die Corioliskraft rechtsablenkend, das Partikel wird nicht beschleunigt ($dV/dt = 0$) und es beschreibt eine *Trägheitsbewegung*, die immer antizyklonal ist. Das erkennt man auch daran, dass in diesem Fall der Krümmungsradius $R_t < 0$ ist (s. (3.40b)). In Abschn. 5.5 wird hierauf nochmals näher eingegangen. Bei zyklonaler Bewegung muss die Druckgradientkraft größer als die Corioliskraft sein, so dass $R_t > 0$.

3.6 Die Skalenanalyse

Die prognostischen Modellgleichungen enthalten viele Terme, die je nach untersuchtem Prozess verschiedene Größenordnungen haben können und dadurch unterschiedlich wichtig sind. Ein nützliches Hilfsmittel zur Abschätzung der Bedeutung einzelner Terme einer gegebenen Gleichung stellt die sogenannte *Skalenanalyse* dar (s. z. B. Pichler 1997, Pielke 2002, Zdunkowski und Bott 2003). Bei diesem Verfahren wird jeder in der Gleichung vorkommende Term aufgespalten in eine *Magnitude* und einen dimensionslosen Anteil. Die Magnitude eines Terms hängt von der raumzeitlichen Skala ab, in der ein bestimmter Prozess untersucht wird. Sie ergibt sich aus den für die betrach-

tete Skala gültigen charakteristischen Größenordnungen der einzelnen Variablen.

Um die Bedeutung der verschiedenen Terme einer Gleichung zu ermitteln, müssen deren Magnituden miteinander verglichen werden. Dazu bietet es sich an, die Magnituden aller Terme zu der eines bestimmten Terms in Relation zu setzen. Hieraus ergibt sich für jeden Term eine sogenannte *charakteristische Kenngröße*, die eine Aussage darüber macht, ob dieser bei dem untersuchten Prozess wichtig ist oder nicht.

Zur Skalenanalyse der Bewegungsgleichung (3.35) werden die in Tabelle 3.1 zusammengefassten Variablen benötigt. In dieser Tabelle sind auch die für die synoptische Skala in mittleren Breiten gültigen Größenordnungen der Variablen angegeben. Die Magnituden aller Terme werden mit der des *Trägheitsterms* $\mathbf{v}\cdot\nabla\mathbf{v}$ verglichen. Die Kehrwerte der daraus resultierenden charakteristischen Kenngrößen liefern fünf *dimensionslose Zahlen*, die die Bedeutung der in (3.35) vorkommenden Ausdrücke beschreiben. Hierbei handelt es sich um

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} &\Rightarrow \textit{Strouhal-Zahl}\ (St), & \frac{1}{\rho}\nabla p &\Rightarrow \textit{Euler-Zahl}\ (Eu) \\ g\mathbf{k} &\Rightarrow \textit{Froude-Zahl}\ (Fr), & 2\boldsymbol{\Omega}\times\mathbf{v} &\Rightarrow \textit{Rossby-Zahl}\ (Ro) \\ \frac{1}{\rho}\nabla\cdot\mathbb{J}_t &\Rightarrow \textit{turbulente Reynolds-Zahl}\ (Re) \end{aligned} \tag{3.42}$$

Tabelle 3.1. Variablen zur Skalenanalyse atmosphärischer Bewegungen sowie deren Größenordnungen auf der synoptischen Skala mittlerer Breiten

Variable	Bezeichnung	Größenordnung
Horizontale Länge	$\widehat{s}$	10^6 m
Vertikale Länge	$\widehat{z}$	10^4 m
Zeit	$\widehat{t}$	10^5 s
Temperatur	$\widehat{T}$	300 K
Horizontalgeschwindigkeit	$\widehat{u}$	10 m s^{-1}
Vertikalgeschwindigkeit	$\widehat{w}$	10^{-1} m s^{-1}
Coriolisparameter	f_0	10^{-4} s^{-1}
Erdbeschleunigung	$\widehat{g}$	10 m s^{-1}
Turbulenter Austauschkoeffizient	$\widehat{K}$	10 m^2 s^{-1}

Mit den in Tabelle 3.1 eingeführten Variablen können die dimensionslosen Zahlen wie folgt dargestellt werden

$$\begin{aligned} St &= \frac{\widehat{u}\widehat{t}}{\widehat{s}}, \qquad & Eu &= \frac{\widehat{u}^2}{R_0\widehat{T}}, \qquad & Fr &= \frac{\widehat{u}^2}{\widehat{g}\widehat{z}} \\ Ro &= \frac{\widehat{u}}{f_0\widehat{s}}, \qquad & Re &= \frac{\widehat{u}\widehat{z}}{\widehat{K}} \end{aligned} \tag{3.43}$$

Setzt man diese Zahlen in die Bewegungsgleichung ein, dann ist deren Interpretation sehr einfach: Ist die dimensionslose Zahl eines Terms deutlich größer als 1, dann ist er unbedeutend und kann bei der weiteren Betrachtung außer Acht gelassen werden. Ist sie umgekehrt kleiner als 1, dann muss der Term unbedingt berücksichtigt werden. Für die Bewegungsgleichung ergibt sich, dass die Strouhal-Zahl die Bedeutung nichtstationärer Prozesse angibt, wie z. B. die Ablösung von Wirbeln in Strömungen. Die Euler-Zahl ermöglicht eine Aussage zur Relevanz der Druckgradientkraft. Die Froude-Zahl stellt das Verhältnis von *Trägheitskraft* zur Schwerkraft dar. Sie charakterisiert z. B. das Verhalten eines Fluids bei der Überströmung von Hindernissen. Die Rossby-Zahl beschreibt den Einfluss der Corioliskraft auf die Bewegung. Benutzt man die in Tabelle 3.1 angegebenen Größenordnungen der synoptischen Skala mittlerer Breiten, dann ergibt sich für großräumige Strömungen $Ro \sim 0.1$. Das bedeutet, dass der Coriolisterm in der Bewegungsgleichung berücksichtigt werden muss. Bei Untersuchungen von kleinskaligen Strömungen mit $\widehat{s} \sim 10^4$ m, wie beispielsweise die *Berg- und Talwind Zirkulation*, kann man hingegen den Coriolisterm vernachlässigen, da jetzt $Ro \gg 1$.

Die turbulente Reynolds-Zahl beschreibt die Bedeutung turbulenter Austauschprozesse innerhalb der Atmosphäre. Auf der synoptischen Skala ist dieser Vorgang in der freien Troposphäre relativ unbedeutend, d. h. $Re \gg 1$, so dass in großräumigen Strömungen die turbulente Reibung normalerweise ignoriert wird. Innerhalb der atmosphärischen Grenzschicht jedoch können turbulente Prozesse nicht mehr vernachlässigt werden.

Schätzt man mit Hilfe von Tabelle 3.1 die Größenordnungen der einzelnen Terme in den Komponentendarstellungen (3.36) und (3.37) der Bewegungsgleichung ab, dann findet man, dass auf der synoptischen Skala die Größenordnungen der Beschleunigungen immer relativ klein gegenüber den anderen Termen sind. Insbesondere bei der vertikalen Bewegungsgleichung (3.37) ergibt sich, dass der Term dw/dt etwa vier Größenordnungen kleiner als die Druckgradientkraft und die Schwerkraft ist. Mit anderen Worten, in (3.37) halten sich diese beiden

Kräfte weitgehend die Waage, so dass man auch schreiben kann

$$\boxed{\frac{\partial p}{\partial z} = -g\rho} \tag{3.44}$$

Diese Gleichung wird als *hydrostatische Approximation* bezeichnet. Führt man hierin die Dichte mit Hilfe der idealen Gasgleichung (3.22) ein, dann erhält man eine Differentialgleichung für p, deren Integration die Höhenabhängigkeit des hydrostatischen Drucks beschreibt und als *barometrische Höhenformel* bezeichnet wird.

In großskaligen atmosphärischen Modellen ersetzt die hydrostatische Approximation die dritte Bewegungsgleichung. Diese Modelle werden deshalb auch als *hydrostatische Modelle* bezeichnet. Atmosphärische Vorhersagemodelle mit hohen räumlichen Auflösungen, wie z. B. das *COSMO-Modell* des DWD, können nicht mehr von der hydrostatischen Approximation Gebrauch machen. Hierbei handelt es sich um *nichthydrostatische Modelle*. Durch den Wegfall der prognostischen Gleichung für die Vertikalbewegung muss im hydrostatischen Modell eine diagnostische Gleichung, die sogenannte *Richardsongleichung*, formuliert werden, mit der das vertikale Windfeld berechnet wird. Schließlich sollte noch betont werden, dass bei Verwendung der hydrostatischen Approximation die Vertikalbeschleunigung nicht gleich null gesetzt wird, vielmehr wird sie nur gegenüber den anderen Termen vernachlässigt.

Für die horizontale Bewegungsgleichung folgt aus (3.36), dass sich bei kleinen Rossby-Zahlen die Corioliskraft und die Druckgradientkraft weitgehend kompensieren. Für $\widehat{s} \to \infty$ geht die Rossby-Zahl gegen null, und es resultiert exaktes Gleichgewicht zwischen beiden Kräften. Der in diesem Gleichgewicht wehende Wind wird als *geostrophischer Wind* bezeichnet. Hierauf wird im folgenden Kapitel noch einmal näher eingegangen.

In Tabelle 3.1 wurde lediglich zwischen horizontalen und vertikalen Bewegungen unterschieden. Einige Prozesse können jedoch durchaus auch verschiedene Größenordnungen in unterschiedlichen horizontalen Richtungen aufweisen. Beispielsweise kann man für die horizontale Längenskala entlang einer Frontalzone eine Größenordnung von 10^6 m ansetzen, während quer dazu ein Wert $< 10^5$ m als angemessen erscheint. Dies führt dazu, dass sich die Strömung parallel zur Frontalzone weitgehend geostrophisch verhält mit $Ro \approx 0.1$, so dass in den prognostischen Gleichungen mit guter Näherung der horizontale durch den geostrophischen Wind ersetzt werden kann. Bei Untersuchungen von Strömungen quer zur Frontalzone muss jedoch davon ausgegangen werden, dass dies nicht mehr der Fall ist, da jetzt $Ro > 1$, so dass in den Gleichungen sogenannte *ageostrophische Bewegungen*

eine wichtige Rolle spielen können. Hierbei spricht man auch vom *semigeostrophischen Verhalten* der Strömung an einer Front. Auf die näheren Zusammenhänge wird zu einem späteren Zeitpunkt noch ausführlich eingegangen (s. Kap. 12).

Gemäß diesen Überlegungen kann die Rossby-Zahl auch gut zur Unterscheidung zwischen den großen (*planetare* und *synoptische Skala*) und kleineren Skalen (*Meso-* und *Mikroskala*) herangezogen werden. Für die großen Skalen gilt dann $Ro \ll 1$, während die Meso- bzw. Mikroskala durch $Ro > 1$ bzw. $Ro \gg 1$ charakterisiert sind.

Für praktische Anwendungen ist es nützlich, die Breitenvariation der Schwerebeschleunigung zu eliminieren. Dies geschieht durch Einführung der *geopotentiellen Höhe* h als neuer Vertikalkoordinate über die Beziehung

$$\phi = \int_0^z g(\varphi, z)\, dz = g(\varphi) z = 9.8h \implies d\phi = 9.8 dh \tag{3.45}$$

Hierbei wurde die Höhenabhängigkeit von g vernachlässigt. ϕ ist das sogenannte Geopotential und beschreibt die Arbeit, die nötig ist, um eine Einheitsmasse vom Meeresniveau in die Höhe z zu heben. Als Einheit für h wird das *geopotentielle Meter* (gpm) verwendet, das die Dimension der spezifischen potentiellen Energie ($m^2\ s^{-2}$) hat. Für Orte mit $g = 9.8\ m\ s^{-2}$ entspricht der Wert von h in gpm somit der geometrischen Höhe z in m.

Abschließend wird noch die hydrostatische Approximation im p-System angegeben. Diese beschreibt die Änderung des Geopotentials mit dem Druck. Aus (3.44) erhält man unmittelbar

$$\boxed{\frac{\partial \phi}{\partial p} = -\frac{1}{\rho}} \tag{3.46}$$

Kapitel 4
Grundlagen der Dynamik und Thermodynamik

Im vorangehenden Kapitel wurde das prognostische Gleichungssystem vorgestellt, das für die numerische Wettervorhersage herangezogen werden kann. Zusätzlich zu diesen Gleichungen existiert eine sehr große Anzahl mathematischer Beziehungen, die bei der Interpretation des atmosphärischen Zustands wertvolle Dienste leisten. Häufig handelt es sich hierbei um diagnostische Relationen, die einen dynamischen oder thermodynamischen Gleichgewichtszustand der Atmosphäre beschreiben. Diese Gleichgewichtsbeziehungen lassen sich aus dem prognostischen Gleichungssystem ableiten, wobei, abhängig von dem zu untersuchenden Prozess, gegebenenfalls bestimmte Annahmen gemacht werden, wie beispielsweise Stationarität, horizontale Homogenität oder das Ausbleiben von Wolkenprozessen. In diesem Kapitel werden die wichtigsten Grundgleichungen vorgestellt, die eine tiefergehende Beschreibung des atmosphärischen Zustands und seines weiteren Entwicklungspotentials ermöglichen. Auch hier wird in der Regel auf eine detaillierte Ableitung der Gleichungen verzichtet und stattdessen auf die weiterführende Spezialliteratur verwiesen.

Da die in der Atmosphäre ablaufenden Prozesse immer bestrebt sind, einen Gleichgewichtszustand zu erzeugen, ist auch die Kenntnis der Abweichung vom thermo-hydrodynamischen Gleichgewicht sehr wichtig, denn auf diese Weise kann der Antrieb für das Erreichen des Gleichgewichts abgeschätzt werden. Abweichungen der Atmosphäre von einem Gleichgewichtszustand äußern sich z. B. im Auftreten des *ageostrophischen Winds* oder in unterschiedlichen Werten der potentiellen Temperatur eines Luftpakets im Vergleich zur Umgebungsluft.

Von herausragender Bedeutung ist die Untersuchung von Situationen, in denen die Atmosphäre sich in einem instabilen Zustand befindet. Das ist dann der Fall, wenn geringe Änderungen des momentanen thermo-hydrodynamischen Zustands der Atmosphäre diese noch weiter von ihrem Ausgangszustand entfernen. Es ist leicht einzusehen, dass Prozesse, die durch solche *Instabilitäten* angetrieben werden, sich mitunter in intensiven atmosphärischen Entwicklungen äußern, an deren Ende sich ein vollkommen neuer atmosphärischer Zustand ein-

A. Bott, *Synoptische Meteorologie*,
DOI 10.1007/978-3-642-25122-1_4, © Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2012

stellt. Instabilitäten können auf allen raumzeitlichen Skalen Entwicklungsprozesse auslösen, angefangen von den in der *Mikroskala* auftretenden *Kleintromben*, wie beispielsweise die sogenannten *Staubteufel*, oder *Großtromben* (*Windhosen*, *Tornados*), über *mesoskalige Prozesse* (*mesoskalige konvektive Systeme*, *Squall Lines*), bis hin zu synoptischskaligen Zyklonen und den großskaligen *planetaren Wellen*.

Bei atmosphärischen Stabilitätsuntersuchungen unterscheidet man zwischen den sogenannten *Partikel-* und *Welleninstabilitäten*. Die Partikelinstabilität beschreibt das Verhalten eines sich in der Atmosphäre bewegenden Luftpakets, bei der Untersuchung der Welleninstabilität hingegen steht die zeitliche Änderung einer atmosphärischen Welle bzgl. ihrer Amplitude, ihrer Wellenlänge oder anderer Welleneigenschaften im Vordergund.

Weiterhin gibt es verschiedene Formen von Partikelinstabilitäten. Verhält sich ein in der hydrostatischen Atmosphäre vertikal ausgelenktes Luftpaket instabil, dann spricht man von *hydrostatischer Instabilität*. Diese ist auf die thermodynamische Schichtung der Atmosphäre zurückzuführen. Dagegen werden Instabilitäten, die bei horizontaler Auslenkung des Luftpakets aus einer stabilen atmosphärischen Grundströmung entstehen, als *Trägheitsinstabilität* bezeichnet. Die Ursache dieser Instabilitäten liegt in den kinematischen Eigenschaften der atmosphärischen Grundströmung. Schließlich nennt man Partikelinstabilitäten, die durch das gleichzeitige Zusammentreffen bestimmter thermodynamischer und kinematischer Gegebenheiten ausgelöst werden, *dynamische Instabilität*. Wie sich später herausstellen wird, kann es in bestimmten Situationen durchaus zu dynamischen Instabilitäten kommen, obwohl weder hydrostatische noch Trägheitsinstabilität vorliegen (s. Abschn. 5.5).

4.1 Hydrostatische Instabilität

Im Folgenden wird zunächst nur die hydrostatische Partikelinstabilität erörtert. Auf die anderen Instabilitäten wird zu einem späteren Zeitpunkt näher eingegangen. Befindet sich die Atmosphäre im Ruhezustand, d. h. $\mathbf{v} = 0$ und $d\mathbf{v}/dt = 0$, dann spricht man vom *hydrostatischen Gleichgewicht*. In diesem Fall ergibt sich aus der Bewegungsgleichung (3.35) unter Vernachlässigung der turbulenten Reibung

$$\boxed{\nabla p = -\rho g \mathbf{k} \qquad \Longrightarrow \qquad \begin{array}{l} \nabla_h p = 0 \\ \dfrac{\partial p}{\partial z} = -g\rho \end{array}} \tag{4.1}$$

Das hydrostatische Gleichgewicht ist nicht zu verwechseln mit der hydrostatischen Approximation (3.44), denn diese gilt nur näherungs-

weise. Wie man aus (4.1) sehen kann, gehört zum hydrostatischen Gleichgewicht neben dem vertikalen hydrostatischen Druckgradienten noch das Verschwinden des horizontalen Druckgradienten hinzu.

Bei der Untersuchung der hydrostatischen Instabilität wird angenommen, dass die Atmosphäre sich im hydrostatischen Gleichgewicht befindet. Außerdem sollen alle Zustandsänderungen eines aus diesem Grundzustand vertikal ausgelenkten Luftpakets adiabatisch und quasistatisch verlaufen. *Quasistatische Auslenkung* bedeutet, dass der Luftdruck des vertikal bewegten Luftpakets immer gleich dem Umgebungsluftdruck ist, wobei dieser sich durch die Bewegung des Partikels auch nicht ändern soll. Bei trockenadiabatischen Zustandsänderungen bleibt, wie bereits erwähnt, die *potentielle Temperatur* θ konstant (s. (3.26)). Einsetzen von (3.44) in die nach z differenzierte Gleichung (3.25) liefert die trockenadiabatische Temperaturabnahme mit der Höhe, die auch als *trockenadiabatischer Temperaturgradient* bezeichnet wird [1]

$$\gamma_d = -\frac{dT}{dz} = \frac{g}{c_p} \approx 0.98\ K/100\ m \tag{4.2}$$

Kommt es zur Kondensation, dann wird *latente Wärme* freigesetzt und die *pseudopotentielle Temperatur* θ_e bleibt erhalten (s. (3.27)). Hierbei wird angenommen, dass sich die Atmosphäre immer im Sättigungszustand befindet. Die daraus resultierende feuchtadiabatische Temperaturabnahme γ_s (*feuchtadiabatischer Temperaturgradient*) ist somit geringer als die trockenadiabatische.

Zunächst werden nur vertikale Bewegungen des Luftpakets aus seiner Ausgangslage z_0 betrachtet, bei denen es untersättigt bleibt. In dem Fall erhält man aus (3.37) zusammen mit (4.1)

$$\frac{dw}{dt} = -g\frac{\rho' - \rho}{\rho'} \tag{4.3}$$

wobei ρ' die Dichte des vertikal ausgelenkten Luftpakets und ρ die Dichte der Umgebungsluft ist. Die rechte Seite dieser Gleichung stellt den sogenannten *Auftriebsterm* dar. Unter der Annahme eines linearen vertikalen Temperaturgradienten der Umgebungsluft ergibt sich aus (4.3) mit Hilfe der idealen Gasgleichung (3.22) und der Definitionsbeziehung (3.26) für die potentielle Temperatur

$$\frac{d^2z}{dt^2} + \frac{g}{\theta}\frac{\partial\theta}{\partial z}(z - z_0) = 0 \tag{4.4}$$

[1] Diese Bezeichung ist eigentlich nicht korrekt, denn der vertikale Temperaturgradient ist gegeben durch $(\partial T/\partial z)\mathbf{k}$.

Hierbei ist θ die potentielle Temperatur der Umgebungsluft. Die potentielle Temperatur des vertikal bewegten Luftpakets ist wegen der Adiabasieannahme konstant und gegeben durch $\theta_0 = \theta(z_0)$.

Die Lösung der Differentialgleichung (4.4) hängt ab vom Wert der sogenannten *Brunt-Väisälä Frequenz* N, die definiert ist über

$$\boxed{N = \sqrt{\frac{g}{\theta}\frac{\partial\theta}{\partial z}}} \tag{4.5}$$

Folgende Fälle können eintreten:

$$\boxed{N^2 \begin{cases} < 0 & \text{Instabilität} \\ = 0 & \text{Indifferenz} \\ > 0 & \text{Stabilität} \end{cases}} \tag{4.6}$$

Hieraus kann man sehen, dass bei $\partial\theta/\partial z > 0$ das Luftpaket vertikale Schwingungen um seinen Ausgangslage z_0 ausführt, bei $\partial\theta/\partial z < 0$ entfernt sich das Luftpaket immer weiter von z_0. Im ersten Fall bezeichnet man die Atmosphäre als *stabil* und im zweiten Fall als *instabil* (oder auch *labil*) geschichtet. Bei $\partial\theta/\partial z = 0$ spricht man von *indifferenter* bzw. *neutraler Schichtung* der Atmosphäre.

Die Erweiterung dieser Stabilitätsuntersuchungen auf den Fall eines gesättigt aufsteigenden Luftpakets geschieht, indem man in den obigen Beziehungen die potentielle durch die pseudopotentielle Temperatur ersetzt. Zusammen mit der aktuell in der Atmosphäre vorliegenden geometrischen Temperaturverteilung und der daraus resultierenden vertikalen Temperaturabnahme γ lassen sich die in Tabelle 4.1 zusammengefassten hydrostatischen Stabilitätszustände der Atmosphäre definieren.

Insgesamt ergibt sich, dass bei instabiler Schichtung der Atmosphäre ein vertikal aus der Ruhelage bewegtes Luftpaket weiter von seinem Ausgangsort weg beschleunigt wird. Neutrale Schichtung bedeutet, dass das ausgelenkte Luftpaket sich am neuen Ort unbeschleunigt weiterbewegt, während bei stabiler Schichtung das Luftpaket nach Auslenkung aus der Ruhelage wieder in die ursprüngliche Position z_0 zurückfällt. Einen Sonderfall stellt die *bedingt instabil geschichtete Atmosphäre* dar. In dieser Situation verhält sich ein Luftpaket nach Auslenkung aus seiner Ruhelage bei Wolkenbildung instabil und, wenn keine Kondensation stattfindet, stabil.

Abschließend wird noch der Begriff der *potentiellen Instabilität* näher erläutert. Diese Form der Instabilität liegt vor, wenn die atmosphärische Schichtung nicht nur lokal begrenzt, sondern in einem großflächigen Gebiet bedingt labil geschichtet ist, d. h. $\partial\theta_e/\partial z < 0$.

Tabelle 4.1. Hydrostatische Stabilitätszustände der Atmosphäre

Zustand	Ungesättigte Luft	Gesättigte Luft
instabil	$\gamma > \gamma_d, \quad \frac{\partial\theta}{\partial z} < 0$	$\gamma > \gamma_s, \quad \frac{\partial\theta_e}{\partial z} < 0$
indifferent	$\gamma = \gamma_d, \quad \frac{\partial\theta}{\partial z} = 0$	$\gamma = \gamma_s, \quad \frac{\partial\theta_e}{\partial z} = 0$
stabil	$\gamma < \gamma_d, \quad \frac{\partial\theta}{\partial z} > 0$	$\gamma < \gamma_s, \quad \frac{\partial\theta_e}{\partial z} > 0$
bedingt instabil	$\gamma < \gamma_d, \quad \frac{\partial\theta}{\partial z} > 0$	$\gamma > \gamma_s \frac{\partial\theta_e}{\partial z} < 0$

Das ist beispielsweise der Fall, wenn in die untere Troposphäre feuchtwarme tropische Luftmassen eingeflossen sind und sich darüber relativ trockene und kühle Luftmassen befinden. Kommt es in einer solchen Situation zu großräumigen Hebungsprozessen, wie beispielsweise im Bereich von Fronten (s. Kap. 12), dann bilden sich zunächst stratiforme Wolkenfelder. Durch die bei der Wolkenbildung freigesetzte latente Wärme kann die Stabilität so stark abnehmen, dass über weite Gebiete intensive Vertikalbewegungen ausgelöst werden, die zu hochreichender Konvektion mit heftiger Gewitterbildung führen. Hierbei können die oben bereits angesprochenen mesoskaligen konvektiven Systeme mit unterschiedlichen raumzeitlichen Ausdehnungen und Strukturen entstehen. Hierauf wird in Abschn. 13.2 noch einmal näher eingegangen.

Bereits bei großräumiger trockenadiabatischer Hebung untersättigter Luft erfolgt eine Labilisierung der atmosphärischen Schichtung. Der Grund hierfür besteht in der nichtlinearen Abnahme des hydrostatischen Drucks mit der Höhe. Das linke Bild von Abb. 4.1 veranschaulicht die Situation. Hier erkennt man eine Luftsäule (dunkelgraue Fläche), die trockenadiabatisch angehoben werde. Dabei verschiebt sich die Untergrenze vertikal um Δz_1 bei einer gleichzeitigen Abkühlung entlang der Trockenadiabate von A nach A′, während die Obergrenze um Δz_2 angehoben wird mit einer Temperaturabnahme entlang der Trockenadiabate von B nach B′. Obwohl sich bei hydrostatischen Verhältnissen der Druck an der Ober- und Untergrenze der Luftsäule jeweils um den gleichen Betrag Δp erniedrigt, gilt wegen der nichtlinearen Druckabnahme mit der Höhe $\Delta z_1 < \Delta z_2$. Aus der Streckung der Luftsäule resultiert eine Labilisierung, d. h. der Temperaturgradient zwischen A′ und B′ ist betragsmäßig größer als der ursprüngliche zwischen A und B.

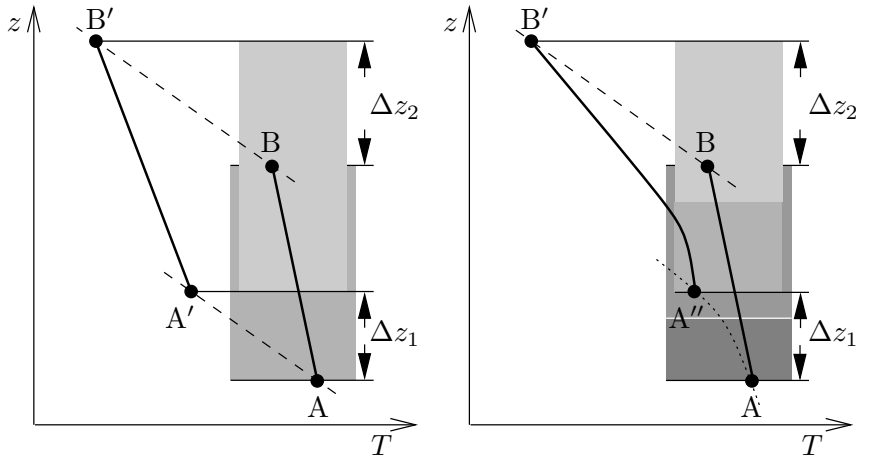


Abb. 4.1. Labilisierung einer Luftsäule durch vertikales Anheben. Links: trockenadiabatische Hebung, rechts: trockenadiabatische Hebung im oberen und feuchtadiabatische Hebung im unteren Bereich (dunklere Flächen). Gestrichelte Linien: Trockenadiabaten, gepunktete Linie: Feuchtadiabate, dicke Linien: Temperaturprofile in der Luftsäule

Das rechte Bild von Abb. 4.1 zeigt die Situation bei vorliegender potentieller Instabilität. Jetzt sei die Luft im unteren Bereich relativ feucht (dunkelgraue Flächen) und im oberen Bereich trocken. Bei vertikaler Hebung der Luftsäule von A nach A″ und B nach B′ bilden sich im unteren Bereich Wolken, so dass dieser sich wegen der dabei freigesetzten latenten Wärme weniger stark abkühlt als der obere. Auf diese Weise wird die hebungsbedingte Labilisierung weiter verstärkt. Potentielle Instabilitäten treten häufig im Sommer auf, wenn die bodennahe feuchtwarme Luft zusätzlich durch die solare Einstrahlung stark erwärmt wird.

4.2 Barotropie und Baroklinität

Bei der Beschreibung atmosphärischer Zustandsänderungen tauchen immer wieder die beiden Begriffe *Barotropie* und *Baroklinität* auf. Von einer barotropen Atmosphäre spricht man, wenn die *Isopyknen*, d. h. die Linien konstanter Luftdichte, parallel zu den Isobaren verlaufen. Andernfalls liegt eine barokline Atmosphäre vor. Bei Barotropie gilt demnach, dass ρ lediglich eine Funktion des Drucks ist, $\rho = \rho(p)$. Aufgrund der Gültigkeit der idealen Gasgleichung (3.22) und gemäß der Definitionsgleichung der potentiellen Temperatur (3.26) gilt bei Barotropie auch $T = T(p)$ bzw. $\theta = \theta(p)$, so dass sich die Bedingung

für Barotropie oder Baroklinität folgendermaßen formulieren lässt

$$\boxed{\nabla\psi \times \nabla p \begin{cases} = 0 & \text{Barotropie} \\ \neq 0 & \text{Baroklinität} \end{cases}, \qquad \psi = \rho, T, \theta} \tag{4.7}$$

Einfache Beispiele barotroper Situationen sind die homogene ($\rho = const$), die isotherme ($T = const$) oder die trockenadiabatisch geschichtete ($\theta = const$) Atmosphäre.

Unter der Annahme barotroper Verhältnisse kann man zeigen, dass bei Gültigkeit der hydrostatischen Approximation sowie bei Höhenunabhängigkeit des horizontalen Winds zu einem bestimmten Anfangszeitpunkt die in der Atmosphäre ablaufenden Prozesse für alle Zeiten höhenunabhängig sind (s. z. B. Zdunkowski und Bott 2003). Das bedeutet, dass die Atmosphäre sich wie ein zweidimensionales Medium verhält, in dem nur noch horizontale Heterogenitäten der Zustandsvariablen möglich sind. Für die numerische Simulation der barotropen Atmosphäre ergeben sich hieraus erhebliche Vereinfachungen des Rechenaufwands, da es genügt, das Gleichungssystem nur noch in einem einzigen Höhenniveau zu lösen. Die daraus resultierende drastische Vereinfachung der tatsächlich ablaufenden Vorgänge führte in den Anfängen der numerischen Wettervorhersage aufgrund der damals stark limitierten Computerressourcen zur Entwicklung der sogenannten *barotropen Modelle*. Mit diesen einfachen Wettervorhersagemodellen gelang es bereits in den 1960er Jahren, die Verlagerungen großräumiger Druckgebilde über einen kurzen Zeitraum erstaunlich gut zu prognostizieren. Allerdings waren die Modelle natürlich nicht in der Lage, wichtige barokline Entwicklungsprozesse, wie beispielsweise die *Frontogenese* oder die *Zyklogenese*, zu simulieren. Das gelang erst mit der Einführung der *baroklinen Modelle* in den 1970er Jahren.

Normalerweise ist die Atmosphäre baroklin geschichtet, wobei die Intensität der Baroklinität sehr starken raumzeitlichen Schwankungen unterworfen ist (s. auch Abschn. 8.2). Barotropie ist ein atmosphärischer Gleichgewichtszustand, der bei ungestört ablaufenden Prozessen zwar angestrebt, allerdings meistens nicht erreicht wird, da gleichzeitig immer andere Prozesse existieren, die Baroklinität erzeugen und damit diesem Gleichgewicht entgegenwirken. Anders ausgedrückt bedeutet das, dass Baroklinität als ein Maß für die Abweichung der Atmosphäre vom barotropen Gleichgewichtszustand angesehen werden kann. Baroklinität stellt den Antrieb für atmosphärische Entwicklungsprozesse dar. Diese laufen umso intensiver ab, je stärker die Baroklinität ist.

In Kap. 8 wird ausführlich diskutiert, dass auf der globalen Skala Baroklinität in erster Linie durch die raumzeitlich variierende Erwärmung der Erde entsteht, die auf die unterschiedlich starke solare Einstrahlung zurückzuführen ist. Dieser Vorgang stellt den Antrieb für

die gesamte großräumige Zirkulation dar. Hierbei werden die im äquatorialen Bereich erzeugten Energieüberschüsse in die polaren Regionen transportiert, in denen aufgrund der thermischen Emission der Erde und wegen der geringen solaren Einstrahlung ein Energiedefizit vorliegt. Neben den durch Baroklinität erzeugten großskaligen Zirkulationsmustern existieren weiterhin zahlreiche kleinräumige Strömungssysteme, die durch die immer wieder neu erzeugte Baroklinität angetrieben werden. Dazu gehören z. B. die sogenannten *Berg- und Talwinde* oder die *Land-Seewind Zirkulation*. Hierbei handelt es sich um lokale *thermisch direkte Zirkulationssysteme*, bei denen warme Luft aufsteigt und kalte Luft absinkt.

Die bei einer Land-Seewind Zirkulation entstehenden Strömungen sind in Abb. 4.2 schematisch dargestellt. In einer windschwachen Wetterlage mit nahezu horizontal verlaufenden Isobaren (gestrichelte Linien) werde tagsüber die Landoberfläche durch die solare Einstrahlung erwärmt. Aufgrund der im Vergleich zur Luft hohen Wärmekapazität des Wassers bleibt die Wassertemperatur weitgehend konstant. Durch die Erwärmung über Land erniedrigt sich die Dichte der Luft, was dort in der Höhe zu einer vertikalen Anhebung der Isobaren führt (durchgezogene p_2-Linie). Hierdurch entsteht in der Höhe ein horizontaler Druckgradient, der eine horizontale Strömung vom Land zum Wasser induziert. Das führt wiederum zu einem Masseabfluss über Land, was dort in einer Erniedrigung des Bodendrucks resultiert (durchgezogene p_1-Linie). Gleichzeitig erhöht sich durch den Massezufluss in der Höhe der Bodendruck über der Wasseroberfläche. Die daraus resultierenden horizontalen Druckgradienten induzieren in Bodennähe einen landeinwärts gerichteten *Seewind*. Insgesamt entsteht die im oberen Bild wiedergegebene geschlossene lokale Zirkulation. Nachts stellt sich die umgekehrte Situation ein (Abb. 4.2 unten). Jetzt kühlt sich die Landoberfläche aufgrund der thermischen Ausstrahlung des Erdbodens relativ stark ab, während die Wassertemperatur wieder nahezu konstant bleibt. Die tagsüber aufgebauten lokalen Druckunterschiede in der Höhe und am Boden drehen sich um, und es entsteht ein zum Wasser gerichteter *Landwind*.

Die Berg- und Talwind Zirkulation wird ebenfalls durch die solare Einstrahlung während des Tages und die nächtliche infrarote Ausstrahlung angetrieben. Hierbei kommt es bei intensiver solarer Einstrahlung tagsüber zu einer starken Erwärmung der Berghänge, die die Wärme an die darüber liegende Luft abgeben. Die erwärmte Luft steigt entlang der Hänge auf, was ein Nachströmen der Luft aus dem Tal zur Folge hat (*Talwind*). Umgekehrt führt die thermische Ausstrahlung der Berghänge während der Nacht zu einer Abkühlung der darüberliegenden Luftschichten, die daraufhin entlang der Hänge ins Tal abgleiten (*Bergwind*). Die durch die Schwerkraft der Erde angetriebenen Abwinde von kalter und damit relativ schwerer Luft

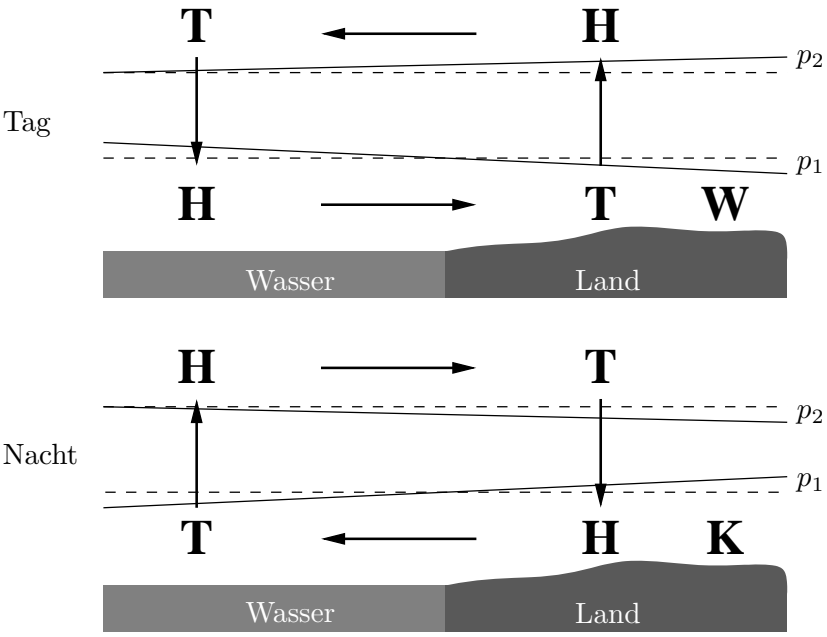


Abb. 4.2. Land-Seewind Zirkulation

werden als *katabatische Winde* bezeichnet. Die Luft kann jedoch nur dann entlang der Hänge bis ins Tal absinken, wenn die Strahlungsabkühlung stärker ist als die durch das trockenadiabatische Absinken der Luft induzierte Erwärmung. In klaren Winternächten können in ungünstigen Lagen, wie etwa windgeschützten Hochtälern, durch katabatische Winde extrem niedrige Temperaturen erreicht werden. Der Funtensee im Nationalpark Berchtesgaden ist hierfür ein sehr gutes Beispiel.

Die tagsüber erwärmte Luft führt zu einer Labilisierung der atmosphärischen Grenzschicht, so dass turbulente Durchmischungsprozesse das Aufgleiten der Luft forcieren. Deshalb ist der Talwind ebenso wie der Seewind normalerweise stärker ausgeprägt als die in der Nacht weitgehend ohne turbulente Zusatzeffekte entstehenden kühlen Gegenströmungen in Form des Berg- bzw. Landwinds. Weiterhin bilden sich tagsüber in den Aufstiegsgebieten der warmen Luft konvektive Wolken mit eventuellen schauerartigen Niederschlägen. Nachdem die thermische Zirkulation gegen Abend zum Erliegen gekommen ist, lösen sich die Wolken wieder auf.

Fronten und Frontalzonen stellen wegen der dort angetroffenen hohen Temperaturgradienten Bereiche mit stärkster Baroklinität dar. Vielfach spricht man hierbei auch von *hyperbaroklinen Zonen*. Allerdings kann die Baroklinität nicht ständig weiter anwachsen. Ir-

gendwann kommt es zu Prozessen, die versuchen, die in einem Gebiet im Laufe der Zeit entstandene Baroklinität wieder abzubauen. Bei großskaligen Prozessen kann hierbei eine Form der *Welleninstabilität* auftreten, die man als *barokline Instabilität* bezeichnet. Hierauf wird in Abschn. 10.4 ausführlich eingegangen.

Neben baroklinen können auch *barotrope Instabilitäten* entstehen. Während die barokline Instabilität mit einer vertikalen Scherung des horizontalen Winds verbunden ist (s. Abschn. 4.4), entsteht barotrope Instabilität bei starker horizontaler Windscherung. Deshalb werden beide Instabilitäten auch als *Scherungs-Instabilität* bezeichnet. Eine notwendige Voraussetzung für das Auftreten von barotroper Instabilität besteht darin, dass die Grundströmung einen Wendepunkt im Strömungsprofil aufweist. [2] Aus diesem Grund spricht man hierbei auch von *Wendepunkt-Instabilität* (*inflection point instability*). Da in einer barotropen Atmosphäre keine innere (und damit auch keine potentielle) Energie zur Umwandlung in kinetische Energie zur Verfügung steht, muss die kinetische Energie der barotropen Wirbel aus der kinetischen Energie der Grundströmung gewonnen werden (s. auch Abschn. 10.2).

In früheren Theorien wurde angenommen, dass Zyklogenesen durch barotrope Instabilitäten ausgelöst werden, da die Entwicklung häufig an der Frontalzone einsetzt (s. z. B. Bjerknes und Solberg 1922). Neben hohen Temperaturgradienten existiert dort auch eine starke horizontale Windscherung. Diese Theorien haben sich jedoch als falsch erwiesen. Um die bei der Zyklogenese entstehenden, mitunter hohen Windgeschwindigkeiten erzeugen zu können, muss ein Teil der potentiellen Energie in kinetische Energie umgewandelt werden. Das ist, wie gerade erwähnt, in einer barotropen Atmosphäre nicht möglich. Demnach ist für den Beginn einer Zyklogenese nicht die horizontale, sondern die vertikale Scherung des Horizontalwinds von großer Bedeutung.

4.3 Horizontale Gleichgewichtswinde

Die Entstehung von Wind ist das Ergebnis der Wirkung unterschiedlicher Kräfte auf die atmosphärische Luftmasse. Gemäß der Bewegungsgleichung (3.35) wirken auf ein Luftpaket die *Druckgradientkraft*, die *Schwerkraft*, die *Reibungskraft* und die *Corioliskraft*. Bei letzterer handelt es sich um eine sogenannte *Scheinkraft*, die nur in dem beschleunigten Bezugssystem der rotierenden Erde auftritt. Im Fall gekrümmter Bahnkurven des Luftpakets tritt als weitere Scheinkraft

[2] Beispielsweise muss für eine in x-Richtung verlaufende zonale Grundströmung $u(y)$ gelten $\partial^2 u/\partial y^2 = 0$.

noch die *Zentrifugalkraft* hinzu. Häufig befinden sich verschiedene Kräfte mehr oder weniger im Gleichgewicht miteinander. In diesen Situationen stellen sich typische, dieses Gleichgewicht beschreibende Winde ein. Die unterschiedlichen Kräftegleichgewichte sind in starkem Maße abhängig von der betrachteten raumzeitlichen Skala, die von wenigen Dekametern bis hin zur synoptischen Skala reichen kann. Im Folgenden werden die wichtigsten horizontalen Gleichgewichtswinde vorgestellt, die sich bei unterschiedlichen Kräftegleichgewichten einstellen.

4.3.1 Der geostrophische Wind

Mit Hilfe der Skalenanalyse lässt sich zeigen, dass auf der synoptischen Skala in der *horizontalen Bewegungsgleichung* der Beschleunigungsterm klein gegenüber den anderen Termen ist (s. Abschn. 3.6). Setzt man in (3.36) und (3.38) die Beschleunigung des horizontalen Winds gleich null, dann ergibt sich ein Gleichgewicht zwischen Druckgradient- und Corioliskraft. Wie bereits erwähnt, wird der sich hierbei einstellende Wind als *geostrophischer Wind* bezeichnet. Im z- und im p-System erhält man

$$\boxed{\begin{array}{ll} \text{(a)} \quad z\text{–System}: & \mathbf{v}_g = \dfrac{1}{\rho f}\mathbf{k} \times \nabla_h p \\ \text{(b)} \quad p\text{–System}: & \mathbf{v}_g = \dfrac{1}{f}\mathbf{k} \times \nabla_{h,p}\phi \end{array}} \tag{4.8}$$

Die Komponentendarstellung des geostrophischen Winds lautet im kartesischen (x, y, z)-, im natürlichen und im thermischen Koordinatensystem

$$\mathbf{v}_g = u_g\mathbf{i} + v_g\mathbf{j} = V_g\mathbf{e}_s = v_{g,s}\mathbf{e}_s + v_{g,n}\mathbf{e}_n \tag{4.9}$$

Im natürlichen Koordinatensystem folgt aus (3.40b)

$$\boxed{V_g = -\frac{1}{\rho f}\frac{\partial p}{\partial n}} \tag{4.10}$$

In dieser Beziehung wurde berücksichtigt, dass eine unbeschleunigte Bewegung immer geradlinig verläuft, d. h. es existieren weder Tangential- noch *Zentripetalbeschleunigungen*, so dass $R_t \to \infty$.

Der geostrophische Wind beschreibt eine geradlinige unbeschleunigte Luftbewegung parallel zu den Isobaren mit dem höheren Luftdruck auf der rechten Seite, wenn man in Bewegungsrichtung schaut

(s. Abb. 4.3). Für die freie Atmosphäre stellt $\mathbf{v}_g$ eine sehr gute Approximation des wahren Winds dar und kann daher zur Analyse und Diagnose von Wetterkarten herangezogen werden. Bei gegebener Druckverteilung lässt sich $\mathbf{v}_g$ leicht mit Hilfe von (4.8) oder (4.10) berechnen. Aus diesen Gleichungen wird auch unmittelbar klar, dass mit zunehmendem Druckgradienten, d. h. mit geringer werdenden Isobaren- bzw. Isohypsenabständen der geostrophische Wind stärker wird.

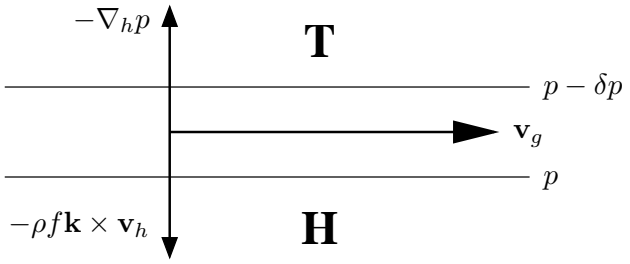


Abb. 4.3. Der geostrophische Wind

Die Abweichung des geostrophischen Winds vom wahren Wind stellt den oben bereits erwähnten *ageostrophischen Wind* dar. Somit handelt es sich, streng genommen, beim ageostrophischen Wind um einen dreidimensionalen Vektor, d. h. der Vertikalwind ist Bestandteil des ageostrophischen Winds. Da synoptisch-skalige Bewegungen jedoch weitgehend quasihorizontal verlaufen, ist bei vielen Untersuchungen nur die Horizontalkomponente des ageostrophischen Winds von Interesse. Deshalb wird im weiteren Verlauf, so wie allgemein üblich, die Differenz von geostrophischem Wind und wahrem Horizontalwind

$$\boxed{\mathbf{v}_{ag} = \mathbf{v}_h - \mathbf{v}_g} \tag{4.11}$$

vereinfachend als ageostrophischer Wind bezeichnet. Sollte bei bestimmten Untersuchungen die Vertikalkomponente des Winds relevant sein, dann wird gegebenenfalls noch einmal darauf hingewiesen, dass auch sie Bestandteil des ageostrophischen Winds ist.

Aus der Definition von $\mathbf{v}_g$ ergibt sich, dass in der Atmosphäre Masseumverteilungen, die zu Änderungen der Druckverteilungen, wie z. B. der Entstehung von Hoch- und Tiefdruckgebieten, führen, nicht mit dem geostrophischen Wind erfolgen können, da dieser isobarenparallel weht. Es ist letztendlich die Abweichung des wahren vom geostrophischen Wind, d. h. der ageostrophische Wind, der zu Druckänderungen und den daraus resultierenden Entwicklungen in der Atmosphäre führt.

Auf der synoptischen Skala ist der ageostrophische Wind selbst im Vergleich zum wahren Wind betragsmäßig meistens sehr klein. In

der Regel ist er so klein, dass er mit normalen Beobachtungsmethoden nicht erfasst werden kann. Andererseits sind atmosphärische Entwicklungen ohne das Auftreten ageostrophischer Masseflüsse praktisch unmöglich. Pichler (1997) bezeichnete diesen Umstand als eines der Kardinalprobleme der Wettervorhersage. Um die *ageostrophischen Bewegungen* quantitativ erfassen zu können, muss auf indirekte mathematische Methoden zurückgegriffen werden. Hierauf wird zu einem späteren Zeitpunkt noch ausführlich eingegangen.

4.3.2 Der Gradientwind

Setzt man, wie beim geostrophischen Wind, die Tangentialkomponente der Beschleunigung gleich null, lässt aber gekrümmte Bahnen zu, dann stellt sich ein Gleichgewicht zwischen Druckgradient-, Coriolis- und Zentrifugalkraft ein. Der hieraus resultierende Wind wird als *Gradientwind* V_G bezeichnet. Aus (3.40b) erhält man

$$\frac{V_G^2}{R_t} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial n} - fV_G \tag{4.12}$$

Ebenso wie der geostrophische Wind weht V_G parallel zu den Isobaren, die allerdings jetzt gekrümmt sind. Im Gegensatz zu V_g ist der Gradientwind jedoch nicht beschleunigungsfrei, da auf gekrümmten Bahnen eine Zentripetalbeschleunigung auf das Luftpaket wirkt. Einsetzen von (4.10) in (4.12) liefert

$$\frac{V_g}{V_G} = 1 + \frac{V_G}{fR_t} \tag{4.13}$$

Somit ist bei *zyklonaler Bewegung* ($R_t > 0$) der Betrag des Gradientwinds kleiner als der des geostrophischen Winds. Umgekehrtes gilt bei *antizyklonaler Bewegung* ($R_t < 0$). Man spricht hier vom *subgeostrophischen* und *supergeostrophischen Gradientwind*. Bemerkenswerterweise entspricht der zweite Ausdruck auf der rechten Seite von (4.13) der *Rossby-Zahl*. Da auf der synoptischen Skala $Ro \ll 1$, folgt hieraus, dass bei synoptischen Untersuchungen der Gradientwind in der Regel mit guter Näherung gleich dem geostrophischen Wind gesetzt werden kann.

Beispiel: Für einen zyklonalen Gradientwind von $V_G = 0.5V_g$ erhält man aus (4.13) $R_t = V_g/(2f)$. Setzt man hierin $V_g = 20$ ms^{-1} und $f = 10^{-4}$ s^{-1}, dann ergibt sich ein *Krümmungsradius* von 100 km. Umgekehrt resultiert für gleiche Werte von V_g und f bei antizyklonaler Bewegung aus $V_G = 2V_g$ ein Krümmungsradius von $R_t = -4V_g/f$, d. h. $|R_t| = 800$ km.

Löst man (4.13) nach V_G auf, dann ergibt sich

$$\boxed{V_G = -\frac{fR_t}{2} \pm \sqrt{\frac{f^2R_t^2}{4} + fR_tV_g}} \tag{4.14}$$

Diese Gleichung lässt sich leicht interpretieren, wenn man berücksichtigt, dass im gewählten natürlichen Koordinatensystem immer $V_G > 0$ und $V_g > 0$ bzw. $\partial p/\partial n < 0$. Hieraus folgt, dass für zyklonale Bewegungen mit $R_t > 0$ nur das positive Vorzeichen vor dem Wurzelausdruck eine physikalisch sinnvolle Lösung liefert. Umgekehrt gilt bei antizyklonaler Strömung das negative Vorzeichen vor dem Wurzelausdruck, um zu gewährleisten, dass V_G bei verschwindender Krümmung beschränkt bleibt.

Weiterhin muss beachtet werden, dass der Ausdruck unter dem Wurzelzeichen nicht negativ werden darf. Für zyklonale Strömungen mit $R_t > 0$ stellt dies keine Einschränkung dar. Für antizyklonale Strömungen mit $R_t < 0$ muss hingegen gelten

$$-R_t = |R_t| \geq \frac{4V_g}{f} \tag{4.15}$$

Diese Beziehung gibt betragsmäßig den minimalen Krümmungsradius eines Hochdruckgebiets an, in dem noch eine Gleichgewichtsbewegung möglich ist. Man nennt das zugehörige Hoch das *Grenzhoch*. Ein Hochdruckgebiet mit größerer Krümmung könnte bei sonst gleichen Bedingungen über einen längeren Zeitraum nicht dynamisch stabil existieren.

Aus dem Verschwinden des Wurzelausdrucks in (4.14) erhält man

$$V_g = -\frac{fR_t}{4} \implies V_G = -\frac{fR_t}{2} = 2V_g \tag{4.16}$$

Somit kann der antizyklonale Gradientwind betragsmäßig höchstens doppelt so groß wie der geostrophische Wind werden.

Da beim Gradientwind die Zentrifugalkraft mitberücksichtigt wird, beschreibt dieser in gekrümmten Strömungsfeldern den wahren Wind besser als der geostrophische Wind. Allerdings kann man hiervon in der Praxis kaum Gebrauch machen, denn zur Bestimmung des Gradientwinds muss die *Trajektorienkrümmung* bekannt sein. Diese lässt sich jedoch nur mit sehr großem Aufwand ermitteln. Isobaren bzw. Isohypsen stellen den Verlauf der Stromlinien dar. Diese sind nicht mit den Trajektorien der Luftpartikel zu verwechseln, sondern unterscheiden sich in der Regel von diesen. Eine eingehende Diskussion von Stromlinien und Trajektorien erfolgt in Abschn. 4.7.

4.3.3 Der Reibungswind

In den bodennahen Schichten der Atmosphäre spielen Reibungsprozesse eine wichtige Rolle. Dieser Bereich wird als die *atmosphärische* oder auch *planetare Grenzschicht* bezeichnet. Hier bewirken Reibungsvorgänge eine Abschwächung der Windgeschwindigkeit. Durch das Auftreten der Reibung stellt sich bei verschwindender Beschleunigung gemäß (3.35) ein neues horizontales Kräftegleichgewicht zwischen Druckgradientkraft, Corioliskraft und Reibungskraft ein (s. Abb. 4.4). Der zu diesem Gleichgewicht gehörende Wind wird auch *Reibungswind* bzw. *geotriptischer Wind* genannt.

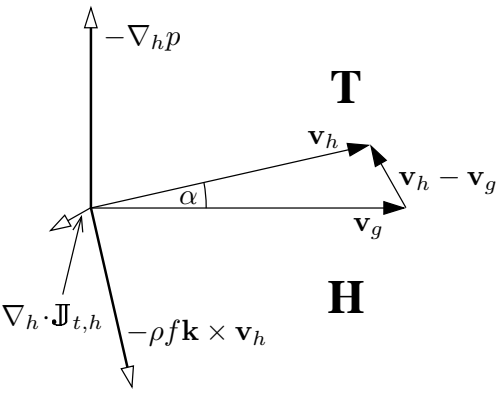


Abb. 4.4. Kräftegleichgewicht unter dem Einfluss der Reibung

Unter Berücksichtigung der Reibungskraft lautet das Kräftegleichgewicht gemäß (3.35)

$$-\nabla_h p - \rho f \mathbf{k} \times \mathbf{v}_h + \nabla_h \cdot \mathbb{J}_{t,h} = 0 \tag{4.17}$$

Ersetzt man in dieser Gleichung die Druckgradientkraft durch den geostrophischen Wind gemäß (4.8a), dann erhält man

$$\rho f \mathbf{k} \times (\mathbf{v}_h - \mathbf{v}_g) = \rho f \mathbf{k} \times \mathbf{v}_{ag} = \nabla_h \cdot \mathbb{J}_{t,h} \tag{4.18}$$

Hieraus ist zu sehen, dass durch Reibungskräfte der horizontale Wind eine ageostrophische Windkomponente erhält, die senkrecht auf der Reibungskraft steht (s. Abb. 4.4).

Gelegentlich wird (4.18) als Definitionsgleichung für den ageostrophischen Wind benutzt. Das steht jedoch nur dann im Einklang mit der eigentlichen Definition (4.11) von $\mathbf{v}_{ag}$, wenn man so wie hier Gleichgewichtswinde betrachtet, d. h. wenn die Bewegung beschleunigungsfrei verläuft. Wie in Abschn. 4.6 ausführlich diskutiert wird,

existieren in großräumigen Strömungen jedoch weitaus wichtigere Prozesse als die Reibung, die wesentliche Antriebe für ageostrophische Bewegungen liefern.

Der Winkel α zwischen dem wahren und dem geostrophischen Wind, der im Englischen auch *cross isobar angle* genannt wird, hängt von der Bodenbeschaffenheit ab und wird mit zunehmender Rauhigkeit immer größer. Typischerweise beträgt er über dem Meer 10 bis 20° und über Land 30°. In gebirgigem Gelände kann α auch bis zu 50° erreichen. Über dem Meer ist die Stärke des geotriptischen gegenüber dem geostrophischen Wind um etwa 20 bis 30 %, über Land um etwa 50 % reduziert. Diese nicht unerheblichen Abweichungen von Richtung und Windstärke zwischen $\mathbf{v}_h$ und $\mathbf{v}_g$ müssen bei der Interpretation von Bodenkarten berücksichtigt werden.

Die Richtungsabweichung zwischen geotriptischem und geostrophischem Wind nimmt mit der Höhe ab, bis sie am Oberrand der Grenzschicht vollständig verschwindet. Die vertikale Änderung der horizontalen Windrichtung innerhalb der Grenzschicht wird mit Hilfe der sogenannten *Ekman-Spirale* beschrieben (s. Abb. 4.5). Wie später noch gezeigt wird, spielt der geotriptische Wind bei der reibungsbedingten Auflösung von Zyklonen und Antizyklonen eine wichtige Rolle (s. Abschn. 11.1).

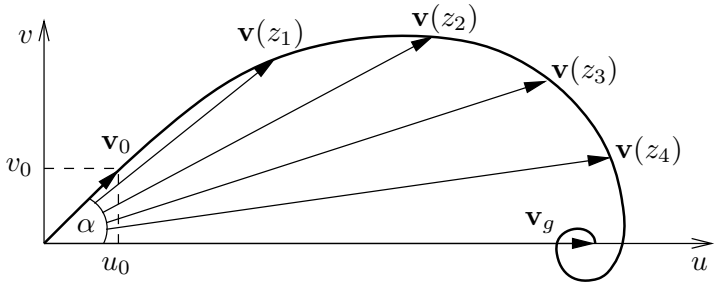


Abb. 4.5. Die Ekman-Spirale. $\mathbf{v}_0 = u_0\mathbf{i} + v_0\mathbf{j}$ ist der Wind am Erdboden, z_i sind unterschiedliche Höhenniveaus mit $z_i > z_{i-1}$

4.3.4 Der zyklostrophische und der antitriptische Wind

Bei kleinskaligen Phänomenen ist die Wirkung der Corioliskraft vernachlässigbar gering (s. Abschn. 3.6). Auf dieser Skala können aus einem Gleichgewicht zwischen Druckgradient- und Zentrifugalkraft starke Rotationsbewegungen, wie beispielsweise das Auftreten von *Staubteufeln*, *Windhosen* oder *Tornados* resultieren. Der sich dabei einstellende Gleichgewichtswind wird als *zyklostrophischer Wind* bezeichnet.

Unter bestimmten topographischen Bedingungen, wie z. B. im Gebirge oder in engen Fjorden, kann sich bei Vernachlässigung der Corioliskraft ein Gleichgewicht zwischen Reibungskraft und Druckgradientkraft einstellen. In diesem Fall lässt sich aus (4.17) mit Hilfe geeigneter Beziehungen für den *turbulenten Reibungstensor* als Funktion der horizontalen Windgeschwindigkeit, d. h. $\mathbb{J}_{t,h} = \mathbb{J}_{t,h}(\mathbf{v}_h)$, der sogenannte *antitriptische Wind* ermitteln. Dieser weht senkrecht zu den Isobaren vom hohen zum tiefen Druck. Beispiele antitriptischer Winde sind der oben bereits angesprochene *Berg- und Talwind* oder die kleinräumige *Land-Seewind Zirkulation*.

4.4 Der thermische Wind

Die Geopotentialdifferenz zwischen zwei Druckflächen (p_0, p_1), die man auch als *Schichtdicke* bzw. *relative Topographie* bezeichnet, ergibt sich durch Integration der hydrostatischen Gleichung (3.44) als

$$D = \phi_1 - \phi_0 = R_0 \int_{p_1}^{p_0} T_v d\ln p \implies D = R_0 \ln\left(\frac{p_0}{p_1}\right) \overline{T}_v \qquad (4.19)$$

Hierbei ist $\overline{T}_v$ die sogenannte virtuelle *barometrische Mitteltemperatur*, die einen Mittelwert der virtuellen Temperatur in der betrachteten Schicht (p_0, p_1) darstellt. Da die relative Topographie proportional zu $\overline{T}_v$ ist, kann sie als ein geeignetes Hilfsmittel zur Ermittlung von thermischen Frontalzonen herangezogen werden. Diese verlaufen genau dort, wo die relativen Isohypsen am dichtesten gedrängt sind. In der meteorologischen Praxis wird insbesondere die relative Topographie 500/1000 hPa zur Analyse von Bodenfronten herangezogen.

Betrachtet man zwei verschiedene Höhenniveaus u (unteres Niveau) und o (oberes Niveau) in der Atmosphäre, dann lässt sich mit Hilfe von (4.8b) und (4.19) die vertikale Änderung des geostrophischen Winds darstellen als

$$\begin{aligned} \Delta\mathbf{v}_g =& \mathbf{v}_{g,o} - \mathbf{v}_{g,u} = \frac{1}{f}\mathbf{k} \times \nabla_{h,p}(\phi_o - \phi_u) \\ =& \frac{1}{f}\mathbf{k} \times \nabla_{h,p} D = \frac{R_0}{f} \ln\left(\frac{p_u}{p_o}\right) \mathbf{k} \times \nabla_{h,p} \overline{T}_v \end{aligned} \qquad (4.20)$$

Der Differenzwind $\Delta\mathbf{v}_g$ weht demnach parallel zu den horizontalen Isothermen der virtuellen Mitteltemperatur auf konstanten Druckflächen mit der wärmeren Luft zur Rechten. Dieser Wind wird deshalb auch als *thermischer Wind* $\mathbf{v}_{th}$ bezeichnet. Abbildung 4.6 gibt qualitativ die Richtung des thermischen Winds wieder.

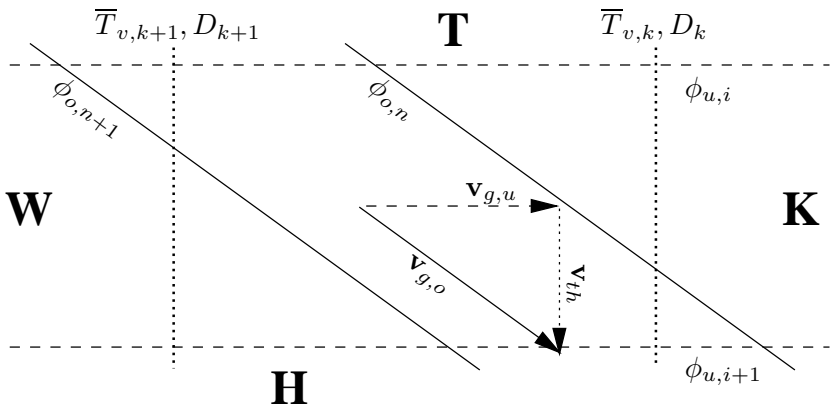


Abb. 4.6. Zur Ableitung des thermischen Winds $\mathbf{v}_{th}$

Durch Grenzübergang erhält man aus (4.20) eine Beziehung für die vertikale Scherung des geostrophischen Winds

$$\boxed{\frac{\partial \mathbf{v}_g}{\partial p} = -\frac{R_0}{fp}\mathbf{k} \times \nabla_{h,p} T_v \quad \text{bzw.} \quad \frac{\partial \mathbf{v}_g}{\partial z} = \frac{g}{fT_v}\mathbf{k} \times \nabla_{h,p} T_v} \tag{4.21}$$

Beide Gleichungen werden auch als *thermische Windgleichung* bezeichnet.

Aus der relativen Lage von Isothermen und Isohypsen zueinander lassen sich verschiedene Formen der vertikalen Änderung des geostrophischen Winds ermitteln. Diese sind in Abb. 4.7 zusammengefasst. In Abb. 4.7a (4.7b) verlaufen Isothermen und Isobaren parallel zueinander mit der kälteren (wärmeren) Luft auf der Seite des Tiefdruckgebiets. Gemäß (4.20) nimmt der geostrophische Wind betragsmäßig mit der Höhe zu (ab), ändert seine Richtung jedoch nicht. In Abb. 4.7c dreht der geostrophische Wind mit der Höhe nach rechts. In diesem Fall wird warme Luft herantransportiert, man spricht von *Warmluftadvektion*. Abbildung 4.7d zeigt den umgekehrten Fall der *Kaltluftadvektion*, bei der der geostrophische Wind mit der Höhe nach links dreht.

Verschwindet der isobare Gradient der virtuellen Temperatur, dann bleibt der geostrophische Wind konstant mit der Höhe. In diesem Fall ist die Atmosphäre *barotrop* geschichtet im Gegensatz zu den in Abb. 4.7 dargestellten Situationen mit *barokliner Atmosphäre*. Ein weiterer Spezialfall entsteht, wenn der geostrophische und der thermische Wind parallel verlaufen (Abb. 4.7a, b). In dem Fall liegt zwar eine barokline Atmosphäre vor, aber trotzdem findet praktisch keine Temperaturadvektion statt, wenn man die Temperaturadvektion durch den

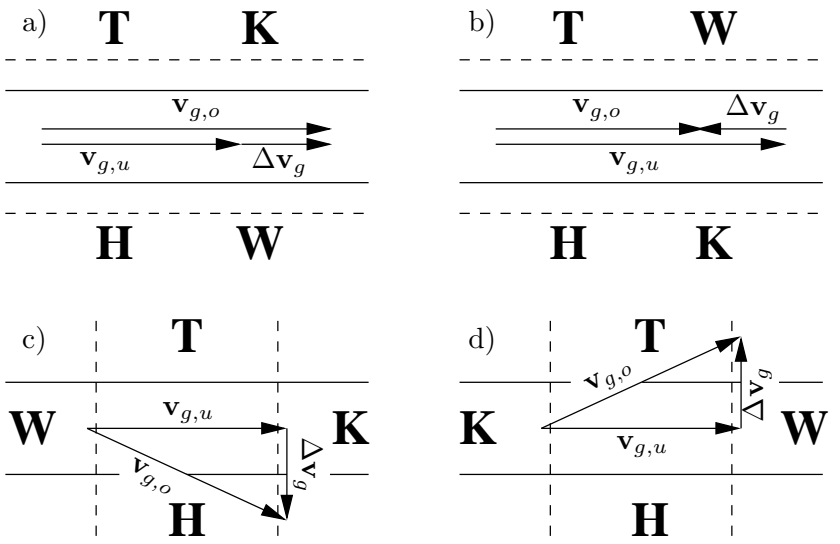


Abb. 4.7. Relative Lage von Isothermen (gestrichelt) und Isohypsen (durchgezogen) zueinander und daraus resultierende vertikale Änderung des geostrophischen Winds

ageostrophischen Wind einmal außer Acht lässt. Diese Situation wird auch als *äquivalent-barotrope Atmosphäre* bezeichnet.

4.5 Schichtungsstabilität und Temperaturadvektion

Führt man einen Größenvergleich der in der Wärmegleichung (3.23) vorkommenden Terme durch, dann stellt sich heraus, dass häufig die horizontale Temperaturadvektion $-\mathbf{v}_h \cdot \nabla_h T$ einen wesentlichen Beitrag zur lokalen zeitlichen Temperaturänderung $\partial T/\partial t$ liefert. Die Stärke der Temperaturadvektion ist hierbei lediglich abhängig von der Horizontalkomponente des Winds, die senkrecht zu den Isothermen weht, d. h. parallel oder antiparallel zum Temperaturgradienten.

An einer *aerologischen Station* kann durch Interpretation des Höhenverlaufs des horizontalen Winds ermittelt werden, in welchen Schichten der Atmosphäre Warmluft- oder Kaltluftadvektion erfolgt. Das wiederum lässt Rückschlüsse auf die Änderung der vertikalen Schichtungsstabilität zu. Abbildung 4.8 zeigt verschiedene Beispiele von Horizontalwinden, die jeweils in vier verschiedenen Höhenniveaus $z_1 < z_2 < z_3 < z_4$ vorliegen. Die Verbindung der Endpunkte der Windvektoren wird als *Hodograph* oder *Hodogramm* bezeichnet. Aus der Änderung der Windrichtung von einem Niveau zum darüberliegenden lässt sich schließen, ob in der entsprechenden Schicht warme oder

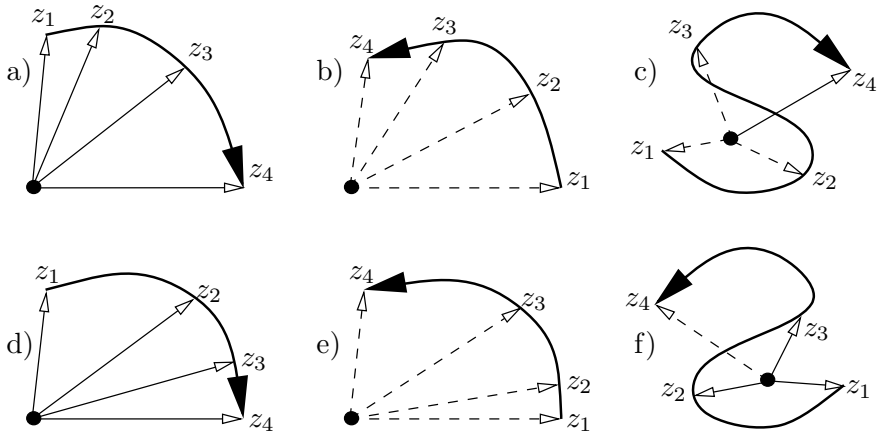


Abb. 4.8. Verschiedene Beispiele von Hodographen. a) Warmluftadvektion, mit der Höhe zunehmend, b) Kaltluftadvektion, mit der Höhe abnehmend, c) Warmluftadvektion über Kaltluftadvektion, d) Warmluftadvektion, mit der Höhe abnehmend, e) Kaltluftadvektion, mit der Höhe zunehmend, f) Kaltluftadvektion über Warmluftadvektion

kalte Luft herantransportiert wird. Die Fläche zwischen zwei Windvektoren ist hierbei ein Maß für die Stärke der advektiven Temperaturänderung. Je größer die Fläche ist, umso stärker ist die dazugehörige Kalt- bzw. Warmluftadvektion. In den Abb. 4.8a–c ist die horizontale Temperaturadvektion in den einzelnen Niveaus derart, dass eine *advektive Stabilisierungstendenz* der Atmosphäre vorliegt. Die Abb. 4.8d–f zeigen den umgekehrten Fall der *advektiven Labilisierungstendenz*.

In Abb. 4.9 ist ein Bodentief zusammen mit den darüberliegenden Isohypsen dargestellt. Hodogramme an den Punkten A, B und C würden folgende horizontale Windverteilung ($\mathbf{v}_h \approx \mathbf{v}_g$) mit zugehöriger Temperaturadvektion liefern:

A: Linksdrehung des horizontalen Winds mit der Höhe.
In diesem Bereich findet Kaltluftadvektion statt. Da hierbei die kalte Luft vor allem in der Höhe einfließt, ist dieser Vorgang mit einer Labilisierungstendenz verbunden.

B: Zunahme der Windstärke mit der Höhe ohne Drehung.
Hier findet keine Advektion von Luftmassen unterschiedlicher Temperatur statt. Wegen der Zunahme der Windstärke mit der Höhe befindet sich die kalte Luft im Tiefdruckgebiet und die warme Luft im Gebiet mit höherem Luftdruck.

C: Rechtsdrehung des horizontalen Winds mit der Höhe.
Hier liegt Warmluftadvektion vor, was einer Stabilisierungstendenz gleichkommt.

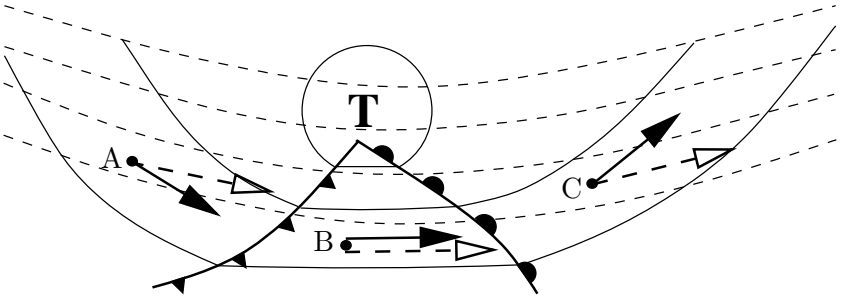


Abb. 4.9. Orte mit unterschiedlichen Hodogrammen innerhalb eines Tiefdruckgebiets. Durchgezogene Linien (Pfeile): Bodendruck (Bodenwind), gestrichelte Linien (Pfeile): Isohypsen (Höhenströmung)

4.6 Der ageostrophische Wind

Wie bereits erwähnt, kann bei Untersuchungen synoptisch-skaliger Strömungen der horizontale Wind mit sehr guter Näherung durch den geostrophischen Wind ersetzt werden, d. h. der ageostrophische Wind $\mathbf{v}_{ag}$ ist vergleichsweise klein. Trotzdem ist $\mathbf{v}_{ag}$ von herausragender Bedeutung für die Dynamik der Atmosphäre, da praktisch alle Entwicklungen mit ageostrophischen Masseflüssen verbunden sind. Gemäß (4.8) weht der geostrophische Wind isobaren- bzw. isohypsenparallel, so dass $\mathbf{v}_g \cdot \nabla_h p = 0$ bzw. $\mathbf{v}_g \cdot \nabla_{h,p}\phi = 0$. Somit lässt sich leicht einsehen, dass Masseflüsse, die zu Änderungen der räumlichen Druck- bzw. Geopotentialverteilung führen, nicht mit dem geostrophischen Wind erfolgen können. Vielmehr muss hierfür eine ageostrophische Windkomponente existieren.

In diesem Abschnitt werden die Eigenschaften des ageostrophischen Winds und die sich daraus ergebenden Interpretationsmöglichkeiten des atmosphärischen Strömungsverhaltens näher untersucht. Hierbei richtet sich das Hauptaugenmerk auf die aus dem Beschleunigungsterm der Bewegungsgleichung resultierenden Anteile des ageostrophischen Winds.

Reibungsprozesse werden bei den Betrachtungen zunächst noch außer Acht gelassen. Obwohl sie lediglich innerhalb der atmosphärischen Grenzschicht stattfinden, können auch sie eine wichtige Rolle für die in der freien Troposphäre ablaufenden Vorgänge spielen. Beispielsweise wird die Auflösung von Zyklonen, die sogenannte *Zyklolyse*, oft maßgeblich durch Reibungsvorgänge innerhalb der planetaren Grenzschicht gesteuert. Die näheren Zusammenhänge werden in Abschn. 11.1 eingehend erörtert.

4.6.1 Approximationsformen der horizontalen Bewegungsgleichung

Der Umstand, dass auf der synoptischen Skala $\mathbf{v}_g \approx \mathbf{v}_h$, kann dazu benutzt werden, in den *horizontalen Bewegungsgleichungen* (3.36) oder (3.38) den horizontalen durch den geostrophischen Wind zu ersetzen. Da die Windgeschwindigkeit in diesen Gleichungen jeweils mehrfach auftaucht, kann man verschiedene Näherungsformen der Bewegungsgleichungen ableiten, indem man unterschiedliche Terme mit Hilfe von $\mathbf{v}_g$ approximiert. Auf diese Weise lassen sich teilweise beachtliche Vereinfachungen erzielen. Allerdings muss bei Approximationen des aktuellen Windfelds durch den geostrophischen Wind mit großer Sorgfalt vorgegangen werden, um durch die vorgenommenen Näherungen nicht wichtige, aus ageostrophischen Bewegungen resultierende Effekte in den Gleichungen zu verlieren. Dieser Umstand wird sehr deutlich in der *quasigeostrophischen Theorie*, die zu einem späteren Zeitpunkt eingehend diskutiert wird (s. Kap. 6).

Setzt man (4.8) in (3.36) oder (3.38) ein, dann lautet die horizontale Bewegungsgleichung

$$\boxed{\frac{d\mathbf{v}_h}{dt} = -f\mathbf{k} \times (\mathbf{v}_h - \mathbf{v}_g) = -f\mathbf{k} \times \mathbf{v}_{ag}} \tag{4.22}$$

Für diese Gleichung lassen sich unterschiedliche Approximationsformen ableiten. Hierbei muss beachtet werden, dass in der Euler'schen Ableitung von $\mathbf{v}_h$ der Advektionsterm gegeben ist durch $\mathbf{v}\cdot\nabla\mathbf{v}_h$. Somit hat man mehrere Möglichkeiten, $\mathbf{v}_g$ in (4.22) einzuführen. Die stärkste Approximation der Gleichung erhält man, wenn man überall $\mathbf{v}_h$ durch $\mathbf{v}_g$ ersetzt, was gleichbedeutend damit ist, dass ageostrophische Bewegungen ignoriert werden. In dem Fall ist der horizontale Wind beschleunigungsfrei, und die Atmosphäre befindet sich im geostrophischen Gleichgewicht. Da in dieser Situation keine Entwicklungsprozesse mehr stattfinden, stellt die Approximation sicherlich eine sehr unrealistische und damit auch wenig brauchbare Näherung der Bewegungsgleichung dar.

Deutlich geringere Eingriffe in die Bewegungsgleichung erhält man, wenn man den ageostrophischen Term auf der rechten Seite von (4.22) beibehält und gleichzeitig den auf der linken Seite der Gleichung stehenden Beschleunigungsterm durch Näherungsformen ersetzt. Approximiert man alle in $d\mathbf{v}_h/dt$ vorkommenden Windgeschwindigkeiten durch $\mathbf{v}_g$, dann erhält man die sogenannte *quasigeostrophische Form der Bewegungsgleichung*

$$\boxed{\frac{d_g\mathbf{v}_g}{dt} \approx -f\mathbf{k} \times \mathbf{v}_{ag}} \tag{4.23}$$

Hier wurde die *geostrophische Form der Euler'schen Ableitung*

$$\boxed{\frac{d_g}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}_g \cdot \nabla} \tag{4.24}$$

eingeführt. Bemerkenswert an der Näherungsform (4.23) ist die Tatsache, dass alle Vertikalbewegungen, die ja ebenfalls einen ageostrophischen Bestandteil von $\mathbf{v}$ darstellen, in der Bewegungsgleichung außer Acht gelassen werden. Das bedeutet jedoch nicht, dass in der quasigeostrophischen Theorie grundsätzlich keine Vertikalbewegungen mehr stattfinden. Wäre das der Fall, dann gäbe es kaum Möglichkeiten, mit Hilfe dieser Theorie Entwicklungsprozesse, wie beispielsweise die Zyklogenese und Antizyklogenese, realistisch zu beschreiben. In Kap. 6 wird eingehend erörtert, wie es in der quasigeostrophischen Theorie gelingt, durch Einführung von $\mathbf{v}_g$ anstelle des wahren Winds $\mathbf{v}$ dennoch Vertikalbewegungen im System zu berücksichtigen,

Ersetzt man schließlich in der Bewegungsgleichung (4.22) die Beschleunigung des horizontalen durch die des geostrophischen Winds, dann erhält man die sogenannte *geostrophische Bewegungsgleichung* (Hoskins 1975)

$$\boxed{\frac{d\mathbf{v}_g}{dt} \approx -f\mathbf{k} \times \mathbf{v}_{ag}} \tag{4.25}$$

Diese Form der Bewegungsgleichung bildet die Grundlage der sogenannten *semigeostrophischen Theorie*. Sie ist vor allem zur Beschreibung frontogenetischer Prozesse geeignet, da die in (4.25) berücksichtigten ageostrophischen Advektionsanteile hierbei eine wichtige Rolle spielen (s. Abschn. 12.4).

Im Folgenden wird die Wirkungsweise des ageostrophischen Winds in (4.22) und (4.25) näher erörtert. Eine Diskussion von (4.23) erfolgt im nächsten Abschnitt. Aus (4.22) kann man sehen, dass individuelle Änderungen des horizontalen Winds, die ein Luftteilchen in der Strömung erfährt, mit ageostrophischen Partikelbewegungen verbunden sind. Hierbei wirkt die aus der Summe von Druckgradient- und Corioliskraft resultierende Kraft $\mathbf{F}_{ag} = -f\mathbf{k} \times \mathbf{v}_{ag}$ immer in der Art, dass geostrophisches Gleichgewicht erreicht werden soll, d. h. $\mathbf{v}_h \to \mathbf{v}_g$. Um dies zu verdeutlichen, ist es hilfreich, $\mathbf{F}_{ag}$ in eine parallel und eine senkrecht zu $\mathbf{v}_g$ gerichtete Komponente zu zerlegen. In Abb. 4.10 sind diese beiden Komponenten für unterschiedliche Richtungen und Stärken des Horizontalwinds in Bezug auf den geostrophischen Wind dargestellt.

Beispielhaft werde die in Abb. 4.10a dargestellte Situation als anfängliche Strömungskonfiguration gewählt, d. h. zunächst weht ein zum tiefen Druck hin gerichteter supergeostrophischer Wind. Gemäß (4.22)

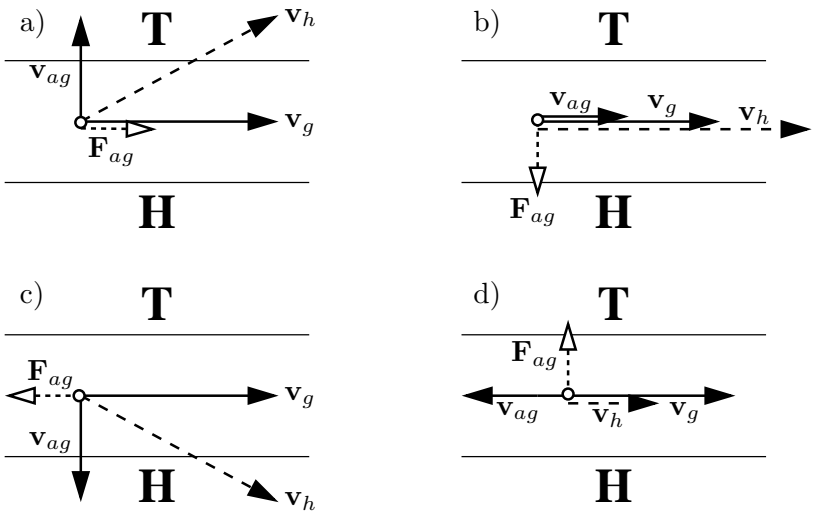


Abb. 4.10. Horizontalwind $\mathbf{v}_h$, geostrophischer Wind $\mathbf{v}_g$, ageostrophische Windkomponente $\mathbf{v}_{ag}$ und resultierende Kraft $\mathbf{F}_{ag}$

wirkt $\mathbf{F}_{ag}$ derart, dass $\mathbf{v}_h$ betragsmäßig zunimmt und nach rechts dreht. Hierdurch ergibt sich nach einer gewissen Zeit Richtungsgleichheit von $\mathbf{v}_h$ und $\mathbf{v}_g$ (Abb. 4.10b). Da $\mathbf{v}_h$ jedoch immer noch supergeostrophisch ist, wird der Wind durch die Corioliskraft weiter nach rechts abgelenkt und es entsteht die in Abb. 4.10c dargestellte Situation. Jetzt erfährt $\mathbf{v}_h$ durch $\mathbf{F}_{ag}$ eine negative Beschleunigung, d. h. die Windstärke nimmt ab und dadurch auch die *Coriolisablenkung*, so dass der Wind allmählich in die Richtung des geostrophischen Winds zurückdreht, bis am Ende $\mathbf{v}_h = \mathbf{v}_g$, d. h. $\mathbf{F}_{ag} = 0$.

Aus (4.25) lässt sich schließen, dass in einem Strömungsfeld, in dem sich ein Luftpartikel parallel zum geostrophischen Wind und mit supergeostrophischer Geschwindigkeit bewegt, der geostrophische Wind in Strömungsrichtung gesehen immer nach rechts dreht (Abb. 4.10b). Hieraus folgt, dass in Hochdruckgebieten ein *supergeostrophischer Wind* wehen muss. Umgekehrtes gilt in Tiefdruckgebieten, wo der geostrophische Wind immer nach links dreht, so dass dort der horizontale Wind *subgeostrophisch* ist (Abb. 4.10d). Dieses Strömungsverhalten wird bei der in Abschn. 4.7 erfolgenden Untersuchung von Trajektorien und Stromlinien noch einmal deutlich.

Schließlich kann man aus (4.25) noch sehen, dass ein Luftpartikel, welches in einem Strömungsfeld eine individuelle zeitliche Zunahme des geostrophischen Winds ohne Richtungsänderung erfährt, eine zum tiefen Druck hin gerichtete ageostrophische Windkomponente besitzt (Abb. 4.10a). Bei einer zeitlichen Abnahme von $\mathbf{v}_g$ hingegen zeigt $\mathbf{v}_{ag}$ zum hohen Druck (Abb. 4.10c). Typische, später noch eingehend

diskutierte Beispiele hierfür sind die Strömungsverhältnisse am Ein- und Ausgang von sogenannten *Jetstreaks*.[3]

4.6.2 Der ageostrophische Wind bei horizontaler Bewegung

In diesem Abschnitt wird die sich aus (4.23) ergebende Wirkungsweise unterschiedlicher Anteile des ageostrophischen Winds näher untersucht. Zunächst wird der Einfluss von Vertikalbewegungen auf $\mathbf{v}_{ag}$ außer Acht gelassen. Zur Elimination der Breitenabhängigkeit des Coriolisparameters im geostrophischen Wind definiert man

$$\mathbf{v}_{g,0} = \frac{f}{f_0}\mathbf{v}_g \implies \mathbf{v}_g \approx \left(2 - \frac{f}{f_0}\right)\mathbf{v}_{g,0} \tag{4.26}$$

mit $f_0 = const$ und $f_0/f \approx 2 - f/f_0$. Ersetzt man in (4.23) f durch f_0, dann ergibt sich folgende Beziehung für $\mathbf{v}_h$ als Funktion von $\mathbf{v}_{g,0}$

$$\boxed{\mathbf{v}_h = \left(2 - \frac{f}{f_0}\right)\mathbf{v}_{g,0} + \frac{1}{f_0}\mathbf{k} \times \frac{d_{g,0}\mathbf{v}_{g,0}}{dt}} \tag{4.27}$$

Diese Näherung des horizontalen Winds als Funktion des geostrophischen Winds wurde von Philipps (1939) abgeleitet und wird deshalb als *Philipps'scher Wind* bezeichnet.

Der zweite Term auf der rechten Seite von (4.27) lässt sich weiter umformen. Ohne hier auf die Details einzugehen, wird das Endergebnis angegeben, das sich für den ageostrophischen Wind ergibt[4]

$$\boxed{\begin{aligned}&\mathbf{v}_{ag} = \mathbf{v}_h - \mathbf{v}_{g,0} = \mathbf{v}_{ag}(1) + \mathbf{v}_{ag}(2) + \mathbf{v}_{ag}(3) + \mathbf{v}_{ag}(4)\\ &\text{mit}\\ &\mathbf{v}_{ag}(1) = \left(1 - \frac{f}{f_0}\right)\mathbf{v}_{g,0}, \qquad \mathbf{v}_{ag}(2) = -\frac{1}{f_0^2}\nabla_h\frac{\partial\phi}{\partial t}\\ &\mathbf{v}_{ag}(3) = \frac{1}{2f_0^3}\mathbf{k} \times \nabla_h(\nabla_h\phi)^2, \qquad \mathbf{v}_{ag}(4) = -\frac{1}{f_0^2}\mathbf{v}_{g,0}\nabla_h^2\phi\end{aligned}} \tag{4.28}$$

Hieraus ist zu erkennen, dass $\mathbf{v}_{ag}$ aus vier Bestandteilen besteht, deren Wirkungsweise jetzt näher erläutert wird.[5]

---

[3] Was hierunter zu verstehen ist, wird in Abschn. 8.3 näher erläutert.

[4] Eine eingehende Ableitung dieser Beziehung ist in der Originalarbeit von Philipps sowie in Zdunkowski und Bott (2003) zu finden.

[5] Der Einfachheit wurde in (4.28) und den weiteren Gleichungen dieses Abschnitts der Index '$_p$' am horizontalen Nablaoperator weggelassen, d. h. $\nabla_h\phi = \nabla_{h,p}\phi$.

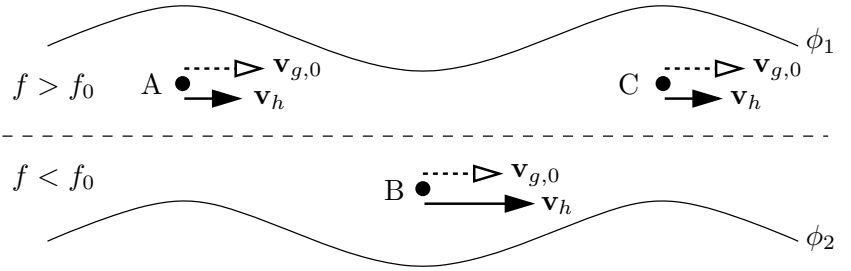


Abb. 4.11. Zur Erklärung des Breiteneffekts, Term $\mathbf{v}_{ag}(1)$ aus Gleichung (4.28)

1) Der Breiteneffekt
Der erste Term $\mathbf{v}_{ag}(1)$ von (4.28) beschreibt den sogenannten Breiteneffekt. Abbildung 4.11 veranschaulicht die Wirkung dieses Terms. Wenn an der gestrichelten Linie $f = f_0$ ist, dann bewirkt an den Punkten A und C der ageostrophische Windanteil $\mathbf{v}_{ag}(1)$ eine Verringerung von $\mathbf{v}_h$ gegenüber $\mathbf{v}_{g,0}$, während am Punkt B das Umgekehrte der Fall ist. Auf diese Weise versucht sich ein Luftpartikel bei meridionaler Auslenkung dem geostrophischen Wind anzupassen, wenn dieser sich lediglich durch die Breitenvariation des Coriolisparameters ändert, d. h. $f = f(y)$ und $\nabla_h \phi = const$ in (4.8).

2) Der Drucktendenzeffekt
Die Wirkung des Drucktendenzeffekts, ausgedrückt durch $\mathbf{v}_{ag}(2)$, wird in Abb. 4.12 erläutert. Dargestellt sind Linien konstanter lokaler zeitlicher Änderung der Isohypsen. Die entsprechenden Isolinien $\partial p/\partial t = const$ werden als *Isallobaren* bezeichnet. In einer Region mit fallendem Luftdruck (Abb. 4.12a) zeigt der Gradient $\nabla_h(\partial\phi/\partial t)$ vom Zentrum des Druckfallgebiets nach außen. In dieser Situation ist der Term $\mathbf{v}_{ag}(2)$, der auch als *isallobarischer Wind* bezeichnet wird, gemäß (4.28) zum Zentrum hin gerichtet. Für das Bodendruckfeld bedeutet das, dass der mit $\mathbf{v}_{ag}$ verbundene Massetransport ins Zentrum des sich verstärkenden Tiefs hinein aus Kontinuitätsgründen zu aufsteigenden Luftbewegungen führt, was mit Wolken- und Niederschlagsbildung einhergeht. Abbildung 4.12b zeigt den umgekehrten Fall eines Gebiets mit steigendem Luftdruck, in dem es zu Absinkbewegungen und damit zu Wolkenauflösungen kommt.

Der isallobarische Wind lässt sich auch leicht aus Abb. 4.10a erkennen, wenn man in (4.25) annimmt, dass die Euler'sche Ableitung von $\mathbf{v}_g$ lediglich durch $\partial\mathbf{v}_g/\partial t$ gegeben ist. In diesem Fall führt eine Erhöhung des Druckgradienten am festen Ort zu einer Verstärkung von $\mathbf{v}_g$, was gemäß Abb. 4.10a mit einem zum tiefen Druck hin gerichteten ageostrophischen Wind einhergeht. Der isallobarische Wind spielt bei der Verlagerung von Fronten eine große Rolle, da, wie später

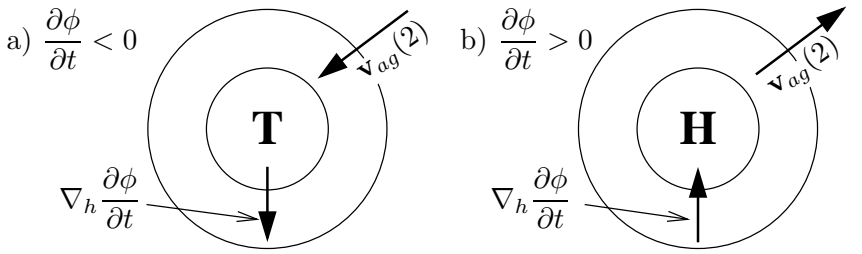


Abb. 4.12. Zur Erklärung des Drucktendenzeffekts, Term $\mathbf{v}_{ag}(2)$ aus Gleichung (4.28)

gezeigt wird, deren Verlagerungsgeschwindigkeit durch den isallobarischen Wind gegeben ist.

3) Der Konfluenz- und Diffluenzeffekt
Der Konfluenz- und Diffluenzeffekt, Term $\mathbf{v}_{ag}(3)$ in (4.28), wird mit Hilfe von Abb. 4.13 verdeutlicht. Ein sich zunächst im geostrophischen Gleichgewicht bewegendes Luftpartikel wird, wenn es in eine *Konfluenzzone*, d. h. eine Zone mit zusammenlaufenden Isohypsen (Isobaren), gerät, eine stärkere Druckgradientkraft erfahren und somit zum tiefen Druck hin beschleunigt (s. Punkt A in Abb. 4.13). Unter der Annahme, dass sich das Partikel am Punkt B wieder im geostrophischen Gleichgwicht befindet, wird es bei Erreichen des *Diffluenzgebiets* am Punkt C wieder nach rechts abgelenkt, da an dieser Stelle der Druckgradient wieder niedriger ist, so dass die Corioliskraft überwiegt. Zusammenfassend lässt sich sagen: Im Konfluenzgebiet ist die ageostrophische Windkomponente zum tiefen und im Diffluenzgebiet zum hohen Druck hin gerichtet. Demnach entspricht die in Abb. 4.10a dargestellte Situation der Strömung im Konfluenzgebiet, während Abb. 4.10c die Verhältnisse im Diffluenzgebiet wiedergibt.

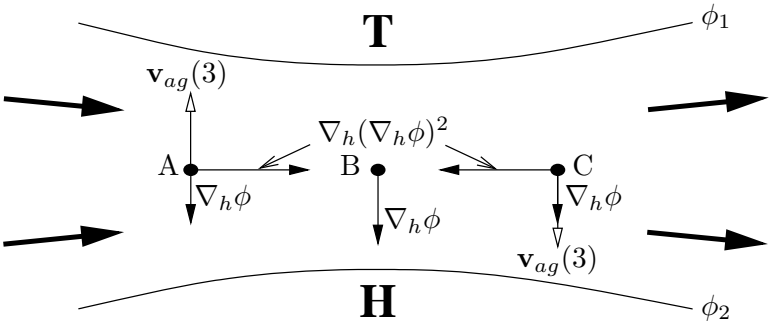


Abb. 4.13. Zur Erklärung des Konfluenz- und Diffluenzeffekts, Term $\mathbf{v}_{ag}$ (3) aus Gleichung (4.28)

Der Konfluenz- und Diffluenzeffekt spielt eine große Rolle bei der Zyklogenese. Im Bereich eines Jetstreaks wird im Konfluenzgebiet aufgrund der ageostrophischen Masseflüsse Hebung auf der antizyklonalen Seite der Frontalzone erzwungen. Ähnliches gilt für die zyklonale Seite des Diffluenzgebiets. Diese Bereiche sind somit bevorzugte Orte für Zyklogenese. Die näheren Zusammenhänge werden in Abschn. 11.1 noch eingehend erörtert.

4) Der Krümmungseffekt
Der vierte Term $\mathbf{v}_{ag}(4)$ aus (4.28) schließlich beschreibt den sogenannten Krümmungseffekt und ist in Abb. 4.14 graphisch dargestellt. Da $\nabla_h^2\phi$ negativ im Hoch und positiv im Tief ist, ist leicht einzusehen, dass $\mathbf{v}_h > \mathbf{v}_{g,0}$ an den Punkten A und C, während $\mathbf{v}_h < \mathbf{v}_{g,0}$ am Punkt B, wenn man gleichzeitig annimmt, dass an den Wendepunkten der Isohypsen der Horizontalwind geostrophisch ist. Dieses Verhalten steht im Einklang damit, dass der *Gradientwind* bei zyklonaler Strömung subgeostrophisch und bei antizyklonaler Strömung supergeostrophisch ist (vgl. Abschn. 4.3).

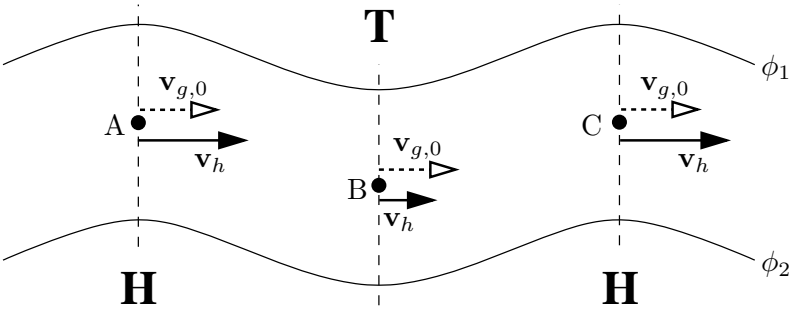


Abb. 4.14. Zur Erklärung des Krümmungseffekts, Term $\mathbf{v}_{ag}(4)$ aus Gleichung (4.28)

Ein Vergleich von Krümmungs- und Breiteneffekt zeigt, dass die beiden daraus resultierenden ageostrophischen Windanteile sich gegenseitig kompensieren. Welcher der beiden Effekte überwiegt, hängt von der Wellenlänge und Amplitude der betrachteten Welle ab. Je kürzer die Wellenlänge ist, umso stärker wirkt der Krümmungseffekt. Da hierbei auf der Trogvorderseite zwischen B und C der Horizontalwind beschleunigt wird, entsteht horizontale Divergenz in der Höhenströmung. Das führt zu einem Hebungsantrieb an der Trogvorderseite. An der Trogrückseite ist aufgrund der horizontalen Konvergenz zwischen A und B mit Absinkbewegungen zu rechnen.

4.6.3 Der Einfluss der Vertikalbewegung auf $\mathbf{v}_{ag}$

Berücksichtigt man nur vertikale Windbewegungen, dann erhält man aus der Entwicklung der individuellen zeitlichen Änderung von $\mathbf{v}_g$ in (4.25) zusammen mit der thermischen Windgleichung (4.21)

$$\mathbf{v}_{ag} = \frac{w}{f}\mathbf{k} \times \frac{\partial \mathbf{v}_g}{\partial z} = -\frac{wg}{f^2 T_v}\nabla_h T_v \tag{4.29}$$

Bei Rechtsdrehung des geostrophischen Winds mit der Höhe, d. h. bei Warmluftadvektion, zeigt der ageostrophische Wind in die Richtung des geostrophischen Winds, falls Hebung stattfindet ($w > 0$). In diesem Fall ist der wahre Wind somit supergeostrophisch. Bei Absinkbewegung ist hingegen mit $w < 0$ der wahre Wind subgeostrophisch. Analoge Verhältnisse stellen sich bei Kaltluftadvektion, d. h. bei Linksdrehung des geostrophischen Winds mit der Höhe, ein. Bei einem thermischen Wind in Richtung von $\mathbf{v}_g$ führt die ageostrophische Windkomponente lediglich zu einer seitlichen Auslenkung.

Aus (4.29) ist leicht zu sehen, dass bei Hebung $\mathbf{v}_{ag}$ immer vom Warmluft- zum Kaltluftgebiet gerichtet ist und umgekehrt bei Absinkbewegungen. Durch diese Geschwindigkeits- und Richtungsänderungen versucht sich das vertikal bewegte Partikel an seinem neuen Ort der dort vorliegenden geostrophischen Situation anzupassen. Abbildung 4.15 veranschaulicht die entsprechenden Fälle. Analog zu Abb. 4.10 ist hier die Kraft $\mathbf{F}_{ag}$ eingezeichnet. Diese bewirkt wegen (4.25) eine Drehung der Geschwindigkeit des vertikal verschobenen Luftpakets in Richtung der neuen geostrophischen Gleichgewichtslage. Beispiel: Es liege die in Abb. 4.15c dargestellte Situation vor, d. h. Warmluftadvektion, bei der $\mathbf{v}_g$ mit der Höhe nach rechts dreht. Aufgrund von (4.29) verläuft bei Hebungsbewegungen $\mathbf{v}_{ag}$ parallel zum geostrophischen Wind vom warmen zum kalten Gebiet, so dass $\mathbf{F}_{ag}$ zum hohen Druck hin gerichtet ist und das aufsteigende Luftpartikel ebenfalls eine Rechtsdrehung erfährt.

4.7 Trajektorien und Stromlinien

Die räumliche Bahnkurve, entlang der sich ein Luftpartikel mit der Geschwindigkeit $\mathbf{v}$ bewegt, wird als dessen *Trajektorie* bezeichnet. Diese lässt sich somit durch zeitliche Integration der Partikelgeschwindigkeit bestimmen. Im Folgenden werden nur horizontale Bewegungen betrachtet. Dann ergibt sich im kartesischen bzw. natürlichen Koor-

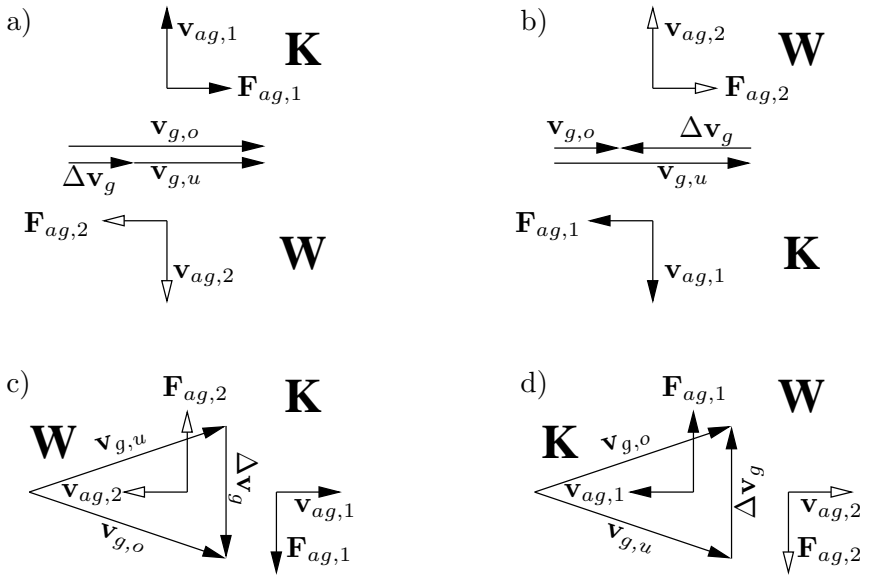


Abb. 4.15. Einfluss der Vertikalbewegungen auf die ageostrophische Windkomponente. $\mathbf{v}_{ag,1} = \mathbf{v}_{ag}(w > 0)$, $\mathbf{v}_{ag,2} = \mathbf{v}_{ag}(w < 0)$

dinatensystem

$$\begin{aligned} &(a) \quad \text{Kartesische Koordinaten:} && \frac{dx}{dt} = u(x,y,t), \quad \frac{dy}{dt} = v(x,y,t) \\ &(b) \quad \text{Natürliche Koordinaten:} && \frac{ds}{dt} = V(s,t) \end{aligned} \tag{4.30}$$

Im Gegensatz zur Trajektorie beschreibt die *Stromlinie* den momentanen Zustand eines Strömungsfelds. Zu einem gegebenen Zeitpunkt t_0 verläuft die Stromlinie an jedem Punkt tangential zum dort vorliegenden Windvektor. Bei der Stromlinie ist demnach der Zusammenhang $y = y(x)$ bei fester Zeit t_0 gesucht. Sind die horizontalen Geschwindigkeitskomponenten bekannt, dann lautet die Gleichung der Stromlinie

$$\frac{dy}{dx} = \frac{v(x,y,t_0)}{u(x,y,t_0)} \tag{4.31}$$

In Abschn. 3.4 wurde der Winkel χ eingeführt, der die Richtungsänderung des Partikels entlang seiner Trajektorie darstellt (s. Abb. 3.5). Die individuelle zeitliche Änderung von χ ist gegeben durch

$$\frac{d\chi}{dt} = \frac{d\chi}{ds}\frac{ds}{dt} = K_t V \tag{4.32}$$

wobei K_t die *Trajektorienkrümmung* ist (s. (3.13)). Andererseits erhält man aus der Euler'schen Ableitung

$$\begin{aligned} &(a) \quad \text{Kartesische Koordinaten:} && \frac{d\chi}{dt} = \frac{\partial \chi}{\partial t} + \mathbf{v}_h \cdot \nabla_h \chi \\ &(b) \quad \text{Natürliche Koordinaten:} && \frac{d\chi}{dt} = \frac{\partial \chi}{\partial t} + V \frac{\partial \chi}{\partial s} \end{aligned} \tag{4.33}$$

Die im natürlichen Koordinatensystem auftauchende partielle räumliche Ableitung von χ nach s beschreibt die *Stromlinienkrümmung*. Insgesamt gilt

$$\boxed{K_t = \frac{d\chi}{ds}, \qquad K_s = \frac{\partial \chi}{\partial s}} \tag{4.34}$$

Einsetzen von (4.32) und (4.34) in (4.33b) liefert die bekannte *Blaton-Gleichung*

$$\boxed{\frac{\partial \chi}{\partial t} = V(K_t - K_s)} \tag{4.35}$$

Hieraus sieht man, dass die Trajektorienkrümmung im Allgemeinen nicht mit der Stromlinienkrümmung übereinstimmt. Das ist lediglich in einem stationären Strömungsfeld der Fall, d. h. wenn $\partial\chi/\partial t = 0$.

Mit Hilfe der Blaton-Gleichung kann das Verhältnis zwischen Trajektorien und Stromlinien wandernder Drucksysteme analysiert werden. Zunächst werden nur Systeme mit geschlossenen Isobaren betrachtet, wie sie im Bodendruckfeld vorkommen. Das Druckfeld bewege sich mit der Geschwindigkeit $\mathbf{c} = c\mathbf{i}$, wobei sich die Form des Druckgebildes nicht ändern möge, d. h. $d\chi/dt = 0$. Aus (4.33a) ergibt sich dann

$$\frac{\partial \chi}{\partial t} = -\mathbf{c} \cdot \nabla_h \chi = -c \cos\gamma \frac{\partial \chi}{\partial s} \tag{4.36}$$

Hierbei stellt γ den Winkel zwischen den Stromlinien und der Zugbahn des Druckgebildes dar. Einsetzen von (4.35) liefert eine Beziehung zwischen der Trajektorien- und der Stromlinienkrümmung, die im Fall einer Gleichgewichtsströmung, bei der der Wind isobarenparallel weht, mit der *Isobarenkrümmung* K_i übereinstimmt

$$K_t = \left(1 - \frac{c}{V} \cos\gamma\right) K_i \tag{4.37}$$

Aus dieser Gleichung wird ersichtlich, dass das Verhältnis zwischen K_t und K_i von V und c bestimmt wird.

Zwei Fälle werden unterschieden:
i) $V > c$: In dieser Situation haben K_t und K_i immer das gleiche Vorzeichen. Allerdings ist $|K_t| > |K_i|$ für $\cos\gamma < 0$. Das ist bei Zyklonen

(Antizyklonen) links (rechts) des Wegs der Fall. Umgekehrtes gilt für $|K_t| < |K_i|$ bei $\cos\gamma > 0$. Entlang der Zugbahn von Druckgebilden sind die beiden Krümmungen gleich groß, da hier $\cos\gamma = 0$.
ii) $V < c$: In diesem Fall existiert ein Sektor, in dem $\cos\gamma > V/c$ wird, d. h. die Krümmungen besitzen unterschiedliche Vorzeichen. Bei Zyklonen bzw. Antizyklonen liegt der Sektor rechts bzw. links des Wegs bezüglich der Zugbahn.

Abbildung 4.16 zeigt graphisch die verschiedenen Möglichkeiten, wie sich in wandernden Zyklonen und Antizyklonen die Werte der Krümmungen zueinander verhalten. Die daraus resultierenden Trajektorien einzelner Luftpartikel sind qualitativ mit gestrichelten Linien eingezeichnet. Im Gradientwindgleichgewicht sind links vom Zentrum eines Tiefdruckgebiets, d. h. dort, wo K_t am größten ist, die Winde am stärksten subgeostrophisch. Das sieht man unmittelbar aus (4.13) mit $K_t = 1/R_t$. Rechts des Tiefdruckzentrums sind die Winde am wenigsten subgeostrophisch. Für $c > V$ werden sie sogar dort, wo die Trajektorien antizyklonal verlaufen, supergeostrophisch.

Für Hochdruckgebiete gilt das Umgekehrte. Rechts der Zugbahn sind die Winde am stärksten supergeostrophisch, links der Zugbahn am wenigsten, für $c > V$ können sie auch subgeostrophisch werden. Zusätzlich muss beachtet werden, dass bei Gradientwindgleichgewicht aufgrund der *Grenzhochbedingung* (4.15) die Krümmung im Hochdruckgebiet gewisse Absolutwerte nicht überschreiten darf.

In der Höhenströmung liegen im Gegensatz zum Bodenfeld normalerweise keine geschlossenen Isohypsen vor. Vielmehr handelt es sich hier um wellenförmige Stromlinien, deren Verlagerungsgeschwindigkeit immer kleiner als die Windgeschwindigkeit ist. Aus diesem Grund haben K_t und K_i immer gleiches Vorzeichen (s. (4.37)). Bei Gradientwindgleichgewicht sind die Winde im Trogbereich subgeostrophisch und im Rückenbereich supergeostrophisch, wobei jedoch die Trajektorienkrümmungen entlang der Trog- und Rückenachsen betragsmäßig geringer sind als die Stromlinienkrümmungen (s. Abb. 4.16 oben). An den Wendepunkten der Stromlinien sind auch die Trajektorienkrümmungen null, so dass dort mit geostrophischen Winden gerechnet werden kann.

Für die Rücken gilt nach wie vor die Grenzhochbedingung. Überschreitet der Krümmungsradius eines Rückens den kritischen Wert gemäß (4.15), dann kann ein Partikel nicht mehr den Stromlinien folgen, sondern schießt über den Rücken hinaus. Auf diese Weise können größere Umstellungen im Strömungs- und Druckfeld eingeleitet werden.

Innerhalb der Höhenströmung stimmen die Amplituden und Wellenlängen der Trajektorien nicht mehr mit denen der Stromlinien überein. Um dies zu verdeutlichen, werden in Anlehnung an Petterssen (1956) sinusförmige Stromlinien angenommen, die man erhält, wenn man ei-

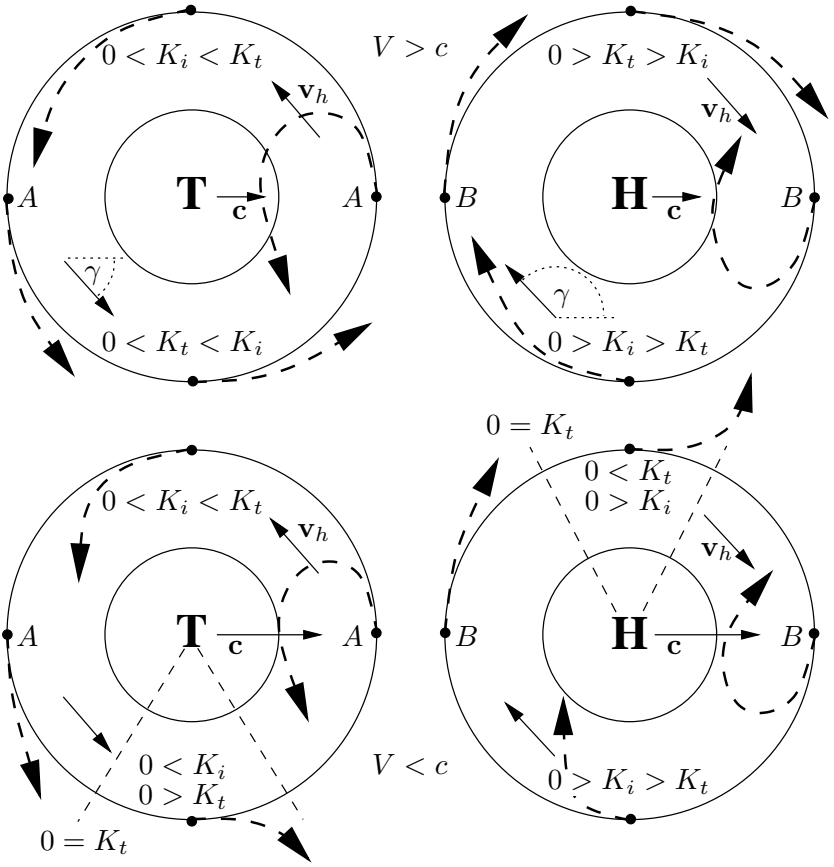


Abb. 4.16. Vergleich von Isobaren- und Trajektorienkrümmung. Gestrichelte Linien geben die Trajektorien einzelner Luftpartikel wieder. A: $0 < K_t = K_i$, B: $0 > K_t = K_i$. Nach Petterssen (1956)

nem konstanten zonalen Grundstrom u eine kosinusförmige meridionale Geschwindigkeitskomponente v überlagert

$$u = U = const, \qquad v = v_0 \cos\left[\frac{2\pi}{L_s}(x - ct)\right] \tag{4.38}$$

Hierbei sei c die Phasengeschwindigkeit der Welle mit $c < U$. Eine beliebige Stromlinie ist dann darstellbar als

$$\frac{dy}{dx} = \frac{v}{U} = \frac{v_0}{U} \cos\left[\frac{2\pi}{L_s}(x - ct)\right] \tag{4.39}$$

Mit konstanten Werten von v_0, U, c lässt sich diese Gleichung über x integrieren zu

$$y = y_0 + \frac{v_0}{U}\frac{L_s}{2\pi}\sin\left[\frac{2\pi}{L_s}(x - ct)\right] \tag{4.40}$$

Für $y_0 = 0$ schwingt die Stromlinie um die x-Achse (s. Abb. 4.17).

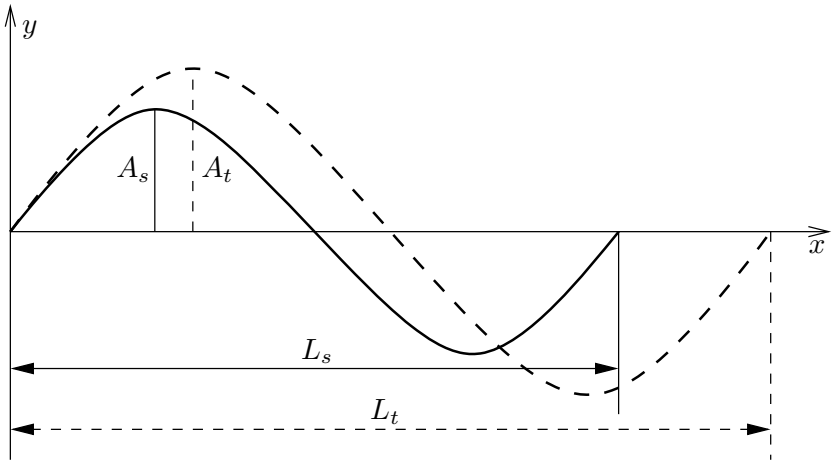


Abb. 4.17. Wandernde Stromlinie (durchgezogen) und zugehörige Trajektorie (gestrichelt)

Die vom Ursprung $(x_0, y_0) = (0, 0)$ ausgehende Trajektorie ergibt sich durch Integration der Geschwindigkeitskomponenten in (4.38) über die Zeit t zu

$$x = Ut, \qquad y = \frac{v_0 L_s}{2\pi(U - c)}\sin\left[\frac{2\pi}{L_s}\left(1 - \frac{c}{U}\right)x\right] \tag{4.41}$$

Hieraus sieht man, dass auch die Trajektorie sinusförmig verläuft, allerdings besitzt sie eine andere Wellenlänge und Amplitude als die Stromlinie. Aus (4.40) und (4.41) ergibt sich für das Verhältnis beider Amplituden bzw. Wellenlängen

$$\boxed{\frac{A_t}{A_s} = \frac{L_t}{L_s} = \frac{U}{U - c}} \tag{4.42}$$

Somit sind bei einer *progressiv fortschreitenden Welle* mit $U > c > 0$ die Amplitude und Wellenlänge der Trajektorie größer als die der Stromlinie und umgekehrt bei einer *retrograden Welle* mit $U > 0 > c$.

Bei *stationären Wellen* ($c = 0$) sind, wie bereits erwähnt, Trajektorien und Stromlinien identisch. Die in Abb. 4.17 schematisch wiedergegebene Situation gilt für progressive Wellen.

Die hier dargestellten Sachverhalte lassen sich sehr gut bei der Untersuchung von *Jetstreams* wiederfinden. Normalerweise folgt die Achse eines Jetstreams weitgehend dem Verlauf der Isohypsen. Beim näheren Hinsehen stellt man jedoch häufig fest, dass die Krümmung des Jetstreams nicht ganz mit der Isohypsenkrümmung übereinstimmt. Sowohl im zyklonalen als auch im antizyklonalen Bereich ist sie betragsmäßig größer als die der Isohypsen. Wegen der hohen Windgeschwindigkeiten und der vergleichsweise geringen Phasengeschwindigkeit des Jetstreams können die *Isotachen* mit guter Näherung auch als die Trajektorien der Luftpartikel angesehen werden. Somit sind die Amplituden und Wellenlängen der Trajektorien (Isotachen) größer als die der Stromlinien (Isohypsen).

Weiterhin gilt die Grenzhochbedingung, die hier besagt, dass der Jetstream eine gewisse *antizyklonale Krümmung* nicht überschreiten darf. Wird die maximale antizyklonale Krümmung überschritten, kommt es zu einer Unterbrechung und Aufteilung des Starkwindfelds in mehrere Teilbereiche (s. auch Abschn. 8.3). Dagegen kann die *zyklonale Krümmung* im Gleichgewichtsfall beliebig hohe Werte annehmen. Damit ergibt die *Isotachenanalyse* eines Jetstreams, dass im zyklonalen Bereich der Isotachenabstand deutlich geringer sein kann als im antizyklonalen Bereich. Gemäß der Gradientwindbeziehung (4.13) erwartet man im zyklonalen (antizyklonalen) Bereich des Jetstreams schwächere (stärkere) Winde als der geostrophische Wind. Dieses Verhalten wird durch Untersuchungen von Newton und Palmén (1963) bestätigt. Hierbei betrug im zyklonalen Bereich die Windstärke nur etwa die Hälfte des geostrophischen Winds, während sie im antizyklonalen Bereich den 1.7-fachen Wert erreichte.

Bei vielen Anwendungen ist es von Vorteil, ein Koordinatensystem zu benutzen, das sich mit der Phasengeschwindigkeit c der Welle mitbewegt. Für die Stromlinien (Index s) und die Relativstromlinien (Index r) ergibt sich

$$\left(\frac{dy}{dx}\right)_s = \frac{v}{U}, \qquad \left(\frac{dy}{dx}\right)_r = \frac{v}{U-c} \tag{4.43}$$

Kombination beider Gleichungen führt zu

$$\left(\frac{dy}{dx}\right)_r = \frac{U}{U-c}\left(\frac{dy}{dx}\right)_s \tag{4.44}$$

Sind U und c konstant, dann ergibt die Integration über x das Verhältnis der Amplituden von Stromlinien und Relativstromlinien

$$y_r = \frac{U}{U-c} y_s \implies \frac{A_r}{A_s} = \frac{U}{U-c} \tag{4.45}$$

Da sich das Relativsystem mit der Phasengeschwindigkeit der Stromlinien mitbewegt, sind die Wellenlängen in beiden Systemen gleich groß. Abbildung 4.18 zeigt schematisch den Unterschied beider Stromlinien für progressive ($c > 0$) und retrograde ($c < 0$) Systeme.

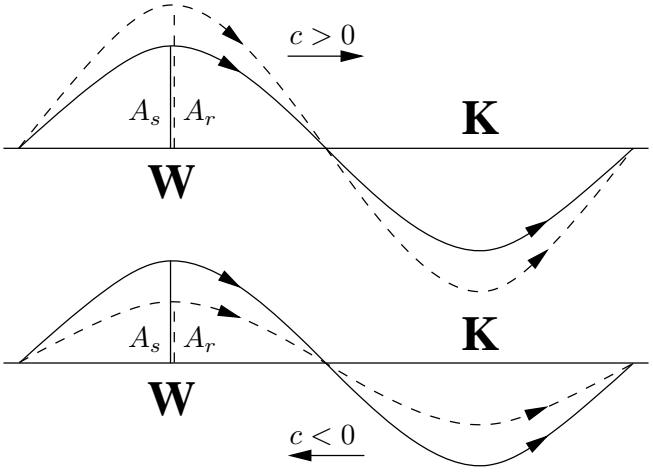


Abb. 4.18. Stromlinien (durchgezogen) und Relativstromlinien (gestrichelt) wandernder Druckgebilde

Unter der Annahme, dass sich die Form der Stromlinien individuell nicht ändert, erhält man im Relativsystem stationäre Bewegungen, d. h. in diesem System stimmen die Trajektorien mit den Stromlinien überein. Somit sind die gestrichelten Linien aus Abb. 4.18 mit den Trajektorien gleichzusetzen. Betrachtet man jetzt horizontale adiabatische Gleichgewichtsbewegungen, d. h. $d\theta/dt = 0$, dann folgt aus der Stationarität im Relativsystem mit $(\partial\theta/\partial t)_r = 0$ insgesamt $\mathbf{v}_r \cdot \nabla_h \theta = 0$. Da in dieser Situation die potentielle Temperatur entlang der Isobaren konstant ist, können diese auch als *Isentropen*, d. h. Linien konstanter potentieller Temperatur, umgeschrieben werden. Damit entsprechen in Abb. 4.18 die gestrichelten Linien den Isentropen oder auch den Isothermen. Hieraus erkennt man, dass bei progressiven Wellen ($c > 0$) der Trog kälter als der Rücken ist. Umgekehrtes gilt bei retrograden Wellen ($c < 0$).

4.8 Die vertikale Neigung von Druckgebilden

Die vertikale Struktur von Druckgebilden wird in starkem Maße von der horizontalen Temperaturverteilung geprägt. Von besonderem Interesse ist die Untersuchung der vertikalen Achsenneigung von Tiefdruckgebieten, da hieraus auf deren weiteres Entwicklungspotential geschlossen werden kann (s. Abschn. 10.5).

Im p-System gilt für das Zentrum eines Tiefdruckgebiets

$$\frac{\partial z}{\partial x} = \frac{\partial z}{\partial y} = 0, \qquad \frac{\partial^2 z}{\partial x^2} > 0, \quad \frac{\partial^2 z}{\partial y^2} > 0 \tag{4.46}$$

Diese Bedingungen sind auch entlang der in x-Richtung geneigten Achse des Tiefs gültig (s. Abb. 4.19), so dass gilt

$$\delta\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right) = 0 \implies \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)\delta x + \frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)\delta p = 0 \tag{4.47}$$

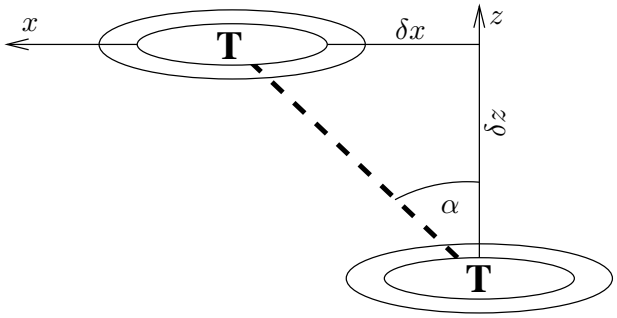


Abb. 4.19. Neigung der vertikalen Achse eines Tiefdruckgebiets

Der Neigungswinkel α der vertikalen Druckachse ist gegeben durch

$$\tan\alpha = \frac{\delta x}{\delta z} = -g\rho\frac{\delta x}{\delta p} = g\rho\frac{\dfrac{\partial}{\partial x}\left(\dfrac{\partial z}{\partial p}\right)}{\dfrac{\partial^2 z}{\partial x^2}} = \frac{1}{\rho}\frac{\dfrac{\partial \rho}{\partial x}}{\dfrac{\partial^2 z}{\partial x^2}} \tag{4.48}$$

wobei von der hydrostatischen Approximation (3.44) Gebrauch gemacht wurde. Aus der idealen Gasgleichung (3.22) folgt

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial \rho}{\partial x} = -\frac{1}{T}\frac{\partial T}{\partial x} \tag{4.49}$$

Setzt man diese Beziehung in (4.48) ein, dann erhält man schließlich

$$\boxed{\tan\alpha = -\frac{1}{T}\frac{\dfrac{\partial T}{\partial x}}{\dfrac{\partial^2 z}{\partial x^2}}} \tag{4.50}$$

Da $\tan\alpha > 0$ und $\partial^2 z/\partial x^2 > 0$, muss auch $-\partial T/\partial x > 0$ sein. Das bedeutet, dass die Temperatur bei der gegebenen Achsenneigung in x-Richtung abnimmt, d. h. die vertikale Achse eines Tiefs ist in die Richtung der kältesten Luft geneigt. Umgekehrt ist in Hochdruckgebieten $\partial^2 z/\partial x^2 < 0$, so dass dort die Achse zur wärmsten Luft hin geneigt ist. Aus (4.50) sieht man weiterhin, dass die Achsenneigung umso größer ist, je stärker die Temperaturabnahme oder je geringer die Krümmung der Isohypsen im Vertikalschnitt ist. Im Fall $\partial T/\partial x = 0$ steht die Achse senkrecht. Diese Situation ergibt sich bei *Barotropie*, oder wenn das Zentrum des Tiefs mit einem Extremwert der Temperatur zusammenfällt.

Die Untersuchung der Achsenneigung von Druckgebilden kann dazu genutzt werden, Aussagen über deren weiteres Entwicklungspotential zu gewinnen. Eine detaillierte Diskussion der Neigung von Trog- und Rückenachsen erfolgt in Abschn. 10.5, der sich mit dem Stabilitätsverhalten barokliner Wellen beschäftigt. Tiefdruckgebiete mit senkrecht verlaufenden Achsen füllen sich in der Regel allmählich auf und verlieren mit der Zeit an Intensität. Die hierbei ablaufenden Vorgänge sind auf Reibungsprozesse in der atmosphärischen Grenzschicht zurückzuführen. Allerdings handelt es sich nicht um einen reinen Massetransport in das Zentrum des Tiefs mit dem ageostrophischen Reibungswind. Wie die Zusammenhänge im Einzelnen aussehen, wird in Abschn. 11.1 eingehend beschrieben.

Intensitätsänderungen von Hoch- und Tiefdruckgebieten mit der Höhe ergeben sich aus der vertikalen Variation der horizontalen Isohypsenneigungen. Man erhält unter Benutzung von (3.46)

$$\frac{\partial}{\partial p}\left(\nabla_h \phi\right) = \nabla_h \left(\frac{\partial \phi}{\partial p}\right) = -\frac{R_0}{p}\nabla_h T \tag{4.51}$$

Somit nimmt die Intensität eines sogenannten *kalten Tiefs* und die eines *warmen Hochs* mit der Höhe zu, da dort $\nabla_h T$ und $\nabla_h \phi$ das gleiche Vorzeichen besitzen. Umgekehrt schwächt sich die Intensität eines *warmen Tiefs* bzw. eines *kalten Hochs* mit der Höhe ab, unter Umständen kann es sogar zu einer Umkehr der Isohypsenkrümmung mit der Höhe kommen. Deshalb spricht man in diesem Zusammenhang auch von *flachen Tiefs* bzw. *flachen Hochs*. In Abb. 4.20 sind die

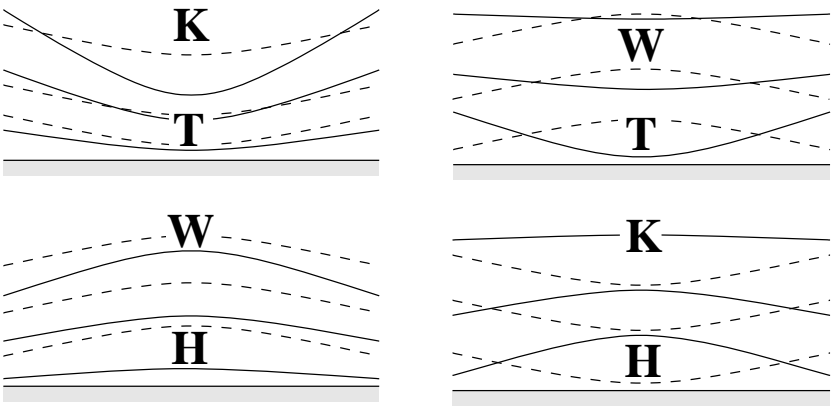


Abb. 4.20. Isohypsen (durchgezogen) und Isothermen (gestrichelt) in einem kalten (oben links) und warmen Tief (oben rechts) bzw. einem warmen (unten links) und kalten Hoch (unten rechts)

verschiedenen Möglichkeiten schematisch wiedergegeben. Schließlich folgt in barotroper Atmosphäre mit $\nabla_h T = 0$, dass die Intensität der Druckgebilde höhenkonstant ist.

Abbildung 4.21 zeigt Beispiele für vertikale Achsenneigungen von Druckgebilden. Im oberen Bild ist die Analysekarte vom 11. 2. 2010 12 UTC mit Isolinien des Geopotentials in 500 hPa (schwarze Linien), dem Bodendruck (weiße Linien) sowie Konturflächen der relativen Topographie 500/1000 hPa dargestellt. Dort sieht man im Bereich A ein Bodentief über Norditalien. Westlich davon befindet sich der mit diesem Tief korrespondierende Höhentrog. Etwas nördlich der Pyrenäen liegt die kalte Luft, passend zur nach Westen gerichteten Achsenneigung des Tiefs. Das erkennt man an den dort vorhandenen niedrigen Werten der relativen Topographie. Über den Britischen Inseln (Bereich B) befindet sich ein Bodenhoch mit einer weitgehend senkrecht stehenden Achse.

Das untere Bild von Abb. 4.21 gibt die entsprechende Analysekarte vom 26. 1. 2010 12 UTC wieder. Über Nordeuropa ist eine langgestreckte Hochdruckbrücke zu sehen, die das *sibirische Kältehoch* mit einem über den Britischen Inseln liegenden Hochdruckgebiet verbindet. Während es sich im Bereich C um ein warmes und deshalb hochreichendes Hochdruckgebiet mit einer nach Südwesten zur warmen Luft hin geneigten Achse handelt, herrscht über Russland überall sehr hoher Luftdruck vor. Dieses winterliche Kältehoch ist jedoch relativ flach. Die daraus resultierende vertikale Änderung der Isohypsenkrümmung ist am Bereich D so stark, dass sie in 500 hPa ihr Vorzeichen geändert hat und dort ein Höhentrog vorliegt.

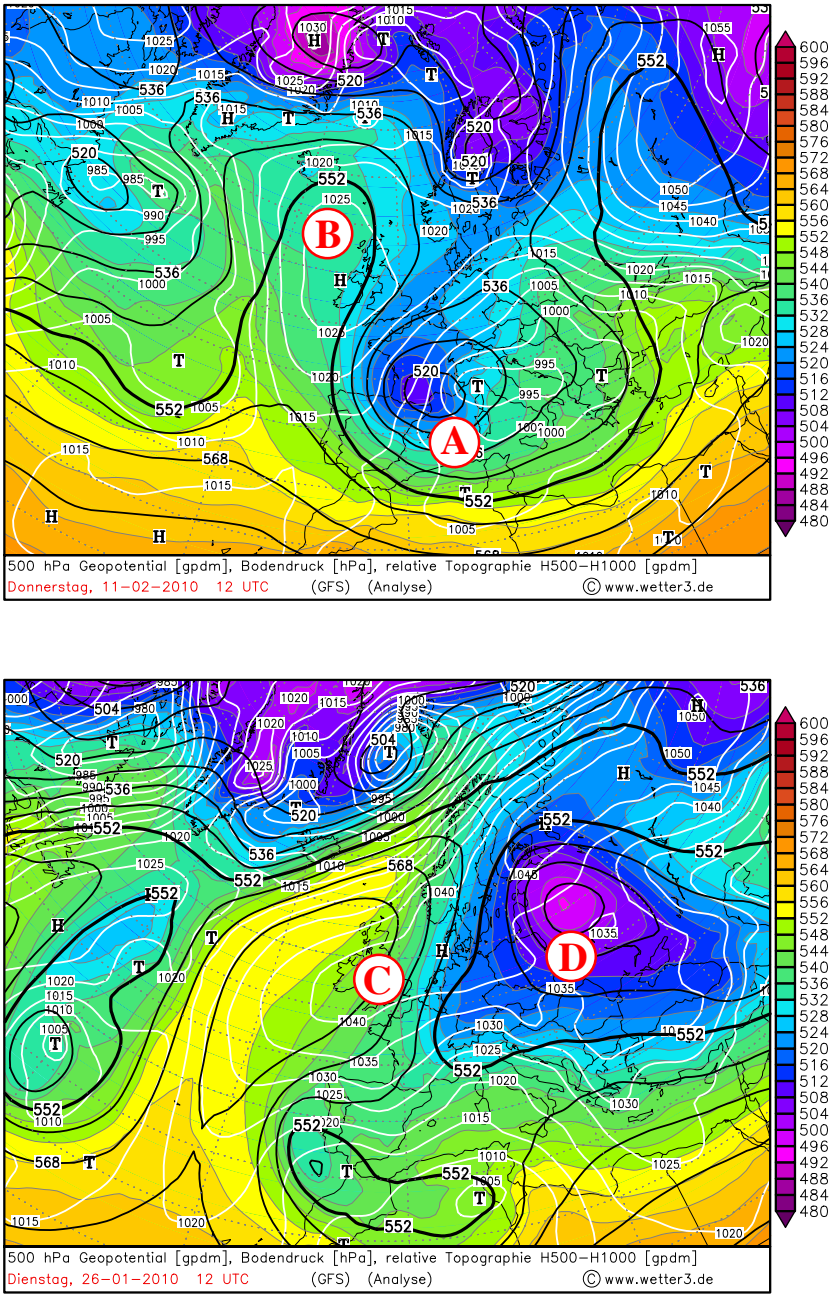


Abb. 4.21. 500 hPa Geopotential, Bodendruck und relative Topographie vom 11. 2. 2010 12 UTC (oben) und 26. 1. 2010 12 UTC (unten)

Kapitel 5
Kinematik horizontaler Strömungen

Unter dem Begriff *Kinematik* versteht man die Lehre der räumlichen Bewegung von Punkten oder Körpern. Im Gegensatz zur Dynamik ist die Ursache der Bewegung, ausgedrückt durch die auf einen Körper wirkenden Kräfte, nicht Gegenstand der Untersuchungen. Von besonderem Interesse ist vielmehr die Charakterisierung der Eigenschaften eines vorliegenden Strömungsfelds. In diesem Kapitel werden einige Grundbegriffe der Kinematik vorgestellt. Da großräumige Bewegungen als quasihorizontal angesehen werden können, beschränkt sich die Diskussion auf horizontale Strömungen. Die hierbei gefundenen Ergebnisse lassen sich jedoch problemlos auf dreidimensionale Strömungsfelder übertragen.

5.1 Die lokale Geschwindigkeitsdyade

Ist das Geschwindigkeitsfeld $\mathbf{v}$ an jedem Punkt P im Raum gegeben, dann kann man auch die räumlichen Änderungen der verschiedenen Geschwindigkeitskomponenten in alle Raumrichtungen bestimmen. Da im Allgemeinen jede der drei Geschwindigkeitskomponenten in alle drei Raumrichtungen variieren kann, existieren insgesamt neun unterschiedliche räumliche Ableitungen, die in der sogenannten *lokalen Geschwindigkeitsdyade* $\nabla\mathbf{v}$ zusammengefasst werden.

Bei Kenntnis von $\nabla\mathbf{v}$ lässt sich ausgehend von $\mathbf{v}(P)$ die Geschwindigkeit an einem Punkt P' in unmittelbarer Nachbarschaft von P durch Entwickeln von $\mathbf{v}$ in eine Taylorreihe berechnen. Wird die Taylorreihe nach dem linearen Term abgebrochen, erhält man näherungsweise (s. Abb. 5.1)

$$\mathbf{v}(P') \approx \mathbf{v}(P) + \Delta\mathbf{r}\cdot\nabla\mathbf{v}(P) \tag{5.1}$$

Obwohl mit der lokalen Geschwindigkeitsdyade bereits alle Informationen zur vollständigen Beschreibung des Windfelds vorliegen, ist es oft viel hilfreicher, anstatt $\nabla\mathbf{v}$ selbst, andere Größen zu untersuchen,

A. Bott, *Synoptische Meteorologie*,
DOI 10.1007/978-3-642-25122-1_5, © Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2012

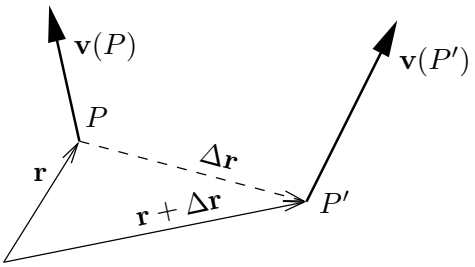


Abb. 5.1. Die räumliche Änderung des Windfelds

die eine viel bessere Charakterisierung der Strömungseigenschaften gestatten. Zu diesen Größen gehören insbesondere die *Divergenz*, die *Rotation* und die *Deformation* des Windfelds. Im Folgenden werden diese Eigenschaften für horizontale atmosphärische Strömungsfelder näher untersucht. [1]

Allgemein wirkt auf einen Probekörper das Strömungsfeld in dreierlei Weise:

- Der Probekörper wird transportiert,
- er wird deformiert,
- er wird rotiert.

Im kartesischen Koordinatensystem mit $\mathbf{v}_h = u\mathbf{i} + v\mathbf{j}$ und $\nabla_h = \mathbf{i}\partial/\partial x + \mathbf{j}\partial/\partial y$ lässt sich $\nabla_h \mathbf{v}_h$ darstellen als [2]

$$\nabla_h \mathbf{v}_h = \begin{pmatrix} \dfrac{\partial u}{\partial x}\mathbf{ii} & + \dfrac{\partial v}{\partial x}\mathbf{ij} \\ + \dfrac{\partial u}{\partial y}\mathbf{ji} & + \dfrac{\partial v}{\partial y}\mathbf{jj} \end{pmatrix} = \mathbb{D} + \mathbb{Q} \tag{5.2}$$

Die Ausdrücke $\mathbb{D}$ und $\mathbb{Q}$ werden als *Deformations-* und *Rotationsdyade* bezeichnet. Die Deformationsdyade wird weiter aufgespalten in einen *isotropen Anteil* $\mathbb{D}_i$ und einen *anisotropen Anteil* $\mathbb{D}_{ai}$ gemäß

$$\mathbb{D} = \mathbb{D}_i + \mathbb{D}_{ai} \tag{5.3}$$

Die einzelnen Dyaden sind gegeben durch

$$\mathbb{D}_i = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} \left(\dfrac{\partial u}{\partial x} + \dfrac{\partial v}{\partial y}\right)\mathbf{ii} & + 0\,\mathbf{ij} \\ 0\,\mathbf{ji} & + \left(\dfrac{\partial u}{\partial x} + \dfrac{\partial v}{\partial y}\right)\mathbf{jj} \end{pmatrix} \tag{5.4}$$

[1] Die Ableitungen folgen weitgehend entsprechenden Ausführungen in Zdunkowski und Bott (2003).

[2] Die in den Dyaden der folgenden Gleichungen vorkommenden "+"-Zeichen bedeuten nicht, dass es sich jeweils um positive Terme handelt, sondern dass in jedem Klammerausdruck die vier Terme addiert werden sollen.

$$\mathbb{D}_{ai} = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} \left(\dfrac{\partial u}{\partial x} - \dfrac{\partial v}{\partial y}\right)\mathbf{ii} & + \left(\dfrac{\partial u}{\partial y} + \dfrac{\partial v}{\partial x}\right)\mathbf{ij} \\ + \left(\dfrac{\partial u}{\partial y} + \dfrac{\partial v}{\partial x}\right)\mathbf{ji} & - \left(\dfrac{\partial u}{\partial x} - \dfrac{\partial v}{\partial y}\right)\mathbf{jj} \end{pmatrix} \tag{5.5}$$

$$\mathfrak{W} = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 0\,\mathbf{ii} & + \left(\dfrac{\partial v}{\partial x} - \dfrac{\partial u}{\partial y}\right)\mathbf{ij} \\ - \left(\dfrac{\partial v}{\partial x} - \dfrac{\partial u}{\partial y}\right)\mathbf{ji} & + 0\,\mathbf{jj} \end{pmatrix} \tag{5.6}$$

Unter Benutzung von (5.2) und (5.3) lässt sich die Taylorreihenentwicklung des horizontalen Windfelds darstellen als

$$\mathbf{v}_h(P') = \mathbf{v}_h(P) + \Delta\mathbf{r}\cdot\mathbb{D}_i + \Delta\mathbf{r}\cdot\mathbb{D}_{ai} + \Delta\mathbf{r}\cdot\mathfrak{W} \tag{5.7}$$

Führt man in dieser Gleichung die skalaren Multiplikationen durch, dann lassen sich die Komponenten (u, v) von $\mathbf{v}_h(P')$ in fünf Anteile zerlegen

$$\boxed{\begin{aligned} u &= u_0 + u_1 + u_2 + u_3 + u_4 = u_0 + \frac{1}{2}\quad(\delta_{st}x + \delta_{sh}y + Dx - \zeta y) \\ v &= v_0 + v_1 + v_2 + v_3 + v_4 = v_0 + \frac{1}{2}\quad(-\delta_{st}y + \delta_{sh}x + Dy + \zeta x) \end{aligned}} \tag{5.8}$$

Hierbei sind (u_0, v_0) die Komponenten von $\mathbf{v}_h(P)$. Die einzelnen Anteile (u_i, v_i), $i = 0, \ldots, 4$ des Geschwindigkeitsfelds haben folgende Wirkungen auf den Probekörper:
(u_0, v_0): *Translation*
(u_1, v_1): *Streckungsdeformation*
(u_2, v_2): *Scherungsdeformation*
(u_3, v_3): *Divergenz*
(u_4, v_4): *Rotation*

In Abb. 5.2 sind die unterschiedlichen Geschwindigkeitsanteile näher veranschaulicht. Ist beispielsweise $(u, v) = (u_0, v_0)$, dann findet eine reine Translationsbewegung von P nach P' statt. Bei $(u, v) = (u_4, v_4)$ handelt es sich um eine reine horizontale Rotationsbewegung, wobei die Rotationsachse durch den Punkt P geht. Im Allgemeinen setzt sich $\mathbf{v}_h$ aus allen Anteilen (u_i, v_i) zusammen, so dass eine Überlagerung der unterschiedlichen Prozesse stattfindet.

In (5.8) sind die beiden Größen

$$\boxed{D = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}, \qquad \zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}} \tag{5.9}$$

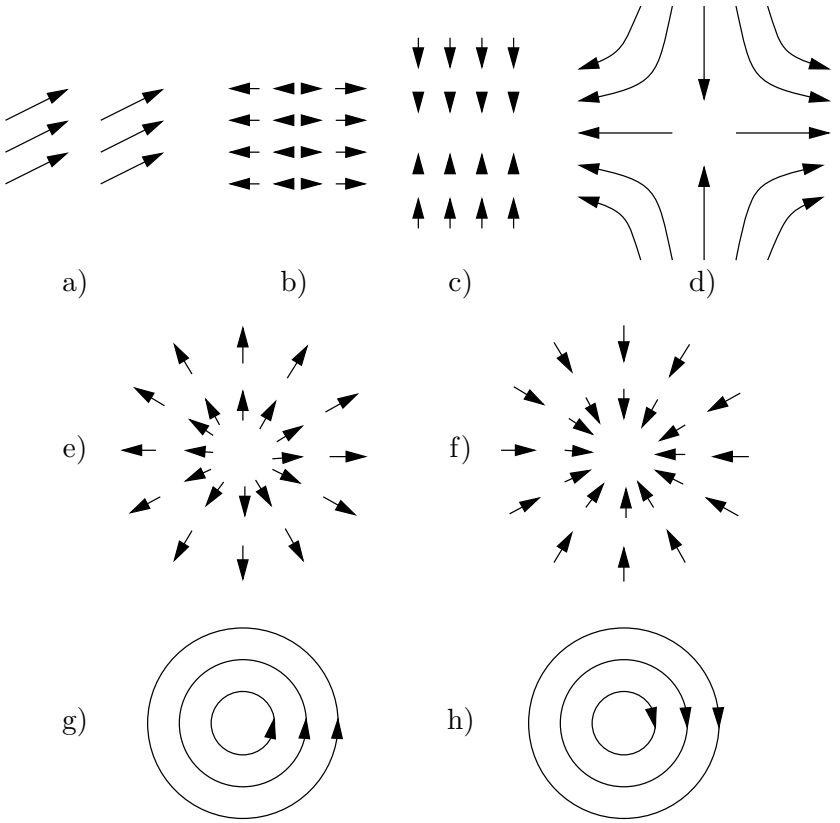


Abb. 5.2. Komponenten des linearen horizontalen Strömungsfelds. a) reine Translation, b) x-Komponente der Deformation, c) y-Komponente der Deformation, d) totale Deformation, e) Divergenz, f) Konvergenz, g) positive Rotation (Tiefdruckgebiet, Nordhalbkugel), h) negative Rotation (Hochdruckgebiet, Nordhalbkugel). Nach Petterssen (1956)

eingeführt worden. Hierbei handelt es sich umd die *Divergenz* D und die *Vorticity* ζ des horizontalen Windfelds. Beide Terme sind von fundamentaler Bedeutung für die Beschreibung der großskaligen atmosphärischen Strömung. In vektorieller Schreibweise lauten sie

$$\boxed{D = \nabla_h \cdot \mathbf{v}_h, \qquad \zeta = \mathbf{k} \cdot \nabla_h \times \mathbf{v}_h} \tag{5.10}$$

Hieraus ergibt sich, dass sowohl D als auch ζ Galilei-invariant sind, d. h. sie sind unabhängig von der Wahl eines speziellen Koordinatensystems. Aus (5.4) und (5.6) sieht man unmittelbar, dass die Maßzahlen der isotropen Deformationsdyade $\mathbb{D}_i$ durch D und die der Rotationsdyade $\mathfrak{R}$ durch ζ gegeben sind.

Die Vorticity ζ stellt die Vertikalkomponente des sogenannten *Wirbelvektors* $\nabla \times \mathbf{v}$ dar. Von einigen Autoren wird diese vektorielle Größe selbst als Vorticity bezeichnet. Bei den hier meistens betrachteten synoptisch-skaligen Bewegungen spielen die horizontalen Anteile von $\nabla \times \mathbf{v}$ jedoch nur eine untergeordnete Rolle, so dass im weiteren Verlauf unter dem Begriff Vorticity immer nur die Größe ζ zu verstehen ist. Für mesoskalige Prozesse hingegen gilt diese Vereinfachung nicht mehr. Hier können die horizontalen Anteile des Wirbelvektors sehr wichtig sein (s. Abschn. 13.2).

Von ebenso großer Bedeutung wie die Divergenz und die Vorticity sind die deformativen Anteile δ_{st} und δ_{sh} des horizontalen Strömungsfelds, die definiert sind über

$$\boxed{\delta_{st} = \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y}, \qquad \delta_{sh} = \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}} \tag{5.11}$$

Gemäß (5.5) bilden beide Terme die Maßzahlen der anisotropen Deformationsdyade $\mathbb{D}_{ai}$. Wie später noch eingehend diskutiert wird, spielt die Deformation des horizontalen Windfelds in vielen Situationen, wie beispielsweise bei der *Frontogenese*, eine große Rolle (s. Abschn. 12.4). Der Unterschied zwischen beiden Deformationstermen besteht darin, dass sich unter der Wirkung von δ_{st} die Winkel der Seiten des Probekörpers nicht ändern, d. h. die Deformation führt zu einer reinen Streckung oder Kontraktion des Körpers. Der Term δ_{sh} hingegen bewirkt eine Änderung der Winkel. Deshalb spricht man hierbei auch von *Streckungs-* (Index *st*: stretching) und *Scherungsdeformation* (Index *sh*: shearing).

Der Term

$$\delta = \sqrt{\delta_{st}^2 + \delta_{sh}^2} \tag{5.12}$$

wird als *Deformation* des Windfelds bezeichnet. Außer der Divergenz und der Vorticity sind auch die Deformation sowie der Ausdruck $\sqrt{\delta^2 + D^2}$ Invarianten. Daher ist es möglich, durch Rotation des Koordinatensystems um die vertikale Achse einen der beiden Deformationsterme $(\delta_{st}, \delta_{sh})$ in (5.8) zu eliminieren. Näheres hierzu ist z. B. in Haltiner und Martin (1957) zu finden.

5.2 Die Divergenz

Es erscheint angebracht, den Begriff "Divergenz" etwas näher zu erläutern. In der Vektoranalysis versteht man unter der Divergenz eines beliebigen Vektors $\mathbf{A}$ den Ausdruck $\nabla \cdot \mathbf{A}$. Diese Bezeichnung ist unabhängig vom skalaren Wert von $\nabla \cdot \mathbf{A}$. Im meteorologischen Sprachge-

brauch gilt dies zunächst ebenso. Allerdings unterscheidet man insbesondere bei der Divergenz des Windfelds häufig zwischen positiven und negativen Werten. Ist $\nabla \cdot \mathbf{v} > 0$, dann spricht man von Divergenz, da in diesem Fall die Strömung auseinanderfließt. Bei $\nabla \cdot \mathbf{v} < 0$ liegt hingegen *Konvergenz* vor, d. h. die Strömung fließt zusammen. Als Oberbegriff von Divergenz und Konvergenz benutzt man ebenso wie bei einem beliebigen Vektor $\mathbf{A}$ nach wie vor den Ausdruck "Divergenz". In der deutschsprachigen Meteorologie wird hierfür aber auch vielfach der Begriff "*Vergenz*" verwendet.

Im natürlichen Koordinatensystem lautet die Divergenz von $\mathbf{v}_h$

$$\boxed{\nabla_h \cdot \mathbf{v}_h = \frac{\partial V}{\partial s} + V \frac{\partial \chi}{\partial n}} \tag{5.13}$$

wobei χ die Windrichtung darstellt (s. auch Abb. 3.5). Hieraus ist zu sehen, dass die horizontale Divergenz aus zwei Anteilen besteht, nämlich der *Geschwindigkeitsdivergenz* $\partial V/\partial s$ und der *Richtungsdivergenz* $V\partial\chi/\partial n$. Nimmt die Geschwindigkeit entlang der Stromlinien zu, dann liegt Geschwindigkeitsdivergenz vor. Bei Richtungsdivergenz laufen die Stromlinien in Windrichtung auseinander. Umgekehrtes gilt für konvergentes Verhalten. Abbildung 5.3 veranschaulicht die verschiedenen Situationen.

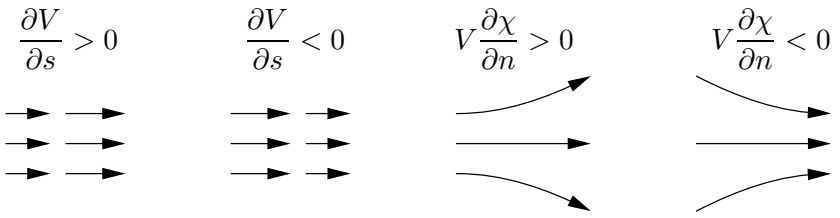


Abb. 5.3. Verschiedene Formen der Divergenz. Von links nach rechts: Geschwindigkeitsdivergenz, -konvergenz, Richtungsdivergenz, -konvergenz

Aus der Kontinuitätsgleichung (3.29) im z-System kann man unmittelbar schließen, dass Vergenzen im Windfeld zu Änderungen der Masseverteilung und damit zu Druckänderungen führen. Sie sind immer Ausdruck eines Ungleichgewichts im Strömungsfeld und daher nur von relativ kurzer Dauer. Allerdings kommt es häufig vor, dass die einzelnen Divergenzanteile von (5.13) zwar deutlich sichtbar sind, sich aber aufgrund ihres unterschiedlichen Vorzeichens gegenseitig weitgehend kompensieren, so dass die gesamte Divergenz wiederum klein bleibt. Abbildung 5.4 zeigt qualitativ eine insgesamt divergenzfreie Strömung in einem *Konfluenz-* und *Diffluenzgebiet* mit unterschiedlichen Werten der Richtungs- und Geschwindigkeitsdivergenz.

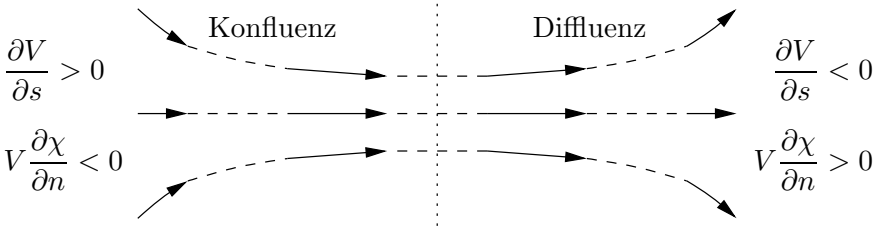


Abb. 5.4. Divergenzfreie Strömung in einem Konfluenz- und Diffluenzgebiet mit unterschiedlichen Werten der Richtungs- und Geschwindigkeitsdivergenz

Durch Integration der Kontinuitätsgleichung im p-System (3.32) lässt sich formal die *generalisierte Vertikalgeschwindigkeit* ω_i in einem bestimmten Höhenniveau p_i bestimmen. Man erhält

$$\omega_i = \omega_{i-1} - \int_{p_{i-1}}^{p_i} \nabla_{h,p} \cdot \mathbf{v}_h \, dp \tag{5.14}$$

Zur weiteren Untersuchung dieser Gleichung wird die Atmosphäre in drei Bereiche unterteilt (s. Abb. 5.5). Beispielsweise liege eine vertikale Verteilung der Vergenzen von $\mathbf{v}_h$ vor, wie in der Abbildung dargestellt. Dies ist eine typischerweise in Hebungsgebieten angetroffene Situation.[3] Weiterhin wird angenommen, dass die Vertikalbewegungen am Ober- und Unterrand der Atmosphäre verschwinden, d. h. $\omega_0 = \omega_3 = 0$. Aus (5.14) lässt sich unmittelbar ablesen, dass im gewählten Beispiel die Vergenzen des horizontalen Winds zu Aufstiegsbewegungen in der Atmosphäre führen. Dieser dynamisch erzeugte *Hebungsantrieb* ist von herausragender Bedeutung bei der Untersuchung großräumiger Strömungen.

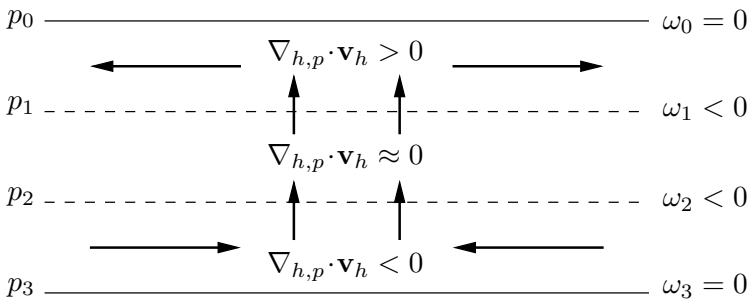


Abb. 5.5. Hebungsantrieb durch Vergenzen des horizontalen Winds

[3] Bei Absinkbewegungen müssten die Vorzeichen der Ausdrücke und die Richtung der Pfeile in Abb. 5.5 umgedreht werden.

Da die Vertikalbewegung selbst sehr klein und damit kaum messbar ist, bedient man sich häufig indirekter Methoden zur Auffindung von Hebungs- und Absinkgebieten, wie die hier dargestellte Untersuchung der Vergenzen des horizontalen Winds. Mit Hilfe von (5.14) können jedoch allenfalls qualitative Ergebnisse erzielt werden. Eine quantitative Bestimmung von Vertikalbewegungen ist auf diese Weise nicht sehr erfolgversprechend. Dies liegt daran, dass $\nabla_{h,p} \cdot \mathbf{v}_h$ ähnlich wie die Vertikalbewegung sehr klein ist und auch mit Hilfe numerischer Verfahren nicht genau genug berechnet werden kann, um daraus zuverlässige Aussagen über das ω-Feld ableiten zu können. In späteren Kapiteln werden alternative Möglichkeiten vorgestellt, wie die Vertikalbewegung in der Atmosphäre berechnet werden kann.

Abschließend wird die Divergenz des geostrophischen Winds untersucht. Aus (4.8) erhält man unmittelbar

$$\begin{aligned} &\text{(a)} \quad z\text{−System}: && \nabla_h \cdot \mathbf{v}_g = -\frac{v_g}{f}\beta - \frac{1}{\rho}\mathbf{v}_g \cdot \nabla_h \rho \\ &\text{(b)} \quad p\text{−System}: && \nabla_{h,p} \cdot \mathbf{v}_g = -\frac{v_g}{f}\beta \end{aligned} \tag{5.15}$$

Hierbei ist β der *Rossby-Parameter*, der die Änderung des *Coriolisparameters* in meridionaler Richtung beschreibt (s. (3.21)).

In beiden Gleichungen von (5.15) taucht die Meridionalkomponente v_g des geostrophischen Winds auf. Der entsprechende Term beschreibt somit Divergenz bei einer Südbewegung mit $v_g < 0$ und Konvergenz bei Nordbewegung. Dieses Verhalten resultiert aus der Kugelgestalt der Erde und der damit verbundenen Richtungsdivergenz bzw. -konvergenz der Meridiane. Die Größenordnung dieses Divergenzanteils liegt bei 10^{-6} s^{-1} und ist damit etwa eine Zehnerpotenz kleiner als die normalerweise in der Atmosphäre vorgefundene Divergenz des Horizontalwinds. Diese lässt sich leicht mit Hilfe der *Skalenanalyse* abschätzen und beträgt etwa 10^{-5} s^{-1}(s. Abschn. 3.6).

In (5.15a) ist der mit dem Dichtegradienten verbundene Anteil von $\nabla_h \cdot \mathbf{v}_g$ auf die Advektion unterschiedlich warmer Luft zurückzuführen. Da $\mathbf{v}_g$ im z-System umgekehrt proportional zu ρ ist, ist bei sonst gleichen Bedingungen $\mathbf{v}_g$ in dichterer, d. h. kälterer Luft kleiner als in warmer Luft mit geringerer Dichte. Daher liegt Divergenz bei Kaltluftadvektion und Konvergenz bei Warmluftadvektion vor. Diese Vergenzen sind jedoch noch geringer als der Term $v_g\beta/f$, so dass insgesamt die Divergenz des geostrophischen Winds vernachlässigt werden kann.

Bei vielen Untersuchungen, wie z. B. in der *quasigeostrophischen Theorie*, ist die horizontale Divergenzfreiheit des Winds von herausragender Bedeutung. Deshalb wird in diesen Fällen der wahre Wind $\mathbf{v}_h$

durch die Näherungsform $\mathbf{v}_{g,0} = (f/f_0)\mathbf{v}_g$ des geostrophischen Winds ersetzt, denn für $\mathbf{v}_{g,0}$ gilt im p-System gemäß (4.8b)

$$\boxed{\mathbf{v}_{g,0} = \frac{1}{f_0}\mathbf{k} \times \nabla_h \phi \implies \nabla_{h,p} \cdot \mathbf{v}_{g,0} = 0} \tag{5.16}$$

Eine eingehende Beschreibung der quasigeostrophischen Theorie erfolgt im nächsten Kapitel.

5.3 Die Vorticity

Die in (5.9) und (5.10) definierte Vorticity beschreibt den Rotationsanteil der horizontalen Strömung. In bestimmten Situationen kann sie auch nur die Scherung des horizontalen Winds darstellen (s. u.). Im Relativsystem der rotierenden Erde ergibt sich ein zusätzlicher Anteil an Vorticity, der von der Rotation der Erde herrührt und durch den Coriolisparameter f gegeben ist. Die gesamte bzw. *absolute Vorticity* η lautet im kartesischen Koordinatensystem

$$\boxed{\eta = \zeta + f = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} + f} \tag{5.17}$$

ζ wird auch als *relative* und f als *planetare* oder *Erdvorticity* bezeichnet.

Im Gegensatz zur Divergenz kann in einem Strömungsfeld mit reiner Rotation ein stabiles Gleichgewicht mit dem Druckfeld existieren. Bei stationärer geostrophischer Strömung lassen sich die in den Abb. 5. 2g, h dargestellten Kreise auch als Isobaren oder Isohypsen interpretieren. Aufgrund der Bezeichnung von Hoch- und Tiefdruckgebieten als Antizyklonen und Zyklonen handelt es sich in einem Tief um *zyklonale* und in einem Hoch um *antizyklonale Vorticity*. Auf der Nordhalbkugel ist die zyklonale bzw. antizyklonale Vorticity größer bzw. kleiner als null. Deshalb spricht man häufig auch von *positiver* bzw. *negativer Vorticity*, was auch hier im Folgenden gelegentlich geschieht. Streng genommen sollte diese Ausdrucksweise jedoch vermieden werden, da sich auf der Südhalbkugel die Vorzeichen von zyklonaler und antizyklonaler Vorticity umdrehen. Das bedeutet, dass irgendwelche aus der Vorticity resultierenden Schlussfolgerungen nicht auf deren Vorzeichen, sondern auf deren zyklonalen oder antizyklonalen Charakter zurückzuführen sind und deshalb für beide Erdhalbkugeln in gleicher Weise gelten.

Im natürlichen Koordinatensystem ist die relative Vorticity gegeben durch

$$\boxed{\zeta = V\frac{\partial \chi}{\partial s} - \frac{\partial V}{\partial n} = VK_s - \frac{\partial V}{\partial n}} \tag{5.18}$$

Hierbei ist K_s die *Krümmung der Stromlinie*. Ähnlich wie bei der Divergenz gibt es auch hier zwei Anteile, nämlich die *Krümmungsvorticity* VK_s und die *Scherungsvorticity* $-\partial V/\partial n$. Die Krümmungsvorticity ist bei zyklonaler Stromlinienkrümmung ($K_s > 0$) positiv und negativ bei antizyklonaler Krümmung ($K_s < 0$). In einem reinen Scherungswindfeld ist die Scherungsvorticity positiv, wenn der Wind bei Blick in Strömungsrichtung nach links hin abnimmt und umgekehrt. Aus (5.18) ist weiter ersichtlich, dass die gesamte Vorticity null werden kann, auch wenn eine Rotationsströmung vorliegt. In diesem Fall heben sich die Krümmungs- und Scherungsvorticity gegenseitig auf. Für ein Tief würde dies bedeuten, dass V zum Zentrum des Tiefs hin zunimmt. Umgekehrte Verhältnisse gelten im Hoch.

Aus der Skalenanalyse ergibt sich in der unteren Troposphäre bei einem Krümmungsradius von ± 1000 km und $V = 10$ m s^{-1} eine Größenordnung der relativen Vorticity von 10^{-5} s^{-1}. Im Jetstream-Niveau hingegen können mit $V = 50$ m s^{-1} und kleineren Krümmungsradien auch Werte von 10^{-4} s^{-1} erreicht werden. Die Scherungsvorticity hat eine ähnliche Größenordnung. Da der Coriolisparameter f in den mittleren Breiten etwa 10^{-4} s^{-1} beträgt, ist er dort der bestimmende Faktor der absoluten Vorticity.

Zur praktischen Bestimmung von ζ ersetzt man häufig den wahren durch den geostrophischen Wind, dessen Komponenten im p-System gemäß (4.8b) gegeben sind durch

$$u_g = -\frac{1}{f}\frac{\partial \phi}{\partial y}, \qquad v_g = \frac{1}{f}\frac{\partial \phi}{\partial x} \tag{5.19}$$

Hieraus erhält man die *geostrophische Vorticity*

$$\zeta_g = \frac{\partial v_g}{\partial x} - \frac{\partial u_g}{\partial y} = \frac{1}{f}\left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2}\right) - \frac{1}{f^2}\frac{\partial \phi}{\partial y}\frac{\partial f}{\partial y} = \frac{1}{f}\left(\nabla_h^2 \phi + u_g \beta\right) \tag{5.20}$$

In (5.20) wird der Term $u_g\beta/f$ üblicherweise vernachlässigt, da er mit einer Größenordnung von 10^{-6} s^{-1} vergleichsweise klein ist. Mit der Approximation $f \approx f_0$ würde er ohnehin verschwinden. Somit gilt mit guter Näherung

$$\boxed{\zeta_g = \frac{1}{f}\nabla_h^2 \phi, \qquad \eta_g = \frac{1}{f}\nabla_h^2 \phi + f} \tag{5.21}$$

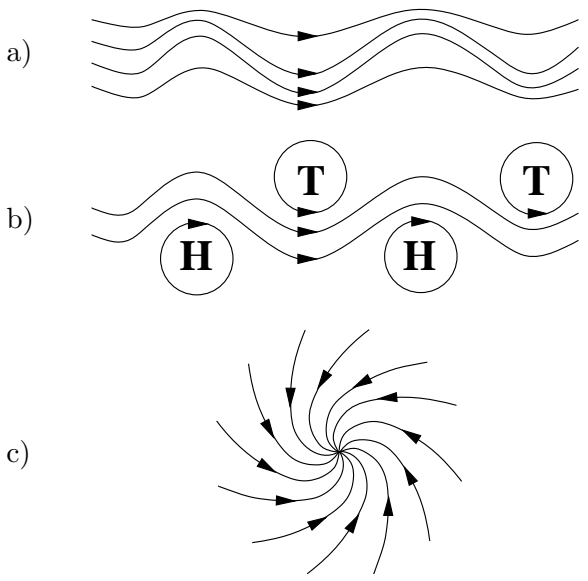


Abb. 5.6. Überlagerung von Rotation mit anderen Strömungsformen. a) Rotation und Translation, hohe Troposphäre. b) Rotation und Translation, untere Troposphäre. c) Rotation und Konvergenz. Nach Kurz (1990)

Abbildung 5.6 zeigt Beispiele von Strömungen, bei denen die Rotation in Kombination mit anderen Strömungsarten gekoppelt auftritt. Abbildung 5.6a ist typisch für das Strömungsfeld in der hohen Atmosphäre. Hier überlagern sich relativ starke Translations- und Rotationsbewegungen. Es kommt zur Bildung offener wellenartiger Strukturen mit Trögen und Rücken. Abbildung 5.6b stellt die in der unteren Troposphäre oft vorgefundene Situation dar. Die Stromlinien sind aufgrund der geringeren Translationsbewegung teilweise geschlossen und bilden Hoch- und Tiefdruckgebiete. In Abb. 5.6c wirken horizontale Konvergenz und zyklonale Rotation zusammen.

5.4 Die Vorticitygleichung

Wendet man auf die *Bewegungsgleichung* (3.35) den Operator $\mathbf{k} \cdot \nabla \times$ an, dann erhält man eine prognostische Gleichung für die Vorticity ζ, die auch als *Vorticitygleichung* bezeichnet wird. Analog hierzu ergibt sich durch Anwendung des Operators $\mathbf{k} \cdot \nabla_{h,p} \times$ auf die *horizontale Bewegungsgleichung* (3.38) die *Vorticitygleichung im p-System*. Für die absolute Vorticity η lautet sie

$$\boxed{\frac{d\eta}{dt} = -\eta \nabla_{h,p} \cdot \mathbf{v}_h + \mathbf{k} \cdot \left(\frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial p} \times \nabla_{h,p} \omega \right)} \tag{5.22}$$

Nach Aufspalten der Euler'schen Ableitung und des Divergenzterms erhält man

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta}{\partial t} = & - \mathbf{v}_h \cdot \nabla_{h,p} \zeta - v\beta - \omega \frac{\partial \zeta}{\partial p} - \zeta \nabla_{h,p} \cdot \mathbf{v}_h - f \nabla_{h,p} \cdot \mathbf{v}_h \\ & \quad (1) \qquad (2) \quad (3) \qquad (4) \qquad\quad (5) \\ & + \mathbf{k} \cdot \left(\frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial p} \times \nabla_{h,p} \omega \right) \\ & \qquad\qquad (6) \end{aligned} \tag{5.23}$$

Im Folgenden werden die Wirkungsweise und Größenordnung der sechs einzelnen Terme auf der rechten Seite dieser Gleichung näher diskutiert. Zur besseren Übersicht wird nur die Frage untersucht, wann eine positive *Vorticitytendenz* besteht, d. h. $\partial\zeta/\partial t > 0$. Dieser Fall führt zu einer Zyklonalisierung der Strömung, was der Abschwächung eines Hochs oder der Intensivierung eines Tiefs entspricht. Überlegungen mit $\partial\zeta/\partial t < 0$ gelten analog mit umgekehrtem Vorzeichen.

(1) Der Term $-\mathbf{v}_h \cdot \nabla_{h,p} \zeta$

Um eine positive Vorticitytendenz zu bewirken, muss dieser Term die horizontale Advektion von Partikeln mit höherer relativer Vorticity beschreiben, d. h. ζ muss stromaufwärts gesehen zunehmen.

(2) Der Term $-v\beta$

Hier ist leicht zu sehen, dass bei einer Nord-Süd Bewegung planetare Vorticity advehiert wird, so dass ζ zunimmt, da $\beta > 0$.

(3) Der Term $-\omega \dfrac{\partial \zeta}{\partial p}$

Analog zur horizontalen Advektion werden durch Vertikalbewegungen Partikel mit größerer relativer Vorticity herangeführt.

(4) Der Term $-\zeta \nabla_{h,p} \cdot \mathbf{v}_h$

Dieser Term wirkt nur, wenn das Partikel bereits Vorticity besitzt. Bei horizontaler Konvergenz wird die bestehende Rotation verstärkt, d. h. zyklonale Vorticity nimmt weiter zu, antizyklonale Vorticity nimmt weiter ab. Bei horizontaler Divergenz gilt das Umgekehrte. Das ist identisch mit der Erhaltung des Drehimpulses.

(5) Der Term $-f \nabla_{h,p} \cdot \mathbf{v}_h$

Auf der synoptischen Skala liefert dieser Term den wichtigsten Beitrag zur Vorticitytendenz. Bei Konvergenz nimmt die Vorticity zu, bei Divergenz nimmt sie ab. Da in der unteren Troposphäre Konvergenz

mit Hebung verbunden ist, nimmt in Bereichen mit aufsteigender Luft, also dort, wo Wolkenbildung stattfindet, die Zyklonalisierung der Strömung zu. Abbildung 5.7 zeigt qualitativ die durch den Term (5) entstehende zyklonale und antizyklonale Rotation bei Konvergenz und Divergenz.

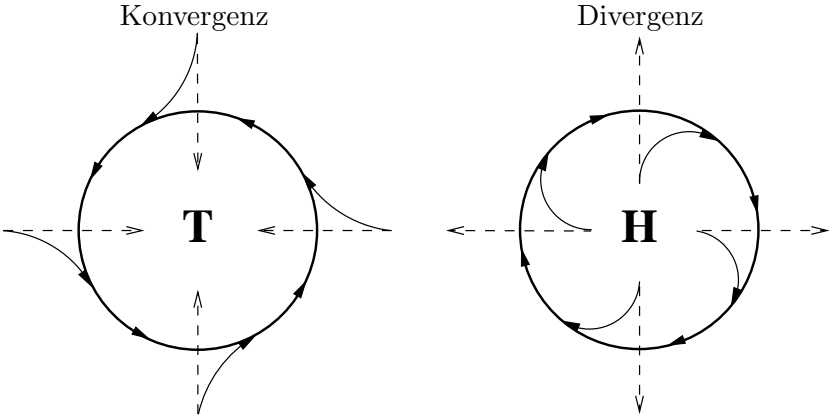


Abb. 5.7. Entstehung von zyklonaler und antizyklonaler Rotation aufgrund der *Coriolisablenkung* bei Konvergenz und Divergenz

In Abschn. 5.5 wird das dynamische Stabilitätsverhalten von Strömungen näher untersucht. Hierbei wird sich herausstellen, dass in dynamisch stabilen geostrophischen Strömungen die absolute geostrophische Vorticity positiv sein muss. Approximiert man im Term (4) die relative Vorticity durch die geostrophische Vorticity ζ_g gemäß (5.20) und im Term (5) f durch f_0, dann bedeutet dies für die hier geführte Diskussion, dass durch die beiden Divergenzterme insgesamt bei Konvergenz zyklonale und bei Divergenz antizyklonale Vorticity erzeugt wird.

(6) Der Term $\mathbf{k}\cdot\left(\dfrac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial p}\times\nabla_{h,p}\omega\right)$

Der sogenannte *Drehterm* (*Tilting* oder *Twisting Term*) beschreibt die Erzeugung von Vorticity durch Drehung des *Wirbelvektors* $\nabla\times\mathbf{v}$ in die vertikale Richtung. Zur besseren Interpretation wird der Drehterm umgeschrieben als

$$\mathbf{k}\cdot\left(\frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial p}\times\nabla_{h,p}\omega\right)=\frac{\partial\omega}{\partial y}\frac{\partial u}{\partial p}-\frac{\partial\omega}{\partial x}\frac{\partial v}{\partial p} \tag{5.24}$$

Hieraus ist zu sehen, dass zusätzlich zur vertikalen Scherung des horizontalen Winds im Feld der Vertikalbewegung horizontale Gradienten vorliegen müssen, damit es zu einer Vorticityänderung kommt. Abbildung 5.8 zeigt das Beispiel einer Strömungskonfiguration, die zur

Erzeugung von Vorticity durch den Drehterm führt. Der Einfachheit halber wird nur der zweite Ausdruck auf der rechten Seite von (5.24) untersucht, indem $\partial\omega/\partial y = 0$ oder $u = const$ gesetzt wird. Am Punkt A erfolgt durch Aufstiegsbewegung eine zeitliche Abnahme von v, am Punkt B ist aufgrund von Absinkbewegungen das Gegenteil der Fall. Dies bewirkt eine Vorticityzunahme.

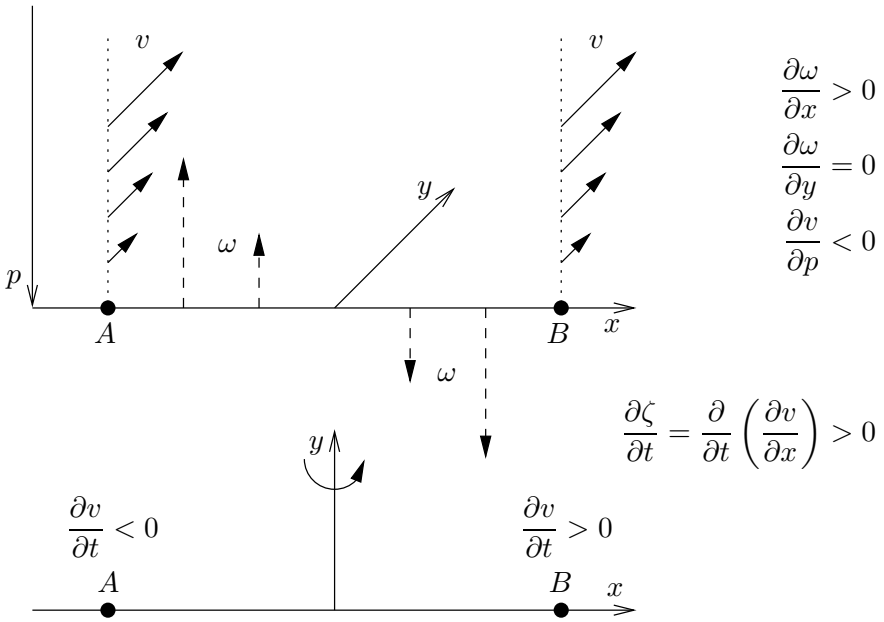


Abb. 5.8. Zur Erklärung des Drehterms für den Fall $\zeta = \partial v/\partial x$. Nach Zdunkowski und Bott (2003)

Mit Hilfe der Skalenanalyse kann man für großräumige Bewegungen die sechs Terme auf der rechten Seite der Vorticitygleichung abschätzen. Dann ergibt sich in Einheiten s^{-2}

$$\begin{aligned} -\mathbf{v}_h\cdot\nabla_{h,p}\zeta: &\quad 10^{-10}, & -v\beta: &\quad 10^{-10} \\ -\omega\frac{\partial\zeta}{\partial p}: &\quad 10^{-11}, & -\zeta\nabla_{h,p}\cdot\mathbf{v}_h: &\quad 10^{-10} \\ -f\nabla_{h,p}\cdot\mathbf{v}_h: &\quad 10^{-9}, & \mathbf{k}\cdot\left(\frac{\partial\mathbf{v}_h}{\partial p}\times\nabla_{h,p}\omega\right): &\quad 10^{-11} \end{aligned} \tag{5.25}$$

Hieraus ist zu entnehmen, dass auf der synoptischen Skala die *Vertikaladvektion von Vorticity* sowie der Drehterm etwa eine Größenordnung kleiner sind als die übrigen Terme. In der Praxis werden diese beiden Ausdrücke deshalb häufig vernachlässigt. Der Drehterm kann

jedoch bei intensiven mesoskaligen Entwicklungen, wie beispielsweise in extrem starken Gewittern, den sogenannten *Superzellen*, eine bedeutende Rolle spielen. Hierauf wird zu einem späteren Zeitpunkt noch einmal näher eingegangen (s. Abschn. 13.1).

Unter Vernachlässigung von Vertikalbewegungen und des Tilting Terms erhält man aus (5.23) eine für großräumige Bewegungen mit guter Näherung gültige Form der Vorticitygleichung

$$\boxed{\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\mathbf{v}_h \cdot \nabla_{h,p} \eta - \eta \nabla_{h,p} \cdot \mathbf{v}_h} \tag{5.26}$$

Die einzelnen Terme dieser Gleichung besitzen in den verschiedenen atmosphärischen Höhenniveaus unterschiedliche Bedeutung. In der unteren Troposphäre bis etwa 700 hPa verlaufen die meist geschlossenen Stromlinien und die Isoplethen der Vorticity weitgehend parallel, so dass der Advektionsterm vernachlässigt werden kann. Dann reduziert sich (5.26) zu

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\eta \nabla_{h,p} \cdot \mathbf{v}_h \tag{5.27}$$

Da in stabilen Strömungen $\eta > 0$ (s. Abschn. 5.5), führt Konvergenz zur lokalen Zunahme und Divergenz zu einer Abnahme von relativer Vorticity.

In der mittleren Troposphäre sind horizontale Divergenzen minimal und man erhält

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\mathbf{v}_h \cdot \nabla_{h,p} \eta \tag{5.28}$$

Lokale zeitliche Änderungen der Vorticity werden somit in erster Linie durch Advektionsprozesse gesteuert. Je nach Vorzeichen der Vorticitytendenz spricht man (auf der Nordhalbkugel) von *zyklonaler* oder *positiver Vorticityadvektion* (PVA) mit $\partial\zeta/\partial t > 0$ und umgekehrt von *antizyklonaler* oder *negativer Vorticityadvektion* (NVA) mit $\partial\zeta/\partial t < 0$.

In der großräumigen Höhenströmung bei etwa 300 hPa kann aufgrund der relativ geringen Verlagerungsgeschwindigkeit der Druckgebilde die lokale zeitliche Änderung $\partial\zeta/\partial t$ gegenüber den anderen Termen vernachlässigt werden, so dass dort gilt

$$\mathbf{v}_h \cdot \nabla_{h,p} \eta = -\eta \nabla_{h,p} \cdot \mathbf{v}_h \tag{5.29}$$

Hieraus ist zu erkennen, dass in Bereichen mit Advektion zyklonaler Vorticity ($\mathbf{v}_h \cdot \nabla_{h,p} \eta < 0$) die horizontale Strömung divergent ist. Aus der Kontinuitätsgleichung (3.32) lässt sich leicht ablesen, dass eine divergente Höhenströmung mit Aufstiegsbewegungen der darunter liegenden Luft verbunden ist. Somit ist die Analyse der Vorticityadvektion in der Höhenströmung ein sehr hilfreiches Werkzeug zum

Auffinden von Hebungsgebieten. Da jedoch, wie später noch mit Hilfe der sogenannten *ω-Gleichung* gezeigt wird, Vertikalbewegungen nicht nur über Vorticityadvektion, sondern auch über die Advektion von kalter bzw. warmer Luft sowie über diabatische Prozesse gesteuert werden, ist die Vorticityadvektion allein nicht immer ausreichend, um Hebungs- oder Absinkgebiete zu lokalisieren (s. Abschn. 6.2).

Abbildung 5.9 stellt die synoptische Situation in Europa am 18. 3. 2010 12 UTC dar. In der Bodenanalysekarte (Abb. 5.9a) sieht man ein Tief westlich der Britischen Inseln. Die zugehörige Kaltfront erstreckt sich nach Süden in Richtung des Golfs von Biskaya. In der 500 hPa Karte mit absoluter Vorticityadvektion (Abb. 5.9b) ist vor der Front positive und hinter der Front negative Vorticityadvektion zu erkennen. Dieses Verhalten verstärkt sich noch im 300 hPa Niveau mit absoluter Vorticityadvektion (Abb. 5.9c), d. h. die Advektion absoluter Vorticity nimmt betragsmäßig mit der Höhe zu.[4] Abbildung 5.9d zeigt neben dem Geopotentialfeld die Verteilungen des horizontalen Winds (farbige Konturflächen) und der horizontalen Winddivergenz (weiße Linien). In Übereinstimmung mit den Feldern der Vorticityadvektion findet man über Irland ein lokales Maximum der Divergenz, was darauf hindeutet, dass hier die Luft aufsteigt. Umgekehrt befindet sich dort, wo die negative Vorticityadvektion am stärksten ist, ein lokales Minimum der Divergenz. In diesem hinter der Kaltfront liegenden Bereich kommt es zu verstärkten Absinkbewegungen.

5.5 Trägheitsinstabilität und dynamische Instabilität

Wird ein Luftpaket vertikal aus seiner Ruhelage verschoben, dann entscheidet der vertikale Temperaturgradient der Umgebungsluft darüber, ob es anschließend wieder in seine Ruhelage zurückkehrt oder nicht. Hierbei handelt es sich um die in Abschn. 4.1 bereits angesprochenen Untersuchungen zur *hydrostatischen Instabilität*. Bei instabil verlaufenden Horizontalbewegungen spricht man von *Trägheitsinstabilität*. Während die hydrostatische Stabilität von der Vertikalverteilung der potentiellen oder pseudopotentiellen Temperatur abhängt, spielt bei der Trägheitsstabilität der ageostrophische Wind eine zentrale Rolle. Die Verallgemeinerung beider Instabilitäten führt zur *dynamischen Instabilität*, bei der sowohl die vertikale Schichtung der Atmosphäre als auch die kinematischen Eigenschaften des horizontalen Windfelds von Bedeutung sind.

[4] Wie die detaillierte Diskussion der ω-Gleichung zeigen wird, sind Hebungs- und Absinkprozesse nicht mit der Vorticityadvektion selbst, sondern mit deren vertikaler Änderung verknüpft.

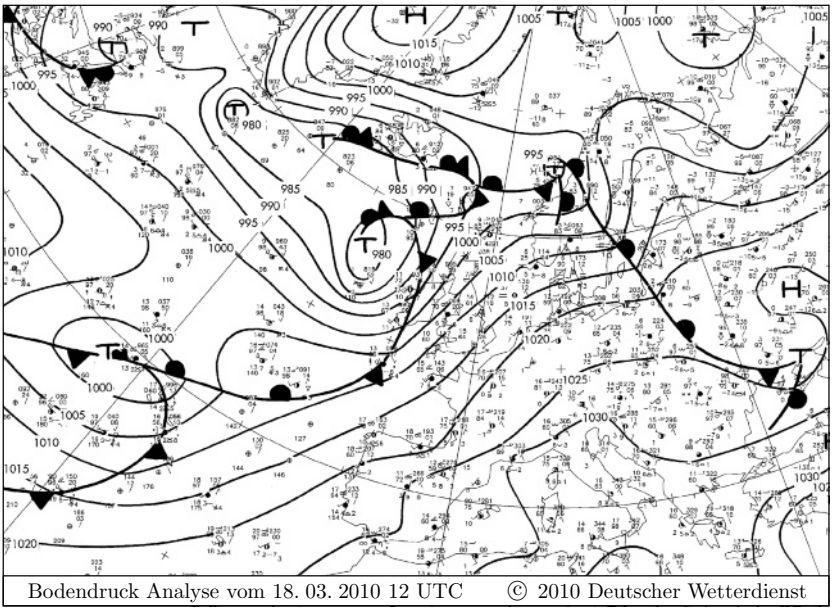


Abb. 5.9a. Bodenanalysekarte des DWD vom 18. 3. 2010 12 UTC

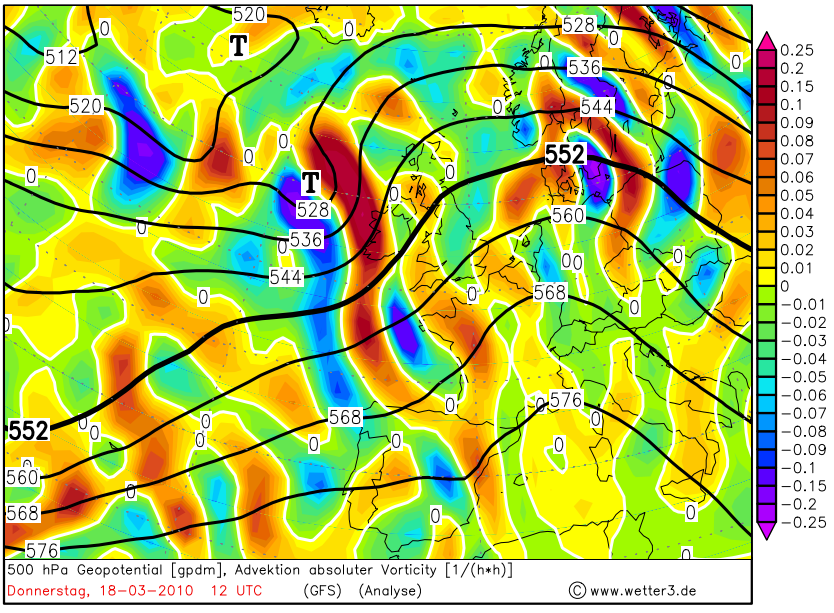


Abb. 5.9b. 500 hPa Analysekarte mit Vorticityadvektion vom 18. 3. 2010 12 UTC

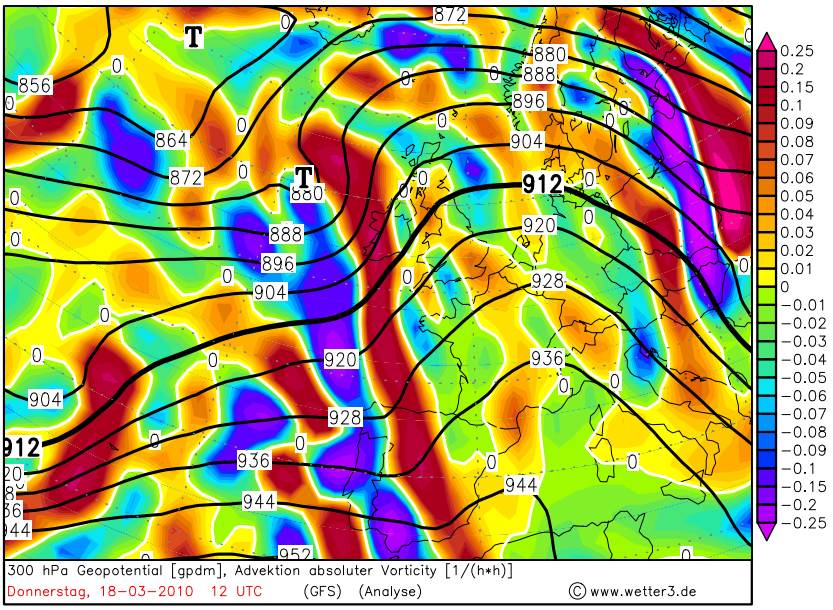


Abb. 5.9c. 300 hPa Analysekarte mit Vorticityadvektion vom 18. 3. 2010 12 UTC

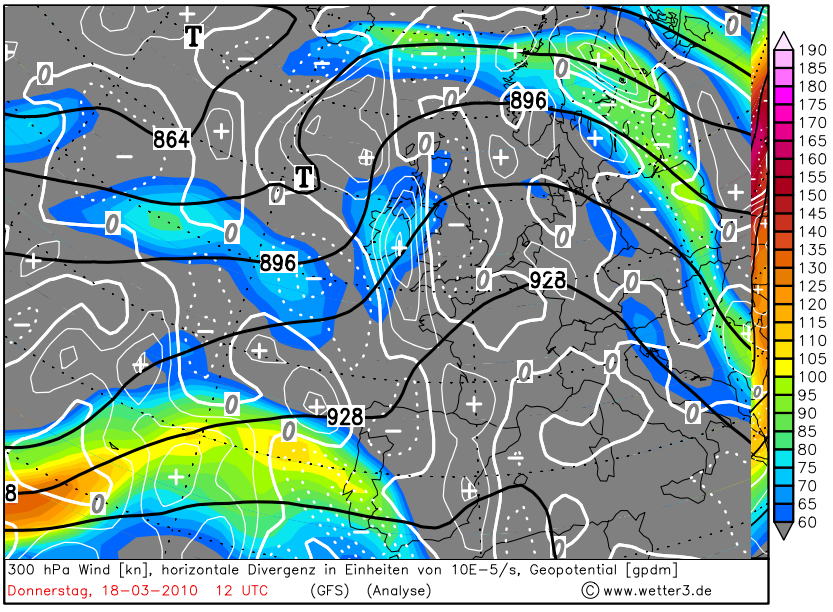


Abb. 5.9d. 300 hPa Analysekarte mit Vergenzen des horizontalen Winds vom 18. 3. 2010 12 UTC

5.5.1 Trägheitsinstabilität

Zunächst werden reine horizontale Bewegungen betrachtet, die zudem adiabatisch verlaufen sollen. Die Grundströmung sei stationär und befinde sich im geostrophischen Gleichgewicht. Wird ein sich mit der Gleichgewichtsströmung bewegendes Luftpartikel durch eine kleine Störung aus seiner Bahn ausgelenkt, dann kann es nach der Störung wieder in seine ursprüngliche Bahn zurückkehren, auf der neuen Bahn verbleiben oder sich weiter von ihr entfernen. Im ersten Fall ist die Bewegung des Luftpartikels stabil, in den beiden anderen Fällen ist sie indifferent bzw. instabil.

Die einfachste Form einer stabilen Horizontalbewegung besteht im sogenannten *Trägheitskreis*. Diese Gleichgewichtsbewegung stellt sich in einem horizontal homogenen Druckfeld ein, d. h. $\nabla_h p = 0$ bzw. $\mathbf{v}_g = 0$. Für einen konstant angenommenen Coriolisparameter f_0 ergibt sich aus (3.36)

$$\frac{du}{dt} - f_0 v = 0, \qquad \frac{dv}{dt} + f_0 u = 0 \tag{5.30}$$

Führt man hier den spezifischen *absoluten Impuls* $\mathbf{M}$ ein über

$$\boxed{\mathbf{M} = (u - f_0 y)\mathbf{i} + (v + f_0 x)\mathbf{j} = M_x \mathbf{i} + M_y \mathbf{j}} \tag{5.31}$$

dann lässt sich (5.30) auch schreiben als

$$d\mathbf{M}/dt = 0 \tag{5.32}$$

d. h. der absolute Impuls ist bei dieser kräftefreien Bewegung erwartungsgemäß eine Erhaltungsgröße.

Die Lösung von (5.30) beschreibt eine Kreisbewegung des Luftpartikels. Aus (3.40) erhält man für den Radius des Trägheitskreises $R_t = -V/f_0$, da $\partial p/\partial n = 0$. Für $f_0 = 10^{-4}$ s^{-1} und $V = 10$ m s^{-1} ergibt sich $|R_t| = 100$ km. Demnach handelt es sich um eine antizyklonale relativ kleinräumige Rotationsbewegung. Dies rechtfertigt auch die Annahme eines konstanten Coriolisparameters f_0. In einem räumlich konstanten geostrophischen Windfeld, für das $\nabla_h p = const$ gilt, durchläuft das Luftpartikel statt einer Kreisbewegung eine zykloide Bahn. Für großräumige Strömungen, bei denen f nicht mehr konstant gesetzt werden kann, erhält man als Lösung der horizontalen Bewegungsgleichung die früher bereits angesprochenen *Rossby-Wellen*. Hierauf wird in Kap. 10 noch ausführlich eingegangen.

Eine weitere Verallgemeinerung von (5.30) besteht darin, anzunehmen, dass ein in x-Richtung wehender geostrophischer Wind existiert,

der in y-Richtung eine Scherung aufweist, d. h. $\mathbf{v}_g = u_g(y)\mathbf{i}$. Dann ist die absolute Vorticity der geostrophischen Grundströmung gegeben durch

$$\eta_g = -\frac{\partial M_{g,x}}{\partial y} = \zeta_g + f_0 \quad \text{mit} \quad M_{g,x} = u_g - f_0 y \tag{5.33}$$

In dieser Gleichung ist $\zeta_g = -\partial u_g/\partial y$ eine reine *Scherungsvorticity*. Das Partikel bewege sich zunächst mit dem geostrophischen Wind u_g in x-Richtung, d. h. $u = u_g$. Der Geschwindigkeit u werde nun eine Störung v senkrecht zur Bewegungsrichtung überlagert. Das bedeutet, dass v den ageostrophischen Anteil des Windfelds darstellt. Jetzt lauten die horizontalen *Bewegungsgleichungen in der f-Ebene*

$$(a) \qquad \frac{du}{dt} = f_0 v, \qquad (b) \qquad \frac{dv}{dt} = -f_0(u - u_g) \tag{5.34}$$

Während seiner Auslenkung in y-Richtung erfährt das Teilchen eine individuelle Änderung des geostrophischen Winds, die gemäß der Euler'schen Entwicklung gegeben ist als

$$\frac{du_g}{dt} = v\frac{\partial u_g}{\partial y} \tag{5.35}$$

Differenziert man (5.34b) nach der Zeit, dann erhält man unter Benutzung von (5.34a) und (5.35) eine Differentialgleichung zweiter Ordnung für v

$$\frac{d^2 v}{dt^2} - f_0 \frac{\partial M_{g,x}}{\partial y} v = 0 \quad \text{mit} \quad \frac{\partial M_{g,x}}{\partial y} = \frac{\partial u_g}{\partial y} - f_0 \tag{5.36}$$

Diese Gleichung ist vollkommen analog zur Differentialgleichung (4.4), die sich bei der Untersuchung der hydrostatischen Instabilität für ein vertikal ausgelenktes Luftpaket ergab. In (5.36) entscheidet jedoch der Term $-f_0 \partial M_{g,x}/\partial y$ über das Stabilitätsverhalten der Horizontalbewegung quer zur Grundströmung. Analog zur Stabilitätsbedingung (4.6) der *Brunt-Väisälä Frequenz* ergibt sich aus der Lösung der Differentialgleichung (5.36) die Bedingung für Trägheitsinstabilität [5]

$$\boxed{-f_0 \frac{\partial M_{g,x}}{\partial y} = f_0 \left(f_0 - \frac{\partial u_g}{\partial y} \right) = f_0 \eta_g \begin{cases} < 0 & \text{instabil} \\ = 0 & \text{indifferent} \\ > 0 & \text{stabil} \end{cases}} \tag{5.37}$$

[5] Auf der Nordhalbkugel kann der Vorfaktor f_0 wegen $f_0 > 0$ auch weggelassen werden.

Anschaulich lässt sich das Auftreten der Trägheitsinstabilität dadurch erklären, dass im Fall $du/dt > du_g/dt$ nach einiger Zeit auch $u > u_g$ sein wird. Aus (5.34b) sieht man, dass dann $dv/dt < 0$, so dass das Partikel nach einiger Zeit wieder in die ursprüngliche geostrophische Bewegungsrichtung zurückkehren wird. In dieser Situation liegt Trägheitsstabilität vor. Im umgekehrten Fall mit $du/dt < du_g/dt$ ergibt sich nach einiger Zeit $u < u_g$ und deshalb $dv/dt > 0$. Somit nimmt die Beschleunigung quer zur Strömungsrichtung zu, d. h. hier handelt es sich um Trägheitsinstabilität.

Aus (5.37) ist zu sehen, dass geostrophische Strömungen ohne Scherung, d. h. $\partial u_g/\partial y = 0$, stabil sind. Stromfelder mit zyklonaler Scherung, für die $\partial u_g/\partial y < 0$ gilt, sind besonders stabil im Gegensatz zu Stromfeldern mit antizyklonaler Scherung $\partial u_g/\partial y > 0$. Diese können bei Überschreiten einer kritischen Scherung, nämlich wenn $\partial u_g/\partial y > f_0$, auch instabil werden. Solche instabilen Situationen sind in der Regel nur sehr kurzlebig und führen relativ schnell zu Änderungen der großräumigen Strömung. Jedoch ist auf der antizyklonalen Seite eines stark ausgeprägten *Jetstreaks* wegen der dort sehr starken horizontalen Scherung des geostrophischen Winds die Stabilität der Strömung oft sehr gering und mitunter auch indifferent.

Bei den hier vorgestellten Untersuchungen wurde unterstellt, dass die geostrophische Grundströmung zonal verlaufe mit $u_g = u_g(y)$. Zu analogen Ergebnissen gelangt man jedoch auch bei meridional ausgerichteter Grundströmung mit $v_g = v_g(x)$. In diesem Fall lautet das Kriterium für Trägheitsinstabilität

$$\boxed{f_0 \frac{\partial M_{g,y}}{\partial x} = f_0 \left(f_0 + \frac{\partial v_g}{\partial x} \right) = f_0 \eta_g \begin{cases} < 0 & \text{instabil} \\ = 0 & \text{indifferent} \\ > 0 & \text{stabil} \end{cases}} \tag{5.38}$$

Bei gekrümmten Stromlinien gelten ähnliche Überlegungen, allerdings jetzt für den Gradientwind. Für die im natürlichen Koordinatensystem formulierte relative geostrophische Vorticity (s. (5.18)) lautet die Bedingung für Trägheitsinstabilität

$$\boxed{f_0 \left(f_0 + V_G K_s - \frac{\partial V_G}{\partial n} \right) = f_0 \eta_g \begin{cases} < 0 & \text{instabil} \\ = 0 & \text{indifferent} \\ > 0 & \text{stabil} \end{cases}} \tag{5.39}$$

Erwartungsgemäß reduziert sich diese Beziehung im Fall ungekrümmter Strömungen auf (5.37) für zonalen Grundstrom mit $V_G = u_g(y)$ bzw. auf (5.38) bei meridionalem Grundstrom und $V_G = v_g(x)$. Bei starrer zyklonaler Rotationsbewegung nimmt die Geschwindigkeit V_G

in n-Richtung ab, während sie bei antizyklonaler Bewegung in n-Richtung zunimmt. Das bedeutet, dass starre zyklonale Rotationen stabil sind, da alle Terme auf der linken Seite von (5.39) größer als null sind. Starre antizyklonale Rotationen hingegen können instabil werden, da jetzt der zweite und dritte Term auf der linken Seite von (5.39) negativ sind. Der kritische Krümmungsradius, bei dem eine antizyklonale Strömung instabil wird, ist durch den Krümmungsradius des *Grenzhochs* gegeben (s. Abschn. 4.3).

5.5.2 Dynamische Instabilität

Im Folgenden werden adiabatische Bewegungen in einem stabilen in x-Richtung verlaufenden horizontalen Grundstrom mit geostrophischem Wind $u_g(y,z)$ betrachtet. In einer barotropen Atmosphäre sind die Isentropen in der (y,z)-Ebene parallel zu den Isobaren quasihorizontal ausgerichtet, während die $M_{g,x}$-Isoplethen wegen der bei Barotropie gültigen Höhenunabhängigkeit des geostrophischen Winds vertikal verlaufen. Abbildung 5.10a zeigt die entsprechenden Isolinien für eine barotrope Atmosphäre. In dieser Situation wird sich ein vom Punkt A nach A′ durch eine Störung ausgelenktes Luftpaket wieder zum Punkt A zurückbewegen, da $\partial M_{g,x}/\partial y < 0$, so dass gemäß (5.37) Trägheitsstabilität vorliegt. Ebenso wird ein von A nach A'' vertikal ausgelenktes Luftpaket wegen $\partial\theta/\partial z > 0$ zum Ausgangspunkt zurückkehren.

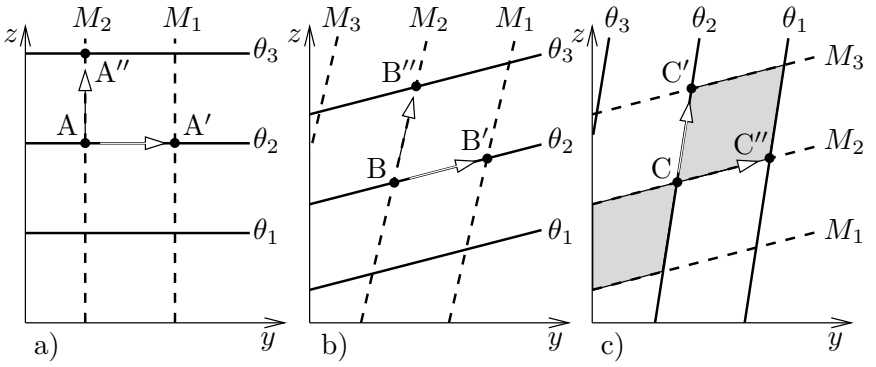


Abb. 5.10. Isentropen (durchgezogen) und $M_{g,x}$-Isoplethen (gestrichelt) in barotroper (a) und barokliner Atmosphäre (b, c). $\theta_{i+1} > \theta_i$ und $M_{i+1} > M_i$ mit $M_i = M_{g,x}(y_i)$. Näheres siehe Text

In einer baroklinen Atmosphäre mit nach Norden abnehmender Temperatur steigen die Isentropen in y-Richtung an. Je steiler die Isentropen verlaufen, umso geringer ist die statische Stabilität der

Atmosphäre. Weiterhin besitzen die $M_{g,x}$-Isoplethen wegen des thermischen Winds gegenüber der z-Achse eine Neigung, die mit zunehmender Baroklinität immer größer wird. In Abb. 5.10b sind die Isentropen stärker geneigt als die $M_{g,x}$-Isoplethen. Da in der Abbildung $M_{i+1} > M_i$, erfährt ein vom Punkt B nach B$'$ entlang der θ_2-Isentrope ausgelenktes Luftpaket eine Abnahme von $M_{g,x}$. Analog zu (5.37) entspricht dies einer stabilen Bewegung, so dass das Luftpaket wieder in seine Ausgangslage zurückkehrt. In Abb. 5.10c jedoch verlaufen die Isentropen steiler als die $M_{g,x}$-Isoplethen. Dies hat zur Folge, dass ein vom Punkt C nach C$'$ ausgelenktes Luftpaket eine Zunahme von $M_{g,x}$ erfährt, was einer instabilen Bewegung entspricht. Dieses Strömungsverhalten wird als dynamische Instabilität bezeichnet.

Die dynamische Instabilität lässt sich aber auch daran erkennen, dass man ein Partikel nicht entlang der Isentropen, d. h. $\theta = const$, sondern entlang der $M_{g,x}$-Isoplethen bewegt. In Abb. 5.10b ist die Bewegung von B nach B$''$ entlang der $M_{g,x}(y_2)$-Isoplethe allerdings auch stabil, da $\theta_3 > \theta_2$. Nimmt jedoch, wie bei der in Abb. 5.10c gezeigten Auslenkung von C nach C$''$, die potentielle Temperatur ab, dann liegt dynamische Instabilität vor. Insgesamt kann man sich leicht vorstellen, dass sich ein von C in die grau dargestellten Sektoren ausgelenktes Luftpaket instabil verhält, die Auslenkung in die übrigen Richtungen wird hingegen stabil erfolgen. Aus diesem Grund spricht man hierbei auch von *sektorieller Instabilität*.

Aus Abb. 5.10c kann man erkennen, dass sich trotz dynamischer Instabilität ein vertikal ausgelenktes Luftpaket hydrostatisch stabil verhält, da $\partial\theta/\partial z > 0$. Gleichzeitig liegt bei horizontaler Auslenkung des Luftpakets wegen $\partial M_{g,x}/\partial y < 0$ Trägheitsstabilität vor. Weiterhin ist leicht einzusehen, dass zum Auslösen dynamischer Instabilitäten nicht nur starke Baroklinität, sondern zusätzlich auch geringe statische Stabilität vorliegen muss. Denn nur wenn beide Bedingungen erfüllt sind, stellt sich die in Abb. 5.10c dargestellte Konfiguration der Isolinien ein, die eine notwendige Voraussetzung für dynamische Instabilität darstellt. An Kaltfronten findet man häufig Gebiete mit starker Baroklinität bei gleichzeitig geringer statischer Stabilität der Atmosphäre. Als Folge hiervon können dort linienhaft angeordnete dynamisch instabile Bereiche entstehen, in denen es zu heftigen konvektiven Entwicklungen kommt, die sich in parallel zur Front verlaufenden Niederschlagsbändern äußern (s. z. B. Jascourt et al. 1988, Reuter und Yau 1990, Schultz und Knox 2007). Auf die näheren Zusammenhänge wird in Kap. 13 noch einmal ausführlich eingegangen.

Ein in Abb. 5.10b vom Punkt B in beliebige Richtung ausgelenktes Luftpaket wird aufgrund der stabilen Situation wieder zu seinem Ursprungsort zurückkehren. Bei vertikaler Auslenkung ist die rücktreibende Kraft proportional zum Quadrat der *Brunt-Väisälä Fre-*

quenz $N = \sqrt{g\partial \ln\theta/\partial z}$, während bei horizontaler Auslenkung die rücktreibende Kraft durch $-f_0 \partial M_{g,x}/\partial y$ gegeben ist. Unter typischen atmosphärischen Bedingungen mittlerer Breiten gilt (Holton 2004) $-N^2/(f_0 \partial M_{g,x}/\partial y) \sim 10^4$. Hieraus kann geschlossen werden, dass sich ein aus der Gleichgewichtsströmung durch eine beliebige Störung ausgelenktes Luftpaket weitgehend entlang der Isentropen bewegt. Aus diesem Grund bietet es sich an, bei der mathematischen Formulierung des Stabilitätsverhaltens die potentielle Temperatur als *generalisierte Vertikalkoordinate* einzuführen. In diesem sogenannten *θ-System* verlaufen adiabatische Bewegungen wegen $d\theta/dt = 0$ horizontal. Damit gelten die in (5.37)–(5.39) formulierten Stabilitätskriterien, wenn dort die horizontalen Ableitungen auf Flächen konstanter potentieller Temperatur angeschrieben werden.[6] Deshalb spricht man hierbei auch von *isentroper Trägheitsinstabilität*. Somit liegt dynamische Instabilität vor, wenn die absolute geostrophische Vorticity im θ-System $\eta_{g,\theta}$ kleiner als null wird. Hieraus ergibt sich schließlich, dass die in Kap. 7 eingeführte *isentrope potentielle Vorticity* (s. (7.6)) sowohl bei hydrostatischer als auch bei dynamischer Instabilität negativ ist.

Ähnlich wie bei der gewöhnlichen Trägheitsinstabilität sind auch bei der dynamischen Instabilität die Ergebnisse unabhängig davon, ob die geostrophische Grundströmung in x- oder y-Richtung verläuft. Das entscheidende Merkmal des Stabilitätsverhaltens besteht darin, dass es sich hierbei um ein zweidimensionales Phänomen handelt, bei dem die Störungen senkrecht zur Richtung des Grundstroms erfolgen, d. h. parallel zu dieser Richtung ist das Stabilitätsverhalten konstant. Deshalb wird die dynamische Instabilität auch als *symmetrische Instabilität* bezeichnet. Wenn die dynamische Instabilität zusätzlich noch in der Richtung des Grundstroms variiert, dann liegt *barokline Instabilität* vor. Hierauf wird zu einem späteren Zeitpunkt noch einmal ausführlich eingegangen (s. Kap. 10).

Analog zur bedingten Instabilität der atmosphärischen Schichtung existiert auch eine *bedingte symmetrische Instabilität*, bei der die vertikale Temperaturänderung zwischen der trocken- und feuchtadiabatischen Temperaturabnahme liegt. Schließlich existiert noch der Begriff der *potentiellen symmetrischen Instabilität*. Hier muss in Analogie zur *potentiellen Instabilität* zunächst ein großräumiges vertikales Anheben der Luft erfolgen, bevor diese dynamisch instabil wird. Als Oberbegriff für beide Instabilitäten wird im Englischen der Ausdruck *Moist Symmetric Instability* bzw. *Slantwise Convective Instability* verwendet. Näheres hierzu ist z. B. in Schultz und Schumacher (1999) zu finden.

[6] Näheres hierzu kann beispielsweise in Zdunkowski und Bott (2003) oder Holton (2004) nachgelesen werden.

Kapitel 6
Die quasigeostrophische Theorie

In der modernen numerischen Wettervorhersage wird das in Abschn. 3.5 vorgestellte Gleichungssystem diskretisiert und anschließend mit Hilfe geeigneter numerischer Verfahren integriert, um dadurch die zeitliche Entwicklung des atmosphärischen Zustands zu erhalten. Aufgrund der mittlerweile verfügbaren Computerkapazitäten können hierbei relativ kleine räumliche Gitterabstände und numerische Integrationszeitschritte gewählt werden, so dass es nicht mehr notwendig ist, das Gleichungssystem zu vereinfachen, um meteorologisch uninteressante Wellenprozesse, die auch als *meteorologischer Lärm* bezeichnet werden, aus den Lösungen zu filtern. Die Komplexität des Gleichungssystems bringt es jedoch mit sich, dass es relativ schwer fällt, synoptisch-skalige atmosphärische Entwicklungsprozesse direkt aus den Gleichungen abzulesen. Einen deutlich einfacheren Zugang zum Verständnis großräumiger Entwicklungsvorgänge bietet die sogenannte *quasigeostrophische Theorie*. Hierbei wird eine rigorose Vereinfachung der Modellgleichungen vorgenommen mit dem Ziel, ein leicht interpretierbares bzw. integrierbares Gleichungssystem zu erhalten, in dem jedoch alle meteorologisch relevanten Prozesse noch enthalten sind. Etwa in den 1970er Jahren lösten erste *barokline Vorhersagemodelle* die bis dahin noch routinemäßig in der numerischen Wettervorhersage zum Einsatz kommenden *barotropen Modelle* ab.

6.1 Die Grundannahmen der quasigeostrophischen Theorie

Die Formulierung der quasigeostrophischen Theorie basiert darauf, dass auf der synoptischen Skala der wahre Wind mit sehr guter Näherung durch den geostrophischen Wind ersetzt werden kann. Somit können großräumige Bewegungen nicht nur als quasihorizontal, sondern auch als quasigeostrophisch angesehen werden, weshalb man bei der Verwendung der Näherung $\mathbf{v}_h \approx \mathbf{v}_g$ im atmosphärischen Gleichungssystem auch von der **quasi**geostrophischen Theorie spricht. Zu-

A. Bott, *Synoptische Meteorologie*,
DOI 10.1007/978-3-642-25122-1_6, © Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2012

dem erweist es sich in dem Fall als sinnvoll, zur Berechnung des Windfelds die *horizontale Bewegungsgleichung in der quasigeostrophischen Form* (4.23) heranzuziehen. Für Rossby-Zahlen $Ro \ll 1$, d. h. bei synoptisch-skaligen Bewegungen, ist diese Näherung in der Regel berechtigt (s. Abschn. 3.6). Einige, durchaus auch großskalige Phänomene, wie beispielsweise Fronten, Jetstreams oder die bei der Überströmung von Gebirgen entstehenden Deformationen des Windfelds, lassen sich mit der quasigeostrophischen Theorie jedoch nicht immer zufriedenstellend beschreiben. Das liegt vor allem daran, dass in (4.23) die durch den ageostrophischen Wind erfolgende Advektion von $\mathbf{v}_g$ ignoriert wurde. Daher leistet die *geostrophische Form der Bewegungsgleichung* (4.25), die diesen Term noch beinhaltet, hier wesentlich bessere Dienste. Die auch als *semigeostrophische Theorie* (Hoskins 1975) bezeichnete Methode dient beispielsweise als Grundlage zur mathematischen Beschreibung ageostrophischer Querbewegungen an Fronten (s. Abschn. 12.5).

In den folgenden Abschnitten werden die Modellgleichungen der quasigeostrophischen Theorie vorgestellt und näher diskutiert. Um eine relativ einfache Form der Gleichungen zu erhalten, wird die *β-Ebene* mit dem Druck als generalisierter Vertikalkoordinate (p-System) verwendet.[1] Eine detaillierte Ableitung der mathematischen Beziehungen wird nicht präsentiert. Hierzu sollte die einschlägige Literatur herangezogen werden (s. z. B. Pichler 1997, Zdunkowski und Bott 2003, Holton 2004). Die Ableitung des quasigeostrophischen Gleichungssystems basiert auf folgenden Annahmen:

- Die Atmosphäre befinde sich immer im hydrostatischen Gleichgewicht

$$\boxed{\frac{\partial \phi}{\partial p} = -\frac{1}{\rho} = -\frac{R_0 T}{p}} \tag{6.1}$$

- Der geostrophische Wind $\mathbf{v}_g$ wird durch $\mathbf{v}_{g,0}$ approximiert, d. h.

$$\boxed{\mathbf{v}_g = \frac{1}{f_0}\mathbf{k} \times \nabla_h \phi} \tag{6.2}$$

- Zu allen Zeiten bestehe ein Gleichgewicht zwischen Masse- und horizontalem Windfeld. Diese Annahme wird dadurch realisiert, dass in allen Gleichungen der horizontale Wind $\mathbf{v}_h$ durch den geostrophischen Wind $\mathbf{v}_g$ ersetzt wird. Analog zu (5.21) erhält man mit Hilfe von (6.2) die *relative geostrophische* und *absolute*

[1] Zur Schreibvereinfachung wird an allen Termen der das p-System kennzeichnende Index p weggelassen.

geostrophische Vorticity als

$$\boxed{\zeta_g = \mathbf{k} \cdot \nabla_h \times \mathbf{v}_g = \frac{1}{f_0} \nabla_h^2 \phi, \qquad \eta_g = \zeta_g + f} \tag{6.3}$$

Hieraus ist zu sehen, dass bei der absoluten Vorticity η_g der Coriolisparameter f nicht als konstant angenommen wird. Dadurch gelingt es, den weiter unten diskutierten wichtigen *β-Effekt* im Gleichungssystem beizubehalten.

- Der horizontale Wind $\mathbf{v}_h$ wird zwar durch den geostrophischen Wind $\mathbf{v}_g$ ersetzt, allerdings bleibt der Divergenzterm $\nabla_h \cdot \mathbf{v}_h$ von dieser Näherung verschont, indem vor der Einführung von $\mathbf{v}_g$ in allen Gleichungen der Term $\nabla \cdot \mathbf{v}_h$ mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung (3.32) durch $\partial\omega/\partial p$ ersetzt wird. Diese Maßnahme ist notwendig, um Vertikalbewegungen im System beizubehalten, denn sonst würde wegen $\nabla_h \cdot \mathbf{v}_g = 0$ die Integration der Kontinuitätsgleichung in allen Schichten $\omega = 0$ ergeben. Deshalb spricht man auch von der *selektiven geostrophischen Approximation.*

Mit den Annahmen der quasigeostrophischen Theorie gelingt es, ein mathematisch stark vereinfachtes prognostisches Gleichungssystem abzuleiten, bei dem jedoch nicht vollständig auf die ageostrophischen Masseflüsse verzichtet wird. Wie bereits früher erwähnt, sind die mit $\mathbf{v}_{ag}$ verbundenen horizontalen Masseflüsse für Änderungen der räumlichen Druckverteilung verantwortlich. Von ebenso fundamentaler Bedeutung für die Leistungsfähigkeit des quasigeostrophischen Systems ist aber auch die Tatsache, dass durch die selektive geostrophische Approximation die aus ageostrophischen Vergenzen des horizontalen Winds resultierenden Vertikalbewegungen im System weiterhin berücksichtigt werden. Schließlich folgt aus den Annahmen der quasigeostrophischen Theorie, dass in der Atmosphäre zu allen Zeiten thermisches Windgleichgewicht vorliegt (s. Abschn. 4.4). Das bedeutet insbesondere, dass Änderungen im horizontalen Windfeld immer mit entsprechenden Änderungen der horizontalen Temperaturverteilung verbunden sein müssen und umgekehrt.

6.2 Die quasigeostrophischen Modellgleichungen

Ignoriert man einmal die *Bilanzgleichungen* für Wasserdampf, Wasser und Eis, dann besteht das thermo-hydrodynamische Gleichungssystem für die trockene Atmosphäre aus fünf prognostischen Gleichungen für die Komponenten des dreidimensionalen Windfelds (u, v, w), die Dichte ρ und die Temperatur T sowie aus der idealen Gasgleichung

als diagnostischer Beziehung zur Bestimmung des Luftdrucks p (s. Abschn. 3.5).[2] Da es sich hierbei um ein geschlossenes Gleichungssystem für die sechs *Zustandsvariablen* (u, v, w, p, ρ, T) handelt, würde jede Hinzunahme weiterer Relationen zwischen den Zustandsvariablen in einem überbestimmten Gleichungssystem resultieren, was gegebenenfalls zu Widersprüchen führen könnte. Unterstellt man beispielsweise die Gültigkeit der hydrostatischen Approximation (3.44), dann muss zur Vermeidung solcher Schwierigkeiten eine der anderen Gleichungen aus dem System gestrichen werden. Gemäß der *Skalenanalyse* handelt es sich hierbei um die dritte Bewegungsgleichung (s. Abschn. 3.6). Bei Verwendung des p-Systems zusammen mit der hydrostatischen Approximation entfällt nicht nur die prognostische Gleichung für die Vertikalbewegung, vielmehr wird auch die Kontinuitätsgleichung (3.32) zu einer diagnostischen Relation.

Grundsätzlich kann man zeigen, dass es äquivalent ist, statt der prognostischen Gleichungen für die Komponenten (u, v) des horizontalen Winds entsprechende prognostische Gleichungen für die Vorticity ζ und die horizontale Divergenz D zu lösen und dann mit Hilfe beider Größen den Horizontalwind diagnostisch zu ermitteln. Diese Methode zur Berechnung von $\mathbf{v}_h$ bietet sich insbesondere dann an, wenn man den horizontalen Wind als divergenzfrei unterstellt, denn dadurch wird die eigentlich prognostische Divergenzgleichung ebenfalls zu einer diagnostischen Verträglichkeitsbedingung. Wird schließlich im Modell $\mathbf{v}_h = \mathbf{v}_g$ gesetzt, dann entspricht dies der Hinzunahme von zwei weiteren diagnostischen Beziehungen. Im Gegenzug werden die Divergenz- und die Kontinuitätsgleichung aus dem System gestrichen. Das bedeutet jedoch, dass jetzt eine alternative Form der *Richardsongleichung* zur Bestimmung von ω gefunden werden muss. Hierbei handelt es sich um die bereits erwähnte *ω-Gleichung*. Weiter unten wird gezeigt, dass sich die ω-Gleichung aus der geostrophischen Form der Vorticitygleichung und der Wärmegleichung ableiten lässt.

Am Ende bleibt in dem so konstruierten quasigeostrophischen Modell von den ursprünglich fünf prognostischen Gleichungen nur noch eine für das Geopotential ϕ übrig. Die restlichen Modellvariablen $(u_h, v_h, \omega, \rho, T)$ lassen sich diagnostisch als Funktion von ϕ berechnen, nämlich gemäß (6.1) und (6.2) (mit $\mathbf{v}_h = \mathbf{v}_g$) sowie mit Hilfe der weiter unten abgeleiteten ω-Gleichung (6.8).

Das Ziel der quasigeostrophischen Theorie besteht jedoch weniger in der Entwicklung dieses Vorhersagemodells. Vielmehr soll untersucht werden, welche Zusammenhänge sich für die verschiedenen Zustandsvariablen aus der Verwendung der quasigeostrophischen Annahmen ergeben. Die aus der Theorie gewonnenen Erkenntnisse lassen sich

[2] Durch Koordinatentransformationen könnte man prinzipiell auch eine andere Wahl der Zustandsvariablen treffen.

dann in allen Situationen anwenden, in denen die quasigeostrophischen Annahmen näherungsweise gültig sind. Im Mittelpunkt des Interesses steht hierbei die Untersuchung der ω-Gleichung. In den folgenden Abschnitten werden die quasigeostrophischen Annahmen in die verschiedenen Modellgleichungen eingeführt.

6.2.1 Der erste Hauptsatz der Thermodynamik

Der erste Hauptsatz der Thermodynamik lässt sich auf unterschiedliche Weise darstellen. Mit $dp/dt = \omega$ erhält man aus (3.23) unter Benutzung von $\mathbf{v}_h = \mathbf{v}_g$

$$\begin{aligned}
&\text{(a)} && \frac{\partial T}{\partial t} = -\mathbf{v}_g \cdot \nabla_h T + \frac{p\sigma_0}{R_0}\omega + \frac{1}{c_p}\frac{đq}{dt} \\
&\text{(b)} && \frac{\partial}{\partial t}\left(-\frac{\partial \phi}{\partial p}\right) = -\frac{R_0}{p}\mathbf{v}_g \cdot \nabla_h T + \sigma_0\omega + \frac{R_0}{c_p p}\frac{đq}{dt} \\
&\text{(c)} && \frac{\partial \theta}{\partial t} = -\mathbf{v}_g \cdot \nabla_h \theta + \frac{\sigma_0}{\gamma}\omega + \frac{\theta}{c_p T}\frac{đq}{dt}
\end{aligned} \tag{6.4}$$

Für die Ableitung von (6.4b) wurde die hydrostatische Approximation (6.1) und in (6.4c) die Definition der potentiellen Temperatur (3.26) verwendet. Der in den Gleichungen auftauchende Term σ_0 ist die sogenannte *statische Stabilität*. Weiterhin wurde in (6.4c) die Größe γ benutzt. Beide Terme sind definiert über

$$\boxed{\sigma_0 = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \ln\theta}{\partial p} = -\gamma\frac{\partial \theta}{\partial p}, \qquad \gamma = \frac{R_0}{p_0}\left(\frac{p_0}{p}\right)^{c_v/c_p}} \tag{6.5}$$

Im Rahmen der quasigeostrophischen Theorie muss für σ_0 ein über große, d. h. synoptisch-skalige Flächen gebildeter Mittelwert eingesetzt werden. Da die Atmosphäre über diese Gebiete gemittelt immer stabil geschichtet ist, gilt $\sigma_0 > 0$.

6.2.2 Die Vorticitygleichung

Die *Vorticitygleichung* (5.26) wird approximiert durch

$$\boxed{\begin{aligned}
\frac{\partial \zeta_g}{\partial t} = \frac{1}{f_0}\nabla_h^2\left(\frac{\partial \phi}{\partial t}\right) &= -\mathbf{v}_g \cdot \nabla_h(\zeta_g + f) - f_0 \nabla_h \cdot \mathbf{v}_h \\
&= -\mathbf{v}_g \cdot \nabla_h \zeta_g - v_g\beta + f_0\frac{\partial \omega}{\partial p}
\end{aligned}} \tag{6.6}$$

Diese Näherungsform erhält man, wenn man (6.3) in (5.26) einsetzt und $\eta \nabla_h \cdot \mathbf{v}_h$ durch $f_0 \nabla_h \cdot \mathbf{v}_h$ ersetzt. Weiterhin wurde, dem quasigeostrophischen Ansatz folgend, $\nabla_h \cdot \mathbf{v}_h$ durch $-\partial\omega/\partial p$ ersetzt. Aus (6.6) ist zu sehen, dass die lokale zeitliche Änderung der relativen geostrophischen Vorticity aus der Advektion absoluter geostrophischer Vorticity η_g und aus Vergenzen des horizontalen Winds resultiert. [3]

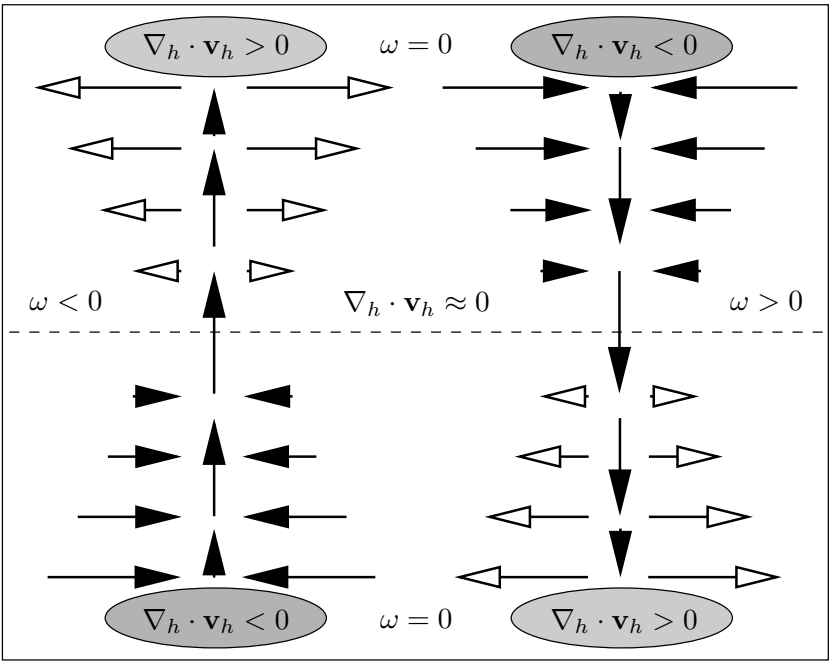


Abb. 6.1. Vergenzbereiche und Vertikalbewegungen in einer sich entwickelnden Atmosphäre

Abbildung 6.1 zeigt in einer sich entwickelnden Atmosphäre die Bereiche mit unterschiedlichem Vorzeichen von $\nabla_h \cdot \mathbf{v}_h$. Unterstellt man, dass Vertikalbewegungen am Ober- und Unterrand der Atmosphäre verschwinden, dann liegt gemäß (3.32) in Aufstiegsgebieten ($\omega < 0$) Konvergenz am Boden und Divergenz in der Höhe vor. Da Konvergenz gemäß (6.6) eine Zunahme der Vorticity bewirkt (s. auch Abb. 5.7), entsteht wegen (6.3) im Aufstiegsgebiet ein lokales Minimum von ϕ, d. h. tiefer Luftdruck. Das ist jedoch nur dann möglich, wenn die Divergenz in der Höhe betragsmäßig größer als die Konvergenz am Boden ist. In Absinkgebieten verhält es sich umgekehrt. Hier

[3] Der Einfachheit halber wird im weiteren Verlauf die geostrophische Vorticity nur als Vorticity bezeichnet.

entsteht am Boden hoher Luftdruck, was bedeutet, dass die Konvergenz in der Höhe betragsmäßig größer als die Divergenz am Boden sein muss. In Abschn. 11.1, das sich mit der Zyklogenese und Antizyklogenese beschäftigt, wird auf die näheren Zusammenhänge noch einmal ausführlich eingegangen.

In der mittleren Atmosphäre existiert eine Schicht, in der $\nabla_h \cdot \mathbf{v}_h \approx 0$. Hier ist die Vertikalgeschwindigkeit betragsmäßig maximal. Diese Schicht, die auch als *divergenzfreies Niveau* bezeichnet wird, befindet sich etwa im Bereich 500–600 hPa. Dort wird die Vorticityänderung im Wesentlichen durch advektive Prozesse gesteuert, wobei gemäß (6.6) sowohl relative Vorticity ζ_g als auch planetare Vorticity f advehiert werden.

In Abb. 6.2 sind die Verteilung der Vorticity in einer *Rossby-Welle* sowie die Wirkungsweise der beiden Advektionsterme aus (6.6) wiedergegeben. Gemäß (6.3) befinden sich die Minima und Maxima der relativen Vorticity in den Zentren von Hoch- und Tiefdruckgebieten bzw. entlang der Trog- und Rückenachsen, da dort ϕ minimal ($\nabla_h^2 \phi > 0$) und maximal ($\nabla_h^2 \phi < 0$) ist. Somit ist an der Trogvorderseite $-\mathbf{v}_g \cdot \nabla_h \zeta_g > 0$ und es herrscht positive Advektion relativer Vorticity (Punkt A). Weiterhin bewegt sich hier die Luft mit einer positiven Nordkomponente v_g des geostrophischen Winds. Deshalb ist gleichzeitig $-v_g \beta < 0$. Umgekehrtes gilt für die Rückseite des Trogs, d. h. die Vorderseite des Rückens (Punkt B). Hieraus ist zu sehen, dass sich an beiden Punkten die Advektionsanteile von relativer und planetarer Vorticity teilweise gegenseitig kompensieren. Dies steht im Einklang damit, dass die Phasengeschwindigkeit einer Rossby-Welle kleiner als die Partikelgeschwindigkeit ist, so dass die Teilchen die Welle von links nach rechts durchlaufen. Darauf wird in Kap. 10 noch ausführlich eingegangen.

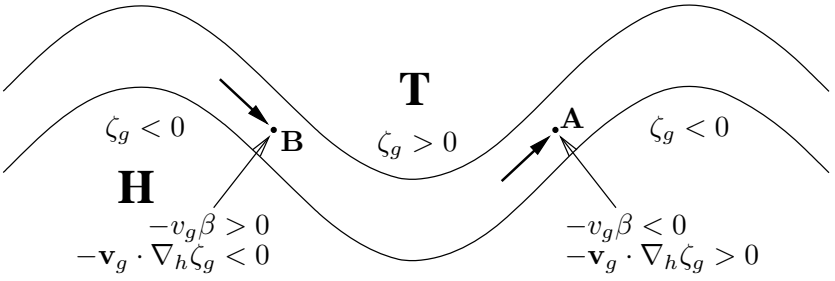


Abb. 6.2. Vorticityverteilung und Wirkungsweise der Advektionsterme in der Vorticitygleichung (6.6)

Es ist ebenso leicht einzusehen, dass mit zunehmender Krümmung, d. h. kürzerer Wellenlänge, die Advektion relativer Vorticity immer

dominanter wird, da dann die Extremwerte von ζ_g betragsmäßig zunehmen. Das bedeutet, dass sich in einem westlichen Grundstrom kurze Wellen schneller nach Osten bewegen als lange. Ähnliches gilt für die Amplitude der Welle. Je größer diese ist, umso stärker ist der Einfluss der Advektion planetarer Vorticity. Daraus ergibt sich, dass quasistationäre Wellen, d. h. *blockierende Wetterlagen*, durch große Wellenlängen und -amplituden gekennzeichnet sind.

Wie bereits oben angesprochen, verlagert sich wegen des nach Norden hin abnehmenden Rossby-Parameters unter sonst gleichen Bedingungen eine Welle in nördlichen Breiten schneller als in südlichen. Besitzt die Verlagerungsrichtung der Welle einen meridionalen Anteil, dann ändert sich die Wirkungsweise der Advektion planetarer Vorticity. Bei einer südlichen Bewegung verringert sich der Term $v_g\beta$, so dass sich die Welle unter sonst gleichen Bedingungen schneller verlagert. Umgekehrt verhält es sich wiederum bei einer nach Norden gerichteten Wellenbewegung.

In der unteren und oberen Atmosphäre kommt zu der rein advektiven Verlagerung der Welle noch die Wirkung des Divergenzterms hinzu. Findet auf der Trogvorderseite (Punkt A in Abb. 6.2) Hebung statt, dann ist gemäß der oben geführten Diskussion in der oberen Atmosphäre $-f_0\nabla_h \cdot \mathbf{v}_h < 0$, d. h. der Term wirkt dem Advektionsterm entgegen, in der unteren Atmosphäre ist das Gegenteil der Fall. Entsprechendes gilt für die Rückseite des Trogs (Punkt B in Abb. 6.2), wenn dort Absinkbewegungen stattfinden. Für die untere Atmosphäre ist die Wirkung des Divergenzterms von besonderer Bedeutung, da hier wegen der geschlossenen Isohypsen die Gradienten der Vorticity relativ schwach sind, so dass der Effekt der Vorticityadvektion vergleichsweise gering ist. Da in einer baroklinen Atmosphäre der horizontale Wind normalerweise mit der Höhe zunimmt, würde allein deswegen der Advektionsterm zu einer schnelleren Verlagerung der Welle in der hohen Troposphäre als im divergenzfreien Niveau führen. Umgekehrt würde sich im bodennahen Bereich wegen der dort geringeren Windgeschwindigkeiten die Welle langsamer bewegen. Der Divergenzterm wirkt diesen unterschiedlichen advektiv bedingten Tendenzen entgegen, indem er die Verlagerung der Welle in der Höhe abbremst und am Boden beschleunigt.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass sich die barokline Welle nicht nur durch reine Transportprozesse verlagert, sondern vor allem in der oberen und unteren Atmosphäre durch die mit dem ageostrophischen Wind erfolgende Erzeugung neuer Vorticityfelder ständig neu aufgebaut wird. Hierdurch ist es möglich, dass sich die Welle insgesamt mit weitgehend höhenkonstanter Phasengeschwindigkeit bewegt, d. h. die vertikalen Neigungen der Trog- und Rückenachsen bleiben konstant.

6.2.3 Die ω-Gleichung

Die vorangehende Diskussion hat gezeigt, dass Vorticityänderungen über den Divergenzterm und die Kontinuitätsgleichung eng mit Vertikalbewegungen verknüpft sind. Da durch die Verwendung der hydrostatischen Approximation die prognostische Gleichung für die Vertikalbewegung nicht mehr zur Verfügung steht, muss eine diagnostische Beziehung, nämlich die oben bereits angesprochene *Richardsongleichung*, zur Bestimmung von ω verwendet werden. Würde man hierfür die Kontinuitätsgleichung (3.32) heranziehen, dann ergäbe sich

$$\omega(p) = -\int_{p_0}^{p} \nabla_h \cdot \mathbf{v}_h dp \tag{6.7}$$

wobei $\omega(p_0) = 0$ gesetzt wurde. Diese Art der Bestimmung von $\omega(p)$ ist jedoch nicht sehr erfolgversprechend. Der Grund hierfür besteht darin, dass die horizontale Divergenz des Winds kaum messbar ist und auch deren numerische Bestimmung zu fehlerhaft wäre, um daraus eine vernünftige ω-Verteilung zu gewinnen. Im quasigeostrophischen Modell entfällt diese Möglichkeit ohnehin, weil (3.32) nicht mehr Bestandteil des Gleichungssystems ist.

Ersetzt man in (6.4b) die Temperatur durch (6.1) und in (6.6) die Vorticity durch (6.3), dann erhält man zwei Bestimmungsgleichungen für die Tendenz des Geopotentials $\chi = \partial\phi/\partial t$ und die Vertikalbewegung ω als Funktion von ϕ (und dem vorzugebenden diabatischen Antrieb). Hieraus lässt sich zunächst schließen, dass barokline Entwicklungen im geostrophischen Modell, d. h. zeitliche Geopotential- bzw. Druckänderungen, nur möglich sind, wenn ageostrophische Bewegungen, ausgedrückt durch ω, stattfinden. Denn würde man zusätzlich im System die Bedingung $\omega = 0$ fordern, dann resultierten aus (6.4b) und (6.6) zwei sich normalerweise widersprechende Bestimmungsgleichungen für χ, d. h. das Gleichungssystem wäre wiederum überbestimmt. Anders ausgedrückt bedeutet dies, dass es nicht möglich ist, durch reine geostrophische Bewegungen in einer baroklinen Atmosphäre das aus der quasigeostrophischen Annahme folgende thermische Windgleichgewicht aufrecht zu erhalten. Vielmehr sind hierfür ageostrophische Bewegungen notwendig. Auf diesen Sachverhalt wird weiter unten noch einmal näher eingegangen.

Um aus (6.4b) und (6.6) die beiden Unbekannten ω und χ zu ermitteln, werden die Operatoren $(1/\sigma_0)\nabla_h^2$ auf die Wärmegleichung (6.4b) und $(-f_0/\sigma_0)(\partial/\partial p)$ auf die Vorticitygleichung (6.6) angewendet. Durch anschließende Subtraktion der daraus resultierenden Gleichungen wird die Tendenz des Geopotentials χ eliminiert und man erhält die *ω-Gleichung*, die im quasigeostrophischen Modell die Ri-

chardsongleichung darstellt, als

$$\boxed{\begin{aligned}\left(\nabla_h^2 + \frac{f_0^2}{\sigma_0}\frac{\partial^2}{\partial p^2}\right)\omega = &-\frac{f_0}{\sigma_0}\frac{\partial}{\partial p}\left[-\mathbf{v}_g\cdot\nabla_h(\zeta_g+f)\right]\\ &-\frac{R_0}{\sigma_0 p}\nabla_h^2(-\mathbf{v}_g\cdot\nabla_h T) - \frac{1}{\sigma_0}\nabla_h^2\left(\frac{R_0}{c_p p}\frac{đq}{dt}\right)\end{aligned}} \tag{6.8}$$

Analog hierzu lässt sich die sogenannte χ-*Gleichung* ableiten, indem man auf (6.4b) den Operator $(-f_0^2/\sigma_0)(\partial/\partial p)$ anwendet und das Ergebnis zu der mit f_0 multiplizierten Gleichung (6.6) addiert. Hierbei wird die Vertikalbewegung aus den Gleichungen eliminiert und es ergibt sich

$$\boxed{\begin{aligned}\left(\nabla_h^2 + \frac{f_0^2}{\sigma_0}\frac{\partial^2}{\partial p^2}\right)\chi = &f_0\left[-\mathbf{v}_g\cdot\nabla_h(\zeta_g+f)\right]\\ &-\frac{f_0^2}{\sigma_0}\frac{\partial}{\partial p}\left[\frac{R_0}{p}\left(-\mathbf{v}_g\cdot\nabla_h T\right)\right] - \frac{f_0^2}{\sigma_0}\frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{R_0}{c_p p}\frac{đq}{dt}\right)\end{aligned}} \tag{6.9}$$

Somit stellen (6.8) und (6.9) äquivalente Formen der Wärmegleichung (6.4b) und der Vorticitygleichung (6.6) dar. Die Ableitung der Richardsongleichung als Alternative zur Kontinuitätsgleichung (3.32) kann als eine der wichtigsten Aussagen der quasigeostrophischen Theorie angesehen werden.

Eine Interpretation der ω-Gleichung wird erleichtert, wenn man unterstellt, dass die räumliche ω-Verteilung durch harmonische Funktionen gegeben ist in der Gestalt

$$\omega = A\sin\left(\frac{\pi p}{p_0}\right)\cos(k_x x)\cos(k_y y) \tag{6.10}$$

Hieraus kann man unmittelbar sehen, dass ω, wie gewünscht, am Ober- und Unterrand der Atmosphäre verschwindet und bei $p = p_0/2$ maximal ist. Einsetzen dieser Beziehung in (6.8) zeigt, dass die linke Seite dieser Gleichung proportional zu $-\omega$ ist, d. h.

$$\boxed{\begin{aligned}\omega \;\propto\; &\frac{f_0}{\sigma_0}\frac{\partial}{\partial p}\left[-\mathbf{v}_g\cdot\nabla_h(\zeta_g+f)\right] + \frac{R_0}{\sigma_0 p}\nabla_h^2(-\mathbf{v}_g\cdot\nabla_h T)\\ &+\frac{1}{\sigma_0}\nabla_h^2\left(\frac{R_0}{c_p p}\frac{đq}{dt}\right)\end{aligned}} \tag{6.11}$$

Da im ersten Term auf der rechten Seite dieser Gleichung die vertikale Änderung der Vorticityadvektion steht, spricht man hierbei auch vom

Hebungsantrieb durch *differentielle Vorticityadvektion*. Im zweiten Term kann T durch $\partial\phi/\partial p$ ersetzt werden, so dass es sich hierbei um einen Hebungsantrieb durch *Schichtdickenadvektion*[4] handelt.

Aus (6.11) ist zu sehen, dass drei Terme Hebungs- bzw. Absinkprozesse auslösen können, wobei auch hier wiederum gilt, dass die Summe der Terme letztendlich über das Vorzeichen von ω entscheidet. Demnach ergibt sich ein Hebungsantrieb, d. h. $\omega < 0$,

- bei mit der Höhe zunehmender positiver Vorticityadvektion (oder bei mit der Höhe abnehmender negativer Vorticityadvektion),
- in Gebieten mit maximaler Warmluftadvektion (oder in Gebieten mit minimaler Kaltluftadvektion),
- in Gebieten mit maximaler diabatischer Wärmezufuhr (oder in Gebieten mit minimalem diabatischen Wärmeentzug).

Absinkprozesse ($\omega > 0$) werden angetrieben

- durch mit der Höhe zunehmende negative Vorticityadvektion (oder mit der Höhe abnehmende positive Vorticityadvektion),
- in Gebieten mit maximaler Kaltluftadvektion (oder in Gebieten mit minimaler Warmluftadvektion),
- in Gebieten mit maximalem diabatischen Wärmeentzug (oder in Gebieten mit minimaler diabatischer Wärmezufuhr).

Die hierbei in Klammern stehenden Hebungs- und Absinkantriebe sind vergleichsweise unbedeutend. Die Abhängigkeit der Vertikalgeschwindigkeit von σ_0^{-1} zeigt, dass die Wirkung der Antriebsterme mit zunehmender statischer Stabilität abnimmt. Unterstellt man ebenso wie beim Feld der Vertikalbewegung harmonische Verläufe des Geopotentials und der Temperaturverteilung, dann erkennt man leicht, dass die Antriebe in kurzwelligen Systemen stärker wirken als in langwelligen.

Analog zur ω-Gleichung lässt sich die χ-Gleichung (6.9) interpretieren. Hieraus ergibt sich, dass das Geopotential (bzw. der Druck) fällt bei

- positiver Vorticityadvektion,
- mit der Höhe zunehmender Schichtdickenadvektion,
- mit der Höhe zunehmender diabatischer Wärmezufuhr.

Bei einem Geopotentialanstieg gelten die entsprechenden Überlegungen mit umgekehrtem Vorzeichen.

In einer barotropen Atmosphäre, in der die Temperatur-, Dichte- und Druckfelder parallel verlaufen, existiert kein thermischer Wind und damit auch keine Höhenabhängigkeit der Vorticity. Ebenso findet keine horizontale Temperaturadvektion statt. Unter der Annahme adiabatischer Prozesse verschwindet dann die rechte Seite von (6.8), so

[4] oder genauer durch einen lokalen Extremwert der Schichtdickenadvektion

dass keine Vertikalbewegungen existieren. Dies steht im Einklang mit der früher bereits erwähnten Feststellung, dass Vertikalbewegungen innerhalb der Atmosphäre eng mit der Baroklinität verbunden sind.

Mit verschwindendem ω ist der horizontale Wind gemäß der Kontinuitätsgleichung (3.32) divergenzfrei. Aus (6.6) erhält man dann die geostrophische Form der *divergenzfreien barotropen Vorticitygleichung*

$$\boxed{\frac{\partial \zeta_g}{\partial t} = -\mathbf{v}_g \cdot \nabla_h (\zeta_g + f) \implies \frac{d\eta_g}{dt} = 0} \tag{6.12}$$

Somit ist bei *Barotropie* die absolute Vorticity eine Erhaltungsgröße. Weiterhin sieht man, dass bei zonaler Bewegung, bei der keine Advektion planetarer Vorticity stattfindet, bestehende Druckgebilde ohne Intensitätsänderung rein advektiv verlagert werden. Wenn $\mathbf{v}_g$ jedoch eine meridionale Komponente besitzt, wird der β-Effekt wirksam, so dass bei konstantem Wert von η_g ständig planetare in relative Vorticity umgewandelt wird und umgekehrt. Wie in Abschn. 10.2 noch eingehend diskutiert wird, ist dieser Umstand die Ursache für das Auftreten von *Rossby-Wellen*. Schließlich ist wegen der bei Barotropie bestehenden Höhenunabhängigkeit des geostrophischen Winds die Verlagerungsgeschwindigkeit der Druckgebilde in allen Höhen gleich.

6.3 Die Trenberth Form der ω-Gleichung

Obwohl in der ω-Gleichung jeder Antriebsterm für sich genommen leicht interpretierbar ist, besteht das Problem, dass sich die einzelnen Antriebsterme gegenseitig verstärken oder aber auch kompensieren können, so dass es mitunter schwer fällt, eine vernünftige Abschätzung der ω-Verteilung aus dem Zusammenwirken aller Terme zu erhalten. Zudem sind die einzelnen Antriebsterme der ω-Gleichung nicht Galileiinvariant, d. h. die Einzelterme hängen von der Wahl eines bestimmten Bezugssystems ab. In dieser Hinsicht verhält sich die ω-Gleichung so ähnlich wie das Skalarprodukt zweier Vektoren, das selbst zwar Galileiinvariant ist, die einzelnen Komponenten des Skalarprodukts sind es jedoch nicht. Würde man z. B. die ω-Gleichung in ein sich mit konstanter Geschwindigkeit bewegendes Bezugssystem transformieren, dann würden die Advektionsterme der Vorticity und der Temperatur für sich genommen jeweils andere Beiträge liefern. In der Summe würden sich die entstandenen Zusatzterme jedoch gegeneinander aufheben, so dass insgesamt gesehen das ω-Feld davon unberührt bliebe (s. hierzu auch Bluestein 1992).

Trenberth (1978) untersuchte die einzelnen Terme der ω-Gleichung (6.8) und stellte fest, dass die beiden ersten Terme auf der rechten Seite der Gleichung sich häufig teilweise kompensieren. Da in

der quasigeostrophischen Theorie ϕ die einzige unabhängige Variable ist, liegt es auf der Hand, dass die beiden Terme nicht unabhängig voneinander sein können. Durch Ausdifferenzieren der rechten Seite der ω-Gleichung lässt sich eine alternative Form ableiten, die die kompensatorischen Anteile der Advektionsterme nicht mehr beinhaltet. Hierzu werden die Differentiationen $\partial/\partial p$ für die Vorticityadvektion und ∇_h^2 für die Temperaturadvektion in (6.8) gemäß der Produktregel ausgeführt. Für den Vorticityterm ergibt sich unmittelbar

$$-\frac{f_0}{\sigma_0}\frac{\partial}{\partial p}\left[-\mathbf{v}_g\cdot\nabla_h(\zeta_g+f)\right]=\frac{f_0}{\sigma_0}\left(\frac{\partial\mathbf{v}_g}{\partial p}\cdot\nabla_h(\zeta_g+f)+\mathbf{v}_g\cdot\nabla_h\frac{\partial\zeta_g}{\partial p}\right) \tag{6.13}$$

Der erste Term auf der rechten Seite dieser Gleichung beschreibt die Advektion geostrophischer absoluter Vorticity mit dem thermischen Wind und der zweite Term die Advektion der sogenannten *thermischen Vorticity* $\partial\zeta_g/\partial p$ mit dem geostrophischen Wind. Für die Temperaturadvektion erhält man nach einigen etwas aufwendigeren Umformungen

$$\begin{aligned}-\frac{R_0}{\sigma_0 p}\nabla_h^2(-\mathbf{v}_g\cdot\nabla_h T)=\frac{f_0}{\sigma_0}\Bigg(&\frac{\partial\mathbf{v}_g}{\partial p}\cdot\nabla_h\zeta_g-\mathbf{v}_g\cdot\nabla_h\frac{\partial\zeta_g}{\partial p}\\&+\delta_{sh}\frac{\partial\delta_{st}}{\partial p}-\delta_{st}\frac{\partial\delta_{sh}}{\partial p}\Bigg)\end{aligned} \tag{6.14}$$

Die Größen $\delta_{st}=\partial u/\partial x-\partial v/\partial y$ und $\delta_{sh}=\partial u/\partial y+\partial v/\partial x$ sind die bereits in (5.11) eingeführten Terme der *Streckungs-* und *Scherungsdeformation*. Analog zum thermischen Wind und der thermischen Vorticity werden die Ausdrücke $\partial\delta_{st}/\partial p$ und $\partial\delta_{sh}/\partial p$ auch als *thermische Deformation* bezeichnet.

Ein Vergleich von (6.14) mit (6.13) zeigt, dass in beiden Gleichungen die Advektion geostrophischer Vorticity mit dem thermischen Wind mit gleichem Vorzeichen, die Advektion thermischer Vorticity mit dem geostrophischen Wind jedoch mit unterschiedlichem Vorzeichen steht, so dass sich dieser Anteil wegkürzt, wenn man (6.13) und (6.14) in (6.8) einsetzt. Insgesamt erhält man für die ω-Gleichung

$$\boxed{\begin{aligned}\left(\nabla_h^2+\frac{f_0^2}{\sigma_0}\frac{\partial^2}{\partial p^2}\right)\omega=\frac{f_0}{\sigma_0}\Bigg(&2\frac{\partial\mathbf{v}_g}{\partial p}\cdot\nabla_h\zeta_g+\frac{\partial\mathbf{v}_g}{\partial p}\cdot\nabla_h f+\delta_{sh}\frac{\partial\delta_{st}}{\partial p}\\&-\delta_{st}\frac{\partial\delta_{sh}}{\partial p}\Bigg)-\frac{1}{\sigma_0}\nabla_h^2\left(\frac{R_0}{c_p p}\frac{đq}{dt}\right)\end{aligned}} \tag{6.15}$$

Dies ist die *Trenberth Form der ω-Gleichung*. Zur Diskussion der Gleichung wird zunächst Adiabasie angenommen. Weiterhin zeigt sich,

dass auf der synoptischen Skala die aus der thermischen Deformation resultierenden Hebungsantriebe vergleichsweise klein sind. Das gilt jedoch nur für die mittlere Troposphäre, d. h. etwa zwischen 300–700 hPa, und auch nicht unmittelbar an einer Front (Martin 1999). Wie in Abschn. 12.4 noch eingehend diskutiert wird, spielen die Deformationsterme insbesondere bei der Aufrechterhaltung und Verstärkung von Fronten, d. h. bei der *Frontogenese*, eine wichtige Rolle. Schließlich kann noch die Advektion planetarer Vorticity mit dem thermischen Wind vernachlässigt werden, da die Meridionalkomponente von $\mathbf{v}_g$ normalerweise eine relativ geringe vertikale Scherung aufweist.

Unterstellt man wiederum einen harmonischen Verlauf von ω gemäß (6.10), dann ergibt sich mit diesen Näherungen

$$\boxed{\omega \;\propto\; -\frac{2f_0}{\sigma_0}\frac{\partial \mathbf{v}_g}{\partial p}\cdot\nabla_h\zeta_g} \tag{6.16}$$

Somit ist auf der synoptischen Skala die Advektion geostrophischer Vorticity mit dem thermischen Wind der dominante Antrieb für Vertikalbewegungen in der mittleren Troposphäre. Im Gegensatz zu (6.11) ist in (6.16) der Antriebsterm Galilei-invariant. Ein weiterer Vorteil dieser Gleichung besteht darin, dass man zum Auffinden von Hebungs- und Absinkgebieten nur noch die Analysekarte in einem Niveau heranziehen muss, wenn in dieser Karte zusätzlich die relative Topographie eingezeichnet ist. Zur Auswertung von (6.11) waren wegen der Vertikalableitungen der Vorticityadvektion hierfür noch zwei Karten in unterschiedlichen Niveaus nötig. Schließlich ergibt sich auch hier wieder, dass bei Barotropie mit $\partial\mathbf{v}_g/\partial p = 0$ die Vertikalbewegungen verschwinden.

Die aus der Trenberth Form der ω-Gleichung resultierenden Hebungs- und Absinkgebiete sind in Abb. 6.3 schematisch wiedergegeben. In dieser Abbildung sieht man neben den geschlossenen Isobaren der Bodendruckverteilung die relative Topographie 500/1000 hPa sowie die Positionen von Trog und Rücken in 500 hPa. Die Entwicklung sei zwar schon weit fortgeschritten, aber noch nicht zum Stillstand gekommen, was sich in den vertikalen Achsenneigungen der Druckgebilde widerspiegelt. Gemäß (4.21) verläuft die Richtung des thermischen Winds parallel zu den Isoplethen der relativen Topographie. Die Auswertung der ω-Gleichung (6.16) ergibt, dass die Orte mit Extremwerten von ω nordöstlich des Bodentiefs bzw. südöstlich des Bodenhochs liegen. Zwischen dem Höhentrog und dem Bodentief ist der Hebungsantrieb vergleichsweise gering. Aus der klassischen Form der ω-Gleichung (6.11) ergibt sich hier zwar Hebungsantrieb durch mit der Höhe zunehmende Vorticityadvektion, diesem Antrieb wirkt aber die gleichzeitig vorliegende Kaltluftadvektion entgegen. Analoges gilt für

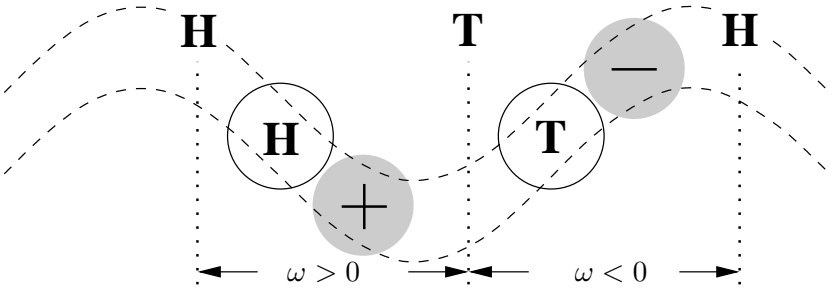


Abb. 6.3. Veranschaulichung von Hebungs- und Absinkgebieten gemäß (6.16). Bodenhoch und -tief (durchgezogene Linien), relative Topographie 500/1000 hPa (gestrichelte Linien), Lage der Achsen von Höhentrog und -rücken in 500 hPa (gepunktete Linien) und Orte mit Maximalwerten von ω (graue Flächen). Nach Trenberth (1978)

den Bereich zwischen dem Höhenrücken und dem Bodenhoch. Dort wirkt die Warmluftadvektion der negativen Vorticityadvektion entgegen.

Die in Abb. 6.3 dargestellte Situation ist, wie erwähnt, eher dem Reifestadium von *Zyklonen* und *Antizyklonen* zuzuordnen, bei dem die vertikalen Achsenneigungen der Druckgebilde bereits abgenommen haben. Zu Beginn von zyklogenetischen und antizyklogenetischen Entwicklungen sind die Achsenneigungen noch größer, so dass die Gebiete mit maximaler Hebung und maximalem Absinken zunächst noch über dem Bodentief bzw. -hoch liegen. Insgesamt ergibt sich aus dieser Diskussion, dass die relative Topographie ein hilfreiches Mittel für die Abschätzung der Verlagerungsrichtung von Bodentief und Bodenhoch darstellt.

6.4 Die Q-Vektor Form der ω-Gleichung

Im vorangehenden Abschnitt wurde gezeigt, dass ein großer Nachteil bei der Interpretation der klassischen ω-Gleichung (6.8) darin besteht, dass sich die Antriebsterme gegenseitig verstärken, aber auch abschwächen können, weshalb es oft schwierig ist, aus dem Zusammenwirken der Antriebsterme auf die daraus resultierende Vertikalbewegung zu schließen. Mit der Trenberth Formulierung der ω-Gleichung ist es bereits gelungen, die kompensatorischen Antriebsterme aus der ω-Gleichung zu eliminieren. Bei der Interpretation der daraus erhaltenen ω-Gleichung wurden jedoch einige Terme der Einfachheit halber ignoriert. Hoskins et al. (1978) entwickelten eine weitere alternative Form der ω-Gleichung, in der als Hebungsantrieb nur noch die Divergenz eines einzigen Vektors auftaucht, der als Q-Vektor bezeichnet

wird. Diese Form der ω-Gleichung stellt eine erhebliche Erleichterung der synoptischen Interpretation von Wetterkarten dar, in die zum Auffinden von Hebungs- und Absinkgebieten nur noch die Divergenz des Q-Vektors eingetragen werden muss. Außerdem wurden bei der Ableitung der Gleichung keine weiteren, als die bereits der quasigeostrophischen Theorie zugrunde liegenden Annahmen gemacht.

Den Ausgangspunkt bei der Ableitung der Q-Vektor Form der ω-Gleichung stellen der erste Hauptsatz der Thermodynamik (6.4c) sowie die *quasigeostrophische Form der Bewegungsgleichung* in Komponentenschreibweise dar. Für Letztere erhält man nach Einsetzen von (6.2) in (3.38) und anschließendes Anwenden der geostrophischen Approximation

$$\boxed{\frac{d_g u_g}{dt} - f_0 v_{ag} - \beta y v_g = 0, \qquad \frac{d_g v_g}{dt} + f_0 u_{ag} + \beta y u_g = 0} \tag{6.17}$$

Die thermische Windgleichung lässt sich schreiben als

$$f_0 \frac{\partial \mathbf{v}_g}{\partial p} = \mathbf{k} \times \nabla_h \left(\frac{\partial \phi}{\partial p} \right) = -\gamma \mathbf{k} \times \nabla_h \theta \tag{6.18}$$

oder in Komponentenschreibweise

$$\boxed{f_0 \frac{\partial u_g}{\partial p} = \gamma \frac{\partial \theta}{\partial y}, \qquad f_0 \frac{\partial v_g}{\partial p} = -\gamma \frac{\partial \theta}{\partial x}} \tag{6.19}$$

wobei γ durch (6.5) gegeben ist. Mit Hilfe dieser Beziehungen und der Divergenzfreiheit von $\mathbf{v}_g$, d. h. $\partial u_g/\partial x = -\partial v_g/\partial y$, kann man zeigen, dass

$$\begin{aligned} \gamma \frac{\partial \mathbf{v}_g}{\partial x} \cdot \nabla_h \theta &= f_0 \frac{\partial \mathbf{v}_g}{\partial p} \cdot \nabla_h v_g = -Q_x \\ \gamma \frac{\partial \mathbf{v}_g}{\partial y} \cdot \nabla_h \theta &= -f_0 \frac{\partial \mathbf{v}_g}{\partial p} \cdot \nabla_h u_g = -Q_y \end{aligned} \tag{6.20}$$

Die beiden Terme (Q_x, Q_y) stellen die Komponenten des sogenannten *Q-Vektors* dar, der definiert ist als

$$\boxed{\mathbf{Q} = \mathbf{i} Q_x + \mathbf{j} Q_y = -\gamma \nabla_h \mathbf{v}_g \cdot \nabla_h \theta} \tag{6.21}$$

Bei adiabatischen Prozessen kann $\mathbf{Q}$ auch dargestellt werden als

$$\boxed{\mathbf{Q} = \gamma \frac{d_g}{dt} \left(\nabla_h \theta \right)} \tag{6.22}$$

Aus dieser Beziehung kann man sehen, dass der Q-Vektor die individuelle zeitliche Änderung der Baroklinität beschreibt, die ein sich mit dem geostrophischen Wind bewegendes Luftpartikel erfahren würde. [5]

Lässt man in (6.4c) und (6.17) die ageostrophischen Windkomponenten u_{ag}, v_{ag} und ω sowie den β-Term einmal außer Acht, dann erhält man bei Adiabasie

$$\frac{d_g u_g}{dt} = 0, \qquad \frac{d_g v_g}{dt} = 0, \qquad \frac{d_g \theta}{dt} = 0 \tag{6.23}$$

Durch Anwendung unterschiedlicher Operatoren auf diese Gleichungen lassen sich folgende Beziehungen ableiten

$$\begin{aligned}
&\text{(a)} \quad f_0 \frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{d_g v_g}{dt}\right) = \frac{d_g}{dt}\left(f_0 \frac{\partial v_g}{\partial p}\right) + f_0 \frac{\partial \mathbf{v}_g}{\partial p} \cdot \nabla_h v_g = 0 \\
&\text{(b)} \quad \gamma \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{d_g \theta}{dt}\right) = \frac{d_g}{dt}\left(\gamma \frac{\partial \theta}{\partial x}\right) + \gamma \frac{\partial \mathbf{v}_g}{\partial x} \cdot \nabla_h \theta = 0 \\
&\text{(c)} \quad f_0 \frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{d_g u_g}{dt}\right) = \frac{d_g}{dt}\left(f_0 \frac{\partial u_g}{\partial p}\right) + f_0 \frac{\partial \mathbf{v}_g}{\partial p} \cdot \nabla_h u_g = 0 \\
&\text{(d)} \quad \gamma \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{d_g \theta}{dt}\right) = \frac{d_g}{dt}\left(\gamma \frac{\partial \theta}{\partial y}\right) + \gamma \frac{\partial \mathbf{v}_g}{\partial y} \cdot \nabla_h \theta = 0
\end{aligned} \tag{6.24}$$

Einsetzen von (6.20) in (6.24) liefert

$$\begin{aligned}
\frac{d_g}{dt}\left(f_0 \frac{\partial v_g}{\partial p}\right) &= Q_x, \qquad & \frac{d_g}{dt}\left(-\gamma \frac{\partial \theta}{\partial x}\right) &= -Q_x \\
\frac{d_g}{dt}\left(f_0 \frac{\partial u_g}{\partial p}\right) &= -Q_y, \qquad & \frac{d_g}{dt}\left(\gamma \frac{\partial \theta}{\partial y}\right) &= Q_y
\end{aligned} \tag{6.25}$$

Aus diesen Gleichungen folgt, dass ein mit der geostrophischen Strömung bewegtes Luftpartikel eine individuelle Änderung der einzelnen Vektorkomponenten von $f_0 \partial \mathbf{v}_g / \partial p$ und $\gamma \nabla_h \theta$ aus der thermischen Windbeziehung (6.18) erfahren würde, wenn Q_x und Q_y ungleich null sind. Die Änderungen sind für die einzelnen Komponenten betragsmäßig zwar gleich groß, besitzen aber jeweils unterschiedliches Vorzeichen. Das bedeutet, dass bei fehlenden ageostrophischen Bewegungen die geostrophische Strömung selbst das thermische Windgleichgewicht zerstören würde, oder anders ausgedrückt, in einer baroklinen Atmosphäre ist die Aufrechterhaltung des thermischen Windgleichgewichts nur möglich, wenn ageostrophische Bewegungen stattfinden. Dieser Sachverhalt hatte sich bereits in Abschn. 6.2 bei der

[5] Bluestein (1992, p. 367): "flying on Geostrophic Airlines!"

Ableitung der ω- und der χ-Gleichung herausgestellt. In dem Zusammenhang spricht man auch von *geostrophischen Antrieben* für ageostrophische Bewegungen. Diese werden als direkt bezeichnet, wenn sie zum Aufsteigen warmer Luft führen. Umgekehrtes gilt für indirekte geostrophische Antriebe, die im Aufsteigen kalter Luft resultieren (Hoskins et al. 1978).

Wendet man jetzt auf (6.4c) und (6.17) die gleichen Operatoren an wie in (6.24), dann ergibt sich

$$\begin{aligned}
&\text{(a)} \quad \frac{d_g}{dt}\left(f_0\frac{\partial v_g}{\partial p}\right) - Q_x = -f_0^2\frac{\partial u_{ag}}{\partial p} - f_0\beta y\frac{\partial u_g}{\partial p}\\
&\text{(b)} \quad \frac{d_g}{dt}\left(\gamma\frac{\partial \theta}{\partial x}\right) - Q_x = \sigma_0\frac{\partial \omega}{\partial x}\\
&\text{(c)} \quad \frac{d_g}{dt}\left(f_0\frac{\partial u_g}{\partial p}\right) + Q_y = f_0^2\frac{\partial v_{ag}}{\partial p} + f_0\beta y\frac{\partial v_g}{\partial p}\\
&\text{(d)} \quad \frac{d_g}{dt}\left(\gamma\frac{\partial \theta}{\partial y}\right) - Q_y = \sigma_0\frac{\partial \omega}{\partial y}
\end{aligned} \tag{6.26}$$

Addition der Gleichungen (6.26a) und (6.26b) sowie Subtraktion der Gleichung (6.26c) von (6.26d) liefert zusammen mit (6.18)

$$\begin{aligned}
&\text{(a)} \quad -2Q_x = \sigma_0\frac{\partial \omega}{\partial x} - f_0^2\frac{\partial u_{ag}}{\partial p} - \gamma\beta y\frac{\partial \theta}{\partial y}\\
&\text{(b)} \quad -2Q_y = \sigma_0\frac{\partial \omega}{\partial y} - f_0^2\frac{\partial v_{ag}}{\partial p} + \gamma\beta y\frac{\partial \theta}{\partial x}
\end{aligned} \tag{6.27}$$

Als letzter Schritt verbleibt noch, (6.27a) nach x und (6.27b) nach y zu differenzieren und die Ergebnisse zu addieren. Unter Benutzung der nach p differenzierten Kontinuitätsgleichung erhält man schließlich

$$\boxed{f_0^2\frac{\partial^2 \omega}{\partial p^2} + \sigma_0\nabla_h^2\omega = -2\nabla_h\cdot\mathbf{Q} - \gamma\beta\frac{\partial \theta}{\partial x}} \tag{6.28}$$

Dies ist die *Q-Vektor Form der ω-Gleichung.*

Der letzte Term von (6.28) resultiert aus der meridionalen Richtungsdivergenz des thermischen Winds. Das erkennt man leicht, wenn man die Kontinuitätsgleichung (3.32) nach p differenziert und im Divergenzterm $\mathbf{v}_h$ durch $\mathbf{v}_{ag} + \mathbf{v}_g$ ersetzt. Mit (5.15) entsteht dann ein Term der Form $-\beta\partial v_g/\partial p$, der über die thermische Windgleichung (6.18) durch $(\beta\gamma/f_0)\partial\theta/\partial x$ ersetzt werden kann. Bei einer vertikalen Windscherung in meridionaler Richtung von 20 m s^{-1} über die

gesamte Troposphäre ergibt sich in mittleren Breiten aus dem β-Term eine Vertikalbewegung von etwa 3 mm s^{-1} (Hoskins et al. 1978). Deshalb wird der aus dem β-Term resultierende Hebungsantrieb in den weiteren Betrachtungen außer Acht gelassen.

Setzt man wiederum gemäß (6.10) für ω harmonische Funktionen an, dann erhält man

$$\boxed{\sigma_0 \omega \propto \nabla_h \cdot \mathbf{Q}} \tag{6.29}$$

Hieraus folgt Hebung in Gebieten mit Konvergenz von $\mathbf{Q}$ und Absinken in Gebieten mit Divergenz von $\mathbf{Q}$. Ein Vergleich von (6.29) mit (6.11) zeigt, dass jetzt nur noch ein Term, nämlich die Divergenz des Q-Vektors, das Verhalten des ω-Felds beschreibt. Die Q-Vektor Form der ω-Gleichung besitzt die gleichen Vorteile wie die genäherte Trenberth Form (6.16). Zur Ermittlung der Antriebsterme für Vertikalbewegungen genügt nur eine einzige Höhenkarte, in der die Divergenz des Q-Vektors eingetragen sein muss. Weiterhin ist die rechte Seite von (6.29) Galilei-invariant. Gegenüber der genäherten Trenberth Form der ω-Gleichung besitzt die Q-Vektor Form jedoch den zusätzlichen Vorteil, dass bei deren Ableitung keine weiteren Annahmen gemacht wurden, wie die Vernachlässigung der thermischen Deformationsterme und der Advektion planetarer Vorticity in (6.15).

Einen einfachen Zugang zum Verständnis der ω-Gleichung in der Q-Vektor Form erhält man bei Benutzung eines thermischen Koordinatensystems (s. Abschn. 3.4). In diesem Koordinatensystem gilt

$$\frac{\partial \theta}{\partial s} = 0, \qquad \frac{\partial \theta}{\partial n} < 0 \tag{6.30}$$

Weiter ist leicht einzusehen, dass horizontale adiabatische Bewegungen in diesem System eindimensional sind und der thermische Wind immer parallel zur s-Richtung verläuft. Martin (1999) benutzte ein ähnliches Koordinatensystem zur Darstellung der Q-Vektoren. Allerdings zeigte bei ihm die n-Richtung vom kalten zum warmen Gebiet.

Zur Komponentendarstellung des Q-Vektors im thermischen Koordinatensystem muss zunächst die lokale Geschwindigkeitsdyade $\nabla_h \mathbf{v}_g$ ausgewertet werden, wobei $\mathbf{v}_g = v_{g,s}\mathbf{e}_s + v_{g,n}\mathbf{e}_n$. Bei der räumlichen Ableitung von $\mathbf{v}_g$ ist zu beachten, dass wegen der möglichen Krümmung der Isothermen die Richtungsvektoren $\mathbf{e}_s$ und $\mathbf{e}_n$ ebenfalls differenziert werden müssen. Die partiellen räumlichen Ableitungen von $(\mathbf{e}_s, \mathbf{e}_n)$ sind über (3.14) gegeben, wobei jetzt der Winkel χ die Krümmung der Isothermen beschreibt. Setzt man diese Beziehungen zusammen mit (6.30) in (6.21) ein, dann lautet die Komponentenschreibweise

von $\mathbf{Q}$

$$\boxed{\begin{aligned}\mathbf{Q} &= -\gamma\frac{\partial\theta}{\partial n}\left[\left(\frac{\partial v_{g,n}}{\partial s}+v_{g,s}\frac{\partial\chi}{\partial s}\right)\mathbf{e}_s+\left(\frac{\partial v_{g,n}}{\partial n}+v_{g,s}\frac{\partial\chi}{\partial n}\right)\mathbf{e}_n\right]\\ &= (Q_{s,1}+Q_{s,2})\mathbf{e}_s+(Q_{n,1}+Q_{n,2})\mathbf{e}_n = Q_s\mathbf{e}_s+Q_n\mathbf{e}_n\end{aligned}} \tag{6.31}$$

Hieraus ist zu sehen, dass die Komponenten von $\mathbf{Q}$ neben den räumlichen Ableitungen von $v_{g,n}$ noch Terme beinhalten, die auf die Krümmung der Isothermen zurückzuführen sind.

Bei geradlinig verlaufenden Isothermen stimmt das thermische Koordinatensystem mit dem gewöhnlichen (x, y, p)-System überein. In diesem Fall lässt sich der Q-Vektor wegen der Divergenzfreiheit von $\mathbf{v}_g$ auch darstellen als

$$\mathbf{Q} = \gamma\frac{\partial\theta}{\partial y}\mathbf{k}\times\frac{\partial\mathbf{v}_g}{\partial x} \tag{6.32}$$

Für eine leichte Interpretation von (6.31) bietet es sich an, zwei Grenzfälle zu betrachten. Im ersten Fall verlaufen die Isothermen geradlinig, so dass die räumlichen Änderungen von χ ignoriert werden können. Im zweiten Fall seien die Isothermen gekrümmt und das Windfeld verlaufe weitgehend parallel zu ihnen. In dieser Situation können $v_{g,n}$ und die zugehörigen räumlichen Ableitungen in (6.31) vernachlässigt werden. Zunächst wird der Fall mit geradlinigen Isothermen betrachtet, d. h. $Q_{s,2} = 0$ und $Q_{n,2} = 0$. Dies entspricht den üblicherweise in der Literatur beschriebenen Situationen zur Veranschaulichung des Q-Vektors (s. beispielsweise Hoskins et al. 1978, Sanders und Hoskins 1990, Holton 2004).

Vergleicht man die in $Q_{s,1}$ und $Q_{n,1}$ stehenden räumlichen Ableitungen von $v_{g,n}$ mit den in (5.9) und (5.11) angegebenen Anteilen der lokalen Geschwindigkeitsdyade, dann erkennt man, dass $Q_{s,1}$ jeweils einen der beiden Terme der Vorticity und der Scherungsdeformation beinhaltet, während $Q_{n,1}$ jeweils einem Anteil der Divergenz und der Streckungsdeformation entspricht. Ob eine gegebene Strömung deformativ, divergent oder rotationsbehaftet ist, ergibt sich immer erst durch Hinzufügen des jeweils zweiten Terms in den Ausdrücken von (5.9) bzw. (5.11).

Die Wirkungsweise des $Q_{s,1}$-Terms ist in Abb. 6.4 veranschaulicht. Hier sieht man eine barokline Welle, bei der die Temperatur- und die Geopotentialwelle in Phase sind. Die Amplitude der Temperaturwelle sei so klein, dass die Krümmung der Isothermen vernachlässigt werden kann. Aufgrund des Verlaufs der (s, n)-Koordinatenlinien ist entlang der Trog- und Rückenachsen $v_{g,n} = 0$. An der Trogrückseite

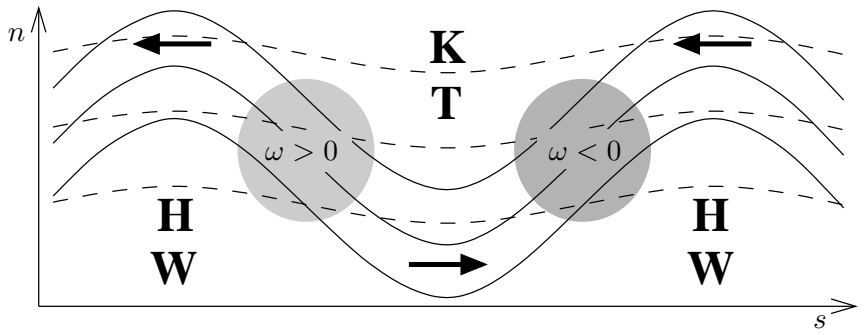


Abb. 6.4. Wirkungsweise des $Q_{s,1}$-Terms in einer baroklinen Welle. Isohypsen (durchgezogene Linien) und Isothermen (gestrichelte Linien). Graue Bereiche: Hebungs und Absinkgebiete, dicke Pfeile: $Q_{s,1}\mathbf{e}_s$

gilt $v_{g,n} < 0$ und umgekehrt an der Trogvorderseite $v_{g,n} > 0$, so dass im Trogzentrum $\partial v_{g,n}/\partial s > 0$ und umgekehrt entlang der Rückenachsen $\partial v_{g,n}/\partial s < 0$. Hieraus folgt, dass $Q_{s,1}$ im Trogzentrum positiv und im Rückenzentrum negativ ist (dicke Pfeile). Das wiederum bedeutet trogvorderseitig $\partial Q_{s,1}/\partial s < 0$ und damit Hebungsantrieb. An der Trogrückseite gilt Entsprechendes mit jeweils umgekehrtem Vorzeichen.

Diese Zusammenhänge stehen natürlich in völligem Einklang mit der oben geführten Diskussion der klassischen ω-Gleichung, denn im dargestellten Beispiel findet trogvorderseitig (trogrückseitig) maximale Warmluftadvektion (Kaltluftadvektion) statt, was gemäß (6.11) einem Hebungsantrieb (Absinkantrieb) entspricht. Wegen der Phasengleichheit von Temperatur- und Geopotentialwelle nimmt gleichzeitig die Vorticityadvektion mit der Höhe zu. Dies führt ebenfalls zu Aufstiegsbewegungen an der Trogvorderseite.

Abbildung 6.5 zeigt die Wirkungsweise des $Q_{n,1}$-Terms in deformativen Strömungsfeldern. Hier sieht man eine Frontalzone, dargestellt durch die gestrichelten Isothermen, die in eine konfluente (links) bzw. diffluente Strömung (rechts) eingebettet ist. Gemäß (6.31) richtet sich das Vorzeichen von $Q_{n,1}$ nach dem Vorzeichen von $\partial v_{g,n}/\partial n$. Im linken Bild gilt $\partial v_{g,n}/\partial n < 0$, im rechten Bild ist $\partial v_{g,n}/\partial n > 0$. Weiterhin ist innerhalb der Frontalzone, d. h. dort, wo die Temperaturgradienten am stärksten sind, $Q_{n,1}$ betragsmäßig am größten. Hieraus ergeben sich die durch die dicken Pfeile dargestellten $Q_{n,1}$-Komponenten des Q-Vektors und aus den Divergenzen zu beiden Seiten der Frontalzone unterschiedliche Bereiche mit Absink- ($\omega > 0$) und Aufstiegsbewegungen ($\omega < 0$). Diese Bereiche sind bandartig parallel zur Frontalzone angeordnet. Die hier dargestellten Situationen entsprechen den bereits früher angesprochenen Gebieten mit Hebungs- und Absinkantrieb, die aus dem *Konfluenz-* und *Diffluenzeffekt* resultieren (s. Abschn. 4.6).

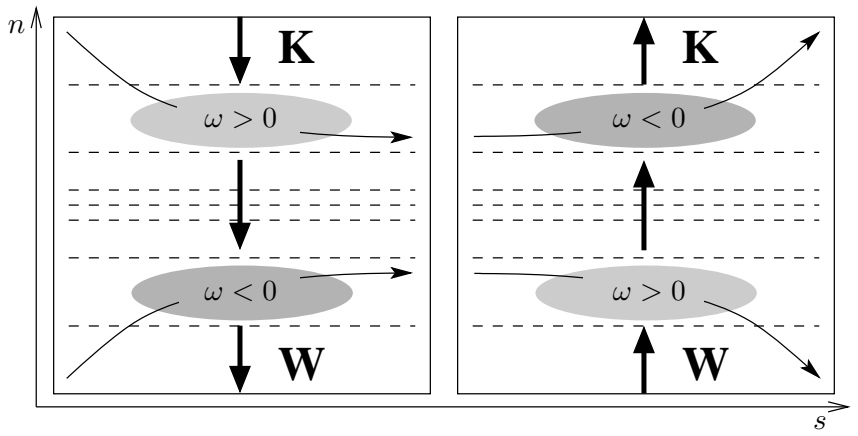


Abb. 6.5. Wirkungsweise des $Q_{n,1}$-Terms im Bereich einer Frontalzone mit deformativen Strömungen. Links: Konfluenzgebiet, rechts: Diffluenzgebiet, gestrichelte Linien: Isothermen, graue Flächen: Hebungs- und Absinkgebiete, dicke Pfeile: $Q_{n,1}\mathbf{e}_n$

Aus den gezeigten Bildern lässt sich erkennen, dass im Konfluenzgebiet die Isothermen durch die deformative Strömung zusammengedrängt werden, während im Diffluenzgebiet die Isothermenabstände vergrößert werden. Das führt im linken Bild zu einer Verschärfung der Front, d. h. zur *Frontogenese*, und im rechten Bild zur Abschwächung der Front, der *Frontolyse*. In Übereinstimmung mit (6.22) ist im Konfluenzgebiet der Q-Vektor negativ, da hier ein sich im geostrophischen Windfeld bewegendes Luftpartikel eine Verschärfung des Temperaturgradienten erfährt. Umgekehrtes gilt im Diffluenzgebiet, wo $\mathbf{v}_g$ frontolytisch wirkt und somit gemäß (6.22) $\mathbf{Q} > 0$.

Die bei der frontogenetisch wirkenden Strömung im Warmluftbereich aufsteigende Luft kühlt sich hierbei adiabatisch ab, während sich die im Kaltluftbereich absinkende Luft adiabatisch erwärmt. Da mit $\sigma_0 > 0$ die Atmosphäre großräumig stabil geschichtet ist, führen die aus den ageostrophischen Vertikalbewegungen resultierenden Temperaturänderungen insgesamt zu einer Abschwächung der Front. Umgekehrt verhält es sich in einer frontolytisch wirkenden Strömung. Auf diese Weise gelingt es, die geostrophischen Antriebe der Frontogenese bzw. Frontolyse durch entsprechende ageostrophische Masseflüsse zu kompensieren, so dass an der Frontalzone ein Gleichgewichtszustand aufrecht erhalten werden kann. Die frontogenetischen und frontolytischen Wirkungen deformativer Strömungen werden in Abschn. 12.4, der sich mit der Frontogenese beschäftigt, eingehend diskutiert.

Zur Untersuchung des $Q_{s,2}$ Terms wird eine *äquivalent-barotrope Welle* betrachtet, bei der die Isothermen und Isohypsen parallel ver-

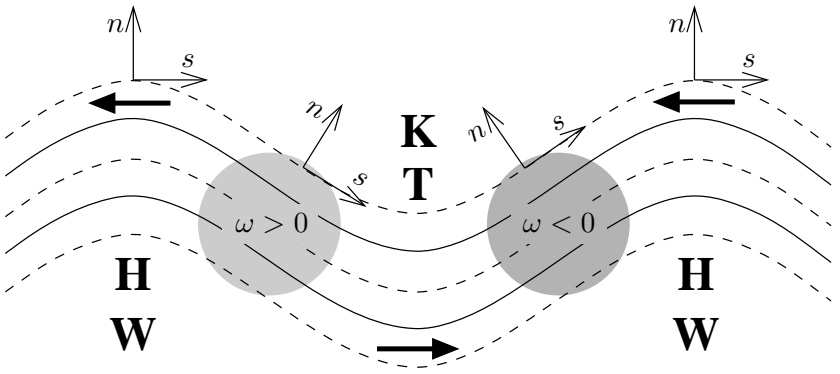


Abb. 6.6. Wirkungsweise des $Q_{s,2}$-Terms in einer äquivalent-barotropen Welle. Durchgezogene Linien: Isohypsen, gestrichelte Linien: Isothermen, graue Bereiche: Hebungs- und Absinkgebiete, dicke Pfeile: $Q_{s,2}\mathbf{e}_s$

laufen (s. Abb. 6.6). Da die n-Achse des thermischen Koordinatensystems senkrecht auf den Isohypsen steht, ist $v_{g,n} = 0$. Aus dem Verlauf der Isothermen kann man unschwer erkennen, dass im Trogbereich $\partial\chi/\partial s > 0$ und im Rückenbereich $\partial\chi/\partial s < 0$, was zu den entsprechenden $Q_{s,2}$-Vektorkomponenten und den daraus resultierenden Hebungs- und Absinkantrieben führt. Da in der gezeigten Situation keine Temperaturadvektion stattfindet, sind gemäß der klassischen Form der ω-Gleichung (6.11) die Vertikalbewegungen lediglich auf die differentielle Vorticityadvektion zurückzuführen. In diesem Zusammenhang erscheint es bemerkenswert, dass in der hier dargestellten äquivalent barotropen Welle der $Q_{s,2}$-Term nur dann wirksam ist, wenn sich die Isohypsenkrümmung entlang s ändert. Gemäß (5.18) entspricht das einer Änderung der *Krümmungsvorticity* entlang s. Anders ausgedrückt bedeutet dies, dass in einer kreisförmigen Strömung kein Hebungsantrieb aus dem $Q_{s,2}$-Term resultiert.

Die Wirkungsweise des $Q_{n,2}$-Terms ist in Abb. 6.7 veranschaulicht. Hier sieht man links einen Trog mit konfluenter Einströmung an der Rückseite und rechts einen Trog mit diffluentem Ausströmen an der Vorderseite. Die Isothermen und Isohypsen verlaufen wieder weitgehend parallel. Vergleicht man $Q_{n,2}$ aus (6.31) mit (5.13), dann erkennt man, dass in der betrachteten Situation der $Q_{n,2}$-Term die Richtungsdivergenz des geostrophischen Winds beinhaltet. An der Rückseite des konfluenten Trogs ist $\partial\chi/\partial n < 0$, an der Vorderseite des diffluenten Trogs gilt $\partial\chi/\partial n > 0$ (vgl. Abb. 5.3), wobei jeweils die Änderungen von Süden nach Norden hin abnehmen. Hieraus resultieren die in der Abbildung dargestellten $Q_{n,2}\mathbf{e}_n$-Komponenten des Q-Vektors,

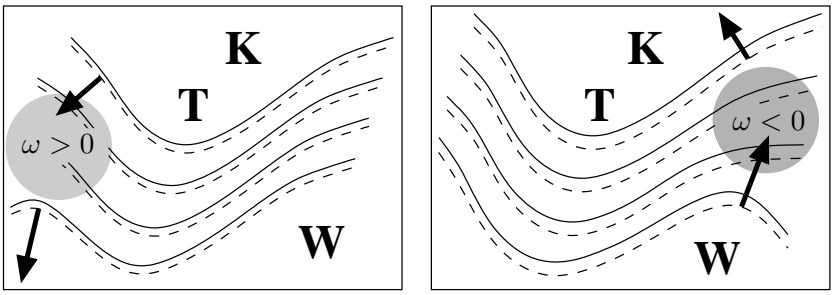


Abb. 6.7. Wirkungsweise des $Q_{n,2}$-Terms in einem konfluenten (links) und einem diffluenten Trog (rechts). Durchgezogene Linien: Isohypsen, gestrichelte Linien: Isothermen, graue Bereiche: Hebungs- und Absinkgebiete, dicke Pfeile: $Q_{n,2}\mathbf{e}_n$

und aus deren Änderung entlang der n-Richtung des thermischen Koordinatensystems die jeweiligen Hebungs- und Absinkgebiete.[6]

Von besonderem Interesse sind schließlich zwei beispielhafte Situationen, bei denen $Q_{s,1}$ und $Q_{s,2}$ unterschiedliches Vorzeichen besitzen, so dass sich beide Anteile von Q_s gegenseitig kompensieren. Im ersten Fall handelt es sich um ein kaltes (Abb. 6.8a) und im zweiten Fall um ein warmes Tief (Abb. 6.8b). Gemäß den Überlegungen in Abschn. 4.8 intensiviert sich das kalte Tief mit der Höhe, während sich das warme Tief auf die untere Troposphäre beschränkt. Ein kaltes Tief liegt auch bei einem sogenannten *Höhentief* vor, bei dem durch die in der Höhe eingeflossene Kaltluft in der mittleren und hohen Troposphäre ein Tief mit abgeschlossenen Isohypsen entstanden ist, während am Boden zunächst noch keine geschlossenen Isobaren zu beobachten sind. Ein Höhentief wird auch als *Kaltlufttropfen* bezeichnet.

Aus dem in Abb. 6.8a dargestellten Verlauf der Isothermen und Isohypsen sieht man, dass an der Trogvorderseite maximale Kaltluftadvektion und an der Trogrückseite maximale Warmluftadvektion stattfindet. Gemäß der klassischen Form der ω-Gleichung (6.11) ergibt sich Absinken an der Trogvorderseite und umgekehrt Aufsteigen an der Trogrückseite. Der Verlauf des thermischen Koordinatensystems macht deutlich, dass entlang der Trogachse $\partial v_{g,n}\partial s < 0$, während $\partial v_{g,n}\partial s > 0$ entlang der Rückenachse. Die daraus resultierenden Richtungen von $Q_{s,1}\mathbf{e}_s$ sind durch die weißen Pfeile in der Abbildung gekennzeichnet. In Übereinstimmung mit den Effekten der Temperaturadvektion erhält man an der Trogvorderseite $\partial Q_{s,1}/\partial s > 0$, d. h. Absinkbewegungen. Umgekehrtes gilt wiederum an der Trogrückseite. Der $Q_{s,2}$-Term wirkt in der gleichen Weise wie bei der äquivalent ba-

[6] Man beachte, dass die $Q_{n,2}\mathbf{e}_n$-Komponenten immer senkrecht auf den jeweiligen Isothermen stehen.

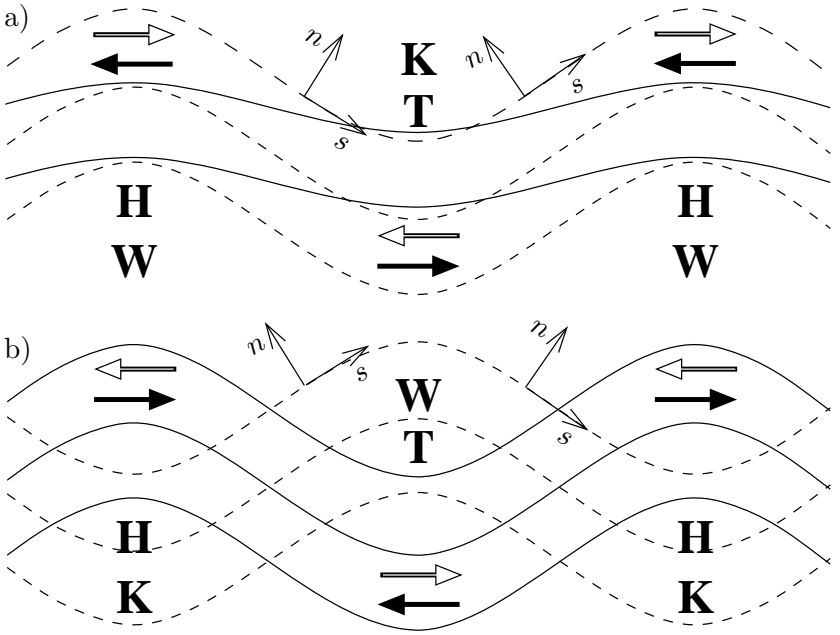


Abb. 6.8. Wirkungsweise der $Q_{s,1}$- und $Q_{s,2}$-Terme in einem kalten (a) und einem warmen Tief (b). Durchgezogene Linien: Isohypsen, gestrichelte Linien: Isothermen, weiße Pfeile: $Q_{s,1}\mathbf{e}_s$, schwarze Pfeile: $Q_{s,2}\mathbf{e}_s$

rotropen Welle (s. Abb. 6.6), d. h. er führt zu Aufstiegsbewegungen an der Vorderseite und Absinkbewegungen an der Rückseite des Trogs. Damit kompensieren sich die beiden Q_s-Terme.

Bei Kaltlufttropfen können die kompensatorischen Wirkungen der beiden Q_s-Terme dazu führen, dass die Orte von Hebungs- und Absinkbewegungen genau umgekehrt liegen, wie man es erwarten würde, d. h. an der Vorderseite des Höhentiefs findet Absinken statt, was dort zu Wolkenauflösungen führen kann, während an der Rückseite durch die mit der Warmluftadvektion verbundenen Aufgleitvorgänge mitunter langanhaltende stratiforme Niederschläge fallen. Aufgrund der geringen atmosphärischen Stabilität kommt es im Zentrum des kalten Tiefs zu verstärkter Konvektion, bei der sich schauerartige Niederschläge bilden. Schließlich bleibt noch anzumerken, dass bei vernachlässigbarer Isohypsenkrümmung in Abb. 6.8a die Interpretation der Q-Vektoren schwerfiele, wenn man so wie in Abb. 6.4 die Krümmung des thermischen Koordinatensystems ignorieren würde.

Abbildung 6.8b zeigt die Isothermen- und Isohypsenverteilung in einem warmen Tief. Man erkennt, dass zwischen Geopotential- und Temperaturwelle eine Phasendifferenz von 180° besteht. Gemäß der Interpretation der klassischen ω-Gleichung ergibt sich trogvorderseitig

Hebungsantrieb durch maximale Warmluftadvektion, aber gleichzeitig auch ein Absinkantrieb durch die mit der Höhe abnehmende Vorticityadvektion, die auf die Abnahme der Intensität des Tiefs mit der Höhe zurückzuführen ist. Im thermischen Koordinatensystem erhält man entlang der Trog- und Rückenachse $\partial v_{g,n}/\partial s > 0$ bzw. $\partial v_{g,n}/\partial s < 0$. Die daraus resultierenden $Q_{s,1}$-Terme liefern Aufstiegsbewegung an der Trogvorderseite. Diesem Hebungsantrieb wirkt der $Q_{s,2}$-Term entgegen, denn entlang der Trogachse gilt wegen der dort vorliegenden antizyklonalen Krümmung der Isothermen $\partial\chi/\partial s < 0$, so dass dort $Q_{s,2} < 0$. Zusammen mit den positiven $Q_{s,2}$-Werten entlang der Rückenachsen (zyklonale Krümmung der Isothermen, d. h. $\partial\chi/\partial s > 0$) resultiert trogvorderseitig Divergenz von $Q_{s,2}\mathbf{e}_s$, also Hebung. An der Trogrückseite gilt wiederum Entsprechendes. Damit kompensieren sich auch in dieser Situation die beiden Q_s-Terme.

6.5 Beispiele zur Interpretation der ω-Gleichung

Im Folgenden wird anhand einiger Beispiele demonstriert, wie hilfreich die Q-Vektor Form der ω-Gleichung beim Auffinden von synoptischskaligen Hebungs- und Absinkgebieten sein kann. Hierbei wird sich zeigen, dass die in täglichen Wetterkarten vorzufindenden Vergenzen der Q-Vektoren häufig sehr komplexe Strukturen aufweisen, die nicht immer leicht zu interpretieren sind. Dies liegt in erster Linie daran, dass es durch die vorliegenden Strömungsfelder und Temperaturverteilungen zu Überlagerungen verschiedener Effekte kommt, aus denen die Vergenzen der Q-Vektoren resultieren. In vielen Fällen gelingt es jedoch relativ leicht, diese anhand der lokal vorgefundenen Druck- und Temperaturverteilungen zu verstehen. In der Praxis hat es sich dabei bewährt, durch Interpretation der Divergenz von $Q_n\mathbf{e}_n$ Vertikalbewegungen entlang der Frontalzonen zu identifizieren, die auf Gebiete mit frontogenetisch bzw. frontolytisch wirkenden Prozessen hinweisen. Im Bereich von Zyklonen und Antizyklonen wird der vollständige Antrieb $\nabla_h \cdot \mathbf{Q}$ zum Auffinden von Hebungs- und Absinkbereichen benutzt.

Im ersten gezeigten Beispiel handelt es sich um eine Frontalzone, die sich am 5. 11. 2010 00 UTC über dem Atlantik von den Azoren bis zu den Britischen Inseln weitgehend geradlinig erstreckt (s. Abb. 6.9). Die Frontalzone ist in ein sogenanntes *Viererdruckfeld* eingebettet. Ein Viererdruckfeld besteht aus je zwei Hoch- und Tiefdruckgebieten, die entlang einer Linie diagonal gegeneinander versetzt liegen. In Abb. 6.9 wird diese Linie durch die von Südwest nach Nordost verlaufende Frontalzone selbst gebildet. Etwa nördlich und südlich davon herrscht tiefer Luftdruck vor, während sich westlich und östlich der Frontalzone ein Hochdruckgebiet befindet.

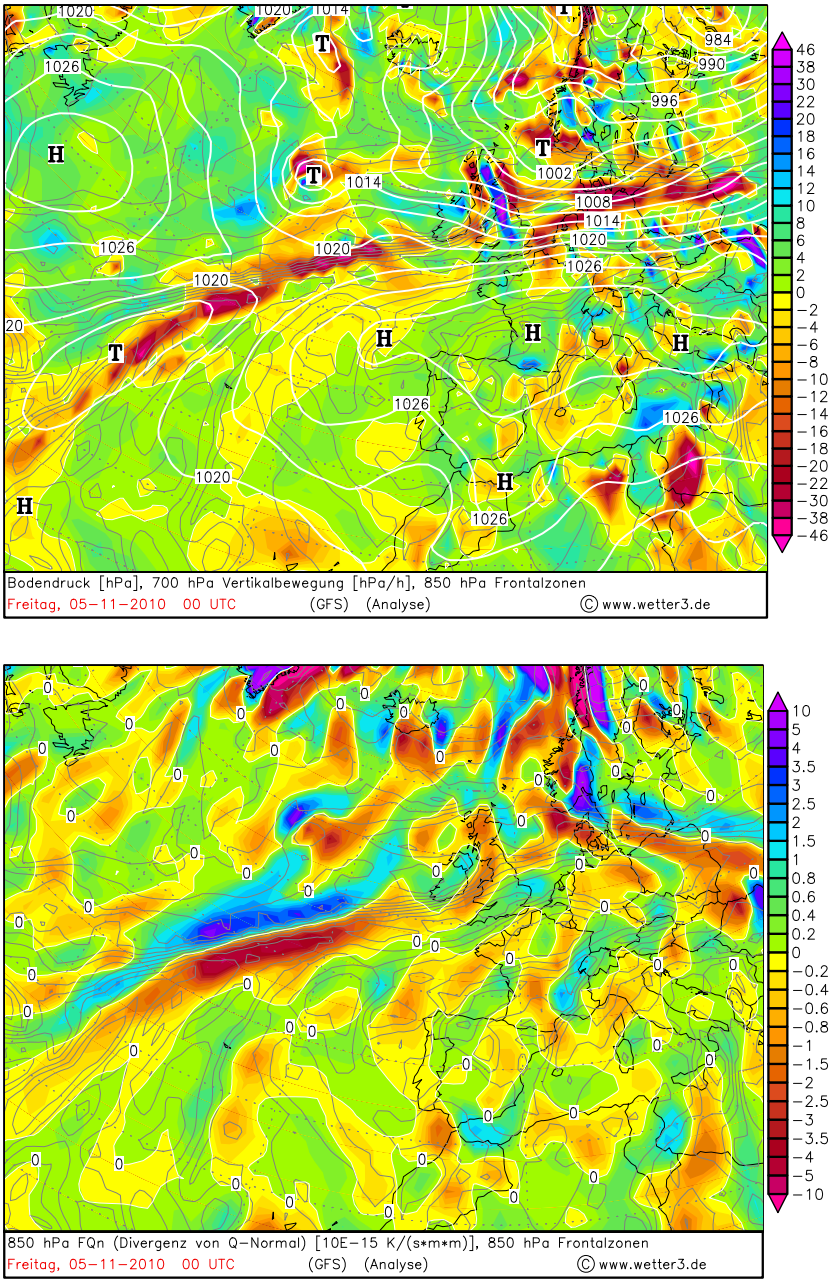


Abb. 6.9. Analysekarten vom 5. 11. 2010 00 UTC. Oben: Verteilungen des Bodendrucks, Vertikalbewegungen in 700 hPa und Frontalzonen (θ_e-Isoplethen) in 850 hPa. Unten: Divergenz von $Q_n \mathbf{e}_n$ und Frontalzonen in 850 hPa

Aus der Bodendruckverteilung (Abb. 6.9 oben) kann man unschwer erkennen, dass das vorliegende Viererdruckfeld eine frontogenetisch wirkende konfluente Strömung erzeugt.[7] Gemäß der oben geführten Diskussion erwartet man an der Südostseite der Frontalzone Aufsteigen und an der Nordwestseite Absinken (s. Abb. 6.5). Die Gebiete mit Aufstiegsbewegungen lassen sich eindeutig im oberen Bild von Abb. 6.9 identifizieren. Sie erstrecken sich praktisch entlang der gesamten Frontalzone über dem Atlantik und verlaufen weitgehend parallel zu ihr. Die Absinkbereiche sind nicht ganz so durchgängig angeordnet, sie sind aber dennoch gut sichtbar.

Im unteren Teil von Abb. 6.9 erkennt man deutlich die zu den Auf- und Abstiegsgebieten korrespondierenden Konvergenz- und Divergenzbereiche von $Q_n\mathbf{e}_n$ (in der Abb. Divergenz von Q-Normal). Die Gebiete maximaler Divergenz und Konvergenz stimmen sehr gut mit denen maximaler Absink- und Aufstiegsbewegungen überein. Sie befinden sich zwischen dem Tief im Südwesten und dem nördlich davon liegenden Hoch. Hierbei ist zu beachten, dass die Vertikalbewegungen im oberen Bild in 700 hPa dargestellt sind, während die Divergenzen von $Q_n\mathbf{e}_n$ in 850 hPa wiedergegeben sind. Da die Frontalzone eine Neigung von der warmen zur kalten Luft hin besitzt (s. hierzu auch Kap. 12), ist die im Warmluftbereich aufgleitende Luft im 700 hPa Niveau bereits etwas nach Norden vorgedrungen.

Im zweiten Beispiel wird die synoptische Situation vom 23. 5. 2010 00 UTC näher untersucht (Abb. 6.10). Dieser Fall liefert mehrere interessante Möglichkeiten, die Felder der Q-Vektor Divergenz zu analysieren. In der oberen Karte von Abb. 6.10a sieht man die Isohypsenverteilung in 500 hPa zusammen mit der Verteilung der Vertikalbewegungen in diesem Niveau. Über der Labrador See befindet sich ein Langwellentrog mit großer Amplitude (Region A). Südwestlich von Island liegt ein kleines Höhentief (Region B), ein weiteres Höhentief ist zwischen den Azoren und der Iberischen Halbinsel zu erkennen (Region C). Im Folgenden werden die Felder im Bereich des Langwellentrogs und der beiden Höhentiefs analysiert. Bei dem Tief über den Azoren handelt es sich um ein sogenanntes *Cutoff Tief*. Hierunter versteht man ein Höhentief, das sich aus einem Trog der Höhenströmung abgelöst hat (s. z. B. Nieto et al. 2005). Bei dem hier gezeigten Cutoff Tief setzte der Abschnürvorgang am 22. 5. 2010 ein und vollzog sich über einen Zeitraum von etwa 36 Stunden. Die Isohypsenkrümmung des Cutoff Tiefs besitzt im Nordwesten und Südosten jeweils ein lokales Maximum. Dieser Isohypsenverlauf resultiert aus der Achsenneigung des Höhentrogs, aus dem das Höhentief entstanden ist.

[7] Wären die Positionen der Hoch- und Tiefdruckgebiete gegeneinander vertauscht, ergäbe sich eine frontolytisch wirkende diffluente Strömung.

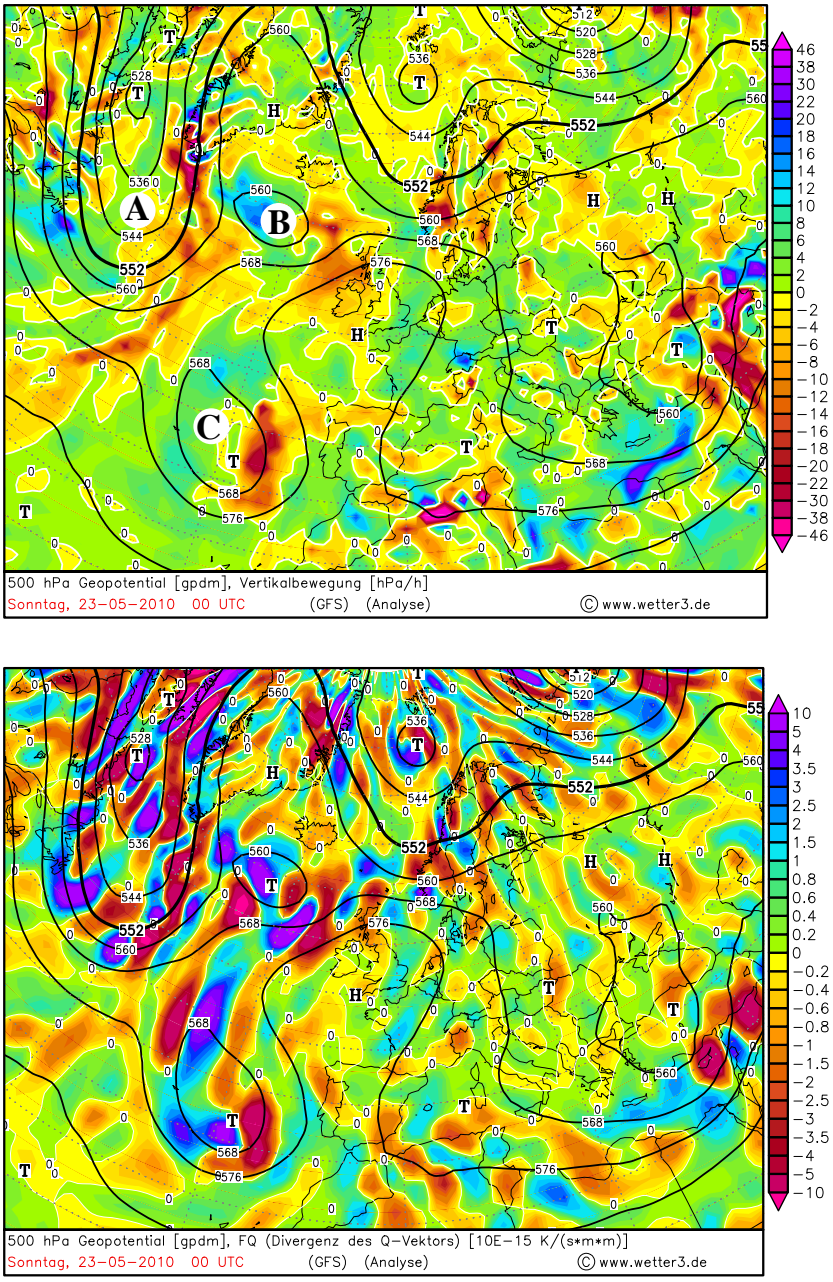


Abb. 6.10a. Analysekarten vom 23. 5. 2010 00 UTC. Geopotentialverteilung in 500 hPa sowie Vertikalbewegung (oben) und Q-Vektor Divergenz (unten)

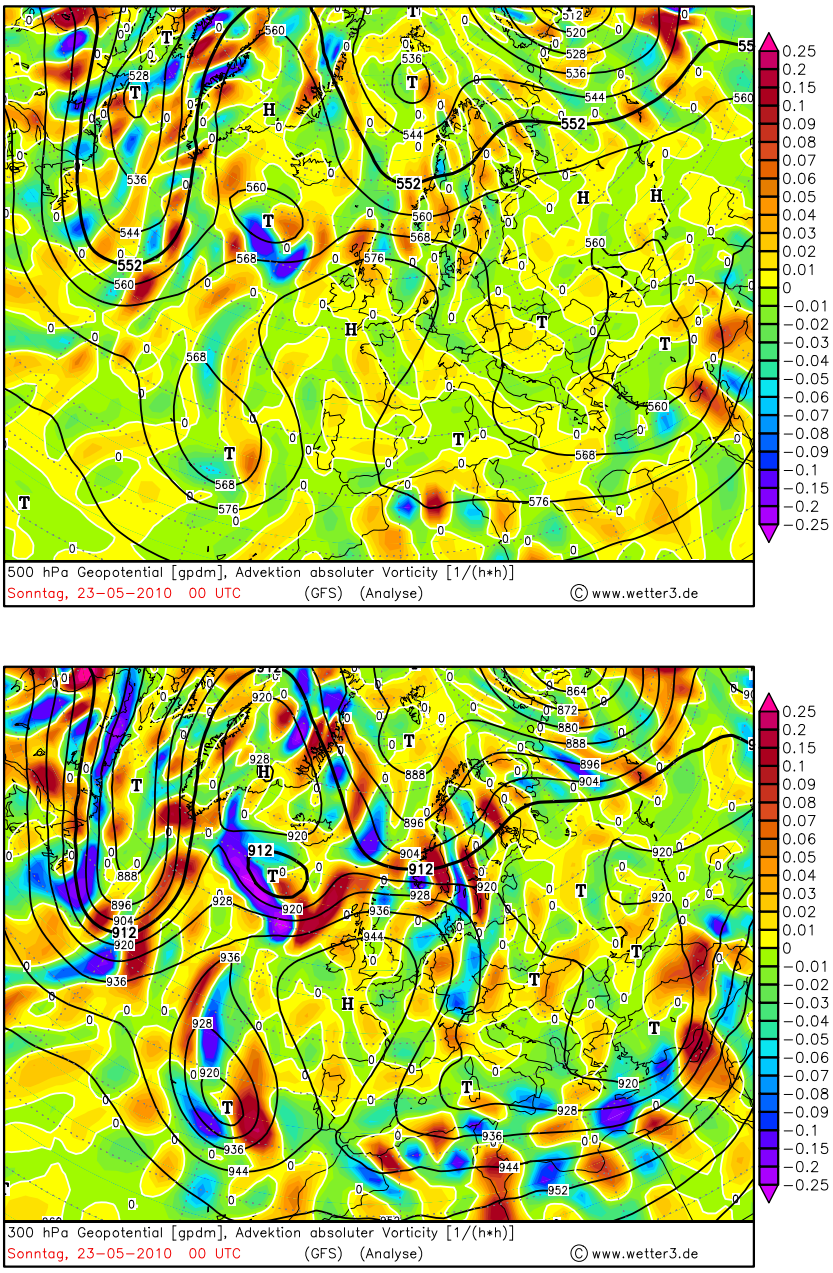


Abb. 6.10b. Analysekarten vom 23. 5. 2010 00 UTC. Geopotentialverteilung sowie Advektion absoluter Vorticity in 500 hPa (oben) und 300 hPa (unten)

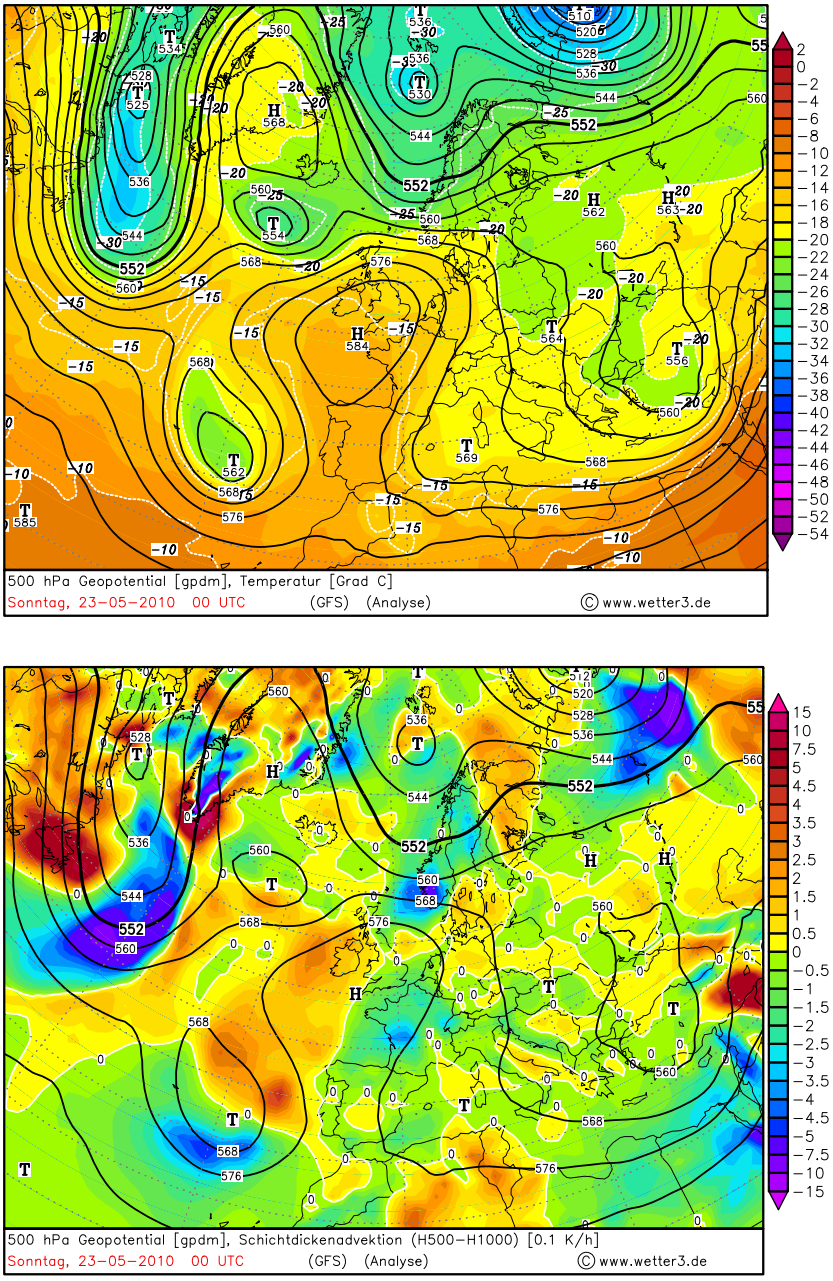


Abb. 6.10c. Analysekarten vom 23. 5. 2010 00 UTC. Geopotentialverteilung in 500 hPa sowie Isothermen (oben) und Schichtdickenadvektion (unten)

Im Südosten des Cutoff Tiefs sind trogvorderseitig starke Hebungs- und trogrückseitig Absinkbewegungen zu erkennen. Ähnlich verhält es sich an der Nordwestseite, allerdings sind hier die Aufstiegsbewegungen nicht so stark ausgeprägt wie im Süden. In diesem Zusammenhang wird als Trogvorderseite der Bereich bezeichnet, der stromabwärts des lokalen Maximums der Isohypsenkrümmung liegt. Im Bereich des bei Island liegenden Höhentiefs sind die maximalen Hebungs- und Absinkgebiete ebenfalls trogvorder- und rückseitig zu finden. Auch in den Gebieten des Langwellentrogs erkennt man trogvorder- und rückseitig Hebungs- bzw. Absinkbereiche. Allerdings sind hier die ω-Felder etwas uneinheitlicher verteilt als in den beiden Höhentiefs. Hier könnten sich u. a. orographische Effekte bemerkbar machen, die einen Einfluss auf die Vertikalbewegung ausüben. Trogvorderseitig findet eine starke Anströmung Grönlands statt, während an der Trogrückseite die Luft vom nordamerikanischen Festland auf den Atlantik geführt wird. Im Anströmbereich der Gebirge ist mit vertärkter Hebung zu rechnen, während im Lee die Luft absinkt. Auf die durch die Überströmung von Gebirgen hervorgerufenen Vertikalbewegungen wird im nächsten Kapitel näher eingegangen.

Im unteren Teil von Abb. 6.10a ist das Feld der Q-Vektor Divergenz im 500 hPa Niveau wiedergegeben. Passend zu den Verteilungen der Vertikalbewegungen erkennt man überall die Gebiete mit Konvergenz und Divergenz von $\mathbf{Q}$. Betragsmäßig müssen die Werte der Vertikalbewegungen und der Q-Vektor Divergenz jedoch nicht fest miteinander korreliert sein, d. h. einem bestimmten Wert von $\nabla_h \cdot \mathbf{Q}$ kann nicht immer der gleiche Wert von ω zugeordnet werden. Der Grund hierfür liegt u. a. darin, dass der Wert von ω nicht nur von $\nabla_h \cdot \mathbf{Q}$, sondern auch von anderen Parametern, wie beispielsweise f_0, aber insbesondere auch von der statischen Stabilität σ_0 abhängt. Diese wird zwar in einem synoptisch-skaligen Bereich als konstant angesetzt, in den drei hier untersuchten Gebieten ergeben sich jedoch sowohl für f_0 als auch für σ_0 jeweils unterschiedliche Werte. Weiterhin beinhalten die Q-Vektoren nicht die diabatischen Terme, die gemäß (6.8) ebenfalls zu Vertikalbewegungen führen können. Somit ist das $\nabla_h \cdot \mathbf{Q}$ Feld weniger zur quantitativen Bestimmung der Vertikalbewegung geeignet, sondern in erster Linie hilfreich zur Lokalisierung von Hebungs- und Absinkgebieten. Weiterhin kann aus dem $\nabla_h \cdot \mathbf{Q}$ Feld nicht immer direkt auf die unterschiedlichen physikalischen Prozesse geschlossen werden, die jeweils für Vertikalbewegungen verantwortlich sind. Das ist natürlich eine Konsequenz, die sich aus der Einführung der Q-Vektoren ergibt.

Um die Strukturen im Feld der Vertikalbewegungen physikalisch zu verstehen, ist es erforderlich, die in der klassischen Form der ω-Gleichung (6.11) stehenden Hebungsantriebe zu untersuchen. In Abb.

6.10b sind die Felder der Advektion absoluter Vorticity im 500 hPa (oben) und im 300 hPa Niveau (unten) wiedergegeben. Durch Vergleich beider Karten erkennt man, dass in den hier interessierenden Gebieten die Vorticityadvektion überall betragsmäßig mit der Höhe zunimmt. Demnach bedeuten in der gezeigten Situation Bereiche mit positiver bzw. negativer Vorticityadvektion Hebungs- bzw. Absinkantrieb. Hierzu müssen die aus der Temperaturadvektion resultierenden Hebungsantriebe hinzugezählt werden. In Abb. 6.10c sind neben den Isohypsen in 500 hPa noch die Isothermen (oben) und die Schichtdickenadvektion (unten) dargestellt. Der gesamte nördliche und östliche Bereich des Cutoff Tiefs ist durch Warmluftadvektion geprägt, die an der südlichen Trogvorderseite ein deutliches lokales Maximum aufweist. Hier wirken beide Hebungsantriebe zusammen, was die dort vorgefundenen relativ starken Vertikalbewegungen erklärt. An der südlichen Trogrückseite befindet sich ein Bereich mit Kaltluftadvektion, aus dem ein, allerdings relativ schwacher Antrieb für Absinkbewegungen resultiert (Abb. 6.10a).

Im Süden des bei Island liegenden Höhentiefs erkennt man ein lokales Maximum der Warmluftadvektion. Dieses wirkt dem dort durch Vorticityadvektion entstehenden Absinkantrieb entgegen, so dass das maximale Absinken in den nördlichen Bereich des Tiefs verschoben ist. Im Langwellentrog befindet sich im südlichen Bereich vor der Trogachse ein stark ausgeprägtes lokales Maximum der Kaltluftadvektion, während südlich von Grönland ein lokales Maximum der Warmluftadvektion zu erkennen ist. Hierdurch wird in beiden Gebieten der aus der Vorticityadvektion resultierende Antrieb für Vertikalbewegungen verstärkt.

Insgesamt lässt sich sagen, dass in den vorliegenden Beispielen die Felder der Q-Vektor-Divergenzen sehr gut mit denen der Vertikalbewegungen übereinstimmen, so dass sich der Q-Vektor als ein hilfreiches Werkzeug zur Lokalisierung von Hebungs- und Absinkgebieten erweist. Zwar können auch die in der klassischen Form der ω-Gleichung stehenden Antriebe häufig erfolgreich zur Bestimmung von Vertikalbewegungen benutzt werden. Hier besteht jedoch das Problem, dass der aus der Vorticityadvektion resultierende Antrieb dem der Temperaturadvektion entgegenwirken kann. Weiterhin müssen bei der Vorticityadvektion Karten in zwei verschieden Druckflächen analysiert werden. Bei der Temperaturadvektion kommt erschwerend hinzu, dass es nicht die Temperaturadvektion selbst, sondern deren lokaler Extremwert ist, der den Hebungsantrieb ausmacht. Beide Effekte sind durch reines Ansehen der Karten nicht immer klar zu erkennen.

Durch die Verwendung numerisch erzeugter Felder besteht zusätzlich das Problem, dass die Hebungsantriebe durch mehrfache numerische Differentiationen von Verteilungen der Zustandsvariablen erzeugt werden müssen. Dies kann zu sehr verrauschten Feldern der Antriebs-

terme führen, die daraufhin erst durch aufwendige Filterungen soweit geglättet werden müssen, dass vernünftig interpretierbare Verteilungen entstehen. Dieser Nachteil macht sich besonders bei der Darstellung der Divergenzen des Q-Vektors bemerkbar. Schließlich sollte noch beachtet werden, dass bei der hier geführten Diskussion einige wichtige Effekte, die zu Vertikalbewegungen führen, außer Acht gelassen wurden. Hier sind in erster Linie diabatische Prozesse zu nennen, die in Hebungsgebieten durch die bei der Wolkenbildung freigesetzte latente Wärme die Vertikalbewegungen der Luft verstärken.

6.6 Stabilitätsbetrachtungen

Die unterschiedlichen Anteile, die zur Divergenz von $\mathbf{Q}$ beitragen können, resultieren aus den Deformationen des geostrophischen Windfelds sowie aus dem Verlauf der Isohypsen relativ zu den Isothermen. Bei Barotropie verschwinden mit $\partial\theta/\partial n = 0$ auch die Q-Vektoren, so dass keine Hebungsantriebe existieren. In einer baroklinen Atmosphäre können sich die einzelnen Divergenzanteile von $\mathbf{Q}$ natürlich auch zu null addieren. Dies wird aber sicherlich immer nur lokal und über kurze Zeiträume der Fall sein. Die Divergenz der Q-Vektoren kann jedoch auch dann verschwinden, wenn jeder der beiden Klammerausdrücke in (6.31) jeweils konstant ist. In einer *äquivalent-barotropen Atmosphäre* existieren zwei interessante Situationen, bei denen das eintritt. Das erste Beispiel ist eine geradlinig verlaufende Frontalzone. In dem Fall sind alle vier Anteile der Q-Vektoren gleich null, da sowohl $v_{g,n}$ als auch alle Ableitungen von χ verschwinden. Das zweite Beispiel stellt ein kreisförmiges Druckgebilde dar. Dort ist mit $\partial\chi/\partial s = const$ der $Q_{s,2}$-Term konstant, während die übrigen Anteile des Q-Vektors wiederum null sind. [8]

Bei beiden Beispielen handelt es sich um idealisierte Situationen, die in der Atmosphäre normalerweise nicht über große räumliche oder zeitliche Erstreckungen beobachtet werden, d. h. sie entsprechen labilen Gleichgewichtszuständen. Das bedeutet, dass geringfügige Änderungen des Ausgangszustands atmosphärische Entwicklungsprozesse auslösen können, an deren Ende ein vollkommen neuer thermo-hydrodynamischer Zustand der Atmosphäre steht. Zum Beispiel können an einer geradlinig verlaufenden Frontalzone durch *barokline Instabilitäten* großskalige barokline Wellen entstehen. Hierauf wird in Abschn. 10.4 ausführlich eingegangen. Aber auch auf der *sub-synoptischen Skala* bilden sich immer wieder Instabilitäten. Wie später noch eingehend diskutiert wird (s. Kap. 12), stellen Fronten Bereiche mit

[8] Aus der ω-Gleichung resultieren in beiden Fällen natürlich auch keine Hebungsantriebe, da weder Vorticity- noch Temperaturadvektion stattfindet.

stärksten horizontalen Scherungen von $\mathbf{v}_h$ dar. Überschreiten diese einen kritischen Wert, dann können hier *Scherungsinstabilitäten* entstehen, durch die Entwicklungsprozesse ausgelöst werden.

Ähnliches gilt für die idealisierte kreisförmige Struktur eines Druckgebildes. Gelangt beispielsweise ein Kaltlufttropfen in ein Gebiet erhöhter Baroklinität im bodennahen Bereich, dann bildet sich in der unteren Troposphäre zyklonale Vorticity, und es entstehen frontogenetisch wirkende Deformationsfelder des Winds. Die hierbei mitunter ausgelöste *Bodenzyklogenese* induziert Vertikalbewegungen, die die kreisförmige Struktur des Kaltlufttropfens stören. Auf diese Weise entstehen auch in der Höhe Divergenzen der Q-Vektoren die ihrerseits Entwicklungsprozesse nach sich ziehen. Die *Bodenzyklone* und das Höhentief stehen in direkter Wechselwirkung miteinander, was bei starker Baroklinität zu einer intensiven Entwicklung führen kann. Im nächsten Kapitel werden diese Zusammenhänge eingehend diskutiert, wenn die sogenannte *isentrope potentielle Vorticity (IPV)* vorgestellt wird.

Kapitel 7
Die potentielle Vorticity

Zur Beschreibung atmosphärischer Prozesse wird üblicherweise eine große Anzahl von Analysekarten unterschiedlicher prognostischer Variablen, wie das Geopotential, die relative Feuchte, die Temperatur, das Windfeld etc., herangezogen. Diese Karten geben einen direkten Einblick in die Verteilungen der einzelnen Parameter und lassen sich dadurch relativ einfach auslegen. In der dynamischen Meteorologie hat in den letzten Jahren die Darstellung und Interpretation der *isentropen potentiellen Vorticity (IPV)* zunehmend an Bedeutung gewonnen. Von vielen Wissenschaftlern wird sie als die Schlüsselvariable zum Verständnis der atmosphärischen Dynamik angesehen. In diesem Zusammenhang ist die wegweisende Arbeit von Hoskins et al. (1985) zur Bedeutung der IPV und der Auswertung von IPV-Karten zu nennen. Der Einfachheit halber wird im weiteren Verlauf die isentrope potentielle Vorticity nur als *potentielle Vorticity (PV)* bezeichnet.

Die PV besitzt zwei wichtige Eigenschaften, durch die ihre Verwendung bei der Interpretation atmosphärischer Strömungen sehr vorteilhaft wird.

- Bei adiabatischen Prozessen ist die PV eine konservative Größe.
- Mit Hilfe der sogenannten *PV-Invertierung* kann aus einer gegebenen PV-Verteilung unter bestimmten Bedingungen die komplette Information des vorliegenden atmosphärischen Temperatur-, Masse- und Windfelds gewonnen werden.

Die Diskussion über die Vor- und Nachteile des sogenannten *PV-Denkens* wird aber auch durchaus kontrovers geführt. Kritische Anmerkungen zum PV-Denken beziehen sich darauf, dass die hiermit gewonnenen Erkenntnisse bereits mit Hilfe der im vorangehenden Kapitel beschriebenen quasigeostrophischen Theorie erzielt werden können. Weiterhin stellt die PV-Inversion ein nicht einfach zu lösendes numerisches Problem dar, so dass deren sinnvolle Anwendung für die numerische Wettervorhersage in Frage gestellt wird. Schließlich können verschiedene Phänomene häufig nur qualitativ beschrieben werden, quantitative Aussagen sind nur sehr schwer möglich. Mit der Einführung des PV-Denken schufen Hoskins et al. (1985) eine neue

A. Bott, *Synoptische Meteorologie*,
DOI 10.1007/978-3-642-25122-1_7, © Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2012

vielversprechende Möglichkeit zum Verständnis dynamischer Prozesse in der Atmosphäre. Ob und inwiefern hiervon Gebrauch gemacht wird, bleibt am Ende jedem selbst überlassen und soll hier nicht Gegenstand der Diskussion sein. Vielmehr beschränkt sich dieses Kapitel darauf, einen kurzen Überblick über die Wirkungsweise und Leistungsfähigkeit der PV-Analyse zu geben.

7.1 Definition und Erhaltungseigenschaften der PV

Betrachtet man adiabatische Vorgänge, dann bietet es sich häufig an, die Gleichungen in das sogenannte *θ-System* zu übertragen, d. h. die Vertikalkoordinate z durch die *generalisierte Vertikalkoordinate* θ zu ersetzen. Der große Vorteil des θ-Systems besteht darin, dass bei Adiabasie mit $d\theta/dt = 0$ die Bewegungen nur noch zweidimensional ablaufen, da die Luftpartikel sich entlang der *Isentropen* bewegen.

Ausgehend von den metrisch vereinfachten horizontalen Bewegungsgleichungen im p-System (3.38) leitete Rossby (1940) die potentielle Vorticity ab. Hier wird abweichend von Rossbys Methode als Ausgangspunkt der *Ertel'sche Wirbelsatz* benutzt (Ertel 1942), der gegeben ist durch

$$\boxed{\frac{d}{dt}\left(\alpha\nabla\times\mathbf{v}_A\cdot\nabla\psi\right)-\alpha\nabla\times\mathbf{v}_A\cdot\nabla\left(\frac{d\psi}{dt}\right)=\alpha\nabla p\times\nabla\alpha\cdot\nabla\psi} \tag{7.1}$$

Der Term $\alpha = 1/\rho$ ist das spezifische Volumen und ψ eine beliebige Feldfunktion. Setzt man $\psi = \theta$ und berücksichtigt, dass $\theta = \theta(\alpha, p)$, dann erhält man bei adiabatischen Bewegungen aus (7.1) unmittelbar den Erhaltungssatz

$$\boxed{\frac{d}{dt}\left(\alpha\nabla\times\mathbf{v}_A\cdot\nabla\theta\right)=0} \tag{7.2}$$

Die in Klammern stehende Größe wird als *Ertel'sche potentielle Vorticity* bezeichnet. Aus (7.2) folgt, dass bei adiabatischen Bewegungen eines Luftpartikels dessen Ertel'sche potentielle Vorticity eine Erhaltungsgröße darstellt.

Zur weiteren Umformung von (7.2) werden folgende vereinfachende Annahmen gemacht:

- Im Term $\nabla\times\mathbf{v}_A$ werden Vertikalbewegungen werden ignoriert.
- Die Horizontalkomponente von $2\boldsymbol{\Omega}$, d. h. der Coriolisparameter $l = 2\Omega\cos\varphi$, wird vernachlässigt.
- Die Gültigkeit der hydrostatischen Approximation wird unterstellt.

Aus diesen Annahmen geht hervor, dass die im Folgenden abgeleiteten Beziehungen sicherlich auf der synoptischen Skala gültig sind. Für kleinskalige Prozesse muss dies jedoch nicht mehr der Fall sein.[1] Auf eine detaillierte Herleitung der Gleichungen wird an dieser Stelle verzichtet. Näheres hierzu kann z. B. in Zdunkowski und Bott (2003) nachgelesen werden.

Unter Berücksichtigung obiger Annahmen lässt sich die Ertel'sche potentielle Vorticity im geographischen (λ, φ, r)-Koordinatensystem darstellen als

$$\alpha \nabla \times \mathbf{v}_A \cdot \nabla \theta = -g \left(\nabla_h \theta \cdot \mathbf{e}_r \times \frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial p} + \eta \frac{\partial \theta}{\partial p} \right) \tag{7.3}$$

Transformiert man diese Gleichung ins p-System, dann erhält man eine Formulierung für die Erhaltung der potentiellen Vorticity im p-System nach Rossby

$$\boxed{\frac{d}{dt} \left[\nabla_{h,p} \theta \cdot \left(\mathbf{e}_r \times \frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial p} \right) + \eta_p \frac{\partial \theta}{\partial p} \right] = 0} \tag{7.4}$$

Hierbei ist

$$\eta_p = \zeta_p + f = \mathbf{e}_r \cdot \nabla_{h,p} \times \mathbf{v}_h + f \tag{7.5}$$

die absolute Vorticity im p-System. In einem letzten Schritt wird in (7.4) der Horizontalgradient im p-System noch ins θ-System transformiert. Dies führt zur Erhaltungsgleichung der potentiellen Vorticity

$$\boxed{\frac{d}{dt}(PV) = \frac{d}{dt} \left(-g \eta_\theta \frac{\partial \theta}{\partial p} \right) = 0, \qquad PV = -g \eta_\theta \frac{\partial \theta}{\partial p}} \tag{7.6}$$

wobei

$$\eta_\theta = \zeta_\theta + f = \mathbf{e}_r \cdot \nabla_{h,\theta} \times \mathbf{v}_h + f \tag{7.7}$$

die absolute Vorticity im θ-System ist. Man beachte, dass sowohl in (7.5) als auch in (7.7) die Vorticity zwar mit dem vertikalen Einheitsvektor des geographischen Koordinatensystems formuliert wird, die Horizontalgradienten jedoch auf konstanten p- bzw. θ-Flächen ausgewertet werden. Dies kann insbesondere bei starker Baroklinität von großer Bedeutung sein, da in diesem Fall beachtliche Neigungen zwischen Isohypsen, Isobaren und Isentropen existieren können, so dass sich die Werte von η, η_p und η_θ deutlich voneinander unterscheiden.

[1] Die hier gemachten Einschränkungen gelten allerdings nicht für den Ertel'schen Wirbelsatz, denn dieser wurde für beliebige dreidimensionale und insbesondere auch nichthydrostatische Strömungsfelder abgeleitet.

Mit der Ableitung der Erhaltungsgleichung für die potentielle Vorticity (7.6) gelang es Ertel erstmals, die Erhaltung der absoluten Vorticity im divergenzfreien barotropen Fall auf die barokline Atmosphäre zu verallgemeinern. Wenn man bedenkt, dass bei Barotropie der horizontale Wind höhenunabhängig ist, dann erkennt man unmittelbar aus (7.3), dass sich in dem Fall der Ertel'sche Wirbelsatz auf die *barotrope Vorticitygleichung* $d\eta/dt = 0$ reduziert (vgl. (6.12)). Zusammen mit den Annahmen adiabatischer Bewegungen sowie $w = 0$ gilt dann auch $d/dt(\partial\theta/\partial p) = 0$.

Lässt man die Forderung der Adiabasie fallen, dann erhält man aus dem Ertel'schen Wirbelsatz (7.1)

$$\frac{d}{dt}\left(\alpha\nabla\times\mathbf{v}_A\cdot\nabla\theta\right) = \alpha\nabla\times\mathbf{v}_A\cdot\nabla\dot{\theta} \quad \text{mit} \quad \dot{\theta} = \frac{d\theta}{dt} \tag{7.8}$$

Unter Vernachlässigung horizontaler Änderungen der diabatischen Wärmezufuhr, d. h. $\nabla_h\dot{\theta} \approx 0$, resultiert nach analogen Umformungen wie zuvor eine prognostische Gleichung für die potentielle Vorticity

$$\frac{d}{dt}(PV) = -g\eta\frac{\partial\dot{\theta}}{\partial p} \tag{7.9}$$

Logarithmische Differentiation der Definitionsgleichung für die potentielle Temperatur (3.26) liefert zusammen mit der Wärmegleichung (3.23)

$$\frac{\rho c_p T}{\theta}\dot{\theta} = l_{21}I^2 + l_{31}I^3 - \nabla\cdot(\mathbf{J}_s + \mathbf{F}_R) \tag{7.10}$$

Durch Einsetzen dieser Beziehung in (7.9) erkennt man, dass insbesondere Wolkenbildungsprozesse sowie der atmosphärische Strahlungstransport, ausgedrückt durch die ersten beiden bzw. den letzten Term auf der rechten Seite von (7.10), eine individuelle Änderung der PV bewirken können.[2] Allerdings geht in (7.9) der vertikale Gradient von $\dot{\theta}$ ein. Das bedeutet, dass PV unterhalb eines Niveaus mit diabatischer Wärmezufuhr gebildet wird, da dort $\partial\dot{\theta}/\partial p < 0$, während sie gleichzeitig oberhalb dieses Niveaus mit $\partial\dot{\theta}/\partial p > 0$ vernichtet wird. Dieser Vorgang kann für das Strömungsverhalten der kalten Luft vor Warmfronten von Bedeutung sein (s. Abschn. 12.6).

[2] In der atmosphärischen Grenzschicht stellen Reibungsprozesse eine weitere PV-Senke dar.

7.2 Charakteristische Werte, Anomalien der PV

Die Dimension der potentiellen Vorticity lautet [K m^2 kg^{-1} s^{-1}] und wird mit *PVU* (potential vorticity unit) angegeben, wobei 1 PVU $= 1 \times 10^{-6}$ K m^2 kg^{-1} s^{-1}. In der Troposphäre sind die Werte der PV vergleichsweise gering (0–1 PVU) und räumlich inhomogen verteilt. Im *Tropopausenbereich* beobachtet man jedoch wegen der dort vorliegenden starken thermischen Stabilität eine deutliche Zunahme der PV-Werte auf 2–5 PVU und mehr. In der unteren Stratosphäre steigen die PV-Werte weiter an und erreichen in der mittleren Stratosphäre etwa 50 PVU. Da der Coriolisparameter in meridionaler Richtung zunimmt, gilt dies bei sonst ungeänderten Parametern auch für die PV.

In den mittleren Breiten können die großen Unterschiede der PV-Werte zwischen Troposphäre und Stratosphäre zu einer sogenannten *dynamischen Definition der Tropopause* herangezogen werden. Gemäß einer Empfehlung der WMO wird die Tropopausenhöhe als die Höhe festgelegt, in der die potentielle Vorticity den Wert 1.6 PVU besitzt. In der neueren Literatur wird jedoch häufig ein Wert von 2 PVU verwendet.

Abbildung 7.1 zeigt die zonal gemittelte klimatologische Verteilung der potentiellen Vorticity und der potentiellen Temperatur für die Wintermonate (Dez., Jan., Feb.). Innerhalb der Troposphäre erkennt man die relativ niedrigen PV-Werte von meistens weniger als 1 PVU. Weiterhin sieht man, wie die durch PV= 2 PVU definierte Tropopause nach Norden hin abfällt. Zwischen 30°N und 40°N ist die Abnahme am stärksten. Hier befindet sich die Frontalzone, d. h. der Bereich mit deutlich erhöhter atmosphärischer Baroklinität. Das in höheren Breiten beobachtete Absinken der dynamischen Tropopausenhöhe ist im Wesentlichen auf den Coriolisparameter zurückzuführen.

Abweichungen der PV-Werte von ihrem klimatologischen Mittelwert werden als *PV-Anomalien* bezeichnet. Liegt der PV-Wert über dem klimatologischen Mittelwert, spricht man von positiven, andernfalls von negativen PV-Anomalien. Aus der prognostischen Gleichung für die PV (7.9) lässt sich zusammen mit (7.10) leicht erkennen, dass verschiedene Prozesse zur Bildung von PV-Anomalien führen können. Hierbei stellt sich heraus, dass diese Antriebe jeweils höhenabhängig unterschiedliche Bedeutung besitzen. Im bodennahen Bereich sind neben Reibungsvorgängen vor allem die Horizontaladvektion von Luftmassen unterschiedlicher Temperatur sowie Strahlungsprozesse bedeutend, wobei Warmluftadvektion und Strahlungserwärmung zu einer positiven und Kaltluftadvektion bzw. Strahlungsabkühlung zu einer negativen PV-Anomalie führen. In der mittleren Troposphäre kann PV durch die bei der Wolkenbildung freigesetzte latente Wärme erzeugt werden. In der oberen Troposphäre spielen diabatische Effekte eine untergeordnete Rolle, da dort die atmosphärischen Zustandsän-

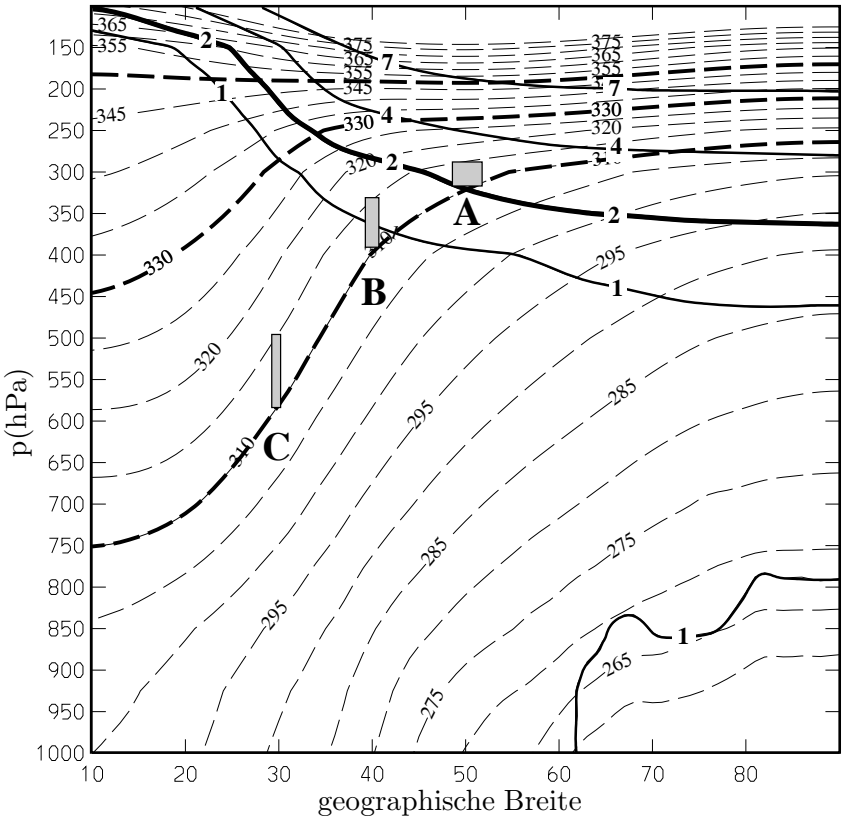


Abb. 7.1. Zonal gemittelte klimatologische Verteilung der potentiellen Vorticity (durchgezogen) und der potentiellen Temperatur (gestrichelt) für die Wintermonate. Mit frdl. Unterstützung von H. Wernli

derungen weitgehend adiabatisch verlaufen. Hier sind in erster Linie Transportprozesse, ausgedrückt durch den Advektionsterm in der Euler'schen Ableitung der PV, von entscheidender Bedeutung für die lokale Bildung von PV-Anomalien.

In der Tropopausenregion sind PV-Anomalien normalerweise am deutlichsten ausgeprägt. Das liegt an der starken vertikalen Zunahme der PV in diesem Bereich. Abbildung 7.2 zeigt schematisch zwei Beispiele von PV-Anomalien, die häufig im Tropopausenbereich zu beobachten sind. Im oberen Bild handelt es sich um eine kreisförmige positive PV-Anomalie. Diese macht sich in einem Absinken der Tropopause (dicke Linie) bemerkbar. Weiterhin sind die Isentropen (dünne Linien) oberhalb der Anomalie nach unten und unterhalb der Anomalie nach oben gebogen. Der Pfeil deutet an, dass die positive Anomalie mit zyklonaler Rotation verbunden ist. Somit beschreibt diese Situation ein kaltes Höhentief.

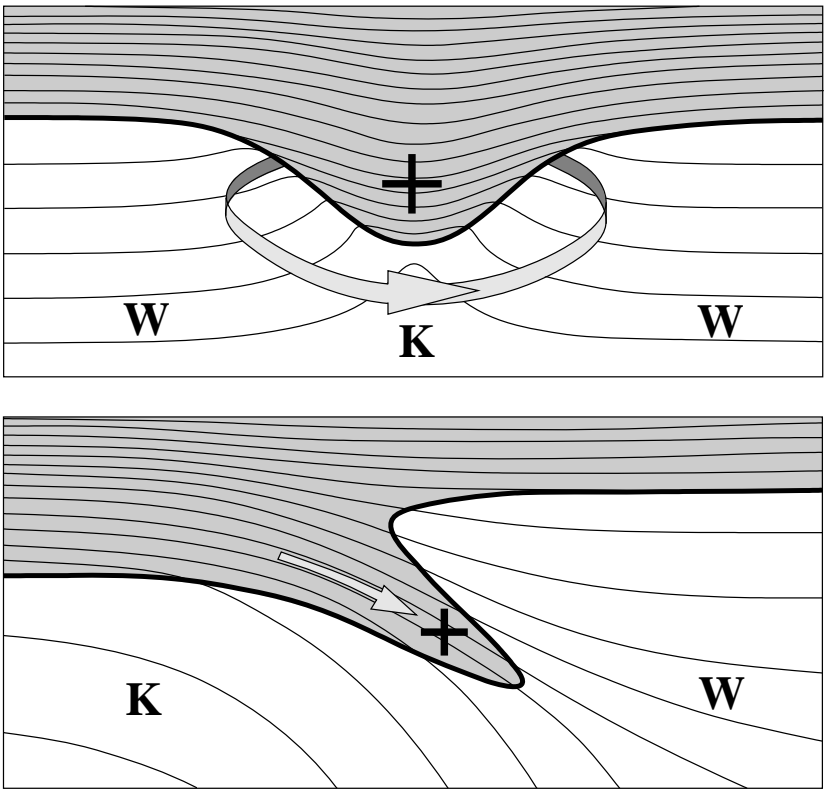


Abb. 7.2. Oben: Kreisförmige positive PV-Anomalie in der Tropopausenregion. Unten: Positive PV-Anomalie an einer Frontalzone. Die dicke Linie stellt jeweils den Verlauf der Tropopause dar, dünne Linien sind Isentropen. Nach `www.zamg.ac.at`

In der unteren Abbildung erkennt man den Vorstoß stratosphärischer Luft in die mittlere Troposphäre. Der Pfeil gibt nur den Anteil der Bewegung relativ zur Frontalzone an. Die Hauptbewegungsrichtung erfolgt in die Blattebene hinein. Bei adiabatisch ablaufenden Prozessen verläuft die Strömung parallel zu den Isentropen. Dieser Vorgang, der sich typischerweise an der zyklonalen Flanke des polaren Jetstreams abspielt, führt häufig zu einer *Faltung der Tropopause*. Im Wasserdampfkanal von Satellitenbildern erkennt man die Tropopausenfaltung an einem scharfen Übergang von sehr dunklen zu sehr hellen Pixeln. Für die dynamische Entwicklung innerhalb der Atmosphäre ist das Eindringen stratosphärischer Luft mit hohen PV-Werten in die mittlere Troposphäre von herausragender Bedeutung. Dies wird zu einem späteren Zeitpunkt noch eingehend diskutiert.

Da insbesondere in der hohen Troposphäre die Bewegungen weitgehend adiabatisch ablaufen, stellt die PV, ähnlich wie die potentielle Temperatur, eine individuelle Erhaltungsgröße für ein sich bewegendes Luftpartikel dar, d. h. die PV kann wie ein passiver Tracer angesehen werden. Als Beispiel betrachte man wiederum Abb. 7.1. Normalerweise ist die potentielle Temperatur in meridionaler Richtung derart verteilt, dass die Isentropen in der Tropopausenregion höherer Breiten nach Süden hin relativ steil in die mittlere Troposphäre abfallen, wobei der Abstand zwischen den Isentropen deutlich zunimmt. Ein Luftpaket bewege sich adiabatisch vom Punkt A zum Punkt C. Am Ausgangspunkt besitzt das Luftpaket eine PV von etwa 2 PVU. Auf seinem Weg nach Süden sinkt es aus der Tropopausenregion in die mittlere Troposphäre ab. Dies führt zu einer Zunahme der Schichtdicke $\delta p = p_2 - p_1$ zwischen den beiden Isentropen $\theta_1 = 315$ K und $\theta_2 = 310$ K am Ober- und Unterrand des Luftpakets. Im gewählten Beispiel nimmt dessen vertikale Erstreckung von anfänglich etwa 25 hPa auf 60 hPA am Punkt B und schließlich auf etwa 90 hPa am Punkt C zu. Unter der Annahme hydrostatischer Verhältnisse verringert sich gleichzeitig die horizontale Ausdehnung des Luftpakets, d. h. die Fläche der Rechtecke in Abb. 7.1 ist jeweils gleich groß.

Durch die vertikale Streckung auf seinem Weg nach Süden erfährt das Luftpaket eine erhebliche Labilisierung. Aufgrund der Erhaltung der PV muss gleichzeitig seine absolute Vorticity zunehmen. Zusätzlich zur Kompensation der durch die Südwärtsbewegung induzierten Abnahme planetarer Vorticity f muss somit eine deutliche Zunahme der relativen Vorticity ζ_θ erfolgen, die, der Labilisierung entgegenwirkend, den Wert der PV konstant hält. Auf diese Weise bilden sich bei B bzw. C Bereiche mit sehr starker zyklonaler Zirkulation.

Häufig entstehen durch das Vordringen stratosphärischer Luft in die Troposphäre sehr schmale filamentartige Strukturen mit hohen PV-Werten, die mehrere 1000 Kilometer in die hohe und mittlere Troposphäre hineinreichen können. Diese werden auch als *PV-Streamer* bezeichnet. In dem Zusammenhang kann die Stratosphäre als ein *PV-Reservoir* angesehen werden, das als Quelle troposphärischer PV dient. Im Wasserdampfkanalbild von Satelliten erkennt man einen PV-Streamer an einer scharfen Linie mit dunklen Pixeln, den sogenannten *Dark Stripes*. In bestimmten Situationen kommt es im weiteren Verlauf zu Abschnürungsvorgängen, den im vorangehenden Kapitel bereits angeprochenen *Cutoff Tiefs*, bei denen sich isolierte Bereiche mit starken positiven PV-Anomalien bilden. Die Zugbahn dieser *Kaltlufttropfen* kann, nachdem sie sich erst einmal aus der großräumigen Strömung gelöst haben, mitunter nur schwer vom numerischen Prognosemodell erfasst werden.

Gelangen hochtroposphärische positive PV-Anomalien in Bereiche niedertroposphärischer positiver PV-Anomalien, kann es zur vertikalen

Kopplung beider Gebiete kommen. Die damit einhergehenden Hebungsprozesse führen über die bei der Wolkenbildung freigesetzte latente Wärme zur Bildung weiterer PV in der mittleren Troposphäre, so dass am Höhepunkt der Entwicklung ein hochreichender kalter zyklonaler Wirbel entstanden ist. Diese Druckgebilde werden auch *PV-Tower* genannt.

Da die in die mittlere Troposphäre eindringende Stratosphärenluft aufgrund der sehr geringen stratosphärischen Wasserdampfkonzentrationen zusätzlich sehr trocken ist, wird der Vorgang auch als *Dry Intrusion* bezeichnet. Wie bereits in Abschn. 2.4 angesprochen, lassen sich Dry Intrusions sehr gut in den Wasserdampfkanalbildern von Wettersatelliten identifizieren.

7.3 Das PV-Invertierungsprinzip

Befindet sich die atmosphärische Strömung im Gleichgewicht mit dem Massefeld, dann lässt sich aus der Kenntnis des Windfelds die Geopotentialverteilung berechnen. Zur Lösung dieses Invertierungsproblems benötigt man neben einer Gleichgewichtsbeziehung zwischen Wind- und Geopotentialfeld noch die Randwerte des Geopotentials im Untersuchungsgebiet. Sinnvolle Gleichgewichtsbeziehungen liegen beispielsweise in der Formel für den geostrophischen Wind (4.8) oder der Gleichung für den Gradientwind (4.14) vor. Analog hierzu kann aus der PV-Verteilung durch Invertierung das gesamte Masse-, Temperatur- und Windfeld in einem Untersuchungsgebiet ermittelt werden. Auch hierbei müssen die Randwerte der verschiedenen Variablen gegeben sein sowie Annahmen über eine stabile balancierte Strömung gemacht werden.

Aus der Gleichung für die geostrophische Vorticity (5.21) erkennt man, dass ζ_g die Krümmung des Geopotentialfelds darstellt. Für das Invertierungsproblem bedeutet dies, dass an einem gegebenen Punkt die Vorticity nicht nur den Wert des dort vorliegenden Geopotentials beeinflusst, vielmehr wirkt sie auch auf die Geopotentialverteilung in der weiteren Umgebung. Eine solche Fernwirkung besitzt auch die potentielle Vorticity, d. h. die PV-Verteilung übt einen Einfluss auf die in größerer Entfernung liegenden thermo-hydrodynamischen Felder aus, wobei, ähnlich wie bei einer elektrischen Ladung in einem elektrischen Potentialfeld, dieser Einfluss sich umgekehrt proportional zum Abstand von der PV-Anomalie verhält. Hieraus kann geschlossen werden, dass eine PV-Anomalie in der Tropopausenregion in erster Linie das dynamische Feld in der unmittelbaren Umgebung beeinträchtigt. Zusätzlich tritt sie aber auch mit der niedertroposphärischen Strömung in Wechselwirkung. Auf diesen Umstand

wird bei der Untersuchung der *Zyklogenese* zu einem späteren Zeitpunkt näher eingegangen.

Für die Untersuchung und das Verständnis dynamischer Prozesse ist das PV-Invertierungsprinzip von herausragender Bedeutung. Die allerdings numerisch nicht triviale Invertierung von PV-Feldern führt zu folgenden Ergebnissen:

- Positive Anomalien der PV und der potentiellen Temperatur am Erdboden sind mit zyklonalen Windfeldern verbunden.
- Negative Anomalien der PV und der potentiellen Temperatur am Erdboden sind mit antizyklonalen Windfeldern verbunden.
- Unterhalb einer positiven PV-Anomalie sind die Isentropen nach oben und oberhalb der Anomalie nach unten gebogen.
- Der Einfluss der PV auf entferntere Felder ist umgekehrt proportional zum Abstand von der PV-Verteilung.
- Die vertikale Änderung einer von einer PV-Anomalie induzierten Zirkulation nimmt mit der Stabilität der atmosphärischen Schichtung zu.

Da die PV proportional zur Krümmung des Geopotentialfelds ist, können PV-Anomalien mitunter besser als die Geopotentialverteilung selbst zur Auffindung wetterwirksamer Störungen herangezogen werden. Dies gilt insbesondere für kleinräumige kurzwellige Höhentröge, die in großskalige Langwellentröge eingebettet sind. Abbildung 7.3 gibt hierfür ein Beispiel. Aus der im oberen Bild gezeigten Geopotentialverteilung lässt sich eine erhöhte Austrogung der Isohypsen über Frankreich erkennen. Die Bodendruckverteilung zeigt trogvorderseitig ein schwaches Tief mit Kerndruck von 1000 hPa über Süddeutschland. Im Gegensatz zum Geopotentialfeld ist in der PV-Verteilung die Störung sehr gut zu identifizieren. Im unteren Bild sieht man über Frankreich eine deutlich ausgeprägte positive PV-Anomalie, die mit dem Bodentief korrespondiert. Im weiteren Verlauf erwies sich dieses relativ kleinräumige Tief als sehr wetterwirksam. Es zog in nordöstliche Richtung über Deutschland und führte verbreitet zu Starkniederschlägen und örtlich heftigen Gewittern.

Hoskins et al. (1985) präsentierten ein eindrucksvolles Beispiel für die durch die Fernwirkung entstehende Wechselwirkung von hoch- und niedertroposphärischen PV-Anomalien. Diese Situation ist schematisch in Abb. 7.4 wiedergegeben. In der oberen Troposphäre befinde sich eine positive PV-Anomalie, die sich dort in einem Höhentief mit relativ niedriger Tropopausenhöhe äußert. Die PV-Anomalie gelange in einen Bereich mit erhöhter Baroklinität in der unteren Atmosphäre, schematisch dargestellt durch die Grenzfläche zwischen kalter und warmer Luft im oberen Bild. Der barokline Bereich sei zonal ausgerichtet mit der kalten Luft im Norden. Aufgrund ihrer Fernwirkung (gestrichelter Pfeil im oberen Bild) induziert die PV-Anomalie eine

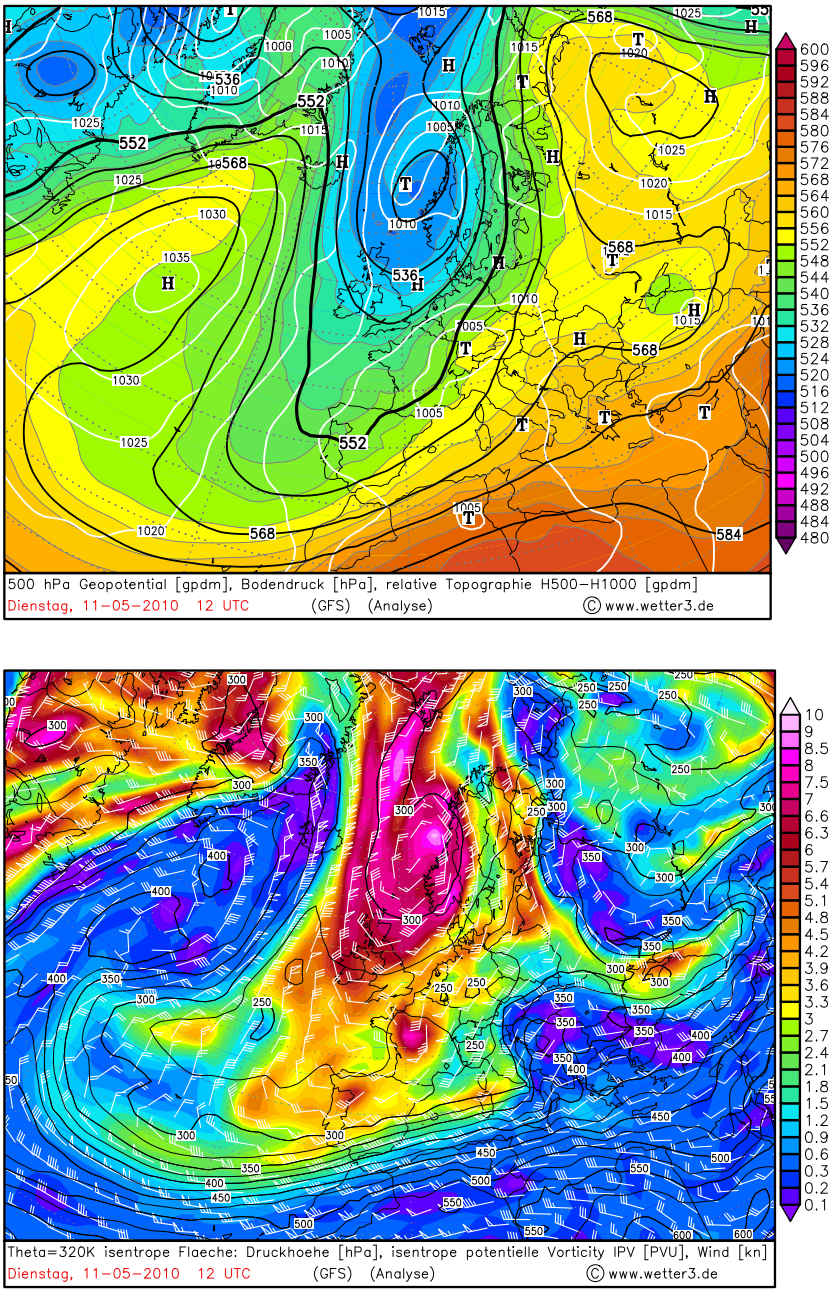


Abb. 7.3. Oben: 500 hPa Analysekarte mit Bodendruckverteilung und relativer Topographie 500/1000 hPa. Unten: PV-Verteilung auf der isentropen Fläche $\theta = 320$ K, Druckhöhe dieser Fläche sowie horizontaler Wind. Darstellungen vom 11. 5. 2010 12 UTC

zyklonale Zirkulation in der unteren Troposphäre. Dies führt zur Warmluftadvektion an der Vorderseite des Höhentrogs. Durch die Erwärmung entsteht im bodennahen Bereich eine niedertroposphärische Anomalie der potentiellen Temperatur, die ihrerseits die PV-Anomalie in der Höhe beeinflusst (nach oben gerichteter gestrichelter Pfeil im unteren Bild).

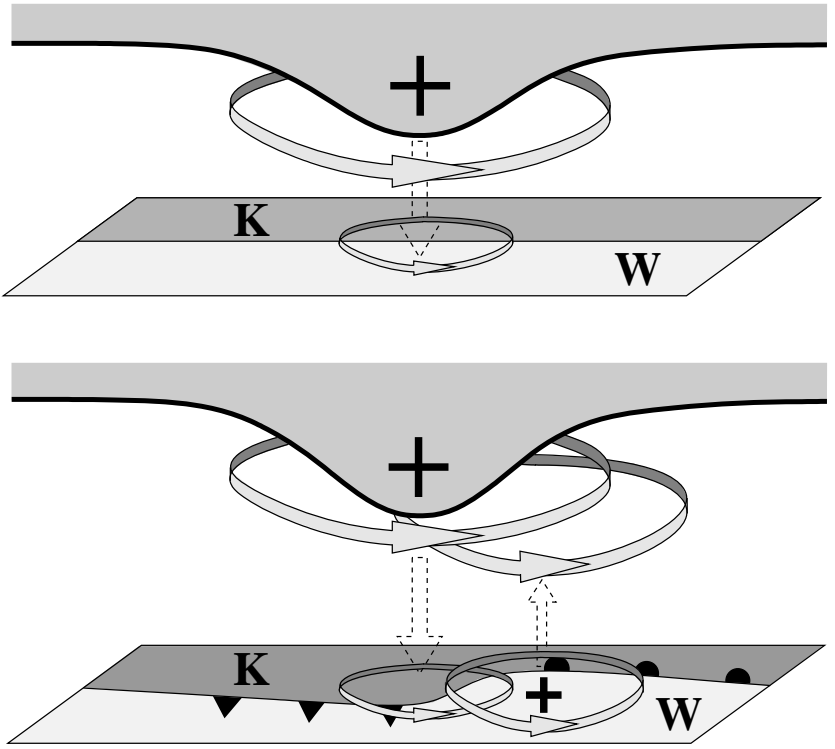


Abb. 7.4. Zyklogenese, ausgelöst durch eine positive PV-Anomalie in der oberen Troposphäre. Nach Hoskins et al. (1985)

Die durch die untere Anomalie in der Höhe induzierte Zirkulation hat zur Folge, dass an der Vorderseite der oberen PV-Anomalie Luft mit niedrigen PV-Werten nach Norden und an der Rückseite Luft mit hohen PV-Werten nach Süden geführt wird. Auf diese Weise verlangsamt sich insgesamt die Ostwärtsverlagerung der oberen PV-Anomalie, die ansonsten aufgrund der dort herrschenden hohen Windgeschwindigkeiten die untere Anomalie relativ rasch überqueren würde. Stattdessen kann die günstige Lage zwischen beiden Anomalien über einen längeren Zeitraum aufrecht erhalten werden. Die Wechselwirkung zwischen oberer und unterer PV-Anomalie initiiert in der unteren Troposphäre einen zyklogenetischen Prozess.

An der Trogvorderseite einsetzende Hebungsprozesse sorgen durch die mit der Wolkenbildung verbundene Freisetzung latenter Wärme für ein Absenken der Isentropen in der mittleren Troposphäre. Hierdurch entsteht PV in der unteren Troposphäre, was zu einer erheblichen Intensivierung der Zyklogenese in diesem Bereich beitragen kann. In der oberen Troposphäre hingegen wird PV vernichtet, so dass hier das antizyklonale Auseinanderströmen der Luft verstärkt wird. Auf diese Weise bewirkt die mit Wolkenprozessen einhergehende vertikale Umverteilung der PV ebenfalls eine Verlangsamung der Ostwärtsverlagerung des Höhentrogs.

Zur Klärung der Frage, was am Ende mit der einmal in die Troposphäre gelangten potentiellen Vorticity geschieht, müssen die in der atmosphärischen Grenzschicht ablaufenden Reibungsprozesse in die Betrachtungen mit einbezogen werden. Führt man in (7.10) und damit auch in (7.9) die Reibung ein, dann ergibt sich erwartungsgemäß, dass PV hierdurch vernichtet wird. Insgesamt erhält man folgendes Bild: Das Eindringen von Luft mit hohen PV-Werten aus der unteren Stratosphäre in die obere Troposphäre geschieht weitgehend adiabatisch. Dies führt dazu, dass eine obere PV-Anomalie über einen relativ langen Zeitraum in der Troposphäre verweilen kann, z. B. als Kaltlufttropfen. Wird die PV-Anomalie nach einer gewissen Zeit wieder in die großräumige Höhenströmung eingebunden, dann gelangt die PV wieder zurück in das stratosphärische PV-Reservoir. Kommt es jedoch über den oben beschriebenen Mechanismus zu einer Kopplung von oberer und unterer PV-Anomalie, dann wird durch die damit einhergehende Wolkenbildung PV in der oberen Troposphäre vernichtet, aber gleichzeitig in der unteren Troposphäre erzeugt. Hierbei handelt es sich also nicht um einen vertikalen Advektionsprozess, bei dem PV nach unten transportiert wird, sondern vielmehr um eine durch Wolkenprozesse induzierte vertikale Umstrukturierung der PV-Verteilung. Auf diese Weise können hohe PV-Werte mitunter bis in die atmosphärische Grenzschicht gelangen, wo die PV am Ende durch Reibungsprozesse vernichtet wird.

Auf eine tiefergehende Diskussion des PV-Invertierungsprinzips muss an dieser Stelle verzichtet werden. Stattdessen wird auf die Fachliteratur verwiesen, in der umfangreiche Studien zur PV-Inversion zu finden sind (s. z. B. Thorpe 1985, 1986, McIntyre und Norton 2000, Egger 2008, Nielsen-Gammon und Gold 2008).

7.4 Die Leezyklogenese

Ein oftmals auftretendes Phänomen, das mit der Erhaltung der PV erklärt werden kann, ist die sogenannte *Leezyklogenese*, die bei der Überströmung großer Gebirgsketten zuweilen einsetzt. Abbildung 7.5 veranschaulicht die Situation. Ein sich geradlinig und adiabatisch nach Osten (x-Richtung) bewegendes Luftpaket, das am Punkt A noch keine relative Vorticity besitze, überströme eine nach Norden (y-Richtung) verlaufende Gebirgskette, die um den Gebirgskamm symmetrisch ist. In Bodennähe folgen die Isentropen in Strömungsrichtung gesehen weitgehend der orographischen Struktur, mit zunehmender Höhe flachen sie jedoch mehr und mehr horizontal ab. Dies hat zur Folge, dass sich der Druckunterschied $\delta p = p_2 - p_1$ zwischen zwei Isentropen θ_1 und θ_2 über dem Gebirge verringert. Nach der Überströmung des Gebirges nimmt δp wieder zu, bis am Punkt C die Verhältnisse wieder die gleichen wie am Ausgangspunkt A sind.

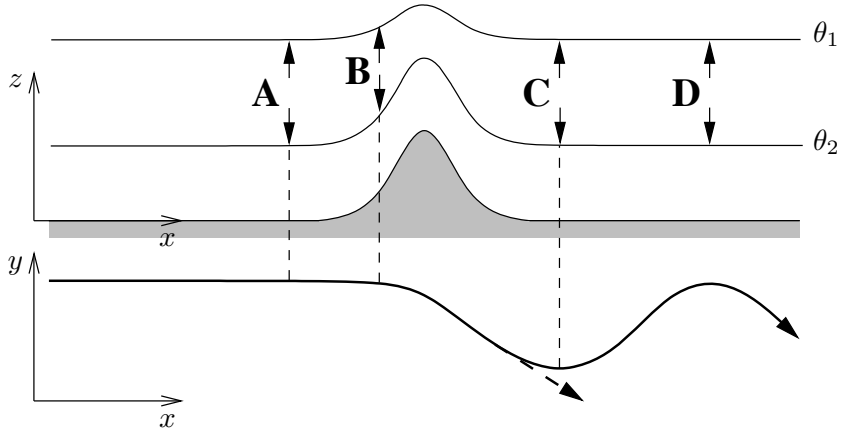


Abb. 7.5. Leezyklogenese und β-Effekt

Die Variation von δp führt dazu, dass das Luftpaket durch seine vertikale Stauchung während der Gebirgsüberströmung zunächst antizyklonale Vorticity gewinnt. Danach wird es wieder vertikal gestreckt, d. h. die antizyklonale Vorticity nimmt erneut ab. Unter Annahme eines konstanten Coriolisparameters wäre am Punkt C die relative Vorticity des Luftpakets wieder gleich null, und es würde sich in südöstlicher Richtung geradlinig weiterbewegen (gestrichelter Pfeil). Da jedoch f gemäß (3.21) nach Norden hin zunimmt, muss die relative Vorticity die durch die Südwärtsbewegung entstehende Abnahme von f kompensieren, damit die PV konstant bleibt. Aus diesem Grund biegt das Luftpaket am Punkt C zyklonal in nördliche Richtung um. Die un-

mittelbar im Lee des Gebirges einsetzende zyklonale Zirkulation kann zu einer *Leezyklone* führen, die auch als *Leetrog* bezeichnet wird.

Das zwischen C und D nach Nordosten strömende Luftpaket wird wegen der wieder zunehmenden planetaren Vorticity solange antizyklonale relative Vorticity erhalten, bis es am Punkt D seine Richtung erneut umdreht. Auf diese Weise entsteht im Lee des Gebirges eine alternierende Folge von Trögen und Rücken. Offensichtlich ist diese Wellenbildung auf die y-Abhängigkeit von f, ausgedrückt durch den *Rossby-Parameter* β, zurückzuführen. Somit handelt es sich um eine sogenannte *reine Rossby-Welle*. Wie bereits erwähnt, wird der Einfluss des Coriolisparameters auf die Wellenbildung als *β-Effekt* bezeichnet. Da im gewählten Beispiel stromabwärts von C die Isentropenabstände konstant sind, lässt sich die Bildung der Rossby-Welle auch durch direkte Lösung der divergenzfreien barotropen Vorticitygleichung erklären. Näheres hierzu s. Kap. 10.

Leezyklonen entstehen u. a. bei der Überströmung der Rocky Mountains, Grönlands, des skandinavischen Gebirges oder der Alpen. Bei letzterem Leetief handelt es sich um die bekannte *Genuazyklone*, die sich bei einer Nordwestanströmung der Alpen im Golf von Genua häufig entwickelt. Umgekehrt zum Leetief bildet sich im Luv der Gebirgskette durch Staueffekte und die vertikale Stauchung der Luft ein mitunter deutlich antizyklonales Strömungsmuster aus.

7.5 Beispiele zur PV-Analyse

Im Folgenden werden beispielhaft einige synoptische Situationen vorgestellt, bei deren Analyse die Interpretation der PV-Verteilungen wertvolle Dienste leistet. Hierbei geht es nicht darum, die verschiedenen Fälle synoptisch vollständig zu studieren. Vielmehr richtet sich das Augenmerk darauf, die Bedeutung der potentiellen Vorticity bei den dargestellten Prozessen hervorzuheben.

7.5.1 Zyklogenese über dem Atlantik

Das erste Beispiel beschreibt eine am 7. 10. 2008 südlich von Neufundland einsetzende sogenannte *rapide Zyklogenese*. Hierunter versteht man eine extratropische Zyklogenese, bei der der Luftdruck im Zentrum des Bodentiefs über einen Zeitraum von 24 Stunden um mindestens 1 hPa pro Stunde fällt. Diese Definition geht auf einen entsprechenden Vorschlag von Tor Bergeron zurück, der sie wahrscheinlich in einer geographischen Breite von $\varphi_0 = 60°\mathrm{N}$ anwendete (Sanders und Gyakum 1980). Um die Breitenabhängigkeit des Coriolisparameters f zu berücksichtigen, führten Sanders und Gyakum bei ihrer Definition

der rapiden Zyklogenese den Korrekturfaktor f_0/f ein und nannten den daraus resultierenden kritischen Druckfall für rapide Zyklogenese von $24 f_0/f$ hPa pro Tag 1 *Bergeron*. In der hier betrachteten Situation fiel der Kerndruck des Bodentiefs innerhalb eines Tages von 991 hPa am 7. 10. 2008 18 UTC um 45 hPa auf 946 hPa ab. Danach blieb er zunächst weitgehend konstant, bis sich das Tief am 9. 10. 2008 12 UTC allmählich wieder aufzufüllen begann. Die Entwicklung steht in engem Zusammenhang mit einer PV-Anomalie in der oberen Troposphäre. Das geht deutlich aus den Abb. 7.6a–c hervor. Hier sind, jeweils zu verschiedenen Zeiten, die Verteilungen des Bodendrucks und der pseudopotentiellen Temperatur θ_e im 850 hPa Niveau sowie der horizontale Wind und die PV-Felder in der Fläche 320 K dargestellt.

Am 8. 10. 2008 00 UTC befindet sich das Bodentief östlich von Neufundland (Abb. 7.6a oben). Die θ_e-Verteilung zeigt einen ausgeprägten Warmluftsektor, an dessen Vorderseite starke Warmluftadvektion stattfindet. Aus der Drängung der θ_e-Isentropen lassen sich leicht die Verläufe von Kalt- und Warmfront ableiten. Westlich des Bodentiefs befindet sich über Neufundland der Ausläufer einer PV-Anomalie, deren südlich von Grönland liegendes Zentrum auf ein umfangreiches Höhentief in diesem Bereich hindeutet. Zu diesem Zeitpunkt ist die obere PV-Anomalie noch relativ weit von der *Bodenzyklone* entfernt. Das rote T in der unteren Abbildung lokalisiert das Zentrum des Bodentiefs.

Im weiteren Verlauf der Entwicklung verringert sich der Abstand zwischen oberer PV- und unterer Temperaturanomalie, so dass insbesondere die Bodenzyklogenese durch die obere PV-Anomalie mehr und mehr verstärkt wird. Am 8. 10. 2008 12 UTC erreicht der Wechselwirkungsprozess zwischen beiden Anomalien seinen Höhepunkt und damit die Zyklogenese ihre maximale Intensität (Abb. 7.6b). Zu diesem Zeitpunkt sinkt der Kerndruck des Bodentiefs um nahezu 2.5 hPa pro Stunde. Der Warmluftsektor hat sich verschmälert, reicht aber noch bis ins Zentrum des Bodentiefs hinein. Die Warmluftadvektion an der Trogvorderseite und die damit verbundenen Hebungsprozesse sind jetzt am stärksten. Die obere PV-Anomalie liegt unmittelbar hinter dem Zentrum des Bodentiefs, das sich auf der in Strömungsrichtung gesehen linken Seite am Ausgang eines stark ausgeprägten Jetstreaks befindet. Erwartungsgemäß verläuft die Dry Intrusion parallel zum Jetstreak und an dessen zyklonaler Flanke.

Am 9. 10. 2008 00 UTC kommt die Entwicklung zum Erliegen. Aus Abb. 7.6c sieht man, dass der Warmluftsektor jetzt nicht mehr bis ins Zentrum des Tiefs hineinreicht. Das bedeutet, dass die Warmluftadvektion ihren Höhepunkt überschritten und der *Okklusionsprozess* eingesetzt hat. Aus der über dem Bodentief liegenden oberen PV-Anomalie kann geschlossen werden, dass sich in der Höhe ein kleines *Randtief* gebildet hat. Insgesamt ist ein hochreichender zyklonaler

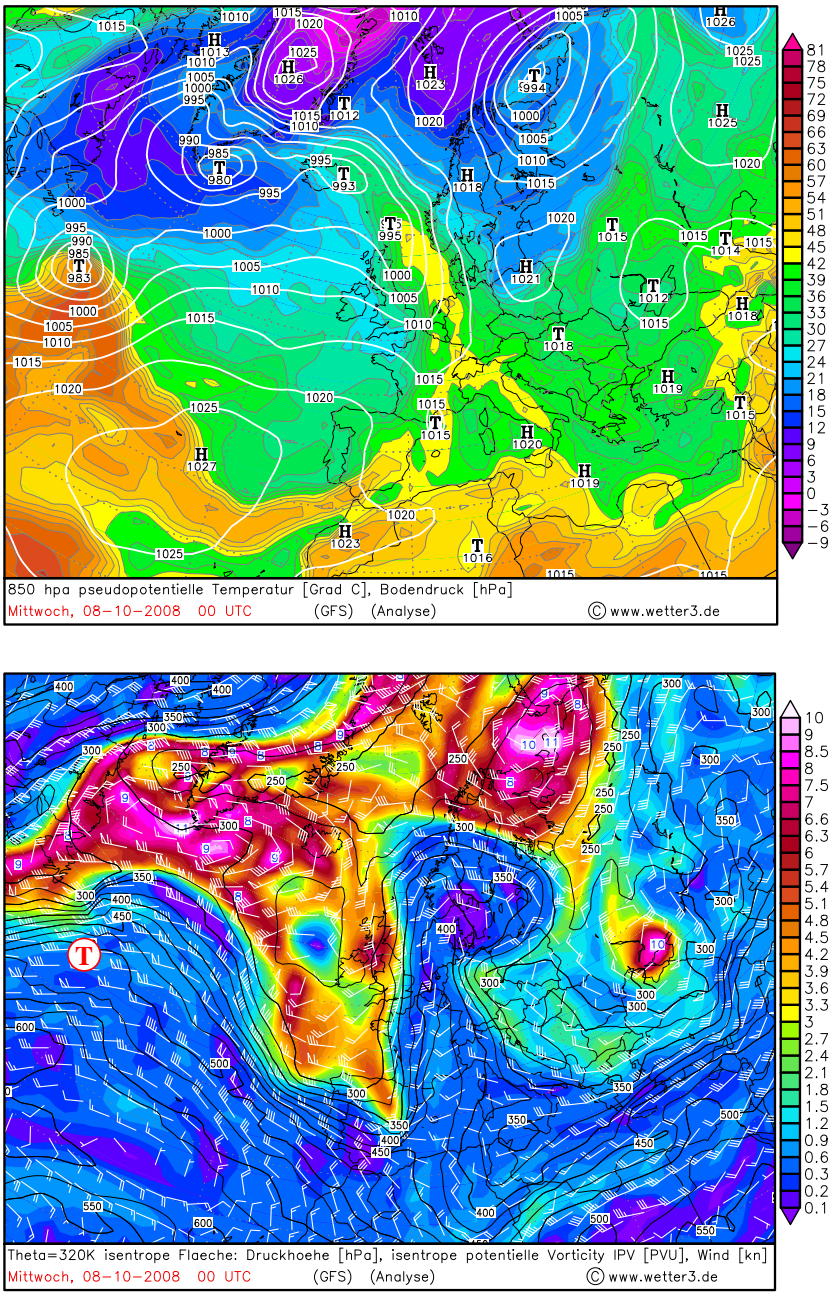


Abb. 7.6a. Analysekarten vom 8. 10. 2008 00 UTC. Oben: Verteilungen des Bodendrucks und der pseudopotentiellen Temperatur im 850 hPa Niveau. Unten: PV-Verteilung auf der isentropen Fläche $\theta = 320$ K, Druckhöhe dieser Fläche sowie horizontaler Wind

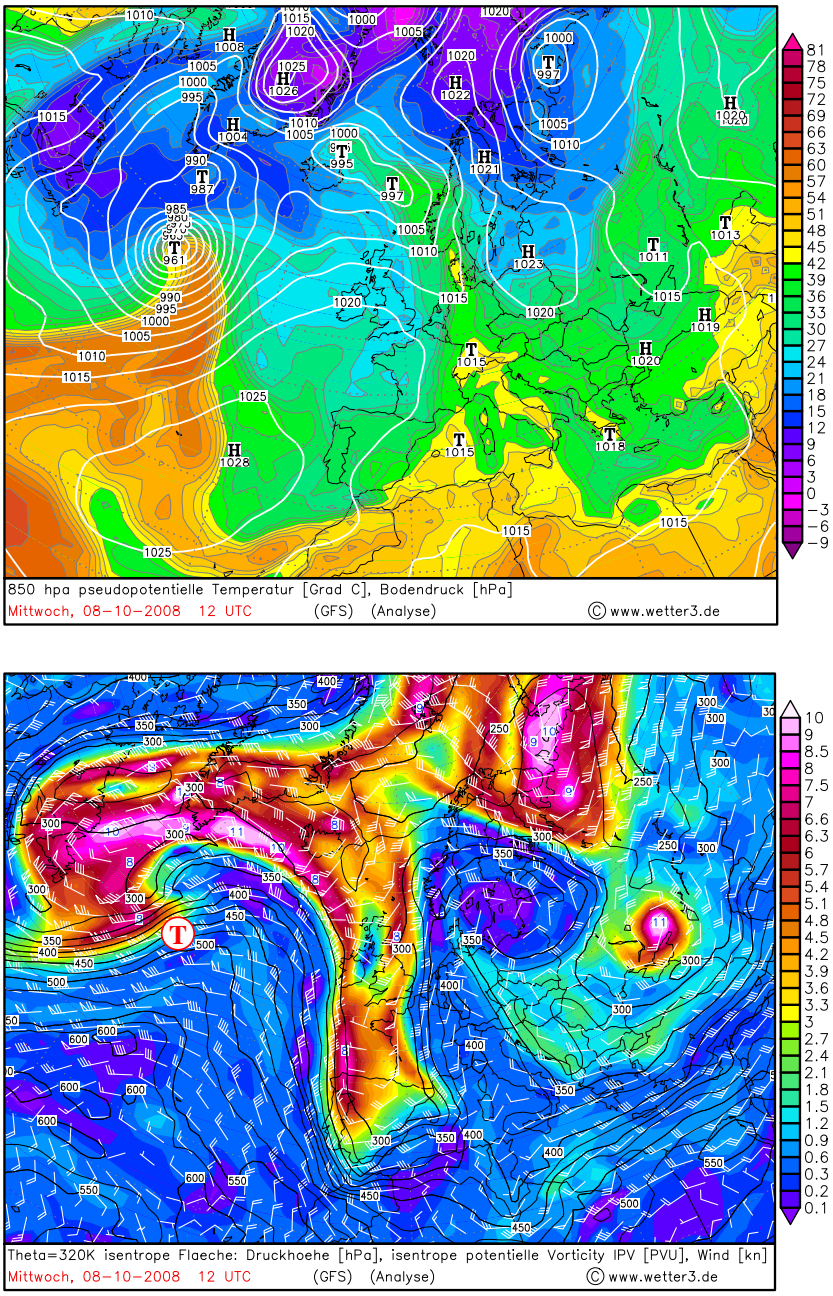


Abb. 7.6b. Wie Abb. 7.6a jedoch am 8. 10. 2008 12 UTC

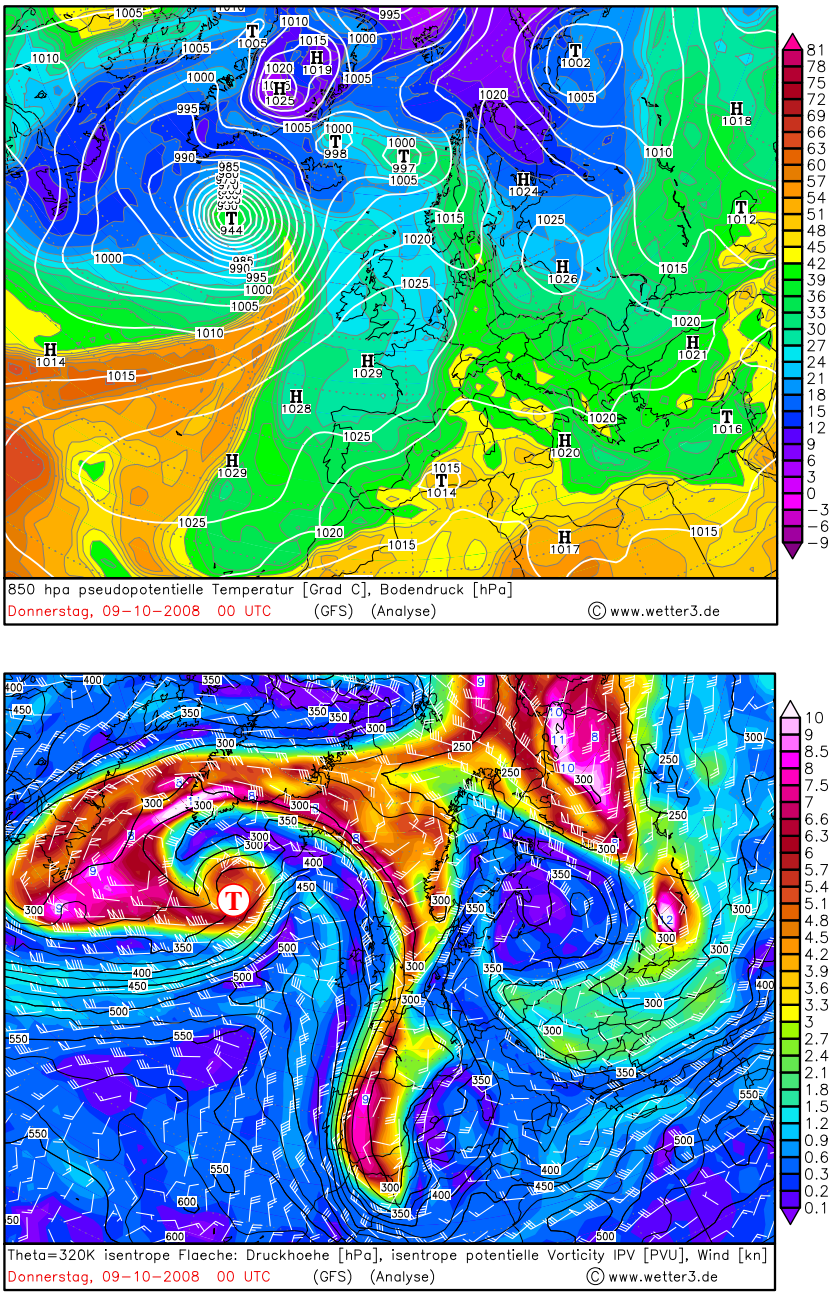


Abb. 7.6c. Wie Abb. 7.6a jedoch am 9. 10. 2008 00 UTC

Wirbel mit weitgehend vertikal stehender Achse entstanden, was dem oben angesprochenen *PV-Tower* entspricht. Der Wirbel ist am Ende relativ warm, was typisch für die Entwicklung von Sturmtiefs ist (s. Abb. 7.6c oben).

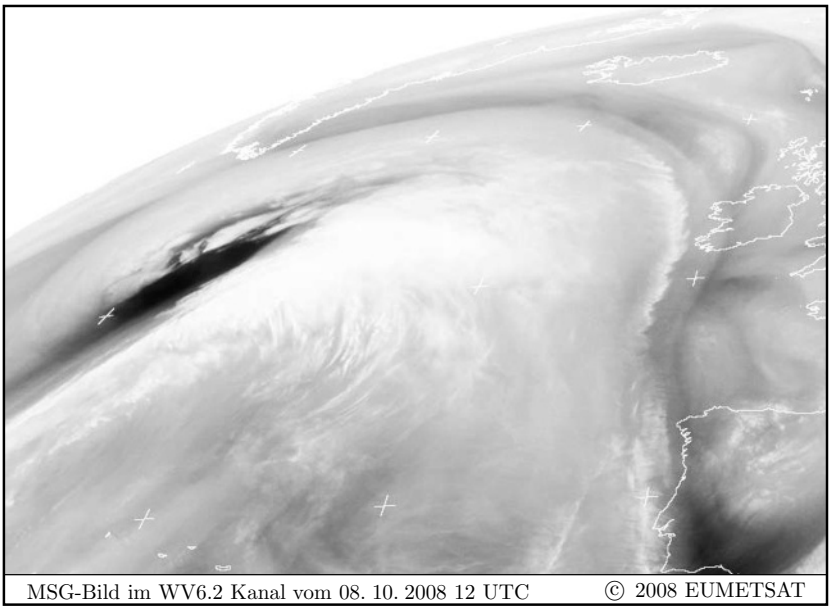
In Abb. 7.7 sind die WV6.2 Kanalbilder von MSG zum Höhepunkt (oben) und am Ende der Zyklogenese (unten) wiedergegeben. In beiden Bildern ist deutlich die Dry Intrusion zu erkennen. Die scharfen Pixelgradienten im oberen Bild deuten auf eine Faltung der Tropopause in diesem Bereich hin. Im unteren Bild ist sehr gut zu sehen, dass am Ende der zyklogenetischen Entwicklung die stratosphärische Luft spiralförmig bis zum Zentrum des Tiefs vorgedrungen ist.

7.5.2 Bildung eines Kaltlufttropfens

Im folgenden Beispiel wird die Entstehung eines *Kaltlufttropfens* mit anschließender Zyklogenese über den Azoren am 12. 4. 2010 näher untersucht. Der *Cutoff Prozess* setzte bereits am 10. 4. 2010 ein. Zu diesem Zeitpunkt war die Höhenströmung charakterisiert durch einen stark ausgeprägten Höhentrog südlich von Grönland. Im Laufe der Zeit vergrößerte sich die Amplitude der Geopotentialwelle bei gleichzeitiger Verkürzung ihrer Wellenlänge, bis sich am 11. 4. 2010 00 UTC ein abgeschlossenes Höhentief aus der großräumigen Strömung ablöste. Aus den in Abb. 7.8 im Abstand von 24 Stunden wiedergegebenen Geopotentialverteilungen im 500 hPa Niveau lässt sich der Abtropfvorgang sehr gut erkennen. Der Kaltlufttropfen bewegte sich zunächst nach Süden und dann in östliche Richtung auf die Azoren zu, wo eine allerdings relativ schwache *Bodenzyklogenese* einsetzte.

Der Cutoff Vorgang wurde eingeleitet durch das Eindringen trockener stratosphärischer Luft auf der zyklonalen Flanke des weit nach Süden ausgreifenden Jetstreams. Der zunächst relativ großflächige Bereich mit hohen PV-Werten verengte sich zunehmend und bildete am 11. 4. 2010 00 UTC ein schmales weitgehend meridional ausgerichtetes Band mit hohen PV-Werten. Dieser *PV-Streamer* ist im oberen Bild von Abb. 7.9 wiedergegeben. Das filamentartige Vordringen der trockenen Stratosphärenluft in die obere Troposphäre spiegelt sich eindrucksvoll im zugehörigen WV6.2 Kanalbild des MSG wider, in dem sehr deutlich ein dunkler Streifen (*Dark Stripe*) zu erkennen ist (s. unteres Bild von Abb. 7.9a). Im Süden verbreitert sich die schmale von Norden nach Süden gerichtete Zunge trockener Luft wieder etwas. Die östlich hiervon liegenden Gebiete mit erhöhtem Wasserdampfgehalt (weiße Strukturen) deuten auf hochreichende Bewölkung hin, die mit der über den Azoren einsetzenden Zyklogenese entsteht.

Abbildung 7.10 veranschaulicht die Wechselwirkung des PV-Streamers mit der unteren Atmosphäre. Dort findet man einen relativ



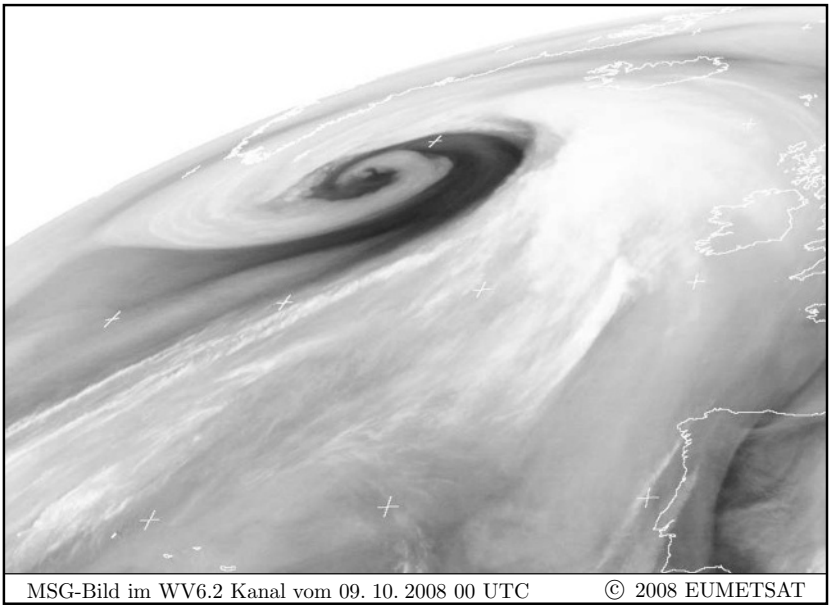


Abb. 7.7. MSG-Satellitenbild im WV6.2 Kanal. Darstellungen vom 8. 10. 2008 12 UTC (oben) und 9. 10. 2008 00 UTC (unten).
Quelle: `www.sat.dundee.ac.uk`

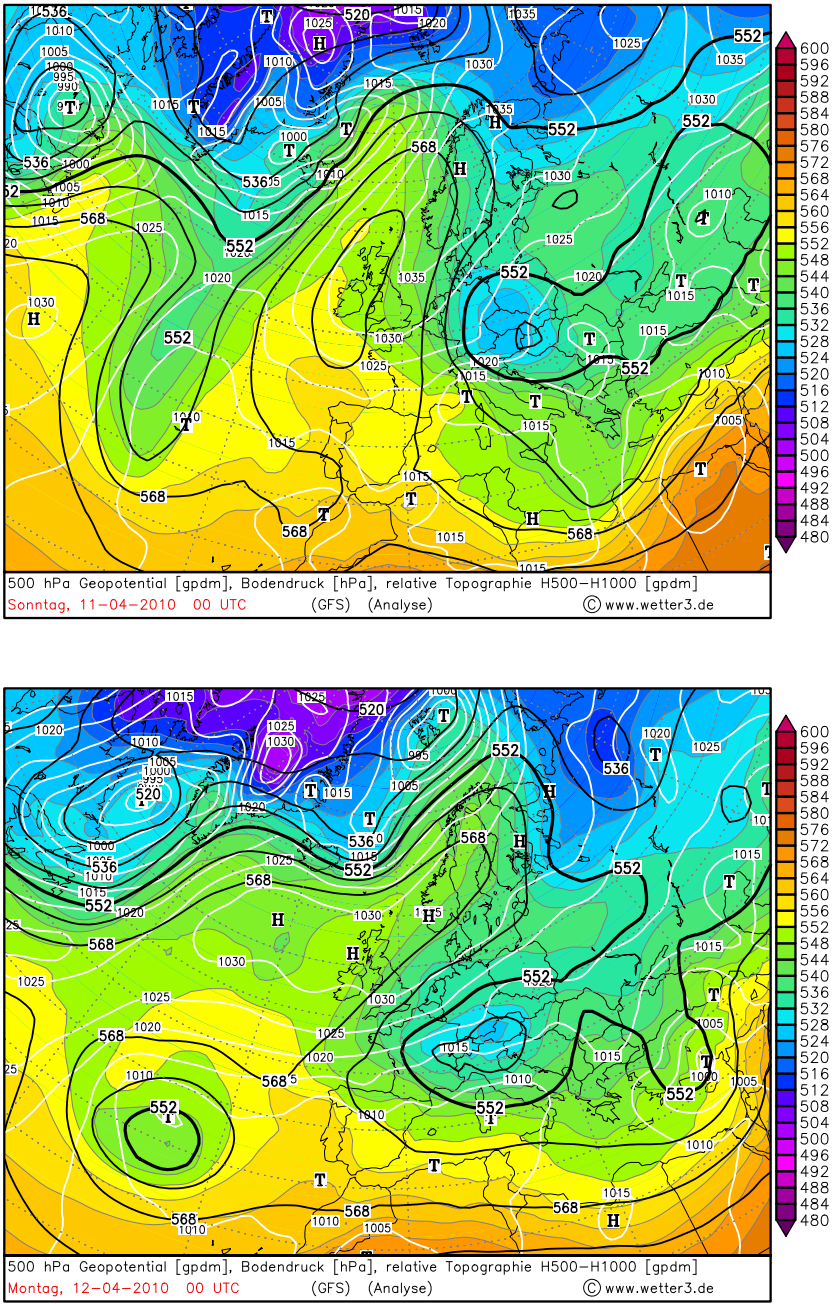
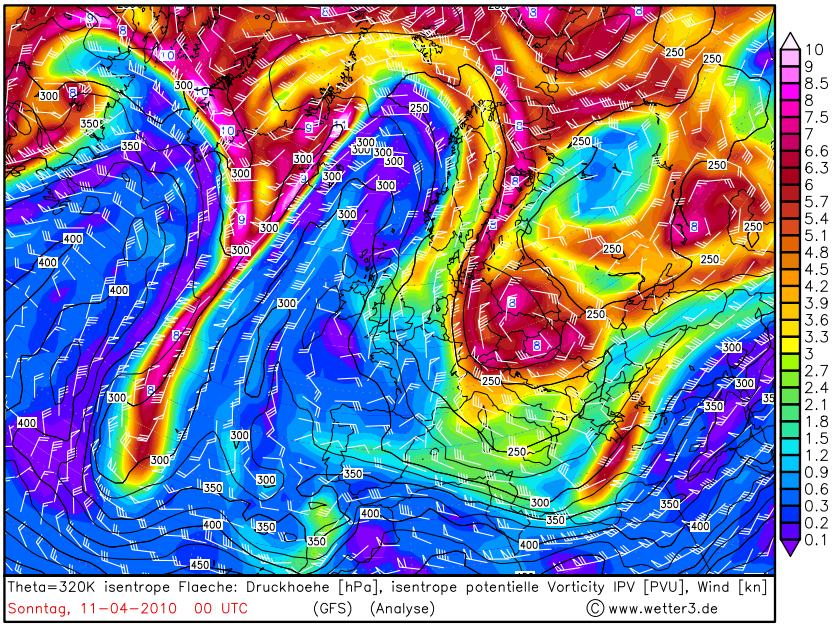


Abb. 7.8. Analysekarten des Geopotentials im 500 hPa Niveau, der relativen Topographie 500/1000 hPa und des Bodendrucks am 11. (oben) und 12. 4. 2010 (unten) jeweils 00 UTC



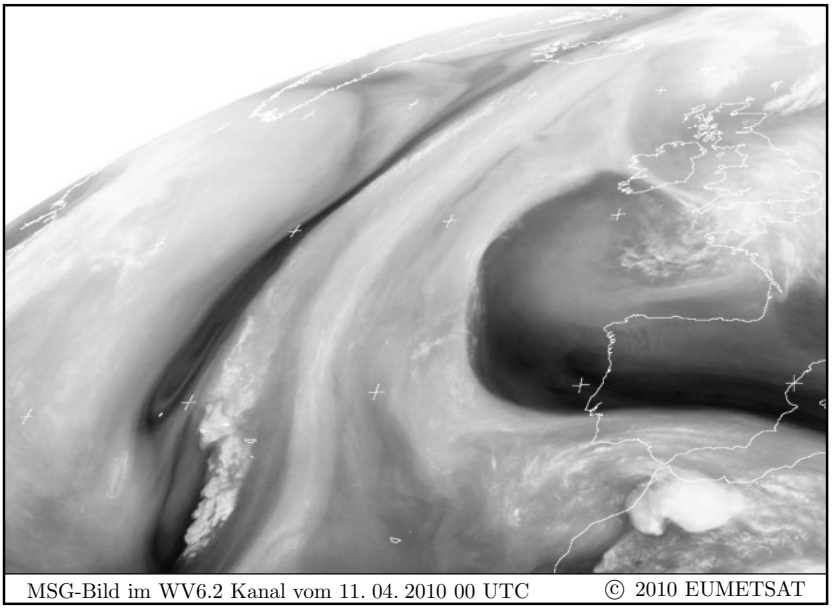
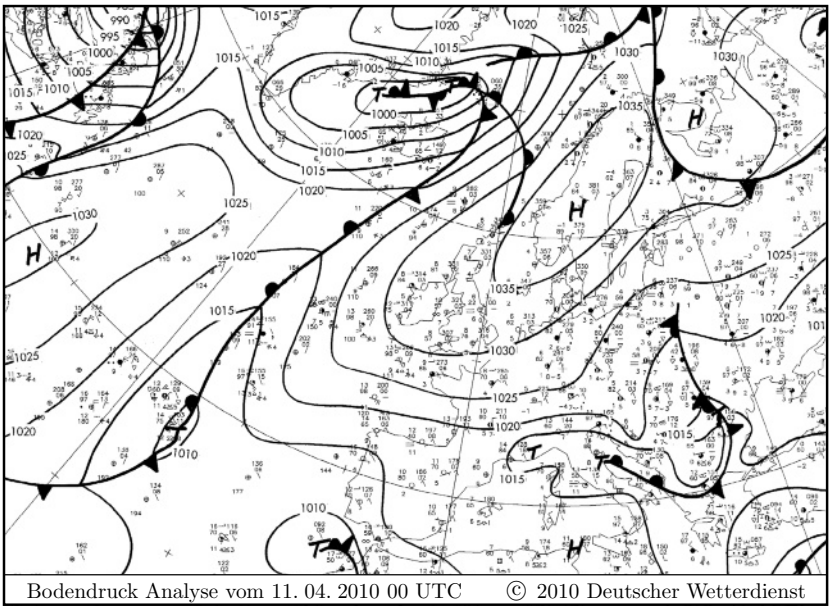


Abb. 7.9. Oben: PV-Verteilung auf der isentropen Fläche $\theta = 320$ K, Druckhöhe dieser Fläche sowie horizontaler Wind. Unten: MSG-Satellitenbild im WV6.2 Kanal (Quelle: `www.sat.dundee.ac.uk`). Darstellungen vom 11. 4. 2010 00 UTC



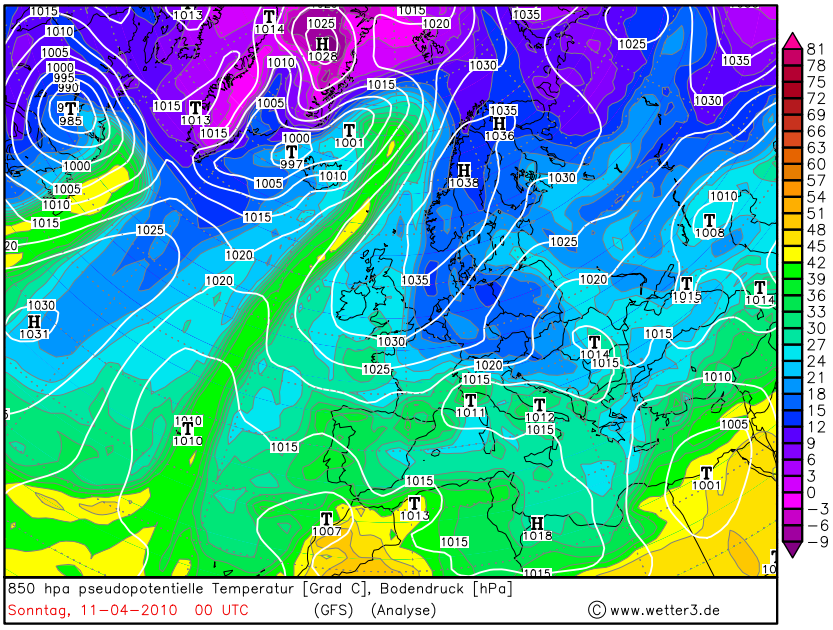
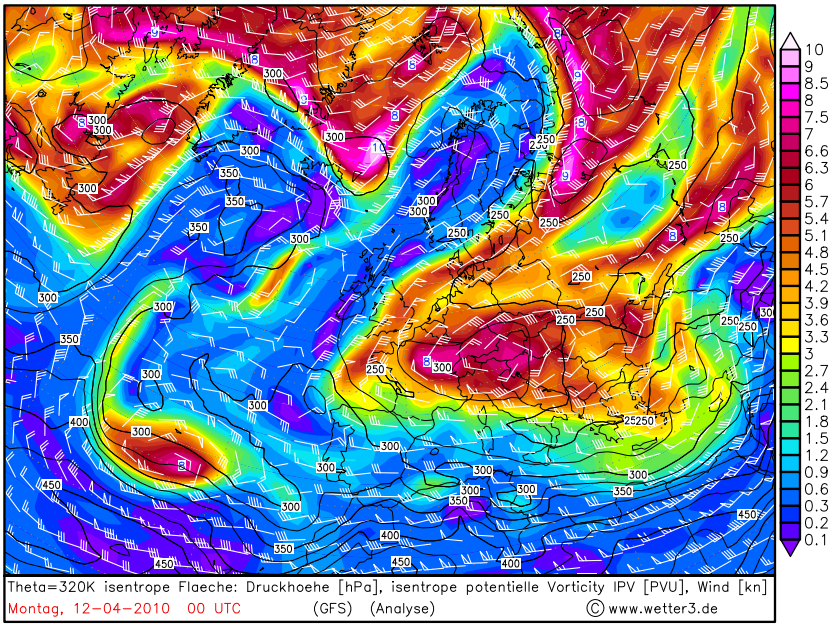


Abb. 7.10. Bodenanalysekarte und Verteilung der pseudopotentiellen Temperatur im 850 hPa Niveau am 11. 4. 2010 jeweils 00 UTC



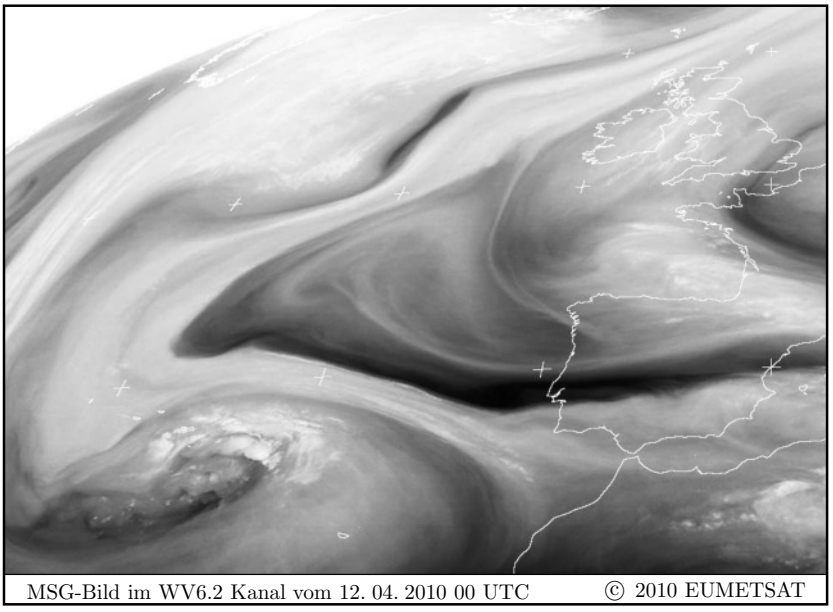


Abb. 7.11. Wie Abb. 7.9 jedoch am 12. 4. 2010 00 UTC

schmalen Bereich mit stark erhöhter Baroklinität, der weitgehend parallel zum PV-Streamer in meridionaler Richtung verläuft. In den Bodenanalysekarten vom 11. 4. 2010 00 UTC erkennt man diese barokline Zone an einer von Island bis zu den Azoren verlaufenden leicht *wellenden Bodenfront* (Abb. 7.10 oben). Die im unteren Teil der Abbildung dargestellte Verteilung der pseudopotentiellen Temperatur im 850 hPa Niveau zeigt einen langgestreckten, östlich vor der oberen PV-Anomalie liegenden Streifen mit hohen θ_e-Werten. Hebungsprozesse führen an der Front zu hochreichender Bewölkung. Etwa in 50°N, 30°W ist diese Bewölkungsstruktur am schwächsten ausgeprägt (s. Abb. 7.9 unten). Südlich hiervon fand in den darauffolgenden Tagen die Ablösung des Höhentiefs statt. Während dieses Vorgangs verstärkte sich die Wellenstruktur der Front, bis diese am 12. 4. 2010 in zwei Teile zerfiel, die zu den über Island und den Azoren liegenden Tiefs gehörten.

Im weiteren Verlauf wurde der Süden von der Zufuhr stratosphärischer Luft allmählich abgeschnürt. Der PV-Streamer entwickelte sich zu einer abgeschlossenen positiven PV-Anomalie über den Azoren (s. Abb. 7.11 oben), durch die der zyklogenetische Prozess in der unteren Troposphäre forciert wurde. Passend zur PV-Anomalie findet man in allen Höhenkarten ein deutlich ausgeprägtes abgeschlossenes Höhentief. Das untere Bild von Abb. 7.11 zeigt erneut die Wasserdampfverteilung im WV6.2 Kanal. Sehr gut ist die Dry Intrusion zu erkennen, die von Süden her spiralförmig in das Zentrum des Tiefs hineinläuft, während die hellen Pixel an der Trogvorderseite wieder auf Hebungsgebiete mit hochreichender Bewölkung hindeuten.

7.5.3 Alpenüberströmung

Als letzte synoptische Situation, bei der die Erhaltungseigenschaft der PV eine zentrale Rolle spielt, wird die Gebirgsüberströmung kurz angesprochen. Im gewählten Beispiel handelt es sich um eine Überströmung der Alpen am 21. 11. 2008. Zu diesem Zeitpunkt stellte sich die Großwetterlage über Mitteleuropa von einer *zyklonalen Nordwest-* auf eine *zyklonale Nordlage* um. Damit einhergehend wurde kalte arktische Meeresluft von Norden nach Süden geführt. Die Deutschland überquerende Kaltfront erreichte am Nachmittag des 21. 11. 2008 den Alpenhauptkamm. Im oberen Bild der Abb. 7.12 ist die Verteilung der pseudopotentiellen Temperatur im 850 hPa Niveau an diesem Tag um 18 UTC wiedergegeben. Aus der Drängung der θ_e-Isolinien kann man leicht die momentane Lage der Kaltfront abschätzen. Auf der Rückseite der Front lag die Temperatur in 2 m Höhe kaum über 3°C, während sie in Südtirol teilweise noch mehr als 13°C betrug.

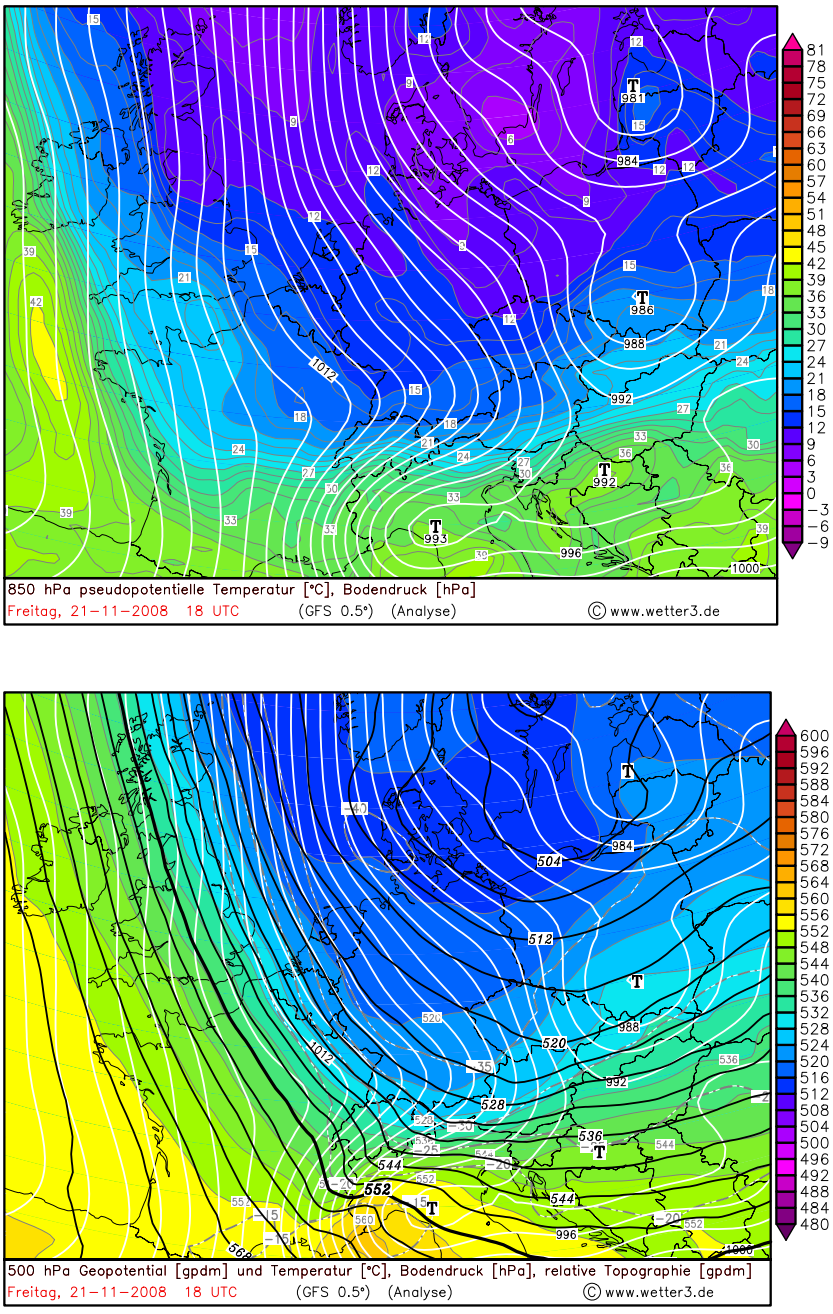


Abb. 7.12. Analysekarten vom 21. 11. 2008 18 UTC. Oben: Pseudopotentielle Temperatur im 850 hPa Niveau. Unten: Geopotentialverteilung im 500 hPa Niveau

In Abb. 7.12 lässt sich sehr gut die durch die Stauchung der Luft im Luv der Alpen entstehende antizyklonale Krümmung der Isobaren des Bodendruckfelds erkennen. Im Lee hingegen führt die dort stattfindende Streckung der Luft aufgrund der Erhaltung der potentiellen Vorticity zu einer ausgeprägten Zyklonalisierung der Strömung. Das spiegelt sich bis zum 500 hPa Niveau wider, wo man einen kleinen und sehr kurzwelligen Trog über den Westalpen sehen kann. An dessen Vorderseite befindet sich das Leetief (unteres Bild). Aufgrund der starken Temperaturunterschiede zwischen Alpennord- und -südseite nehmen die Isentropenabstände von Norden nach Süden hin zu, was in der vorliegenden Situation den in Abb. 7.5 dargestellten idealisierten Prozess der *Leezyklogenese* zusätzlich verstärkt. Insgesamt gesehen war in dem hier gezeigten Beispiel die Leezyklogenese jedoch nur relativ schwach ausgeprägt. Dieses bei der Alpenüberströmung häufig beobachtete Phänomen liegt u. a. daran, dass es sich aufgrund der vergleichsweise kleinen räumlichen Erstreckung der Alpen eher um einen mesoskaligen Vorgang handelt, bei dem die ageostrophischen Windanteile eine größere Rolle spielen als dies bei der Überströmung großskaliger Gebirge, wie z. B. den Rocky Mountains, der Fall ist.

Häufig sind Gebirgsüberströmungen mit der Bildung der bekannten *Föhnwinde* verbunden. Hierbei handelt es sich um hangabwärts gerichtete Winde auf der Leeseite des überströmten Gebirges. Findet an der Luvseite durch Hebungsprozesse Wolkenbildung statt, dann wird die Luft durch die dabei freigesetzte latente Wärme diabatisch erwärmt. Dies führt dazu, dass die im Lee trockenadiabatisch absinkende Luft extrem warm werden kann. Es sollte jedoch betont werden, dass die Freisetzung latenter Wärme im Luv des Gebirges nicht Voraussetzung für die Bildung der Föhnwinde ist, sondern eine Begleiterscheinung darstellt, die allenfalls dafür sorgt, dass sie sehr warm sind. Bei der Entstehung von Föhnwinden handelt es sich in erster Linie um ein dynamisches und nicht um ein rein thermodynamisches Phänomen. Neben großskaligen Druckunterschieden begünstigen bestimmte orographische Strukturen des Gebirges, wie z. B. parallel zur Strömung verlaufende Täler oder Einschnitte am Gebirgskamm, die Bildung des Föhns, der mitunter Sturmstärke erreichen kann und dann als *Föhnsturm* bezeichnet wird. Bekannte Beispiele von Föhnwinden sind in Europa der *Alpenföhn*, in Nordamerika der *Chinook*, in Chile der *Puelche* oder der *Canterbury Northwester* auf der Südinsel Neuseelands.

Die gegen die Nordseite der Alpen strömende kalte Luft kann auch teilweise um die Alpen herum geführt werden. Mitunter entstehen hierbei durch Kanalisierungseffekte weitere teilweise sehr starke lokale Windsysteme. Hierzu gehört u. a. die im Schweizer Mittelland auftretende *Bise* und der im Rhonetal beobachtete *Mistral*. Das obere Bild von Abb. 7.13 zeigt die Verteilung des Horizontalwinds in 10 m Höhe

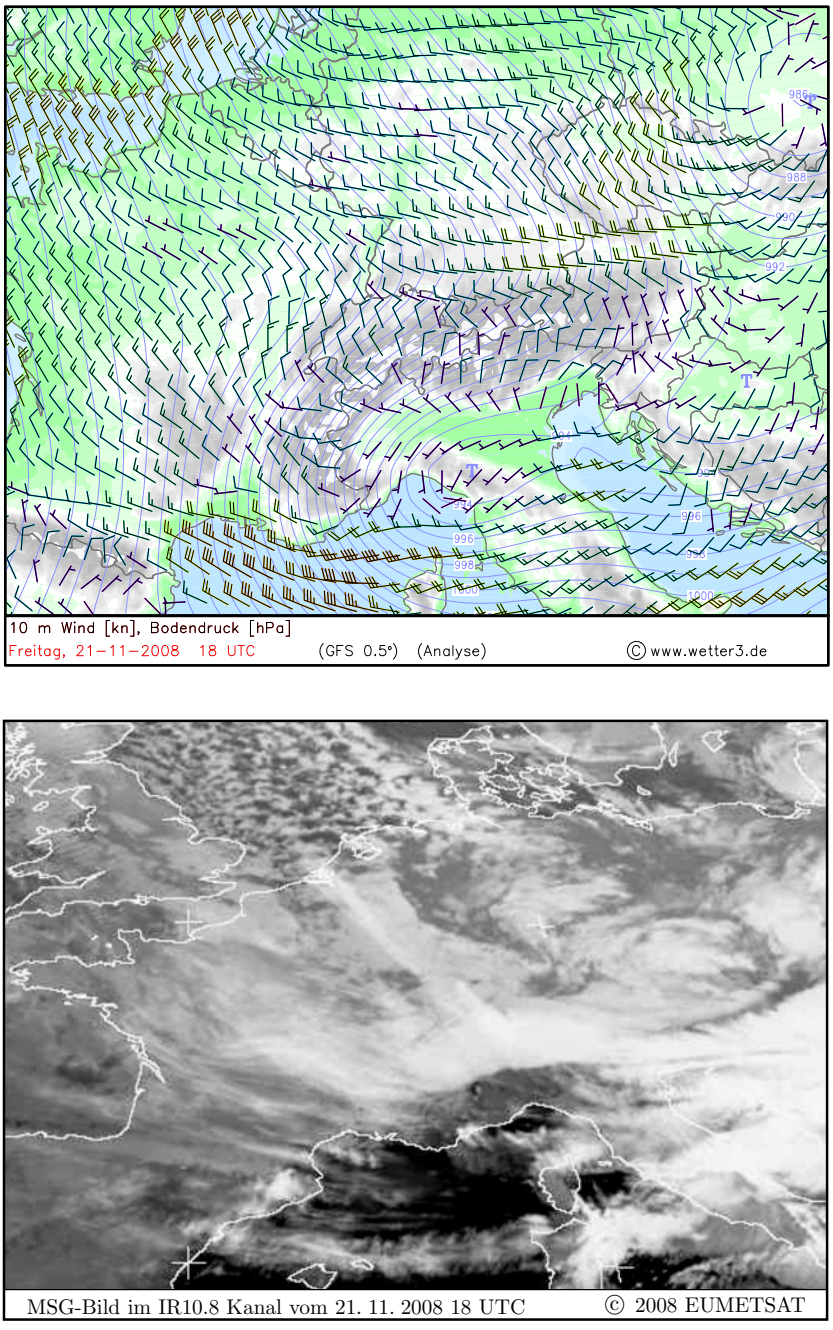


Abb. 7.13. Oben: Analysekarte des 10 m Winds und des Bodendrucks. Unten: MSG-Satellitenbild im IR10.8 Kanal (Quelle: `www.sat.dundee.ac.uk`). Darstellungen vom 21. 11. 2008 18 UTC

vom 21. 11. 2008 18 UTC. Man sieht, wie nordöstlich der Alpen die Luft in östliche Richtung abgelenkt wird. Hierbei nimmt die Windgeschwindigkeit etwas zu und erreicht etwa 20 kn. Über dem Ligurischen Meer erkennt man einen starken Westwind von bis zu 40 kn, der aus Kanalisierungseffekten zwischen Pyrenäen, dem Zentralmassiv und den Westalpen herrührt. Durch die dabei entstehende Scherungsvorticity wird die zyklonale Bewegung im Tief über Norditalien weiter unterstützt. Auf der Alpensüdseite bildeten sich Föhnwinde. Dies lässt sich sehr gut im IR10.8 Kanalbild des MSG erkennen (Abb. 7.13 unten). Dort sieht man über den Alpen eine scharfe Grenze der Bewölkung, die auch als *Föhnmauer* bezeichnet wird. Diese trennt die wolkenreichen luvseitigen Aufstiegsgebiete von dem weitgehend wolkenfreien Bereich mit trockenadiabatisch absinkender Luft im Lee der Alpen. Auf eine weitergehende Diskussion der lokalen Windsysteme wird an dieser Stelle verzichtet.

Während der Nacht überquerte die Kaltfront die Alpen. Mit ihr verlagerte sich auch das Leetief über die Adria in Richtung Griechenland und füllte sich dabei wieder auf. Der steuernde Höhentrog zog nach Südosten ab, so dass die Alpenregion mehr und mehr auf dessen Rückseite geriet und der Bodenluftdruck wieder anstieg.

Kapitel 8
Die globale Zirkulation

Die von der Erde absorbierte Strahlungsenergie stellt den Antrieb aller Bewegungen in der Atmosphäre, aber auch in den Ozeanen dar. Durch die am Äquator maximale Sonneneinstrahlung entsteht dort ein Energieüberschuss, während an den Polen wegen der dort minimalen Sonneneinstrahlung ein Energiedefizit vorherrscht (s. z. B. Zdunkowski et al. 2007). Diese räumlich stark heterogene Energiezufuhr würde zu einer ständigen Erwärmung der Äquatorbereiche und einer permanenten Abkühlung der polaren Regionen führen, wenn nicht gleichzeitig ein meridionaler Energietransport vom Äquator zu den Polen hin stattfinden würde.

Die Erkenntnis, dass überschüssige Energie aus äquatorialen Bereichen zu meridionalen atmosphärischen Strömungen führt, reicht bereits bis ins 17. Jahrhundert zurück, als man versuchte, die Ursache der *Passatwinde*, die im Englischen auch als *Trade Winds* bezeichnet werden, zu klären (Halley, 1686). [1] Während die von Halley vorgestellten Erklärungsversuche für das Entstehen der Trade Winds bezüglich deren Meridionalkomponente damals akzeptiert wurden, gelang es erst Hadley im 18. Jahrhundert, die zonale Komponente der Winde auf ihre wahre Ursache, nämlich die Rotationsbewegung der Erde, zurückzuführen (Hadley, 1735). [2]

Die damaligen Vorstellungen beruhten noch auf der Annahme, dass die meridionale Zirkulation sich als eine einzige Zelle vom Äquator bis zu den Polen erstreckt. Es dauerte noch bis zur Mitte des 20. Jahrhunderts, bevor ein realistischeres Bild des weitaus komplexeren *planetarischen Zirkulationssystems* der Erde gewonnen wurde. Hierbei spricht man auch von der *globalen* oder der *allgemeinen Zirkulation*. In diesem Zusammenhang sind vor allem die herausragen-

[1] Der Name Trade Winds, d. h. Handelswinde, rührt daher, dass diese Winde wegen ihrer Persistenz früher für den Seehandel außerordentlich wichtig waren.

[2] Zu diesem Zeitpunkt war Gaspard-Gustave Coriolis, der spätere Entdecker der nach ihm benannten *Corioliskraft*, noch nicht geboren.

A. Bott, *Synoptische Meteorologie*,
DOI 10.1007/978-3-642-25122-1_8, © Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2012

den Forschungsarbeiten von H. Flohn und S. Petterssen zu nennen. Näheres zur historischen Entwicklung der Klimatologie kann in zahlreichen Lehrbüchern nachgelesen werden (z. B. Blüthgen und Weischet 1980, Glaser und Walsh 1991, Giroux und Mock 2009). Einige interessante Anmerkungen zu diesem Thema sind auch in Lorenz (1991) zu finden.

8.1 Thermisch direkte und indirekte Zirkulation

Durch die differentielle Erwärmung der Erde entstehen in der Atmosphäre Zirkulationssysteme, die als *thermisch direkte Zirkulation* bezeichnet werden. Die thermisch direkte Zirkulation ist nicht nur auf der globalen, sondern auch auf vielen anderen Skalen bis hin zu kleinräumigen Bewegungen, wie z. B. der *Land-Seewind Zirkulation*, von herausragender Bedeutung und wird deshalb im Folgenden näher veranschaulicht.

Den Ausgangspunkt der Betrachtungen bilden zwei nebeneinander liegende Luftsäulen mit zunächst gleichen räumlichen Verteilungen der thermodynamischen Zustandsvariablen Luftdruck, Temperatur und Dichte. Die vertikale Druckverteilung sei hydrostatisch, d. h. an jedem Punkt hängt der Luftdruck allein von der darüber befindlichen Luftmasse ab. Durch differentielle Wärmezufuhr werde ein Temperaturgefälle von der rechten zur linken Luftsäule hin erzeugt. Der Einfachheit halber wird angenommen, dass die rechte Luftsäule erwärmt wird.[3] Aufgrund der Gültigkeit der *idealen Gasgleichung* verringert sich die Dichte der erwärmten Luft, bzw. erhöht sich ihr spezifisches Volumen. Die damit verbundene vertikale Ausdehnung führt zu einer Anhebung der Isobaren in der erwärmten Luftsäule. In der Höhe bildet sich dadurch ein Druckgefälle vom warmen zum kalten Bereich hin (s. linkes Bild von Abb. 8.1).

Der in der Höhe entstandene Druckgradient induziert dort einen Massefluss aus dem Warm- in den Kaltluftbereich hinein. Die daraus resultierende Masseerhöhung in der kalten Luftsäule bewirkt in deren unteren Schichten einen Anstieg des hydrostatischen Drucks. Gleichzeitig liefert der Masseabfluss aus der warmen Luftsäule einen Druckfall in deren unterem Bereich. Auf diese Weise entsteht in Bodennähe ein von der kalten zur warmen Luft hin gerichtetes Druckgefälle (mittleres Bild), das seinerseits einen horizontalen Massefluss in den unteren Warmluftbereich hinein auslöst. Die dabei entstehenden Absinkbewegungen in der kalten Luftsäule vervollständigen das Bild der thermisch direkten Zirkulation (rechtes Bild).

[3] Die gleichen Effekte ergeben sich jedoch auch, wenn die linke Luftsäule gegenüber der rechten abgekühlt wird.

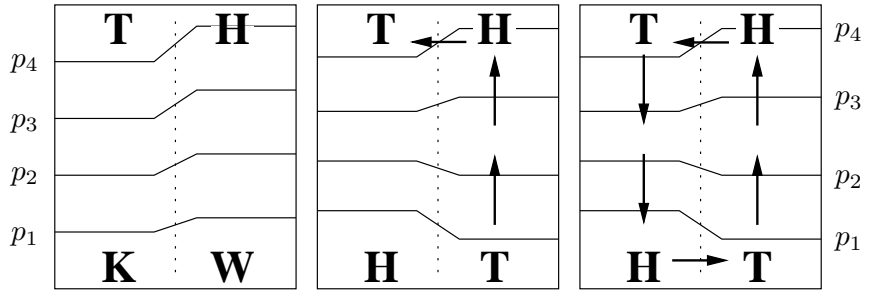


Abb. 8.1. Thermisch direkte Zirkulation. Durchgezogene Linien: Isobarenverteilungen mit $p_i < p_{i-1}$

Durch das Aufsteigen warmer und das Absinken kalter Luft wird insgesamt der Schwerpunkt des Systems abgesenkt. Dabei verliert das System einen Teil seiner potentiellen Energie. Dieser Anteil der potentiellen Energie wird in kinetische Energie umgewandelt. Mit Hilfe eines ähnlichen Gedankenexperiments stellte Margules (1903, 1906) bereits fest, dass zum Erreichen eines endgültigen Gleichgewichtszustands des Systems ein bestimmter Anteil der *totalen potentiellen Energie*, die definiert ist als die Summe von potentieller und innerer Energie, in kinetische Energie umgewandelt wird. Der maximale Anteil totaler potentieller Energie, der in kinetische Energie umgewandelt werden kann, wird nach Lorenz (1955) auch als *verfügbare potentielle Energie* bezeichnet. Für globale Energieabschätzungen beträgt die verfügbare potentielle Energie deutlich weniger als 1 % der totalen potentiellen Energie der Atmosphäre (Pichler 1997, Holton 2004), s. hierzu auch Abschn. 10.4.

Neben thermisch direkten Zirkulationene werden in der Atmosphäre auch häufig *thermisch indirekte Zirkulationen* beobachtet. In diesem Fall sinkt kalte Luft relativ zur warmen Luft ab. Im Gegensatz zur spontan ablaufenden thermisch direkten Zirkulation müssen bei der Bildung von thermisch indirekter Zirkulation zusätzliche Antriebe vorliegen, die das System weiter vom Gleichgewichtszustand entfernen. Wie später noch eingehend diskutiert wird, handelt es sich hierbei um dynamisch bedingte Ursachen, die in bestimmten Strömungssituationen auftreten können und eine thermisch indirekte Zirkulation auslösen.

8.2 Vereinfachtes Schema der globalen Zirkulation

Die wichtigsten, das globale atmosphärische Zirkulationssystem prägenden Faktoren sind:

- Die Erde ist ein rotierender Körper.
- Die Rotationsachse der Erde ist gegen die Sonneneinstrahlung geneigt und einem jahreszeitlichen Wechsel unterworfen.
- Die Erde besitzt eine inhomogene Verteilung von Land- und Wasserflächen.
- Auf den Kontinenten befinden sich verschiedenartige makroskalige Gebirgsstrukturen.
- Der gesamte Drehimpuls des Systems Erde-Atmosphäre bleibt erhalten.

Diese Eigenschaften der Erde genügen bereits, um eine erste grobe Abschätzung der großräumigen Zirkulationsmuster zu erhalten, wie sie im Folgenden vorgestellt wird. Um komplexere klimatologische Fragestellungen klären zu können, müsste allerdings eine weitaus detailliertere Betrachtungsweise erfolgen. Dies ist jedoch nicht Gegenstand der hier geführten Diskussion. Stattdessen wird auf die entsprechende Fachliteratur verwiesen, (s. z. B. Palmén and Newton 1969, Budyko 1974, Riehl 1979, Houghton 1984, Monin 1986, Peixoto und Oort 1992, Hartmann 1994, Bridgman und Oliver 2006).

In Abb. 8.2 ist das planetarische Zirkulationssystem schematisch wiedergegeben. Dieses lässt sich für jede Hemisphäre in drei großskalige Zirkulationszellen unterteilen und wird im Folgenden für die Nordhemisphäre näher erläutert. Analoge Betrachtungen gelten dann jeweils auch für die Südhemisphäre. In den Tropen bildet sich eine relativ ungestörte thermisch direkte Zirkulation aus, die auch als *Hadley-Zirkulation* bzw. *Hadley-Zelle* bezeichnet wird. Aufgrund der starken solaren Einstrahlung steigt die Luft im äquatorialen Bereich auf. Die Vertikalbewegung führt zu sehr hochreichenden, teilweise bis in die untere Stratosphäre reichenden Cumulonimben, die das Wettergeschehen des gesamten tropischen Bereichs dominieren. Diese hochreichende Konvektion ist die Ursache für die in den Tropen regelmäßig auftretenden heftigen Regenfälle, die wegen des zwischen den Wendekreisen möglichen senkrechten Sonnenstands auch als *Zenitalregen* bezeichnet werden. In der oberen Troposphäre strömt die Luft polwärts und kühlt sich dabei ab. Gleichzeitig wird die Höhenströmung durch die Corioliskraft nach Osten abgelenkt. In einer geographischen Breite von etwa 30°N sinkt die Luft wieder ab und strömt im bodennahen Bereich nach Süden. Dabei erfährt sie durch die Corioliskraft eine westliche Ablenkung. Hier handelt es sich um die *Nordost-* und *Südostpassate* auf der Nord- und Südhalbkugel.

Die *innertropische Konvergenzzone* (ITCZ: inter tropical convergence zone) stellt den Bereich dar, in dem die südlichen und nördlichen

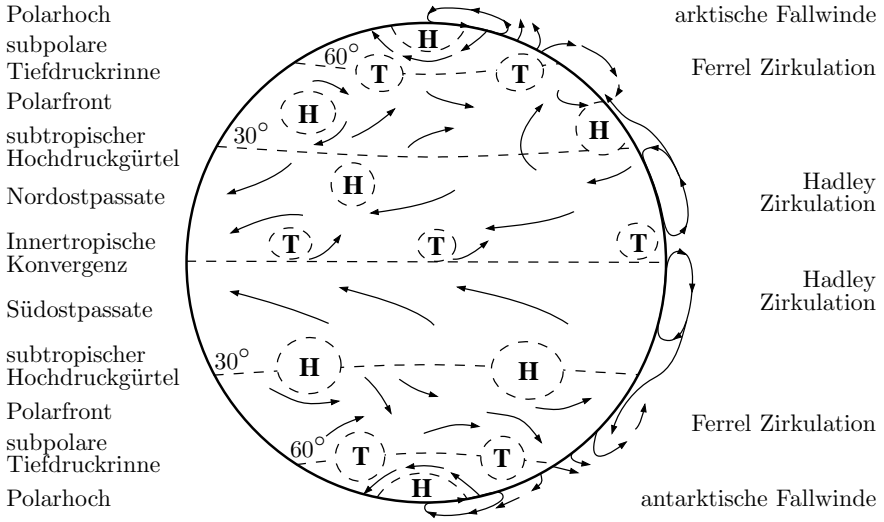


Abb. 8.2. Globale Verteilung der großräumigen Zirkulationssysteme. Nach Spektrum Akademischer Verlag (`www.wissenschaft-online.de`)

Passatwinde zusammentreffen (s. Abb. 8.2). Da sich die ITCZ im Nordsommer nach Norden verlagert, werden die Südostpassate beim Überschreiten des Äquators durch die Corioliskraft nicht mehr nach Westen, sondern nach Osten abgelenkt. Passatwinde, die jahreszeitlich bedingt ihre Richtung ändern, werden auch als *Monsun* bezeichnet. Eine genauere Definition der Monsune fordert, dass die Winde zwischen Januar und Juli ihre mittlere Richtung um mindestens 120° drehen müssen, die mittlere Windrichtung in mehr als 60 % der Zeit vorherrschen muss und die Windstärke mindestens 3 m s^{-1} beträgt. Diese Definition wird nach Chromov und Ramage auch als *Chromov-Ramage Monsunkriterium* bezeichnet (Chromov 1957, Ramage 1971).

Das größte und zugleich bedeutendste Monsungebiet erstreckt sich von Westafrika über den nördlichen Teil des Indischen Ozeans, den indischen Subkontinent und Südostasien bis nach Nordaustralien. Zusätzlich existiert über Mittelamerika ein weiteres Monsungebiet. Von den verschiedenen Monsunsystemen (*Afrikanischer-*, *Amerikanischer-*, *Ostasiatischer-*, *Australischer-*, *Indischer Monsun*) ist der Indische Monsun am stärksten ausgeprägt. Durch Anströmung der großen Gebirgsketten des Himalaya führt er in deren Luv im Sommer zu extrem starken Niederschlägen, dem *Monsunregen*. In Indien befinden sich die Stationen mit den weltweit höchsten Niederschlagsmengen von teilweise mehr als 10000 mm pro Jahr.

In den Absinkgebieten der Hadley-Zelle ist die Windgeschwindigkeit sehr gering. Diese auch als *Rossbreiten* benannten Zonen stellten

früher ein großes Problem in der Seefahrt dar. Ihr Name rührt daher, dass bei Atlantiküberquerungen wegen der ausbleibenden Winde das Trinkwasser auf den Schiffen ausging und die mitgeführten Pferde geschlachtet werden mussten. Dieser Bereich wird auch als der *subtropische Hochdruckgürtel* bezeichnet. Hier liegen die großen quasistationären Hochdruckgebiete, wie das *Azorenhoch*, das *Bermudahoch* oder das *pazifische Hoch*.

An die Hadley-Zelle schließt sich in den mittleren Breiten (30–70°N) die sogenannte *Ferrel-Zelle* an. Dieses nach dem amerikanischen Meteorologen William Ferrel benannte Zirkulationssystem ist, verglichen mit der Hadley-Zirkulation, sehr unbeständig. Nur im Mittel folgt die Luftströmung einem großräumigen Muster, das als *Ferrel-Zirkulation* bezeichnet wird. Aufgrund der vergleichsweise starken horizontalen Temperaturgradienten ist die Baroklinität der Atmosphäre in den mittleren Breiten deutlicher ausgeprägt als in den Tropen. Zusammen mit der Corioliskraft entsteht auf diese Weise ein mittlerer westlicher Wind, weshalb dieser Bereich auch als *Westwindzone* bezeichnet wird. Im Gegensatz zur persistenten tropischen Hadley-Zirkulation wird das unbeständige Wettergeschehen der gemäßigten Breiten in erster Linie durch das Auftreten großskaliger *barokliner Wellen* geprägt, die auch als *Rossby-Wellen* bezeichnet werden.

Über den Polargebieten befindet sich die *polare Zirkulationszelle*. Hierbei handelt es sich ebenfalls um ein thermisch direktes Zirkulationssystem. Die über den arktischen Eisflächen extrem stark abgekühlte Luft sinkt ab und strömt in der unteren Atmosphäre nach Süden. Dabei wird sie durch die Corioliskraft nach Westen abgelenkt und es entstehen die sogenannten *polaren Ostwinde*, die vor allem in Grönland und der Antarktis als extrem starke *katabatische Winde* auftreten können. Durch die Absinkbewegung bildet sich über den Polen ein Bodenhoch, während in der oberen Atmosphäre ein Höhentief liegt, das auch als *polarer Wirbel* bezeichnet wird. Auf ihrem Weg nach Süden erwärmt sich die arktische Luft zunehmend, bis sie in der sogenannten *subpolaren Tiefdruckrinne* mit der Luft aus den mittleren Breiten zusammentrifft, wieder aufsteigt und in der Höhe zu den Polen zurückströmt.

Die drei Zirkulationszellen (Hadley-Zelle, Ferrel-Zelle, polare Zelle) veranlassten Palmén und Newton (1969) dazu, die troposphärische Luft in jeder Hemisphäre in drei unterschiedliche *Luftmassen* zu unterteilen, die sie als *tropische Luft* (tropical air, TA), *gemäßigte Luft* (midlatitude air, MLA) und *Polarluft* (polar air, PA) bezeichneten. Die meridionale Verteilung dieser Luftmassen ist schematisch in Abb. 8.3 wiedergegeben. In diesem Zusammenhang versteht man unter einer Luftmasse eine über einen großskaligen Bereich verteilte Luftmenge mit weitgehend einheitlichen thermodynamischen Eigenschaften. Der

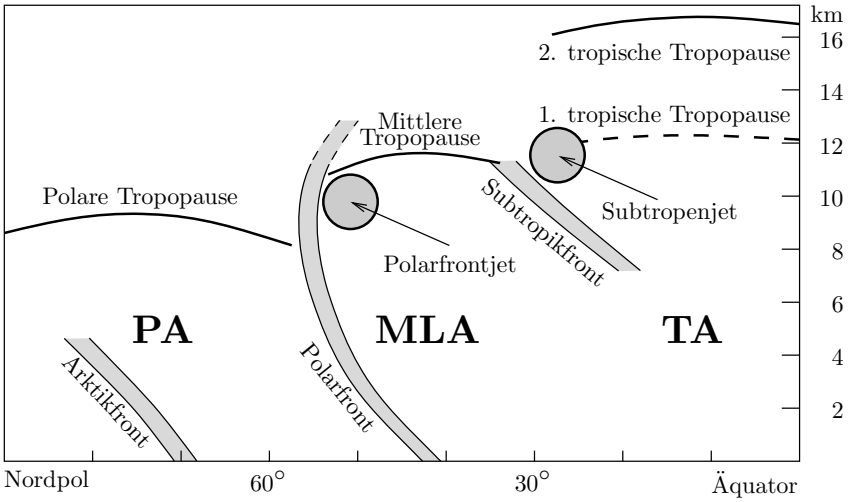


Abb. 8.3. Verteilung der drei Hauptluftmassen, der Frontalzonen, der Jetstreams und der Tropopausen. Nach Palmén und Newton (1969)

Übergangsbereich zwischen zwei Luftmassen ist charakterisiert durch die räumlich starke Änderung von mindestens einer thermodynamischen Zustandsvariablen, wie z. B. der Temperatur oder spezifischen Feuchte. Dieser Bereich wird als *Frontalzone* bezeichnet. Die hemisphärischen Verteilungen verschiedener Frontalzonen der Temperatur sind ebenfalls in der Abbildung eingezeichnet. Schließlich findet man noch die unterschiedlichen Lagen der *Tropopausen* und *Jetstreams*. Die in der Abbildung dargestellte Situation gilt vor allem im Winter, wenn die Temperaturunterschiede zwischen Norden und Süden am stärksten ausgeprägt sind. Diese können dann in Bodennähe mehr als 20°C betragen, während sie sich im Sommer zwischen 5–10°C bewegen.

Aus Abb. 8.3 ist zu sehen, dass sich in den drei Hauptluftmassengebieten die Höhe der Tropopause sehr deutlich voneinander unterscheidet mit den niedrigsten Werten von etwa 9 km im polaren Gebiet, 11 km im gemäßigten Bereich und mehr als 16 km in den Tropen. Hierbei wurde die Tropopause über die thermischen Eigenschaften der darunter und darüber liegenden Luft definiert (*thermische Definition der Tropopause*).[4] Nach Vorgabe der WMO (1995) bezeichnet die Tropopause die Obergrenze der Troposphäre. Die sogenannte *erste Tropopause* ist definiert als das unterste Niveau einer mindestens 2 km dicken Schicht, in der die Temperatur vertikal um weniger als 2°C km^{-1} abnimmt. Wenn oberhalb der ersten Tropopause innerhalb einer

[4] Eine alternative Definition der Tropopause über die dynamischen Eigenschaften der darunter und darüber liegenden Luft wurde bereits in Abschn. 7.2 eingeführt.

1 km dicken Schicht die Temperaturabnahme zwischen zwei beliebigen Niveaus 3°C km^{-1} übersteigt, dann wird eine *zweite Tropopause* nach den gleichen Kriterien wie die erste Tropopause definiert. Die zweite Tropopause kann sowohl innerhalb als auch oberhalb dieser 1 km dicken Schicht liegen.

In Abb. 8.3 ist zwischen dem Äquator und dem Subtropenjet die erste Tropopause in etwa 12 km eingezeichnet. In diesem Niveau wird erstmals eine deutliche Zunahme der atmosphärischen Stabilität beobachtet. Weiterhin befinden sich hier die stärksten meridionalen Winde der Hadley-Zirkulation. Aus der Abbildung erkennt man ebenfalls eine sprunghafte Änderung der Tropopausenhöhe an den Frontalzonen. Dieser sogenannte *Tropopausenbruch* (oder auch *Tropopausensprung*) ist von besonderer Bedeutung für den Luftmassenaustausch zwischen Troposphäre und Stratosphäre (s. auch Abschn. 12.2).

In den Polargebieten ist die Luft am stabilsten geschichtet mit vertikalen Temperaturgradienten von −6°C km^{-1} in der mittleren Troposphäre. An der Tropopause herrscht eine Temperatur von etwa −50°C. Im bodennahen Bereich ist die Atmosphäre oft isotherm geschichtet oder gar eine Inversion zu beobachten, was zu einer starken Einschränkung der vertikalen Durchmischung führt. Dies ist auf die infrarote Strahlungsemission der polaren Gebiete zurückzuführen, die besonders im Winter über Schnee und Meereis sehr deutlich ausgeprägt sein kann. Im Sommer verhindern Schmelzvorgänge eine stärkere Erwärmung des Untergrunds, so dass die Polarluft auch in dieser Jahreszeit kalt bleibt. Wegen ihrer geringen Temperatur ist die Polarluft nicht imstande, große Mengen an Wasserdampf aufzunehmen. Da auch die Aerosolkonzentrationen in dieser Region sehr gering sind, ist die Sicht meistens extrem gut.

Die gemäßigte Luft mittlerer Breiten ist thermodynamisch viel uneinheitlicher als die der Polargebiete oder der Tropen, da sie durch Vertikalbewegungen in den wandernden Druckgebilden und durch horizontalen Transport ständigen Änderungen unterworfen ist. Der mittlere vertikale Temperaturgradient beträgt hier −7°C km^{-1} mit einer Tropopausentemperatur von −55°C.

Die tropische Luft ist am wärmsten und gleichzeitig am wenigsten stabil geschichtet. In den untersten 12 km der Atmosphäre betragen die Temperaturgradienten bis zu −8°C km^{-1}, d. h. es liegt eine *bedingt instabile Schichtung* vor. Die Tropopausentemperatur beträgt im Sommer etwa −70°C und im Winter −80°C. Demnach ist die tropische Tropopausentemperatur deutlich niedriger als die Temperatur der unteren Stratosphäre in den Polargebieten. Durch die starke Verdunstung über den Ozeanen ist die Luft im bodennahen Bereich zusätzlich sehr feucht. Im aufsteigenden Ast der Hadley-Zelle bilden sich daher die oben bereits erwähnten sehr hochreichenden Cumulonimben. Im

Bereich der Subtropikfront ist die absinkende Luft hingegen sehr trocken und wird in etwa 1–2 km Höhe durch die *Passatinversion* von der feuchten Bodenluft getrennt. Hier bilden sich häufig sehr ausgedehnte und zeitlich persistente Stratus oder Stratocumulus Wolkenfelder.

Die drei Hauptluftmassen sind nur schwach baroklin oder gar barotrop, während die zwischen ihnen liegenden Frontalzonen durch hohe Baroklinität charakterisiert sind. Im Norden ist dies die *Polarfront*, im Süden die *Subtropikfront*. Wegen der hohen Baroklinität der Frontalzonen nimmt dort der geostrophische Wind sehr stark mit der Höhe zu und es bildet sich jeweils unterhalb der Tropopause ein Starkwindfeld aus, der *Polarfront-Jetstream* und der *Subtropen-Jetstream* (s. Abb. 8.3). Diese durch die Baroklinität hervorgerufene vertikale Änderung des geostrophischen Winds wird auch als *thermischer Wind* bezeichnet (s. Abschn. 4.4). Zusätzlich zu den thermischen Effekten spielt zur Aufrechterhaltung des Subtropenjets noch der mit der Hadley-Zirkulation verbundene Meridionaltransport von Drehimpuls eine wichtige Rolle. Hierauf wird weiter unten nochmals kurz eingegangen. In der mittleren Troposphäre schwankt die Position der Polarfront jahreszeitlich bedingt zwischen 40° und 70°N, die der Subtropikfront zwischen 30° und 45°N.

Die Absinkbewegungen in der Hadley-Zirkulation sind mit Divergenzen des horizontalen Winds in der unteren Troposphäre verbunden, die ihrerseits dazu führen, dass die Subtropikfront im bodennahen Bereich nur schwach ausgeprägt bzw. oft gar nicht zu erkennen ist. Im oberen Bereich findet hingegen Konvergenz der tropischen und gemäßigten Luftmassen statt, so dass hier die Subtropikfront deutlich auszumachen ist. Bei der Polarfront ist dies nicht der Fall. Hier kommt es insbesondere im bodennahen Bereich zu Konvergenzen von polarer und gemäßigter Luft, die mitunter zu einer sehr scharfen Ausprägung der Polarfront führt. Im Bereich von *Zyklonen* wird dieses Verhalten durch die erhöhte Konvergenz des Horizontalwinds weiter verstärkt, so dass sehr scharfe linienhafte Bodenfronten entstehen können. Umgekehrt ist in Hochdruckgebieten wegen der dort vorherrschenden Divergenz die Polarfront weniger deutlich ausgeprägt.

In polnahen Gebieten existiert im Winter manchmal noch eine zweite Front, die sogenannte *Arktikfront* (s. Abb. 8.3). Sie trennt extrem kalte Luft der Polgebiete von der etwas wärmeren Luft südlich davon. Diese Front wird in erster Linie durch die thermische Emission der Erdoberfläche beeinflusst, so dass ihr Verlauf häufig durch orographische Gegebenheiten, wie die Küstenlinien der schneebedeckten Landoberflächen oder die Packeisgrenze geprägt wird. [5] Normalerweise beschränkt sich die Arktikfront jedoch auf den bodennahen Bereich

[5] Eine detaillierte Diskussion der *Frontogenese*, d. h. der Prozesse, die zur Bildung oder Auflösung von Fronten führen, erfolgt in Abschn. 12.4

und ist in höheren Schichten nicht mehr auszumachen, so dass ihre Wetterwirksamkeit deutlich geringer ist als die der Polarfront.

Abschließend folgen noch einige kurze Anmerkungen zu den Konsequenzen, die sich aus der Erhaltung des gesamten Drehimpulses des Systems Erde-Atmosphäre ergeben. Teilt man dieses Gesamtsystem in die beiden Untersysteme Erde und Atmosphäre auf, dann kann zwischen beiden Untersystemen Drehimpuls ausgetauscht werden, ohne dass sich der Drehimpuls des Gesamtsystems ändert. Der Austausch von Drehimpuls zwischen Erde und Atmosphäre vollzieht sich an der Erdoberfläche durch Reibungsprozesse. Hierbei gibt die sich von Westen nach Osten drehende Erde in den Bereichen, in denen Ostwinde wehen, Drehimpuls an die Atmosphäre ab. Umgekehrt erhält sie in Bereichen mit Westwinden Drehimpuls aus der Atmosphäre. Hieraus folgt, dass innerhalb der Hadley-Zelle die Atmosphäre ständig Drehimpuls gewinnt, während sie in der Westwindzone permanent Drehimpuls an die Erde abgibt. Die durch die polaren Ostwinde verursachte Drehimpulsaufnahme der Atmosphäre spielt wegen der in hohen Breiten vorliegenden geringen Distanz zur Rotationsachse der Erde nur eine untergeordnete Rolle.

Um ein über große (klimatologische) Zeiträume herrschendes quasistationäres Gleichgewicht der globalen Zirkulation aufrecht zu erhalten, muss ein meridionaler Transport von Drehimpuls vom Äquator in Richtung der Pole erfolgen. Zur Untersuchung dieses Transports werden im Folgenden der Einfachheit halber lediglich zonale Mittelwerte betrachtet. Bezeichnet man die Zonal- bzw. Meridionalkomponente des Winds mit u bzw. v, dann lässt sich der Drehimpuls darstellen als Funktion von u, und der mittlere meridionale Drehimpulstransport ist eine Funktion des Korrelationsprodukts $\overline{uv}$. Hierbei beschreibt der Querstrich die zonale Mittelung. Die Windkomponenten u und v lassen sich in ihre zonalen Mittelwerte und die synoptisch-skaligen Abweichungen aufspalten, d. h. $u = \overline{u} + u'$, $v = \overline{v} + v'$, so dass das Korrelationsprodukt auch geschrieben werden kann als $\overline{uv} = \overline{u}\,\overline{v} + \overline{u'v'}$.

Der Term $\overline{u}\,\overline{v}$ beschreibt den Transport von zonal gemitteltem Drehimpuls mit dem mittleren Meridionalwind $\overline{v}$, während $\overline{u'v'}$ den durch synoptisch-skalige Zirkulationen induzierten Drehimpulstransport wiedergibt. Bereits in der ersten Hälfte des 20. Jahrhunderts beschäftigten sich zahlreiche Untersuchungen mit den Konsequenzen, die sich aus der Erhaltung des gesamten Drehimpulses von Erde und Atmosphäre für die globale Zirkulation ergeben (z. B. Jeffreys 1926, Starr 1948). Hierbei gelangte man zur Erkenntnis, dass der Drehimpulstransport mit dem mittleren Wind ($\overline{u}\,\overline{v}$) lediglich im äquatorialen Bereich von Bedeutung sein kann, d. h. im aufsteigenden Ast der Hadleyzelle. Wie bereits oben erwähnt, stellt dieser Impulstransport in der Höhenströmung einen zusätzlichen Antrieb des Subtropen-Jetstreams dar. Um

in höheren Breiten den nötigen Drehimpulstransport zu bewerkstelligen, müssten unrealistisch hohe Werte von $\overline{u}$ und $\overline{v}$ vorliegen. Demnach vollzieht sich außerhalb des äquatorialen Bereichs der meridionale Drehimpulstransport im Wesentlichen über den Term $\overline{u'v'}$.

Damit dies überhaupt möglich ist, muss der subtropische Hochdruckgürtel aus mehreren einzelnen Hochdruckzellen bestehen (Azorenhoch, Pazifikhoch etc.), wobei die verschiedenen Hochdruckgebiete eine Form aufweisen, wie sie schematisch in Abb. 8.4 links wiedergegeben ist. Auf diese Weise gelingt es, an der Westflanke eines Hochs größere Werte der u-Komponente des Winds nach Norden zu verfrachten (durchgezogener Pfeil) als an der Ostflanke nach Süden transportiert werden (gestrichelter Pfeil), ohne dass gleichzeitig ein meridionaler Netto-Massetransport stattfinden muss. Um in der Höhenströmung der Westwindzone über den Term $\overline{u'v'}$ einen meridionalen Drehimpulstransport zu erreichen, müssen die Achsen der Tröge und Rücken in Strömungsrichtung gesehen nach vorne geneigt sein (Abb. 8.4 rechts).

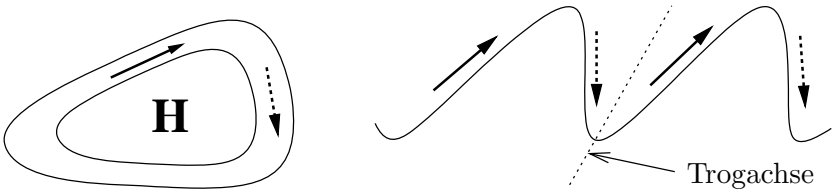


Abb. 8.4. Meridionaltransport von Drehimpls in subtropischen Hochdruckgebieten (links) und über Wellen der Höhenströmung mittlerer Breiten (rechts). Nach Starr (1948)

Es ist leicht einzusehen, dass die meridional verlaufenden großskaligen Gebirgsketten, wie z. B. die Kordilleren Nord- und Südamerikas, einen großen Einfluss auf den Drehimpulshaushalt der Erde ausüben. Außerdem spielen die Monsune, und hier insbesondere der Indische Monsun, mit ihren jahreszeitlich wechselnden Windrichtungen eine wichtige Rolle. Auf eine detailliertere Diskussion dieser, für klimatologische Betrachtungen extrem wichtigen Thematik muss an dieser Stelle jedoch verzichtet werden. Stattdessen wird auf die weiterführende Literatur verwiesen, s. z. B. Palmén und Newton 1969, Peixoto un Oort 1992, Pichler 1997.

8.3 Jetstreams und Jetstreaks

Gemäß der Definition der WMO [6] versteht man unter einem *Jetstream* einen starken schmalen Luftstrom, der entlang einer quasihorizontalen Achse in der Troposphäre oder Stratosphäre konzentriert ist. Das Windband weist hohe vertikale Gradienten der Windgeschwindigkeit auf und besitzt ein oder mehrere Geschwindigkeitsmaxima. In der meteorologischen Praxis wurde als untere Grenze zur Bezeichnung eines Jetstreams eine Windgeschwindigkeit von 60 kn (ca. 30 m s^{-1}) willkürlich eingeführt. Typischerweise erstrecken sich Jetstreams über eine Länge von mehreren tausend Kilometern, einige hundert Kilometer Breite und besitzen eine vertikale Mächtigkeit von ca. einem oder mehr Kilometern. Bezüglich der Windstärke beträgt die Halbwertsbreite eines Jetstreams etwa 1000 km (Reiter 1963), d. h. in einem seitlichen Abstand von 1000 km vom Zentrum des Jetstreams ist die Windstärke auf die Hälfte ihres Maximalwerts abgesunken.

Nachdem der Jetstream in den 1920er Jahren durch den Japaner W. Ooishi mit Hilfe von Wetterballonen erstmals beobachtet worden war, dauerte es bis in die 1940er Jahre, bis er theoretisch und experimentell an der Universität von Chicago, der sogenannten *Chicago School*, von Rossby, Palmén und Petterssen intensiv studiert wurde (z. B. Palmén 1948a). Die Jetstream Erforschung unterlag zunächst jedoch der Geheimhaltung, da sie während des zweiten Welkriegs für die amerikanische Luftwaffe von größter strategischer Bedeutung war.

Die hohe Baroklinität der Atmosphäre im Bereich der polaren und subtropischen Frontalzonen führt dort gemäß der *thermischen Windgleichung* zu einer starken vertikalen Zunahme des geostrophischen Winds (s. Abschn. 4.4). Wegen der in den Frontalzonen auftretenden horizontalen Temperaturgradienten von mehr als 1°C pro 100 km werden diese auch als *hyperbarokline Zonen* bezeichnet. Da der thermische Wind umgekehrt proportional zum *Coriolisparameter* ist, wird er an der Subtropenfront bei vorgegebenem horizontalem Temperaturgradienten stärker sein als an der Polarfront. Beispielsweise ergibt sich unter sonst gleichen Bedingungen in 23°N ein etwa doppelt so großer Wert des thermischen Winds als in 50°N.

Als Folge der relativ persistenten Dynamik der Hadley-Zirkulation ist der subtropische Jetstream eine raumzeitlich vergleichsweise konstante hemisphärische Ringströmung in der Form einer quasistationären Welle mit Wellenzahl 3 (Krishnamurti 1961). Die Achse des Jets befindet sich in einem Druckniveau von etwa 200 hPa. Die global gemittelte Maximalgeschwindigkeit im Zentrum des Jetstreams schwankt zwischen 80–140 kn (Martin und Solomonson 1970, Schiemann et al. 2009), kann in den Rückenbereichen der Welle jedoch

[6] Res. 25 (EC-IX) der Kommission für Aerologie.

auch Werte von 200 kn erreichen. Durch die jahreszeitlich bedingte Änderung der solaren Einstrahlung mäandriert der Subtropen-Jetstream zwischen 20–35°N.

Zusätzlich zum thermisch direkten Antrieb durch die Hadley-Zirkulation kann der Subtropenjet durch unterschiedliche geographisch bedingte Effekte lokal verstärkt werden. In diesem Zusammenhang ist insbesondere das Hochland von Tibet zu nennen, wo es im Winter durch infrarote Strahlungsemission extrem kalt werden kann. Weiterhin muss die aus westlicher Richtung an das Hochland herangeführte Luft aufsteigen, was zu adiabatischer Abkühlung führt, so dass insgesamt die troposphärische Baroklinität in diesem Bereich stark zunimmt. Wie oben bereits erwähnt, besteht ein weiterer, den Subtropenjet aufrecht erhaltender Prozess darin, dass in der Höhenströmung der Hadley-Zelle ein meridionaler Transport von Drehimpuls bewerkstelligt wird. In Analogie zur Frontogenese spricht Bluestein (1993) bei den Antrieben zur Aufrechterhaltung des Jetstreams von *jetogenetischen Prozessen*.

Die Lage des Polarfront-Jetstreams schwankt zwischen ca. 40°N im Sommer und 70°N im Winter. Seine Achse befindet sich durchschnittlich im 300 hPa Niveau und ist quasihorizontal ausgerichtet. An der Polarfront dreht oberhalb der Tropopause der horizontale Temperaturgradient sein Vorzeichen um, so dass das Maximum des Jetstreams ungefähr im Tropopausenniveau zu finden ist und mit den Orten verschwindender horizontaler Temperaturgradienten übereinstimmt (s. auch Abb. 12.7).

Im Gegensatz zum Subtropen-Jetstream ist der polare Jetstream starken räumlichen und zeitlichen Schwankungen unterworfen, die mit den raumzeitlichen Variationen der Polarfront einhergehen. Die Ursache dieser Schwankungen liegt in der starken troposphärischen Baroklinität an der Polarfront, die im Zusammenhang mit dem Auftreten barokliner Wellen ständig abgebaut und wieder regeneriert wird. [7] Daraus resultieren ausgeprägte raumzeitliche Variationen der maximalen Windfelder mit typischen Werten zwischen 80–200 kn. Die höchsten Windgeschwindigkeiten treten im Winter auf, da in dieser Zeit die Baroklinität an der Polarfront im Durchschnitt höher ist als im Sommer. Die Heterogenitäten des Starkwindfelds äußern sich in immer wieder auftretenden Verästelungen, lokalen Maxima und räumlichen Unterbrechungen des Polarjets. Bereiche lokaler Windmaxima des Jetstreams werden als *Jetstreaks* bezeichnet. Die typische Länge eines Jetstreaks ist etwa eine Größenordnung höher als seine Breite. Weiterhin spricht man dort, wo die Luft in einen Jetstreak hinein- bzw. aus ihm herausströmt, vom *Eingang* bzw. *Ausgang* des Jetstreaks.

[7] Diese sogenannten *baroklinen Instabilitäten* werden in Abschn. 10.4 eingehend studiert.

Abbildung 8.5 zeigt beispielhaft je eine winterliche (oben) und eine sommerliche (unten) Verteilung des Winds in 300 hPa. In der oberen Abbildung verläuft der polare Jetstream über dem Atlantik weitgehend in zonaler Richtung und biegt über der iberischen Halbinsel nach Süden ab, wo er seinen Jetstream Charakter weitgehend verliert. Über Libyen und Nordrussland erkennt man weitere Jetstreaks. Das Maximum des über dem Atlantik liegenden Jetstreaks ist mit mehr als 190 kn bemerkenswert hoch und räumlich relativ weit ausgedehnt. In den Wintermonaten verlagert sich der polare Jetstream oft sehr weit nach Süden. Dies kann dazu führen, dass er sich mit dem Subtropenjet verbindet und dadurch beide Starkwindfelder nicht mehr voneinander unterschieden werden können.

Die sommerliche Situation zeigt einen über dem Atlantik weitgehend zonal verlaufenden Jetstream, der über der Nordsee nach Norden umbiegt und dann in 70°N wieder eine zonale Richtung einschlägt. Wie im oberen Bild liegt über dem Atlantik ein Jetstreak, dieses Mal jedoch mit einem Maximum von etwa 130 kn und einer räumlich deutlich kleineren Ausdehnung als in der Wintersituation. Gelegentlich kommt es auch im Sommer vor, dass Polarfront-Jetstreaks weit nach Süden verfrachtet werden, wo sie sich dann vollständig aus der Polarfront herauslösen und anschließend gegebenenfalls in den Subtropenjet eingebettet werden. Der über der Türkei liegende Jetstreak ist nicht als Bestandteil des Polarfront-Jetstreams anzusehen.

Durch die starke vertikale Windscherung im Bereich der Jetstreams können sich *interne Schwerewellen* bilden, die dann als *Scherungswellen* oder *Kelvin-Helmholtz Wellen* bezeichnet werden. Überschreitet die Windscherung einen kritischen Wert, dann werden die Wellen so labil, dass turbulente Wirbel entstehen. Diese auch als *Clear Air Turbulence* bezeichneten Turbulenzen sind vor allem für die Luftfahrt von großer Bedeutung.

Neben den polaren und subtropischen Jetstreams existieren in der Atmosphäre noch weitere thermisch angetriebene Starkwindfelder unterschiedlicher Intensität und räumlicher Ausdehnung. Der *Tropical Easterly Jet* wird während des *Indischen Monsuns* über Südostasien beobachtet. Er erstreckt sich von Asien bis nach Westafrika und entsteht durch die starke Aufheizung des Tibetischen Hochlands, das dadurch wärmer wird als die südlich davon über dem Indischen Ozean liegende Luft. Ein zusätzlicher Antrieb für diesen Jet ergibt sich daraus, dass die aus dem Hochland abfließende Luft sich trockenadiabatisch erwärmt. Das Tibetische Hochland übt einen entscheidenden Einfluss auf die Stärke des Indischen und *Ostasiatischen Monsuns* aus (Yanai und Wu 2006, Song et al. 2010).

In vielen Gegenden kommt es häufig zur Bildung von sogenannten *Low Level Jets*. Hierbei handelt es sich um ein in der unteren bis

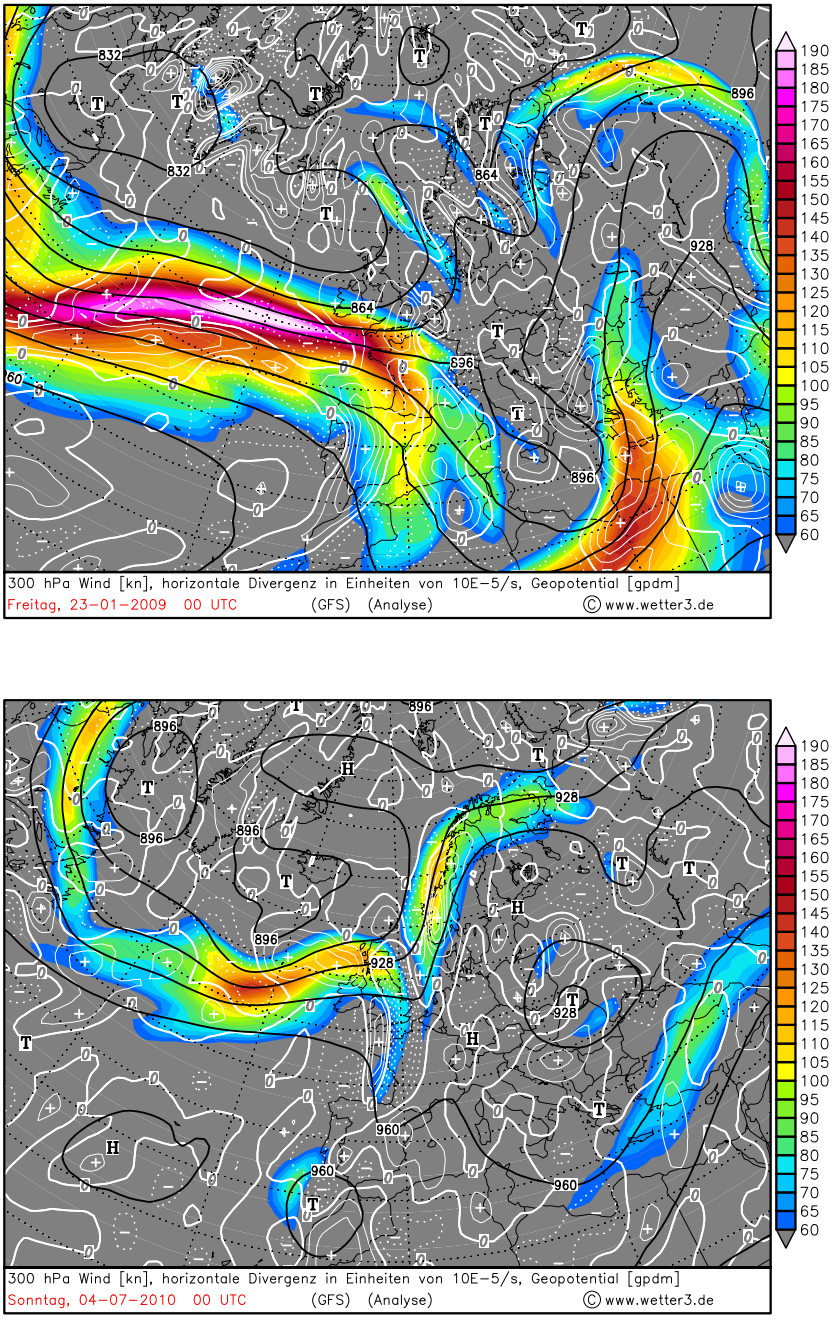


Abb. 8.5. Wind, horizontale Divergenz und Geopotential in 300 hPa. Oben: 23. 1. 2009 00 UTC, unten: 4. 7. 2010 00 UTC

mittleren Troposphäre auftretendes Starkwindfeld. Die Entstehung von Low Level Jets kann verschiedene Ursachen haben, wie beispielsweise Blockierungseffekte im Gebirge, die tägliche Schwankung des Einflusses der Bodenreibung oder die in Hanglagen aus der tageszeitlich variierenden Strahlungserwärmung resultierende Temperaturverteilung. Häufig werden Low Level Jets vor Kaltfronten beobachtet (z. B. Browning und Pardoe 1973, Wakimoto und Bosart 2000, Saulo et al. 2007), insbesondere wenn im Sommer die vor der Front liegende warme Luft sehr stark erhitzt wird, so dass im bodennahen Bereich eine hohe Baroklinität entsteht. Zahlreiche Untersuchungen beschäftigen sich mit orographisch bedingten niedertroposphärischen Starkwindfeldern (z. B. Whiteman et al. 1997, Garreaud und Muñoz 2005, Parish und Oolman 2010). In den Great Plains und im Osten der USA werden regelmäßig Low Level Jets beobachtet, die bei südlichen Winden sehr rasch feuchte und warme Luft aus dem Golf von Mexiko nach Norden verfrachten können (Bonner 1968, Djurić und Ladwig 1983). Dieser Vorgang kann bei extremen Wetterereignissen, wie starken Gewittern in Form sogenannter *Superzellen*, eine wichtige Rolle spielen (s. z. B. Cheinet et al. 2005, Bluestein 2009). Während die Bodenreibung den Low Level Jet abschwächt, erreicht dieser oberhalb der Grenzschicht gewöhnlich seine maximale Geschwindigkeit in der Größenordnung von 40–70 kn.

Low Level Jets bilden sich gelegentlich auch während der Nacht (*Nocturnal Low Level Jet*). Hierbei spielt die nächtliche Abkühlung eine wichtige Rolle, durch die im bodennahen Bereich eine Kaltluftschicht mit Inversion entsteht. Dadurch wird oberhalb der Inversion die warme Luft von der Bodenreibung abgekoppelt und unter sonst gleichen Bedingungen deutlich stärker beschleunigt als während des Tages. Der sich dann entwickelnde nächtliche Low Level Jet beschreibt eine aus der Corioliskraft resultierende Trägheitsschwingung der (zum Zeitpunkt der Abkopplung bestehenden) ageostrophischen Windkomponente um den Wert des geostrophischen Winds (s. z. B. Blackadar 1957, Bonner 1968, Baas et al. 2009).

In der Stratosphäre und unteren Mesosphäre kommen ebenfalls sehr starke Strahlströme vor, die auf die meridionale Temperaturverteilung innerhalb der Stratosphäre zurückzuführen sind. Während des nordhemisphärischen Winters entsteht auf der Nordhalbkugel ein weiterer starker Westwind, der sogenannte *Polar Night Jet* (s. z. B. Kuroda und Kodera 2001, Graversen und Christiansen 2003). Auf der Südhalbkugel beobachtet man in dieser Zeit eher schwache östliche Winde. Im Sommer drehen sich die Verhältnisse auf der Nord- und Südhalbkugel um. Boville (1984) zeigte, dass die Struktur der troposphärischen Wellen in starkem Maße von den Stratosphären-Jetstreams beeinflusst wird.

8.4 Luftmassentransformationen

Durch die globale Zirkulation wird in großskaligen Gebieten die Luft über einen längeren Zeitraum weitgehend gleichen geographischen und thermodynamischen Gegebenheiten ausgesetzt. Die zeitlich relativ konstanten Einwirkungen der atmosphärischen Strahlung, der Verdunstung und anderer Antriebe, die für die thermodynamische Charakterisierung der Luftmassen bedeutsam sind, führen zur Bildung von Luftmassen mit weitgehend einheitlichen thermodynamischen Eigenschaften. Neben der geographischen Breite spielt hierbei auch der Untergrund eine wichtige Rolle (Meer, Land, Eis etc.).

Die Hauptgebiete zur Prägung der thermodynamischen Eigenschaften von Luftmassen stellen die großen quasistationären *Antizyklonen* dar, die sich im subtropischen Hochdruckgürtel und an den Polen befinden. In den Subtropen werden wegen des dort vorherrschenden Wärmeüberschusses warme Luftmassen produziert, in den Polarzellen hingegen entstehen kalte Luftmassen, da dort ein Energiedefizit vorliegt. Über Ozeanen kommt es zu starker Verdunstung, so dass die dort liegenden Luftmassen relativ feucht sind. Wegen der hohen Wärmekapazität des Wassers sind die jahreszeitlichen Temperaturschwankungen über dem Meer deutlich geringer als über dem Land. Auch dieser Umstand ist für die Bildung unterschiedlicher Luftmassen von großer Bedeutung. Im Winter dienen die Ozeane als Wärmequelle, im Sommer hingegen als Wärmesenke für die darüberliegende Luft. Bei großen Landflächen, wie z. B. Zentralasien, verhält es sich umgekehrt. Diese werden im Sommer stark erwärmt, während im Winter die thermische Emission für eine mitunter extrem starke Abkühlung sorgen kann.

Die zur Bildung der thermodynamischen Eigenschaften von Luftmassen verantwortlichen Prozesse, wie Strahlung, Verdunstung, Vertikalbewegungen etc., können nicht nur in deren Ursprungsgebieten, sondern auch bei einem Transport der Luftmassen aus den Ursprungsgebieten in andere Gegenden eine wichtige Rolle spielen. Durch diesen Vorgang, der auch als *Luftmassentransformation* bezeichnet wird, verlieren bei großräumigen Verlagerungen die Luftmassen mitunter vollständig ihren ursprünglichen Charakter.

Die wichtigsten Transformationsprozesse beim Luftmassentransport sind die Änderung der thermischen Stabilität mit dazugehöriger Änderung der vertikalen turbulenten Durchmischung, Erwärmung oder Abkühlung an der Erdoberfläche, das Freisetzen latenter Wärme durch Wolkenbildung sowie vertikales Strecken/Schrumpfen mit einhergehender Labilisierung/Stabilisierung. Diese in Abb. 8.6 schematisch dargestellten Prozesse werden im Folgenden näher erläutert.

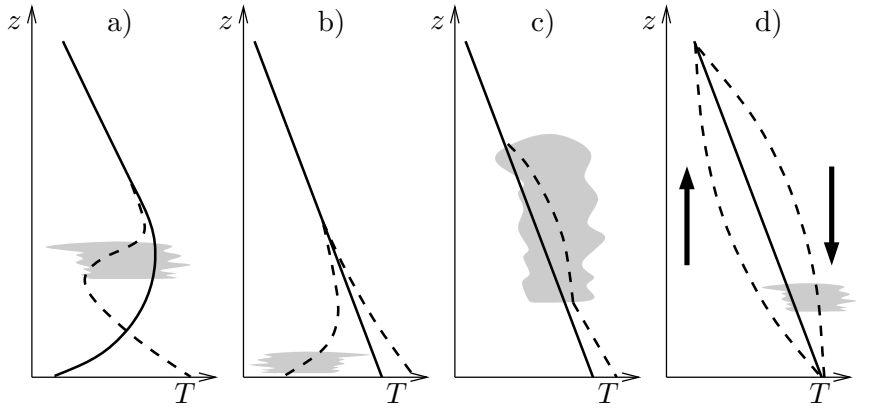


Abb. 8.6. Luftmassentransformation durch unterschiedliche Prozesse. Ausgangszustand (durchgezogen), Zustand nach Luftmassentransformation (gestrichelt). a) turbulente Durchmischung, b) Wärmeaustausch mit dem Untergrund, c) Freisetzung latenter Wärme, d) vertikales Strecken und Schrumpfen

a) Turbulente Durchmischung
Wird polare Luft aus einer winterlichen Antizyklone in zyklonale Bereiche der Westwindzone verlagert, dann nimmt durch die zunehmende Erwärmung der Luft an der Erdoberfläche die vertikale Durchmischung innerhalb der Luftmasse zu. Dies führt zu einem Abbau der Vertikalgradienten von spezifischer Feuchte und potentieller Temperatur. Da die Luft ursprünglich sehr stabil war mit hohen Werten der spezifischen Feuchte im bodennahen Bereich, verringert sich aufgrund der Turbulenz die Feuchte am Boden und die Temperatur nimmt zu. In der höheren Atmosphäre ist es umgekehrt. Hieraus resultiert eine Änderung der vertikalen Temperaturverteilung. Die Bodeninversion verschwindet, stattdessen entwickelt sich in der höheren Atmosphäre eine neue Inversionsschicht (Abb. 8.6a). Die Feuchtezunahme in der Höhe kann die Bildung von Stratus oder Stratocumulus nach sich ziehen.

b) Wärmeaustausch mit dem Untergrund
Bei diesem Prozess spielen die Ozeane mit ihren konstanten Wassertemperaturen eine wichtige Rolle. Wird Festlandsluft über das Meer transportiert, dann wird sie je nach Wassertemperatur entweder abgekühlt oder erwärmt (Abb. 8.6b). Außerdem nimmt die Luftfeuchte der zunächst relativ trockenen Festlandsluft zu, da über dem Ozean erhöhte Verdunstung stattfindet. Erwärmung führt zur Labilisierung und wegen der einsetzenden turbulenten Durchmischung zu einem effektiven Wärmetransport bis in höhere Schichten. Die Feuchtezunahme durch Verdunstung an der Wasseroberfläche kann die Bildung konvektiver Wolken ermöglichen. Hingegen führt Abkühlung zur Sta-

bilisierung, d. h. im bodennahen Bereich wird die Turbulenz unterbunden mit dem Ergebnis, dass sich dort eine stabile Schicht bildet. Dadurch bleibt der Feuchtefluss aus dem Meer auf die unteren Bereiche der Atmosphäre beschränkt, was zur Verringerung der Sichtweite bzw. Nebelbildung führen kann. Insgesamt lässt sich sagen, dass wegen des unterschiedlichen turbulenten Verhaltens bei Erwärmung vom Untergrund her die Luftmassentransformation effizienter vonstatten geht als bei Abkühlung.

c) Strahlung und Freisetzung latenter Wärme

Über dem Festland können die thermodynamischen Eigenschaften von Luftmassen durch Strahlungsprozesse geändert werden. Dies gilt vor allem für wolkenarme bzw. wolkenfreie Situationen, da dann die strahlungsbedingte Temperaturänderung der Erdoberfläche am deutlichsten ausgeprägt ist. Im Winter kann es hierbei durch die starke Emission infraroter Strahlung zu sehr stabiler Schichtung im bodennahen Bereich kommen mit der Folge, dass dort die turbulente Durchmischung ausbleibt. Im Sommer hingegen führt die strahlungsbedingte Aufheizung des Erdbodens zu einer Erwärmung der darüberliegenden Luftmassen mit einhergehender Labilisierung und Freisetzung latenter Wärme bei Wolkenbildung (Abb. 8.6c). Diese wiederum bewirkt, dass auch höhere atmosphärische Bereiche in den Transformationsvorgang mit einbezogen werden. Die Freisetzung latenter Wärme ist einer der wichtigsten Prozesse, durch den der Meridionaltransport von überschüssiger Wärme aus dem äquatorialen Bereich in nördliche Breiten bewerkstelligt wird.

d) Vertikales Strecken und Schrumpfen

Kommt es beim Luftmassentransport zu großräumigen Vertikalbewegungen, dann ergeben sich auch hieraus deutliche Änderungen der Luftmasseneigenschaften. Bedenkt man, dass wegen der Gültigkeit der Kontinuitätsgleichung (3.32) die Vertikalbewegungen im Bereich horizontal divergenzfreier Bewegung, also etwa im 500 hPa Niveau, am stärksten sind, aber am Atmosphärenober- und -unterrand verschwinden, dann ist leicht einzusehen, dass bei großräumigen Absinkbewegungen eine Luftsäule in der unteren Atmosphäre zusammenschrumpft, während sie im oberen Bereich gestreckt wird. Diese Vorgänge führen zur Stabilisierung bzw. Labilisierung der entsprechenden Bereiche (Abb. 8.6d). In der unteren Atmosphäre bildet sich in 1–2 km Höhe eine Inversionsschicht, so dass die Grenzschicht von der darüberliegenden freien Troposphäre dynamisch abgekoppelt wird. Unterhalb der Inversionsschicht kann es zur Stratusbildung kommen, wobei sich, wie oben bereits erwähnt, die Stratusdecke über sehr große Raum-Zeitgebiete erstrecken kann.

Umgekehrt wird bei Hebung die Luft im unteren Bereich gestreckt, d. h. labilisiert, während in höheren Schichten Schrumpfung und Sta-

bilisierung zu beobachten ist. Dieser Vorgang kann mit konvektiver Wolkenbildung verbunden sein. Desweiteren kann sich im oberen Bereich der Atmosphäre durch die dort stattfindende Stabilisierung die Tropopause in einem niedrigeren Niveau neu formieren.

e) Meridionaltransport von Luftmassen

Abschließend wird der großräumige meridionale Transport von Luftmassen untersucht. Die Bewegung verlaufe adiabatisch, so dass hierbei die *potentielle Vorticity* erhalten bleibt. Bezeichnet man die gesamte vertikale Mächtigkeit der transportierten Luftmasse mit Δp, dann gilt unter den gemachten Annahmen

$$\frac{\eta_\theta}{\Delta p} = \frac{\zeta_\theta + f}{\Delta p} = const \tag{8.1}$$

wobei f der Coriolisparameter und η_θ bzw. ζ_θ die absolute bzw. relative Vorticity im θ-System darstellen. Bei einem Meridionaltransport laufen die Luftmassen üblicherweise auseinander, so dass sich qualitativ das in Abb. 8.7 wiedergegebene Strömungsbild ergibt.

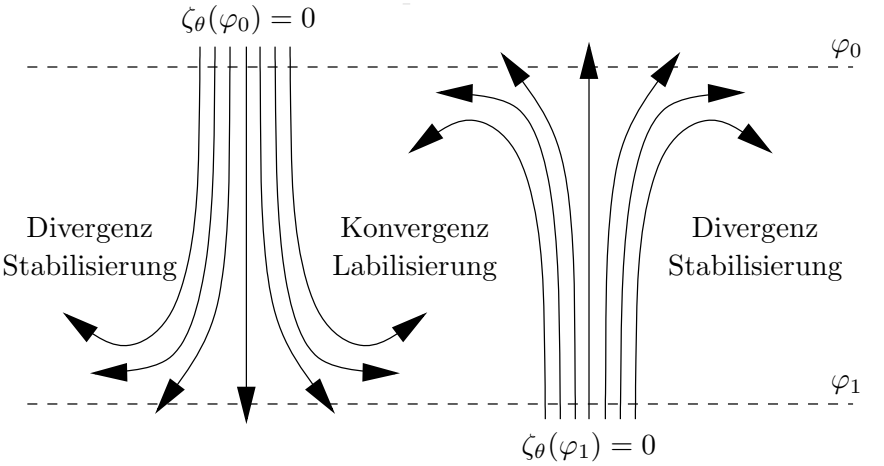


Abb. 8.7. Meridionaltransport von Luftmassen und mögliche Zyklonalisierung oder Antizyklonalisierung der Strömung. Nach Petterssen (1956)

Für eine in der geographischen Breite φ_0 geradlinig nach Süden strömende Luftmasse ($\zeta_\theta(\varphi_0) = 0$) erhält man aus (8.1) folgendes Verhältnis der vertikalen Mächtigkeiten

$$\frac{\Delta p(\varphi_1)}{\Delta p(\varphi_0)} = \frac{\zeta_\theta(\varphi_1) + f(\varphi_1)}{f(\varphi_0)} \tag{8.2}$$

Zur Verdeutlichung der Größenordnungen wähle man beispielsweise $\varphi_0 = 60°\text{N}$ und $\varphi_1 = 30°\text{N}$. Dann ergeben sich für unterschiedliche

Werte von $\zeta_\theta(30)$ die in Tabelle 8.1 angegebenen Werte. Man sieht, dass in der geographischen Breite $\varphi_1 = 30°\text{N}$ die Änderung der Mächtigkeit der Luftsäule je nach Größe der dort vorliegenden relativen Vorticity $\zeta_\theta(30)$ beachtliche Werte annehmen kann. Selbst bei geradlinigem Meridionaltransport sinkt die Mächtigkeit der Luftsäule in 30°N auf 60 % ihres ursprünglichen Werts. Dieses vertikale Schrumpfen der Luftmasse ist mit horizontaler Divergenz, d. h. mit Stabilisierung gekoppelt. Umgekehrt kommt es in Gebieten mit starker zyklonaler Strömung zu einer Streckung der Luftsäule mit einhergehender Konvergenz und Labilisierung.

Tabelle 8.1. Relative Änderung der vertikalen Mächtigkeit einer Luftmasse bei Nord-Süd Transport

$\zeta_\theta(30)$	$-0.5f(30)$	0	$f(60)-f(30)$	$f(30)$
$\Delta p(30)/\Delta p(60)$	0.3	0.6	1.0	1.2

Verfolgt man eine geradlinig aus 60°N nach Süden transportierte Luftmasse, dann resultieren aus der Abnahme ihrer vertikalen Mächtigkeit Absinkbewegungen, bei denen die Luft trockenadiabatisch erwärmt wird. Einige Zahlenwerte hierzu sind in Tabelle 8.2 wiedergegeben. Hierbei wurde in 60°N mit einer vertikalen Erstreckung der Luftmasse bis in eine Höhe von 300 hPa und einer Temperatur in diesem Niveau von −58°C gestartet. Bereits in den mittleren Breiten hat sich die Luftmasse derart erwärmt und ihre Obergrenze erniedrigt, dass sie ihren ursprünglichen Charakter einer polaren Luftmasse vollständig verloren hat. In 10°N beträgt die Temperatur der Luft bereits 22°C. Hier sei nochmals betont, dass diese Erwärmung lediglich auf das trockenadiabatische Absinken der Luft zurückzuführen ist.

Tabelle 8.2. Änderungen der Obergrenze und der Temperatur einer geradlinig und adiabatisch von 60°N nach 10°N transportierten Luftmasse. Nach Kurz (1990)

Geographische Breite (°N)	60	50	40	30	20	10
Obergrenze (hPa)	300	380	490	590	730	860
T (°C)	−58	−43	−26	−13	+4	+22

Findet man in südlichen Breiten hochreichende Polarluft, dann muss die Strömung stark zyklonal sein, was sich in abgeschlossenen kalten

Tiefdruckwirbeln bemerkbar macht. Die dazugehörigen Fronten sind somit relativ steil. Antizyklonal nach Süden strömende Polarluft hat nur eine geringe Mächtigkeit. Hier ist die Neigung der Front relativ flach und kann in eine Inversionsschichtung umschlagen. Für nach Norden strömende Luftmassen gilt das Entsprechende. Um ihre vertikale Mächtigkeit und thermische Struktur beizubehalten, müssen sie gemäß (8.2) im Norden antizyklonal strömen, d. h. $\zeta_\theta(\varphi_0) < 0$, da der Coriolisparameter nach Norden hin zunimmt. Tropische Warmluftmassen im Norden sind demnach geschlossene Antizyklonen. Bei starker antizyklonaler Strömung schrumpfen die Luftmassen vertikal, es findet horizontale Divergenz und Stabilisierung statt, gegebenenfalls strömen die Luftmassen wieder nach Süden (s. Abb. 8.7). Bei zyklonaler Vorticity im Norden findet Streckung, Konvergenz, Labilisierung und eventuell Wolkenbildung statt.

Scherhag (1948) führte eine feinere Einteilung der großskaligen Luftmassen ein als die von Palmén und Newton (1969) vorgenommene Dreiteilung in tropische, gemäßigte und polare Luft. Hierdurch gelingt es, die durch die Ursprungsgebiete und den großräumigen Transport entstehenden thermodynamischen Luftmasseneigenschaften besser zu berücksichtigen. Diese Klassifikation wird auch heute noch vom DWD benutzt und ist in Tabelle 8.3 zusammengefasst. Im Gegensatz zur Dreiteilung von Palmén und Newton (s. Abb. 8.3), beruht die von Scherhag vorgenommene Klassifikation zunächst auf einer Zweiteilung der Hauptluftmassen in den polaren und den tropischen Bereich, so wie sie zu Beginn des 20. Jahrhunderts noch vorgenommen wurde. Innerhalb der beiden Gebiete werden jeweils drei verschiedene Luftmassen unterschieden, und diese werden wiederum in die beiden Untergruppen maritim und kontinental unterteilt, so dass sich insgesamt zwölf verschiedene Luftmassen ergeben. Die unterschiedlichen thermodynamischen Eigenschaften der Luftmassen sind hauptsächlich auf ihr Ursprungsgebiet und auf den Weg, den sie von dort zum Zielgebiet (Mitteleuropa) genommen haben, zurückzuführen. Beispielsweise stammt die maritime Polarluft (Abkürzung mP) aus der Arktis und ist über die Grönlandmeere nach Mitteleuropa transportiert worden, so dass sie als feucht und kalt eingestuft wird.

Für Nordamerika wird vom National Weather Service der USA eine Einteilung der Luftmassen vorgenommen, die zwar nicht so detailliert ist wie die von Scherhag, aber ähnliche Unterscheidungsmerkmale aufweist. Danach wird zwischen continental arctic air (cA), continental polar air (cP), maritime polar air (mP), continental tropical air (cT) und maritime tropical air (mT) unterschieden. Näheres hierzu kann im Internet nachgelesen werden[8].

[8] `www.srh.noaa.gov`

Tabelle 8.3. Einteilung der Luftmassen nach Scherhag (1948). Die Abkürzungen sind jweils mit dem Prefix c (continental) und m (maritime) versehen

Bezeichnung	Abkürzung	Ursprung	Weg	Eigenschaften
		Polare Zone		
Arktische	cP_A	Nordsibirien	Russland	extrem kalt
Polarluft	mP_A	Arktis	Nordmeer	feucht, sehr kalt
Polarluft	cP	Russland	Osteuropa	kalt
	mP	Arktis	Grönlandmeere	feucht, kalt
Gealterte	cP_T	Russland	Südosteuropa	trocken
Polarluft	mP_T	Arktis	Azorenraum	feucht
		Tropische Zone		
Gemäßigte	cT_P	Mitteleuropa	–	–
Luft	mT_P	Nordostatlantik	Atlantik	feucht, mild
Tropikluft	cT	Naher Osten	Südosteuropa	trocken
	mT	Azorenraum	Westeuropa	feucht, warm
Afrikanische	cT_S	Sahara	–	trocken, heiß
Tropikluft	mT_S	Afrika	Mittelmeer	schwül

8.5 Wetterlagen unter dem Einfluss unterschiedlicher Luftmassen

Es liegt auf der Hand, dass viele Wetterlagen eng mit Luftmassentransporten und -transformationen verbunden sind, deren thermodynamische Eigenschaften die charakteristischen Merkmale der Wetterlage entscheidend prägen. In den folgenden Abschnitten wird anhand von drei Beispielen demonstriert, wie stark in bestimmten Situationen die herantransportierten Luftmassen den vorliegenden Witterungscharakter beeinflussen können. In Kap. 9 erfolgt dann eine systematische Aufteilung der europäischen Wetterlagen in 29 verschiedene *Großwetterlagen* sowie eine kurze Beschreibung ihrer wichtigsten Besonderheiten.

8.5.1 Nordwestlage

Bei *Nordwestlagen* ist die großräumige Druckverteilung charakterisiert durch ein bis in den Ostatlantik verschobenes subtropisches Hoch (*Azorenhoch*) und ein über dem Nordmeer bzw. *Fennoskandien* lie-

gendes Tiefdrucksystem.[9] Entlang der stark ausgeprägten atlantischen Frontalzone, die von den Britischen Inseln bis ins östliche Mittelmeer verläuft, ziehen Tiefdruckgebiete vom Nordatlantik in Richtung Südosteuropa.

Als Beispiel für eine Nordwestlage wird die Wettersituation vom 14. 3. 2010 herangezogen. Abbildung 8.8 zeigt für diesen Tag die Analysekarte des Geopotentials in 500 hPa sowie die Bodenanalysekarte jeweils um 12 UTC. Zwischen dem über dem Ostatlantik liegenden hochreichenden Hoch und dem umfangreichen Tief über Fennoskandien strömt Meeresluft polaren Ursprungs aus nordwestlicher Richtung direkt nach Mitteleuropa. Über Dänemark befindet sich ein Randtief, dessen Kaltfront im weiteren Verlauf Deutschland überquert. Das in Abb. 8.9 dargestellte VIS0.8 Kanalbild des MSG zeigt ein breites, entlang dem Frontensystem von Island über die Nordsee nach Polen verlaufendes Wolkenband. Über der Nordsee und der norwegischen See sieht man hingegen offene Zellstrukturen, die den konvektiven Charakter der Bewölkung hinter der Kaltfront widerspiegeln. Über den Britischen Inseln erkennt man nur relativ geringe Bewölkung.

Der großräumige Transport maritimer polarer Luftmassen nach Mitteleuropa führte an diesem Tag dazu, dass in Deutschland insgesamt eine nasskalte Witterung vorherrschte, die durch starke Bewölkung und zeitweiligen teils schauerartig verstärkten Niederschlag charakterisiert war. Die maximalen Temperaturen erreichten an der Küste und in höheren Lagen nicht mehr als 6°C, ansonsten stiegen sie auf bis zu 10°C. Nachts gingen die Temperaturen auf 4°C zurück, in den Kammlagen der Mittelgebirge sanken sie unter den Gefrierpunkt. Der Wind wehte mäßig bis frisch aus westlichen bis nordwestlichen Richtungen, an der Küste und in Ostdeutschland wurden teilweise stürmische Böen beobachtet.

Für die Jahreszeit typisch, regnete es überall im Flachland, während in höheren Lagen der Regen allmählich in Schnee überging. Wegen des maritimen Charakters der nach Europa transportierten Luftmassen fällt selbst im Winter bei Nordwestlagen (und insbesondere bei Westlagen) der Niederschlag im westdeutschen Flachland meistens als Regen. In Ost- und Süddeutschland hingegen kann es auch zu Schneeregen oder Schneefall kommen.

Im Sommer ist die Wetterumstellung auf eine Nordwestlage in der Regel mit einer spürbaren Abkühlung und ebenfalls sehr wechselhaftem Wetter verbunden. Das gilt insbesondere für die norddeutschen Küstengebiete, wo die Temperaturen oft deutlich unter 20°C absinken können, so dass insgesamt eine kühle Witterung vorherrscht.

[9] Der vom finnischen Geologen W. Ramsey 1898 eingeführte Begriff Fennoskandien bzw. Fennoskandinavien umfasst neben Skandinavien noch Finnland, die Halbinsel Kola sowie Karelien.

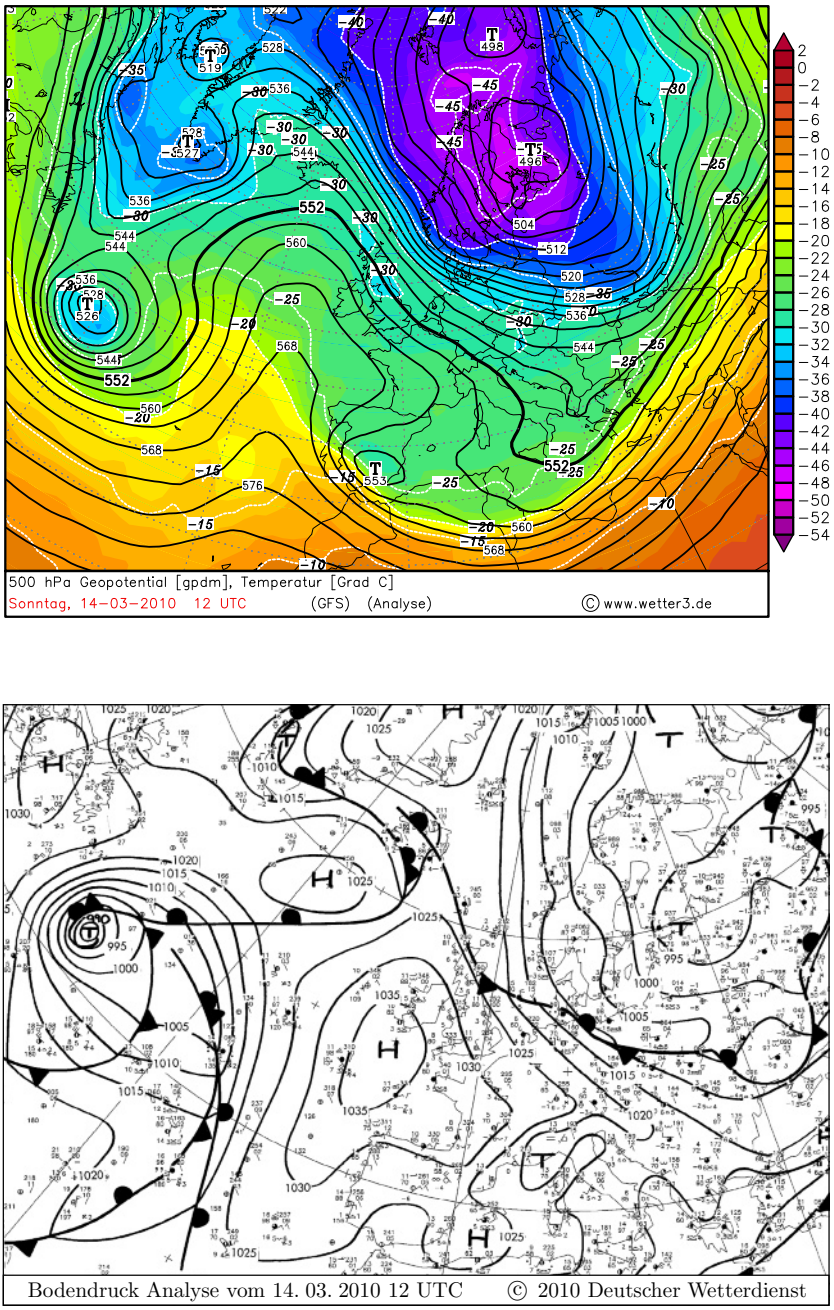


Abb. 8.8. Analysekarten vom 14. 3. 2010 12 UTC. Oben: 500 hPa Geopotential und Temperatur, unten: Bodendruck

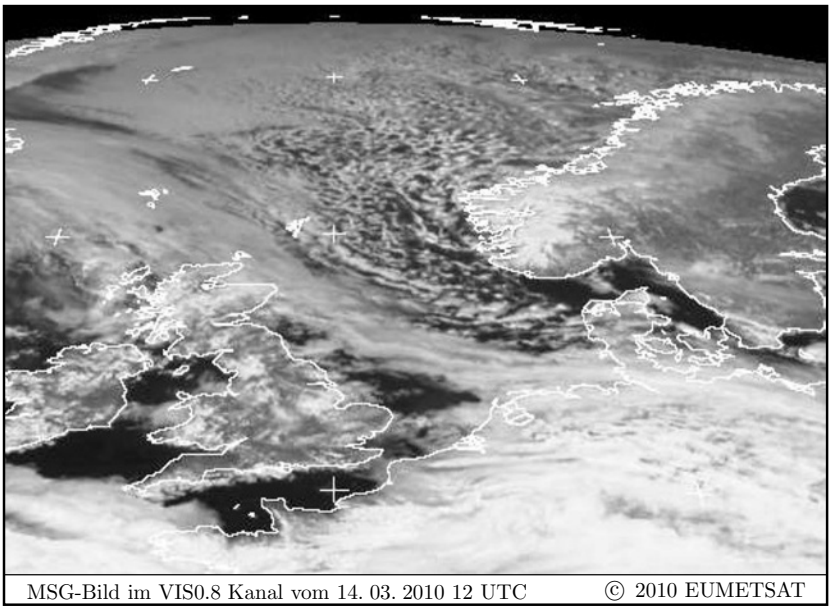


Abb. 8.9. MSG-Satellitenbild im VIS0.8 Kanal vom 14. 3. 2010 12 UTC. Quelle: `www.sat.dundee.ac.uk`

8.5.2 Ostlage

Die *Ostlagen* werden der sogenannten *meridionalen Zirkulationsform* zugeordnet. In diesen Situationen wird das Wetter in Mitteleuropa vor allem durch die Zufuhr kontinentaler Luftmassen aus Osteuropa und Russland und manchmal auch bis aus Sibirien geprägt. Aufgrund der kontinentalen Strahlungserwärmung bzw. -abkühlung ist die in Mitteleuropa ankommende Luft im Sommer sehr warm, im Winter kann sie dagegen extrem kalt sein. Da die Luftmassen auf ihrem Weg nach Mitteleuropa nicht über große Wasserflächen gelangen, sind sie entsprechend trocken.

Abbildung 8.10 zeigt die Analysekarten des Geopotentials in 500 hPa sowie die Bodendruckkarten vom 9. 3. 2010 00 UTC. Hierbei handelt es sich um eine *Nordostlage*, die ebenfalls zur Gruppe der Ostlagen gezählt wird. In der 500 hPa Karte erkennt man ein kräftiges abgeschlossenes Hoch über den Britischen Inseln. Östlich davon liegt über Europa eine ausgedehnte, sich von den Balearen bis zum Ural erstreckende Tiefdruckzone. Die Bodenkarte zeigt über Europa überall relativ hohen Luftdruck, wobei sich das Hoch über den Britischen Inseln mit dem über Weißrussland liegenden Hoch zu einer sogenannten *Hochdruckbrücke* verbunden hat. Da über dem Bodenhoch des

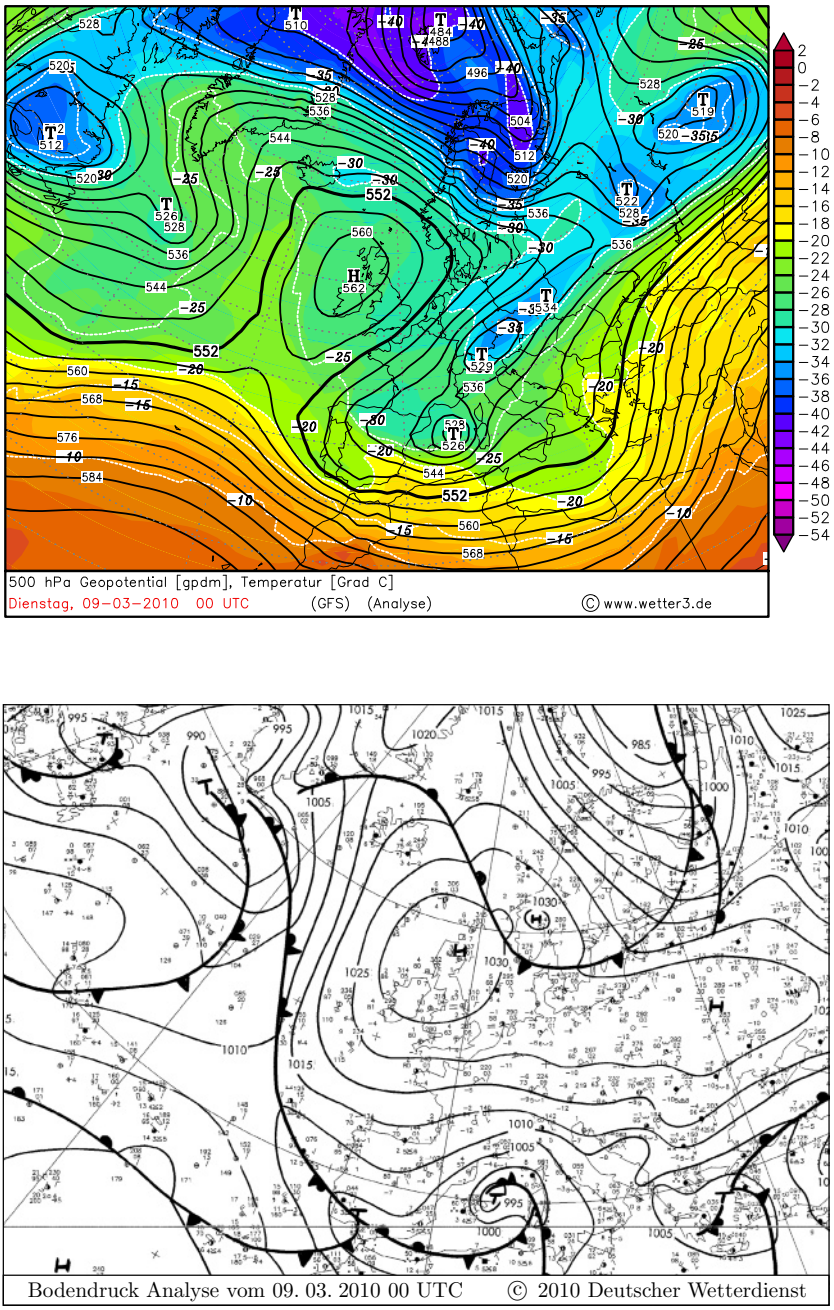


Abb. 8.10. Analysekarten vom 9. 3. 2010 00 UTC. Oben: 500 hPa Geopotential und Temperatur, unten: Bodendruck

europäischen Festlands in der Höhe tiefer Luftdruck vorherrscht, handelt es sich um ein *flaches Hoch*, das sich im Winter über dem Festland in Bodennähe bilden kann, wenn in den unteren atmosphärischen Schichten die Luft durch infrarote Strahlungsemission sehr stark abgekühlt wird. Man spricht deshalb auch von einem *Kältehoch*.

Die an das Hoch angrenzenden Tiefdruckgebiete haben keine Bedeutung für das Wettergeschehen in Mitteleuropa. Lediglich im Alpenvorland wird das Wetter von dem über dem ligurischen Meer liegenden Tief etwas beeinflusst. Der wichtigste, den Witterungscharakter in Deutschland prägende Faktor besteht in der Zufuhr extrem kalter und trockener Festlandsluft aus Russland, die an der Südflanke des Bodenhochs nach Deutschland geführt wird. Entsprechend niedrig fallen die Temperaturen an diesem Tag in ganz Deutschland aus. Obwohl es abgesehen vom Alpenvorland überall während des ganzen Tages wolkenlos war mit bis zu 11 Stunden Sonnenscheindauer, stiegen die Temperaturen in Süddeutschland nicht über 0°C, in Mittel- und Norddeutschland wurden Maximalwerte von 4°C erreicht. In der darauffolgenden wolkenlosen Nacht sanken die Temperaturen durch die strahlungsbedingte Abkühlung in ganz Deutschland auf Werte unter −10°C, in manchen Gegenden Süddeutschlands bis auf −20°C. Laut Angaben des DWD [10] liegt in Deutschland die langjährige Mitteltemperatur im März bei etwa 3.5°C, so dass die Witterung am 9. 3. 2010 als kalt bzw. sehr kalt eingestuft werden kann.

Neben den niedrigen Temperaturen fällt insbesondere die extrem geringe Feuchte auf, die die eingeflossene Festlandsluft mit sich brachte. In Süddeutschland lag die Taupunktstemperatur tagsüber bei −11°, während an der Küste Norddeutschlands immerhin noch −2°C erreicht wurden. Am eindrucksvollsten spiegelt sich der geringe Feuchtegehalt der Luft im WV6.2 Kanalbild des MSG wider (s. Abb. 8.11). Hier erkennt man einen breiten dunklen Steifen, der sich von Osteuropa über Süddeutschland bis zum Golf von Biskaya erstreckt. In diesem Bereich ist der gesamte atmosphärische Wasserdampfgehalt so gering, dass man teilweise sogar Umrisse der Alpen sehen kann. Im WV6.2 Kanal ist es nur sehr selten möglich, Strukturen der Erdoberfläche zu erkennen, da normalerweise das am Satelliten ankommende Signal praktisch ausschließlich von dem in der Troposphäre befindlichen Wasserdampf stammt (s. auch Abschn. 2.4).

Der aus Nordosten wehende Wind war im Norden schwach (1–3 bft) und nahm nach Süden hin zu. In höheren Lagen frischte er auf und wurde im Hochschwarzwald teilweise stürmisch. Von der Wetterstation Feldberg im Schwarzwald wurden nachmittags schwere Sturmböen gemeldet. Die Kombination von starkem Wind und niedriger Temperatur führt über den sogenannten *Wind-Chill Effekt* zu einer

[10] `www.dwd.de`

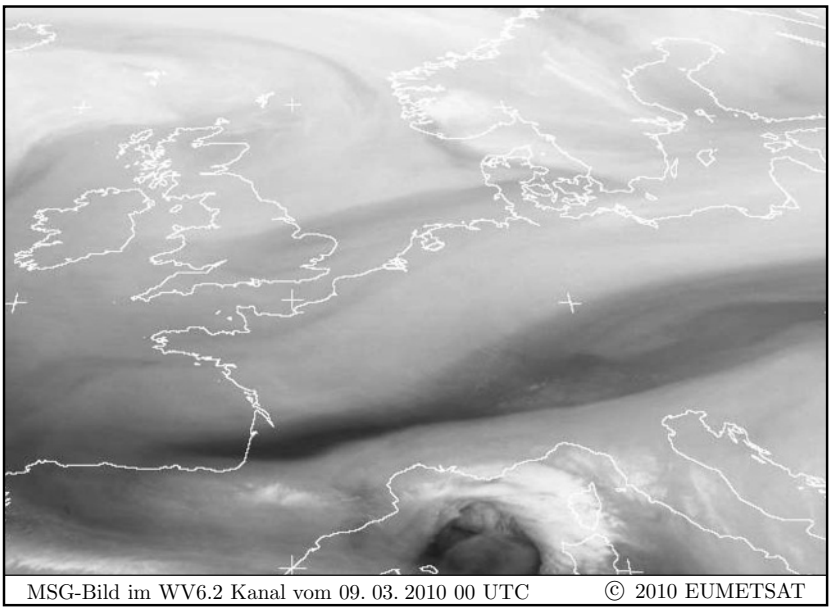


Abb. 8.11. MSG-Satellitenbild im WV6.2 Kanal vom 9. 3. 2010 00 UTC. Quelle: `www.sat.dundee.ac.uk`

als extrem kalt empfundenen Temperatur, die auch als *Wind-Chill Temperatur* bzw. *gefühlte Temperatur* bezeichnet wird. Der Wind-Chill Effekt beschreibt den Umstand, dass sich eine Person unter windigen Bedingungen schneller abkühlt als bei Windstille. Bei Temperaturen oberhalb von 7°C wird er jedoch kaum noch wahrgenommen.

8.5.3 Südwestlage

Charakteristisch für die Südwestlage ist ein Tiefdrucksystem über dem nördlichen Ostatlantik und eine Hochdruckzone, die sich über Südeuropa bis nach Westrussland erstreckt. An der zwischen beiden Druckgebilden verlaufenden Frontalzone ziehen Einzelstörungen von der Biskaya in nordöstlicher Richtung nach Skandinavien oder in das Baltikum.

Als Beispiel für eine sommerliche Südwestlage zeigt Abb. 8.12 die Analysekarten des Bodendrucks und des Geopotentials in 500 hPa vom 14. 7. 2010 00 UTC. Westlich der Britischen Inseln liegt ein hochreichendes Tief mit einer von Südirland in südwestliche Richtung bis in den Golf von Biskaya verlaufenden Kalt- und Okklusionsfront. An der Vorderseite der Front erkennt man in der Bodenkarte über den

Pyrenäen ein weiteres, jedoch auf die untere Atmosphäre beschränktes *flaches Tief*. Der in diesem Bereich vorherrschende niedrige Luftdruck ist auf die sommerliche starke Erwärmung der bodennahen Luft zurückzuführen, weshalb man in diesem Zusammenhang auch von einem *Hitzetief* spricht.

Mit der südwestlichen Strömung gelangte sehr warme und feuchte tropische Luft aus dem Azorenraum nach Mitteleuropa. Im Tagesverlauf erreichte die Front das europäische Festland. Häufig bildet sich im Sommer in der vor einer Kaltfront liegenden schwülwarmen Luft eine weitgehend parallel zur Front verlaufende *Konvergenzlinie* oder ein Hitzetief. Dort können heftige Wärmegewitter entstehen, die sich mitunter zu sogenannten *mesoskaligen konvektiven Systemen* (Mesoscale Convective System, MCS) organisieren (s. auch Abschn. 13.2).

Am Nachmittag erreichte die Gewitterfront den Westen Deutschlands. Abbildung 8.13 zeigt das Satellitenbild von 17 UTC im sichtbaren Kanal des polarumlaufenden Satelliten NOAA 15. Die Gewitterlinie verläuft in nord-südlicher Richtung etwa entlang des Rheins. Im Satellitenbild erkennt man die Front sehr gut an den hochreichenden Obergrenzen der Gewitterzellen, die aus dem breiten, über dem Westen Deutschlands liegenden Wolkenband herausragen, an ihrer Westseite von der Sonne angestrahlt werden (sehr helle Pixel) und an ihrer östlichen Seite Schatten werfen (sehr dunkle Pixel). Über Nordrhein-Westfalen ist das MCS linienhaft organisiert. Die mesoskalige linienhafte Anordnung von Gewitterzellen wird auch als *Squall Line* bezeichnet. Über dem Schwarzwald, der Schweiz und Frankreich erkennt man eher kreisförmige Strukturen der MCS.

Vor dem Eintreffen der Gewitterfront war es in Deutschland überall sonnig und heiß mit Tageshöchsttemperaturen von mehr als 33°C. Am Oberrhein wurden teilweise 37°C erreicht. Auch nachts sank die Temperatur vielerorts nicht unter 20°C, was dann als *tropische Nacht* bezeichnet wird. Um 12 UTC betrug im 850 hPa Niveau die Temperatur im norddeutschen Flachland 15°C, in Süddeutschland bis zu 24°C. In 500 hPa lag die Temperatur in ganz Deutschland bei −10°C. Die Temperaturunterschiede zwischen Erdoberfläche und dem 500 hPa Niveau von deutlich mehr als 40°C deuten auf ein hohes Potential zur Bildung von Gewittern hin. [11] Der Wind wehte schwach aus südlichen Richtungen.

In der am Abend den Westen Deutschlands überquerenden Squall Line kam es zu heftigen Gewittern mit Starkniederschlägen und teilweise Hagelbildung. Gegen 16.45 UTC erreichte die Gewitterfront das Meteorologische Institut der Universität Bonn (MIUB). Die dort am

[11] Auf die näheren Zusammenhänge zwischen thermischer Schichtung der Atmosphäre und der Wahrscheinlichkeit zur Gewitterbildung wird in Abschn. 13.1 eingegangen.

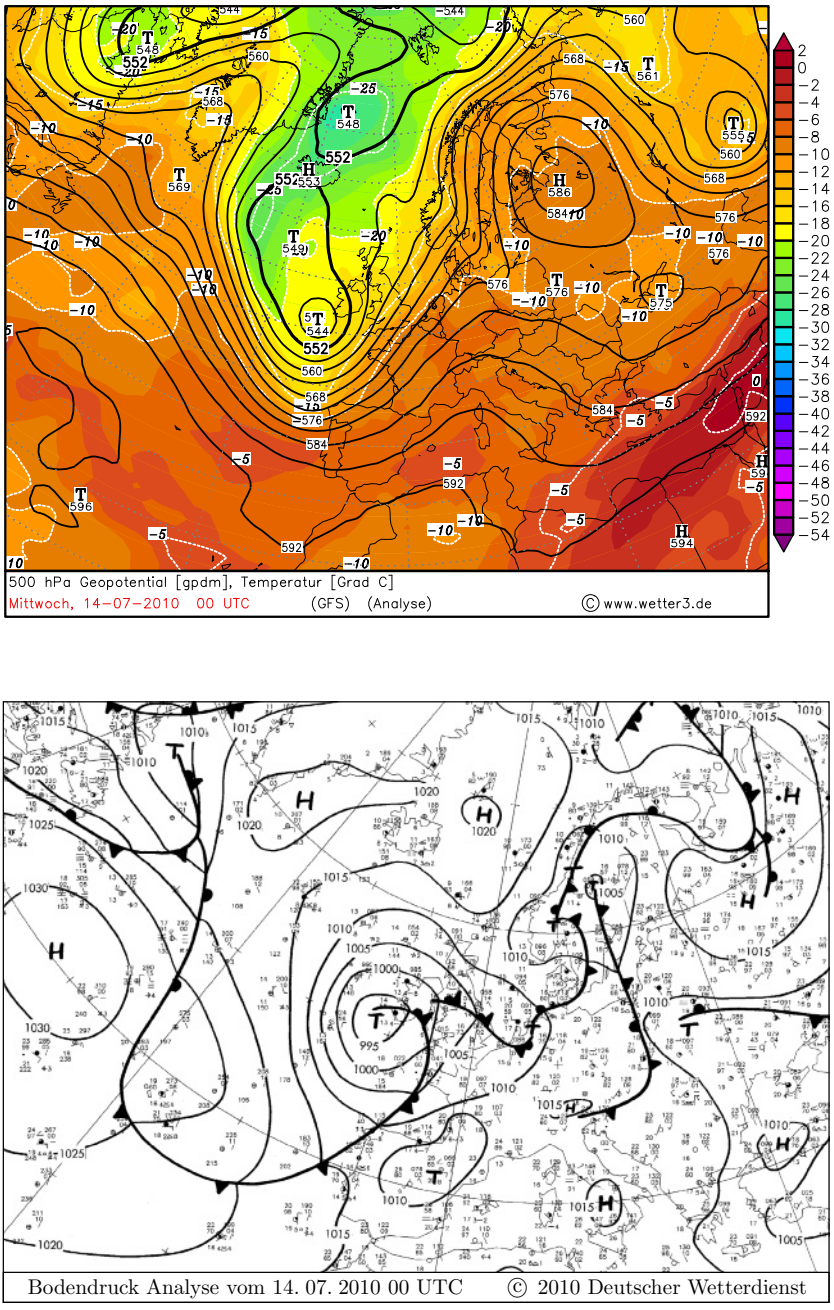


Abb. 8.12. Analysekarten vom 14. 7. 2010 00 UTC. Oben: 500 hPa Geopotential und Temperatur, unten: Bodendruck

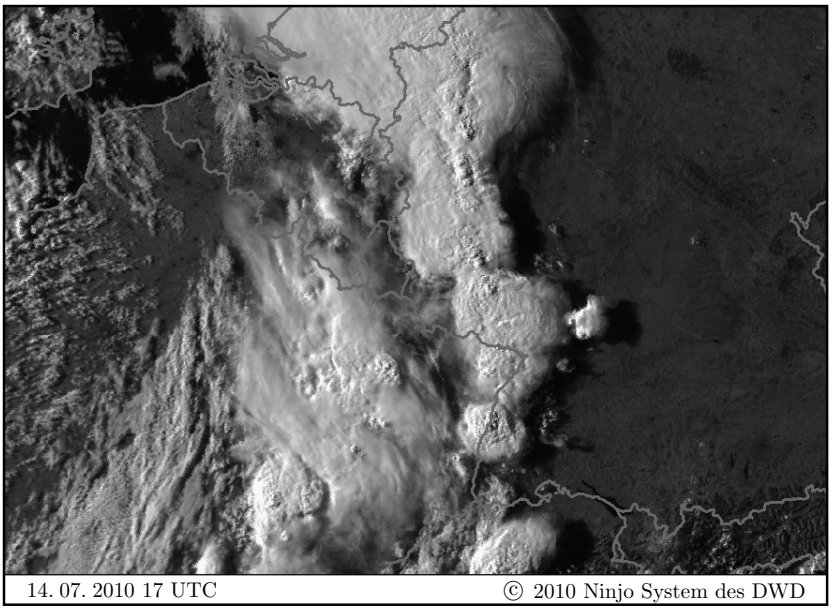


Abb. 8.13. Satellitenbild des sichtbaren Kanals von NOAA 15 vom 14. 7. 2010 17 UTC

14. 7. 2010 gemessenen Werte von Temperatur, Taupunkt, Luftdruck (unreduziert) und Windstärke sind in Abb. 8.14 wiedergegeben. Zwischen 16.42 und 17.12 UTC sank die Temperatur von 33°C auf etwas unter 20°C ab, wobei innerhalb der ersten vier Minuten ein Temperatursturz von 6°C beobachtet wurde. Die Taupunktstemperatur blieb während des Tages weitgehend konstant, mit Auftreten des Gewitters stieg sie sogar etwas an. Dies ist ein Indiz dafür, dass es sich nicht um den Durchzug einer Kaltfront handelt, hinter der normalerweise die Taupunktstemperatur deutlich absinkt. Der leichte Anstieg der Taupunktstemperatur nach Einsetzen des Gewitters resultierte aus der Verdunstung des Niederschlags.

Die Druckkurve zeigt einen kontinuierlichen Druckabfall von 1001 hPa vor Sonnenaufgang bis auf 993 hPa unmittelbar vor Eintreffen der Gewitterfront. Der Druckfall ist auf die starke Erwärmung während des Tages und die damit verbundene Bildung des Hitzetiefs zurückzuführen. Zwischen 16.40 und 16.44 UTC kam es zu einem plötzlichen Druckanstieg von 993.5 hPa auf 996 hPa, im gleichen Zeitraum wurden die ersten starken Windböen von bis zu 58 km h^{-1} registriert. Die Ursache hierfür liegt in den starken Wolkenabwinden, den sogenannten *Downdrafts*, die ein charakteristisches Merkmal starker Gewitter darstellen. Im äußersten Westen Deutschlands wurden beim Durchzug

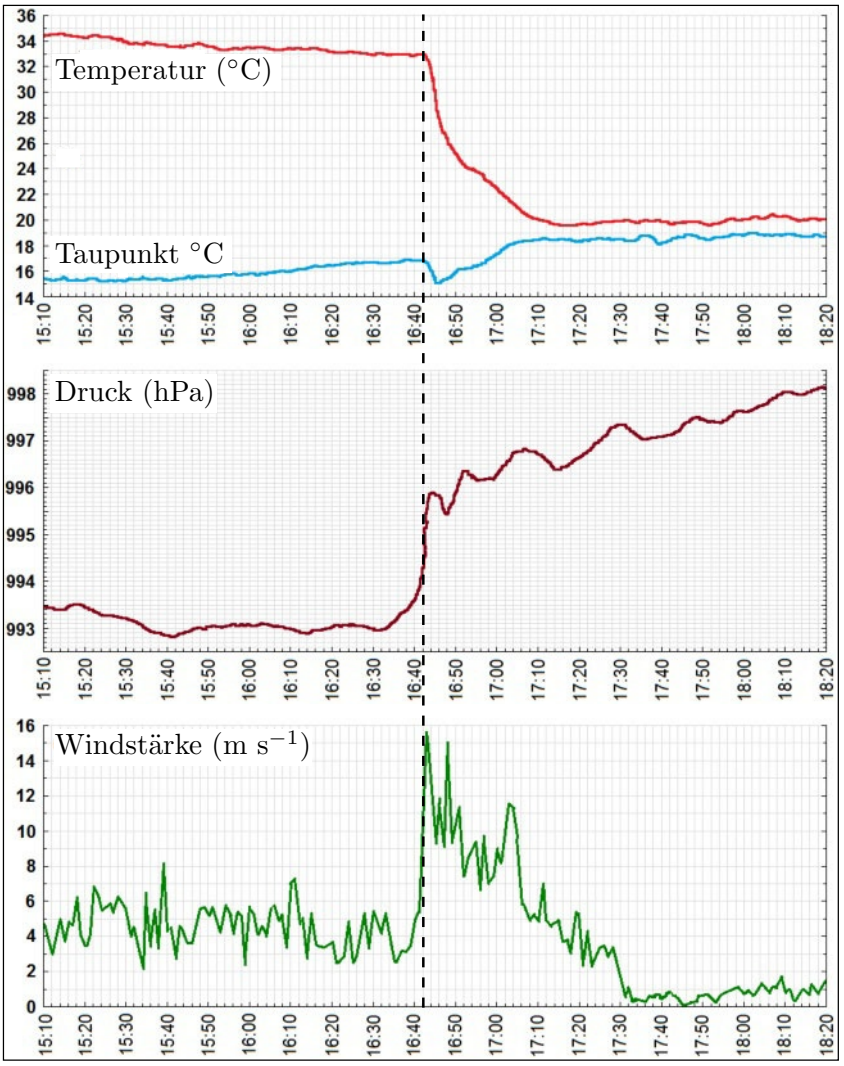


Abb. 8.14. Messungen von Temperatur, Taupunkt, Druck und Wind am Meteorologischen Institut der Universität Bonn vom 14. 7. 2010

der Squall Line vereinzelt Orkanböen bis zu 120 km h^{-1} gemessen. Die Gewitterfront zog relativ schnell nach Osten weiter, so dass am MIUB insgesamt nur eine eher geringe Niederschlagsmenge von etwas mehr als 4 mm gemessen wurde.

Nach dem Durchzug der Squall Line drehte der Wind auf westliche Richtungen und frischte böig auf, insgesamt jedoch beruhigte sich das Wetter zunächst. Im Vergleich zur Gewitterfront machte sich der an-

schließende Durchzug der eigentlichen Kaltfront kaum noch in Form stärkerer Abkühlung oder intensiverer Niederschläge bemerkbar. Es ist ein insbesondere im Sommer häufig beobachtetes Phänomen, dass beim Durchzug einer Kaltfront sich die eigentlich wetterwirksamen Prozesse an der vor der Front laufenden Konvergenzlinie abspielen, während die Kaltfront selbst vergleichsweise geringe Effekte mit sich bringt. In den darauffolgenden Tagen blieb die schwülwarme Südwestlage weiterhin bestehen, so dass es erneut deutschlandweit zu starken Gewittern kam Auf die dynamischen Eigenschaften von Squall Lines wird in Abschn. 13.2 näher eingegangen.

Auch im Winter sind Südwestlagen durch einen ungewöhnlich milden Witterungscharakter geprägt, da auch in dieser Jahreszeit die aus dem Azorenraum nach Mitteleuropa strömende maritime Luft sehr mild ist. Insbesondere in Westdeutschland können selbst im Januar die Temperaturen teilweise frühlingshafte Werte von mehr 10°C erreichen, so dass die Niederschläge bis in die höheren Lagen der Mittelgebirge als Regen fallen und eine eventuell vorhandene Schneedecke relativ schnell abschmilzt.

Kapitel 9
Europäische Großwetterlagen

Am Ende des vorangehenden Kapitels wurde anhand einiger Beispiele demonstriert, dass großräumige Luftmassentransporte nach Mitteleuropa häufig mit dem Auftreten typischer Wetterlagen verbunden sind und diese in ihrer thermodynamischen Struktur wesentlich prägen können. Aufgrund solcher Beobachtungen wurden bereits Anfang des letzten Jahrhunderts Versuche unternommen, das Wetter in unterschiedliche *Großwetterlagen* einzuteilen. Wegen der damals noch fehlenden Höhenbeobachtungen konnte dies zunächst jedoch nur bedingt gelingen, da der Witterungscharakter sehr stark durch die Höhenströmung geprägt wird. Unter der Leitung von F. Baur entstand zwischen 1941 und 1943 erstmals ein sogenannter *Kalender der Großwetterlagen Europas* (Baur et al. 1944). Baur (1963) definierte die Großwetterlage wie folgt: *"Unter Großwetterlage versteht man die während mehrerer Tage im wesentlichen gleichbleibenden und für die Witterung in den einzelnen Teilgebieten maßgebenden Züge des Gesamtzustandes der Lufthülle in dem betrachteten Großraume. Sie wird gekennzeichnet durch die mittlere Luftdruckverteilung im Meeresniveau und in der mittleren Troposphäre, erstreckt über einen Raum von mindestens der Größe Europas einschließlich des östlichen Nordatlantik."*

Als charakteristische Merkmale bestimmter Großwetterlagen wurden die geographische Lage von steuernden Druckzentren sowie der Verlauf von *Frontalzonen* herangezogen. Obwohl zum damaligen Zeitpunkt schon bekannt war, dass die Großwetterlagen vor allem von der Höhenströmung beeinflusst werden, wurden trotzdem in erster Linie die Bodendruckverteilungen bei der Einteilung der verschiedenen Typen herangezogen. Dadurch gelang es, auch die Wetterlagen früherer Zeiten, bei denen noch keine Höhenbeobachtungen vorlagen, in die statistischen Untersuchungen mit einzubeziehen.

Basierend auf den Arbeiten von Baur et al. (1944) und Baur (1947) veröffentlichten Hess und Brezowsky (1952) den *Katalog der Großwetterlagen Europas*, der die Großwetterlagen aller Tage zwischen 1881 und 1950 beinhaltete. Dieser Katalog wurde in den folgenden Jahren mehrfach überarbeitet (Hess und Brezowsky 1969, 1977). Gersten-

A. Bott, *Synoptische Meteorologie*,
DOI 10.1007/978-3-642-25122-1_9, © Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2012

garbe und Werner (1993, 1999, 2005) setzten die Arbeiten von Hess und Brezowsky fort und präsentierten ausführliche Beschreibungen sowie detaillierte statistische Auswertungen der raumzeitlichen Strukturen europäischer Großwetterlagen. Die letzte überarbeitete Auflage dieser Arbeiten erschien als Report No. 119 des Potsdam-Instituts für Klimafolgenforschung (PIK) (Werner und Gerstengarbe 2010) [1] . Die von Baur ursprünglich eingeführte Einteilung in 21 Großwetterlagen wurde im Laufe der Jahre erweitert und besteht heute aus 29 verschiedenen europäischen Großwetterlagen. Diese werden im Folgenden vorgestellt und kurz diskutiert. Die Ausführungen sind weitgehend aus dem Bericht von Werner und Gerstengarbe (2010) übernommen worden.

9.1 Großwetterlagen, -typen und Zirkulationsformen

In Tabelle 9.1 sind die Namen und gängigen Abkürzungen der europäischen Großwetterlagen zusammengefasst. Bei einigen Wetterlagen wird zwischen zyklonal und antizyklonal geprägtem Witterungscharakter unterschieden, wobei sich diese Merkmale jeweils auf Mitteleuropa beziehen. Weiterhin erweist es sich als sinnvoll, die Großwetterlagen in drei Gruppen unterschiedlicher Zirkulationsformen zu unterteilen. Man unterscheidet zwischen der *zonalen* (ZZ), der *gemischten* (GZ) und der *meridionalen Zirkulationsform* (MZ).

Die zonale Zirkulationsform ist dadurch gekennzeichnet, dass zwischen einem hochreichenden subtropischen Hoch und einem ebenfalls hochreichenden subpolaren Tief über dem Nordatlantik relativ milde und feuchte Meeresluft in vornehmlich zonaler Richtung nach Osten transportiert wird. Dieser Zirkulationsform werden somit alle Westlagen zugeordnet. Zur gemischten Zirkulationsform zählt man solche Wetterlagen, bei denen sowohl meridionale als auch zonale Strömungskomponenten eine Rolle spielen, wie beispielsweise die Südwest- und die Nordwestlage. Charakteristisch ist hierbei, dass sich die steuernden Hochdruckzentren gegenüber der Westlage deutlich nach Norden verschoben haben und zwar über den Nordatlantik (NWa, NWz) [2] , über Mitteleuropa (HM, BM) oder über Osteuropa (SWa, SWz). Die meridionale Zirkulationsform umfasst alle Troglagen mit nord-südlicher Achsenausrichtung sowie die *blockierenden Hochdrucklagen*. Die Nordost- und Südostlagen werden ebenfalls zu dieser Zirkulationsform gezählt, da sie vor allem durch den blockierenden Charakter der dazugehörigen nord- oder osteuropäischen Antizyklonen geprägt sind.

[1] erhältlich unter `www.pik-potsdam.de`

[2] Die Abkürzungen der verschiedenen Großwetterlagen sind in Tabelle 9.1 wiedergegeben.

Tabelle 9.1. Die europäischen Großwetterlagen und Zirkulationsformen mit Abkürzungen sowie die Nummern der dazugehörigen Abbildungen. Nach Werner und Gerstengarbe (2010)

Abb.	Bezeichnung	Abkürzung
	Zonale Zirkulationsform (ZZ)	
9.1	Westlage, antizyklonal	Wa
9.2	Westlage, zyklonal	Wz
9.3	Südliche Westlage	Ws
9.4	Winkelförmige Westlage	Ww
	Gemischte Zirkulationsform (GZ)	
9.5	Südwestlage, antizyklonal	SWa
9.6	Südwestlage, zyklonal	SWz
9.7	Nordwestlage, antizyklonal	NWa
9.8	Nordwestlage, zyklonal	NWz
9.9	Hoch Mitteleuropa	HM
9.10	Hochdruckbrücke Mitteleuropa	BM
9.11	Tief Mitteleuropa	TM
	Meridionale Zirkulationsform (MZ)	
9.12	Nordlage, antizyklonal	Na
9.13	Nordlage, zyklonal	Nz
9.14	Hoch Nordmeer-Island, antizyklonal	HNa
9.15	Hoch Nordmeer-Island, zyklonal	HNz
9.16	Hoch Britische Inseln	HB
9.17	Trog Mitteleuropa	TrM
9.18	Nordostlage, antizyklonal	NEa
9.19	Nordostlage, zyklonal	NEz
9.20	Hoch Fennoskandien, antizyklonal	HFa
9.21	Hoch Fennoskandien, zyklonal	HFz
9.22	Hoch Nordmeer-Fennoskandien, antizyklonal	HNFa
9.23	Hoch Nordmeer-Fennoskandien, zyklonal	HNFz
9.24	Südostlage, antizyklonal	SEa
9.25	Südostlage, zyklonal	SEz
9.26	Südlage, antizyklonal	Sa
9.27	Südlage, zyklonal	Sz
9.28	Tief Britische Inseln	TB
9.29	Trog Westeuropa	TrW

Tabelle 9.2. Zirkulationsformen und Großwettertypen sowie deren jährliche relative Häufigkeit. Nach Werner und Gerstengarbe (2010)

Zirkulationsform	Großwettertyp	Großwetterlage	Häufigkeit (%)
ZZ	West	Wa, Wz, Ws, Ww	26.92
	Südwest	SWa, SWz	5.01
	Nordwest	NWa, NWz	8.46
	Hoch Mitteleuropa	HM, BM	16.60
	Tief Mitteleuropa	TM	2.46
GZ			32.53
	Nord	Na, Nz, HNa, HNz, HB, TrM	15.93
	Nordost	NEa, NEz	4.09
	Ost	HFa, HFz, HNFa, HNFz	7.77
	Südost	SEa, SEz	3.63
	Süd	Sa, Sz, TB, TrW	8.30
MZ			39.70

Da einige Großwetterlagen nur relativ selten auftreten, erscheint es für statistische Auswertungen sowie aufgrund der Verwandtschaft einzelner Großwetterlagen zweckmäßig, neben den drei Zirkulationsformen noch eine Einteilung in unterschiedliche Großwettertypen vorzunehmen (s. Tabelle 9.2). In dieser Tabelle ist ebenso die relative jährliche Häufigkeit für das Auftreten der einzelnen Großwettertypen wiedergegeben. Hieraus ist zu erkennen, dass im jährlichen Mittel der Westlagentyp mit etwa 26.9 % am häufigsten auftritt. Ihm folgt der Typ Hoch Mitteleuropa (16.6 %) und die Nordlagen (15.9 %). Die übrigen Großwettertypen treten mit relativen Häufigkeiten von weniger als 10 % auf, wobei des Tief Mitteleuropa mit 2.5 % am seltensten vorkommt.

In Tabelle 9.3 ist eine feinere Einteilung von Großwetterlagen(GWL) und Zirkulationsformen in monatliche Häufigkeiten zu finden. Eine geringe Anzahl von Tagen (weniger als 1 %) kann keiner Großwetterlage zugeordnet werden, und wird als Übergangsphase zwischen zwei Wetterlagen angesehen. Betrachtet man die monatliche Aufteilung der Häufigkeiten einzelner Großwetterlagen, dann erkennt man, dass die meisten Großwetterlagen einen deutlichen Jahresgang ihrer Auftrittshäufigkeit aufweisen. Die beiden am häufigsten auftretenden Großwetterlagen sind die zyklonale Westlage mit 15.70 % sowie das Hoch Mit-

Tabelle 9.3. Relative Häufigkeiten der einzelnen Großwetterlagen und Zirkulationsformen in % für den Zeitraum 1881–2008. U: Übergangslagen. Nach Werner und Gerstengarbe (2010)

GWL	Monat												Jahr
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	
Wa	6.15	4.13	4.69	3.65	3.40	5.70	7.74	8.85	8.12	7.13	4.95	4.71	5.77
Wz	16.46	14.87	13.76	11.07	11.09	16.17	19.20	20.16	15.16	15.10	16.02	19.35	15.70
Ws	4.11	5.30	4.84	2.37	1.13	2.14	1.39	1.69	0.91	3.40	2.94	6.33	3.05
Ww	3.53	1.98	2.87	1.80	0.96	2.14	1.36	1.97	1.93	1.94	4.30	3.83	2.38
ZZ	30.24	26.28	26.16	18.88	16.58	26.15	29.69	32.66	26.12	27.57	28.20	34.22	26.92
SWa	3.30	2.59	2.60	1.85	1.66	1.61	1.21	1.99	2.03	3.63	3.05	3.12	2.39
SWz	4.18	2.43	1.84	2.16	2.82	1.38	1.76	1.71	2.29	4.61	3.75	2.52	2.62
NWa	2.72	3.29	3.35	2.53	2.87	5.31	7.33	5.19	3.91	1.99	3.91	2.44	3.74
NWz	5.57	5.61	4.99	4.61	2.90	3.85	6.85	4.69	4.04	2.95	4.77	5.90	4.73
HM	11.47	11.24	8.64	5.65	7.54	8.02	8.44	8.17	12.11	10.36	6.07	8.97	8.89
BM	6.02	6.89	5.90	7.29	5.49	6.51	7.64	9.63	9.69	8.52	9.69	9.38	7.72
TM	2.14	2.68	2.95	4.17	3.50	2.01	2.12	1.92	2.03	2.09	2.55	1.36	2.46
GZ	35.41	34.74	30.27	28.26	26.79	28.70	35.36	33.29	36.09	34.15	33.78	33.69	32.53
Na	0.43	0.39	0.91	0.73	2.14	2.16	1.26	1.29	0.57	0.08	0.47	0.66	0.92
Nz	2.62	2.29	3.00	4.01	4.39	4.32	2.19	2.55	2.40	1.89	2.29	1.81	2.81
HNa	1.79	2.23	2.02	5.05	5.17	5.60	2.80	2.80	3.49	2.52	1.61	1.92	3.08
HNz	1.08	1.12	1.66	1.98	2.97	1.88	1.41	0.86	0.47	1.71	0.55	0.76	1.37
HB	2.42	4.13	3.48	4.38	3.23	4.51	2.85	2.22	4.14	3.18	2.53	2.32	3.29
TrM	3.65	4.44	4.99	6.02	3.78	4.09	4.79	3.35	4.71	3.78	5.81	4.21	4.47
NEa	0.98	1.67	2.34	2.21	3.98	4.77	3.40	3.18	1.80	0.86	0.42	0.60	2.18
NEz	1.61	1.06	1.59	3.23	3.12	2.92	1.99	2.09	2.32	0.98	0.70	1.36	1.91
HFa	4.39	4.60	4.69	3.49	3.81	1.90	2.44	3.65	3.49	4.01	2.66	3.81	3.58
HFz	1.06	1.51	1.18	1.56	1.13	0.65	0.83	0.93	0.68	0.86	1.43	1.21	1.09
HNFa	0.81	1.93	0.81	1.74	4.79	1.74	1.31	0.68	0.76	1.13	0.57	0.60	1.41
HNFz	1.84	2.04	3.07	3.05	2.90	1.59	1.11	0.96	0.86	0.71	1.69	0.50	1.69
SEa	2.44	2.20	3.30	2.37	2.42	0.78	0.40	0.23	1.74	4.41	3.33	2.42	2.17
SEz	2.80	3.29	2.87	1.90	1.08	0.26	0.00	0.13	0.89	1.31	1.35	1.59	1.46
Sa	3.02	1.65	1.94	1.61	1.16	0.36	0.13	0.50	2.50	3.43	3.78	2.07	1.85
Sz	1.01	1.79	0.86	0.57	0.00	0.08	0.00	0.00	0.36	1.31	1.82	1.94	0.81
TB	0.98	1.31	1.31	2.79	4.01	1.93	2.87	3.73	1.85	1.97	1.90	1.92	2.21
TrW	0.96	1.65	2.60	4.95	5.29	4.27	4.18	4.23	3.93	3.10	4.11	1.81	3.42
MZ	33.97	39.29	42.62	51.64	55.37	43.80	33.97	33.37	36.95	37.22	37.03	31.50	39.70
U	0.38	0.56	0.96	1.22	1.26	1.35	0.98	0.68	0.83	1.06	0.99	0.58	0.90

teleuropa mit 8.89 % im Jahresdurchschnitt. Aus dem Jahresgang dieser beiden Großwetterlagen sieht man, dass ihr maximales Auftreten (August bzw. September) etwa doppelt so häufig ist wie das minimale Auftreten (April). An dritter Stelle findet man die Hochdruckbrücke Mitteleuropa mit einer mittleren jährlichen Häufigkeit von 7.72 %. Die restlichen Großwetterlagen treten mit Häufigkeiten zwischen etwa 1 % und 5.8 % auf. Bezüglich der verschiedenen Zirkulationsformen ergibt sich, dass die zonale Zirkulation in 26.92 % und die gemischte Zirkulation in 32.53 % aller Fälle auftreten, während die meridionale Zirkulation einen Anteil von 39.70 % aufweist. Alle drei Zirkulationsformen besitzen keinen einheitlichen Jahresgang.

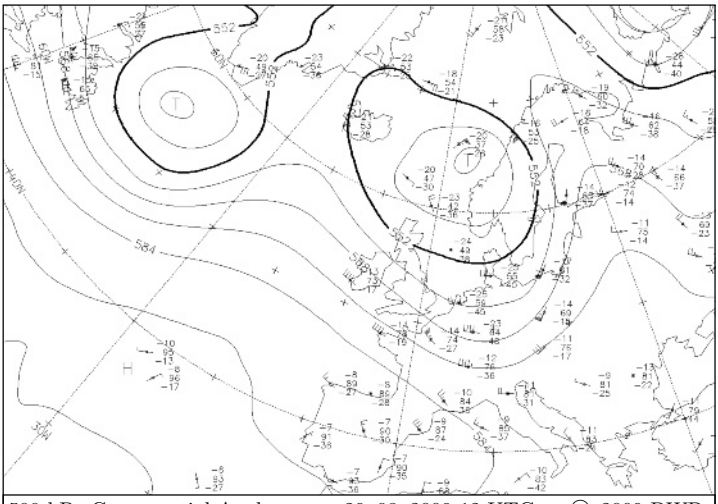
Auf detailliertere statistische Untersuchungen der unterschiedlichen Großwetterlagen und insbesondere daraus ableitbare Klimainformationen wird an dieser Stelle verzichtet. Stattdessen wird auf die Originalarbeit von Werner und Gerstengarbe (2010) verwiesen, wo eine umfangreiche Diskussion der Ergebnisse zu finden ist.

9.2 Beispiele europäischer Großwetterlagen

In den Abbildungen 9.1–9.29 sind für jede Großwetterlage beispielhaft typische Wetterkarten wiedergegeben, und zwar jeweils die 500 hPa Karte sowie die Bodenkarte. Hierbei handelt es sich um Analysekarten des Deutschen Wetterdienstes aus den Jahren 2006–2010. Die gezeigten Kartenausschnitte entsprechen etwa dem Definitionsgebiet der europäischen Großwetterlagen. In den Legenden der Abbildungen sind die wichtigsten charakteristischen Merkmale der einzelnen Wetterlagen beschrieben. Ebenso werden verwandte Großwetterlagen sowie die Monate mit dem statistisch häufigsten bzw. seltensten Vorkommen erwähnt. Die Texte sind mit Änderungen aus Werner und Gerstengarbe (2010) entnommen.

Über das Internetportal des DWD [3] sind die einzelnen europäischen Großwetterlagen ab dem Jahr 2002 zu finden. Hier sind ebenfalls umfangreiche statistische Analysen zu deren Häufigkeit, sowie Monatsmittelwerte verschiedener Parameter, Niederschlagssummen, Temperaturanomalien etc. angegeben.

[3] `www.dwd.de`



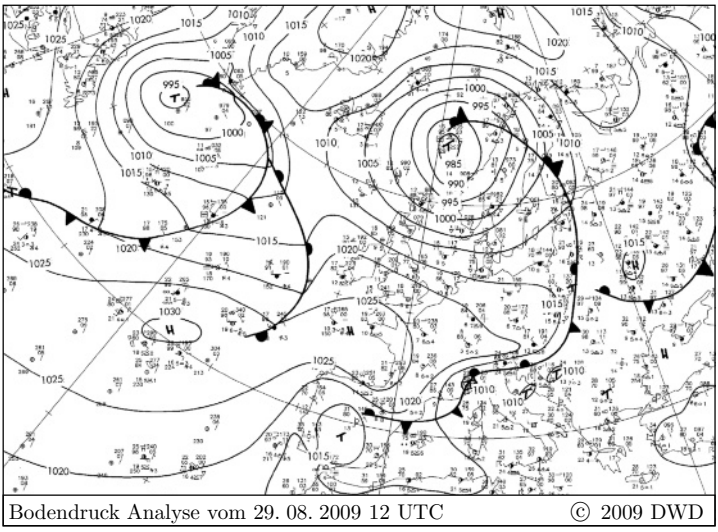


Abb. 9.1. *Westlage, überwiegend antizyklonal* (Wa)
In der relativ weit im Norden liegenden Frontalzone wandern Einzelstörungen vom Seegebiet westlich Schottlands über den Norden der Britischen Inseln und Südskandinaviens hinweg in Richtung Baltikum. Ihre Frontausläufer greifen nur zeitweise und oft abgeschwächt auf Mitteleuropa über. Das zentrale Boden- und Höhentief liegt meist nördlich von 65°N. Das mit seinem Kern nördlich der Inselgruppe liegende Azorenhoch reicht mit einem Keil bis weit nach Süddeutschland hinein. Verwandte GWL: Wz, BM. Maximum: August, Minimum: Mai.

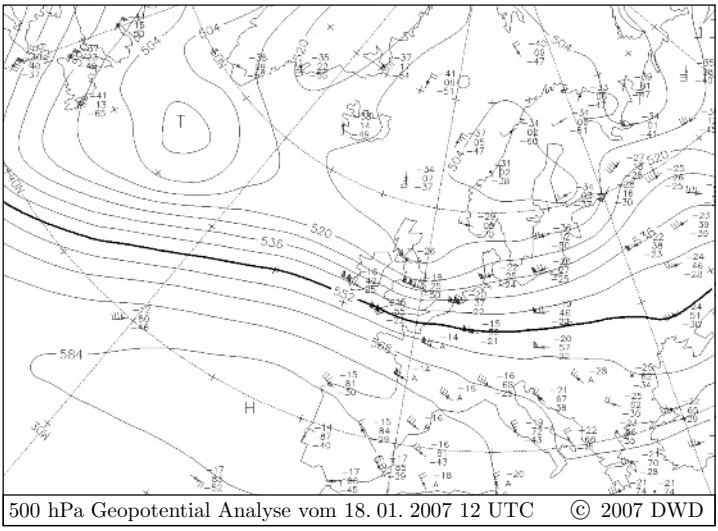
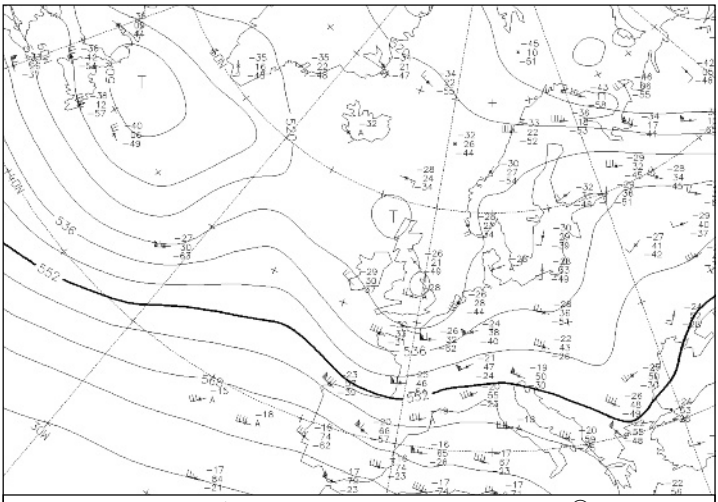


Abb. 9.2. *Westlage, überwiegend zyklonal* (Wz)
Einzelstörungen wandern mit eingelagerten Zwischenhochs oder Hochdruckkeilen in einer in normaler Lage befindlichen Frontalzone vom Seegebiet westlich Irlands über die Britischen Inseln, Nord- und Ostsee hinweg nach Osteuropa und biegen dann, besonders im Winter, nach Nordosten um. Das steuernde Zentraltief liegt meist nördlich von 60°N. Das in normaler Lage befindliche Azorenhoch reicht oft mit einem Ausläufer bis nach Südfrankreich oder sogar bis in den Alpenraum. Oberitalien bleibt meistens antizyklonal beeinflusst. Verwandte GWL: Ws, Wa. Maximum: August, Minimum: April.



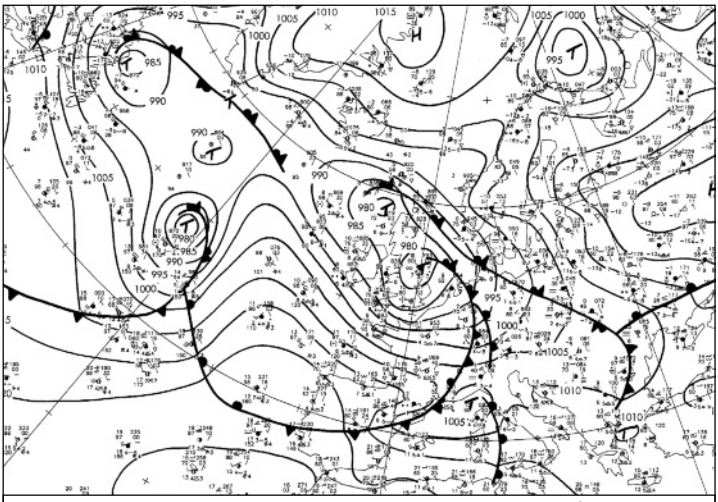
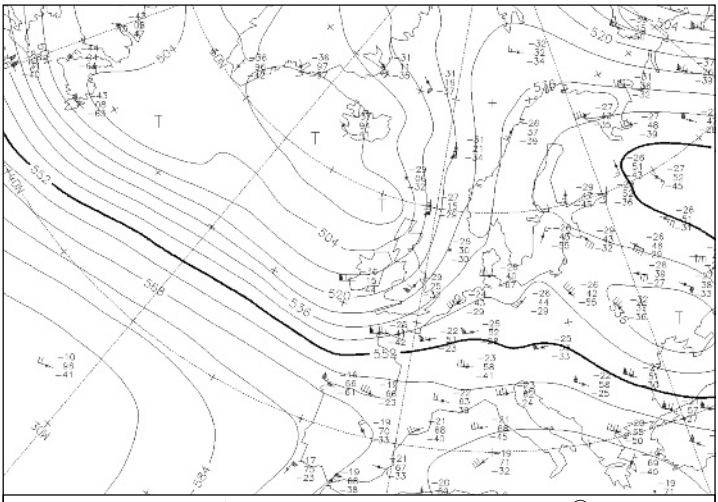


Abb. 9.3. *Südliche Westlage* (Ws)
Einzelstörungen wandern in einer weit nach Süden verschobenen Frontalzone vom Seegebiet südwestlich Irlands über die Biskaya, Frankreich, mittleres Deutschland, nach Osteuropa und biegen dort nordwärts um. Der zyklonale Einfluss erstreckt sich dabei oft bis zum nordöstlichen Teil des Mittelmeers. Der Kern des zentralen Bodentiefs liegt meist südlich von 60°N, so dass der nördliche Nordatlantik und Teile des Nordmeers vielfach unter dem Einfluss eines kalten Polarhochs stehen. Verwandte GWL: HFz, HNFz, Wz. Maximum: Dezember, Minimum: September.



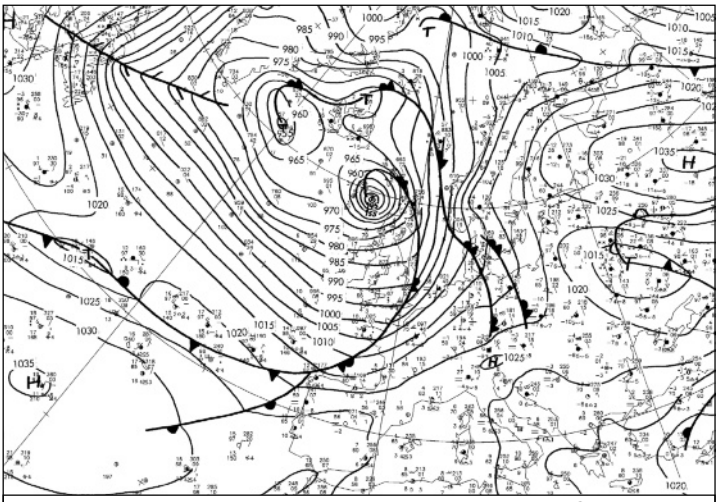


Abb. 9.4. *Winkelförmige Westlage* (Ww)
Ausgeprägte, meist zwischen 50–60°N verlaufende Frontalzone, die über Mitteleuropa an der Westflanke eines *blockierenden russischen Hochs* scharf nach Norden umbiegt. Die atlantischen Störungen überqueren das westliche Europa und werden östlich der Elbe stationär. Das östliche Mitteleuropa liegt dabei im Einflussbereich des kontinentalen Hochs. Verwandte GWL: SEz, HFa, SEa. Maximum: November, Minimum: Mai.

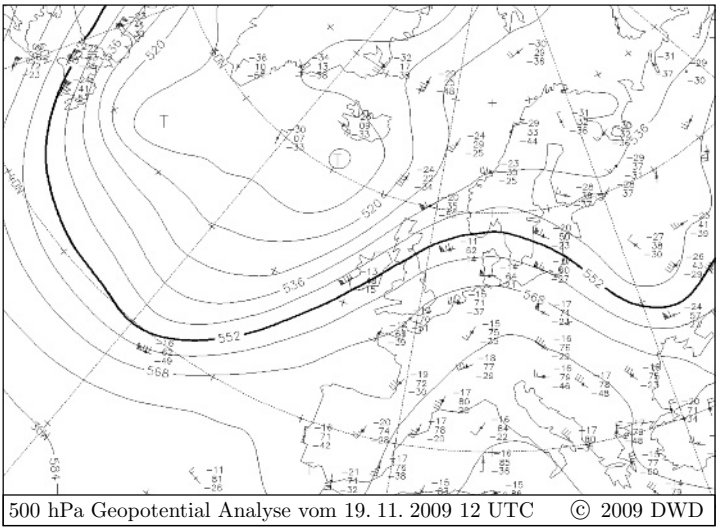
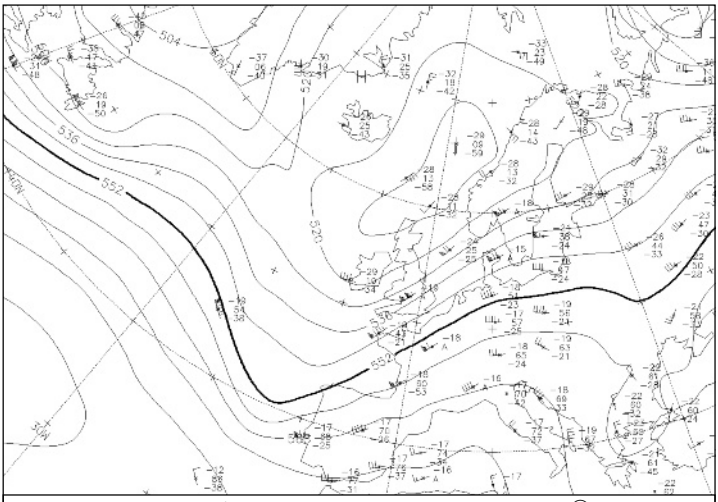


Abb. 9.5. *Südwestlage, überwiegend antizyklonal* (SWa)
Zwischen einer Hochdruckzone über Südeuropa und Westrussland sowie einem Tiefdrucksystem über dem mittleren Nordatlantik und dem westlichen Nordmeer erstreckt sich eine von Südwest nach Nordost gerichtete Frontalzone, die vom Seegebiet südwestlich Irlands bis ins Baltikum reicht. Die nordostwärts ziehenden Einzelstörungen streifen nur das westeuropäische Küstengebiet, während der größte Teil Mitteleuropas unter antizyklonalem Einfluss steht. Verwandte GWL: SWz, HM. Maximum: Oktober, Minimum: Mai.



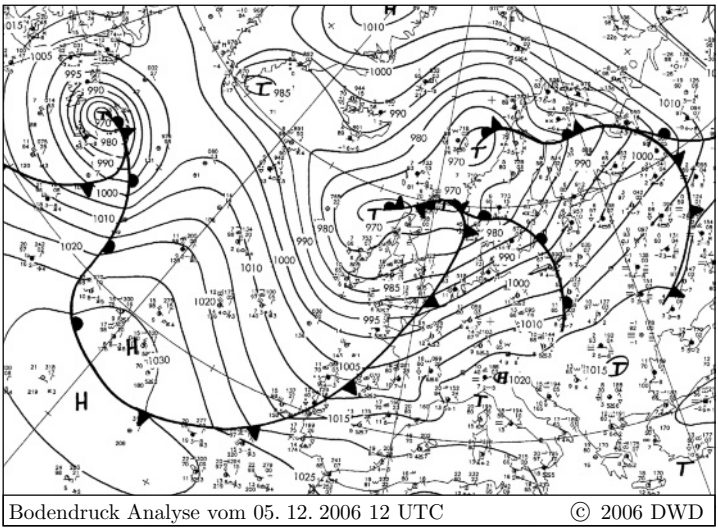
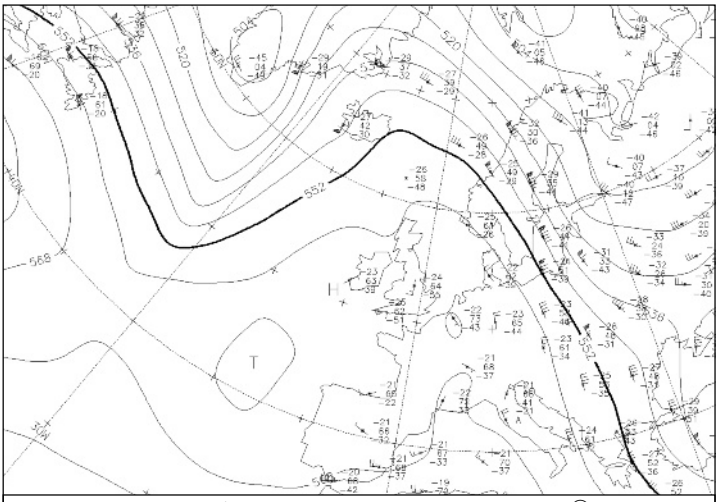


Abb. 9.6. *Südwestlage, überwiegend zyklonal* (SWz)
Zwischen hohem Luftdruck über der Ukraine mit einem Ausläufer zum Mittelmeer und nach Nordafrika sowie tiefem Druck über dem mittleren Nordatlantik bis Irland verläuft eine nordostwärts gerichtete Frontalzone vom Seegebiet nördlich der Azoren über den Ärmelkanal und das südliche Nordmeer bis in das Baltikum. Einzelstörungen wandern über die Biskaya, die Britischen Inseln und Skandinavien zum Eismeer. Ihre Fronten beeinflussen Mitteleuropa nachhaltig. Verwandte GWL: Wz, TRw, SWa. Maximum: Januar, Minimum: Juni.



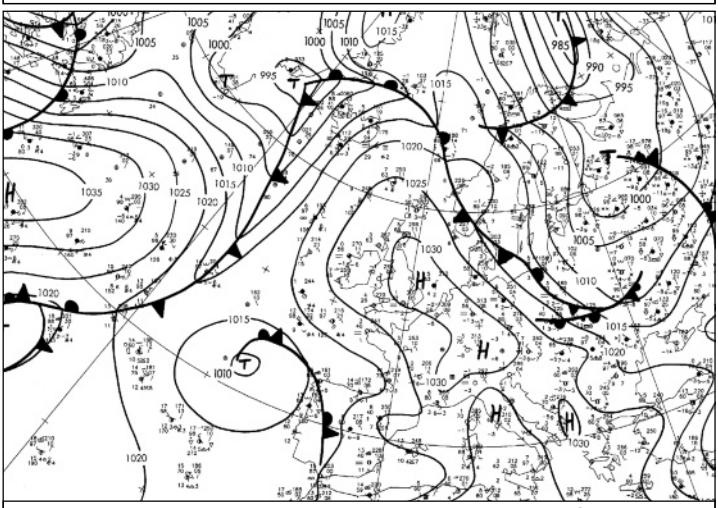
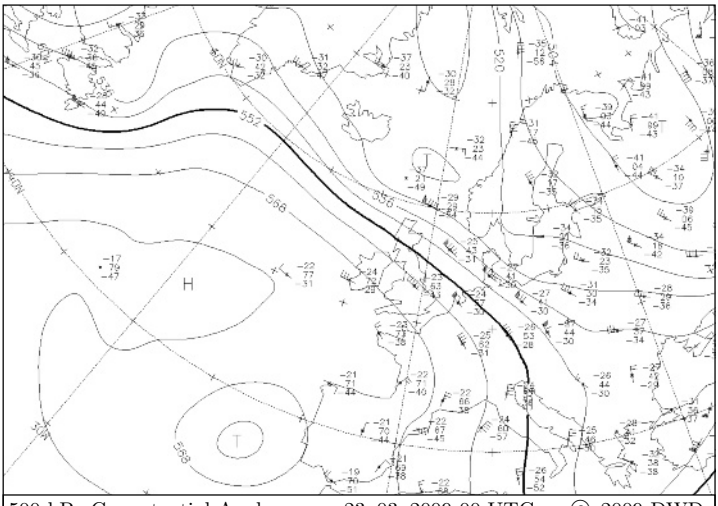


Abb. 9.7. *Nordwestlage, überwiegend antizyklonal* (NWa)
Zwischen einem nach Nordosten verschobenen, aber nicht blockierenden Subtropenhoch mit Kern über Westeuropa und tiefem Luftdruck über dem Nordmeer und Fennoskandien verläuft eine Frontalzone mit antizyklonaler Krümmung vom Nordatlantik nördlich der Britischen Inseln und der Nordsee in südöstlicher Richtung nach Westrussland. In ihr wandern Einzelstörungen vom Nordatlantik über Skandinavien hinweg nach Westrussland und die Ukraine. Ihre Fronten streifen nur zeitweilig das östliche Mitteleuropa. Verwandte GWL: NWz, HB. Maximum: Juli, Minimum: Oktober.



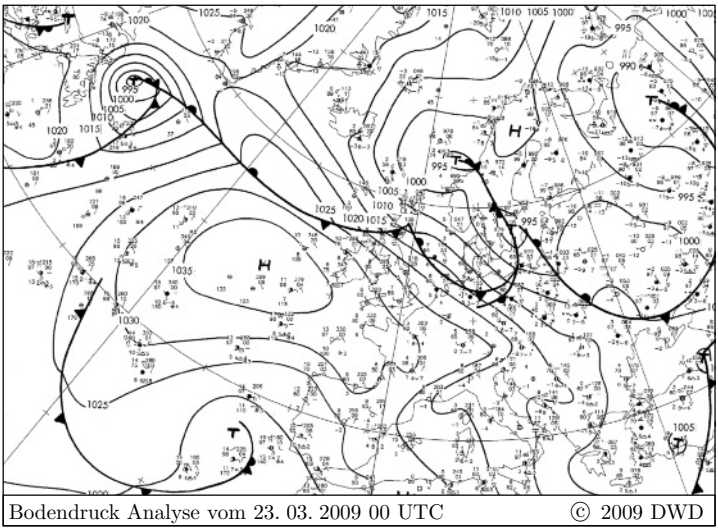


Abb. 9.8. *Nordwestlage, überwiegend zyklonal* (NWz)
Zwischen dem nordostwärts vorgeschobenen *Azorenhoch* und einem ausgedehnten Tiefdrucksystem über dem Nordmeer und Skandinavien verläuft eine kräftige Frontalzone über die Britischen Inseln, die Nordsee und das östliche Mitteleuropa nach Südosteuropa. In ihr wandern Einzelstörungen vom Nordatlantik über die Britischen Inseln, das östliche Mitteleuropa nach Osten. Über Oberitalien kommt es dabei oft zur Ausbildung von ostwärts ziehenden Teilstörungen (*Genuazyklone*). Verwandte GWL: Wz, TrM, NWa. Maximum: Juli, Minimum: Mai.

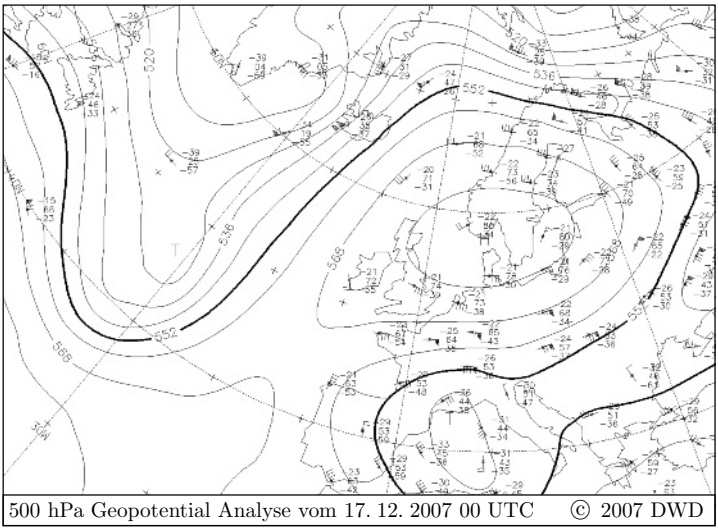
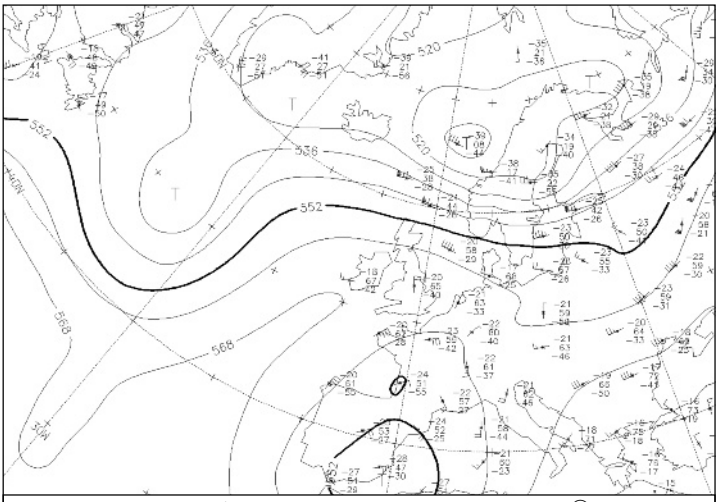


Abb. 9.9. *Hoch Mitteleuropa* (HM)
Über ganz Mitteleuropa liegt ein ausgedehntes Hochdruckgebiet, das in der Höhe mindestens einen stabilen Hochkeil, manchmal auch einen abgeschlossenen Kern aufweist. Die Frontalzone verläuft in einem antizyklonal gekrümmten Bogen meist nördlich von 60°N. An der West- und Ostflanke des mitteleuropäischen Hochs befinden sich Tröge über dem Ostatlantik und Russland. Die Luftdruckgradienten sind oft schwach. Manchmal erstreckt sich eine meridional verlaufende Hochdruckzone über Mitteleuropa. Verwandte GWL: SWa, Sa, SEa, BM. Maximum: September, Minimum: April.



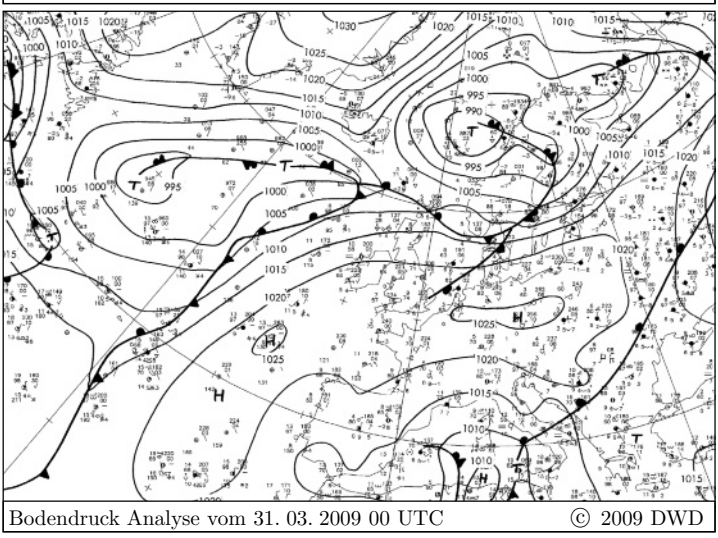
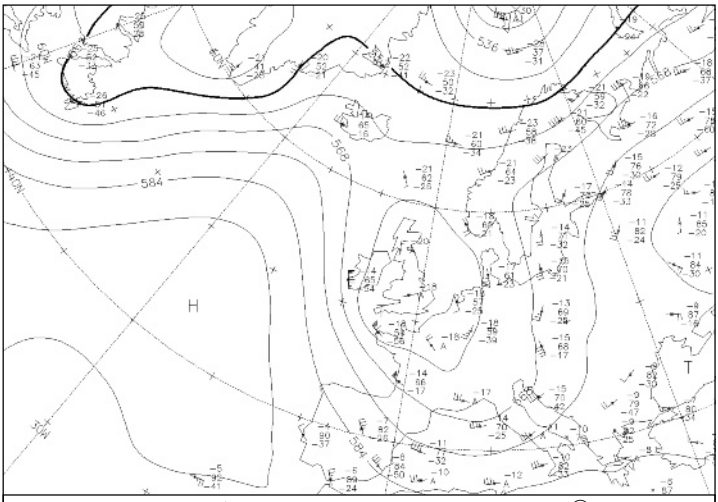


Abb. 9.10. *Hochdruckbrücke Mitteleuropa* (BM)
Zwischen dem nordöstlich verschobenen *Azorenhoch* und einem osteuropäischen Hoch besteht über Mitteleuropa hinweg eine brückenförmige Verbindung. In der nördlich der Hochdruckbrücke verlaufenden Frontalzone wandern Einzelstörungen ostwärts und beeinflussen mit ihren Kaltfronten den nördlichen Teil Europas. Über dem Mittelmeer herrscht bis in die Höhe tiefer Luftdruck. Verläuft die Achse der Brücke nördlich von 50°N, dann liegt über ganz Mitteleuropa eine nordöstliche bis östliche Strömung vor. Verwandte GWL: Wa, HM. Maximum: August, Minimum: Mai.



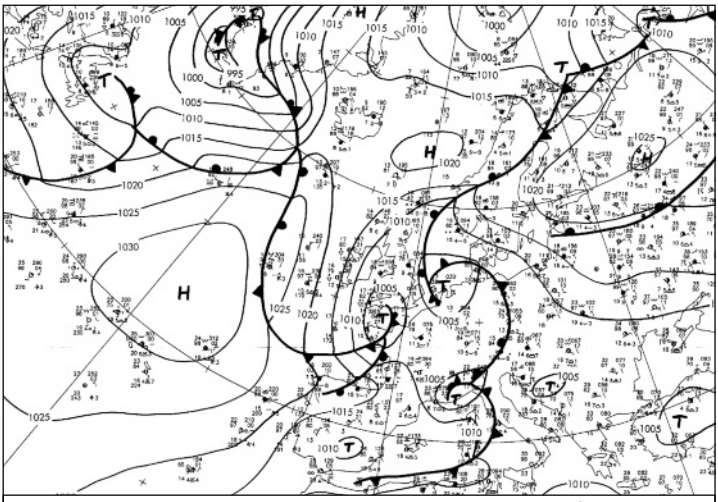
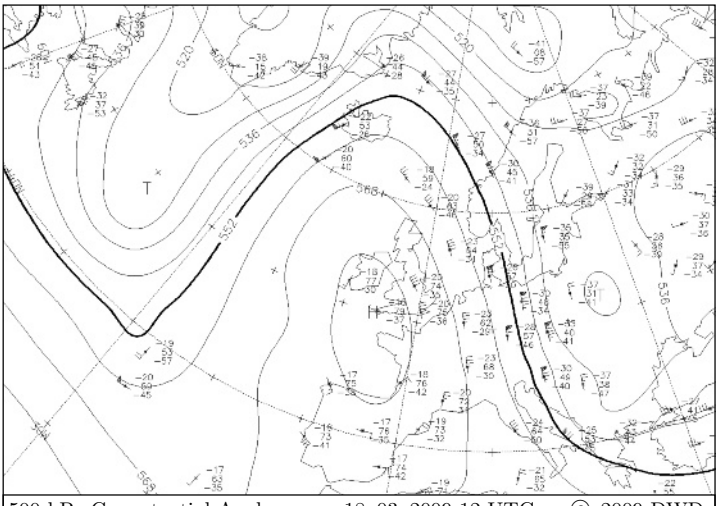


Abb. 9.11. *Tief Mitteleuropa* (TM)
Über Mitteleuropa liegt ein abgeschlossenes und hochreichendes Tiefdruckgebiet, das mindestens im Westen, Norden und Osten von hohem Luftdruck umschlossen ist. Die Frontalzone spaltet sich häufig bereits über dem Westatlantik in einen über Grönland nach Nordosten und einen schwächeren, über dem Mittelatlantik und die Iberische Halbinsel zum Mittelmeer gerichteten Zweig auf. Über Mitteleuropa herrscht eine zyklonale Strömung vor, mit der Randtiefs an der Nordseite des steuernden Tiefs nach Westen ziehen. Verwandte GWL: HFz, HNFz. Maximum: April, Minimum: Dezember.



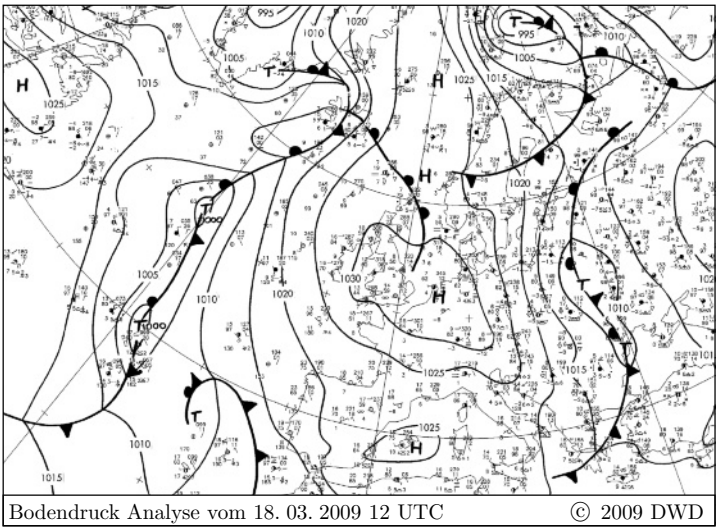
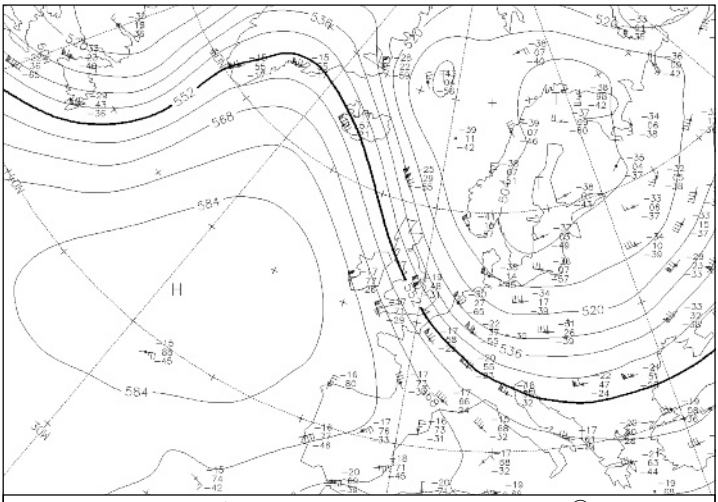


Abb. 9.12. *Nordlage, überwiegend antizyklonal* (Na)
Am Boden liegt ein Hoch über den Britischen Inseln, der Nordsee und dem Nordmeer, manchmal auch eine meridional verlaufende Brücke zwischen einem Hoch westlich der Iberischen Halbinsel und einem Polarhoch. Über Osteuropa befindet sich ein umfangreiches Tiefdrucksystem. Die Höhenströmung wird durch einen Hochkeil über den Britischen Inseln geprägt. Einzelstörungen wandern an der Ostflanke des Hochs süd- bis südostwärts und streifen das östliche Mitteleuropa, der westliche Teil Europas steht unter Hochdruckeinfluss. Verwandte GWL: Nz, TrM, HB, NWa. Maximum: Mai, Minimum: Oktober.



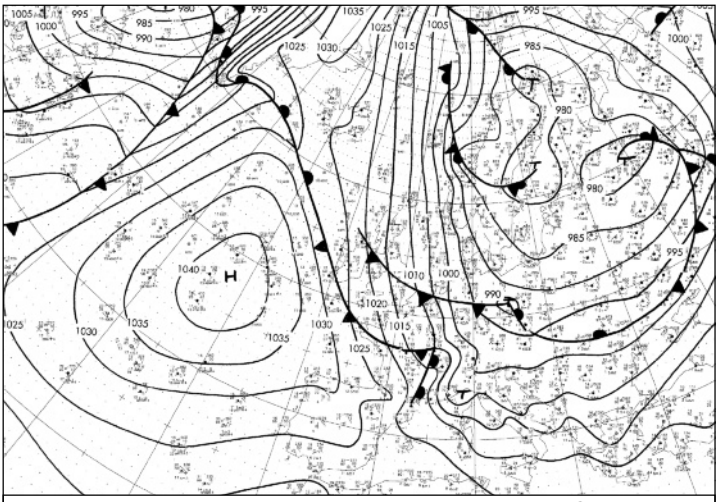
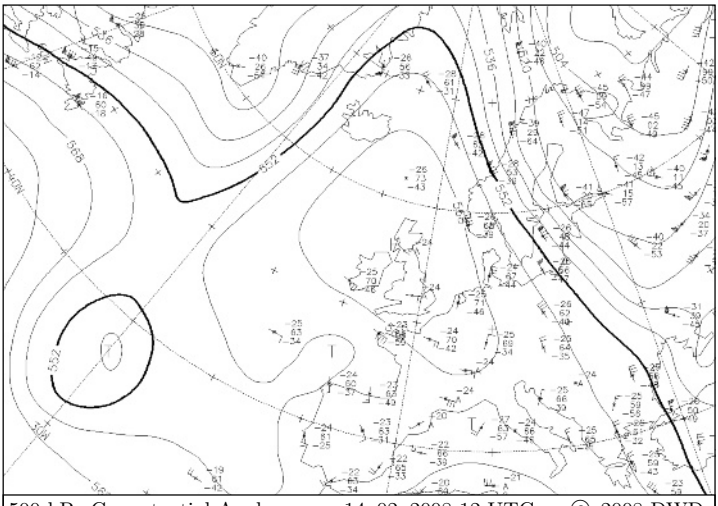


Abb. 9.13. *Nordlage, überwiegend zyklonal* (Nz)
Über dem östlichen Nordatlantik liegt ein *blockierendes Hoch* oder eine meridional verlaufende Hochdruckbrücke vom Seegebiet westlich der Iberischen Halbinsel zu einem Polarhoch. Über Skandinavien und dem Baltikum befindet sich ein ausgedehntes Tiefdrucksystem. In der vom Nordmeer zum Mittelmeer verlaufenden Frontalzone wandern Einzelstörungen über Mitteleuropa hinweg. Die in den Mittelmeerraum eindringende Kaltluft löst dort häufig die Bildung von Teiltiefs aus, die dann nordostwärts weiterziehen. Verwandte GWL: TrM, NWz, Na, HB. Maximum: Juni, Minimum: Dezember.



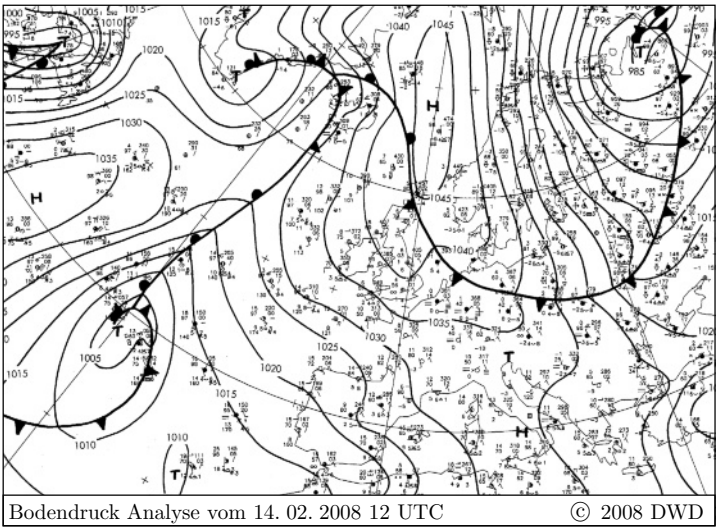


Abb. 9.14. *Hoch Nordmeer-Island, überwiegend antizyklonal* (HNa) Über dem Nordmeer und dem Seegebiet zwischen Island und Schottland liegt ein abgeschlossenes, *blockierendes Hochdruckgebiet*. Ein Keil erstreckt sich südostwärts nach Mitteleuropa. An beiden Flanken des Hochs befinden sich häufig meridionale Höhentröge. Die über Westrussland südwärts wandernden Einzelstörungen streifen höchstens Mitteleuropa. Über dem östlichen und mittleren Mittelmeergebiet herrscht meist tiefer Luftdruck. Verwandte GWL: HNz, Nz, Na, HB. Maximum: Juni, Minimum: November.

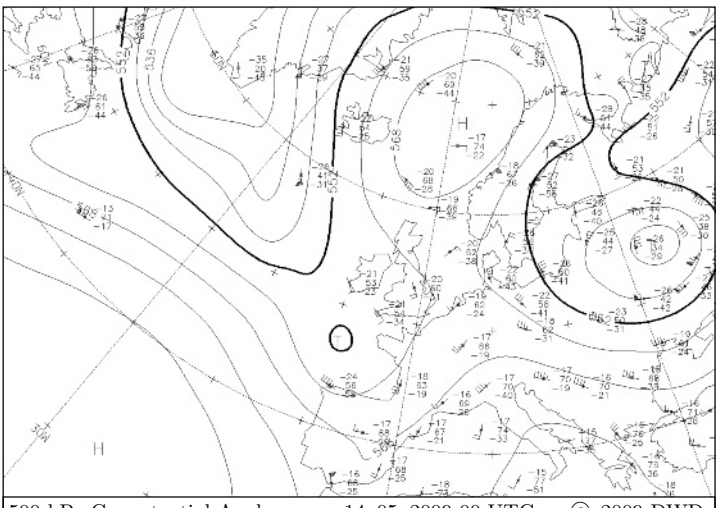


Abb. 9.15. *Hoch Nordmeer-Island, überwiegend zyklonal* (HNz)
Die Luftdruck- und Strömungsanordnung ähnelt der antizyklonalen Form, es fehlt aber der von Nordwesten nach Mitteleuropa gerichtete Hochdruckkeil. Mitteleuropa wird entweder von Störungen des südlichen Zweigs der Frontalzone erfasst, die über die Biskaya hinweg zum südlichen Mitteleuropa und zum westlichen Mittelmeer ziehen, oder es gelangt in den Einflussbereich von Höhentiefs, die sich über Westeuropa oder dem westlichen Mitteleuropa befinden. Verwandte GWL: Nz, Ws, TM, HNa. Maximum: Mai, Minimum: September.

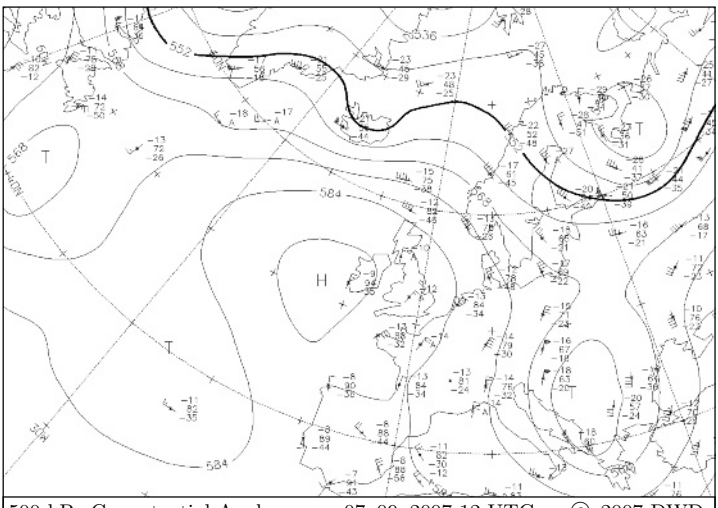


Abb. 9.16. *Hoch Britische Inseln* (HB)
Ein abgeschlossenes, *blockierendes Hoch* liegt mit seinem Kern über den Britischen Inseln oder dem unmittelbar angrenzenden Seegebiet. Häufig ist es mit einem bei Grönland oder Island gelegenen kalten Polarhoch verbunden. Über Osteuropa liegt ein oft weit nach Süden reichender Trog. Die an der Westflanke des Trogs südostwärts ziehenden Störungen streifen höchstens das östliche Mitteleuropa. Im Mittelmeerraum sowie westlich der Iberischen Halbinsel herrscht vielfach tiefer Luftdruck. Verwandte GWL: HNz, NWz, HNa, NWa. Maximum: Juni, Minimum: Dezember.

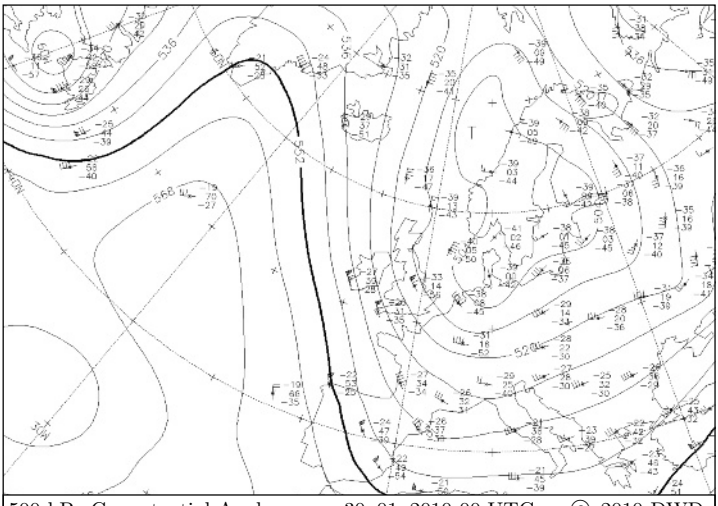
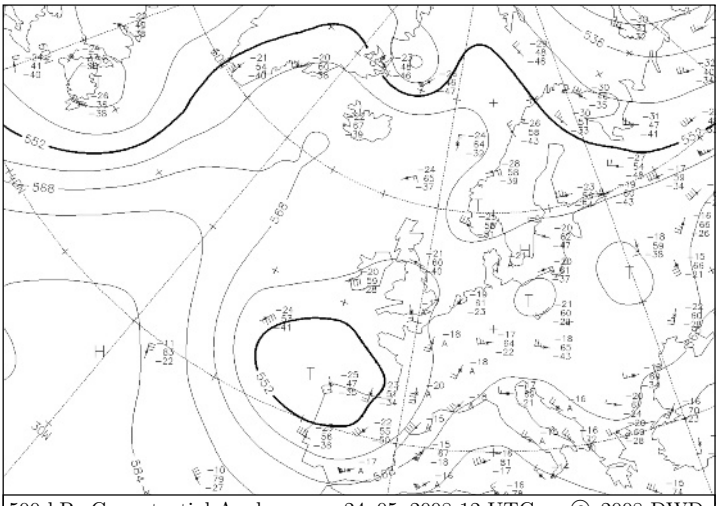


Abb. 9.17. *Trog Mitteleuropa* (TrM)
Ein Trog über Nord- und Mitteleuropa wird flankiert von höherem Luftdruck über dem östlichen Nordatlantik und Westrussland. Einzelstörungen ziehen entlang einer von Nordwest über Nordfrankreich und das südliche Mitteleuropa verlaufenden und von dort nach Nordosten umbiegenden Frontalzone. Nach vorübergehender Abschwächung gewinnen sie über dem Mittelmeer wieder an Intensität und wirken sich dadurch stärker über dem östlichen Mitteleuropa aus. Verwandte GWL: NWz, Nz. Maximum: November, Minimum: Januar.



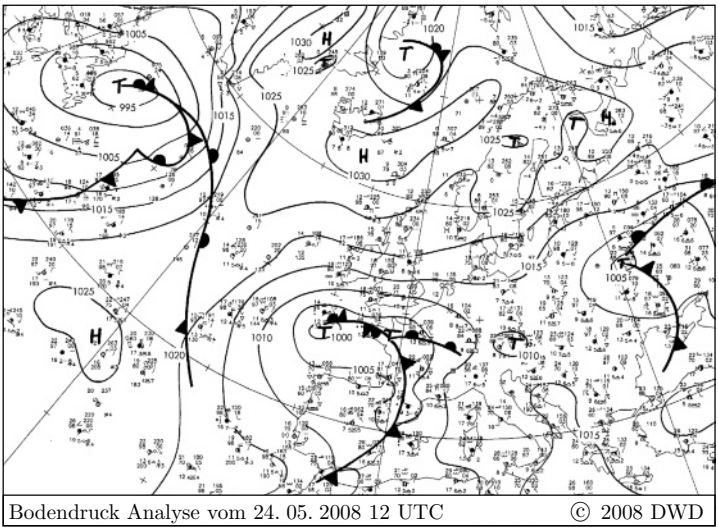
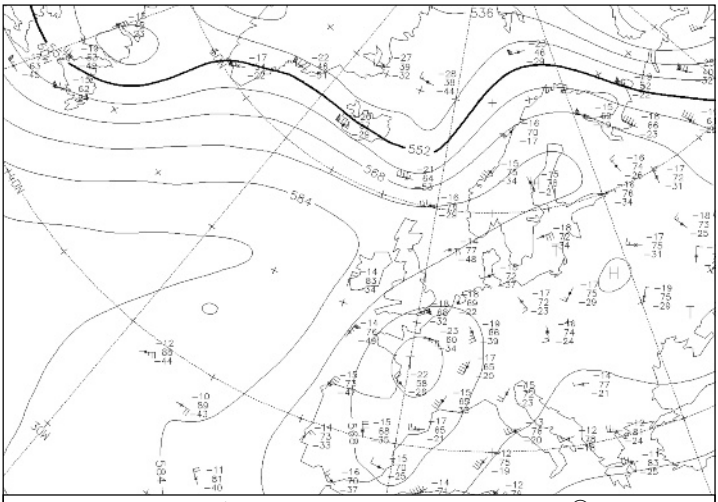


Abb. 9.18. *Nordostlage, überwiegend antizyklonal* (NEa)
Von den Azoren erstreckt sich eine Hochdruckbrücke über die Britischen Inseln nach Nordeuropa mit antizyklonaler Ausweitung bis nach Mitteleuropa. An der Nordwestflanke des Hochdrucksystems ziehen atlantische Störungen zum Eismeer. An der Südostflanke strömt Festlandsluft nach Mitteleuropa. Über dem westlichen Russland befindet sich häufig ein ausgedehntes Tiefdrucksystem. Verwandte GWL: NEz, TM, HFz, HFa. Maximum: Juni, Minimum: November.



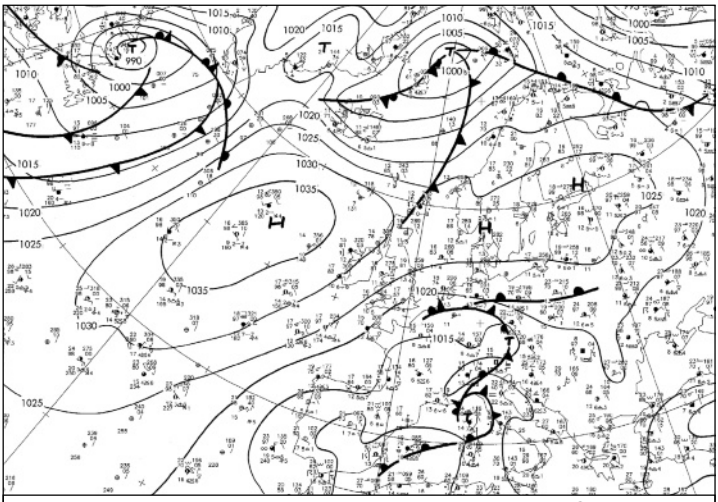


Abb. 9.19. *Nordostlage, überwiegend zyklonal* (NEz)
Wie bei der antizyklonalen Form erstreckt sich ein Hochdrucksystem von den Azoren nach Skandinavien. Über Mitteleuropa befindet sich Höhenkaltluft (Kaltlufttropfen oder Trog mit Achsenrichtung Südwest-Nordost). Dabei gleitet häufig Warmluft von Russland her westwärts auf die mitteleuropäische Kaltluft. Auch der mittlere und östliche Teil des Mittelmeers stehen unter zyklonalem Einfluss. Verwandte GWL: TM, HNz, NEa. Maximum: April, Minimum: November.

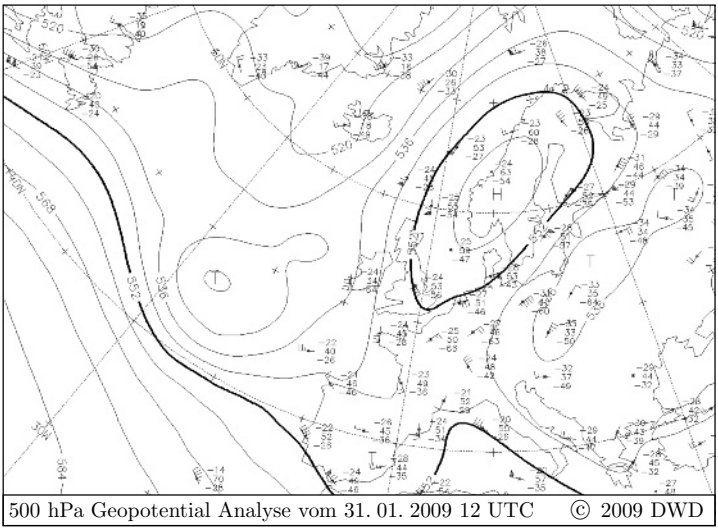
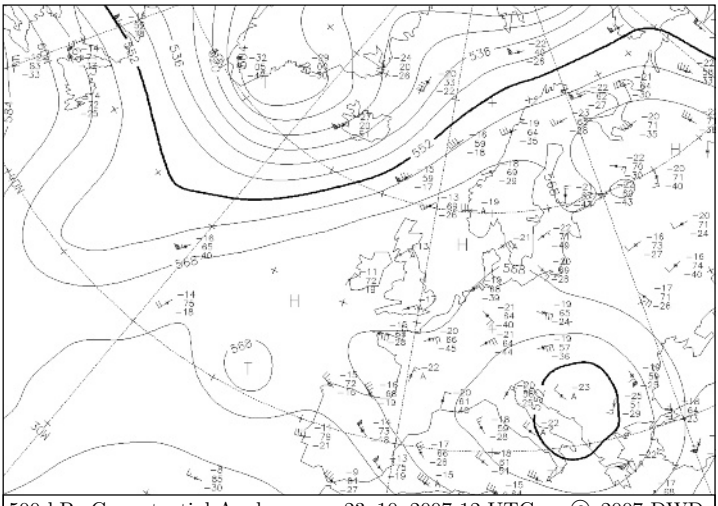


Abb. 9.20. *Hoch Fennoskandien, überwiegend antizyklonal* (HFa)
Am Boden liegt ein umfangreiches, in den Wintermonaten kräftiges Hochdruckgebiet über ganz Fennoskandien und oft auch über Nordrussland. In der Höhe befindet sich etwas weiter im Westen ein blockierender Hochdruckkeil, manchmal auch ein abgeschlossenes Hoch über Norwegen. Mitteleuropa wird am Südrand des hohen Drucks antizyklonal beeinflusst. Im Mittelmeerraum befinden sich nur schwächere Störungen. Verwandte GWL: HFz, HNFz, SEz, NEz, HNFa, SEa, NEa. Maximum: März, Minimum: Juni.



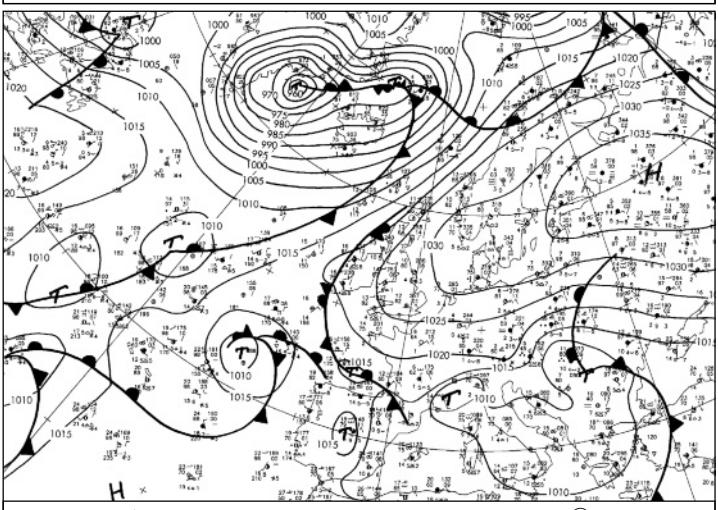
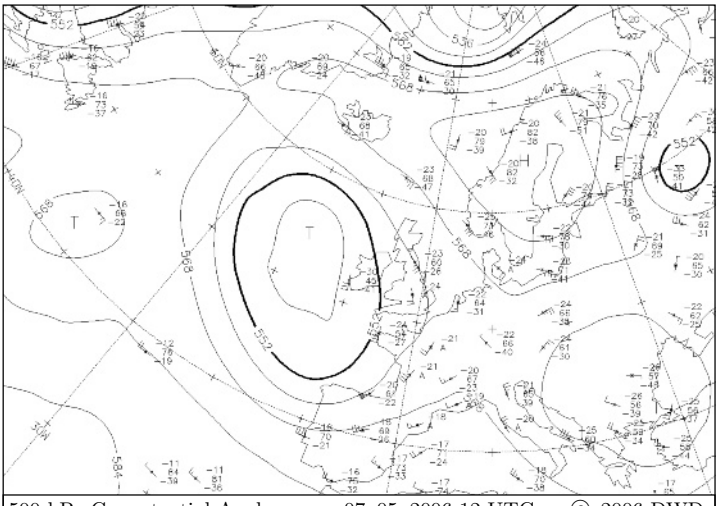


Abb. 9.21. *Hoch Fennoskandien, überwiegend zyklonal* (HFz)
Über dem mittleren und nördlichen Fennoskandien liegt ein blockierendes Hoch. Zwischen diesem und einem ausgedehnten Höhentief über dem südlichen Mitteleuropa und dem Mittelmeer herrscht eine östliche Luftströmung von Mittelrussland über Mitteleuropa bis zu den Britischen Inseln, von wo ab sie dann nordwärts verläuft. Einzelstörungen greifen zeitweise auf das südliche Mitteleuropa über. Verwandte GWL: HNFz, TM, HFa, HNFa. Maximum: April, Minimum: Juni.



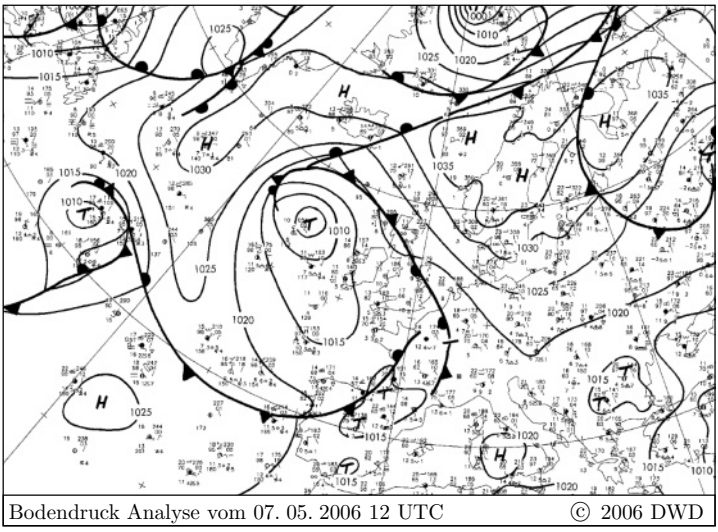
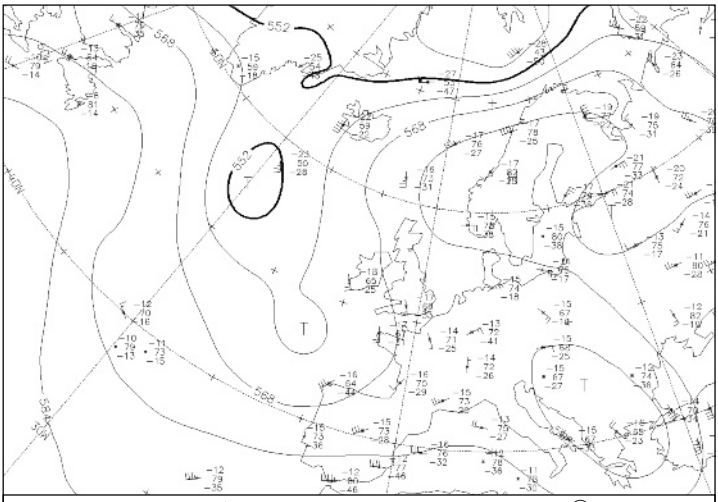


Abb. 9.22. *Hoch Nordmeer-Fennoskandien, überwiegend antizyklonal* (HNFa)
Eine langgestreckte, manchmal brückenartige Hochdruckzone reicht vom Raum Island bis nach Nordrussland und in ihrem südlichen Teil bis in das nördliche Mitteleuropa. Über dem Mittelmeer herrscht tieferer Luftdruck, so dass eine durchgehende, meist aber nur schwache Ostströmung entsteht, die von Westrussland über Mitteleuropa bis zu den Britischen Inseln oder darüber hinaus reicht. Verwandte GWL: HNFz, SEz, HNz, SEa, HNa. Maximum: Mai, Minimum: November.



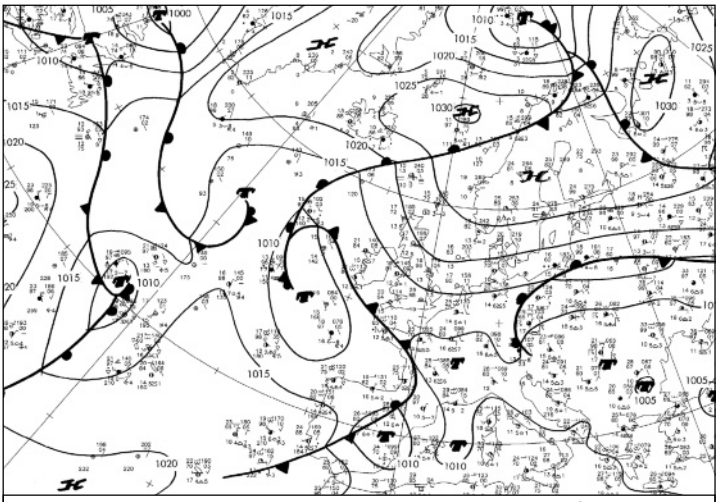
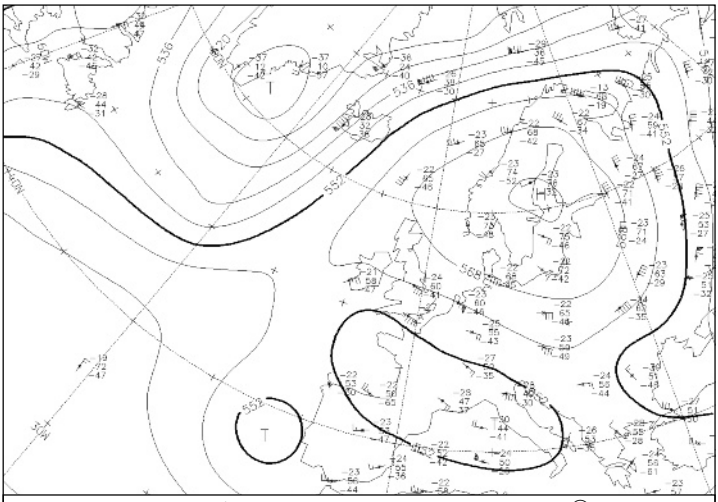


Abb. 9.23. *Hoch Nordmeer-Fennoskandien, überwiegend zyklonal* (HNFz)

Wie bei der antizyklonalen Form liegt eine langgestreckte, *blockierende Hochdruckzone* zwischen Island und Nordrussland. Über Mitteleuropa und oft auch über Frankreich befindet sich ein Höhentief, manchmal auch in der Form eines Kaltlufttropfens, so dass bei einer östlichen Bodenströmung Aufgleitvorgänge auftreten. Nördlich des Hochdruckgebiets befindet sich die Frontalzone, von der aus sich manchmal ein Ast bis zum westlichen Mittelmeer ausdehnt. Verwandte GWL: HFz, TM, Ws, HNFa, SEa. Maximum: März, Minimum: Dezember.



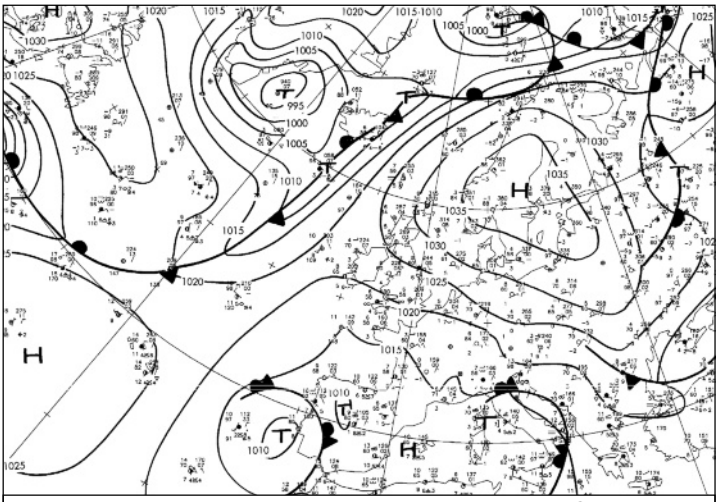
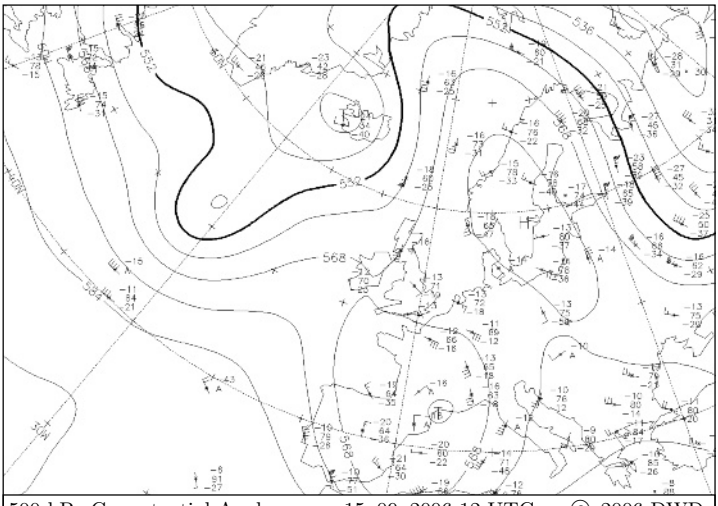


Abb. 9.24. *Südostlage, überwiegend antizyklonal* (SEa)
Von Südosteuropa erstreckt sich ein Hochdruckgebiet über die Ostsee und Südskandinavien zum Nordmeer, manchmal auch bis nach Island. Über dem südlichen Ostatlantik liegt ein kräftiges Zentraltief. Randstörungen dieses Tiefs erfassen im Wesentlichen nur Westeuropa und streifen zeitweise das westliche Mitteleuropa. Verwandte GWL: SEz, Sa, HFa. Maximum: Oktober, Minimum: August.



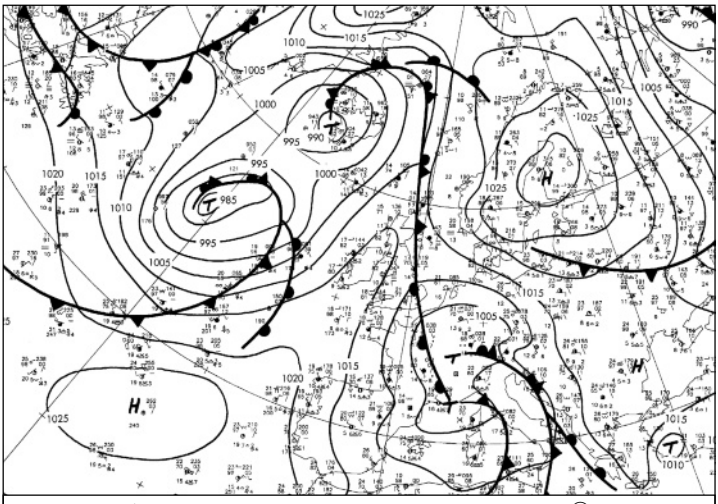
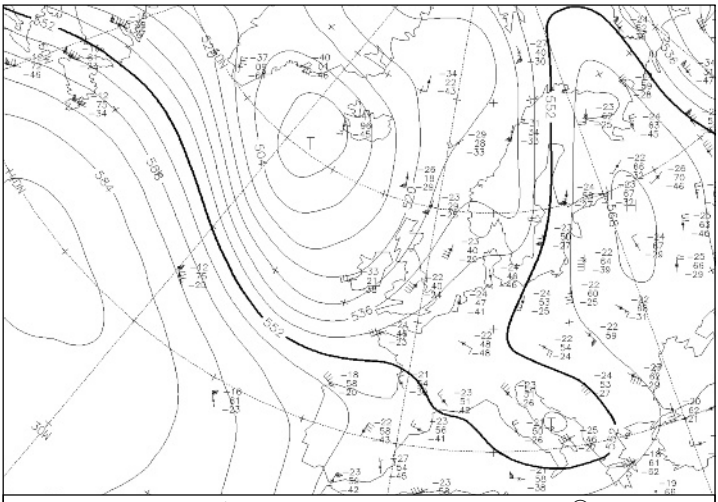


Abb. 9.25. *Südostlage, überwiegend zyklonal* (SEz)
Über Südrussland und der Ukraine liegt ein *blockierendes Hoch*, das sich mit einem Ausläufer bis zum Nordmeer erstreckt. An seiner Westflanke liegt ein Tiefausläufer, der manchmal vom Ostatlantik südostwärts über Westeuropa hinweg bis zum westlichen Mittelmeer reicht, wo sich oft ein eigenes Höhentief befindet. Die Frontalzone ist vom mittleren Nordatlantik über Südwesteuropa zum Mittelmeer gerichtet. Von dort verläuft sie über Mitteleuropa hinweg zum Nordmeer. Verwandte GWL: TrW, Sz, SEa. Häufigkeiten: Maximum: Februar, Minimum: Juli, August.



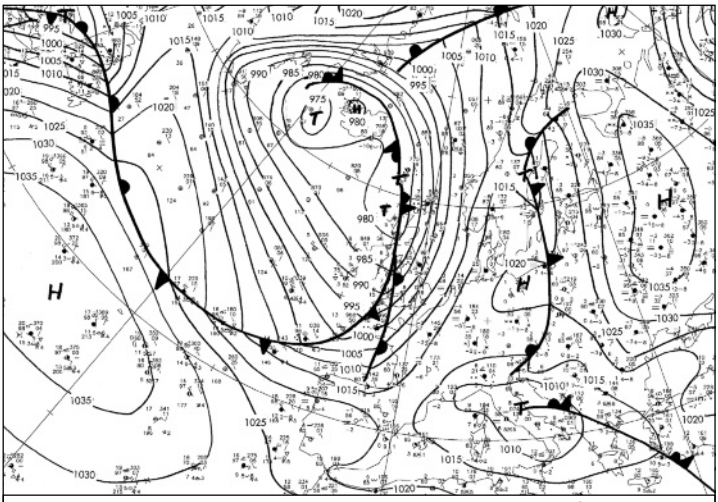
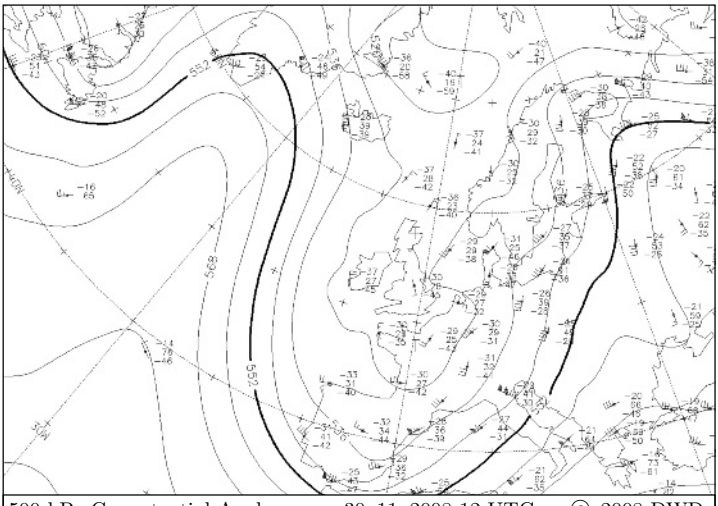


Abb. 9.26. *Südlage, überwiegend antizyklonal* (Sa)
Über Osteuropa liegt ein ausgedehntes, blockierendes Hochdruckgebiet, in der Höhe manchmal auch nur ein meridional ausgerichteter Hochkeil. Tiefer Luftdruck herrscht über dem östlichen Atlantik und Teilen Westeuropas. Die Frontalzone verläuft vom Seegebiet nördlich der Azoren nach Südwesteuropa und biegt dort nach Norden um. Einzelstörungen beeinflussen nur Südwest- und Westeuropa. Verwandte GWL: Sz, SEz, SEa, HM. Maximum: November, Minimum: Juli.



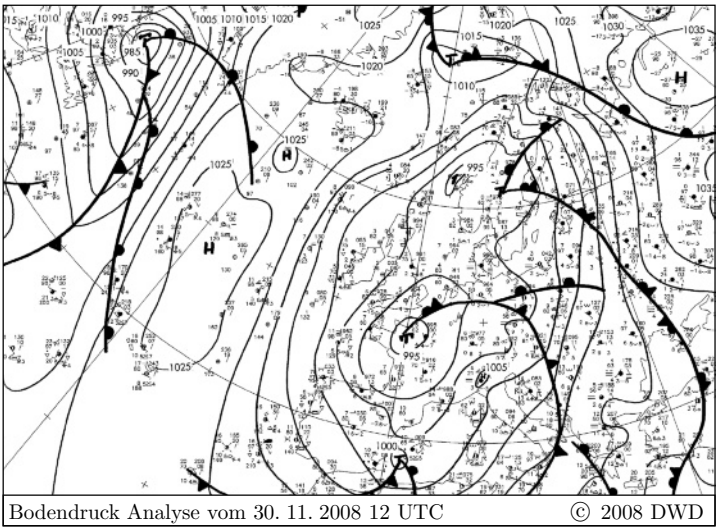
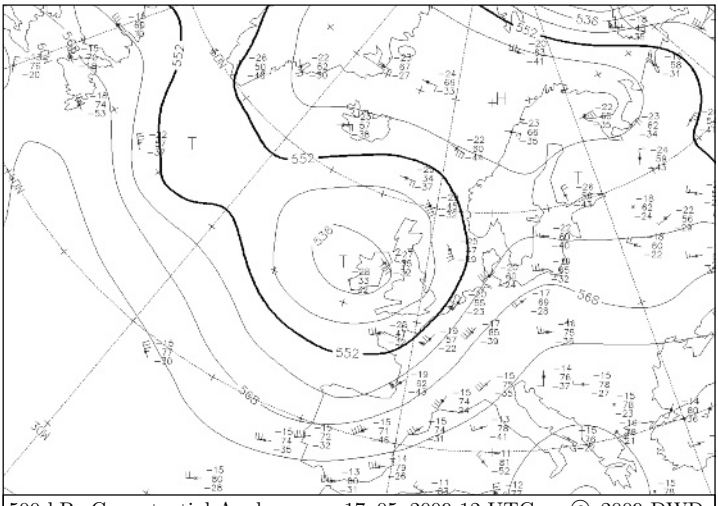


Abb. 9.27. *Südlage, überwiegend zyklonal* (Sz)
Über Russland befindet sich ein stabiles Hoch, in der Höhe allerdings oft nur ein ausgeprägter, meridional ausgerichteter Hochkeil. Das Zentraltief über dem Ostatlantik liegt häufig südlich von Island. Die Frontalzone reicht bis nach Frankreich oder die Iberische Halbinsel und biegt von dort nach Norden um. In dieser Strömung wandern Einzelstörungen über Südwesteuropa und das westliche Mitteleuropa hinweg nach Norden. Verwandte GWL: TB, Sa. Maximum: Dezember, Minimum: Mai, Juli, August.



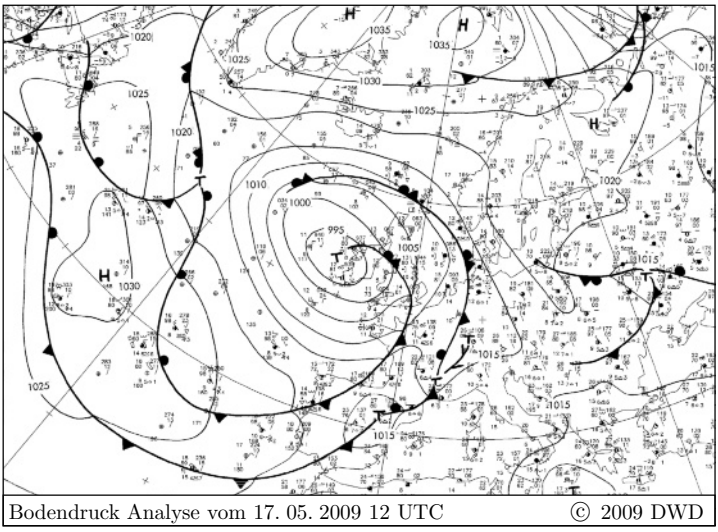
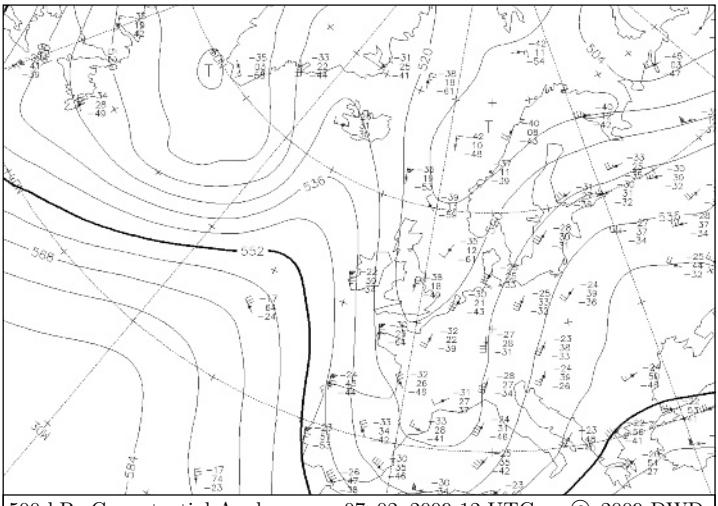


Abb. 9.28. *Tief Britische Inseln* (TB)
Ein umfangreiches Zentraltief liegt mit seinem Kern im Gebiet der Britischen Inseln und steuert Einzelstörungen kreisförmig vom mittleren Atlantik über die Biskaya, Frankreich und das westliche Mitteleuropa nach Norden. Bisweilen wandern Randtiefs an der Nordflanke des Tiefs nach Westen. Verwandte GWL: Sz, Sa. Maximum: Mai, Minimum: Januar.



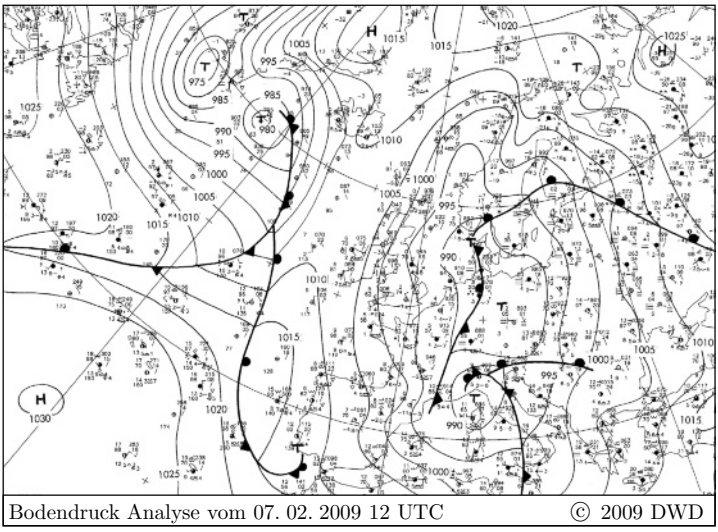


Abb. 9.29. *Trog Westeuropa* (TrW)
Tiefer Luftdruck sowohl am Boden als auch in der Höhe erstreckt sich vom Nordmeer über den westeuropäischen Küstenbereich bis zur Iberischen Halbinsel. Flankiert wird dieser Trog von hohem Luftdruck über dem mittleren Atlantik und Westrussland. Die Frontalzone verläuft vom mittleren Atlantik nach Spanien und von dort in Richtung Nordost über das westliche Mitteleuropa nach Skandinavien. In ihr wandern Einzelstörungen über Mitteleuropa hinweg. Verwandte GWL: SWz, SWa. Maximum: Mai, Minimum: Januar.

Kapitel 10
Rossby-Wellen

Obwohl die innerhalb der atmosphärischen Grenzschicht ablaufenden Wettererscheinungen für den Menschen naturgemäß von größter Relevanz sein mögen, ist es unerlässlich, sich auch mit den in der *freien Troposphäre* stattfindenden thermo-hydrodynamischen Prozessen auseinanderzusetzen. Unter freier Troposphäre (oder auch freier Atmosphäre) wird hierbei der Bereich zwischen der atmosphärischen Grenzschicht und der *Tropopause* verstanden, d. h. etwa zwischen 850–300 hPa bzw. 1500–9000 m Höhe (mittlere Breiten). Ein wichtiger Grund für die Untersuchung der Vorgänge in der freien Troposphäre besteht darin, dass gerade diese einen maßgeblichen Einfluss auf das Wettergeschehen in der atmosphärischen Grenzschicht ausüben.

Eingehende Studien der täglichen Höhenwetterkarten führen schnell zur Erkenntnis, dass die räumlichen Geopotential- und Temperaturverteilungen dort häufig offene wellenförmige Strukturen aufweisen. In Abschn. 8.2 wurde bereits angesprochen, dass diese makroskaligen Wellen einen essentiellen Beitrag zum globalen Energie- und Impulsaustausch zwischen den äquatorialen Bereichen und den mittleren und polaren Breiten leisten. Betrachtet man die Vorgänge in der freien Atmosphäre über einen längeren Zeitraum hinweg, dann erkennt man weiterhin, dass die Temperatur- und Geopotentialwellen bezüglich ihrer Eigenschaften, wie Amplitude, Wellenlänge oder Phasengeschwindigkeit, mitunter starken raumzeitlichen Schwankungen unterliegen. Es zeigt sich insbesondere, dass atmosphärische Entwicklungsprozesse maßgeblich von diesen Wellenstrukturen geprägt sind.

Die systematische wissenschaftliche Erforschung der in der Atmosphäre ablaufenden Prozesse reicht bis weit vor das zwanzigste Jahrhundert zurück. Zu diesem Zeitpunkt beschränkten sich die Untersuchungen jedoch noch hauptsächlich auf die in Bodennähe beobachteten Wettererscheinungen. Fundierte Aussagen über die Vorgänge in der freien Troposphäre konnten kaum gemacht werden, da hierfür noch keine Beobachtungsmöglichkeiten existierten und zudem die theoretische Erforschung des mathematisch-physikalischen Gleichungssystems zur Beschreibung atmosphärischer Prozesse noch nicht weit genug fort-

A. Bott, *Synoptische Meteorologie*,
DOI 10.1007/978-3-642-25122-1_10, © Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2012

geschritten war. In ihrer 1939 erschienenen bahnbrechenden Publikation [1] zur Erklärung der in der atmosphärischen Höhenströmung typischerweise beobachteten großräumigen Verteilung von Trögen und Rücken zeigten Rossby und Mitarbeiter, dass für den Fall einer barotropen Atmosphäre die analytische Lösung der *Vorticitygleichung* Wellenbewegungen beschreibt, die jedoch nur dann auftreten, wenn in den Gleichungen die Breitenabhängigkeit des *Coriolisparameters* f berücksichtigt wird. Da diese durch den *Rossby-Parameter* β gegeben ist (s. (3.21)), spricht man hierbei auch vom sogenannten β*-Effekt*.

Rossby et al. (1939) leiteten die Wellen nur für den Spezialfall der barotropen Atmosphäre ab. Dennoch bezeichnet man verallgemeinernd alle atmosphärischen Wellen, bei denen der β-Effekt zum Tragen kommt, als Rossby-Wellen, d. h. auch die in der baroklinen Atmosphäre auftretenden großskaligen Wellen. Rossby-Wellen spielen nicht nur in der atmosphärischen Dynamik eine wichtige Rolle, vielmehr sind sie auch für die Aufrechterhaltung der großräumigen Zirkulation in den Ozeanen von fundamentaler Bedeutung.

10.1 Raumzeitliche Variabilität planetarer Wellen

Die *hemisphärische Wellenzahl* $k = 2\pi r \cos\varphi/\lambda$ (r ist der Erdradius) von Rossby-Wellen liegt etwa zwischen 1 und 9. Wellen mit einer Wellenzahl zwischen 1 und 5 nennt man *planetare* oder auch *lange Wellen*, und solche mit Wellenzahlen von 8–20 *kurze Wellen*. Zu letzteren gehören auch die synoptisch-skaligen baroklinen Wellen der mittleren Breiten, in die *Zyklonen* und *Antizyklonen* eingebettet sind. Abbildung 10.1 zeigt beispielhaft die nordhemisphärische Geopotentialverteilung in 300 hPa vom 15. 12. 2009 00 UTC. Die Geopotentialverteilung ist geprägt durch vier steuernde Tiefdruckgebiete, die südwestlich von Grönland (A), im Nordwesten von Russland (B), über Ostasien (C) und über dem Nordost-Pazifik (D) liegen. Demnach handelt es sich hier um eine Rossby-Welle mit Wellenzahl 4. Da sich das gesamte hemisphärische Wellenbild aus einer Superposition von Rossby-Wellen unterschiedlicher Wellenlängen zusammensetzt, ist es oft nur schwer möglich, eine klare Aussage bezüglich der hemisphärischen Wellenzahl zu treffen. In der Regel ergeben sich hierfür keine ganzzahligen Werte.

Die raumzeitliche Struktur von Rossby-Wellen wird in starkem Maße von der hemisphärischen Verteilung der Kontinente und Ozeane sowie von großräumigen orographischen Gegebenheiten geprägt. Für die Nordhemisphäre sind das vor allem die Rocky Mountains und der

[1] Lorenz (1986) bezeichnete die Arbeit als einen der am meisten beachteten jemals veröffentlichten meteorologischen Artikel.

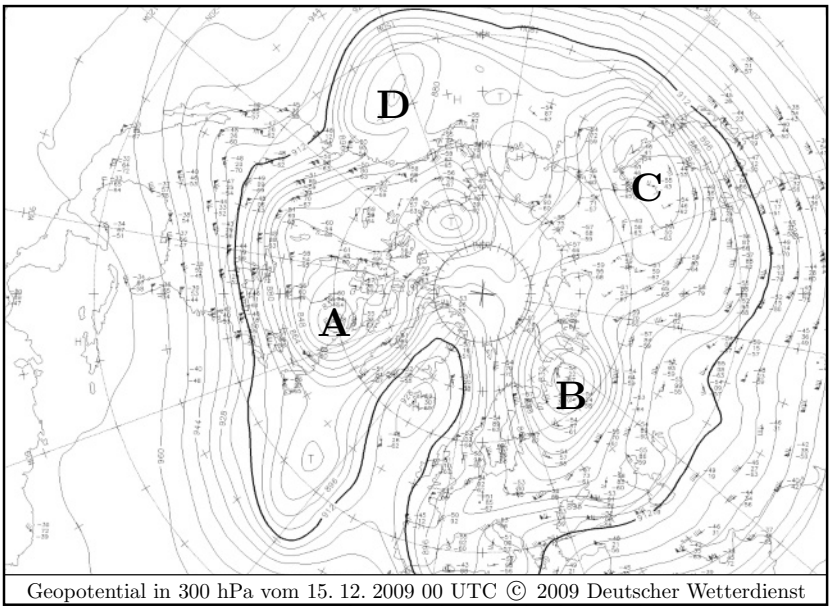


Abb. 10.1. Nordhemisphärische Geopotentialverteilung in 300 hPa vom 15. 12. 2009 00 UTC

Himalaya. Da die hierdurch angeregten planetaren Wellen sich quasistationär verhalten, werden sie auch *erzwungene Rossby-Wellen*[2] bzw. *stehende Rossby-Wellen* genannt, während man die zu den Wellen gehörenden Hoch- und Tiefdruckgebiete als atmosphärische *Aktionszentren* (oder auch *Druckaktionszentren*) bezeichnet. Hierzu zählen u. a. über dem Nordatlantik das *Islandtief* und das *Azorenhoch* sowie über dem Pazifik das *Aleutentief* und das *Pazifische Hoch*.

Die heterogenen Verteilungen der Landmassen und Meere führen zusammen mit der zu den Polen hin abnehmenden solaren Einstrahlung der Erde zu charakteristischen großskaligen Mustern der atmosphärischen Wärmezufuhr, die ihrerseits die räumliche Verteilung der planetaren Wellen beeinflussen. Dies wird als *diabatisches Forcing* der Rossby-Wellen bezeichnet. Neben den unterschiedlich temperierten Land- und Meeresoberflächen sind hierbei auch jahreszeitlich variierende Erwärmungen oder Abkühlungen großer kontinentaler Gebiete bedeutend, wie z. B. das Tibetische Hochland (Li et al. 2002).

In Abschn. 7.1 wurde bereits angesprochen, dass diabatische Prozesse einen Quellterm für die *potentielle Vorticity* (PV) darstellen (s. (7.9)). Auf diese Weise kann insbesondere die bei der Wolkenbildung

[2] Die von Rossby et al. (1939) vorgestellte analytische Lösung der barotropen Vorticitygleichung liefert die sogenannten *freien Rossby-Wellen*, s. u.

freigesetzte latente Wärme zur Bildung einer positiven *PV-Anomalie* in der unteren und mittleren Troposphäre führen. Diese PV-Anomalie spielt bei der Bildung *rapider Zyklogenesen* eine wichtige Rolle (s. z. B. Wernli et al. 2002). In bestimmten Situationen können diabatische Prozesse für die Erzeugung der PV so bedeutend werden, dass sie die gleiche Wirkung besitzen wie die meridionale Advektion der PV bei der klassischen Rossby-Welle. In diesen Fällen spricht man auch von einer *diabatischen Rossby-Welle* (Raymond und Jiang 1990, Snyder und Lindzen 1991, Hoerling 1992, Parker und Thorpe 1995).

Von ebenso großer Bedeutung wie das diabatische Forcing der Rossby-Wellen ist das durch die großen Gebirgsketten hervorgerufene *orographische Forcing*. Bei einer mehr oder weniger zonalen Überströmung der weitgehend meridional ausgerichteten Rocky Mountains entsteht im Lee der Gebirgskette ein quasistationärer *Leetrog*. Diese bereits in Abschn. 7.4 angesprochene *Leezyklogenese* kann ebenfalls zur Erzeugung stehender Rossby-Wellen führen, wobei hierfür die Gebirgskette in Strömungsrichtung eine hinreichend große horizontale Erstreckung besitzen muss. Queney (1947, 1948) entwickelte eine Theorie zur Beschreibung der Überströmung von zweidimensionalen Bergrücken mit idealisiertem harmonischen Verlauf des Bergs in Strömungsrichtung. Mit diesem Ansatz lässt sich analytisch zeigen, dass zur Bildung stehender planetarer Wellen der überströmte Bergrücken eine "Halbwertsbreite" von etwa 1000 km besitzen muss (Godske et al. 1957).

Rossby et al. (1939) stellten fest, dass die quasistationären Aktionszentren gewissen raumzeitlichen Schwankungen unterliegen, durch die das tägliche Wettergeschehen stark beeinflusst wird. Daher versuchten sie, dieses Phänomen für eine langfristige Wettervorhersage nutzbar zu machen, indem sie einen Parameter definierten, der proportional zu diesen Schwankungen ist. Hierfür wählten sie den zonal gemittelten Druckunterschied zwischen 35°N und 55°N und bezeichneten diese Größe als den *zonalen Index*. Tatsächlich konnten sie zeigen, dass eine relativ hohe Korrelation zwischen dem zonalen Index und der geographischen Position des Aleutentiefs besteht.

ptRossby und Willett (1948) benutzten den zonalen Index, um die beobachteten zeitlichen Variationen der hemisphärischen globalen Zirkulation zu beschreiben. Sie unterteilten diese als *Indexzyklus* bezeichneten Schwankungen, die sich über einen Zeitraum von etwa vier bis sechs Wochen erstrecken, in vier unterschiedliche Phasen.

(1) Die Anfangsphase ist geprägt durch einen hohen Wert des zonalen Index, was gemäß seiner Definition über den meridionalen Druckunterschied einem starken Westwind entspricht. Der polare Jetstream ist verglichen mit seiner normalen Position nach Norden verschoben und relativ stark ausgeprägt, d. h. zu diesem Zeitpunkt liegt ein hoher meridionaler Temperaturgradient vor.

(2) In der zweiten Phase nimmt der zonale Index und mit ihm die zonale Windgeschwindigkeit ab. Die gesamte Westwindzone beginnt sich nach Süden zu verlagern. In hohen Breiten entsteht ein kaltes Hoch, während in den mittleren Breiten zyklogenetische Prozesse einsetzen und immer intensiver werden.

(3) Im dritten Stadium hat der zonale Index seinen minimalen Wert erreicht. Die niedertroposphärische Westwindzone bricht vollständig zusammen und es bilden sich abgeschlossene Hoch- und Tiefdruckgebiete. Die *Zyklogenese* in mittleren Breiten und die *Antizyklogenese* im polaren Bereich sind am intensivsten ausgeprägt. Die Höhenströmung ist durch starke Tröge und Rücken gekennzeichnet. Im Gegensatz zu Phase (1) sind die Druckgebilde jetzt nicht mehr zonal, sondern meridional ausgerichtet. Umgekehrt zeigt der großräumige horizontale Temperaturgradient jetzt eher in zonale als in die anfängliche meridionale Richtung. Im Süden kommt es zum sogenannten *Cutoff* kalter Tiefdruckgebiete, während sich im Norden warme Hochdruckgebiete aus der großräumigen Strömung herauslösen.

(4) In der letzten Phase steigt der Wert des zonalen Index wieder an, die abgeschnürten Druckgebilde lösen sich auf (*Zyklolyse* und *Antizyklolyse*), durch fortwährende Abkühlung der hohen Breiten und Erwärmung der mittleren Breiten wird der ursprüngliche meridionale Temperaturgradient wieder aufgebaut, so dass sich am Ende wieder der Ausgangszustand (1) des Indexzyklus einstellt.

Wenn der zonale Index seine niedrigsten Werte erreicht hat und die großräumige Zirkulation weitgehend meridional ausgerichtet ist, stellen sich häufig sogenannte *blockierende Wetterlagen* (oder auch *Blocking-Lagen*) ein. Hierunter versteht man das Auftreten einer quasistationären Antizyklone, die über einen längeren Zeitraum, oft sind es mehr als zehn Tage, existiert und die großräumige Wettersituation in einem Gebiet maßgeblich charakterisiert (vgl. Abschn. 9.1). Rex (1950a, b) präsentierte eine umfangreiche Studie und statistische Auswertung von Blocking-Lagen. Hierin formulierte er die folgenden vier Kriterien, die für das Auftreten einer Blocking-Lage vorliegen müssen:

- Der westliche Höhengrundströmung muss sich in zwei Teile aufspalten.
- In jedem der beiden Strömungsäste muss ein deutlich erkennbarer Massetransport stattfinden.
- Die beiden Äste müssen sich über einen zonalen Längenbereich von 45° erstrecken.
- Die gesamte Strömungskonfiguration muss über einen Zeitraum von mindestens 10 Tagen andauern.

Die Ergebnisse der statistischen Analysen von Rex (1950a, b) zeigten, dass es auf der Nordhalbkugel zwei relativ eng begrenzte Bereiche gibt, in denen Blocking-Lagen verstärkt auftreten. Hierbei handelt es sich um den Atlantik (10°W) und den Pazifik (150°W), wobei die atlantischen Blocking-Lagen deutlich häufiger auftreten als die pazifischen. Die Dauer der von ihm untersuchten blockierenden Wetterlagen lag bei 12–16 Tagen. Neuere statistische Untersuchungen von Blocking-Lagen in der Nordhemisphäre (Barriopedro et al. 2006, Brömling 2008) deuten darauf hin, dass die größten Blocking Frequenzen bei 10°O und 170°O auftreten. Weiterhin benutzten Barriopedro et al. als raumzeitliche Schwellwerte zur Definition einer Blocking-Lage als 30 Längengrade und 5 Tage. Diese Schwellwerte werden im weiteren Verlauf zur Definition von Blocking-Lagen verwendet.

Mit Hilfe eines barotropen Kanalmodells konnten Charney und DeVore (1979) zeigen, dass Blocking-Lagen durch großskalige thermische und topographische Antriebe entstehen können. Bluestein (1993) nannte als die drei wichtigsten Blocking-Lagen die *Omega-Lage*, das sogenannte *High-over-Low* sowie den quasistationären Rücken mit großer Amplitude. Die Omega-Lage verdankt ihren Namen dem an den griechischen Buchstaben **Ω** erinnernden Verlauf der Isohypsen, während bei der High-over-Low Situation ein Hochdruckgebiet im Norden und ein Tiefdruckgebiet im Süden liegen, so dass die großräumige Strömung um beide Druckgebilde herumgeführt wird (s. Abb. 10.2). Das entspricht dem oben angesprochenen Aufspalten des Jetstreams in die beiden Strömungsäste, die jeweils nördlich und südlich um den Block verlaufen. Außer an der Westküste Europas entsteht das High-over-Low auch häufig in Nordamerika. Hierbei spielt das orographische Forcing der stationären Rossby-Wellen eine wichtige Rolle.

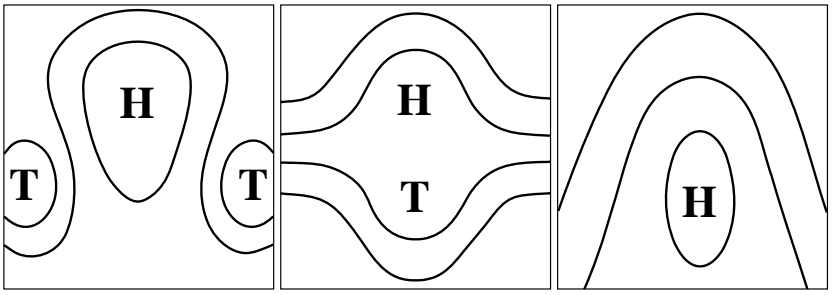


Abb. 10.2. Verschiedene Blocking-Lagen. Von links nach rechts: Omega-Lage, High-over-Low, Rücken mit großer Amplitude. Nach Bluestein (1993)

Blocking-Lagen treten hauptsächlich im Frühjahr auf, im Sommer sind sie seltener zu beobachten (s. hierzu auch Kap. 9). Normalerweise

handelt es sich jedoch nicht um reine Formen der drei Blocking Typen, sondern um quasistationäre großskalige Hochdruckgebiete variierender Intensität, die zusammen mit den sie umgebenden Tiefdruckgebieten über einen gewissen Zeitraum einem bestimmten Blocking Typ zugeordnet werden können. Beispielsweise kann sich aus einem Rücken mit großer Amplitude zunächst eine Omega-Lage entwickeln, die dann aber in ein High-over-Low übergeht, etc. Auf der anderen Seite kommt es gelegentlich zur Bildung großskaliger Strukturen mit blockierendem Charakter, die sich jedoch nach relativ kurzer Zeit wieder auflösen.

Das persistente Auftreten von Blocking-Lagen ist oft mit extremen Wettersituationen verbunden. Hierbei sind die unter dem Einfluss des blockierenden Hochs stehenden Gebiete durch starke Temperaturanomalien und insbesondere große Trockenheit geprägt, während umgekehrt die unter den flankierenden Tiefs liegenden Gebiete mitunter langanhaltenden und intensiven Niederschlägen ausgesetzt sind. In Europa traten im Frühling der Jahre 2007, 2009 und 2011 markante Blocking-Lagen auf. Im Jahr 2011 setzte die Blockierung Mitte März ein und erstreckte sich, mit immer wieder auftretenden kurzen Unterbrechungen, über einen Zeitraum von fast zwei Monaten. Während dieser Zeit lag Mitteleuropa unter dem Einfluss von Hochdruckgebieten mit raumzeitlich variierenden Zentren, die sich immer wieder über dem Festland reintensivierten. Die vom Atlantik zum Festland ziehenden Tiefdruckgebiete wurden im Norden und Süden um das Hoch herumgeführt. Typisch für diese Großwetterlage entwickelten sich über dem Ostatlantik durch *Cutoff Prozesse* immer wieder *Kaltlufttropfen*, aus denen kräftige Tiefdruckgebiete entstanden, die zur Iberischen Halbinsel zogen und dort für außergewöhnlich kühle und nasse Witterung sorgten, während in Mitteleuropa extreme Trockenheit herrschte.

In Abb. 10.3 sind zwei Beispiele blockierender Wetterlagen wiedergegeben. Das obere Bild zeigt eine High-over-Low Situation vom 23. 3. 2011 mit einem ausgedehnten Hochdruckgebiet über den Britischen Inseln, dem im Süden ein Tief über der Iberischen Halbinsel gegenüberliegt. Im unteren Bild erkennt man eine Omega-Lage, die sich gegen Ende der blockierenden Periode am 9. 5. 2011 einstellte. Das Zentrum des Bodenhochs befindet sich bereits über Fennoskandien, von wo es sich in den nächsten Tagen unter leichter Abschwächung weiter nach Osten verlagerte. Gleichzeitig füllte sich das über dem Ostatlantik liegende umfangreiche Tiefdruckgebiet allmählich auf und wanderte in Richtung Island. Hierdurch wurde eine Umstellung der europäischen Großwetterlage von der meridionalen in eine weitgehend zonale Zirkulationsform eingeleitet.

In einer kritischen Auseinandersetzung über die Bedeutung des Indexzyklus für die globale Zirkulation betonte Namias (1950), dass bisher keine physikalische Methode gefunden werden konnte, um eine

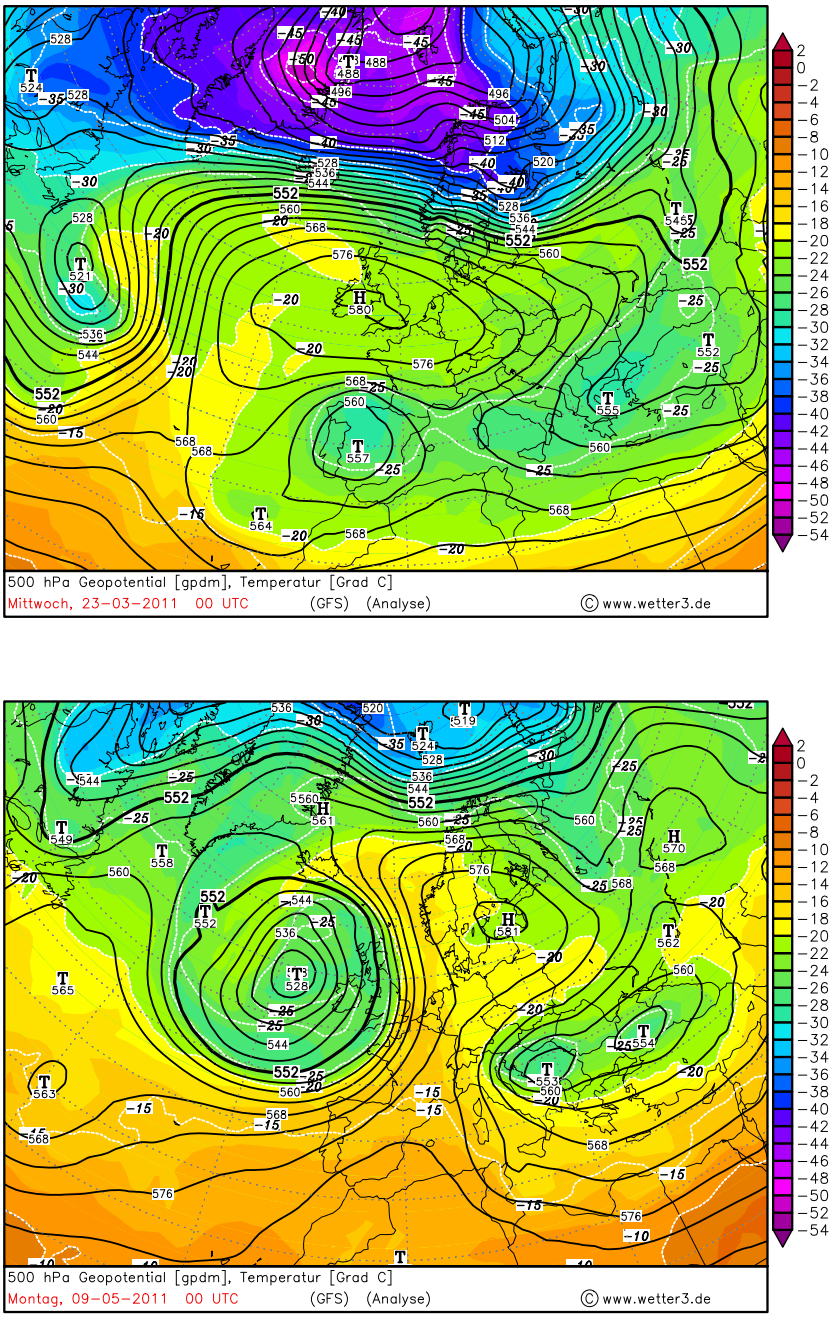


Abb. 10.3. Oben: High-over-Low am 23. 3. 2011 00 UTC, unten: Omega-Lage am 9. 5. 2011 00 UTC

deterministische Vorhersage des zonalen Index zu erreichen, die dann als Basis für langfristige Wettervorhersagen dienen könnte. Als Ursache hierfür nannte er den Umstand, dass der zonale Index keine unabhängige Variable sei, deren künftiges Verhalten auf der Grundlage vergangener Fluktuationen statistisch ausgewertet werden könne. Stattdessen handele es sich hierbei um eine nicht prognostizierbare, von dynamischen Prozessen in der mittleren und hohen Troposphäre abhängige Größe, deren zeitliche Variationen eher zufälliger Natur seien. E. N. Lorenz untersuchte in mehreren Arbeiten den zonalen Index (z. B. Lorenz 1962, 1963a, b, 1986) und stellte fest, dass die zeitlichen Fluktuationen nicht rein zufällig sind, sondern ein chaotisches Verhalten zeigen, was die deterministisch-chaotische Natur der zugrunde liegenden atmosphärischen Prozesse widerspiegelt. Daraus folgt aber auch, dass die Fluktuationenen, ähnlich wie reine Zufallsprozesse, über einen längeren Zeitraum nicht prognostizierbar sind.

Statt des über die gesamte Hemisphäre gemittelten zonalen Index untersuchte Bjerknes (1964) die auf Walker (1924, 1925) zurückgehende *Nordatlantische Oszillation* (NAO), die den Druckunterschied zwischen Island und den Azoren beschreibt. Der Parameter selbst wird als *NAO-Index* bezeichnet. Rogers (1984) verfeinerte die Definition des NAO-Index und wählte stattdessen die standardisierte Druckdifferenz zwischen Ponta Delgada (Azoren) und Reykjavik (Island). Eine ausführliche Darstellung der historischen Entwicklung der NAO-Forschung ist in Luterbacher et al. (2008) zu finden. Anomalien des NAO-Index, d. h. Abweichungen von seinem langjährigen Mittelwert, entstehen durch Anomalien des Luftdrucks über Island und den Azoren, die jeweils negativ miteinander korreliert sind. Ein verstärktes Islandtief tritt immer zusammen mit überdurchschnittlich hohem Luftdruck über den Azoren auf, was einer positiven Anomalie, d. h. hohem Wert des NAO-Index, entspricht, und umgekehrt. Derartige atmosphärische Wechselwirkungen zwischen zwei geographisch weit voneinander entfernt liegenden Regionen nennt man auch *Telekonnektion*.

Die Nichtvorhersagbarkeit des zonalen Index und das in der Mitte des zwanzigsten Jahrhunderts aufkommende und von da an stark wachsende Forschungsgebiet der numerischen Wettervorhersage führten dazu, dass die wissenschaftliche Auseinandersetzung mit dem zonalen Index wieder etwas in den Hintergrund trat. Schließlich erlebte die Beschäftigung mit dem Indexzyklus bzw. der NAO eine Renaissance, als in den 1990er Jahren die Klimaforschung verstärkt in den Mittelpunkt des wissenschaftlichen und öffentlichen Interesses rückte.

Bereits Walker (1928) stellte fest, dass die globale Zirkulation von folgenden drei Oszillationen geprägt ist: die Nordatlantische Oszillation, die *Nordpazifik Oszillation* (NPO), die sich in Druckunterschieden zwischen dem Aleutentief und dem subtropischen Hochdruckgürtel

äußert, und die *Südliche Oszillation* (*Southern Oscillation*), welche die Druckschwankungen zwischen dem südöstlichen Pazifik (die Osterinseln bzw. Tahiti) und Nordaustralien (Darwin) beschreibt und durch den sogenannten *Southern Oscillation Index* (SOI) ausgedrückt wird (s. auch Walker und Bliss 1932). Die Südliche Oszillation steht in engem Zusammenhang mit den als *El Niño* bzw. *La Niña* bezeichneten Phänomenen positiver bzw. negativer Anomalien der Meerestemperatur vor der Westküste Südamerikas, was zusammenfassend als *El Niño Southern Oscillation* (ENSO) bezeichnet wird. Die starke Wechselwirkung zwischen den Anomalien der Meerestemperatur und der Südlichen Oszillation wurde schon von Bjerknes (1969) hervorgehoben.

Neben den drei von Walker (1928) beschriebenen Oszillationen sind im Laufe der Jahre weitere atmosphärische und ozeanische Zirkulationsmuster hinsichtlich ihrer immer wiederkehrenden Anomalien untersucht worden, wie beispielsweise das *Pazifik-Nordamerika Muster* (PNA) (Dickson und Namias 1976, Wallace und Gutzler 1981) oder die *Pazifik Dekaden Oszillation* (Mantua et al. 1997), um daraus Informationen über globale Klimavariationen ableiten zu können. Mantua et al. wiesen darauf hin, dass eine enge raumzeitliche Korrelation zwischen ENSO und PDO besteht. Zu ähnlichen Ergebnissen gelangten Horel und Wallace (1981) bezüglich der Wechselwirkung ENSO $\leftrightarrow$ PNA. Häufig ist es jedoch sehr schwierig, beobachtete Anomalien bestimmter Phänomene eindeutig als Klimasignale interpretieren zu können, so dass in diesem Bereich die wissenschaftliche Diskussion teilweise kontrovers geführt wird.

Eine interessante und leicht verständliche Übersicht über die Erforschung der NAO ist in der vom Deutschen Wetterdienst herausgegebenen meteorologischen Fortbildungsreihe PROMET aus dem Jahr 2008 zu finden. Hier wiesen Hense und Glowienka-Hense (2008) darauf hin, dass die NAO kein räumlich stationäres Gebilde darstellt, sondern durch Nordost-Südwest Verlagerungen des Islandtiefs und des Azorenhochs geprägt ist. Zur Berücksichtigung dieses Umstands benutzten sie einen als *Lagrange'scher Index* bezeichneten modifizierten NAO-Index. Neben diesem existieren noch zahlreiche andere Indizes zur Beschreibung der NAO, die in Abhängigkeit von der zu untersuchenden Fragestellung jeweils verwendet werden (Leckebusch et al. 2008). Auf die tieferen Zusammenhänge dieser für die Klimaforschung wichtigen Thematik kann an dieser Stelle nicht näher eingegangen werden. Stattdessen wird der Leser auf die weiterführende Literatur verwiesen (z. B. Peixoto und Oort 1992, Bridgman und Oliver 2006).

10.2 Barotrope Wellen

Bevor die für synoptische Betrachtungen der mittleren Breiten interessanteren Rossby-Wellen der baroklinen Atmosphäre untersucht werden, erfolgt eine kurze Diskussion der in einer barotropen Atmosphäre auftretenden planetaren Wellen, da mit Hilfe des stark vereinfachten *barotropen Modells* ein sehr leichter Zugang zum Verständnis dieser Wellen möglich wird. Zur Erfüllung der Barotropiebedingung (4.7) in der Form $\rho = \rho(p)$ bietet es sich an, die Atmosphäre als ein inkompressibles Medium zu betrachten, d. h. $\rho = const$, so dass sich aus der Kontinuitätsgleichung (3.29) $\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$ ergibt. Wie in Abschn. 4.2 bereits angesprochen, wird im barotropen Modell neben der Barotropiebedingung und der hydrostatischen Approximation zusätzlich unterstellt, dass der horizontale Wind höhenunabhängig ist. Zusammen mit der Kontinuitätsgleichung und den am Erdboden und am Atmosphärenoberrand verschwindenden Vertikalbewegungen folgt hieraus, dass die Vertikalbewegungen in der gesamten Atmosphäre verschwinden und sich die Kontinuitätsgleichung schließlich auf $\nabla_h \cdot \mathbf{v}_h = 0$ reduziert.[3] Einsetzen dieser Barotropiebedingungen in (5.22) liefert die *divergenzfreie barotrope Form der Vorticitygleichung*

$$\boxed{\frac{d\eta}{dt} = 0} \tag{10.1}$$

d. h. bei *Barotropie* und divergenzfreiem Horizontalwind stellt die absolute Vorticity für ein sich bewegendes Luftpartikel eine Erhaltungsgröße dar (s. auch (6.12)).

Wie bereits erwähnt, diente Rossby et al. (1939) die barotrope Vorticitygleichung als Ausgangspunkt zur mathematischen Ableitung der Existenz großskaliger atmosphärischer Wellen. Wegen der Divergenzfreiheit des horizontalen Winds erscheint es angebracht, $\mathbf{v}_h$ mit Hilfe einer Stromfunktion ψ auszudrücken

$$\mathbf{v}_h = \mathbf{k} \times \nabla_h \psi \implies \nabla_h \cdot \mathbf{v}_h = 0 \tag{10.2}$$

Bei diesem Ansatz zur Lösung von (10.1) spricht man auch von der *Stromfunktions-Vorticity Methode* (s. z. B. Sievers und Zdunkowski 1986, Schayes et al. 1996). Eine mögliche Wahl für die Stromfunktion ist $\psi = \phi / f_0$. In dem Fall ist der horizontale Wind durch den geostrophischen Wind $\mathbf{v}_g$ aus (6.2) gegeben. Einsetzen von (10.2) in die Definitionsgleichung (5.10) der Vorticity liefert

$$\boxed{\zeta = \nabla_h^2 \psi, \qquad \eta = \nabla_h^2 \psi + f} \tag{10.3}$$

[3] Das Verschwinden der Vertikalbewegung am Oberrand der Atmosphäre impliziert die Filterung *externer Schwerewellen* im barotropen Modell.

Mit dieser Beziehung lässt sich aus (10.1) eine Differentialgleichung für die Stromfunktion ψ ableiten, die unter der Annahme eines konstanten zonalen Grundstroms $\overline{u}$ analytisch lösbar ist. Die Lösung der Differentialgleichung beschreibt eine ebene, sich in horizontaler Richtung ausbreitende Welle.

In dem von Rossby angenommenen Fall, dass sich die Welle lediglich in zonaler Richtung verlagert, was man auch als *reine Rossby-Welle* bezeichnet, lautet deren Phasengeschwindigkeit

$$\boxed{c = \overline{u} - \beta \frac{\lambda^2}{4\pi^2} = \overline{u} - \frac{\beta}{k_x^2}} \tag{10.4}$$

Hierbei ist $\beta = df/dy$ der als konstant angenommene *Rossby-Parameter* (s. (3.21)), λ die Wellenlänge und k_x die Wellenzahl in x-Richtung. Aus (10.4) lassen sich einige wichtige Schlussfolgerungen ziehen. Zunächst sieht man unmittelbar, dass sich Rossby-Wellen wegen $c < \overline{u}$ relativ zum Grundstrom in westliche Richtung bewegen. Sie existieren nur aufgrund der Tatsache, dass der Coriolisparameter breitenabhängig ist, d. h. $\beta > 0$, was, wie bereits erwähnt, als *β-Effekt* bezeichnet wird. Das Vorzeichen der Phasengeschwindigkeit wird durch die Wellenlänge bestimmt. Folgende Möglichkeiten können auftreten

$$c \begin{cases} > 0 & \textit{progressive Welle} \\ = 0 & \textit{stationäre Welle} \\ < 0 & \textit{retrograde Welle} \end{cases} \tag{10.5}$$

Aus (10.4) sieht man, dass Rossby-Wellen sich mit zunehmender Wellenlänge immer langsamer nach Osten verlagern. Wählt man beispielsweise eine geographische Breite von 45°N und $\overline{u} = 10\,\mathrm{m\,s^{-1}}$, dann ergibt sich eine stationäre Wellenlänge von 5000 km. Längere Wellen würden retrograd und sich mit weiter vergrößernder Wellenlänge immer schneller nach Westen bewegen. Weil c eine Funktion von β ist, dessen Wert nach Norden hin abnimmt, wird unter sonst gleichen Bedingungen die Phasengeschwindigkeit einer Rossby-Welle mit zunehmender geographischer Breite größer. Anders ausgedrückt bedeutet dies, dass Wellen, die in südlichen Breiten bereits retrograd werden, in nördlichen Breiten noch progressiv sein können. Am Äquator gilt zwar $f = 0$, trotzdem können auch dort wegen $\beta > 0$ Rossby-Wellen auftreten.

Da die Phasengschwindigkeit von der Wellenlänge abhängt, handelt es sich um dispersive Wellen, für die sich aus (10.4) die *Gruppengeschwindigkeit*

$$\boxed{c_{gr} = \overline{u} + \frac{\beta}{k_x^2}} \tag{10.6}$$

ergibt. Hieraus ist zu sehen, dass bezüglich des Grundstroms die Phasengeschwindigkeit zwar negativ, die Gruppengeschwindigkeit jedoch positiv ist. Somit liegt bei Rossby-Wellen eine sogenannte *anomale Dispersion* vor. Die Bedeutung der Gruppengeschwindigkeit besteht darin, dass der mit der Wellenbewegung verbundene Energietransport sich mit dieser Geschwindigkeit vollzieht. Darauf wird im nächsten Abschnitt näher eingegangen.

Bei der hier diskutierten Lösung von (10.1) handelt es sich um neutrale Wellen, deren Amplitude zeitlich konstant ist. Aufgrund nicht vorhandener Vertikalbewegungen ist es im barotropen Modell nicht möglich, durch Hebungs- und Absinkprozesse warmer bzw. kalter Luft eine Abnahme der potentiellen Energie des Systems zu bewirken. Wäre das der Fall, dann müsste aus dieser Abnahme eine Zunahme der kinetischen Energie resultieren. Da gemäß (10.2) die kinetische Energie proportional zu $(\nabla\phi)^2$ ist, würde das wiederum einer zeitlichen Intensivierung der Tröge und Rücken, d. h. der Amplitude der Geopotentialwelle, entsprechen. Solche bereits früher angesprochenen *Welleninstabilitäten* können nur in einer baroklinen Atmosphäre auftreten. Dieses als *barokline Instabilität* bezeichnete Phänomen wird in Abschn. 10.4 eingehend diskutiert.

Wie bereits in Abschn. 4.2 erwähnt, können allerdings auch barotrope Wellen instabil werden, was man dann als *barotrope Instabilität* bezeichnet. Rossby et al. (1939) führten an, dass bei dieser Form der Welleninstabilität kinetische Energie der mittleren Strömung in kinetische Energie der barotropen Wirbel umgewandelt wird. Gemäß (10.1) geschieht die Transformation der kinetischen Energie unter Beibehaltung der absoluten Vorticity der Luftpartikel. Kuo (1949) zeigte, dass für das Auftreten barotroper Instabilitäten die Existenz einer horizontalen Scherung des Grundstroms in der Art vorliegen muss, dass im Untersuchungsgebiet die absolute Vorticity mindestens einen Extremwert besitzt. Hierbei handelt es sich um die bereits in Abschn. 4.2 angesprochene *Wendepunkt-Instabilität*. Ebenfalls sollte nicht unerwähnt bleiben, dass für atmosphärische Entwicklungen in den Tropen die barotrope Instabilität oftmals von größerer Bedeutung als die barokline Instabilität ist (s. z. B. Kuo 1973, 1978, Mishra et al. 2007). Die tiefergehenden Zusammenhänge der barotropen Instabilität werden hier nicht näher erörtert und können stattdessen der weiterführenden Literatur entnommen werden (Hess 1959, Bluestein 1993, Pichler 1997, Zdunkowski und Bott 2003, Holton 2004 u. a.).

10.3 Barokline Wellen

Barotrope Rossby-Wellen existieren aufgrund der Erhaltung absoluter Vorticity und der Breitenabhängigkeit der planetaren Vorticity. Bei baroklinen Rossby-Wellen verhält es sich ähnlich, nur dass jetzt die potentielle Vorticity konstant ist und die Wellen auf die isentropen Gradienten der PV zurückzuführen sind. Weiterhin können sich barokline Wellen im Gegensatz zu den horizontalen barotropen Wellen auch in vertikaler Richtung ausbreiten.

Wie bereits oben erwähnt, wird bei Wellenbewegungen kinetische Energie mit der Gruppengeschwindigkeit der Welle transportiert. Dieser Energietransport ist für die Aufrechterhaltung der globalen troposphärischen und stratosphärischen Zirkulation von herausragender Bedeutung. Aus (10.6) ergibt sich, dass bei reinen Rossby-Wellen die Energie stromabwärts transportiert wird, also in die entgegengesetzte Richtung der Phasengeschwindigkeit. Theoretische Untersuchungen barokliner Rossby-Wellen führen zu dem Ergebnis, dass, abhängig von dem jetzt dreidimensionalen Wellenzahlvektor mit den Komponenten (k_x, k_y, k_z), der zonale Energietransport sowohl stromabwärts als auch stromaufwärts erfolgen kann (s. z. B. Pichler 1997, Zdunkowski und Bott 2003). Weiterhin ist ein meridionaler Energietransport nur möglich, wenn $k_y \neq 0$, wobei die Energie nach Süden gelangt ($k_y < 0$), wenn die Trog- und Rückenachsen der Wellen von Südwest nach Nordost verlaufen. Umgekehrtes gilt bei einem Energietransport nach Norden mit $k_y > 0$. Schließlich ergibt sich ein nach oben bzw. unten gerichteter Energiefluss durch Rossby-Wellen bei $k_z > 0$ bzw. $k_z < 0$. Da die Energiequellen erzwungener Rossby-Wellen in der Troposphäre liegen und die Wellenenergie von einer Quelle abgestrahlt wird, erfolgt durch diese Wellen mit $k_z > 0$ die für die globale Zirkulation wichtige energetische Ankopplung der Stratosphäre an die Troposphäre.

Die anomal dispersive Eigenschaft von Rossby-Wellen führt dazu, dass die in die quasistationären planetaren Wellen eingebetteten synoptisch-skaligen Wellenpakete in Form von Zyklonen und Antizyklonen sich relativ rasch entlang der langen Wellen stromabwärts verlagern. Das gilt insbesondere für reine Rossby-Wellen, bei denen gemäß (10.6) die Gruppengeschwindigkeit größer als die Geschwindigkeit des Grundstroms ist. Durchlaufen diese Wellenpakete einen Langwellentrog, dann intensivieren sich die Kurzwellentröge, während sich die kurzwelligen Hochdruckkeile abschwächen. Umgekehrtes gilt bei der Verlagerung eines Wellenpakets entlang eines langwelligen Höhenrückens.

Da bei Barotropie mit $T = T(p)$ die Temperatur auf isobaren Flächen konstant ist, wird man in dieser Situation in einer Höhenkarte des p-Systems keine Isothermen finden. Anders ausgedrückt bedeutet das,

dass immer dann, wenn Isothermen in Höhenkarten eingezeichnet sind, eine barokline Atmosphäre vorliegt. Häufig sind auch die Isothermen, ähnlich wie die Isohypsen, durch mehr oder weniger wellenförmige Strukturen gekennzeichnet. Weiterhin besteht wegen der Gültigkeit der hydrostatischen Approximation ein enger Zusammenhang zwischen Geopotential- und Temperaturverteilungen, aus dem sich wichtige Konsequenzen für deren raumzeitliches Verhalten ergeben. Das betrifft insbesondere die Untersuchung der Frage, unter welchen Bedingungen die Wellen instabil werden können, was sich in entsprechenden atmosphärischen Entwicklungen äußert.

Um die Zusammenhänge zwischen Geopotential- und Temperaturfeldern näher zu veranschaulichen, werden im Folgenden stark idealisierte Verteilungen beider Variablen betrachtet. In Anlehnung an Kraus (2004) sei im Niveau $p_1 = 1000$ hPa eine Geopotentialwelle gegeben in der Form

$$\phi_1 = \phi_{1,0} + \delta\phi \cos\left[k(x - ct)\right] \cos\left[k(y - ct)\right] \tag{10.7}$$

Hierbei ist $\phi_{1,0} = 981\ \mathrm{m^2\ s^{-2}}$ der Mittelwert des Geopotentials ϕ_1, das in x- und y-Richtung einen harmonischen Verlauf mit der Amplitude $\delta\phi = 1600\ \mathrm{m^2\ s^{-2}}$ aufweist und $k = 2\pi/\lambda$ die Wellenzahl mit $\lambda = 3000$ km.

Die Temperaturverteilung im Niveau p_1 sei ebenfalls harmonisch

$$T_1 = T_{1,0} - Ay + \delta T \cos\left[k(x - ct) + \varepsilon\right] \cos\left[k(y - ct)\right] \tag{10.8}$$

mit dem Mittelwert $T_{1,0} = 20°\mathrm{C}$ und der Amplitude $\delta T = 5°\mathrm{C}$. Zusätzlich wird der Temperaturwelle über den Term Ay eine lineare nach Norden gerichtete Temperaturabnahme überlagert, wobei $A = 1°\mathrm{C}$ pro 100 km gewählt wird, was einen für die barokline Atmosphäre mittlerer Breiten typischen Wert darstellt. Die vertikale Verteilung der Temperatur sei gegeben über eine konstante Temperaturabnahme von $0.7°\mathrm{C}$ pro 100 hPa. Durch Integration der hydrostatischen Gleichung (3.46) erhält man die dazugehörige Vertikalverteilung des Geopotentials. Die für die weitere Diskussion wichtigste Größe in (10.8) stellt die Variable ε dar, mit der eine bestimmte in x-Richtung bestehende Phasenverschiebung zwischen der Temperaturwelle und der ϕ_1-Geopotentialwelle gewählt werden kann.

Abbildung 10.4 zeigt zu einem festen Zeitpunkt $t = t_0$ und bei konstantem Wert $y = y_0$ die aus (10.7) und (10.8) resultierenden Temperatur- und Geopotentialverteilungen verschiedener p-Niveaus, die jeweils äquidistant zwischen $p_1 = 1000$ hPa und $p_2 = 500$ hPa gewählt wurden. Die beiden roten Kurven entsprechen den Verteilungen von ϕ_1 (unten) und ϕ_2 (oben). Die cyanfarbenen Linien kennzeichnen die jeweiligen vertikalen Achsenneigungen der Tröge und Rücken.

In den einzelnen Darstellungen liegt die Temperaturwelle mit einer Phasenverschiebung von 0, $\pi/2$, π und $(3/2)\pi$ hinter der ϕ_1-Geopotentialwelle. Deutlich ist die unterschiedliche Neigung der Trog- und Rückenachsen in Abhängigkeit von den verschiedenen Phasenverschiebungen zu erkennen. Sind die beiden Wellen in Phase, dann stehen die Achsen senkrecht, bei einer Phasenverschiebung von $\pi/2$ sind die Trog- und Rückenachsen rückwärts geneigt, während bei einer Phasenverschiebung von $(3/2)\pi$ nach vorne geneigte Achsen resultieren.

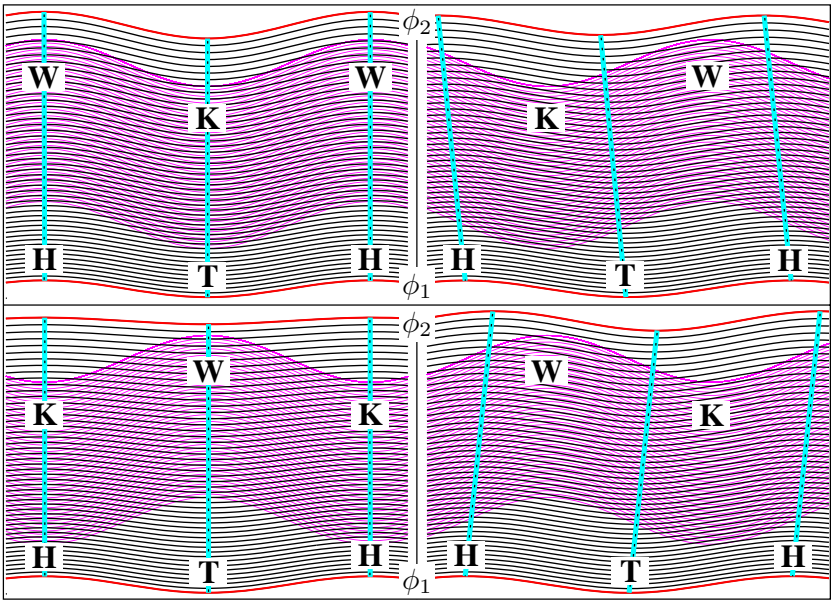


Abb. 10.4. Geopotential- (schwarz) und Temperaturverteilungen (magenta) in unterschiedlichen p-Niveaus. ε-Werte von links oben nach rechts unten: 0, $\pi/2$, π und $(3/2)\pi$. Trog- und Rückenachsenachsen in cyan

Bei einer Phasenverschiebung von π kann im Vertikalschnitt nicht immer eine vertikale Achsenneigung festgelegt werden. Bei kleiner Amplitude der Temperaturwelle ist deren Einfluss auf die vertikale hydrostatische Druckänderung relativ gering, so dass sich, wie in der Abbildung unten links zu sehen, über dem Bodentief ein schwacher Höhentrog befindet, woraus wiederum senkrecht stehende Trog- und Rückenachsen resultieren. Bei großer Amplitude der Temperaturwelle hingegen kann über dem Bodentief ein Höhenrücken und umgekehrt über dem Bodenhoch ein Höhentrog liegen. In dieser Situation könnte man aus der Vertikalverteilung allein keine Aussage über die Achsenneigungen machen. Das gelingt erst, wenn man auch die horizontalen

Geopotentialverteilungen betrachtet. Schließlich wird aus Abb. 10.4 noch ersichtlich, dass die Trog- und Rückenachsen immer zur kalten bzw. zur warmen Luft hin geneigt sind. Die hier gefundenen Ergebnisse stehen natürlich im Einklang mit dem in Abschn. 4.8 bereits diskutierten Vertikalaufbau von Druckgebilden.

In Abb. 10.5 sind für das gewählte Beispiel und die vier verschiedenen Phasenverschiebungen die horizontalen Temperatur- und Geopotentialverteilungen dargestellt. Die Pfeile in den linken Bildern geben die horizontalen Verschiebungsrichtungen der Druckgebilde im Niveau p_2 relativ zum Niveau p_1 wieder. In der oberen Reihe erkennt man deutlich, dass die Isohypsenabstände in der Höhe geringer sind als am Boden. Das entspricht der bereits in Abschn. 4.8 festgestellten Eigenschaft der Druckgebilde, wonach die Intensitäten warmer Hochs und kalter Tiefs mit der Höhe zunehmen. In der zweiten Reihe ist zu sehen, dass das *Höhentief* nordwestlich vom Bodentief und das *Höhenhoch* südwestlich vom Bodenhoch liegen.[4] Auch hier nehmen die Intensitäten der Druckgebilde mit der Höhe zu.

Die dritte Reihe zeigt den bei einer Phasenverschiebung von π über dem warmen Bodentief liegenden schwachen Höhentrog, dessen Zentrum jetzt relativ weit nach Norden verschoben ist. Analoges gilt für die beiden weit nach Süden verschobenen Höhenhochs. Somit sind wegen des meridionalen Temperaturgradienten jetzt die vertikalen Achsen nach Norden (Tief) bzw. Süden (Hoch) geneigt. In der letzten Reihe schließlich sind die Zentren von Höhentief und Höhenhoch in nordöstlicher bzw. südöstlicher Richtung verschoben. Insgesamt erkennt man auch hier, dass im Einklang mit der *barometrischen Höhenformel* die vertikalen Achsen von Hoch- und Tiefdruckgebieten immer zur warmen bzw. kalten Luft hin geneigt sind.

Phasenverschiebungen zwischen Temperatur- und Geopotentialwellen äußern sich nicht nur in einer räumlichen Verschiebung der Druckgebilde in der Höhe relativ zu ihren Bodenpositionen, vielmehr sind sie von fundamentaler Bedeutung für das Stabilitätsverhalten der baroklinen Wellen. Eine eingehende Diskussion dieses Sachverhalts erfolgt in den nächsten Abschnitten, in denen die grundsätzlichen Mechanismen erörtert werden, die zu einem instabilen Anwachsen barokliner Wellen führen können.

10.4 Das Zweischichtenmodell – barokline Instabilität

In Abschn. 10.1 wurde der Einfluss großskaliger Heterogenitäten der Erdoberfläche auf die Bildung stehender Rossby-Wellen diskutiert.

[4] Im Gegensatz zum *Höhentrog* und *Höhenrücken* besitzen Höhentiefs und Höhenhochs geschlossene Isohypsen.

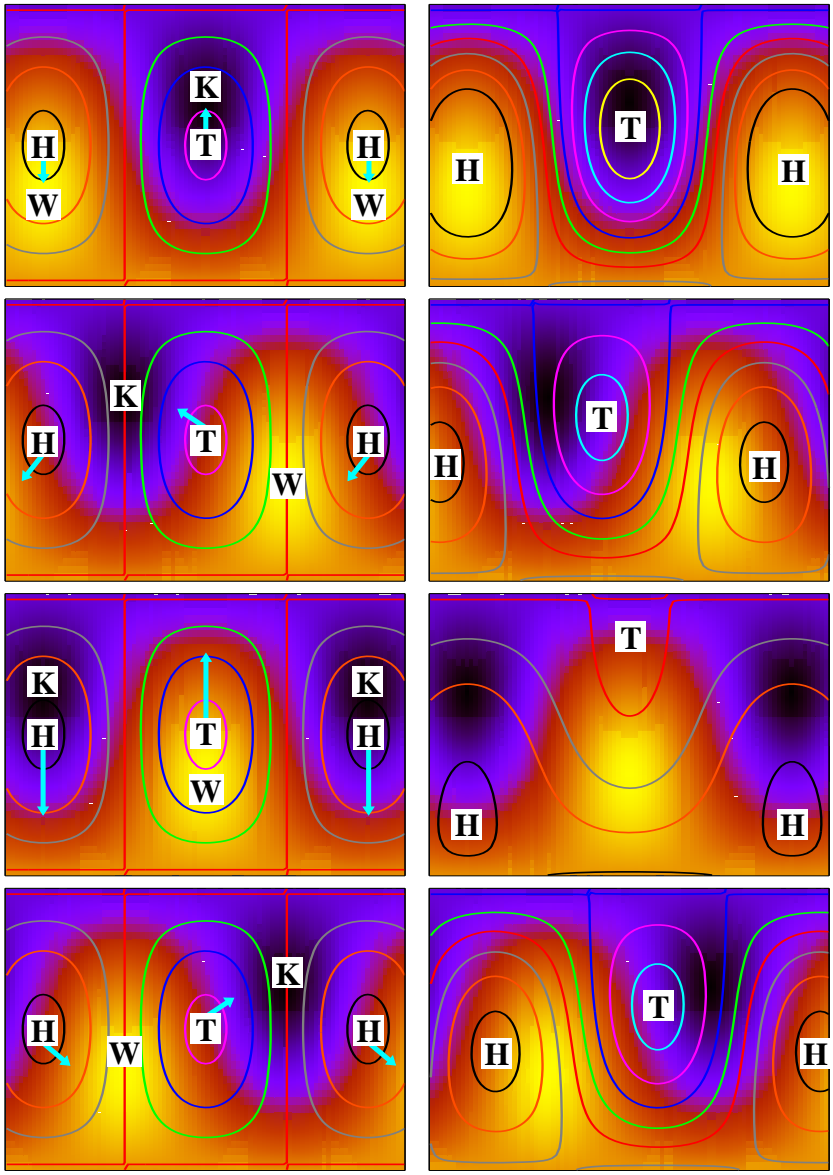


Abb. 10.5. Horizontalverteilungen von Isohypsen (Konturlinien) und Konturflächen der Temperatur in den Niveaus p_1 (links) und p_2 (rechts) bei Phasenverschiebungen von 0, $\pi/2$, π und $(3/2)\pi$ (von oben nach unten). Die Pfeile in den linken Bildern geben die horizontalen Verschiebungsrichtungen der Druckzentren in der Höhe wieder

Neben diesen langen Wellen sind die Strömungsverhältnisse mittlerer Breiten jedoch auch charakterisiert durch sich ständig entwickelnde und mitunter rasch intensivierende kurze Wellen, die sich entlang der planetaren Wellen stromabwärts verlagern. Wie bereits früher erwähnt, wird die damit einhergehende Entstehung synoptisch-skaliger Tief- und Hochdruckgebiete als *Zyklogenese* und *Antizyklogenese* bezeichnet. Ein genaueres Studium täglicher Wetterkarten führt schnell zu der Erkenntnis, dass die Wellenbildung bevorzugt in Regionen mit starker Baroklinität, wie z. B. an der Polarfront, vonstatten geht. Daher liegt die Vermutung nahe, dass es sich hierbei um eine Form der *Welleninstabilität* handelt, die eng mit dem raumzeitlichen Verhalten der atmosphärischen Baroklinität zusammenhängt, weshalb sie auch als *barokline Instabilität* bezeichnet wird.

10.4.1 Das Zweischichtenmodell

Der mathematische Formalismus zur Beschreibung der baroklinen Instabilität basiert auf den unabhängig voneinander entstandenen Arbeiten von Charney (1947) und Eady (1949). Im Folgenden werden die wichtigsten Schritte zur Ableitung des benötigten Gleichungssystems kurz zusammengefasst. Eine detaillierte Darstellung der Theorie kann an dieser Stelle nicht erfolgen und sollte stattdessen der entsprechenden Spezialliteratur entnommen werden. Beispielsweise findet man in Pedlosky (1987) eine sehr umfangreiche und tiefgehende Ausarbeitung zur Theorie der quasigeostrophischen Instabilitäten.

Im Gegensatz zum zweidimensionalen horizontalen Phänomen barotroper Prozesse erfordert die Beschreibung barokliner Vorgänge eine dreidimensionale Betrachtungsweise. Hierzu wird in numerischen Wettervorhersagemodellen die Atmosphäre vertikal in eine Vielzahl unterschiedlich dicker Schichten aufgeteilt, so dass die für eine gute Wetterprognose notwendige hohe räumliche Auflösung der Zustandsvariablen erreicht wird. Für das hier interessierende qualitative Verständnis barokliner Entwicklungsprozesse erscheint es jedoch angebracht, dem Prinzip der minimal erforderlichen räumlichen Auflösung folgend, die gesamte Troposphäre in lediglich zwei Schichten zu unterteilen. Diese geringe Auflösung bietet die einfachste Möglichkeit zur Darstellung von Vertikalgradienten bestimmter Variablen. Als Grundlage dieses sogenannten *Zweischichtenmodells* dienen die Gleichungen der quasigeostrophischen Theorie (s. Kap. 6), d. h. das Gleichungssystem besteht aus der Vorticitygleichung und dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik, die nach (6.4b) und (6.6) geschrieben werden können

als

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial \phi}{\partial p}\right) &= \frac{R_0}{p}\mathbf{v}_g \cdot \nabla_h T - \sigma_0 \omega - \frac{R_0}{c_p p}\frac{đq}{dt} \\ \frac{\partial \zeta_g}{\partial t} &= -\mathbf{v}_g \cdot \nabla_h(\zeta_g + f) + f_0 \frac{\partial \omega}{\partial p} \end{aligned} \tag{10.9}$$

Hierbei wurde entsprechend der in der quasigeostrophischen Theorie üblichen Vorgehensweise die Divergenz des horizontalen Winds mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung (3.32) aus den Gleichungen eliminiert.

Die Atmosphäre wird in zwei gleich große Schichten der Dicke $\Delta p = 500$ hPa unterteilt (s. Abb. 10.6). Daraus ergeben sich fünf verschiedene Levels $l = 0, \ldots, 4$, an denen gemäß der Abbildung die unterschiedlichen Modellvariablen angeschrieben werden. Am Atmosphärenober- und -unterrand sei die Vertikalbewegung null. Vertikale Ableitungen werden mittels zentraler Differenzenquotienten diskretisiert mit $\Delta p = p_3 - p_1 = p_2 - p_0 = p_2$. Die Vorticitygleichung wird in den Niveaus $l = 1, 3$ formuliert, die Wärmegleichung im Niveau $l = 2$. Aus (10.9) erhält man somit

$$\begin{aligned} &\text{(a)} \quad \frac{\partial}{\partial t}(\phi_3 - \phi_1) = R_0 \mathbf{v}_{g,2} \cdot \nabla_h T_2 - \sigma_{0,2}\omega_2 \Delta p - \frac{R_0}{c_p}\left(\frac{đq}{dt}\right)_2 \\ &\text{(b)} \quad \frac{\partial \zeta_{g,1}}{\partial t} = -\mathbf{v}_{g,1} \cdot \nabla_h(\zeta_{g,1} + f) + \frac{f_0 \omega_2}{\Delta p} \\ &\text{(c)} \quad \frac{\partial \zeta_{g,3}}{\partial t} = -\mathbf{v}_{g,3} \cdot \nabla_h(\zeta_{g,3} + f) - \frac{f_0 \omega_2}{\Delta p} \end{aligned} \tag{10.10}$$

wobei bei der Auswertung der vertikalen Differenzenquotienten für ω die Randbedingungen $\omega_0 = \omega_4 = 0$ benutzt wurden.

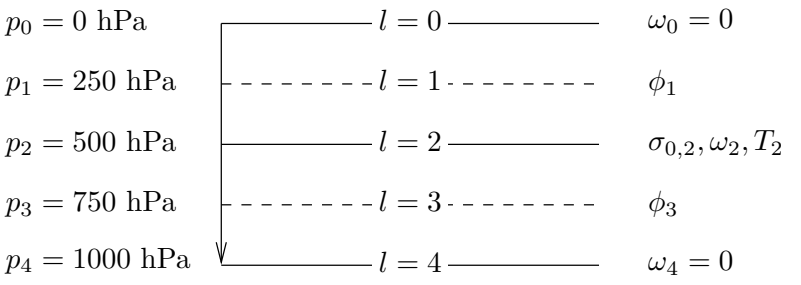


Abb. 10.6. Vertikale Einteilung der Atmosphäre im Zweischichtenmodell

Durch Addition von (10.10b) und (10.10c) erhält man eine prognostische Gleichung für die mittlere geostrophische Vorticity, die auch als

die Vorticitygleichung des Niveaus 2 angesehen werden kann

$$\frac{\partial \zeta_{g,2}}{\partial t} = -\frac{1}{2}\left[\mathbf{v}_{g,1}\cdot\nabla_h(\zeta_{g,1}+f) + \mathbf{v}_{g,3}\cdot\nabla_h(\zeta_{g,3}+f)\right] \qquad (10.11)$$

Man sieht, dass im Einklang mit der früher geführten Diskussion der Vorticitygleichung (s. Abschn. 5.4), in der mittleren Atmosphäre zeitliche Vorticityänderungen rein advektiv bedingt sind, wobei die rechte Seite von (10.11) als mittlere Advektion im Niveau 2 interpretiert werden kann. Subtrahiert man (10.10b) von (10.10c), dann erhält man unter Benutzung von (10.10a) die ω-Gleichung des Zweischichtenmodells. Diese ergibt sich jedoch auch direkt aus (6.8), wenn dort die vertikalen Ableitungen wiederum durch zentrierte Differenzenquotienten ersetzt werden

$$\boxed{\begin{aligned}\left(\nabla_h^2 - 2\mu^2\right)\omega_2 = {} & \frac{f_0}{\sigma_{0,2}\Delta p}\left[\mathbf{v}_{g,3}\cdot\nabla_h(\zeta_{g,3}+f) - \mathbf{v}_{g,1}\cdot\nabla_h(\zeta_{g,1}+f)\right] \\ & + \frac{R_0}{\sigma_{0,2}p_2}\nabla_h^2(\mathbf{v}_{g,2}\cdot\nabla_h T_2) - \frac{1}{\sigma_{0,2}}\nabla_h^2\left(\frac{R_0}{c_p p_2}\frac{đq}{dt}\right)_2 \\ \text{mit} \quad \mu^2 = {} & \frac{f_0^2}{\sigma_{0,2}(\Delta p)^2}\end{aligned}} \qquad (10.12)$$

Unter Vorgabe der diabatischen Wärmezufuhr und bei Kenntnis der Anfangsverteilungen des Geopotentials ($\phi_1(t_0)$, $\phi_3(t_0)$) lassen sich mit Hilfe von (6.3) die entsprechenden Werte der geostrophischen Vorticity ($\zeta_{g,1}(t_0)$, $\zeta_{g,3}(t_0)$) und daraus durch Lösung der ω-Gleichung (10.12) die Vertikalbewegung $\omega_2(t_0)$ berechnen. Die numerische Integration der prognostischen Gleichungen (10.10b, c) liefert dann die Vorticityverteilungen zum Zeitpunkt $t_1 = t_0 + \Delta t$, so dass das Modell iterierbar wird. Basierend auf dem hier vorgestellten Gleichungssystem präsentierte Phillips (1956) das erste numerische Modell zur Simulation der globalen Zirkulation.

10.4.2 Barokline Instabilität

Für die weiteren Betrachtungen sind jedoch nicht die Lösungen des Gleichungssystems selbst von Bedeutung, sondern vielmehr das zeitliche Verhalten von Störungen ϕ', die einem gedachten Grundzustand $\overline{\phi}$ überlagert werden. Dieser sei durch eine in jedem Niveau konstante geostrophische Strömung in x-Richtung gegeben, d. h.

$$u_{g,1} = -\frac{1}{f_0}\frac{\partial\overline{\phi}_1}{\partial y} = const, \qquad u_{g,3} = -\frac{1}{f_0}\frac{\partial\overline{\phi}_3}{\partial y} = const \qquad (10.13)$$

Hieraus ergeben sich der vertikal gemittelte Wind $\overline{u}$ und die vertikale Scherung u_{th} des horizontalen Winds als

$$\overline{u} = \frac{u_{g,1} + u_{g,3}}{2}, \qquad u_{th} = \frac{u_{g,1} - u_{g,3}}{2} \tag{10.14}$$

Die Größe u_{th} beschreibt den thermischen Wind des Grundzustands und ist damit ein Maß für die Baroklinität der Atmosphäre. Die Störungen werden mit Hilfe von Wellenansätzen formuliert als

$$\phi_1' = A \exp[ik(x - ct)], \qquad \phi_3' = B \exp[ik(x - ct)] \tag{10.15}$$

Durch Linearisierung der prognostischen Gleichungen (10.10) erhält man ein analytisch lösbares Differentialgleichungssystem für die Störungen (ϕ_1', ϕ_3'). Die Lösung dieses Gleichungssystems liefert die Phasengeschwindigkeit der Störungswellen als

$$\boxed{\begin{aligned} c_{1,2} &= \overline{u} - \frac{\beta(\mu^2 + k^2)}{k^2(2\mu^2 + k^2)} \pm \sqrt{\delta} \\ \text{mit} \quad \delta &= \frac{\beta^2 \mu^4}{k^4(2\mu^2 + k^2)^2} - u_{th}^2 \frac{2\mu^2 - k^2}{2\mu^2 + k^2} \end{aligned}} \tag{10.16}$$

Auf eine detaillierte Ableitung dieser Gleichung wird hier verzichtet. Diese kann z. B. in Zdunkowski und Bott (2003) oder Holton (2004) nachgelesen werden.

Einsetzen von (10.16) in (10.15) macht deutlich, dass für den Fall $\delta < 0$ die dann komplexe Phasengeschwindigkeit zeitlich anwachsende Amplituden von (ϕ_1', ϕ_3') liefert, d. h. die baroklinen Wellen werden instabil. Für einen vorgegebenen konstanten Wert des Rossby-Parameters β ist die barokline Instabilität über den Term δ eine Funktion der atmosphärischen Stabilität $\sigma_{0,2} = [f_0/(\mu \Delta p)]^2$, der Wellenlänge $\lambda = 2\pi/k$ sowie der vertikalen Scherung des horizontalen Winds u_{th}, d. h. dem thermischen Wind bzw. der Baroklinität. Man kann leicht sehen, dass mit zunehmendem Wert der statischen Stabilität wegen $\mu \to 0$ das Auftreten instabiler Wellen immer mehr zu den langen Wellenlängen hin verschoben wird, denn man erhält $\delta > 0$, wenn $2\mu^2 < k^2$. Das trifft für alle kurzen Wellen mit einer Wellenlänge kleiner als $\sqrt{2}\pi/\mu$ zu.

Die Wirkung der Baroklinität auf das Stabilitätsverhalten der Wellen lässt sich ebenso leicht aus (10.16) ablesen. Je barokliner die Atmosphäre ist $(u_{th}^2 \gg 0)$, umso eher wird bei sonst gleichen Bedingungen eine Welle instabil. Umgekehrt existieren im Fall eines barotropen

Grundzustands ($u_{th} = 0$) keine Instabilitäten. In dem Fall reduziert sich (10.16) auf

$$c_1 = \overline{u} - \frac{\beta}{k^2}, \qquad c_2 = \overline{u} - \frac{\beta}{(2\mu^2 + k^2)} \tag{10.17}$$

Der Wert von c_1 entspricht der Phasengeschwindigkeit der reinen Rossby-Welle (vgl. (10.4)), während die dazugehörigen Störungen höhenunabhängig, d. h. barotroper Natur, sind. Das steht auch im Einklang mit der ω-Gleichung (10.12), aus der sich bei Barotropie (und Adiabasie) $\omega_2 = 0$ ergibt. Die Phasengeschwindigkeit c_2 entspricht stabilen baroklinen Wellen, bei denen zwischen der ϕ_1- und der ϕ_3-Welle eine Phasenverschiebung von π besteht.

Aus der Forderung $\delta > 0$ erhält man für den thermischen Wind eine Bedingung, unter der eine barokline Welle unabhängig von ihrer Wellenlänge unbedingt stabil bleibt

$$u_{th} < \frac{(\Delta p)^2 \beta}{2 f_0^2} \sigma_{0,2} \tag{10.18}$$

Das bedeutet, dass bei gegebener statischer Stabilität $\sigma_{0,2}$ eine gewisse Baroklinität überschritten werden muss, um überhaupt instabile Wellenprozesse auslösen zu können. Der Schwellwert ist hierbei umso kleiner, je geringer die Stabilität ist. In gleicher Weise erhält man eine kritische Wellenlänge λ_c, bei deren Unterschreitung die Welle für jede beliebige Baroklinität stabil bleibt

$$\lambda_c = \frac{\pi \sqrt{2} \Delta p}{f_0} \sqrt{\sigma_{0,2}} \tag{10.19}$$

Im Grenzfall $\sigma_{0,2} \to 0$ werden demnach Wellen mit beliebig kurzer Wellenlänge instabil, was gelegentlich auch als *ultraviolette Katastrophe* bezeichnet wird. Weiterhin erkennt man aus (10.16), dass für $\beta = 0$ das Auftreten barokliner Instabilitäten unabhängig vom thermischen Wind ist und nur noch von der Wellenlänge und der statischen Stabilität abhängt. Von besonderem Interesse ist schließlich noch die Wellenlänge, bei der es bei gegebenem Wert von β mit zunehmender Baroklinität zum ersten Mal zur Instabilität kommt. Diese sogenannte *dominante Wellenlänge* ergibt sich zu

$$\lambda_d = \frac{2^{3/4} \pi \Delta p}{f_0} \sqrt{\sigma_{0,2}} \tag{10.20}$$

Abbildung 10.7 zeigt schematisch das Stabilitätsverhalten barokliner Wellen. Hier stellt die schattierte Fläche den instabilen Bereich

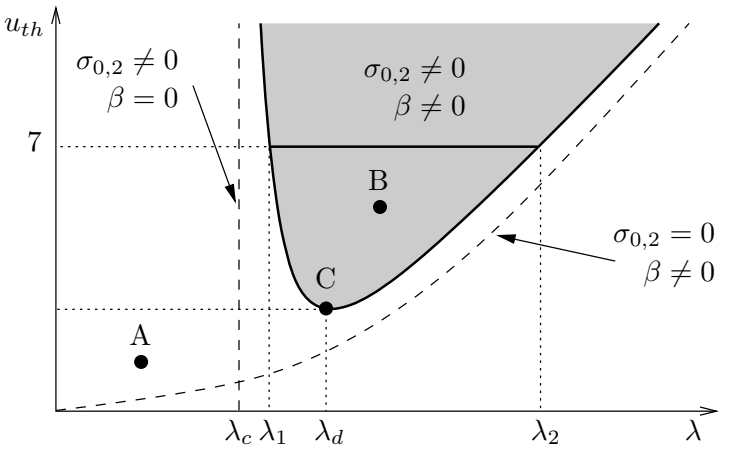


Abb. 10.7. Neutrale Kurve mit Instabilitätsbereich (schattierte Fläche) barokliner Wellen als Funktion von Wellenlänge und Baroklinität

dar. Dieser ist vom stabilen Bereich durch die sogenannte *neutrale Kurve* getrennt, die sich aus der Bedingung $\delta = 0$ in (10.18) ergibt. Je nach Wahl der Wellenlänge und der Baroklinität erhält man entweder eine stabile (z. B. am Punkt A) oder eine instabile Welle (z. B. am Punkt B). Am Punkt C befindet sich die dominante Wellenlänge. Die beiden gestrichelten Linien stellen Asymptoten an die Instabilitätsfläche dar, die durch $\beta = 0$ und $\sigma_{0,2} = 0$ gegeben sind.

Setzt man für die verschiedenen in (10.16) vorkommenden Parameter Werte ein, die sich unter typischen atmosphärischen Bedingungen mittlerer Breiten ergeben, dann erhält man als kritische Wellenlänge $\lambda_c \approx 3000$ km, während die dominante Wellenlänge ungefähr 4000 km beträgt. Der zu dieser Wellenlänge gehörende thermische Wind liegt bei etwa 4 m s^{-1}. Das ist ein Wert, der in mittleren Breiten normalerweise immer übertroffen wird. Typische Werte von u_{th} liegen in der Größenordnung von 7 m s^{-1}. Daraus resultiert ein instabiler Wellenlängenbereich zwischen $\lambda_1 \approx 3000$ km und $\lambda_2 \approx 6000$ km (s. Abb. 10.7). Somit könnte man folgern, dass bei Zyklogenesen, die durch barokline Instabilitäten angeregt werden, nur Tiefdruckgebiete mit Wellenlängen von 3000 km und mehr entstehen sollten. Das steht jedoch im Widerspruch zu zahlreichen Beobachtungen außertropischer Zyklonen, die meistens eine deutlich geringere horizontale Erstreckung aufweisen. Beispielsweise ergab eine Untersuchung der Daten des GALE Experiments[5] einen mittleren Radius der Zyklonen von 500

[5] GALE: Genesis of Atlantic Lows Experiment, Januar–März 1986, Nordamerika und daran angrenzender Atlantik (Dirks et al. 1988).

km, wobei zwei Drittel der Zyklonen einen Radius von weniger als 700 km aufwiesen (Nielsen und Dole 1992).

In diesem Zusammenhang sollte beachtet werden, dass die hier geführte Diskussion eher nur qualitativ zu verstehen ist, denn viele in der Realität stattfindende Prozesse, wie beispielsweise die Reibung oder die Freisetzung latenter Wärme, wurden nicht berücksichtigt. Während Reibungsvorgänge den Instabilitätsbereich verringern, führen diabatische Prozesse zu einer Ausweitung des Instabilitätsbereichs sowohl zu kleineren Wellenlängen als auch zu schwächeren Baroklinitäten hin. Ebenso bedeutend für die Bildung instabiler Wellen sind horizontale Windscherungen, die insbesondere im Jetstreamniveau hohe Werte annehmen können und gleichfalls den Instabilitätsbereich zu kleineren Wellenlängen hin vergrößern.

Als eine der wichtigsten Ursachen für die aus dem Zweischichtenmodell resultierenden zu großen Wellenlängen der Zyklonen führten Moore und Peltier (1987) an, dass hierbei die Frontalzone vereinfachend als eindimensionales Gebilde angenommen wird, das nur in der vertikalen Richtung variiert. Sie zeigten, dass eine Verallgemeinerung dieses Ansatzes auf eine zweidimensionale Form der Frontalzone, die auch horizontale Heterogenitäten entlang der Front zulässt und dreidimensionalen baroklinen Störungen unterworfen wird, zu einer realistischeren horizontalen Längenskala der Mittelbreitenzyklonen von etwa 1000 km führen kann.

In Übereinstimmung damit stellten Joly und Thorpe (1990) fest, dass Frontalwellen typischerweise Wellenlängen von weniger als 1000 km besitzen und deutlich schnellere zeitliche Wachstumsraten aufweisen, als dies aus dem klassischen Modell der baroklinen Instabilität folgen würde. Sie führten diese Unterschiede auf die aus diabatischen Prozessen entlang einer Frontalzone resultierenden niedertroposphärischen PV-Anomalien zurück. Mit Hilfe einer linearen Stabilitätsanalyse konnten sie zeigen, dass sich an einer bereits existierenden Frontalzone *sekundäre barokline Instabilitäten* mit Wellenlängen von 700–900 km und realistischen zeitlichen Wachstumsraten entwickeln können, wenn eine untere PV-Anomalie mit einer horizontalen Erstreckung quer zur Front von weniger als 150 km vorliegt. Diese könnte beispielsweise auf ein in frontogenetischen Strömungen entstandenes und parallel zur Front verlaufendes Niederschlagsband zurückzuführen sein.

Aus den Ergebnissen des Zweischichtenmodells und den hier angeführten Überlegungen kann insgesamt geschlossen werden, dass in den mittleren Breiten praktisch immer die zur Auslösung barokliner Instabilitäten notwendigen atmosphärischen Bedingungen vorliegen, so dass diese Form der *Welleninstabilität* als ein sehr bedeutender Mecha-

nismus angesehen werden kann, durch den zyklogenetische Prozesse initiiert werden.

10.4.3 Energetische Betrachtungen

Die gesamte Energie der in der Atmosphäre ablaufenden thermo-hydrodynamischen Prozesse setzt sich zusammen aus der inneren, der potentiellen und der kinetischen Energie. Man kann zeigen, dass in einer hydrostatischen Atmosphäre die potentielle Energie als Funktion der inneren Energie darstellbar ist (s. z. B. Zdunkowski und Bott 2004), so dass es angebracht erscheint, beide Energien zu einer Größe, der sogenannten *totalen potentiellen Energie*, zusammenzufassen. In einem abgschlossenen System kann, unter Berücksichtigung der Erhaltung der gesamten Energie, totale potentielle Energie in kinetische Energie umgewandelt werden und umgekehrt. Allerdings steht für die Umwandlung in kinetische Energie nur ein geringer Anteil der totalen potentiellen Energie zur Verfügung. Dieser Anteil wird auch als *verfügbare potentielle Energie* bezeichnet. Lorenz (1960) zeigte, dass die verfügbare potentielle Energie der gesamten Erdatmosphäre proportional zum Volumenintegral der Varianz der potentiellen Temperatur über die Atmosphäre ist. Ihr Wert ist mit ungefähr 0.5 % der totalen potentiellen Energie sehr gering. Selbst von diesem geringen Energieanteil werden nur etwa 10 % in kinetische Energie der globalen Zirkulation umgewandelt (Holton 2004, s. auch Pichler 1997).

Zur näheren Untersuchung der Wechselwirkungen zwischen kinetischer und verfügbarer potentieller Energie einer baroklinen Welle müssen *Bilanzgleichungen* für beide Energien formuliert werden. Auf eine detaillierte Ableitung dieser Gleichungen wird hier verzichtet. Stattdessen werden die wichtigsten Ergebnisse der Untersuchungen kurz zusammengefasst. Diese beruhen auf den von Holton (2004) präsentierten ausführlichen Betrachtungen zu diesem Thema. Danach lassen sich die prognostischen Gleichungen für die kinetische Energie K' und die verfügbare potentielle Energie P' einer baroklinen Welle schreiben als

$$
\begin{array}{lll}
\text{(a)} & & \dfrac{dK'}{dt} = -\dfrac{2}{\Delta p}\overline{\omega_2'\phi_{th}} \\
\text{(b)} & & \dfrac{dP'}{dt} = \dfrac{2}{\Delta p}\overline{\omega_2'\phi_{th}} + \dfrac{4\mu^2}{f_0^2}u_{th}\overline{\phi_{th}\dfrac{\partial\phi_m}{\partial x}} \\
\text{(c)} & \text{mit} & \phi_{th} = \dfrac{\phi_1' - \phi_3'}{2}, \qquad \phi_m = \dfrac{\phi_1' + \phi_3'}{2}
\end{array}
\tag{10.21}
$$

Hierbei bedeutet der Querstrich über den einzelnen Termen eine Mittelung über die gesamte Wellenlänge λ der Welle. Wegen der Gültigkeit der hydrostatischen Beziehung (6.1) gibt der Term ϕ_{th} die Temperaturverteilung wieder, während $\partial\phi_m/\partial x$ gemäß der geostrophischen Windbeziehung (6.2) die Meridionalkomponente $v'_{g,2}$ des geostrophischen Winds im Niveau 2 darstellt.

Aus (10.21a,b) kann man unmittelbar sehen, dass P' und K' über den Korrelationsterm $\overline{\omega'_2\phi_{th}}$ miteinander in Wechselwirkung stehen. Ist der Term negativ, dann wird kinetische Energie aus verfügbarer potentieller Energie gebildet und umgekehrt. Somit entsteht kinetische Energie, wenn relativ warme Luft aufsteigt oder relativ kalte Luft absinkt, weil dann die Korrelation zwischen der Temperaturverteilung und der generalisierten Vertikalgeschwindigkeit jeweils negativ ist. Dieser Umstand ist leicht einzusehen, denn bei vertikalen Masseumschichtungen mit aufsteigender Warmluft und absinkender Kaltluft wird der Schwerpunkt des Systems abgesenkt, was einer Abnahme der potentiellen Energie gleichkommt.

Der zweite Term auf der rechten Seite von (10.21b) stellt die Energiequelle der baroklinen Welle dar. Er beschreibt die Erzeugung oder Vernichtung von P' als Funktion der Korrelation zwischen der Schichtdicke $\phi'_1 - \phi'_3$ und der meridionalen Bewegung $v'_{g,2}$. Unterstellt man eine nach Norden hin abnehmende Temperatur des atmosphärischen Grundzustands, dann ist $u_{th} \geq 0$, so dass bei einer positiven Korrelation $\overline{\phi_{th}\partial\phi_m/\partial x}$ die verfügbare potentielle Energie der Welle zunimmt. Das ist dann der Fall, wenn mit $v'_{g,2}$ warme Luft nach Norden bzw. kalte Luft nach Süden transportiert wird. Insgesamt gesehen muss die Summe aus K' und P' nicht konstant bleiben, da die barokline Welle mit der Grundströmung in Wechselwirkung steht und somit kein energetisch abgeschlossenes System darstellt. Das bedeutet insbesondere, dass sowohl K' als auch P' gleichzeitig anwachsen können.

Zur besseren Veranschaulichung der Energieumwandlungen betrachte man eine barokline Atmosphäre mit zwei zunächst senkrecht nebeneinander stehenden Luftsäulen von jeweils konstanter potentieller Temperatur θ_1 und θ_2. Die Luftsäulen befinden sich in den zonalen Kanälen Δy_1 und Δy_2 (s. Abb. 10.8 oben links). In dieser instabilen Anfangskonfiguration äußert sich die Baroklinität des atmosphärischen Grundzustands in den unterschiedlichen Werten der mittleren potentiellen Temperaturen beider Kanäle, die zunächst gegeben sind durch $\overline{\theta}_1 = \theta_1$ und $\overline{\theta}_2 = \theta_2$ mit $\theta_2 < \theta_1$. Zum Abbau der Baroklinität des Grundzustands gibt es zwei Möglichkeiten. Im ersten Fall wird die warme Luft über die kalte Luft gehoben. Der in der Abbildung rechts oben gezeigte stabile Endzustand beschreibt eine barotrope Atmosphäre, in der die warme Luft (θ_1) horizontal über der kalten Luft (θ_2) liegt. In diesem Zustand ist die totale potentielle Energie der

Atmosphäre minimal, d. h. die gesamte verfügbare potentielle Energie wurde in kinetische Energie der Horizontalbewegung (schwarze Pfeile oben rechts) umgewandelt.

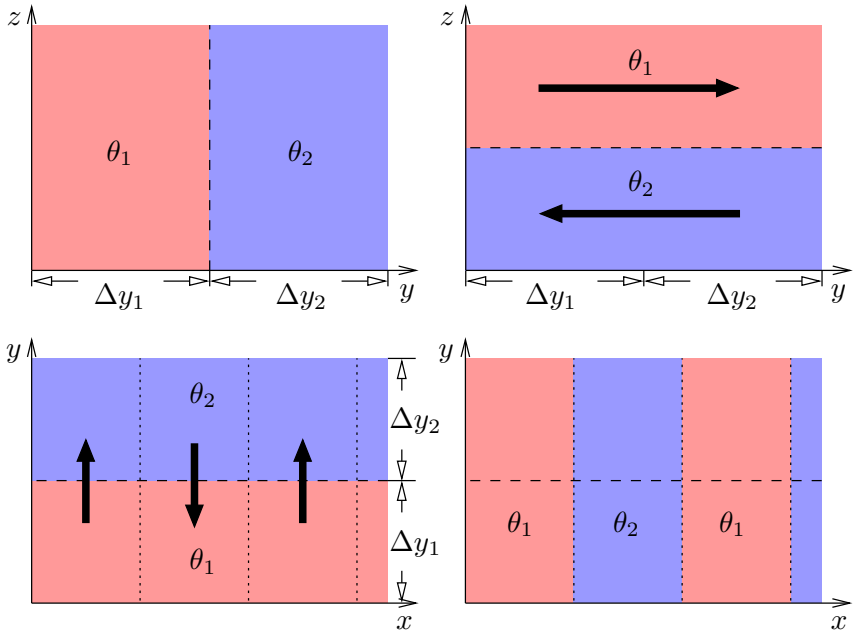


Abb. 10.8. Vertikale (oben) und horizontale (unten) Umverteilungen in einer baroklinen Atmosphäre mit $\theta_1 > \theta_2$

In den beiden unteren Darstellungen von Abb. 10.8 erfolgt der Abbau der verfügbaren potentiellen Energie des atmosphärischen Grundzustands nicht durch vertikales Aufgleiten von warmer über kalte Luft wie oben, sondern durch reine horizontale Bewegungen. Hierbei wird alternierend kalte Luft aus dem Norden nach Süden und warme Luft aus dem Süden nach Norden geführt. Im Endzustand befindet sich in beiden Kanälen zu gleichen Teilen kalte und warme Luft, so dass die zonal gemittelten potentiellen Temperaturen gegeben sind durch $\overline{\theta}_1 = \overline{\theta}_2 = (\theta_1 + \theta_2)/2$. Das bedeutet jedoch, dass sich auch jetzt ein barotroper atmosphärischer Grundzustand eingestellt hat. Allerdings ist die verfügbare potentielle Energie nicht in kinetische Energie des Grundzustands, sondern in verfügbare potentielle Energie der Störungen umgewandelt worden. Aus (10.21b) kann man sehen, dass nach Erreichen des barotropen Grundzustands mit $u_{th} = 0$ der Quellterm von P' verschwindet. Gemäß der in Abschn. 10.1 geführten Diskussion entspricht die barokline Ausgangslage einem hohen und der barotrope

Endzustand des Grundzustands einem niedrigen Wert des zonalen Index.

Die hier dargestellten stark idealisierten Vorgänge sind in der realen Atmosphäre natürlich nicht zu beobachten. Das liegt nicht nur daran, dass die oben dargestellte Ausgangssituation zweier senkrecht nebeneinander stehender Luftsäulen unterschiedlicher Temperatur unrealistisch ist, vielmehr erfolgt der Abbau der Baroklinität durch großräumige Hebungs- und Absinkprozesse, die zusammen mit meridionalen Horizontalbewegungen der unterschiedlich temperierten Luftmassen auftreten. Dabei schiebt sich die nach Süden geführte kalte Luft unter die warme Luft, während die nach Norden gelangende Warmluft auf die kalte Luft aufgleitet, so dass sich insgesamt eine Überlagerung der beiden in Abb. 10.8 dargestellten Mechansimen zum Abbau der Baroklinität ergibt. Auf diese Weise bilden sich während der Zyklogenese die Warm- und die Kaltfronten. Eine eingehende Diskussion dieser Vorgänge erfolgt in Kap. 12.

10.5 Stabilitätsverhalten barokliner Wellen

Wie bereits am Ende von Abschn. 10.3 angesprochen, ist die Phasenverschiebung zwischen Geopotential- und Temperaturwelle von großer Bedeutung für das Entwicklungspotential einer baroklinen Welle. Setzt man ϕ_{th} und ϕ_m als harmonische Funktionen an in der Form

$$\phi_m = A\cos[k(x-ct)], \qquad \phi_{th} = B\cos[k(x-ct)+\varepsilon] \tag{10.22}$$

dann erhält man für das Korrelationsprodukt

$$\overline{\phi_{th}\frac{\partial\phi_m}{\partial x}} = \frac{ABk}{2}\sin\varepsilon \tag{10.23}$$

Damit ergibt sich für $u_{th} > 0$ gemäß (10.21b) eine Zunahme der verfügbaren potentiellen Energie P', wenn für die Phasenverschiebung zwischen Geopotential- und Temperaturwelle gilt $0 < \varepsilon < \pi$. Hierbei handelt es sich um eine instabil anwachsende barokline Welle. Für $\varepsilon = \pi/2$ wird die Korrelation maximal. In diesem Fall liegt die Temperaturwelle im Niveau 2 um $\lambda/4$ hinter der Geopotentialwelle. Bei Phasengleichheit beider Wellen oder bei einer Phasenverschiebung von π verschwindet der Korrelationsterm, so dass die barokline Welle keine Energie gewinnt und damit neutral ist, d. h. die Ampltiude der Welle konstant bleibt. Diese Situation wird im weiteren Verlauf als stabile Welle bezeichnet. Für $\pi < \varepsilon < 2\pi$ schließlich folgt aus dem dann negativ werdenden Korrelationsprodukt in (10.23), dass die Welle

verfügbare potentielle Energie an die atmosphärische Grundströmung abgibt und daher als gedämpfte Welle angesehen werden kann.

Im Folgenden wird das Stabilitätsverhalten barokliner Wellen bei unterschiedlichen Werten von ε untersucht. Hierbei sollte beachtet werden, dass, im Gegensatz zu den Ausführungen am Ende von Abschn. 10.3, sich bei dem hier diskutierten Zweischichtenmodell die Phasenverschiebungen auf die Temperatur- und Geopotentialwelle im 500 hPa Niveau beziehen.

10.5.1 Stabile und gedämpfte Wellen

Abbildung 10.9 zeigt schematisch eine barokline Welle, bei der sich die Temperatur- und die Geopotentialwelle in Phase befinden, so dass sich die Druckgebilde mit der Höhe intensivieren (vgl. Abschn. 4.8). In dieser Situation nehmen der geostrophische Wind und die absolute Vorticity betragsmäßig mit der Höhe zu und erreichen im Jetstreamniveau ihre Maximalwerte. Somit liegt vorderseitig des Trogs eine Zunahme positiver (PVA) und rückseitig eine Zunahme negativer Vorticityadvektion (NVA) mit der Höhe vor. [6] Gleichzeitig ist die Temperaturadvektion vernachlässigbar klein, da die Isothermen und Isohypsen weitgehend parallel verlaufen. Aus der ω-Gleichung (6.11) ergibt sich unmittelbar vorderseitig bzw. rückseitig des Trogs Hebung bzw. Absinken der Luft (Abb. 10.9 unten). Die Vertikalbewegungen stehen natürlich im Einklang mit den aus der *Q-Vektor Analyse* resultierenden Hebungsantrieben (vgl. Abschn. 6.4).

Trogvorderseitige Hebung verursacht Konvergenz am Boden und Divergenz in der Höhe. Rückseitiges Absinken wirkt umgekehrt. In der unteren Atmosphäre verstärken die entstandenen Vergenzen die Wirkung der Vorticityadvektion, während sie ihr in der oberen Atmosphäre entgegenwirken. Diese Zusammenhänge wurden bereits bei der Interpretation der Vorticitygleichung (5.22) festgestellt (s. Abschn. 5.4). Im Gleichungssystem des Zweischichtenmodells findet man den Effekt auf den rechten Seiten der Gleichungen (10.10b, c). Hier wird an der Trogvorderseite mit $\omega_2 < 0$ die Tendenz von $\zeta_{g,1}$ verringert, die von $\zeta_{g,3}$ hingegen vergrößert. An der Trogrückseite mit $\omega_2 > 0$ verhält es sich wieder umgekehrt. Die vorliegenden Verhältnisse ermöglichen eine höhenkonstante Verlagerung der Geopotentialwelle, die durch die Tendenz von $\zeta_{g,2}$ gegeben ist (s. die rechte Seite von (10.11)). Entlang der senkrecht stehenden Trog- und Rückenachsen befinden sich

[6] Der Einfachheit halber wird unterstellt, dass die Amplitude der Welle so klein ist, dass bei zonaler Verlagerung der Welle die Advektion planetarer Vorticity nur eine untergeordnete Rolle spielt. Ebenso werden diabatische Prozesse vorerst ignoriert.

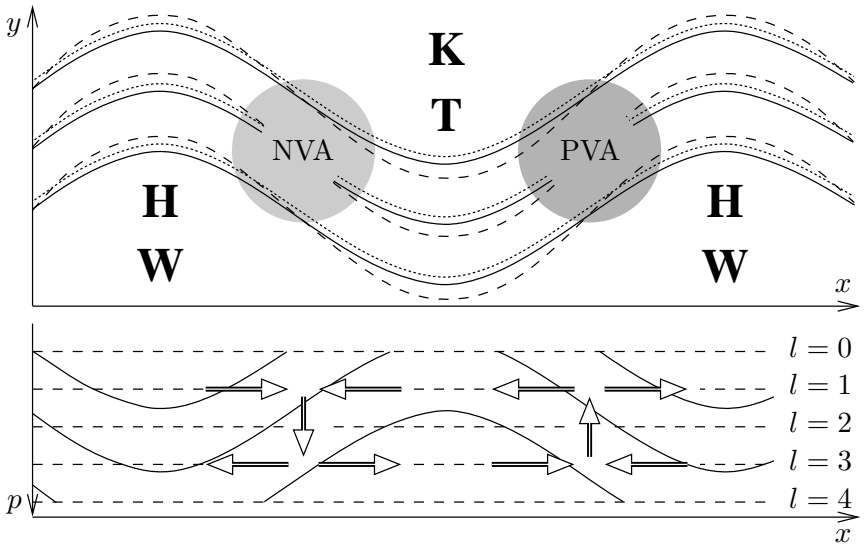


Abb. 10.9. Barokline Welle mit Temperatur- und Geopotentialwelle in Phase. Oben: Horizontalverteilungen von ϕ_3 (durchgezogen), ϕ_1 (gestrichelt) und ϕ_{th} (gepunktet). Unten: Isentropen (durchgezogen), Levels des Zweischichtenmodells (gestrichelt), Horizontal- und Vertikalbewegungen (Pfeile). In Anlehnung an Kurz (1990)

die Extremwerte der Vorticity. Somit existiert dort keine Vorticityadvektion, so dass gemäß (10.11) in diesen Bereichen die Tendenz von $\zeta_{g,2}$ verschwindet. Das ist gleichbedeutend damit, dass sich die Intensität der Druckgebilde nicht ändert (s. (6.3)), was dem Sachverhalt der stabilen baroklinen Welle entspricht.

Wie bereits erwähnt, findet praktisch keine advektive Verlagerung der Temperaturwelle statt. Um trotzdem zu erreichen, dass die Temperatur- und die Geopotentialwelle miteinander in Phase bleiben, müssen die durch die Vorticityadvektion ausgelösten adiabatischen Hebungs- und Absinkprozesse die notwendigen Änderungen des Temperaturfelds bewirken. Dieses Verhalten steht im Einklang mit der dem quasigeostrophischen Ansatz zugrundeliegenden Forderung, dass die Gleichgewichtsbedingungen zwischen Masse- und Temperaturfeld über die hydrostatische Gleichung (6.1) und zwischen Masse- und Windfeld über die Beziehung für die geostrophische Vorticity (6.3) immer erfüllt sind.

Im unteren Teil von Abb. 10.9 ist zu erkennen, dass die Verteilung der Isentropen bezüglich der Hebungs- und Absinkgebiete symmetrisch ist. Somit ist die durch trogvorderseitige Hebung entstehende potentielle Energie so groß wie die durch rückseitiges Absinken verlorene potentielle Energie, so dass sich insgesamt der Schwerpunkt des Sys-

tems durch Vertikalbewegungen nicht ändert. Das bedeutet gleichzeitig, dass auch die kinetische Energie konstant bleibt und die Welle, so wie gefordert, stabil ist.

Da sich die Geopotentialwelle in der oberen Atmosphäre wegen der dort vorliegenden Divergenz langsamer in die zonale Richtung verlagert als die Luftpartikel, durchlaufen die Teilchen im Niveau 1 die Welle von hinten nach vorne. Hierbei spricht man auch vom *Oberstrom* der Welle, während im Niveau 3 der *Unterstrom* verläuft. In einem sich mit der Phasengeschwindigkeit der Welle mitbewegenden Koordinatensystem sind gemäß den Ausführungen in Abschn. 4.7 die Amplituden der Trajektorien größer als die der Stromlinien (s. Abb. 4.19), d. h. die Luftpartikel werden südlich um den Trog und nördlich um den Rücken herumgeführt.[7] Dies ist schematisch im oberen Bild von Abb. 10.10 gezeigt. Hierbei erhält die Luft auf der Trogrückseite zyklonale Vorticity, während sie nach Durchströmen der Trogachse wieder mehr und mehr an antizyklonaler Vorticity gewinnt. Gemäß der Vorticitygleichung folgt daraus, dass im Oberstrom an der Trogrückseite Konvergenz und an der Trogvorderseite Divergenz vorliegen muss, was im Einklang mit der oben geführten Diskussion steht. Da die Bewegung entlang der Isentropen erfolgt, bedeutet dies jedoch auch, dass wegen der Erhaltung der isentropen potentiellen Vorticity die Luft an der Trogrückseite vertikal gestreckt und an der Trogvorderseite wieder komprimiert wird. Aus der dem Zweischichtenmodell zugrundeliegenden Voraussetzung, dass am Atmosphärenoberrand die Vertikalbewegungen verschwinden, resultiert im Niveau 1 Absinken an der Rückseite und Aufsteigen an der Vorderseite des Trogs.

In der unteren Atmosphäre ergibt sich eine ganz andere Situation. Hier verlagert sich die Welle wegen der dort vorliegenden Konvergenz schneller als die Luftpartikel, so dass diese die Welle im Niveau 3 von vorne nach hinten durchlaufen (s. Abb. 10.10 unten). Begibt man sich jetzt wieder in das mit der Phasengeschwindigkeit der Welle bewegte Relativsystem, dann besitzt der Unterstrom relativ zu diesem System eine negative zonale Geschwindigkeitskomponente bei ansonsten gleicher meridionaler Geschwindigkeitskomponente. Das ist gleichbedeutend damit, dass die Luft den Trog im Norden und den Rücken im Süden umströmt.

Auch hier erhalten die Teilchen bei Annäherung an die Trogachse zunächst zyklonale und nach deren Durchströmen wieder antizyklonale Vorticity, so dass aus der PV-Erhaltung trogvorderseitig vertikale Streckung und an der Trogrückseite vertikales Schrumpfen resultiert. Da die Vertikalbewegung am Boden verschwindet, steigt die Luft östlich und nördlich des Trogs zunächst auf, bevor sie auf der

[7] Der Einfachheit halber wird wieder angenommen, dass im mitbewegten Koordinatensystem die Welle stationär ist.

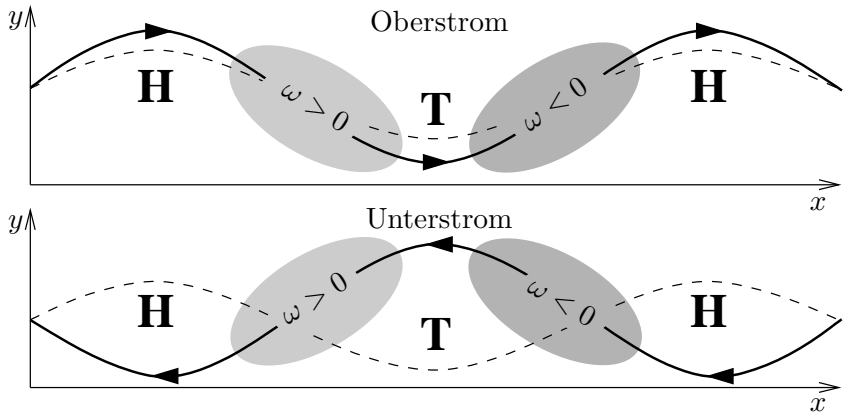


Abb. 10.10. Ober- und Unterstrom (durchgezogen) in einer sich zonal verlagernden baroklinen Welle (gestrichelt) ohne Phasenverschiebung zwischen Geopotential- und Temperaturwelle

Rückseite wieder absinkt. Hieraus ergibt sich während der nördlichen Umströmung des Trogs eine Labilisierung der Luft, so dass dort mit verstärkter Wolken- und Niederschlagsbildung zu rechnen ist. Auf der Trogrückseite hingegen führen die Absinkbewegungen zur Wolkenauflösung.

Besitzt die Verlagerungsrichtung der Welle eine meridionale Komponente, dann liefert gemäß (10.10) die geostrophische Advektion planetarer Vorticity $-v_g\beta$ einen Beitrag zur relativen Vorticitytendenz. Bei einer nördlichen Strömung ($v_g < 0$) ist dieser Beitrag sowohl im Trog als auch im Rücken positiv, so dass die Intensität des Trogs verstärkt, die des Rückens hingegen abgeschwächt wird. Hierdurch wird die bereits existierende trogvorderseitige Hebung forciert, während das Absinken auf der Trogrückseite teilweise kompensiert wird. Bei südlicher Strömung ($v_g > 0$) verhält es sich wiederum umgekehrt, d. h. die Intensität des Trogs schwächt sich ab und die des Rückens verstärkt sich.

Die hier beschriebene reine harmonische Welle ist in der Natur normalerweise nicht anzutreffen. Vielmehr beobachtet man Überlagerungen von Rotations- und Scherungsströmungen, die sich in konfluenten und diffluenten Mustern der Stromlinien äußern (s. auch Abschn. 5.3). Somit wird nicht nur Krümmungsvorticity, sondern auch Scherungsvorticity advehiert. Die daraus resultierenden Effekte bewirken bei Trögen und Rücken mit konfluentem Einströmen und diffluentem Ausströmen eine Verschiebung der Gebiete mit maximaler Vorticityadvektion zu den Achsen hin. Dieser Sachverhalt ist schematisch in Abb. 10.11 gezeigt. Im unteren Teil der Abbildung erkennt man die sich im Bereich eines Jetstreaks einstellende Situation, die man sich als Kom-

bination der Effekte im Trog und Rücken vorstellen kann. Demnach ergibt sich dort eine alternierende Anordnung von Hebungs- und Absinkgebieten, die man auch häufig in entsprechenden Analysekarten sehen kann. Hierauf wird in Abschn. 11.1 nochmals eingegangen.

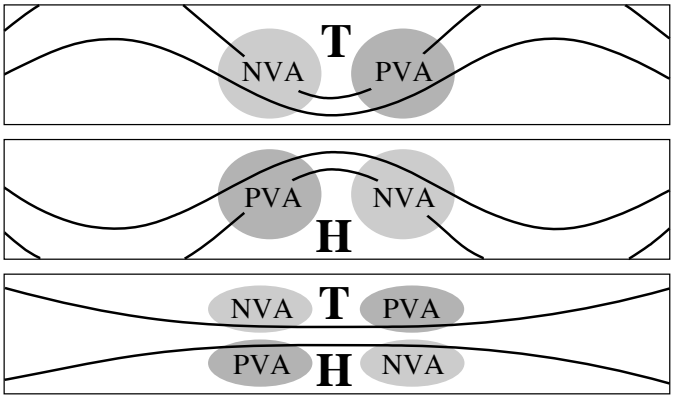


Abb. 10.11. PVA und NVA in Trögen (oben) und Rücken (Mitte) mit konfluentem Einströmen und diffluentem Ausströmen. Unten: Kombination beider Effekte im Bereich von Jetstreaks. In Anlehnung an Kurz (1990)

Besteht zwischen Temperatur- und Geopotentialwelle eine Phasenverschiebung von π, dann nehmen die Intensitäten der Druckgebilde mit der Höhe ab (s. Abb. 10.3). Das ist gleichbedeutend mit einer betragsmäßigen Abnahme der Vorticity mit der Höhe. Mitunter kann sich das Vorzeichen der relativen Vorticity in der Höhe umdrehen, d. h. ein Höhenhoch befindet sich über einem Bodentief und umgekehrt. Nach wie vor nimmt jedoch wegen der thermischen Windgleichung die Zonalkomponente des Winds mit der Höhe zu. Daraus folgt insgesamt, dass in der ω-Gleichung als primärer Antrieb für Vertikalbewegungen jetzt die Temperaturadvektion anzusehen ist. Die differentielle Vorticityadvektion spielt im Gegensatz zum vorangehenden Fall nur noch eine untergeordnete Rolle. Mitunter wirkt sie der Temperaturadvektion sogar entgegen. Die an der Trogvorderseite maximale Warmluftadvektion (WLA) führt dort zur Hebung, während sich an der Trogrückseite der Bereich mit maximaler Kaltluftadvektion (KLA) befindet, so dass dort Absinkbewegungen induziert werden. Barokline Wellen mit diesen Eigenschaften bilden sich häufig entlang stationärer oder langsam wandernder Frontalzonen, weshalb sie auch als *Frontalwellen* bezeichnet werden (s. auch Abschn. 11.1).

Abbildung 10.12 zeigt schematisch einen Vertikalschnitt durch die Welle. Da die Hebungsprozesse im Wesentlichen auf die Temperaturadvektion zurückzuführen sind, ergeben sich entlang der Trog- und

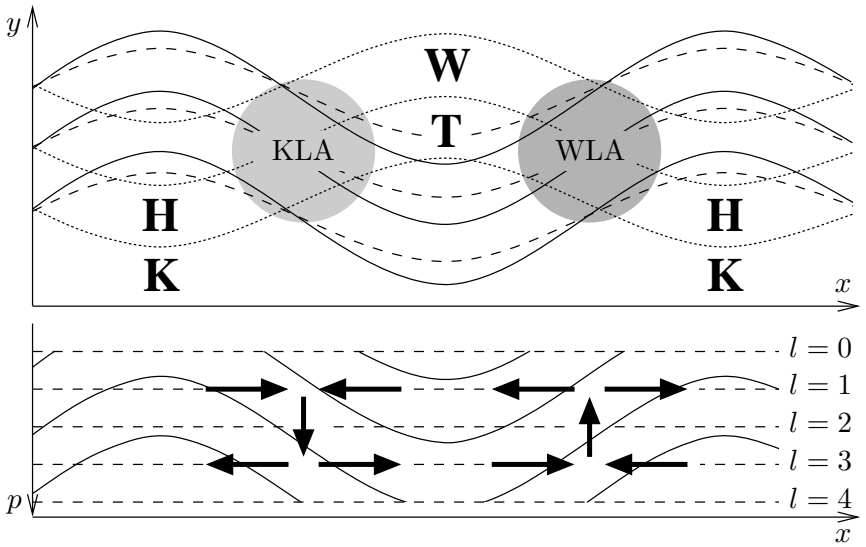


Abb. 10.12. Barokline Welle mit Phasenverschiebung $\varepsilon = \pi$ zwischen Temperatur- und Geopotentialwelle. Oben: Horizontalverteilungen von ϕ_3 (durchgezogen), ϕ_1 (gestrichelt) und ϕ_{th} (gepunktet). Unten: Isentropen (durchgezogen), Levels des Zweischichtenmodells (gestrichelt), Horizontal- und Vertikalbewegungen (Pfeile). In Anlehnung an Kurz (1990)

Rückenachsen, d. h. dort, wo sich die lokalen Maxima der Temperaturwelle befinden, keine Hebungsantriebe. Weiterhin ist, ähnlich wie bei der Welle ohne Phasenverschiebung, auch hier die Verteilung der Isentropen bezüglich der Hebungs- und Absinkgebiete symmetrisch (s. Abb. 10.12 unten), so dass die potentielle und kinetische Energie des Systems durch Hebungsprozesse nicht geändert werden, d. h. es handelt sich wiederum um eine stabile Welle.

Besteht zwischen Temperatur- und Geopotentialwelle eine Phasenverschiebung von $(3/2)\pi$, dann handelt es sich um eine gedämpfte Welle, d. h. diese Strömungskonfiguration wird normalerweise zeitlich nicht lange aufrecht erhalten. In dem Fall sind die Achsen der Druckgebilde nach vorne geneigt, so dass das Zentrum des Bodentiefs unter der Rückseite des Höhentrogs und das des Bodenhochs unter der Rückseite des Höhenrückens liegt. Diese Situation ist schematisch in Abb. 10.13 wiedergegeben.[8] Die mit der Höhe zunehmende negative Vorticityadvektion (NVA) oberhalb des Bodentiefs führt zu Absinkbewegungen und damit zu Divergenz am Boden, d. h. dort nimmt die Vorticity

[8] Zur besseren Veranschaulichung wurden im oberen Bild die Wellen in y-Richtung gegeneinander verschoben eingezeichnet. Tatsächlich liegen sie und damit auch die Gebiete mit NVA, PVA, KLA und WLA natürlich übereinander.

ab. Umgekehrt führt die mit der Höhe zunehmende positive Vorticityadvektion oberhalb des Bodenhochs zu Aufstiegsbewegungen, d. h. zu Konvergenz im Bereich des Bodenhochs und damit zur Abnahme des Absolutbetrags der Vorticity in diesem Bereich. Die hierdurch induzierten Vergenzen und Vertikalbewegungen sind im unteren Teil der Abbildung durch weiße Pfeile gekennzeichnet.

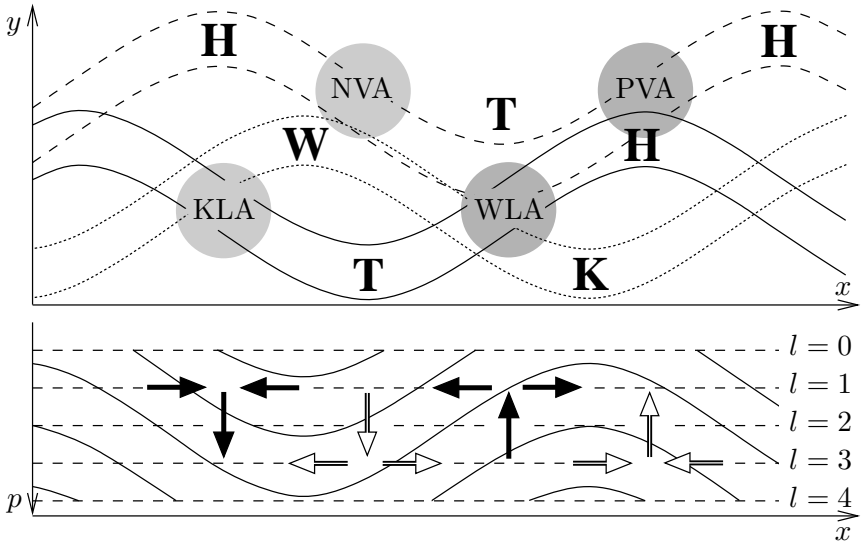


Abb. 10.13. Barokline Welle mit $(3/2)\pi$ Phasenverschiebung zwischen Temperatur- und ϕ_2-Geopotentialwelle. Oben: Horizontalverteilungen von ϕ_3 (durchgezogen), ϕ_1 (gestrichelt) und ϕ_{th} (gepunktet). Unten: Isentropen (durchgezogen), Levels des Zweischichtenmodells (gestrichelt), Horizontal- und Vertikalbewegungen (Pfeile)

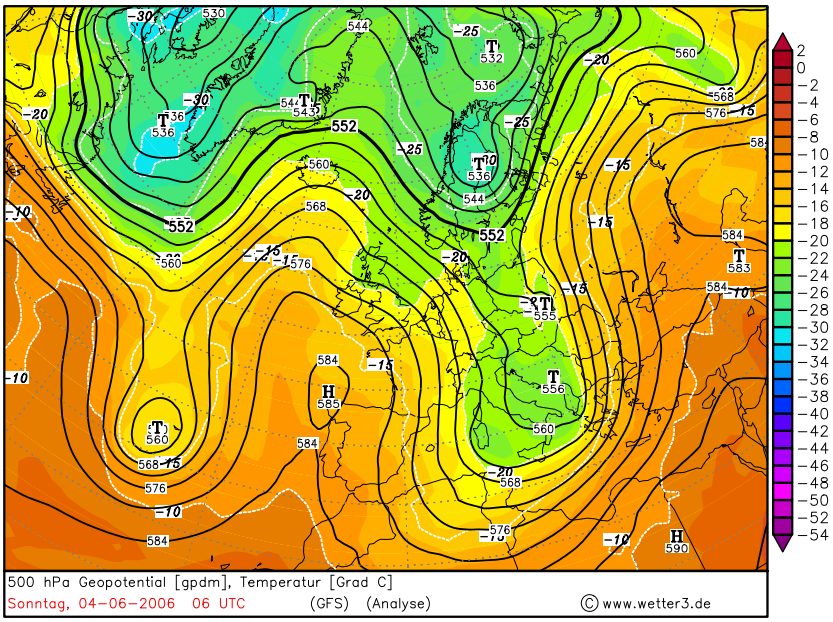
An der Rückseite des Bodentiefs findet Kaltluftadvektion (KLA), an dessen Vorderseite Warmluftadvektion (WLA) statt. Die damit verbundenen Vertikalbewegungen sind vorder- und rückseitig des Bodentiefs mit Divergenz bzw. Konvergenz in der Höhe verbunden (schwarze Pfeile in der Abbildung unten). Dadurch nimmt im Höhentrog die Vorticity ab, während sie im Höhenrücken zunimmt. Insgesamt ergibt sich in allen Schichten eine Abnahme der Absolutwerte der Vorticity, wobei am Boden die Abnahme durch die differentielle Vorticityadvektion und in der Höhe die Abnahme durch die Temperaturadvektion induziert wird. Betrachtet man schließlich die zeitlichen Änderungen von potentieller und kinetischer Energie der Welle, dann gilt es zu beachten, dass an der Trogvorderseite Luft gehoben wird, die potentiell kälter ist als die Luft, die an der Trogrückseite absinkt (s. Abb. 10.13 unten). Somit handelt es sich um eine *indirekte thermische Zirkulation*,

bei der der Schwerpunkt des gesamten Systems angehoben wird. Das entspricht einer Zunahme der potentiellen Energie des Systems, was gemäß (10.21) auf Kosten der kinetischen Energie geschieht.

Eingehende Studien täglicher Wetterkarten zeigen, dass von den hier beschriebenen stabilen Wellen am ehesten die Situation mit weitgehender Phasengleichheit von Temperatur- und Geopotentialwelle zu beobachten ist. Das gilt insbesondere für die quasistationären Rossby-Wellen. Diese sind allerdings häufig von kurzwelligen Störungen überlagert, die sich beispielsweise durch barokline Instabilitäten an der weitgehend parallel zu den langen Wellen verlaufenden Polarfront bilden können. Daher lassen sich in der realen Atmosphäre über großskalige Bereiche hinweg nur schwer die hier dargestellten stark idealisierten Wellenkonfigurationen finden. Das gelingt eher in lokal beschränkten Gebieten. Weiterhin ist zu beachten, dass bei den hier beschriebenen stabilen Wellen immer davon ausgegangen wird, dass die dabei auftretenden unterschiedlichen Prozesse immer genau aufeinander abgestimmt sind in der Art, dass die Amplituden der Wellen konstant bleiben. Ebenso wurden Zusatzeffekte, wie z. B. diabatische Prozesse, bisher außer Acht gelassen. Diese können das Stabilitätsverhalten der baroklinen Wellen deutlich beeinflussen. Die näheren Zusammenhänge werden am Ende des Kapitels noch einmal diskutiert. Im Folgenden werden zwei synoptische Situationen vorgestellt, bei denen die oben beschriebenen charakteristischen Eigenschaften stabiler Wellen relativ gut zu erkennen sind.

In Abb. 10.14 ist die synoptische Lage am 4. 6. 2006 06 UTC wiedergegeben, die als Beispiel für eine weitgehend phasengleiche Temperatur- und Geopotentialverteilung angesehen werden kann. Die großräumige Wetterlage ist geprägt durch einen vor der Iberischen Halbinsel liegenden langwelligen Höhenrücken, der sich bis nördlich von Island erstreckt und im Westen und Osten durch weit nach Süden ausgreifende Langwellentröge flankiert wird (Abb. 10.14a oben). Über den Azoren beginnt sich ein Höhentief durch einen *Cutoff Prozess* aus dem Langwellentrog herauszulösen. Aus der Abbildung lässt sich leicht erkennen, dass großskalig gesehen die Temperatur- und Geopotentialwelle über weite Strecken in Phase sind.

Die weitere Analyse der vorliegenden Situation konzentriert sich zunächst auf das über den Azoren liegende Höhentief. Das damit korrespondierende Bodentief ist in Abb. 10.14a unten wiedergegeben. Wie aus der Phasengleichheit von Temperatur- und Geopotentialwelle zu erwarten ist, steht die vertikale Achse des Tiefs annähernd senkrecht. Ebenso resultiert die stabile Wellenkonfiguration in einem in allen Niveaus beobachteten zeitlich weitgehend konstanten Kerndruck des Tiefs, was sich auch in den folgenden Tagen kaum änderte. Die in Abb. 10.14b oben dargestellte Verteilung der Vertikalbewegung zeigt trogvorderseitig relativ starke Hebungs- und trogrücksei-



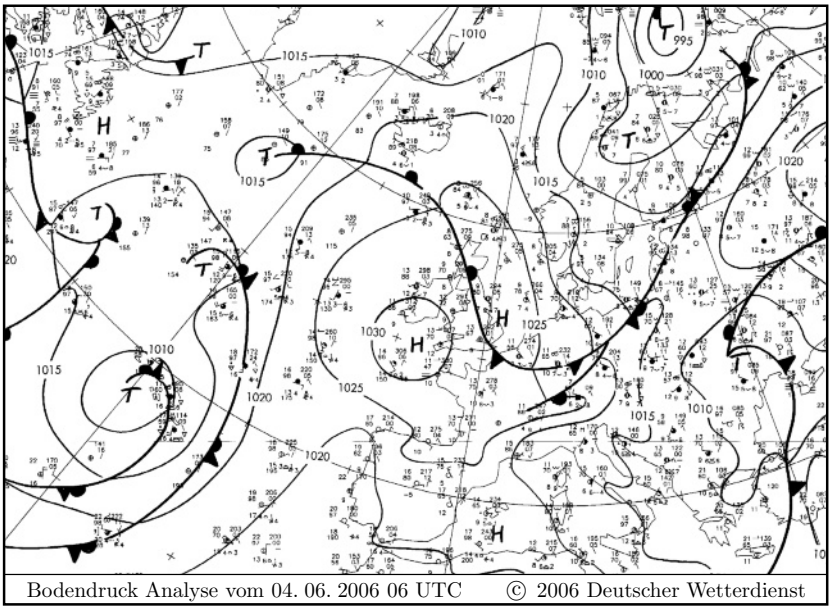


Abb. 10.14a. Analysekarte des Geopotentials in 500 hPa mit Temperaturverteilung (oben) und Bodenanalysekarte (unten) vom 4. 6. 2006 06 UTC

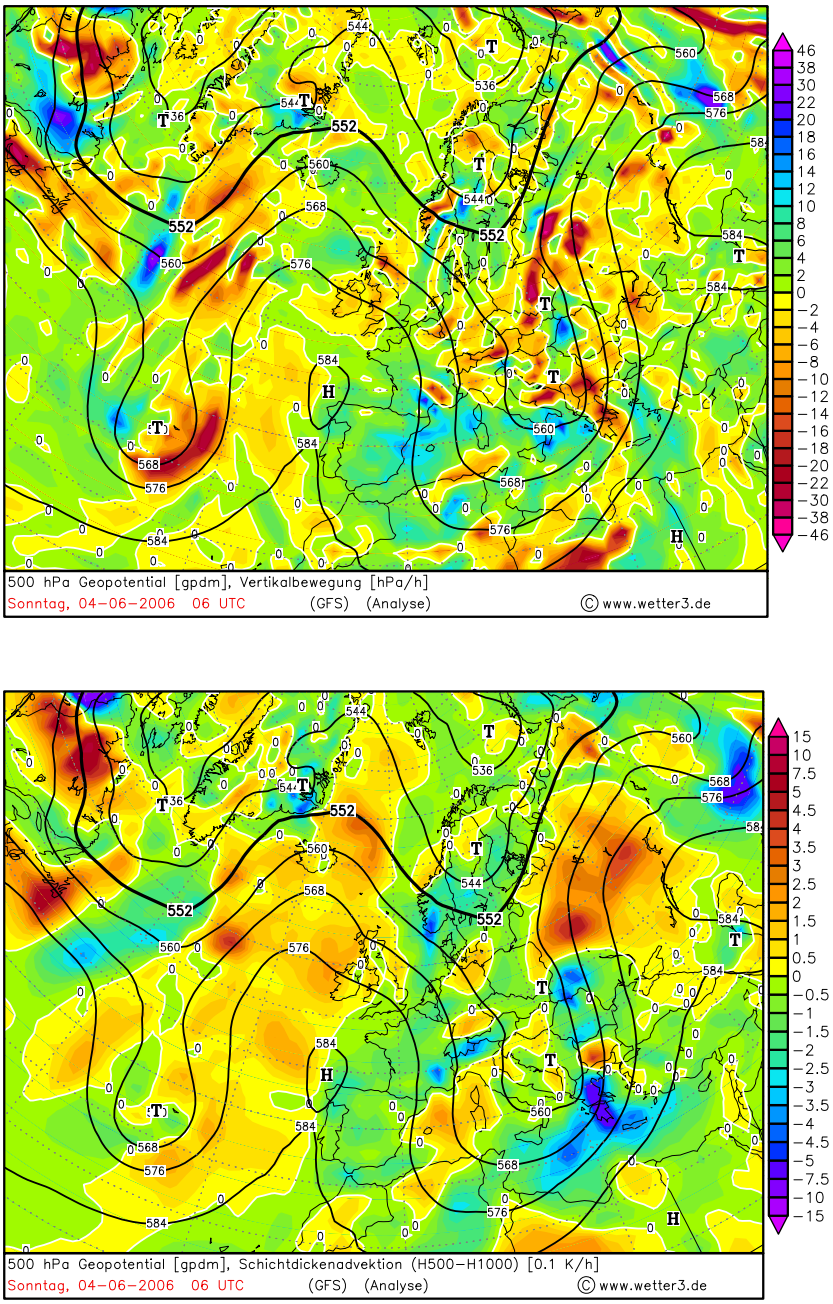


Abb. 10.14b. Vertikalbewegung in 500 hPa (oben) und Schichtdickenadvektion (unten) am 4. 6. 2006 06 UTC

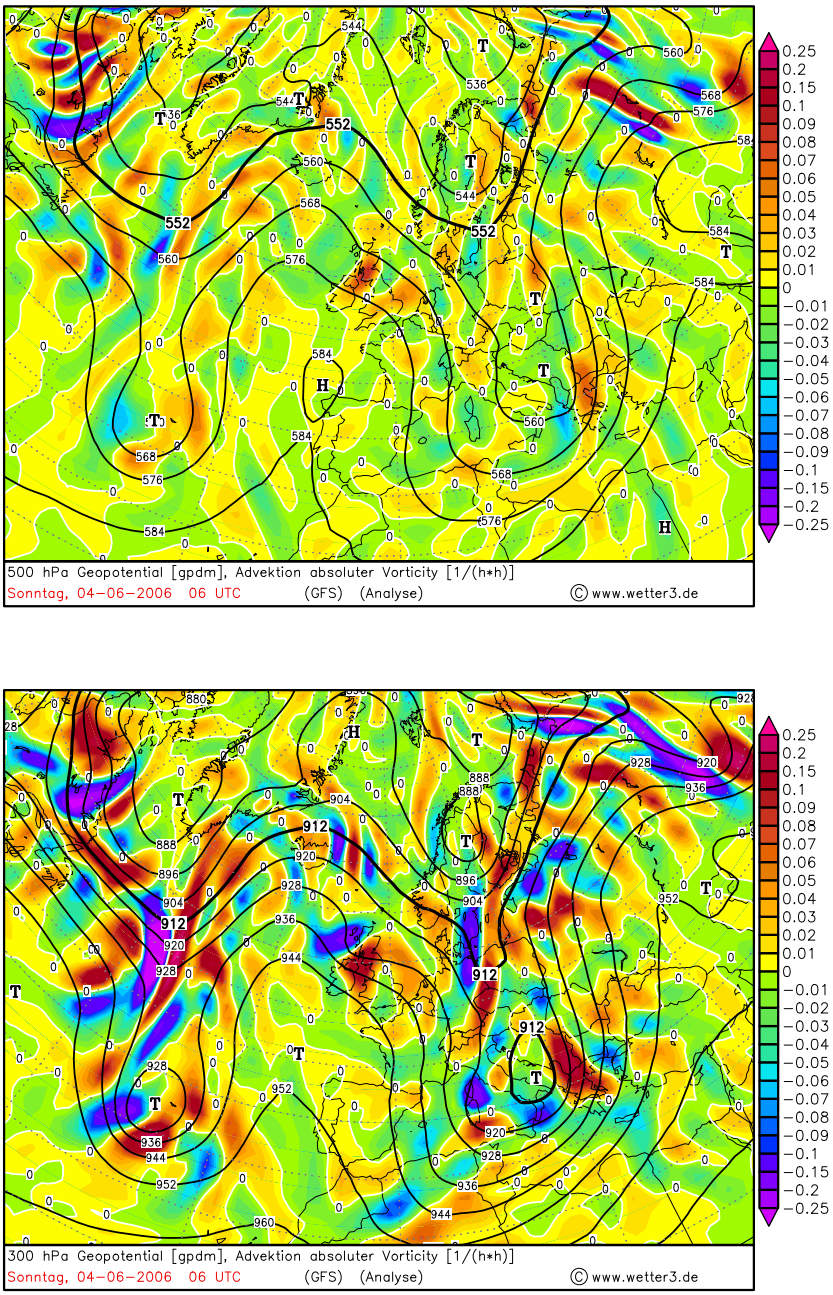


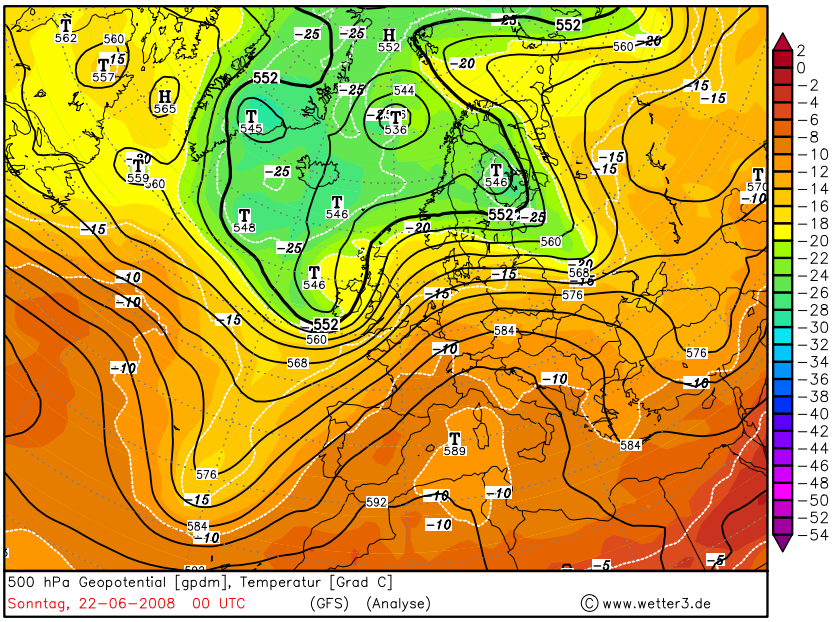
Abb. 10.14c. Advektion absoluter Vorticity in 500 hPa (oben) und 300 hPa (unten) am 4. 6. 2006 06 UTC

tig etwas schwächere Absinkprozesse. Aus dem unteren Bild sieht man jedoch auch, dass im gesamten Trogbereich nur geringe räumliche Änderungen der Schichtdickenadvektion vorliegen, so dass hierdurch keine wesentlichen Vertikalbewegungen induziert werden. In Abb. 10.14c ist die Advektion absoluter Vorticity im 500 hPa (oben) und im 300 hPa Niveau (unten) wiedergegeben. Hier wird deutlich, dass trogvorderseig die PVA und trogrückseitig die NVA mit der Höhe zunehmen. Insgesamt lässt sich daraus schließen, dass in der vorliegenden Situation die Hebungsprozesse im über den Azoren liegenden Tiefdruckgebiet in erster Linie auf die differentielle Vorticityadvektion zurückzuführen sind, während die Temperaturadvektion für die Vertikalbewegung nur eine untergeordnete Rolle spielt.

Auch für den über dem Balkan liegenden Langwellentrog gilt, dass die dort angetroffenen Hebungs- und Absinkgebiete in erster Linie aus der differentiellen Vorticityadvektion resultieren. Das betrifft insbesondere den Bereich über Griechenland, wo der aus der negativen Schichtdickenadvektion folgende Absinkantrieb durch die Vorticityadvektion überkompensiert wird, so dass auch hier Hebung vorherrscht. Interessant ist schließlich noch die Situation im Norden der Britischen Inseln. Während dieses Gebiet am Erdboden unter Hochdruckeinfluss steht, findet man dort einen kurzwelligen Höhentrog, der im Norden um den langwelligen Höhenrücken herumgeführt wurde und sich im weiteren Verlauf in südliche Richtung nach Frankreich verlagerte. Dieser Kurzwellentrog ist mit starker NVA und PVA verbunden, s. Abb. 10.14c unten. Die dadurch hervorgerufenen Hebungsprozesse führten in den betroffenen Gebieten zwar zu leichten Niederschlägen, allerdings gelang es der Störung angesichts des starken Bodenhochs auch in den kommenden Tagen nicht, bis zum Boden durchzugreifen und dort stärkere Entwicklungsprozesse auszulösen.

Im zweiten Beispiel wird die Situation vom 22. 6. 2008 00 UTC näher untersucht (Abb. 10.15a–c). Zu diesem Zeitpunkt war die europäische Großwetterlage geprägt durch einen über dem Mittelmeer liegenden Höhenrücken und einen Höhentrog über dem Ostatlantik, dessen Ausläufer weit in den Süden bis zu den Azoren reichte. Zwischen beiden Druckgebilden gelangte schwül-warme Subtropikluft nach Mitteleuropa und sorgte dort verbreitet für Hitzegewitter. Hier ist jedoch nicht diese Südwestlage von besonderem Interesse, sondern ein über dem Atlantik liegendes flaches Tief, das sich, von Neufundland kommend, relativ langsam und ohne merkliche Intensivierung in östliche Richtung verlagerte. Über einen Zeitraum von etwa 48 Stunden schwankte der Kerndruck des Bodentiefs zwischen 1000 und 1010 hPa.

Im oberen Bild von Abb. 10.15a erkennt man im Bereich des Tiefs einen ausgeprägten Warmluftvorstoß nach Norden, während die Höhenströmung dort weitgehend zonal verläuft. Die damit verbundene relativ starke Schichtdickenadvektion an der Vorder- und Rückseite



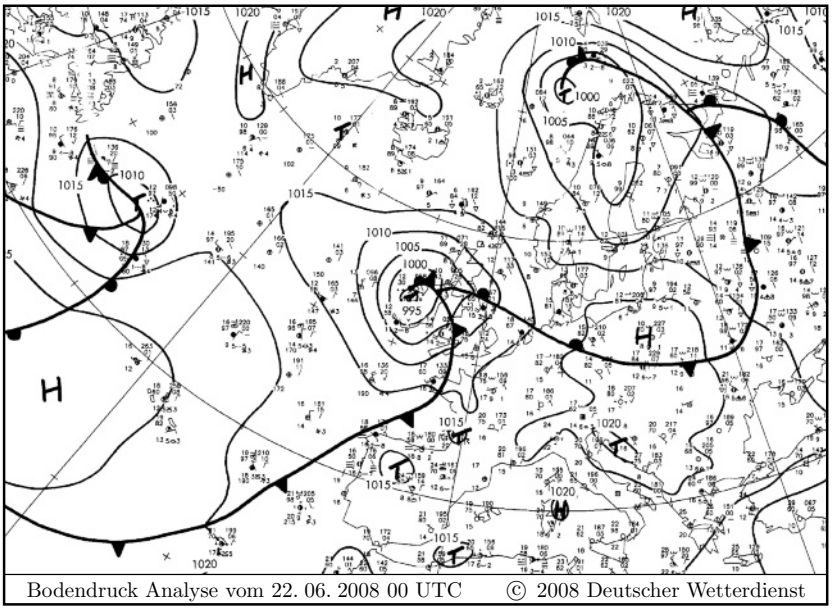


Abb. 10.15a. Analysekarte des Geopotentials in 500 hPa mit Temperaturverteilung (oben) und Bodenanalysekarte (unten) vom 22. 6. 2008 00 UTC

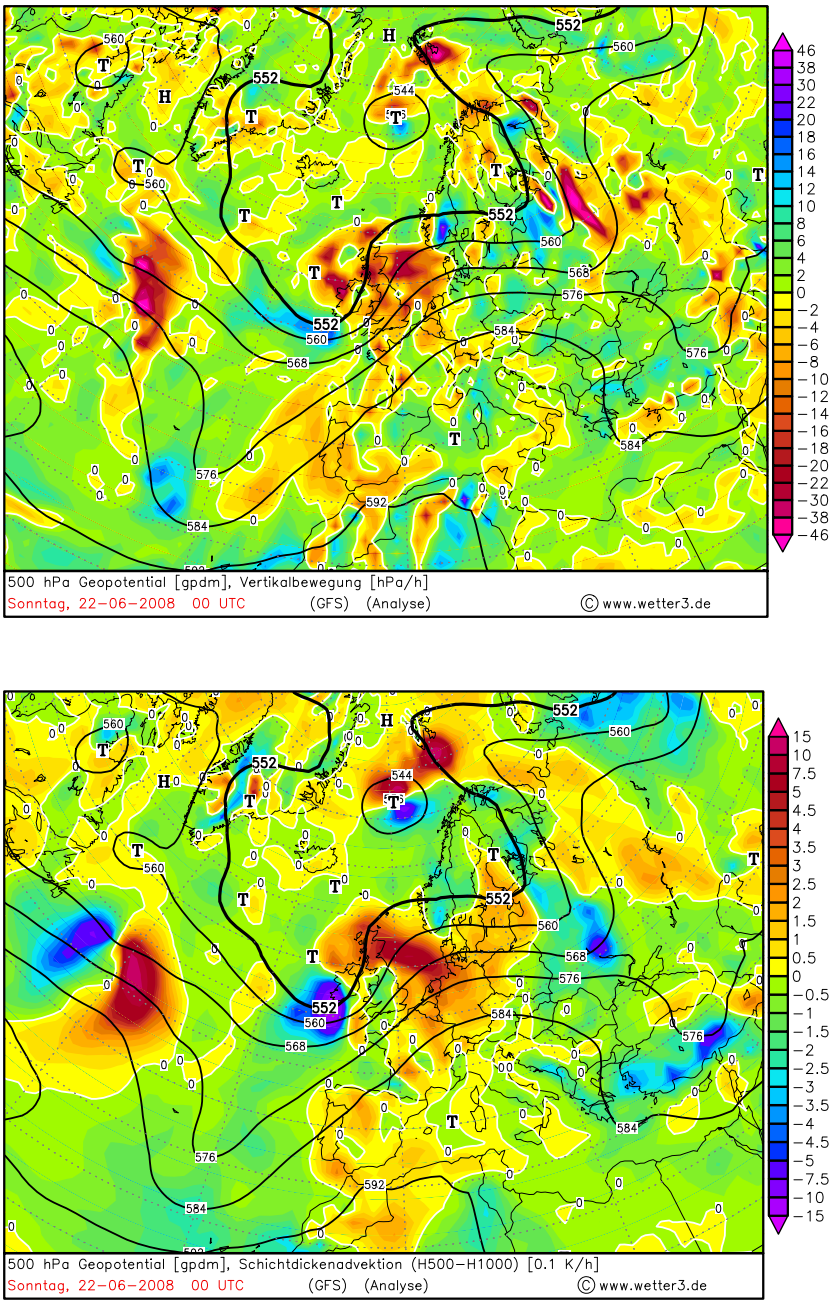


Abb. 10.15b. Vertikalbewegung in 500 hPa (oben) und Schichtdickenadvektion (unten) am 22. 6. 2008 00 UTC

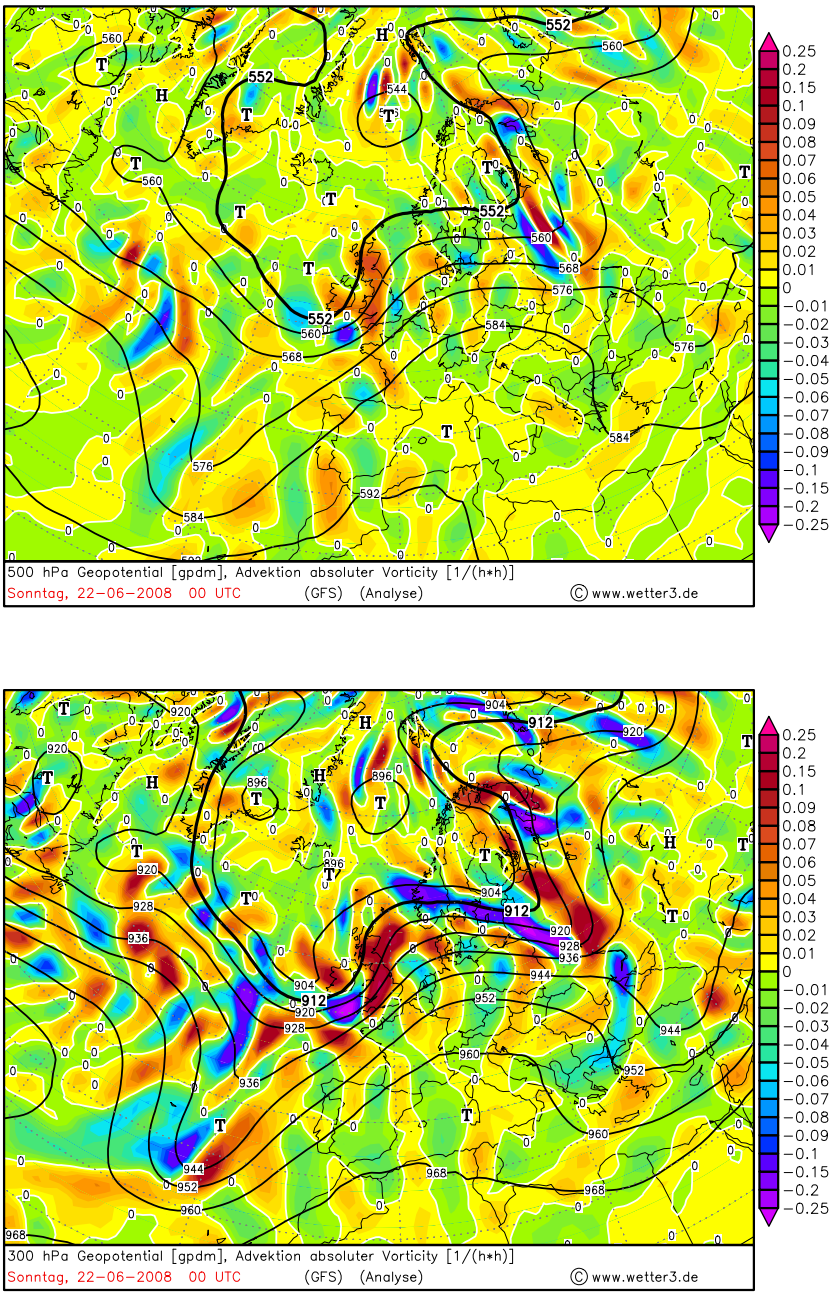


Abb. 10.15c. Advektion absoluter Vorticity in 500 hPa (oben) und 300 hPa (unten) am 22. 6. 2008 00 UTC

des Tiefs war die Ursache für die deutlich sichtbaren Vertikalbewegungen mit aufsteigender Warmluft und absinkender Kaltluft (Abb. 10.15b). Betrachtet man gleichzeitig die differentielle Vorticityadvektion in diesem Gebiet (Abb. 10.15c), dann ist leicht zu sehen, dass diese im Vergleich zum vorangehenden Beispiel relativ schwach ausgeprägt war und daher nur eine untergeordnete Rolle für die Vertikalbewegungen spielte. Im weiteren Verlauf bewegte sich das Tief in Richtung der Britischen Inseln und gelangte dabei in den Einflussbereich des Höhentrogs, ohne sich jedoch nennenswert zu intensivieren.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass bei stabilen baroklinen Wellen mit Phasengleichheit von Temperatur- und Geopotentialwelle Vertikalbewegungen in erster Linie durch die differentielle Vorticityadvektion verursacht werden, während die Temperaturadvektion nur eine untergeordnete Rolle spielt. Bei einer Phasenverschiebung von π verhält es sich genau umgekehrt. Bei gedämpften Wellen bewirken die Vorticity- und Temperaturadvektion jeweils eine Abschwächung der Welle in der unteren bzw. oberen Atmosphäre, so dass die Amplitude der baroklinen Welle in allen Niveaus abnimmt.

10.5.2 Instabile Wellen

Bei der im Folgenden betrachteten baroklinen Welle mit Phasenverschiebung von $\pi/2$ zwischen Temperatur- und Geopotentialwelle wirken die durch Vorticity- und Temperaturadvektion induzierten Hebungsantriebe in der Art zusammen, dass in allen Niveaus im Trogbereich Konvergenz und im Rückenbereich Divergenz vorherrscht. Die damit verbundenen Vorticityänderungen führen in allen atmosphärischen Schichten zu einer Vertiefung des Trogs und einer Verstärkung des Rückens, was insgesamt gesehen einer Intensivierung der Welle gleichkommt. Zum besseren Verständnis der hierbei ablaufenden Prozesse ist in Abb. 10.16 wieder eine schematische Darstellung der Welle gezeigt. Hieraus ist zu sehen, dass die durch WLA an der Trogvorderseite ausgelösten Hebungsbewegungen Divergenz in der Höhe bewirken. Dadurch wird der in diesem Bereich liegende Höhenrücken weiter verstärkt. Entsprechendes gilt für die an der Rückseite des Bodentiefs stattfindende KLA, die den Höhentrog verstärkt. Dort, wo mit der Höhe zunehmende PVA vorliegt, befindet sich das Bodentief, während umgekehrt über dem Bodenhoch der Bereich mit vertikal zunehmender NVA liegt, so dass durch die differentielle Vorticityadvektion die untere Geopotentialwelle intensiviert wird. Zusammenfassend gilt also auch hier, dass in der Höhe die Druckgebilde durch die Temperaturadvektion und in der unteren Atmosphäre durch die differentielle Vorticityadvektion verstärkt werden.

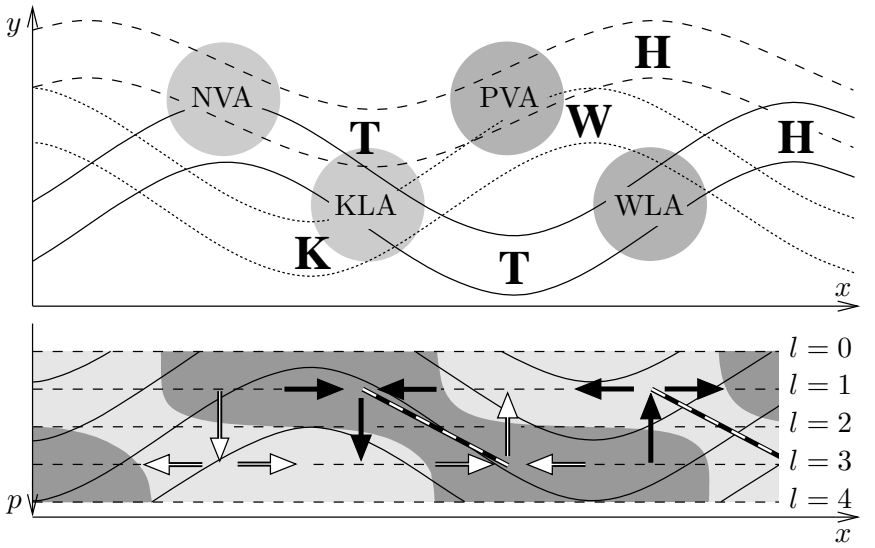
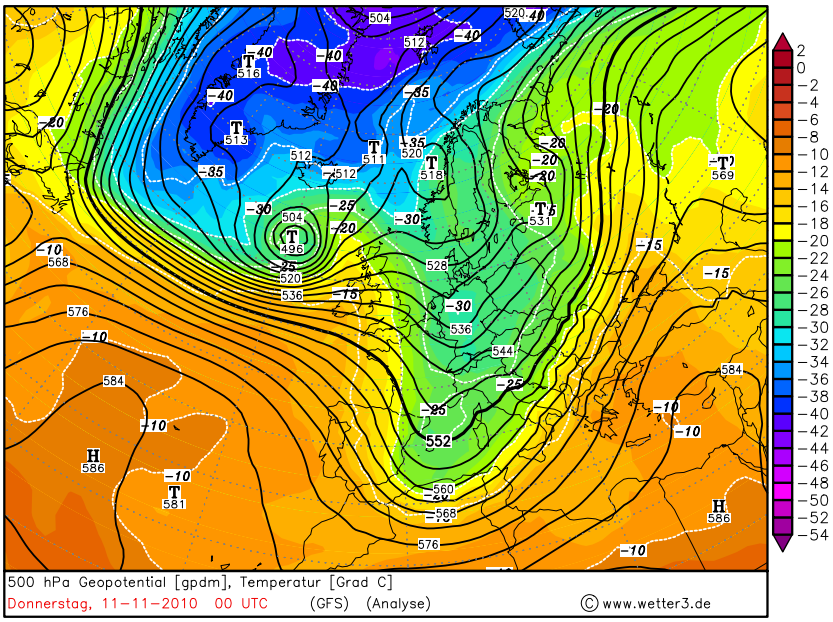


Abb. 10.16. Barokline Welle mit $\pi/2$ Phasenverschiebung zwischen Temperatur- und ϕ_2-Geopotentialwelle. Oben: Horizontalverteilungen von ϕ_3 (durchgezogen), ϕ_1 (gestrichelt) und ϕ_{th} (gepunktet). Unten: Isentropen (durchgezogen), Levels des Zweischichtenmodells (gestrichelt), Horizontal- und Vertikalbewegungen (Pfeile), Trog- und Rückenachsen (dick gestrichelt) sowie Bereiche mit Konvergenz (dunkle Flächen) und Divergenz (helle Flächen). In Anlehnung an Kurz (1990)

Aus dem Zusammenwirken aller Hebungs- und Absinkantriebe ergeben sich Konvergenz- und Divergenzbereiche, die im Vertikalschnitt zusammenhängende Gebiete bilden (s. Abb. 10.16 unten). Hierbei stellt sich heraus, dass die Trog- und Rückenachsen jeweils vollständig im Konvergenz- bzw. Divergenzbereich liegen, was der oben angesprochenen Intensivierung der Druckgebilde in allen Schichten entspricht. Im Gegensatz hierzu waren bei den stabilen Wellen die Konvergenz- und Divergenzbereiche durch eine im 500 hPa Niveau liegende divergenzfreie Schicht voneinander getrennt (s. Abb. 10.9 und 10.12).

Schließlich erkennt man aus dem unteren Teil von Abb. 10.16, dass die trogvorderseitig aufsteigende Luft potentiell wärmer als die an der Rückseite absinkende Luft ist. Dadurch wird der Schwerpunkt des gesamten Systems gesenkt, d. h. es erfolgt eine Intensivierung der baroklinen Welle durch Umwandlung von verfügbarer potentieller in kinetische Energie.

Als Beispiel für eine instabil anwachsende barokline Welle wird die synoptische Situation vom 11. 11. 2010 00 UTC betrachtet. Die dazugehörigen Analysekarten sind in den Abb. 10.17a–c wiedergegeben. Die Entwicklung der baroklinen Instabilität setzte bereits am 9. 11. 2010 südlich von Grönland ein. Dort bildete sich an der stark



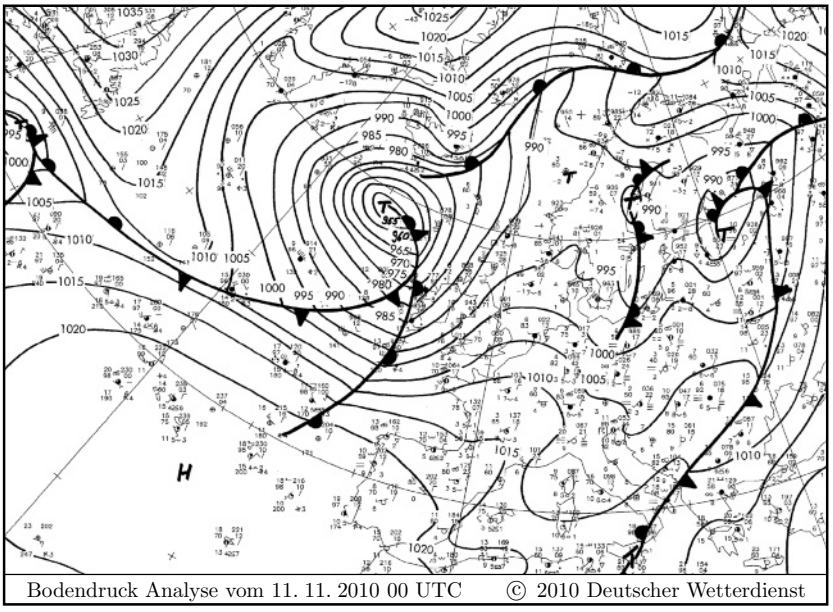


Abb. 10.17a. Analysekarte des Geopotentials in 500 hPa mit Temperaturverteilung (oben) und Bodenanalysekarte (unten) vom 11. 11. 2010 00 UTC

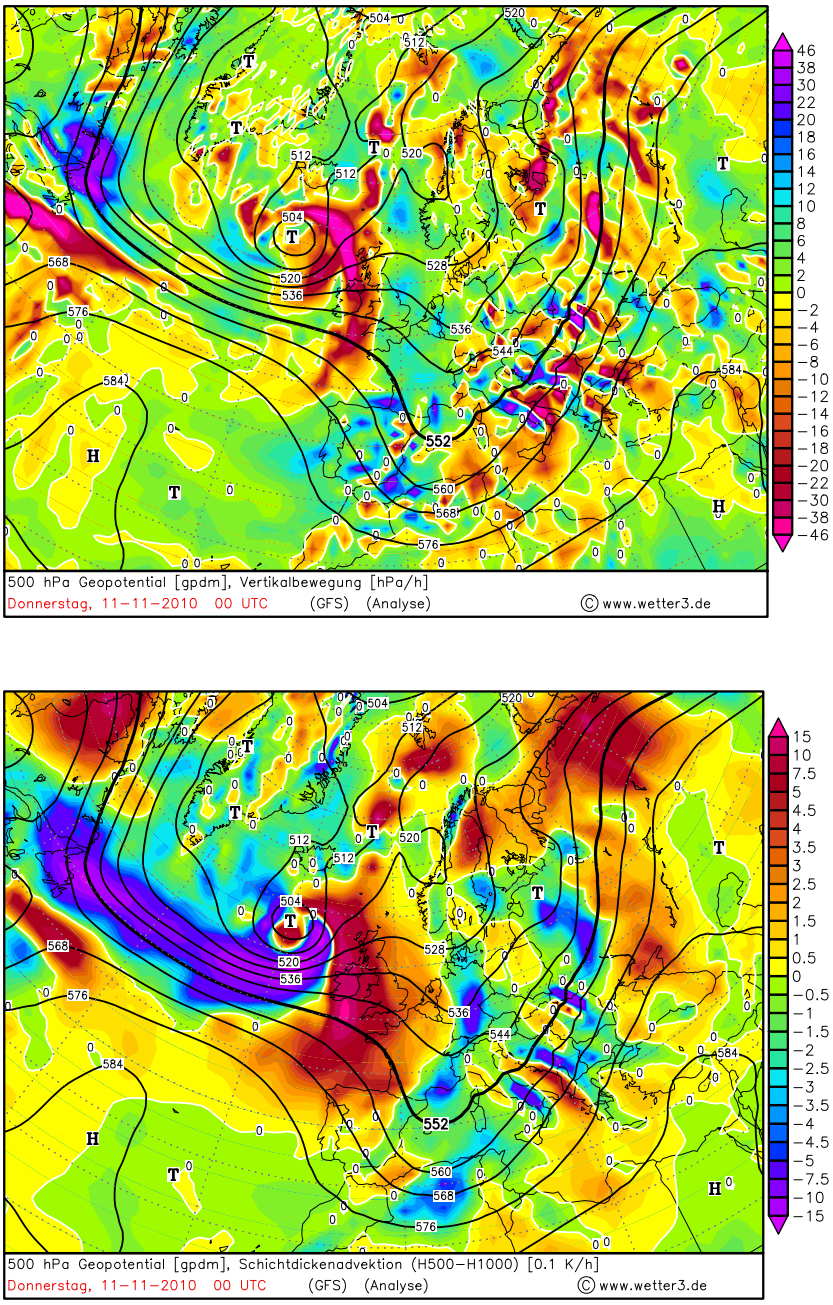


Abb. 10.17b. Vertikalbewegung in 500 hPa (oben) und Schichtdickenadvektion (unten) am 11. 11. 2010 00 UTC

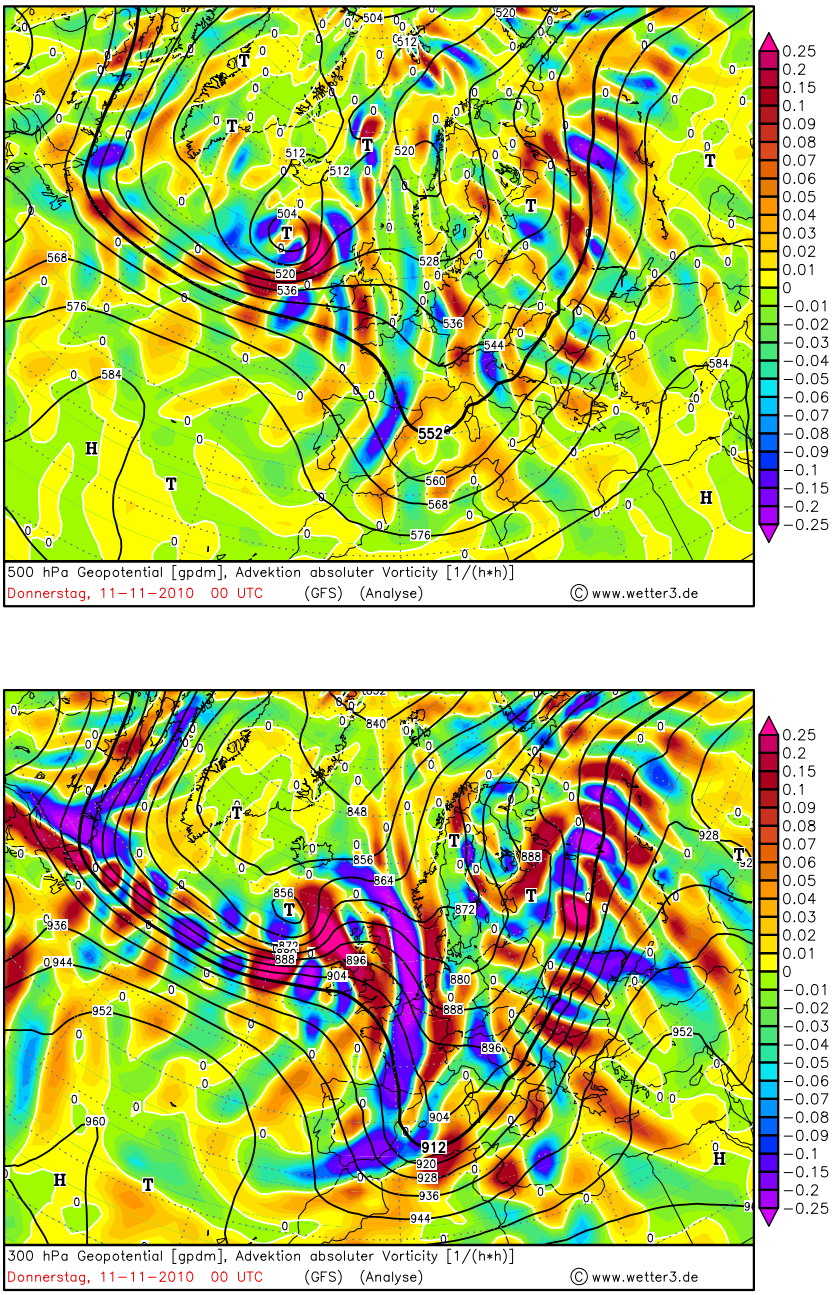


Abb. 10.17c. Advektion absoluter Vorticity in 500 hPa (oben) und 300 hPa (unten) am 11. 11. 2010 00 UTC

ausgeprägten, zonal verlaufenden Polarfront zunächst eine Frontalwelle, die mit massivem Vorstoß warmer Luft nach Norden und kalter Luft nach Süden verbunden war. Hieraus entstand bereits nach kurzer Zeit ein sich schnell entwickelndes Tiefdruckgebiet mit einer rückwärts, d. h. zur kalten Luft hin, geneigten vertikalen Trogachse. In den kommenden Tagen zog das Tief in östliche Richtung. Dabei sank der Kerndruck des Bodentiefs innerhalb von 24 Stunden von anfänglich 1005 hPa am 9. 11. 2010 12 UTC auf 975 hPa und in den darauffolgenden 12 Stunden nochmals um 20 hPa ab. Seinen tiefsten Kerndruck von 950 hPa erreichte das Bodentief am 11. 11. 2010 06 UTC. Danach begann es sich allmählich wieder aufzufüllen. Somit handelt es sich hierbei um eine *rapide Zyklogenese*, bei der sich die anfängliche Frontalwelle innerhalb von nur 36 Stunden zu einem Orkantief intensivierte (s. auch Abschn. 11.4).

Abbildung 10.17a zeigt die Geopotential- und Temperaturverteilung im 500 hPA Niveau (oben) sowie die Bodenanalysekarte vom 11. 11. 2010 00 UTC. Deutlich ist der starke trogvorderseitige Warmluftvorstoß zu erkennen. Der zu diesem Zeitpunkt bereits voll entwickelte Okklusionsprozess führte bis in größere Höhen warme Luft nördlich um das Zentrum des Tiefs herum. Dies macht sich auch an den positiven Werten der Schichtdickenadvektion im Zentrum des Höhentiefs bemerkbar (Abb. 10.17b unten). Aus der in Abb. 10.17b oben dargestellten Vertikalbewegung erkennt man starke Hebung an der Trogvorderseite. Diese Hebung ist auf ein Zusammenwirken der Schichtdickenadvektion und der differentiellen Vorticityadvektion zurückzuführen (Abb. 10.17c). Die im 300 hPa Niveau vorliegende starke horizontale Scherung des Winds äußert sich in der oben beschriebenen alternierenden Anordnung von Gebieten mit NVA und PVA entlang der Polarfront (Abb. 10.17c unten). Vor dem Orkantief befindet sich ein von der Iberischen Halbinsel bis nach Südnorwegen reichender Hochdruckkeil, in dem relativ starke Absinkbewegungen stattfinden. Diese sind in erster Linie auf die mit der Höhe zunehmende NVA in dem Bereich zurückzuführen.

Wie bereits in Abschn. 7.5 diskutiert, geht eine rapide Zyklogenese in der Regel mit einer markanten *Dry Intrusion* einher. Hierbei werden auf der zyklonalen Seite des Jetstreaks hohe PV-Werte aus der unteren Stratosphäre bis in die mittlere Troposphäre transportiert und führen, wenn sie an die Vorderseite des Trogs gelangen, dort zu einer massiven Vorticityzunahme, d. h. einer verstärkten Intensivierung des Tiefs. Bei der hier dargestellten Situation ergaben sich auf der isentropen Fläche $\theta = 320$ K beachtliche Maximalwerte der PV von bis zu 10 PVU (nicht gezeigt). Zur Veranschaulichung der Dry Intrusion ist in Abb. 10.18 für den betrachteten Zeitpunkt das MSG-Satellitenbild im WV6.2 Kanal wiedergegeben. Aus den dunklen Pixeln lässt sich

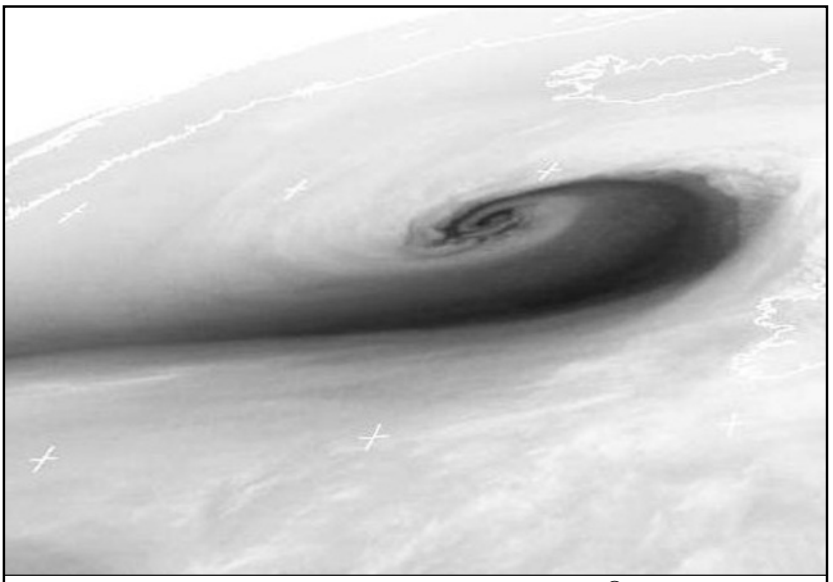


Abb. 10.18. MSG-Satellitenbild im WV6.2 Kanal vom 11. 11. 2010 00 UTC. Quelle: `www.sat.dundee.ac.uk`

eindrucksvoll die spiralförmig in das Zentrum des Tiefs eindrehende trockene Höhenluft erkennen.

10.6 Abschließende Bemerkungen

Der wesentliche Unterschied zwischen stabilen und instabil anwachsenden baroklinen Wellen besteht darin, dass sich im instabilen Fall vertikal zusammenhängende Konvergenz- und Divergenzgebiete bilden, die in allen Schichten für eine Intensivierung der Druckgebilde sorgen (s. Abb. 10.16). Hierbei sind die Trog- und Rückenachsen nach hinten geneigt. In diesem Zusammenhang stellt sich die Frage, unter welchen Bedingungen aus einer anfänglich stabilen eine instabile Welle entstehen kann. Um dies zu realisieren, müssen die zunächst senkrecht stehenden Trog- und Rückenachsen durch bestimmte Prozesse rückwärts geneigt werden. Im vorangehenden Abschnitt wurde gezeigt, dass zur Aufrechterhaltung stabiler Wellenkonfigurationen eine vertikale Verteilung horizontaler Vergenzen existieren muss, die genau auf die in den verschiedenen Levels stattfindende unterschiedlich starke Vorticityadvektion abgestimmt ist. Das geschieht in der Art, dass trogvorderseitig in der unteren bzw. oberen Atmosphäre horizontale Konvergenz bzw. Divergenz vorliegt. Auf der Trogrückseite gilt

Entsprechendes wieder umgekehrt. Um also aus einer zunächst vertikalen eine rückwärtige Achsenneigung zu erreichen, müssen die das Gleichgewicht erzeugenden Vergenzen gestört werden. [9]

Ein genaueres Studium der täglichen Wetterkarten zeigt, dass die im europäischen Raum auftretenden Zyklonen häufig aus *Frontalwellen* entstehen, die sich über dem Atlantik bilden. Hierbei erweist es sich als günstig, wenn die Wellenbildung an einem *Viererdruckfeld* einsetzt, an dem ein frontogenetisch wirksames deformatives Windfeld vorliegt. Hierauf wird in Abschn. 12.4 näher eingegangen. Da die Höhenströmung zunächst weitgehend geradlinig verläuft, ist die Temperaturadvektion der für die Vertikalbewegungen maßgebliche Prozess. Solange die Trog- und Rückenachsen senkrecht stehen, handelt es sich um flache in der Höhenströmung nur schwach ausgeprägte Druckgebilde. In Situationen mit massiver horizontaler Temperaturadvektion können die mit den Vertikalbewegungen einhergehenden horizontalen Vergenzen jedoch so stark werden, dass die untere Welle sich relativ rasch nach vorne verlagert, während die obere Welle entsprechend stark abgebremst wird. Auf diese Weise entsteht eine rückwärtige Achsenneigung der Druckgebilde, so dass günstige Voraussetzungen für deren weitere Intensivierung geschaffen sind.

Die durch die Vergenzen erzeugten Verstärkungen der Zyklonen und Antizyklonenen laufen jedoch nicht symmetrisch ab. Aus der Vorticitygleichung (5.22) kann man unmittelbar sehen, dass die aus den horizontalen Vergenzen resultierenden Vorticitytendenzen proportional zur absoluten Vorticity η_g sind. Gemäß der in Abschn. 5.3 geführten Diskussion zur *Trägheitsinstabilität* muss zur Aufrechterhaltung einer stabilen Strömung $\eta_g > 0$ sein. Somit kann im Hoch die relative Vorticity durch die horizontalen Vergenzen keine beliebig negativen Werte erreichen. Stattdessen schwächt sich mit zunehmender Intensivierung des Hochs, d. h. für $\eta_g \to 0$, der Effekt der horizontalen Vergenzen mehr und mehr ab, während er sich im Tief immer mehr verstärkt. Interessant ist noch die Feststellung, dass im quasigeostrophischen System wegen der dort vorgenommenen Näherungen der Vorticitygleichung dieses asymmetrische Verhalten nicht berücksichtigt wird (vgl. (5.22) mit (6.6)), so dass prinizpiell dort die Bedingungen der Trägheitsstabilität verletzt werden könnten.

Eine andere Möglichkeit zur Auslösung instabiler Wellenprozesse besteht darin, dass eine Frontalwelle unter den Einfluss einer ebenfalls stabilen baroklinen Welle der Höhenströmung gerät. Das geschieht in Situationen, bei denen die obere und die untere Welle sich jeweils mit unterschiedlicher Richtung oder Geschwindigkeit bewegen. Durch die vertikale Kopplung der beiden zunächst voneinander unabhängi-

[9] Auf diese Weise kann natürlich auch eine Vorwärtsneigung der Achsen und damit eine gedämpfte Welle entstehen.

gen stabilen Strömungskonfigurationen kann eine instabile barokline Welle entstehen. Die mögliche vertikale Kopplung verschiedener Systeme der oberen und unteren Atmosphäre wurde bereits in Abschn. 7.3 im Zusammenhang mit der Fernwirkung von PV-Anomalien angesprochen.

Der Vorgang muss jedoch nicht zwangsläufig eine ausgeprägte Intensivierung der Welle nach sich ziehen. In dem in Abb. 10.15 gezeigten Beispiel verlagerte sich das Bodentief nach Nordosten und gelangte dadurch allmählich unter den Einfluss des über dem Ostatlantik liegenden Höhentrogs. Hierbei entstand eine Kopplung zwischen dem Bodentief und einem südwestlich von Island liegenden Höhentief. Allerdings war die horizontale Entfernung beider Tiefs zu groß, so dass die Verbindung nur relativ schwach blieb und am Ende hieraus nur eine leichte Vertiefung der *Bodenzyklone* auf einen Kerndruck von 995 hPa resultierte. Abbildung 10.19 zeigt die synoptische Situation, die sich am 25. 6. 2008 00 UTC eingestellt hatte.

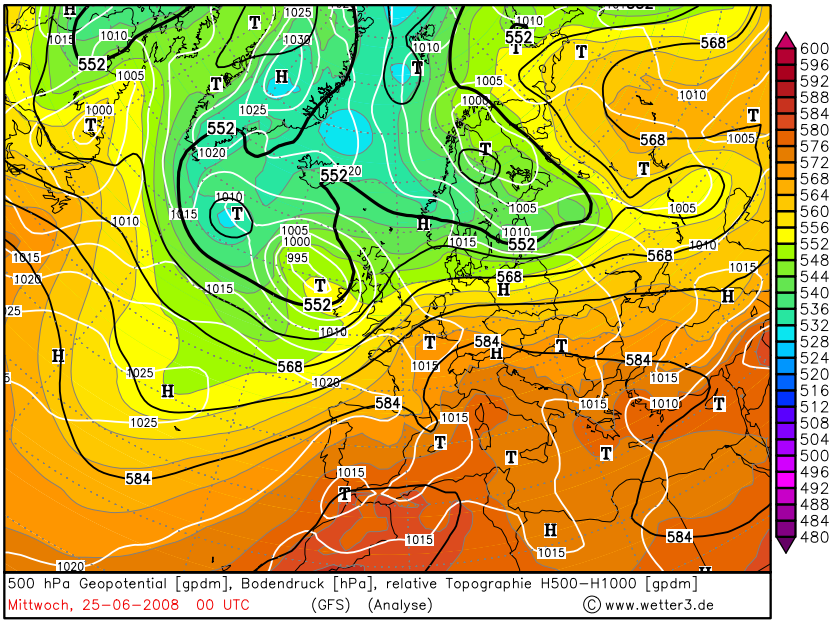


Abb. 10.19. Analysekarte des Geopotentials in 500 hPa sowie Bodendruckverteilung vom 25. 6. 2008 00 UTC

Mit dem hier vorgestellten einfachen Zweischichtenmodell ist es möglich, die wichtigsten Mechanismen der baroklinen Instabilität anschaulich darzustellen. Um dies zu erreichen, mussten jedoch viele Prozesse unberücksichtigt bleiben, die in der Realität einen erheblichen

Einfluss auf die Entwicklungen ausüben können. Hierzu gehören beispielsweise diabatische Prozesse, Reibungsvorgänge in der atmosphärischen Grenzschicht oder orographisch bedingte Einflüsse. Diabatische Effekte entstehen u. a. durch fühlbare Wärmeflüsse an der Erdoberfläche, die bei starker solarer Einstrahlung im Sommer zur Bildung von *Hitzetiefs* und umgekehrt im Winter zu *Kältehochs* führen können. Von großer Bedeutung für die Erzeugung der kinetischen Energie eines Systems ist die in Hebungsgebieten bei der Wolkenbildung freigesetzte latente Wärme. Reibungsprozesse spielen vor allem bei der *Zyklolyse* und *Antizyklolyse* eine wichtige Rolle. Hierauf wird in Abschn. 11.1 ausführlich eingegangen. Schließlich wurde an anderer Stelle schon mehrfach angesprochen, dass orographische Effekte einen starken Einfluss auf die Entwicklung der Druckgebilde ausüben können, wie beispielsweise bei der *Leezyklogenese*. Detaillierte Untersuchungen dieser vielfältigen Prozesse würden den Rahmen dieses Buchs sprengen, so dass an dieser Stelle auf die entsprechende Spezialliteratur verwiesen werden muss.

Kapitel 11
Zyklonen und Antizyklonen

Das Wettergeschehen in Mitteleuropa wird sehr häufig von *Zyklonen* und *Antizyklonen* sowie den damit verbundenen Frontensystemen geprägt. Aus dem atlantischen Raum kommend, verlagern sich die Druckgebilde auf das europäische Festland und verursachen hier die für die mittleren Breiten typischen starken Fluktuationen des Wettergeschehens. Der britische Marineoffizier und Meteorologe Robert FitzRoy, der als Begründer des Begriffs "Wettervorhersage" ("forecasting the weather") angesehen wird, fasste in seinem Buch *"The Weather Book: A Manual of Practical Meteorology"* seine wissenschaftlichen Erkenntnisse über das Wetter zusammen (FitzRoy 1863). Hierin schilderte er, dass an der Grenze zwischen kalten und trockenen Luftmassen polaren Ursprungs sowie feuchten und warmen Luftmassen aus dem subtropischen Raum zyklonal rotierende Wirbel entstehen, die die beiden Luftmassen miteinander vermischen. Die von ihm dargestellten Zyklonenmodelle (z. B. in Petterssen (1956) reproduziert) ähneln in erstaunlich guter Weise den heutzutage mittels moderner Fernerkundung in der Atmosphäre vorgefundenen Strömungsverhältnissen (Moore und Peltier 1987). Die Arbeiten von FitzRoy fanden zunächst jedoch nur geringe Beachtung, wohl auch deshalb, weil zur damaligen Zeit praktisch noch keine ausreichenden täglichen Wetterbeobachtungen existierten, um darauf basierend Wetteranalysekarten erstellen zu können.

Zu Beginn des 20. Jahrhunderts vollzog sich ein starker Entwicklungsschub der synoptischen Meteorologie. Im Jahr 1917 wurde Vilhelm Bjerknes von der Universität Leipzig nach Bergen, Norwegen, berufen, um im dortigen Geophysikalischen Institut die Gründung und anschließende Leitung der meteorologischen Abteilung zu übernehmen. In den folgenden Jahren gelang es ihm, eine Gruppe junger, später sehr renommierter Wissenschaftler (sein Sohn J. Bjerknes, T. Bergeron, E. Palmén, S. Petterssen, C.-G. Rossby, H. Solberg u. a.) um sich zu versammeln und bahnbrechende wissenschaftliche Erkenntnisse im Bereich der Atmosphärenforschung zu erzielen. Die Forschungsleistungen der später unter dem Namen *Bergen Schule* oder auch *Nor-*

A. Bott, *Synoptische Meteorologie*,
DOI 10.1007/978-3-642-25122-1_11, © Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2012

wegische Schule bekannt gewordenen Wissenschaftlergruppe stellen auch heute noch eine wichtige Grundlage für das Verständnis der in den mittleren Breiten ablaufenden synoptischen Prozesse dar. Als einer der zentralen Beiträge ist in diesem Zusammenhang eine Publikation von Bjerknes und Solberg (1922) anzusehen, in der die sogenannte *Polarfronttheorie der allgemeinen atmosphärischen Zirkulation* eingeführt wurde. Einen wichtigen Bestandteil dieser Theorie stellt das *Norwegische Zyklonenmodell* dar, mit dem der Lebenszyklus von Zyklonen, die sich an der Polarfront bilden, veranschaulicht wird.

Die Forschungsarbeiten der Bergen Schule stützten sich auf ein für die damaligen Verhältnisse ausgesprochen dichtes Beobachtungsnetz meteorologischer Bodendaten in Norwegen. Da zu diesem Zeitpunkt noch keine aerologischen Messmethoden zur dreidimensionalen Erkundung der Atmosphäre zur Verfügung standen, konnten insbesondere die Prozesse, die weitgehend durch die atmosphärische Höhenströmung gesteuert werden, zunächst nur unzureichend beschrieben werden. Mit Bekanntwerden der in der höheren Atmosphäre ablaufenden Vorgänge gelang es in den folgenden Jahren, die Polarfronttheorie ständig zu verbessern und zu erweitern (z. B. Bjerknes 1937, Bjerknes und Palmén 1937, Godske et al. 1957). Auf eine eingehende Betrachtung zur weiteren geschichtlichen Entwicklung der Theorie wird an dieser Stelle verzichtet und stattdessen auf die weiterführende Literatur verwiesen (s. z. B. Bergeron 1959, Palmén und Newton 1969, Bergeron 1980).

In Abschn. 11.2 werden die wichtigsten Merkmale der ursprünglichen Polarfronttheorie vorgestellt und kritisch analysiert. Der Schwerpunkt der Betrachtungen liegt hierbei auf dem Norwegischen Zyklonenmodell, das den bedeutendsten und daher wohl auch populärsten Bestandteil der gesamten Theorie darstellt. Eine detaillierte Beschreibung der bei der Zyklogenese entstehenden Kalt-, Warm- und Okklusionsfronten wird hierbei zunächst jedoch noch außer Acht gelassen. Das wird der Inhalt des nächsten Kapitels sein. Vor der Beschreibung der Porlarfronttheorie werden im Folgenden zuerst die Ursachen untersucht, die für synoptisch-skalige Druckänderungen, d. h. Zyklogenese und Antizyklogenese, verantwortlich sind.

11.1 Zyklogenese und Antizyklogenese

Zyklonen stellen Strömungsgebiete mit tiefem Luftdruck und zyklonaler Vorticity dar. Umgekehrt sind Antizyklonen Strömungsgebiete mit hohem Luftdruck und antizyklonaler Vorticity. Die Frage nach der Entstehung von Zyklonen (*Zyklogenese*) und Antizyklonen (*Antizyklogenese*) ist somit gleichbedeutend damit, zu untersuchen, wie es zu diesen Druckverteilungen und den damit verbundenen Vorticitystrukturen kommen kann. Bei der Diskussion der Vorticitygleichung (5.22)

wurde bereits festgestellt, dass Vergenzen im atmosphärischen Windfeld einen großen Einfluss auf die Vorticityänderungen ausüben. Konvergente Strömungen erzeugen zyklonale und divergente Strömungen antizyklonale Vorticity. Da bei konvergenter (divergenter) Strömung die Masse in einem Gebiet zunimmt (abnimmt), steht dies scheinbar im Widerspruch zum niedrigen bzw. hohen Luftdruck in Bereichen mit zyklonaler bzw. antizyklonaler Vorticity. Die Klärung dieser Ungereimtheiten ist nur möglich, wenn man sich bei zyklogenetischen und antizyklogenetischen Prozessen die dreidimensionalen atmosphärischen Strukturen ansieht.

11.1.1 Die Drucktendenzgleichung

Die Entwicklung von Zyklonen und Antizyklonen ist mit lokalen zeitlichen Änderungen des Luftdrucks verbunden. Unter der Annahme hydrostatischer Verhältnisse, $\partial p/\partial z = -g\rho$, erhält man den Druck in der Höhe z als

$$p(z) = g \int_z^\infty \rho \, dz \tag{11.1}$$

Hieraus lässt sich die lokale zeitliche Drucktendenz im z-System berechnen zu

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_z = g \int_z^\infty \left(\frac{\partial \rho}{\partial t}\right)_z dz \tag{11.2}$$

Unter Verwendung der Kontinuitätsgleichung (3.29) erhält man

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_z &= -g \int_z^\infty \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) dz \\ &= -g \int_z^\infty \nabla_h \cdot (\rho \mathbf{v}_h) dz - g \int_z^\infty \frac{\partial \rho w}{\partial z} dz \end{aligned} \tag{11.3}$$

und daraus die *Drucktendenzgleichung* im z-System als

$$\boxed{\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_z = -g \int_z^\infty \rho \nabla_h \cdot \mathbf{v}_h dz - g \int_z^\infty \mathbf{v}_h \cdot \nabla_h \rho \, dz + g\rho w(z)} \tag{11.4}$$

Bei der Integration des letzten Terms von (11.3) wurde berücksichtigt, dass die Vertikalgeschwindigkeit am Oberrand der Atmosphäre verschwindet.

Demnach gibt es drei Prozesse, die zu einer lokalen zeitlichen Druckänderung führen können. Der erste Term auf der rechten Seite von (11.4) beschreibt horizontale Vergenzen, d. h. Massekonvergenzen und

-divergenzen, die oberhalb des Niveaus z zu Druckänderungen führen können. Der zweite Term besagt, dass Druckänderungen entstehen, wenn Luft unterschiedlicher Dichte oberhalb von z advehiert wird. Warmluftadvektion bedeutet Druckfall und umgekehrt Kaltluftadvektion Druckanstieg. Die über die gesamte Atmosphäre oberhalb der Höhe z durchzuführenden Integrationen drücken aus, dass es sich jeweils um Nettoeffekte handelt. Der dritte Term schließlich beschreibt die mit vertikalem Massetransport verbundenen Druckänderungen. Bei Absinkbewegungen im Niveau z wird Luft nach unten transportiert, so dass sich die Gesamtmasse in der darüber liegenden Luftsäule verringert, was Druckfall zur Folge hat. Umgekehrtes gilt für Druckanstieg.

Auf der synoptischen Skala ist der zweite Term auf der rechten Seite von (11.4) vergleichsweise klein, d. h. die Dichteadvektion spielt bei der lokalen zeitlichen Druckänderung nur eine untergeordnete Rolle. Der Grund hierfür besteht darin, dass nur die ageostrophische Komponente des horizontalen Winds zu einem Massetransport quer zu den Isobaren und damit zu Druckänderungen führt. Dichteadvektionen mit dem geostrophischen Wind $\mathbf{v}_g$ werden durch entsprechende horizontale Vergenzen von $\mathbf{v}_g$ vollständig kompensiert, denn unter der Annahme eines konstanten Coriolisparameters gilt gemäß (4.8a)

$$\mathbf{v}_g = \frac{1}{\rho f_0}\mathbf{k} \times \nabla_h p \implies \mathbf{v}_g \cdot \nabla_h \rho = -\rho \nabla_h \cdot \mathbf{v}_g \tag{11.5}$$

Das bedeutet, dass in (11.4) $\mathbf{v}_h$ durch $\mathbf{v}_{ag}$ ersetzt werden kann. An Fronten kann die Dichteadvektion jedoch eine wichtige Rolle spielen, da dort der ageostrophische Wind betragsmäßig relativ große Werte annehmen kann (s. hierzu Abschn. 12.4).

Insgesamt kann man hieraus schließen, dass lokale zeitliche Druckänderungen in erster Linie durch horizontale Vergenzen des ageostrophischen Winds und durch Vertikalbewegungen verursacht werden. Jedoch gilt es auch hier zu beachten, dass sich beide Prozesse in der Regel weitgehend kompensieren. Finden in einem Niveau Absinkbewegungen statt, dann wird oberhalb dieses Niveaus Luft horizontal nachströmen, d. h. es entsteht horizontale Konvergenz. Analog hierzu sind Aufstiegsbewegungen mit Divergenz oberhalb von z verbunden.

Im p-System erhält man eine einfachere Darstellung der Drucktendenzgleichung. Integration der Kontinuitätsgleichung (3.32) liefert unmittelbar

$$\omega = \frac{dp}{dt} = -\int_0^p \nabla_{h,p} \cdot \mathbf{v}_h dp \tag{11.6}$$

Die totale Ableitung von p lässt sich im z-System entwickeln und man erhält aus (11.6)

$$\boxed{\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_z = -\int_0^p \nabla_{h,p} \cdot \mathbf{v}_h dp - \mathbf{v}_{ag} \cdot \nabla_h p + g\rho w} \tag{11.7}$$

Im Advektionsterm taucht nur noch der ageostrophische Wind auf, da der geostrophische Wind isobarenparallel weht. Insgesamt ist dieser Term, wie eben argumentiert, jedoch klein und kann vernachlässigt werden. Für den Bodendruck p_0 in ebenem Gelände ($w = 0$) ergibt sich dann mit guter Näherung

$$\left(\frac{\partial p_0}{\partial t}\right)_z = \int_{p_0}^0 \nabla_{h,p} \cdot \mathbf{v}_h dp \tag{11.8}$$

Hieraus sieht man, dass lokale zeitliche Änderungen des Bodendrucks aus der Nettodivergenz des horizontalen Winds in der darüberliegenden Atmosphäre resultieren. Der Druck kann nur fallen, wenn summiert über die gesamte atmosphärische Säule Divergenz vorherrscht.

Schließlich erhält man aus der hydrostatischen Approximation im p-System (3.46) zusammen mit (11.7) die *Tendenzgleichung für das Geopotential* auf Flächen konstanten Drucks

$$\boxed{\left(\frac{\partial \phi}{\partial t}\right)_p = -\frac{1}{\rho}\int_0^p \nabla_{h,p} \cdot \mathbf{v}_h dp - \mathbf{v}_{ag} \cdot \nabla_{h,p}\phi + gw} \tag{11.9}$$

Mitunter können diabatische Prozesse zu lokalen zeitlichen Druckänderungen führen. In dem Fall spricht man von *thermischen oder statischen Druckgebilden* im Gegensatz zu *dynamischen Druckgebilden*. Häufig entstehen thermische Druckgebilde über ausgedehnten Landflächen, die starken strahlungsbedingten Temperaturänderungen unterworfen sind. Befindet sich im Sommer über einer größeren Landfläche ein Hochdruckgebiet, dann kann aufgrund der damit verbundenen großräumigen trockenadiabatischen Absinkbwegungen eine relativ starke Inversion am Oberrand der atmosphärischen Grenzschicht entstehen. In diesen wegen der Absinkbewegungen üblicherweise wolkenarmen oder -freien Situationen wird die bodennahe Luftschicht tagsüber stark erhitzt, die warme Luft steigt auf und strömt im Inversionsbereich horizontal aus. Hierdurch entsteht in der atmosphärischen Grenzschicht tiefer Luftdruck, während oberhalb der Inversionsschicht der Luftdruck davon unbeeinflusst ist. Dieses sogenannte *Hitzetief* ist somit vertikal nicht sehr hochreichend, so dass dessen

Wetterwirksamkeit relativ schwach ist (s. auch Abschn. 4.8). Im Inversionsbereich entwickeln sich häufig Cumulus humilis, die auch als *Schönwetterwolken* bezeichnet werden. Allerdings können die aus der Konvergenz im Hitzetief resultierenden Vertikalbewegungen unter geeigneten Bedingungen, wie z. B. eine relativ schwache Inversion zusammen mit hohen Werten der spezifischen Feuchte innerhalb der Grenzschicht, zur Bildung hochreichender Konvektion mit heftigen Gewittern führen. Auf diese Vorgänge wird in Abschn. 13.2 noch einmal näher eingegangen.

Umgekehrt kann sich im Winter über ausgedehnten Landflächen ein sogenanntes *Kältehoch* bilden, wenn im bodennahen Bereich die Luft durch infrarote Strahlungsemission stark abkühlt. Die kalte Luft sinkt ab, was in der Höhe horizontale Konvergenz und Absinkbewegungen nach sich zieht. Dadurch entsteht über dem Bodenhoch ein Höhentief. Ein bekanntes Beispiel hierfür stellt das im Winter regelmäßig entstehende *sibirische Kältehoch* dar, in dem häufig über längere Zeit ein Bodendruck von weit mehr als 1040 hPa herrscht. In diesen Situationen werden in Sibirien extrem niedrige Temperaturen mit Kälterekorden beobachtet, die nur noch in der Antarktis übertroffen werden. Wenn sich das sibirische Kältehoch nach Westen ausweitet, kann in der östlichen Strömung extrem kalte Luft nach Mitteleuropa gelangen (s. auch Kap. 9).

11.1.2 Die lokale zeitliche Änderung der Vorticity

Gemäß den in Abschn. 5.5 dargestellten Untersuchungen zur Trägheitsinstabilität muss in stabilen Gleichgewichtsströmungen die absolute Vorticity immer positiv sein. In dem Fall folgt aus der *Vorticitygleichung* (5.22) bzw. (5.23), dass Divergenzen (Konvergenzen) immer zu einer lokalen zeitlichen Abnahme (Zunahme) relativer Vorticity führen. Daher ist im bodennahen Bereich die Entstehung eines zyklonalen Wirbels mit konvergenten Strömungen verbunden, bei denen die Luft zum Aufsteigen gezwungen wird. Um jetzt auch zu gewährleisten, dass im zyklonalen Wirbel tiefer Luftdruck herrscht, muss gleichzeitig in der Höhe Strömungsdivergenz vorliegen, die betragsmäßig größer als die bodennahe Konvergenz ist, so dass der bei der Drucktendenzgleichung angesprochene Nettoeffekt der Vergenzen oberhalb der betrachteten Luftsäule einen Druckfall bewirkt.

Im zeitlichen Ablauf vollzieht sich die Zyklogenese in der Art, dass zunächst eine divergente Höhenströmung vorliegt, die horizontal Masse aus der vertikalen Luftsäule heraustransportiert und dadurch in den darunter liegenden Schichten für einen Druckfall sorgt. Die divergente Höhenströmung zwingt die darunterliegende Luft zum Aufsteigen und führt dadurch im bodennahen Bereich zur Konvergenz. Umgekehrt

verhält es sich wieder bei der Antizyklogenese. Hier existiert zunächst eine konvergente Höhenströmung, die zum Luftdruckanstieg in der darunter liegenden Luftsäule führt. Die Höhenkonvergenz zwingt die Luft zum Absinken. Am Boden strömt die Luft horizontal auseinander, so dass hieraus $\partial\zeta/\partial t < 0$ resultiert. Bei der Vorstellung der quasigeostrophischen Theorie sind in Abschn. 6.2 die sich aus den verschiedenen Verteilungen der Vergenzen ergebenden Vertikalbewegungen bereits diskutiert worden (s. auch Abb. 6.1).

11.1.3 Die Verlagerung der Druckgebilde

Die Druckgebilde bewegen sich in die Richtungen, in der die passenden Drucktendenzen vorliegen. Da die Drucktendenzgleichung keinen Advektionsterm besitzt, kann die Verlagerung nicht durch reine Translation erfolgen. Vielmehr müssen sich in den Verlagerungsrichtungen der Druckgebilde die unterschiedlichen Vergenzen immer wieder neu bilden und dadurch für die entsprechenden Drucktendenzen sorgen. Im Gegensatz zur Drucktendenzgleichung besitzt die Vorticitygleichung zusätzlich zum Divergenzterm einen Advektionsterm. Wie bereits in Abschn. 5.4 diskutiert, bestimmen beide Terme zusammen die lokale zeitliche Änderung der Vorticity, wobei sie in den unterschiedlichen Höhenniveaus der Atmosphäre verschieden stark wirken. Im bodennahen Bereich spielt die Advektion der relativen Vorticity eine untergeordnete Rolle. Das liegt an dem geschlossenen und mehr oder weniger kreisförmigen Verlauf der Isohypsen. Die Advektion planetarer Vorticity, gemäß (5.23) gegeben durch $-v\beta$, ist an der Vorderseite eines Tiefs negativ, an seiner Rückseite jedoch positiv. [1] Dieser Effekt allein würde zu einer Westverlagerung des Tiefs führen. Tatsächlich wird in der Regel jedoch eine Ostverlagerung beobachtet. Das liegt daran, dass gleichzeitig an der Vorder- und Rückseite des Tiefs Konvergenzen und Divergenzen existieren, die die Advektion planetarer Vorticity überkompensieren.

In der mittleren Troposphäre, wo die Atmosphäre nahezu divergenzfrei ist (s. Abb. 6.1), dominiert der Advektionsterm. An der Trogvorderseite ist die Advektion relativer Vorticity positiv, die der planetaren Vorticity hingegen negativ. Umgekehrt verhält es sich an der Rückseite des Trogs. Somit entscheiden die Wellenlänge und Amplitude des Trogs über dessen Verlagerungsrichtung. Das drückt sich in der Phasengeschwindigkeit der Rossby-Wellen aus (s. Abschn. 10.2). Ohne Advektion planetarer Vorticity wäre die Phasengeschwindigkeit der Welle gleich der Strömungsgeschwindigkeit, d. h. es fände

[1] Der Einfachheit halber wird eine weitgehend zonale Verlagerung der Druckgebilde unterstellt.

eine reine Translation der bestehenden relativen Vorticity statt. Die Advektion planetarer Vorticity wirkt diesem Vorgang entgegen, so dass die Phasengeschwindigkeit der Welle gegenüber der Strömungsgeschwindigkeit verringert wird.

In der oberen Troposphäre erwartet man aufgrund der hohen Windgeschwindigkeiten eine advektiv bedingte rasche Ostverlagerung der Wellen. Die Beobachtung zeigt jedoch, dass dies nicht der Fall ist. Vielmehr verlagern sich die Druckgebilde mit ähnlicher Geschwindigkeit wie in der mittleren Troposphäre. Somit muss dem stärkeren Advektionsterm der hohen Troposphäre der Divergenzterm wieder entgegenwirken. Das bedeutet, dass an der Vorderseite der Tröge Divergenz und an deren Rückseite Konvergenz vorherrscht. Insgesamt ergibt sich hieraus, dass eine höhenkonstante Verlagerung der vertikalen Vorticityverteilung einer baroklinen Welle nur möglich ist, wenn am Boden und in der Höhe Vergenzen auftreten. Genau diese Vergenzen bewirken die zur Verlagerung der Welle passenden Drucktendenzen.

11.1.4 Vergenzen in der Höhenströmung

Die obige Diskussion hat gezeigt, dass zyklogenetische Entwicklungen in starkem Maße von den Vergenzen des Stömungsfelds in der hohen Atmosphäre beeinflusst werden. Bei der Untersuchung des *Philipps'schen Winds* in Abschn. 4.4 wurde bereits festgestellt, dass der ageostrophische Wind $\mathbf{v}_{ag}$ aus vier verschiedenen Anteilen besteht (s. (4.28)). In der hohen Atmosphäre tragen hauptsächlich drei dieser Anteile zu den beobachteten Divergenzen und Konvergenzen der horizontalen Strömung bei. Hierbei handelt es sich um den *Breiteneffekt*, den *Krümmungseffekt* sowie um den *Konfluenz- und Diffluenzeffekt*.

Zur Erklärung des Breiten- und des Krümmungseffekts wird in Anlehnung an Bjerknes und Holmboe (1944) unterstellt, dass die Luftpartikel die wellenförmige Höhenströmung mit betragsmäßig konstanter Geschwindigkeit durchlaufen. Beim Breiteneffekt wird die Krümmung der Isohypsen ignoriert, so dass sich die Luftpartikel mit dem geostrophischen Wind bewegen. Als Folge der Zunahme des Coriolisparameters mit der geographischen Breite müssen für $\mathbf{v}_h = \mathbf{v}_g = const$ im Bereich der nördlich liegenden Rücken die Isohypsen dichter gedrängt verlaufen als im Bereich der südlich liegenden Tröge. Diese Situation ist schematisch im oberen Teil von Abb. 11.1 wiedergegeben. Aus dem Isohypsenverlauf folgt trogvorder- bzw. -rückseitig Richtungskonvergenz bzw. -divergenz des horizontalen Winds, wobei diese wegen $\mathbf{v}_h = \mathbf{v}_g$ gemäß (5.15) gegeben ist durch $\nabla_h \cdot \mathbf{v}_h = -(v_g/f)\beta$. Um der Forderung einer betragsmäßig konstanten Horizontalgeschwindigkeit der Luft gerecht zu werden, muss trogrückseitig zusätzlich Masse durch

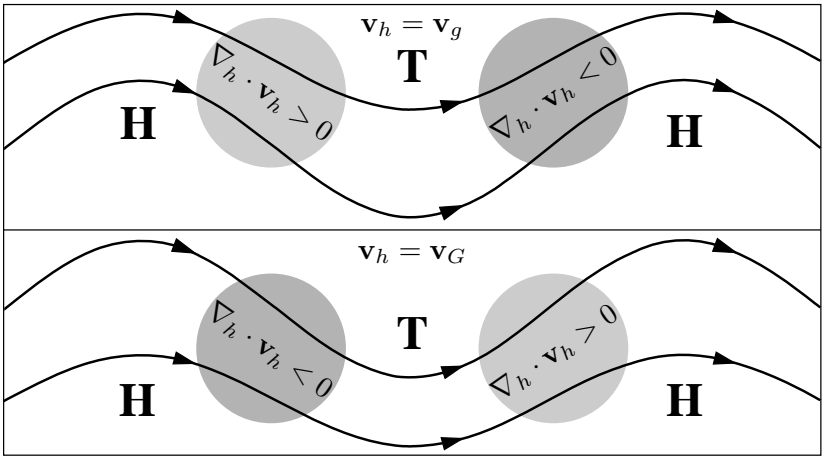


Abb. 11.1. Breiteneffekt (oben) und Krümmungseffekt (unten) und daraus resultierende Richtungsdivergenz und -konvergenz von $\mathbf{v}_h$

Aufstiegsbewegungen hinzugefügt werden, während umgekehrt an der Vorderseite des Trogs ein Teil der Luft wieder absinken muss.

Im Gegensatz zum Breiteneffekt wird beim Krümmungseffekt der Coriolisparameter konstant gesetzt und stattdessen die Wirkung der Isohypsenkrümmungen berücksichtigt. Das bedeutet, dass jetzt die konstante Partikelgschwindigkeit durch den Gradientwind $\mathbf{v}_G$ gegeben ist. Da im Rücken der Gradientwind supergeostrophisch und umgekehrt im Trog subgeostrophisch ist (s. Abschn. 4.3), ergibt sich in dieser Situation der im unteren Teil von Abb. 11.1 gezeigte Isohypsenverlauf. Hieraus folgt jetzt trogvorder- bzw. -rückseitig Richtungsdivergenz bzw. -konvergenz des horizontalen Winds. Die aus dem Krümmungseffekt resultierenden Vertikalbewegungen wurden bereits in Abschn. 6.4 bei der Untersuchung des *Q-Vektors* in konfluenten und diffluenten Trögen diskutiert (s. hierzu Abb. 6.7). Wie bereits in Abschn. 4.6 angesprochen, kompensieren sich der Breiten- und Krümmungseffekt gegenseitig. Welcher der beiden Effekte am Ende dominant ist, hängt von der Wellenlänge und der Amplitude der Welle ab.

Der Konfluenz- und Diffluenzeffekt hat zur Folge, dass in der Konfluenzzone eines Jetstreaks *ageostrophische Bewegungen* zum tiefen Luftdruck hin gerichtet sind. Im diffluenten Delta des Jetstreaks verhält es sich genau umgekehrt (s. auch Abb. 4.13). Die Situation ist schematisch in Abb. 11.2 wiedergegeben. Hierdurch wird im Eingangsbereich des Jetstreaks auf der antizyklonalen Seite Divergenz (Bereich A) und auf der zyklonalen Seite Konvergenz erzeugt (Bereich B). Diese Vergenzen führen zu Aufstiegsbewegungen (antizyklonale Seite) und Absinkbewegungen (zyklonale Seite des Jetstreams). Umgekehrt findet man im Delta des Jetstreaks auf der antizyklona-

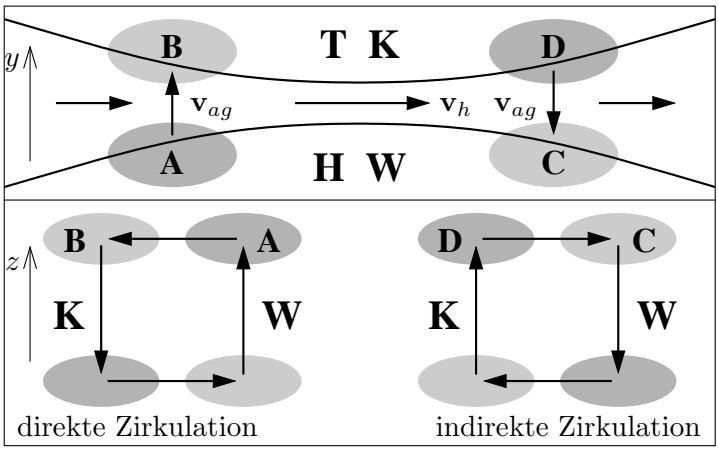


Abb. 11.2. Konfluenz- und Diffluenzeffekt im Bereich eines Jetstreaks, daraus resultierende Gebiete mit horizontalen Vergenzen und thermisch direkter bzw. indirekter Zirkulation

len Seite Konvergenz (Bereich C) in der Höhe, d. h. absinkende Luft, und auf der zyklonalen Seite Divergenz und damit aufsteigende Luft (Bereich D). Insgesamt resultiert daraus im Konfluenzgebiet eine *thermisch direkte* und im Diffluenzgebiet eine *thermisch indirekte Zirkulation*. Bei der in Abschn. 12.4 erfolgenden Untersuchung der *Frontogenese* wird gezeigt, dass diese Querzirkulation eine wichtige Voraussetzung für die Aufrechterhaltung der polaren Frontalzone ist.

Die obigen Überlegungen lassen den Schluss zu, dass im Einzugsgebiet eines Jetstreaks auf der antizyklonalen Seite bevorzugt Zyklogenese einsetzen kann, da hier im Gegensatz zum Delta die direkte thermische Zirkulation warme Luft aufsteigen lässt, während auf der zyklonalen Seite im Konvergenzbereich kalte Luft zum Absinken gezwungen wird. Tatsächlich zeigen Beobachtungen, dass häufig unterhalb der antizyklonalen Flanke des Einzugsgebiets eines Jetstreaks im bodennahen Bereich mit der Bildung einer Frontalwelle ein zyklogenetischer Prozess beginnt (s. u.). Allerdings kommt es auch auf der zyklonalen Seite im Delta eines Jetstreaks häufig zur Zyklogenese, die dann mitunter sogar sehr intensiv ablaufen kann.

11.1.5 Zyklogenese an einer Frontalwelle

Beispielhaft für die Bildung einer Zyklone wird deren Entwicklung aus einer *Frontalwelle* betrachtet. Dies ist ein häufig über dem Atlantik beobachteter Vorgang. Wie im vorangehenden Kapitel bereits erwähnt, entwickelt sich eine Frontalwelle, d. h. ein flaches Bodentief,

wenn an der Polarfront ein massiver nordwärts gerichteter Vorstoß von warmer Subtropikluft stattfindet. Zu Beginn der Entwicklung verläuft die Höhenströmung noch weitgehend parallel zur zonal ausgerichteten Frontalzone. Die an der Warmfront aufsteigende Luft strömt in der hohen Atmosphäre horizontal auseinander. Dadurch entsteht vor der Frontalwelle in der Höhe eine antizyklonale Strömung, d. h. Divergenz und antizyklonale Vorticity. Analog hierzu führt das Absinken der Kaltluft auf der Rückseite des *Frontalzyklone* zu Konvergenzen in der Höhe und damit zur Ausbildung eines Höhentrogs mit zyklonaler Vorticity. Insgesamt entwickelt sich allmählich die in Abb. 11.3 gezeigte Wellenstruktur der Höhenströmung (grüne Kurven).

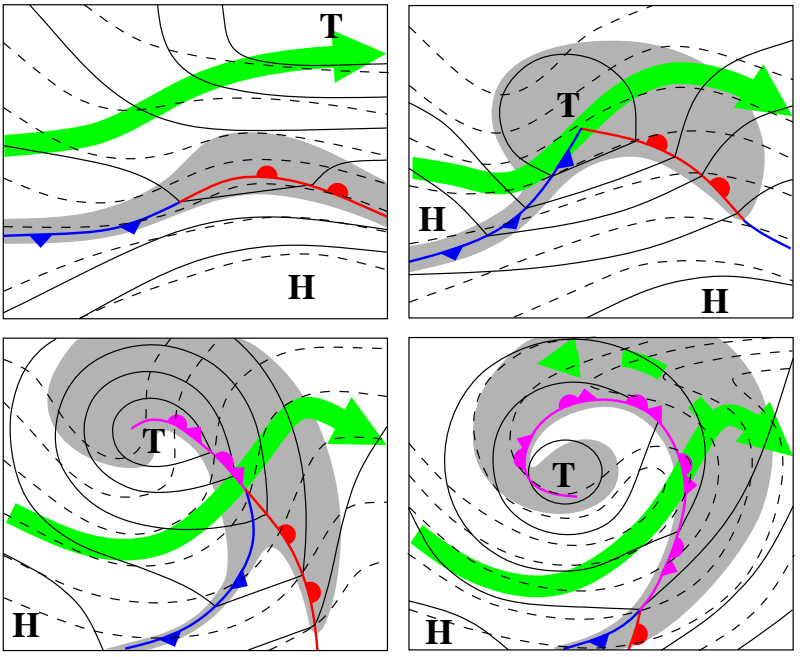


Abb. 11.3. Bildung einer Zyklone aus einer Frontalwelle. Isobaren der Bodendruckverteilung (durchgezogen) und relative Isohypsen (gestrichelt). In Anlehnung an Palmén und Newton (1969)

Im weiteren Verlauf wird durch verstärkte Warmluftadvektion an der Vorderseite und Kaltluftadvektion an der Rückseite des Bodentiefs die Amplitude der Temperaturwelle mehr und mehr vergrößert. Das führt zu einer weiteren Verstärkung der Wellenstruktur der Höhenströmung. Nach einer gewissen Zeit bildet sich ein hochreichendes Tief mit einer rückwärts zur kalten Luft hin geneigten vertikalen Achse. Wie bereits in Abschn. 10.5 diskutiert, ist diese Achsenlage optimal

für die weitere Intensivierung der Zyklone. Durch fortlaufende Warm- und Kaltluftadvektion wird die Temperaturwelle immer mehr deformiert, was zu einer Verkürzung der Wellenlänge der Höhenströmung führt. Da die Phasengeschwindigkeit einer Rossby-Welle mit kürzer werdender Wellenlänge zunimmt (dies wird weiter unten gezeigt), beginnt die Trogachse sich allmählich aufzurichten. Mit Einsetzen des *Okklusionsprozesses*[2] wird die Phasenverschiebung zwischen Bodenwelle und Höhenströmung immer geringer. Schließlich erreicht die Zyklogenese ihren Stillstand, wenn sich der Höhentrog über dem Bodentief befindet. Das ist gleichbedeutend mit einer senkrecht stehenden Trogachse und gemäß den Ausführungen in Abschn. 10.5 ein Ausdruck dafür, dass die Welle keine weitere Energie mehr aus der zonalen Grundströmung gewinnt.

Während zu Beginn der Zyklogenese die differentielle Vorticityadvektion noch keine Rolle für die Vertikalbewegungen spielt, nimmt ihr Beitrag mit zunehmender Deformation der Höhenströmung immer mehr zu, da hierbei Bereiche mit zyklonaler und antizyklonaler Vorticity entstehen. Die damit einhergehenden verstärkten Vergenzen in der Höhe äußern sich in einer Zunahme der Vergenzen am Boden mit jeweils umgekehrtem Vorzeichen (s. Abb. 6.1), woraus intensivere Vertikalbewegungen resultieren. Sutcliffe und Forsdyke (1950) nannten diesen Vorgang *self-development* (s. auch Palmén und Newton 1969), was hier im Folgenden mit *Eigenentwicklung* bezeichnet wird.

Bezüglich des Verlaufs des Jetstreams setzt die Zyklogenese häufig an dessen antizyklonaler Seite etwa 400–600 km von der Achse entfernt ein (s. grüne Kurven in Abb. 11.3). Während der Entwicklung verringert sich allmählich der Abstand zwischen Jetachse und Bodenwelle. Wenn die Zyklogenese ihren Höhepunkt erreicht hat, befindet sich die Jetachse etwa über dem Zentrum des Bodentiefs. Während des Okklusionsvorgangs entfernen sich Jetachse und Bodentief wieder voneinander, wobei die zyklonale Flanke des Jetstreams jetzt über dem Bodentief und die Jetachse selbst etwa über dem sogenannten *Okklusionspunkt* (*Triple Point*) zu finden sind. Hierunter versteht man den Schnittpunkt zwischen Kalt-, Warm- und Okklusionsfront. Zu diesem Zeitpunkt beobachtet man häufig eine Aufspaltung des Jetstreams in einen antizyklonal verlaufenden Haupt- und einen schwächeren Nebenast, der sich vor der Okklusion und der Warmfront befindet. Auf diesen Sachverhalt wird im nächsten Kapitel noch einmal näher eingegangen. Für ein sich am Okklusionspunkt eventuell neu bildendes sogenanntes *Randtief* erweist sich die Lage auf der antizyklonalen Seite des Jetstreams als günstig, falls sich durch die Bildung eines Jetstreaks wiederum ein konfluentes Strömungsmuster in der Höhe einstellt.

[2] Hierauf wird im folgenden Kapitel ausführlich eingegangen.

11.1.6 Auflösung der Druckgebilde – Ekman-Pumping

Nachdem sich die Trogachse vollständig aufgerichtet hat, ist der zyklogenetische Prozess abgeschlossen. In diesem Zustand können sich unterschiedliche vertikale Temperaturverteilungen innerhalb eines Tiefdruckwirbels einstellen. Bei starken orkanartigen Entwicklungen umrundet die Warmluft in der Höhe spiralförmig das Zentrum des Tiefs, so dass dieses auch dann noch ein relativ warmes Druckgebilde mit stabiler vertikaler Schichtung darstellt. Gemäß den Ausführungen in Abschn. 4.8 besitzen diese Zyklonen eine mit der Höhe abnehmende Intensität. In anderen Situationen entstehen quasibarotrope Wirbel höhenkonstanter Intensität. Schließlich kann sich auch eine barokline Situation einstellen mit einem hochreichenden kalten Tief, dessen Intensität mit der Höhe zunimmt.

Wie bereits in Abschn. 4.3 diskutiert, führen Reibungsprozesse innerhalb der atmosphärischen Grenzschicht dazu, dass der horizontale Wind vom hohen zum tiefen Druck hin gerichtet ist. Der mit dem *geotriptischen Wind* verbundene Massetransport ist allein jedoch nicht ausreichend, um nach dem Ende einer Zyklogenese den häufig beobachteten relativ raschen Druckanstieg im Bodentief erklären zu können. Im Gegenteil, aus der Tatsache, dass sich in der atmosphärischen Grenzschicht nur etwa 10 % der gesamten Luftmasse befinden, könnte man schließen, dass dieser Massefluss eher unbedeutend für die Änderung des Bodendrucks ist. Tatsächlich vollzieht sich bei der *Zyklolyse* bzw. *Antizyklolyse* der Druckanstieg bzw. -fall am Boden nicht durch die direkte Wirkung der Grenzschichtreibung, sondern durch eine hierdurch ausgelöste vertikale Sekundärzirkulation, die für eine rasche Ab- bzw. Zunahme der Vorticity sorgt und als *Ekman-Pumping* bzw. *Ekman-Suction* bezeichnet wird.

Einen relativ einfachen Zugang zum Ekman-Pumping erhält man über die bereits in Abschn. 4.3 angesprochene *Ekman-Spirale*, die die Vertikalverteilung des Horizontalwinds innerhalb der atmosphärischen Grenzschicht beschreibt[3]. In der *f-Ebene* ($f = f_0$) lauten dessen Komponenten (u, v)

$$\begin{aligned} u &= u_g\,[1 - \exp(-Az)\cos(Az)] \\ v &= u_g\,[1 - \exp(-Az)\sin(Az)] \end{aligned} \quad \text{mit} \quad A = \sqrt{\frac{f_0}{2K}} \tag{11.10}$$

Bei der Ableitung dieser Gleichung wurde u. a. unterstellt, dass die Dichte innerhalb der atmosphärischen Grenzschicht konstant ist. Gemäß (4.7) resultiert hieraus Barotropie, d. h. der geostrophische Wind

[3] Auf eine Herleitung der Gleichung wird an dieser Stelle verzichtet und stattdessen auf die entsprechende Fachliteratur verwiesen (z. B. Zdunkowski und Bott 2003, Holton 2004, Etling 2010).

ist höhenunabhängig. Weiterhin wurde das Koordinatensystem so ausgerichtet, dass die x-Achse in die Richtung des geostrophischen Winds zeigt, der nur von y abhängen soll. Das bedeutet insgesamt, dass $\mathbf{v}_g = u_g(y)\mathbf{i}$. Die in (11.10) auftauchende Größe K ist der als konstant angenommene *turbulente Austauschkoeffizient*, der die turbulente Durchmischung innerhalb der Grenzschicht beschreibt.

Unter den gemachten Voraussetzungen lautet die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \tag{11.11}$$

Integration dieser Gleichung vom Boden bis zur Höhe z_g der Grenzschicht liefert zusammen mit (11.10)

$$\begin{aligned} w(z_g) &= -\int_0^{z_g} \frac{\partial u_g}{\partial y} \left[1 - \exp(-Az)\sin(Az)\right] dz \\ &= \zeta_g[1 + \exp(-\pi)]\sqrt{\frac{K}{2f_0}} \end{aligned} \tag{11.12}$$

wobei $w(z = 0) = 0$ und $\zeta_g = -\partial u_g/\partial y$ wegen der Barotropieannahme höhenkonstant ist.

Der Einfachheit halber wird zunächst angenommen, dass die Atmosphäre oberhalb der Grenzschicht neutral und damit ebenfalls barotrop geschichtet sei, so dass in der gesamten Atmosphäre ζ_g höhenkonstant ist. Setzt man (11.11) in die quasigeostrophische Form der Vorticitygleichung (6.6) ein, dann ergibt sich

$$\frac{d\zeta_g}{dt} = f_0 \frac{\partial w}{\partial z} \tag{11.13}$$

Diese Gleichung lässt sich direkt von z_g bis zur Obergrenze z_T der Atmosphäre integrieren. Zusammen mit (11.12) und $w(z = z_T) = 0$ erhält man eine gewöhnliche Differentialgleichung für ζ_g

$$\begin{aligned} \frac{d\zeta_g}{dt} &= -\frac{f_0}{(z_T - z_g)} w(z_g) = -\zeta_g B \\ \text{mit} \quad B &= \frac{f_0[1 + \exp(-\pi)]}{(z_T - z_g)}\sqrt{\frac{K}{2f_0}} \end{aligned} \tag{11.14}$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung liefert schließlich die zeitliche Änderung der geostrophischen Vorticity, die aus den Reibungsprozessen innerhalb der Grenzschicht resultiert

$$\boxed{\zeta_g(t) = \zeta_g(t = 0)\exp(-Bt)} \tag{11.15}$$

Hieraus ist zu sehen, dass die Vorticity exponentiell mit der Zeit abnimmt. Je größer der Austauschkoeffizient K ist, umso schneller vollzieht sich der Vorgang. Setzt man typische Werte für die in B stehenden Größen ein, wie beispielsweise $f = 10^{-4}$ s^{-1}, $K = 10$ m^2 s^{-1}, $z_T = 10^4$ m, $z_g = 10^3$ m, dann ergibt sich eine Abnahme von ζ_g auf den $1/e$-ten Teil in etwa vier bis fünf Tagen. Diese Zeit wird auch als die *Spin-Down Zeit* bezeichnet. Ohne das Ekman-Pumping würde es etwa 100 Tage dauern, bis die Vorticity aufgrund von Reibungsprozessen in der freien Troposphäre auf einen ähnlichen Wert absinken würde (Holton 2004). Wie bereits oben erwähnt, handelt es sich beim Ekman-Pumping um einen indirekten Effekt der Reibung innerhalb der Grenzschicht. Hierbei ist der mit der Reibung verbundene direkte Massefluss in das Tief nur von untergeordneter Bedeutung. Vielmehr führt die durch die Reibung induzierte vertikale Sekundärzirkulation über den Divergenzterm in der Vorticitygleichung zu einem effizienten Abbau von ζ_g. Über das geostrophische Gleichgewicht zwischen Masse- und Vorticityfeld (6.3) ergibt sich die dazu passende Geopotentialverteilung, d. h. Druckanstieg im Tief und Druckfall im Hoch.

Aus (11.12) kann man sehen, dass in einer Zyklone mit $\zeta_g > 0$ Aufstiegsbewegungen am Oberrand der Grenzschicht entstehen. Umgekehrt ergibt sich im Fall einer Antizyklone wegen $\zeta_g < 0$ Absinken, was, wie bereits erwähnt, auch als Ekman-Suction bezeichnet. Insgesamt wird das Wort Ekman-Pumping normalerweise als Oberbegriff für beide Vorgänge benutzt. Ekman-Pumping findet nicht nur in der Atmosphäre, sondern auch im Ozean statt und stellt einen wichtigen Wechselwirkungsprozess zwischen Atmosphäre und Ozean dar. Die in einer Zyklone an der Meeresoberfläche auftretenden Schubspannungen führen zu einer antizyklonalen Rotation des Meerwassers. Hierdurch entsteht eine Auftriebsbewegung im Meer, die das Wasser aus tieferen Schichten zur Meeresoberfläche bewegt. Umgekehrtes gilt wiederum für die Antizyklone, die eine zyklonale Meeresströmung, d. h. Absinkbewegungen im Meer, verursacht.

Die durch Ekman-Pumping im Ozean erzeugten Auftriebsbewegungen spielen eine wichtige Rolle bei der Entwicklung von *Hurrikanen*, da auf diese Weise die im Meerwasser gespeicherte Wärme effizient an die Wasseroberfläche und von dort in die Atmosphäre gelangen kann (s. z. B. Pérez-Santos 2010). Deshalb ist eine der Voraussetzungen zur Entstehung von Hurrikanen, dass das Meerwasser nicht nur an der Oberfläche eine Temperatur von mehr als 26–27°C haben muss (Palmén 1948b), sondern dass diese warmen Temperaturen auch bis in eine Wassertiefe von etwa 50 Meteren vorliegen müssen.

Bisher beschränkte sich die Diskussion auf eine neutral geschichtete barotrope Atmosphäre. Qualitativ lässt sich jedoch leicht argumentieren, dass sich in dem realistischeren Fall einer stabil geschichteten

baroklinen Atmosphäre das Ekman-Pumping mehr und mehr auf die unteren troposphärischen Bereiche beschränkt, da das Aufsteigen der Luft in stabiler Schichtung erschwert wird. Als Folge hiervon reduziert sich der effektive Abbau der Vorticity auf die untere Atmosphäre. Sobald auf diese Weise in einem Niveau oberhalb der Grenzschicht die Vorticity zu null abgenommen hat, kommt das Ekman-Pumping zum Erliegen, und aus dem anfänglichen Tief verbleibt ein zyklonaler Wirbel in der oberen Troposphäre. Auf diese Weise kann der bereits mehrfach angesprochene *Kaltlufttropfen* entstehen. Da das Höhentief keinen direkten Kontakt mehr zur Grenzschicht hat, kann es relativ langlebig in der großräumigen Strömung verbleiben. Allerdings bietet das Höhentief einen sehr guten Ausgangspunkt für die Initialisierung einer weiteren Zyklogenese. Das geschieht beispielsweise, wenn es sich in einen Bereich mit erhöhter Baroklinität verlagert, wie über eine quasistationäre oder nur langsam wandernde Bodenfront. Dieser Vorgang wurde bereits in Abschn. 7.3 angesprochen.

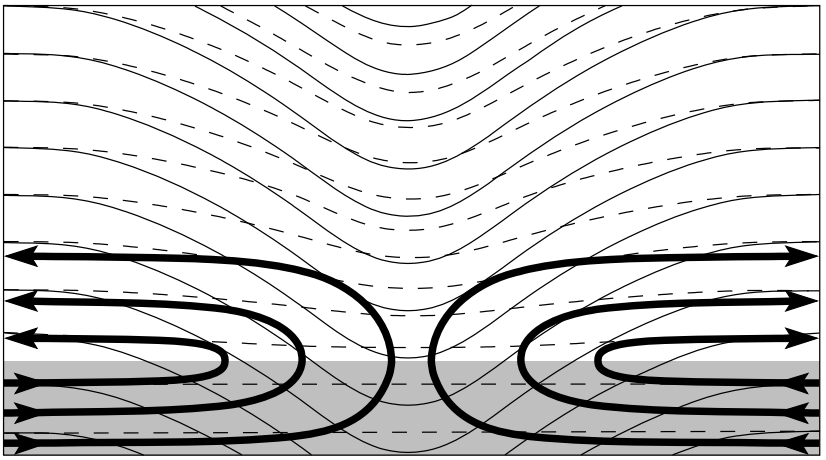


Abb. 11.4. Ekman-Pumping in einer stabil geschichteten Atmosphäre

Abbildung 11.4 zeigt schematisch die vertikale Sekundärzirkulation (dicke Pfeile) in einer stabil geschichteten Atmosphäre und die daraus resultierenden Änderungen der Druckverteilung. Durchgezogene dünne Linien stellen die Anfangsverteilung und gestrichelte Linien die Endverteilung der Isohypsen dar. Die Grenzschicht ist als schattierte Fläche eingezeichnet. Da im unteren Bereich des Höhentiefs Vorticity abgebaut wird, nimmt die vertikale Windscherung zu, d. h. der thermische Wind wird stärker. Um das Strömungssystem wieder in ein stabiles Gleichgewicht zu bringen, muss sich ein hierzu passender horizontaler Temperaturgradient einstellen. Dieser entsteht dadurch, dass

sich die beim Ekman-Pumping aufsteigende Luft adiabatisch abkühlt und dadurch den horizontalen Temperaturgradienten verstärkt. Insgesamt bewirkt die Sekundärzirkulation durch die beiden Prozesse, nämlich Abbau von Vorticity in der unteren Atmosphäre bei gleichzeitiger Änderung der horizontalen Temperaturverteilung, dass eine Gleichgewichtsströmung beibehalten werden kann.

11.2 Die Polarfronttheorie

Die auf Arbeiten von Bjerknes (1919), Bjerknes (1921) sowie Bjerknes und Solberg (1921) basierende Polarfronttheorie dient der Beschreibung des für die Aufrechterhaltung der globalen Zirkulation notwendigen meridionalen Energietransports aus den äquatorialen Bereichen, wo ein Energieüberschuss vorherrscht, zu den Polen mit einem Energiedefizit. Die Theorie basiert auf der zu Beginn des 20. Jahrhunderts noch geläufigen Annahme, dass die Hauptluftmassen der allgemeinen Zirkulation in zwei Typen, die polare und die tropische Luftmasse, unterteilt werden können. Bjerknes und Solberg stellten fest, dass der meridionale Energietransport nicht über eine sich vom Äquator zu den Polen erstreckende thermisch direkte Zirkulation ablaufen kann, da wegen der Coriolisablenkung; hierfür unrealistisch hohe Windgeschwindigkeiten notwendig wären. Stattdessen nahmen sie an, dass die globale Zirkulation über großskalige Strömungsbänder polarer und tropischer Luftmassen vonstatten geht, die, sich miteinander abwechselnd, spiralförmig von den Tropen zu den Polen verlaufen und dadurch warme Luft nach Norden und kalte Luft nach Süden transportieren. Bezüglich ihrer aus der Corioliskraft resultierenden Rechtsablenkung behindern sich die Strömungen hierbei gegenseitig, so dass ein effektiver meridionaler Energietransport stattfinden kann, ohne dass es zu unrealistisch hohen Windgeschwindigkeiten kommen muss.

An den Grenzen zwischen den polaren und tropischen Luftmassen entstehen frontartige Strukturen, die Bjerknes und Solberg als *Polarfront* bezeichneten. Da die polare Luft in südwestliche und die tropische Luft in nordöstliche Richtung stömt, stellt die Polarfront den Bereich größter zyklonaler Windscherung dar. Durch die *Coriolisablenkung* werden die beiden Luftmassen an der westlichen Grenze des polaren Luftmassenstroms zusammengedrängt, so dass es dort zur Bildung hohen Luftdrucks, d. h. Antizyklonen, kommt. Umgekehrt entsteht an dessen östlicher Begrenzung durch horizontales Auseinanderströmen beider Luftmassen tiefer Luftdruck. Überschreitet die horizontale Windscherung an der Polarfront einen gewissen Wert, dann bilden sich dort Zyklonen, die für einen Abbau der Windscherung sor-

gen. Die Zyklonen wandern entlang der Frontalzone in nordöstliche Richtung. Sie befinden sich jeweils in unterschiedlichen Entwicklungsstadien und wurden von Bjerknes und Solberg deshalb als *Zyklonenfamilien* bezeichnet. Hierauf wird weiter unten noch einmal näher eingegangen. Insgesamt verlagern sich die Zyklonenfamilien zusammen mit den dazwischen eingelagerten Antizyklonen in östliche Richtung, wobei die Verlagerungsgeschwindigkeit geringer ist als die der einzelnen entlang der Polarfront ziehenden Zyklonen.

Abschließend sollte erwähnt werden, dass Bjerknes und Solberg (1922) bereits zu dem Schluss kamen, dass die an der Polarfront entstehenden Zyklonen und Antizyklonen einer zirkumpolaren, auf die Rotation der Erde zurückzuführenden Welle der Wellenzahl vier entsprechen. Erst im Jahr 1939 gelang Rossby, der bekanntlich für eine kurze Zeit Mitglied der Norwegischen Schule war, durch analytische Lösung der linearisierten barotropen Vorticitygleichung der mathematische Nachweis der *planetaren Wellen*, die nach ihm als *Rossby-Wellen* bezeichnet werden (s. auch Kap. 10).

11.2.1 Der Lebenszyklus einer Idealzyklone

Die sich an der Polarfront bildenden Zyklonen durchlaufen einen charakteristischen Lebenszyklus, der, basierend auf einer entsprechenden Abbildung aus Bjerknes und Solberg (1922), schematisch in Abb. 11.5 wiedergegeben ist. Die Zyklogenese setzt an der Polarfront ein, die zunächst zonal verläuft und die nach Westen strömende polare Luft von der nach Osten strömenden tropischen Luft trennt (Abb. 11.5a). Hierbei handelt es sich um Relativbewegungen der Luftmassen bezüglich der Polarfront. Im weiteren Verlauf kommt es zu einem Vorstoß der warmen Luft nach Norden, wodurch sich die Frontalzone mehr und mehr nach Norden ausbeult (Abb. 11.5b, c). Am Scheitel der neu gebildeten Welle befindet sich das Zentrum des entstehenden Tiefdruckgebiets. Im Osten gleitet die warme über der kalten Luft auf und es bildet sich eine *Warmfront*, während sich im Westen die kalte Luft unter die warme Luft schiebt und eine *Kaltfront* formiert. Der Bereich zwischen beiden Fronten wurde von Bjerknes (1919) als *Warmsektor* bezeichnet. In dieser Publikation nannte Bjerknes die Warmfront noch *Steering Line*, da sie die Verlagerungsrichtung der Zyklone steuert, während die Kaltfront als *Squall Line* bezeichnet wurde, was auf die dort typischerweise anzutreffenden böigen Winde hindeuten soll. Die in Abb. 11.5c dargestellte Entwicklungsstufe entspricht der von Bjerknes (1919) als *Idealzyklone* bezeichneten Form.

Die vor der Warmfront einfließende kalte Luft strömt zyklonal nördlich um das Zentrum des Tiefs und gelangt hierdurch auf die Rückseite der Kaltfront. Gleichzeitig nimmt die Amplitude der Welle weiter

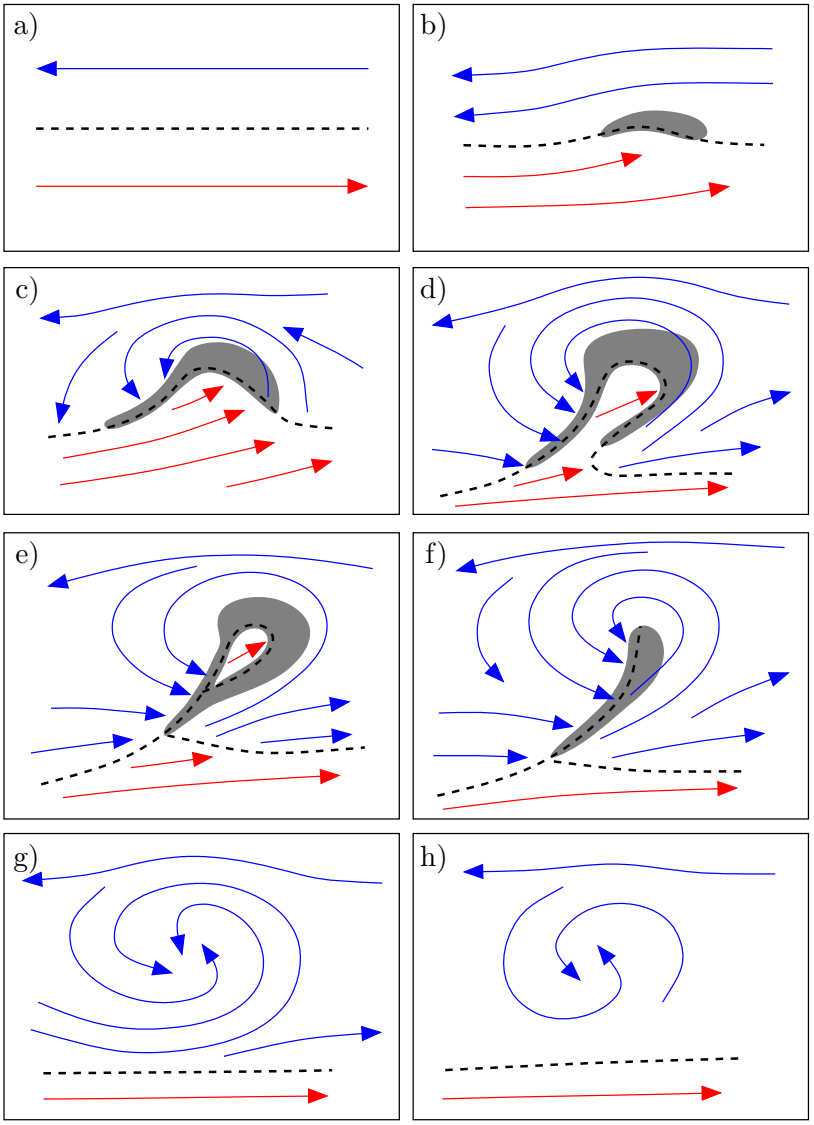


Abb. 11.5. Entwicklungsstadien einer Idealzyklone nach der Polarfronttheorie. Blaue (rote) Linien: polare (tropische) Luft, gestrichelte Linien: Polarfront, graue Flächen: Niederschlagsgebiete. Nach Bjerknes und Solberg (1922)

zu und der Warmsektor verengt sich zunehmend (Abb. 11.5d). In den äußeren Bereichen der Zyklone ist dieser Vorgang am stärksten ausgeprägt, so dass dort nach einer bestimmten Zeit die Kaltfront die Warmfront eingeholt hat (Abb. 11.5e). Diesen Zustand, bei dem

die warme Luft von der kalten Luft eingeschlossen ist, aber noch Bodenkontakt hat, bezeichneten Bjerknes und Solberg als *Seklusion*. Die verbliebene Warmluft wird relativ rasch von der kalten Luft in die höhere Atmosphäre verdrängt und es bildet sich die sogenannte *okkludierte Zyklone* (Abb. 11.5f). Die zu diesem Zeitpunkt noch existierende Front trennt die kalte ursprünglich vor der Warmfront liegende Luft von der Luft hinter der Kaltfront und stellt die *Okklusionsfront* dar. Nachdem die restliche warme Luft gehoben ist, beginnt sich das Tief aufzufüllen, die Niederschläge lassen nach, und nördlich der Polarfront verbleibt ein kalter zyklonal rotierender Wirbel (Abb. 11.5g), dessen kinetische Energie mehr und mehr abnimmt, bis er sich schließlich auflöst (Abb. 11.5h).

Solange die Zyklone noch nicht okkludiert ist, wird warme Luft gehoben und kalte Luft sinkt ab. Auf diese Weise erniedrigt sich der Schwerpunkt des Systems, d. h. es wird *verfügbare potentielle Energie* in kinetische Energie umgewandelt. Bjerknes und Solberg zogen hieraus den Schluss, dass bis zur Okklusion die kinetische Energie der Zyklone zunimmt, was gleichbedeutend mit einer fortwährenden Druckabnahme ist. Nach Einsetzen der Okklusion nimmt die kinetische Energie des Systems jedoch ab und der Druck beginnt zu steigen. Das wird dadurch erklärt, dass zwar zu diesem Zeitpunkt noch warme Luft in der Höhe aufsteigt und dadurch kinetische Energie erzeugt wird, gleichzeitig wird aber auch kalte Luft zum Aufsteigen gezwungen, wodurch mehr kinetische Energie verbraucht wird. Im Endstadium der Zyklogenese bewirken Reibungsprozesse eine zusätzliche Beschleunigung des Auflösungsprozesses.

Die junge Zyklone verlagert sich zunächst noch mit der gleichen Geschwindigkeit und Richtung wie die Luft des Warmluftbereichs in der Nähe des Tiefdruckzentrums, d. h. parallel zu den Isobaren des Warmsektors. Das wird gelegentlich auch als *Warmsektorregel* bezeichnet. Somit nimmt die Zuggeschwindigkeit der Zyklone bis zum Auftreten der Okklusion ständig zu. Danach verringert sie sich jedoch relativ schnell und kann gegen Ende der Entwicklung bis zur Stationarität des zyklonalen Wirbels führen.

Häufig kommt es vor, dass die hinter der Kaltfront einfließende Luft staffelweise immer kälter wird, wobei die einströmenden Luftmassen jeweils kaltfrontartig voneinander getrennt sind. Wenn die Temperaturunterschiede der Luftmassen groß genug sind, dann wird durch eine derartige neue Kaltfront der Warmsektor der Zyklone effektiv vergrößert, so dass dem System neue potentielle Energie zur Umwandlung in kinetische Energie zur Verfügung steht. Auf diese Weise kann es auch zur Reintensivierung einer bereits okkludierten Zyklone kommen.

11.2.2 Kalte und warme Okklusion

Bjerknes und Solberg stellten fest, dass es, abhängig von den Temperaturen vor der Warm- und hinter der Kaltfront, zu unterschiedlichen Arten der Okklusion kommen kann. Ist die hinter der Kaltfront einfließende Luft kälter als die Luft vor der Warmfront, dann liegt eine Okklusion vom Kaltfronttyp vor, die als *Kaltfront-Okklusion* oder auch *kalte Okklusion* bezeichnet wird. Im umgekehrten Fall handelt es sich um eine Okklusion vom Warmfronttyp, die sogenannte *Warmfront-Okklusion* bzw. *warme Okklusion*. Beide Situationen sind schematisch in Abb. 11.6 wiedergegeben. Hierbei ist die Luft im Gebiet K_1 jeweils wärmer als im Gebiet K_2. Bei der warmen Okklusion (linkes Bild) gleitet die hinter der Kaltfront einströmende Luft auf die kältere Luft auf, während sich bei der kalten Okklusion die kältere Luft unter die Warmfront schiebt (rechtes Bild). [4] Schließlich kann man sich den Fall der *neutralen Okklusion* vorstellen, bei dem die Temperaturen auf beiden Seiten der Okklusionsfront weitgehend gleich sind, so dass die Front senkrecht steht und sich nur noch an der Konvergenz und dem zyklonalen Windsprung erkennen lässt.

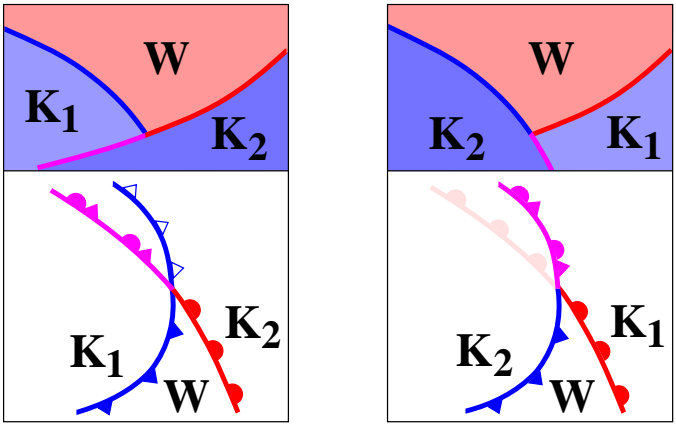


Abb. 11.6. Schematische Darstellung der Warm- (links) und Kaltfront-Okklusion (rechts). Oben: Vertikalschnitt, unten: Horizontalschnitt. Im Gebiet K_1 ist die Luft wärmer als im Gebiet K_2

Basierend auf diesen Modellvorstellungen schlossen Bjerknes und Solberg, dass in Europa die Kaltfront-Okklusion eher im Sommer auftritt, wenn die hinter der Kaltfront einfließende atlantische Luft

[4] Die im linken Bild eingezeichnete der Okklusionsfront vorlaufende *Höhenkaltfront* wurde erst später in das Zyklonenmodell integriert (Godske et al. 1957).

kühler ist als die über dem Kontinent durch die solare Einstrahlung erwärmte Luft. Umgekehrt finden im Winter eher Warmfront-Okklusionen statt, da in dieser Jahreszeit die einfließende maritime Luft wärmer ist als die über dem Festland liegende Luft.

11.2.3 Teiltiefs und Zyklonenfamilien

Wie bereits erwähnt, nennt man die Stelle, an der in einem Horizontal- oder Vertikalschnitt die Kaltfront auf die Warmfront trifft, den *Okklusionspunkt*. Nach der Okklusion kann dort eine neue *sekundäre Zyklogenese* einsetzen, bei der kinetische Energie durch Hebung der Luft erzeugt wird, die sich im neuen Warmsektor südlich des Okklusionspunkts befindet. Da zu diesem Zeitpunkt die Kalt- und Warmfront des *Muttertiefs* schon einen Winkel deutlich kleiner als 180° miteinander bilden, durchläuft die sekundäre Zyklogenese nicht den vollständigen in Abb. 11.5 dargestellten Lebenszyklus, sondern startet bereits in einem fortgeschrittenen Entwicklungsstadium, etwa wie in Abb. 11.5c wiedergegeben. Solange sich dieses neue *Tochtertief* zyklonal um das Muttertief bewegt, handelt es sich um ein *Randtief*. Häufig spaltet es sich jedoch vom Muttertief ab und nimmt zunächst eine Zugrichtung ein, die gemäß der Warmsektorregel etwa mit der Strömungsrichtung im Warmsektor übereinstimmt. In diesem Fall spricht man von einem *Teiltief*.

Bjerknes und Solberg beobachteten oft die Bildung von Teiltiefs im Skagerrak, weshalb sie diese auch als *Skagerraktiefs* bezeichneten. Bei der Entstehung eines Skagerraktiefs spielt das norwegische Gebirge eine wichtige Rolle, da es die heranziehende Warmfront im Norden abbremst und dadurch nördlich des Skagerraks den Okklusionsprozess bescheunigt.[5] Zusätzlich begünstigen Lee-Effekte des norwegischen Gebirges die Zyklogenese im Skagerrak (s. auch Abschn. 7.4). Tibaldi et al. (1990) bemerkten, dass sich zahlreiche *orographische Zyklogenesen*[6] als sekundäre Zyklogenesen herausstellten.

Häufiger als die Bildung eines Teiltiefs am Okklusionspunkt entwickelt sich an der Kaltfront in größerem Abstand vom Zentrum der Zyklone eine neue wellenförmige Störung, an der gemäß dem in Abb. 11.5 dargestellten Schema eine neue Zyklogenese beginnt. Dieser Prozess wiederholt sich mehrere Male und resultiert schließlich in einer Gruppe von etwa 3–5 Zyklonen, die sich jeweils in einem unterschiedlichen Entwicklungsstadium befinden und entlang der Polarfront in nördliche Richtung ziehen. Bjerknes und Solberg sprachen hierbei

[5] Dieser Vorgang wird nach Huschke (1959) auch *orographische Okklusion* genannt.

[6] Die Autoren benutzten diesen Begriff als Synonym für die *Leezyklogenese*.

von einer *Zyklonenfamilie*. Die erste Zyklone einer Familie befindet sich am weitesten im Norden, die jüngeren folgen in südwestlicher Richtung an der Frontalzone. Auf der Rückseite der am südlichsten gelegenen, d. h. jüngsten Zyklone einer Zyklonenfamilie findet eine direkte Anbindung der nach Süden strömenden polaren Luftmasse an die Passatwindzone statt, so dass dort die Polarfront unterbrochen wird. Westlich davon formiert sie sich wieder neu. Die erste Zyklogenese der nächsten Zyklonenfamilie findet wiederum weit im Norden statt und der gesamte Zyklus wiederholt sich. Insgesamt ergeben sich auf diese Weise vier Zyklonenfamilien, die voneinander durch Hochdruckgebiete getrennt sind, was der oben angesprochenen planetaren Welle der Wellenzahl vier entspricht. Die Zyklonenfamilien und die dazwischen liegenden Hochdruckgebiete bewegen sich in östliche Richtung um den Globus und führen auf diese Weise zu einer gewissen periodischen Wiederholung typischer Wetterlagen.

Da die Zyklogenese in der Regel bereits über dem Atlantik einsetzt, sind die den Norden Europas erreichenden ersten Zyklonen einer Familie bereits weitgehend okkludiert, während Mitteleuropa unter dem Einfluss relativ junger, sich noch intensivierender Warmsektorzyklonen steht. Die auf der Rückseite einer Zyklonenfamilie einfließende polare Luft hat auf ihrem weiten Weg nach Süden am Ende ihre thermodynamischen Eigenschaften einer polaren Luftmasse weitgehend verloren. Ähnlich verhält es sich mit den nach Norden gelangenden tropischen Luftmassen an der Vorderseite der Zyklonenfamilien. Die für diese Luftmassentransformationen verantwortlichen Prozesse wurden bereits ausführlich in Abschn. 8.4 diskutiert.

Bezüglich des periodischen Auftretens von Zyklonenfamilien wurde die Gültigkeit der Polarfronttheorie vielfach in Frage gestellt (Näheres hierzu s. u.). Tatsächlich müssten bei Gültigkeit der Theorie die sich spiralförmig nach Norden windenden Polarfrontbänder durch ihre östliche Verlagerung rund um den Globus regelmäßig wiederkehrende Wettererscheinungen mit sich bringen. Mit der Erforschung der planetaren Wellen ist mittlerweile ein weitaus realistischeres Verständnis der großräumigen atmosphärischen Strömungen entstanden, das dieser einfachen Anschauung widerspricht. Daher ist es nicht verwunderlich, dass man in täglichen Bodenanalysekarten das klassische Bild von Zyklonenfamilien, die entlang der Polarfront in nordöstliche Richtung ziehen und sich jeweils in unterschiedlichen Entwicklungsstadien befinden, entweder überhaupt nicht oder oft nur schwer sehen kann.

Dennoch sind einige zentrale Aussagen der Polarfronttheorie in den Analysekarten häufig relativ gut wieder zu erkennen. Hierzu gehören die entlang einer Frontalzone in Gruppen auftretenden Zyklonen, die vorder- und rückseitig von einem Hochdruckgebiet umgeben sind. Die Frontalzone selbst muss jedoch nicht unbedingt nach Nordosten ausgerichtet sein. Ebenso müssen die Entwicklungsstadien der einzelnen

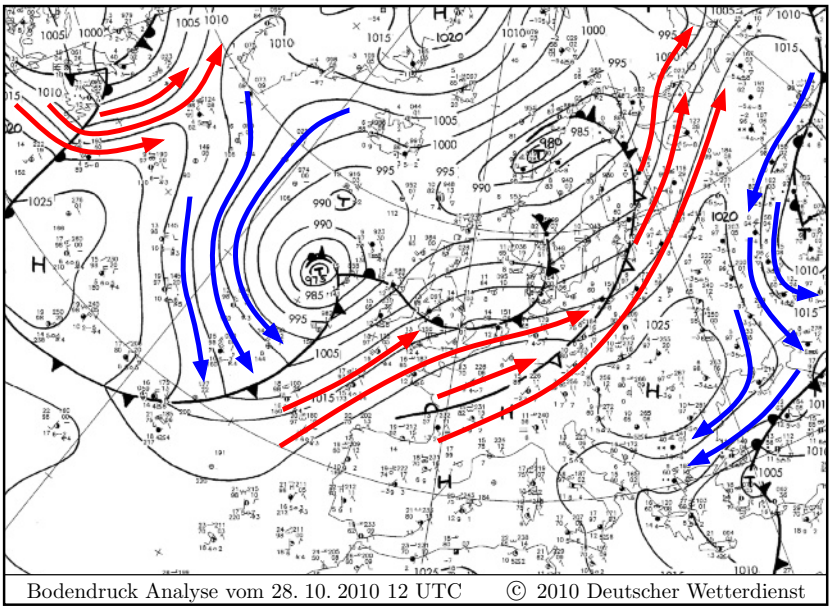
Zyklonen nicht streng hierarchisch angeordnet sein. Vor allem erkennt man häufig die im Bereich der Polarfront stattfindenden und für die globale Zirkulation wichtigen Transportprozesse von tropischer Luft nach Norden und polarer Luft nach Süden.

Ein typisches Beipiel hierfür ist in Abb. 11.7 wiedergegeben. Die Großwetterlage in Mitteleuropa ist durch eine *Hochdruckbrücke* gekennzeichnet, an deren Nordflanke Tiefdruckgebiete vom Ostatlantik über die Britischen Inseln und Norwegen bis in die Barentssee ziehen. Die Zugbahn dieser Tiefs wird durch den nach Nordosten gerichteten Verlauf der Polarfront gesteuert. Die unten dargestellte Höhenströmung ist charakterisiert durch einen über dem Atlantik liegenden, weit nach Süden ausgreifenden Langwellentrog, während sich über Osteuropa ein bis nach Nordrussland reichender Höhenrücken erstreckt. An der Vorderseite des atlantischen Langwellentrogs wird warme Luft über Mitteleuropa hinweg bis weit nach Norden geführt, gleichzeitig stößt an dessen Rückseite polare Luft nach Süden vor. Ebenso gelangt an der Ostflanke des über Osteuropa liegenden Hochs kalte Luft nach Süden.

An der Polarfront befinden sich drei Tiefdruckgebiete, von denen das atlantische Tief den niedrigsten Kerndruck von 975 hPa aufweist, das Tief vor der norwegischen Küste besitzt einen Kerndruck von 980 hPa und das mittlerweile frontenlose Tief über der Barentssee hat sich mit 995 hPa bereits weitgehend aufgefüllt. In ihrer weiteren Entwicklung lösten sich die beiden im Norden liegenden Tiefs mehr und mehr auf, während sich das atlantische Tief unter nordöstlicher Verlagerung noch intensivierte und erst 36 Stunden später nördlich von Schottland seinen niedrigsten Kerndruck von 960 hPa erreichte.

11.2.4 Kritische Anmerkungen zur Polarfronttheorie

Die Publikation der Polarfronttheorie durch Bjerknes und Solberg (1922) stellt sicherlich einen Meilenstein in der Geschichte der synoptischen Meteorologie dar. Hiermit gelang es, ein plausibles und sehr leicht verständliches konzeptionelles Modell zur Erklärung des für die globale Zirkulation notwendigen meridionalen Energietransports zu formulieren. In zahlreichen Lehrbüchern bildet das Norwegische Zyklonenmodell, das einen zentralen Bestandteil der Polarfronttheorie darstellt, bis heute die Grundlage zur Beschreibung des Lebenszyklus außertropischer Zyklonen. Eine der herausragenden Leistungen der *Bergen Schule* besteht zweifelsohne darin, dass sich die Forschungsergebnisse zunächst praktisch ausschließlich auf Bodenbeobachtungen stützen mussten, da, wie bereits erwähnt, zu diesem Zeitpunkt noch keine systematischen aerologischen Messungen der höheren Atmosphäre vorlagen. Zusätzlich waren die wis-



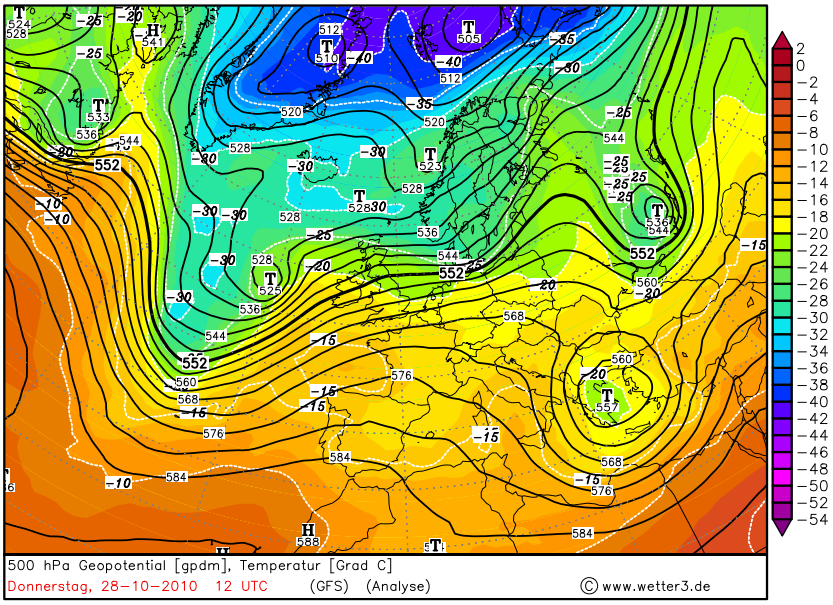


Abb. 11.7. Oben: Bodenanalysekarte vom 28. 10. 2010 12 UTC mit großräumigem Transport tropischer Luft nach Norden (rote Pfeile) und polarer Luft nach Süden (blaue Pfeile). Unten: Zugehörige Analysekarte des Geopotentials und der Temperatur in 500 hPa

senschaftlichen Erkenntnisse auf dem Gebiet der mathematisch-physikalischen Interpretation des atmosphärischen Gleichungssystems zu diesem Zeitpunkt noch nicht so weit fortgeschritten, dass sie in der Polarfronttheorie entsprechende Berücksichtigung hätten finden können. Das betrifft auch in erster Linie die Beschreibung der in der höheren Atmosphäre ablaufenden Prozesse. So war neben den oben erwähnten planetaren Wellen z. B. auch die Existenz des in hyperbaroklinen Zonen entstehenden *Jetstreams* damals noch nicht bekannt.

Trotz ihrer unstrittigen Vorteile wurden die Aussagen der Polarfronttheorie in vielen wissenschaftlichen Untersuchungen immer wieder kritisch betrachtet und teilweise in Frage gestellt. Bereits im Veröffentlichungsjahr der Theorie äußerte A. Henry Zweifel an der Allgemeingültigkeit des Norwegischen Zyklonenmodells, indem er feststellte, dass es in vielerlei Hinsicht nicht die in den USA beobachteten Verhältnisse wiedergebe (Henry 1922a, b). Das betrifft u. a. die im Modell angenommene räumliche Verteilung der Niederschlagsgebiete, die im Wesentlichen in den Bereichen der Kalt- und Warmfront liegen und symmetrisch um diese angeordnet sind. Ebenso wurde das in der Theorie beschriebene regelmäßige Auftreten von Zyklonenfamilien angezweifelt und zumindest für die USA nicht bestätigt. Schließlich kritisierte Henry, dass der für die Bildung und Aufrechterhaltung von Antizyklonen wichtige Strahlungseffekt in der Polarfronttheorie unberücksichtigt bleibe. J. Bjerknes selbst stellte später ebenfalls Schwächen in der ursprünglichen Formulierung der Theorie fest, wie z. B. die Annahme der Fronten als Diskontinuitätsflächen in der Temperatur (Bjerknes 1935, Bjerknes und Palmén 1937). [7]

Als eine der größten Schwächen des Norwegischen Zyklonenmodells wird vielfach die Beschreibung des Okklusionsprozesses angesehen. Schultz und Mass (1993) präsentierten eine umfangreiche Übersicht wissenschaftlicher Untersuchungen, die sich kritisch mit diesem Modellteil auseinandersetzten. Ein wichtiger, sich daraus ergebender Kritikpunkt bestand darin, dass es eine Vielzahl sehr unterschiedlicher Möglichkeiten gibt, wie der Okklusionsprozess ablaufen kann, so dass es offensichtlich schwerfällt, ihn mit einem einzigen konzeptionellen Modell zu beschreiben. Das wurde in zahlreichen Feldexperimenten bestätigt, bei denen sich die Strukturen der beobachteten Okklusionen in wesentlichen Teilen von der des Norwegischen Zyklonenmodells unterschieden. Beispielsweise kommt es häufig vor, dass nach Einsetzen der Okklusion das Zentrum des Tiefs beginnt, sich in die Richtung des Okklusionspunkts zu bewegen, oder dass sich in der Nähe des Okklusionspunkts ein sekundäres Tief bildet. Als Folge hiervon gerät ein Teil der ursprünglichen Okklusionsfront hinter das Tief, verlagert sich

[7] Diskontinuitätsflächen unterschiedlicher Art werden in Abschn. 12.1 eingeführt und ausführlich diskutiert.

von dort retrograd in westliche bis südliche Richtung und formiert auf diese Weise eine zweite Kaltfront. Dieser rückwärts gebogene Teil der Okklusionsfront wird im Englischen als *Bent-Back Occlusion* bezeichnet.

In zahlreichen Fällen wurden okklusionsartige Strukturen gefunden, bei denen es sich um in der Höhe vorlaufende Kaltfronten handelte. Diese waren auf die die Bodenkaltfront überströmende trockene Höhenluft zurückzuführen (*Dry Intrusion*). Browning und Monk (1982) sprachen hierbei von einer *Splitfront*. Bei diesem Vorgang spielt der Jetstreak eine wichtige Rolle, denn auf der zyklonalen Seite seines Ausgangs wird durch die sogenannte *ageostrophische Querzirkulation* ein Hebungsantrieb erzeugt (s. Abb. 11.2). Gleichzeitig entstehen aufgrund der hohen potentiellen Vorticity (PV) der in die mittlere Troposphäre absinkenden hochtroposphärischen bzw. niederstratosphärischen Luft hohe Werte absoluter Vorticity, was gemäß der *ω-Gleichung* (6.8) die Hebungsprozesse weiter forciert. Auf die näheren Einzelheiten der an Splitfronten ablaufenden Prozesse wird in Abschn. 12.6 ausführlich eingegangen.

In anderen Situationen kommt es zur sogenannten *instantanen Okklusion*. Dabei nähert sich in der Höhe eine Komma-förmige Wolke an das Wolkenband der Frontalzone und verschmilzt mit diesem. Die *Komma-Wolke* selbst ist zuvor, ähnlich wie bei der Splitfront, durch Hebungsprozesse auf der zyklonalen Seite im Delta eines Jetstreaks entstanden (Browning und Hill 1985). Allerdings befindet sich dieser zunächst innerhalb der polaren Kaltluft in deutlich größerem Abstand hinter der Frontalzone als im oben geschilderten Fall der Splitfront (s. z. B. Semple 2003). Bei der Verschmelzung der Komma-Wolke mit dem frontalen Wolkenband entsteht direkt die Konfiguration einer okkludierten Zyklone, die sich im klassischen Zyklonenmodell erst nach einem längeren Entwicklungszeitraum einstellt (Abb. 11.5f). Im Gesamtsystem der instantan okkludierten Zyklone sind die Kalt- und die Warmfront aus der Frontalzone hervorgegangen, während die Okklusionsfront aus der Komma-Wolke des Tiefdruckgebiets herrührt (Reed 1979).

Schultz und Vaughan (2011) stellten insbesondere die folgenden vier Annahmen des Norwegischen Zyklonenmodells in Frage:

- Die Okklusionsfront bildet sich dadurch, dass die Kaltfront die Warmfront einholt und dabei den Warmsektor vom Tiefzentrum abtrennt.
- Es gibt zwei Arten von Okklusionen, nämlich die mit Warmfront- und die mit Kaltfrontcharakter (s.o.).
- Mit Einsetzen der Okklusion beginnt das Tief sich aufzufüllen.
- Die Wettererscheinungen an der Okklusionsfront sind charakterisiert durch das präfrontale Wetter der Warmfront und das postfrontale Wetter der Kaltfront.

Eine tiefergehende Erörterung dieser von Schultz und Vaughan vorgebrachten Kritikpunkte am Norwegischen Zyklonenmodell erfolgt im nächsten Kapitel, nachdem dort die charakteristischen Merkmale der unterschiedlichen Fronten vorgestellt und ausführlich diskutiert worden sind.

11.3 Weitere Zyklonenmodelle

Bis zum heutigen Zeitpunkt wird in unzähligen Lehrbüchern das Norwegische Zyklonenmodell zur Beschreibung des Lebenszyklus einer Idealzyklone herangezogen, wobei häufig eine tiefergehende Diskussion der im Laufe der Jahre vorgebrachten Schwächen des Modells ausbleibt. Einer der Gründe hierfür liegt sicherlich darin, dass dieses konzeptionelle Modell neben seiner anerkannt hohen Aussagekraft sehr anschaulich ist und einen einfachen Zugang zum Verständnis der Zyklogenese liefert. Genau dies wird aber auch vielfach als Ursache dafür angesehen, dass erst nach relativ langer Zeit weitere konzeptionelle Zyklonenmodelle entwickelt wurden, mit denen man versuchte, die in der Zwischenzeit gewonnenen neuen wissenschaftlichen Erkenntnisse zu berücksichtigen (z. B. Godske et al. 1957, Galloway 1958, Browning und Monk 1982, Shapiro und Keyser 1990, Hobbs et al. 1990, 1996). Im Folgenden werden zwei dieser Modelle kurz vorgestellt.

11.3.1 Das Shapiro-Keyser Zyklonenmodell

In einer kritischen Auseinandersetzung mit der Polarfronttheorie führten Shapiro und Keyser (1990) an, dass das Norwegische Zyklonenmodell, obwohl es auf Beobachtungen im Nordatlantik und Westeuropa beruht, vielfach als universell gültig angesehen wird, dahingehend, dass es auch an anderen geographischen Orten, wie z. B. über Landoberflächen oder in der Nähe von Gebieten mit steiler Orographie, Anwendung findet. Weiterhin bemerkten sie, dass praktisch alle zum damaligen Zeitpunkt vorliegenden numerischen Fallstudien idealisierter und realer Zyklogenesen nicht in der Lage waren, den Okklusionsprozess in der vom Norwegischen Zyklonenmodell beschriebenen Art zu simulieren. Zu ähnlichen Ergebnissen kamen auch zahlreiche Feldexperimente, bei denen die mesoskaligen Strukturen maritimer Zyklonen untersucht wurden. Basierend auf den numerischen Simulationen und experimentellen Befunden stellten Shapiro und Keyser ein konzeptionelles Modell für den Lebenszyklus extratropischer Zyklonen in maritimen Bereichen vor, das schematisch in Abb. 11.8 wiedergegeben ist. Diese Abbildung wurde auf der Grundlage einer entsprechenden Grafik aus der Originalarbeit von Shapiro und Keyser erstellt.

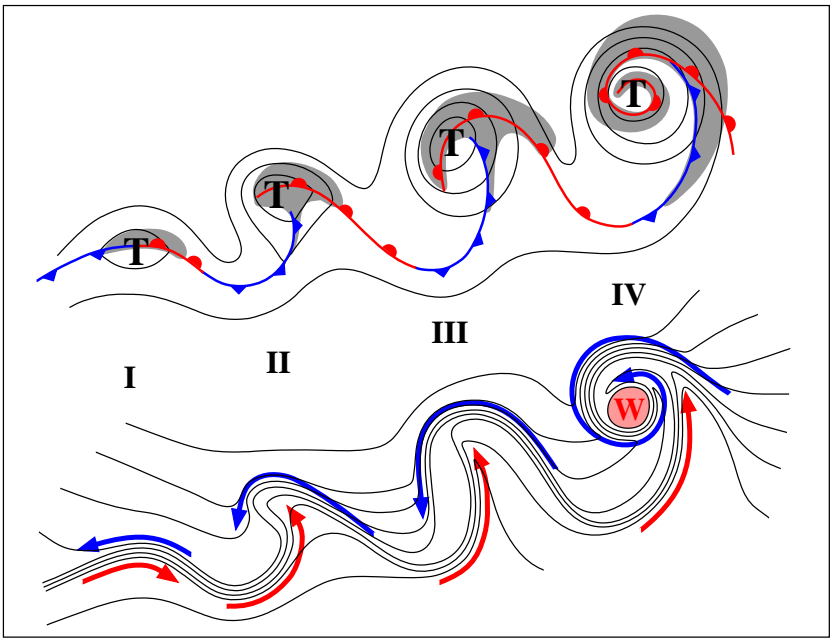


Abb. 11.8. Schematische Darstellung des Shapiro-Keyser Zyklonenmodells. Oben: Bodendruckverteilung, Fronten und Bewölkung. Unten: Isothermen, kalte (blau) und warme Strömungen (rot). Nach Shapiro und Keyser (1990)

Danach lässt sich die Zyklogenese in vier unterschiedliche Entwicklungsstadien unterteilen (Abb. 11.8, I–IV). Im Anfangsstadium bildet sich, ähnlich wie im Norwegischen Zyklonenmodell, an der Frontalzone eine thermische Welle mit zunächst noch geringer Amplitude. Die deformative Strömung sorgt dafür, dass die Amplitude der Welle mit der Zeit zunimmt und sich die Kalt- und Warmfront allmählich verschärfen. Das deformative Strömungsfeld äußert sich auch in differentiellen Rotationsbewegungen, die in der Nähe des Tiefdruckzentrums an der Kaltfront frontolytisch wirksam sind, so dass die Kaltfront dort die räumliche Anbindung an die Warmfront verliert (Stadium II). Dieser Zustand wird im Englischen als *Frontal Fracture* bezeichnet.

Die weitere Entwicklung ist dadurch gekennzeichnet, dass sich die Warmfront zunehmend in westliche Richtung verlagert und hierdurch in die nördliche Strömung auf der Rückseite des Tiefs gerät, während die Kaltfront in den Warmsektor vordringt und weitgehend senkrecht zur Warmfront ausgerichtet ist (Stadium III). Shapiro und Keyser sprachen bei dieser frontalen Anordnung von der *T-Bone Form*, welche sich auch in der Wolkenverteilung widerspiegelt. Die zyklonal um das Tief herumgeführte Warmfront bezeichneten sie als *Bent-Back Warmfront*.

Im voll entwickelten Stadium (IV) der Zyklone windet sich die Warmfront vollständig um den Kern des Tiefs und es entsteht die charakteristische spiralförmige Wolkenform. Diese ebenfalls als *Komma-Wolke* bezeichnete Struktur unterscheidet sich mit ihren synoptisch-skaligen Ausmaßen deutlich von der oben angesprochenen, eher mesoskaligen Komma-Wolke, die im Bereich der polaren Kaltluft ohne Kontakt mit der Polarfront entsteht. Eine weitere charakteristische Eigenschaft für das Reifestadium der Zyklone besteht in der im Zentrum des Tiefs eingeschlossenen warmen Luft (dargestellt durch die rote Fläche in Abb. 11.8, IV unten). Bei dieser *Seklusion* handelt es sich demnach um einen anderen Vorgang als im Norwegischen Zyklonenmodell.

Während das Norwegische Zyklonenmodell ursprünglich für den europäischen Raum konzipiert wurde, beschreibt das Modell von Shapiro und Keyser (1990) Zyklogenesen im maritimen Bereich. Die über dem Ozean im Vergleich zu Landoberflächen deutlich geringeren Reibungseffekte werden vielfach als Hauptursache für die unterschiedlichen Zyklogenesen beider Modelle angesehen (Schultz und Mass 1993). Die wichtigsten Unterscheidungsmerkmale beider Zyklonenmodelle bestehen in der von der Warmfront abgelösten Kaltfront (II), der T-Bone Struktur der Fronten mit Bent-Back Warmfront (III) sowie der Seklusion der Warmluft in der vollentwickelten Zyklone (IV). Weiterhin existiert im Shapiro-Keyser Modell keine Okklusionsfront.

In einigen Arbeiten wurde jedoch die sich um den Kern des Tiefs windende Warmfront mit der Okklusionsfront des Norwegischen Modells gleichgesetzt (z. B. Schultz und Vaughan 2011). Allerdings widersprachen andere Untersuchungen dieser These, indem sie feststellten, dass in diesem Bereich die thermische Struktur der Luft nicht mit der einer okkludierten Zyklone vergleichbar ist (Schultz und Mass 1993). Schließlich befindet sich im Reifestadium (IV) der Zyklone im Zentrum des Tiefs noch sekludierte Warmluft, so dass im Gegensatz zu dem damit vergleichbaren okkludierten Zustand des Norwegischen Zyklonenmodells zu diesem Zeitpunkt im Shapiro-Keyser Modell noch eine weitere Intensivierung der Zyklone durch Hebung der sekludierten Warmluft stattfinden kann.

11.3.2 Das STORM Zyklonenmodell

Das Norwegische Zyklonenmodell beschreibt die Zyklogenese, die ihren Ausgangspunkt über dem Atlantik nimmt und später in Nordwesteuropa auf das Festland trifft. Deshalb ist es nicht verwunderlich, dass sich die Unterschiede dieses Modells im Vergleich zum maritimen Shapiro-Keyser Modell insbesondere im späten Entwicklungsstadium äußern, dann nämlich, wenn die orographischen Effekte die Zyklo-

genese zunehmend beeinflussen. Bei dem von Hobbs et al. (1996) vorgestellten *STORM Zyklonenmodell* (STORM: Structurally Transformed by Orography Model) verhält es sich ganz anders. Dieses konzeptionelle Modell berücksichtigt die spezielle geographische Lage der USA mit der arktischen Luft im Norden und der feucht-warmen Luft im Golf von Mexiko sowie die besonderen orographischen Gegebenheiten, die sich vor allem in den in nord-südlicher Richtung verlaufenden Rocky Mountains äußern. Deshalb unterscheidet sich schon von Beginn an das STORM Modell von dem Norwegischen Zyklonenmodell. Im Folgenden werden dessen wichtigste Eigenschaften kurz zusammengefasst.

Den Ausgangspunkt des STORM Zyklonenmodells bildet ein sich in östlicher Richtung verlagernder, die Gebirgsketten der Rocky Mountains überquerender Kurzwellentrog. Durch die absinkende und dabei adiabatisch erwärmte Luft entsteht im Lee des Gebirges eine Tiefdruckrinne. Östlich dieses *Leetrogs* wird feucht-warme Luft aus dem Golf von Mexiko nach Norden geführt. Bei hoher Baroklinität können in diesem Bereich *Low Level Jets* entstehen (s. auch Abschn. 8.3). Da die im Lee der Rocky Mountains absinkende Luft sehr trocken ist, stellt die Tiefdruckrinne durch das reibungsbedingte konvergente Einströmen der unterschiedlichen Luftmassen gleichzeitig eine Zone mit hohem Feuchte-, d. h. θ_e-Gradienten, dar und wird von Hobbs et al. (1996) in Anlehnung an die *Dry-Line* als *Dry-Trough* bezeichnet.

Die aus den Rocky Mountains herangeführte Luft mit niedrigen θ_e-Werten wird über die aus dem Golf von Mexiko nach Norden strömende Luft mit hohen θ_e-Werten gehoben. Auf diese Weise bildet sich vor dem Leetrog ein Bereich mit hoher potentieller Instabilität, in dem durch großskalige Hebungsprozesse Konvektion ausgelöst werden kann. Die hierbei entstehende *Squall Line* resultiert in einem schmalen konvektiven Regenband mit teilweise heftigen Gewittern, die sich im weiteren Verlauf vom Leetrog weg nach Norden und Osten entfernen. Die nach Norden strömende feucht-warme Luft gleitet auf die *Arktikfront* auf, was zur Bildung von stratiformen Niederschlägen führt. Zusammen mit dem nach Norden vordringenden konvektiven Niederschlagsband kann somit insgesamt eine Situation entstehen, in der an einem Ort gleichzeitig sowohl konvektive als auch stratiforme Niederschläge fallen.

Ein weiteres charakteristisches Merkmal zahlreicher Zyklonen in Nordamerika besteht in einer vorlaufenden Höhenkaltfront, die sich bei der Überquerung des Kurzwellentrogs über die Rocky Mountains bilden kann. Die zunächst noch eventuell bis zum Erdboden reichende Kaltfront wird nach Überqueren der Rocky Mountains in der unteren Troposphäre durch das trockenadiabatische Absinken im Lee des Gebirges aufgelöst, so dass nur noch eine Höhenkaltfront übrigbleibt. Wenn diese den vor dem Leetrog liegenden schmalen Bereich hoher

potentieller Instabilität erreicht, werden starke Hebungsprozesse ausgelöst, die zu verheerenden Gewittern mit Tornadobildung führen können. Diese Unwetter verlagern sich zusammen mit der Höhenkaltfront nach Osten.

Aus ihren Untersuchungen zogen Hobbs et al. (1996) die Schlussfolgerung, dass die Interpretation der in den USA auftretenden Zyklonen mit Hilfe des Norwegischen Zyklonenmodells zu schwerwiegenden Vorhersagefehlern führen kann. Hierbei werden die Tiefdruckrinne im Lee der Rocky Mountains als die Kaltfront und die Arktikfront als die Warmfront einer Warmsektorzyklone interpretiert, während das vor dem Leetrog liegende Regenband als eine durch Grenzschichtprozesse im Warmsektor entstandene Squall Line angesehen wird. Basierend auf dem Norwegischen Zyklonenmodell werden fälschlicherweise starke Niederschlagsaktivitäten beim Durchzug der Kaltfront vorhergesagt und gleichzeitig die Squall Line entweder vollständig übersehen oder zumindest in ihrer raumzeitlichen Erstreckung und Intensität deutlich unterschätzt.

11.4 Rapide Zyklogenese

Die *rapide Zyklogenese* gehört sicherlich zu den faszinierendsten synoptischen Prozessen der mittleren Breiten. In Abschn. 7.5 wurde sie bereits definiert als die Entwicklung eines extratropischen Tiefdruckgebiets, bei dem der Luftdruck im Zentrum des Bodentiefs über einen Zeitraum von 24 Stunden um mindestens 1 hPa pro Stunde fällt. Somit handelt es sich bei rapiden Zyklogenesen um sehr intensive synoptische Entwicklungen. Zahlreiche statistische Untersuchungen belegen, dass sie relativ häufig vorkommen (z. B. Sanders und Gyakum 1980, Roebber 1984, Chen et al. 1992, Wang und Rogers 2001, Schneider 2009). Beispielsweise umfasst der von Wang und Rogers (2001) analysierte Datensatz 1369 rapide Zyklogenesen, die zwischen 1985 und 1996 über dem Nordpazifik (800) und Nordatlantik (569) auftraten. Neben rapider Zyklogenese beobachtet man gelegentlich auch sogenannte *rapide Zyklolysen* (z. B. Martin et al. 2001, Martin und Marsili 2002, McLay und Martin, 2002). Hierunter versteht man eine *Zyklolyse*, bei der der Druck im Zentrum des Bodentiefs innerhalb von 12 Stunden um mindestens 12 hPa ansteigt.

Schneider (2009) untersuchte die charakteristischen Eigenschaften rapider Zyklogenesen im Bereich des Nordatlantiks. Für die Jahre 2003–2008 erstellte er eine Zeitreihe, die insgesamt 370 rapide Zyklogenesen umfasst. Hieraus ergab sich, dass die Verlagerungsrichtungen der meisten nordatlantischen Tiefs mit rapider Zyklogenese im Wesentlichen durch die klimatologische Verteilung der großskaligen Tröge und Rücken gesteuert werden, wobei die Zugbahnen häufig im Bereich

von Island enden (*Islandtief*). Über Europa wurden im betrachteten Zeitraum kaum rapide Zyklogenesen beobachtet, was auf die im Vergleich zur Meeresoberfläche erhöhten Reibungsprozesse über dem Festland zurückzuführen ist. Bei der Entwicklung eines *Sturm-* oder *Orkantiefs* muss in hohem Maße *verfügbare potentielle Energie* in kinetische Energie umgewandelt werden. Gemäß der in Abschn. 10.5 geführten Diskussion geschieht dies durch trogvorderseitige Hebung warmer Luft und trogrückseitiges Absinken kalter Luft. Die Analysen von Schneider ergaben, dass hierzu sowohl die differentielle Vorticityadvektion als auch die Schichtdickenadvektion in der *ω-Gleichung* wichtige Beiträge lieferten (s. Abschn. 6.2). Somit existierten in den sich rapide entwickelnden Tiefdruckgebieten erwartungsgemäß jeweils rückwärts geneigte vertikale Achsen.

Zahlreiche synoptische Analysen und numerische Simulationen rapider Zyklogenesen deuten darauf hin, dass vor der rapiden Intensivierung eines Tiefs bereits ein zyklonaler Wirbel im Bodenbereich existieren muss, der sich beispielsweise aus einer *Frontalwelle* im antizyklonalen Eingangsbereich eines Jetstreaks gebildet hat (s. Abschn. 11.1). Man kann leicht einsehen, dass ein zyklogenetischer Prozess forciert wird, wenn schon zu Beginn der Entwicklung ein Gebiet mit erhöhter zyklonaler Vorticity vorliegt, denn die Integration der stark vereinfachten Vorticitygleichung (5.23), bei der auf der rechten Seite alle Terme außer dem Ausdruck $(\zeta + f)\nabla_h \cdot \mathbf{v}_h$ gestrichen wurden und zusätzlich $0 < \nabla_h \cdot \mathbf{v}_h = const$ sei, würde zu einer zeitlich exponentiell anwachsenden Vorticityzunahme führen (s. auch Palmén und Newton 1969). Prominente Beispiele für rapide Zyklogenesen, bei denen vorher bereits eine Bodenzyklone existierte, sind der sogenannte *Presidents' Day Schneesturm*[8] (Bosart 1981, Uccellini et al. 1984, 1985, Whitaker et al. 1988) oder der *Queen Elisabeth II Sturm (QE II storm)*[9], bei dem der Druck im Zentrum des Bodentiefs innerhalb von 24 Stunden um fast 60 hPa fiel (Anthes et al. 1983, Gyakum 1983a, b, Uccellini 1986, Gyakum 1991, Gyakum et al. 1992).

Basierend auf diesen Ergebnissen stellten Gyakum et al. (1992) die Hypothese auf, dass die Entwicklung von Tiefs mit rapider Zyklogenese in zwei Phasen unterteilt werden kann. Zunächst bildet sich in der sogenannten *vorangehenden Entwicklungsphase* eine untere *PV-Anomalie*, z. B. durch die Entstehung einer *Frontalzyklone*. In der zweiten Phase, die auch als *rapide Entwicklungsphase* bezeichnet wird, kommt es zu einer Kopplung dieser Anomalie mit einer bereits exis-

[8] Dieser Schneesturm vom 18.-19. 2. 1978 führte am amerikanischen Feiertag "Presidents' Day" in Washington D. C. zu den heftigsten Schneefällen der vergangenen 50 Jahre.

[9] Dieser Orkan richtete am 10. 9. 1978 schwere Schäden an dem europäischen Luxusliner Queen Elisabeth II an.

tierenden PV-Anomalie der oberen Troposphäre, was eine rapide Intensivierung der Zyklone zur Folge hat und dem von Hoskins et al. (1985) vorgestellten Prinzip der positiven Rückkopplung von oberer und unterer PV-Anomalie entspricht (s. Abschn. 7.3).

Betrachtet man die rapide Zyklogenese gemäß der klassischen ω-Gleichung (6.8), dann ist die vorangehende Entwicklungsphase dadurch charakterisiert, dass zunächst nur ein Hebungsantrieb durch Warmluftadvektion in der Frontalzyklone existiert. Der Hebungsantrieb über die differentielle Vorticityadvektion ist zu diesem Zeitpunkt noch unbedeutend. Nach Petterssen und Smebye (1971) wird dies auch als *Typ A Zyklogenese* bezeichnet. Im weiteren Verlauf gelangt die Frontalzyklone in den Einflussbereich eines Höhentrogs, so dass in der ω-Gleichung die differentielle Vorticityadvektion mehr und mehr an Bedeutung gewinnt. Die jetzt einsetzende rapide Entwicklungsphase entspricht der *Typ B Zyklogenese* von Petterssen und Smebye, (wobei natürlich nicht jede Typ B Zyklogenese eine rapide Zyklogenese sein muss).

Die von Schneider (2009) durchgeführten Untersuchungen bestätigen die Existenz der beiden Entwicklungsphasen rapider Zyklogenesen, die häufig wie folgt ablaufen: Auf der antizyklonalen Seite eines Jetstreams, der sich am südlichen Rand eines stark ausgeprägten Langwellentrogs befindet, entsteht gemäß der klassischen Vorstellung ein flaches Bodentief (vorangehende Entwicklungsphase). Im Laufe seiner Entwicklung unterquert das Tief den Jetstream und gelangt auf dessen zyklonale Seite. Die aus der Warmluftadvektion resultierenden Vertikalbewegungen führen zur Bildung eines kurzwelligen Trogs (s. Abschn. 11.1), wodurch die mit dem Langwellentrog verbundene, eher zonal verlaufende Grundströmung zunehmend meridionalisiert wird. Gleichzeitig setzt der *Okklusionsprozess* ein (s. hierzu Abschn. 12.6). Im Gegensatz zur klassischen Vorstellung kommt die Entwicklung mit Beginn der Okklusion jedoch nicht zum Erliegen, vielmehr setzt zu diesem Zeitpunkt die rapide Entwicklungsphase ein. Damit einher geht die Aufspaltung des Jetstreams in einen antizyklonalen Haupt- und einen zyklonalen Nebenast. Bezüglich dieser beiden Jetstreaks befindet sich das Tief in einer entwicklungsgünstigen Position, nämlich auf der antizyklonalen Seite im Konfluenzbereich des Hauptastes und gleichzeitig auf der zyklonalen Seite im Diffluenzbereich des Nebenastes.

In verschiedenen Arbeiten wurde die Bedeutung dynamischer Prozesse in der oberen Troposphäre für die rapide Zyklogenese hervorgehoben (z. B. Uccellini et al. 1985, Uccellini 1986, Ogura und Juang 1990, Juang und Ogura 1990). Davis und Emanuel (1991) sowie Martin und Otkin (2004) analysierten rapide Zyklogenesen mit Hilfe der *PV-Invertierung*. Hierbei stellte sich heraus, dass ein Reservoir hoher PV in einem weitgehend zonal ausgerichteten Langwellentrog häufig

eine wichtige Voraussetzung für den Beginn einer rapiden Zyklogenese darstellt. An der südlichen Flanke dieses Trogs entsteht ein stark ausgeprägter Jetstreak. Die damit verbundenen frontogenetischen Prozesse induzieren *ageostrophischen Querzirkulationen*, die man auch als *Sawyer-Eliassen Zirkulation* bezeichnet.[10] In frontogenetisch wirksamen Strömungen ist die Sawyer-Eliassen Zirkulation thermisch direkt, so dass auf der zyklonalen Seite das Jetstreaks kalte Luft absinkt. Dadurch gelangen stratosphärische Luftmassen mit hohen PV-Werten in die obere Troposphäre, wo sie, parallel zum Jetstream strömend, weiter in die mittlere Troposphäre absinken. Da die Stabilität der entlang der Isentropen absinkenden Luft abnimmt (s. Abb. 7.1), entsteht hierbei relative zyklonale Vorticity, die im Diffluenzgebiet des Jetstreaks über den Vorticityterm in der ω-Gleichung (6.8) einen starken Hebungsantrieb liefert.

Mit Hilfe von Satellitenbildern konnte Schneider (2009) in mehr als 80 % der rapiden Zyklogenesen eine *Dry Intrusion* nachweisen, bei der relativ trockene stratosphärische Luft hoher potentieller Vorticity in die Troposphäre gelangt. Da die Dry Intrusion auf der zyklonalen Seite eines Jetstreaks stattfindet (s. auch Abschn. 12.6), erfahren die Bodentiefs, nachdem sie dort angekommen sind, eine starke Intensivierung. Das entspricht der vertikalen Kopplung von oberer und unterer PV-Anomalie. Am Ende der Entwicklung hat sich ein abgeschlossener Höhenwirbel mit hohen PV-Werten gebildet (*PV-Tower*). Hierbei kann es sich um einen *Kaltlufttropfen* handeln, der relativ lange in der Atmosphäre verbleiben und gegebenenfalls selbst zum Ausgangspunkt einer neuen Zyklogenese werden kann (s. Abschn. 7.5).

Bei der Bildung der unteren PV-Anomalie spielen diabatische Prozesse eine wichtige Rolle (Sanders und Gyakum 1980, Chang et al. 1982, Uccellini 1986, Boettcher und Wernli 2011). Das gilt insbesondere für die Freisetzung latenter Wärme bei Wolkenbildung, die durch die Advektion feuchtwarmer Luft an der Vorderseite eines flachen Bodentiefs ausgelöst wird. Hierbei spricht man auch von der Bildung einer *diabatischen Rossby-Welle* (Raymond und Jiang 1990). Die vorangehende Entwicklungsphase einer rapiden Zyklogenese kann durch die Bildung einer diabatischen Rossby-Welle gekennzeichnet sein (Mallet et al. 1999, Wernli et al. 2002, Moore et al. 2008). Ein bekanntes Beispiel hierfür ist der *Wintersturm "Lothar"* (Wernli et al. 2002, Boettcher und Wernli 2011). Roebber und Schumann (2011) stellten fest, dass das zeitliche Verhalten des rapiden Druckfalls in maritimen Zyklonen auf die starke Wechselwirkung zwischen baroklinen Prozessen in der oberen Troposphäre und diabatischen Wolkenprozessen zurückzuführen ist.

[10] Auf die mit der Frontogenese verbundenen dynamischen Prozesse wird im folgenden Kapitel detailliert eingegangen (s. Abschn. 12.6).

Beispielhaft wird im Folgenden eine rapide Zyklogenese beschrieben, die am 9. 3. 2008 über dem Nordatlantik stattfand. Den Schwerpunkt der Diskussion bildet die Untersuchung des Einflusses der in der hohen Troposphäre stattfindenden dynamischen Prozesse auf die Zyklogenese. Die Entwicklung wurde durch die Bildung einer Frontalzyklone am 8. 3. 2008 12 UTC über Neufundland eingeleitet. Abbildung 11.9 zeigt für diesen Zeitpunkt die Verteilung des Geopotentials in 500 hPa, des Bodendrucks und der relativen Topographie 500/1000 hPa (oben) sowie die Schichtdickenadvektion (unten). Deutlich ist zu erkennen, dass die Zyklogenese an einem frontogenetisch wirksamen *Viererdruckfeld* einsetzte (s. auch Abschn. 12.4). Hierbei kam es zu einem massiven Warmluftvorstoß nach Norden, der gemäß der ω-Gleichung zu starken Vertikalbewegungen führt. Da im Bereich des Bodentiefs die Höhenströmung zunächst noch weitgehend zonal verlief, spielte die differentielle Vorticityadvektion bei den Vertikalbewegungen noch keine Rolle, d. h. es handelte sich um eine *Typ A Zyklogenese*. Weiterhin lag zu diesem Zeitpunkt die Achse des Jetstreams noch relativ weit nördlich des Bodentiefs.

Innerhalb der nächsten 12 Stunden entwickelte sich aus der Frontalwelle eine *Warmsektorzyklone*, die, sich nach Osten verlagernd, am 9. 3. 2008 00 UTC in 45°W, 52°N über dem Atlantik befand (Abb. 11.10 oben). Dabei sank der Kerndruck des Bodentiefs von anfänglich 1010 hPa auf etwa 1000 hPa. Dieser Zeitraum kann als die *vorangehende Entwicklungsphase* der rapiden Zyklogenese angesehen werden. In den folgenden 18 Stunden zog das Tief unter starker Intensivierung weiter in östliche Richtung, was sich in sehr starkem Druckfall im Zentrum des Bodentiefs von etwa 1000 hPa auf 950 hPa während dieser Zeit äußerte und somit die *rapide Entwicklungsphase* darstellt (Abb. 11.10 unten). Am 9. 3. 2008 18 UTC betrugen die maximalen Windgeschwindigkeiten am Boden mehr als 60 kn, d. h. die Zyklone hatte Orkanstärke erreicht. Bis zum 10. 3. 2008 12 UTC blieb der Kerndruck des Bodentiefs relativ konstant bei 950 hPa. Danach begann es sich wieder allmählich aufzufüllen.

In Abb. 11.11 sind für die beiden Zeitpunkte 9. 3. 2008 00 UTC und 18 UTC die Analysekarten des Geopotentials in 300 hPa, der horizontale Wind sowie dessen Divergenz wiedergegeben. In der vorangehenden Entwicklungsphase zwischen 8. 3. 2008 12 UTC und 9. 3. 2008 00 UTC hatte sich auf der Rückseite des Bodentiefs durch die konfluente Höhenströmung ein außergewöhnlich stark ausgeprägtes Windmaximum mit Windstärken von teilweise mehr als 190 kn gebildet (Abb. 11.11 oben). Zu dem Zeitpunkt befand sich das Bodentief bereits nahezu unter der Jetachse, wobei der Jetstream im Begriff war, in zwei Teile zu zerfallen. Diese Aufspaltung wurde durch die starken Hebungsprozesse ausgelöst, die aus der Warmluftadvektion und der bei der Wolkenbildung freigesetzten latenten Wärme resul-

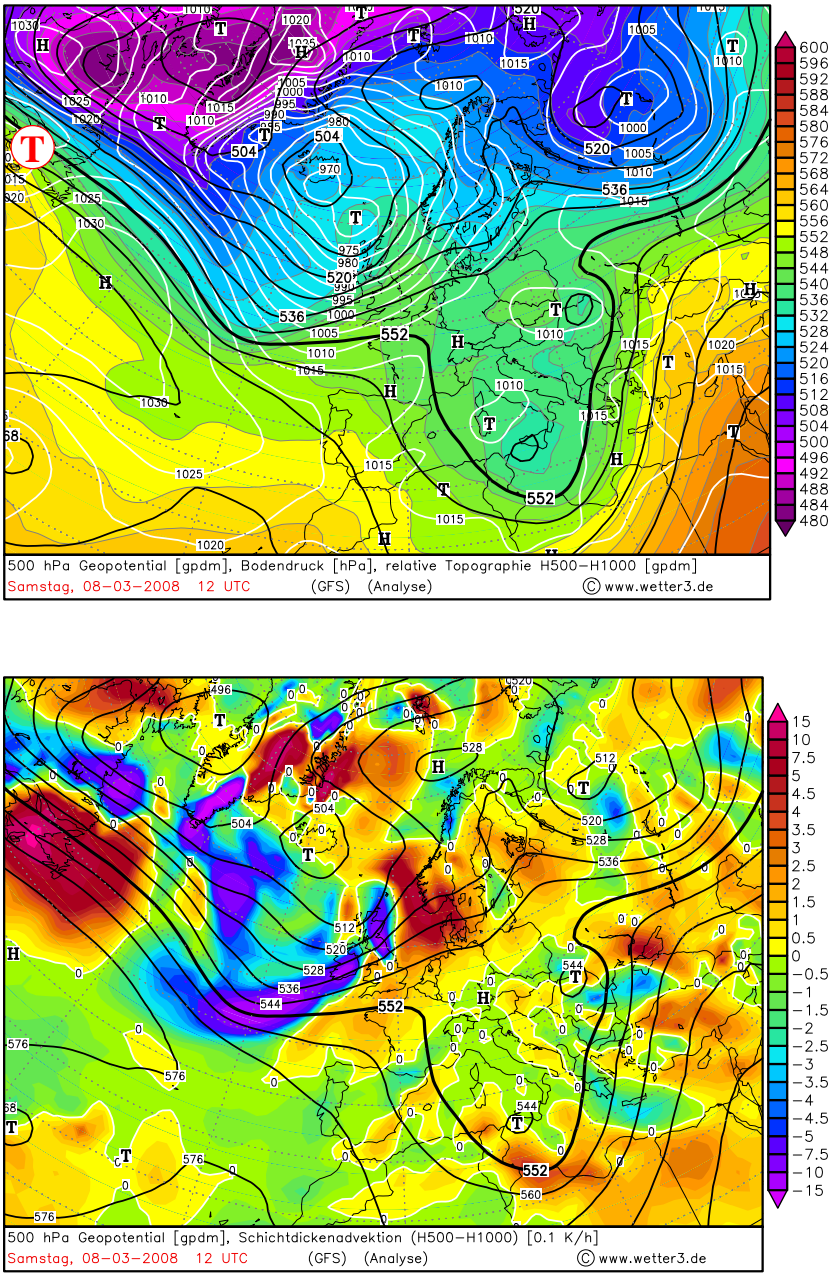
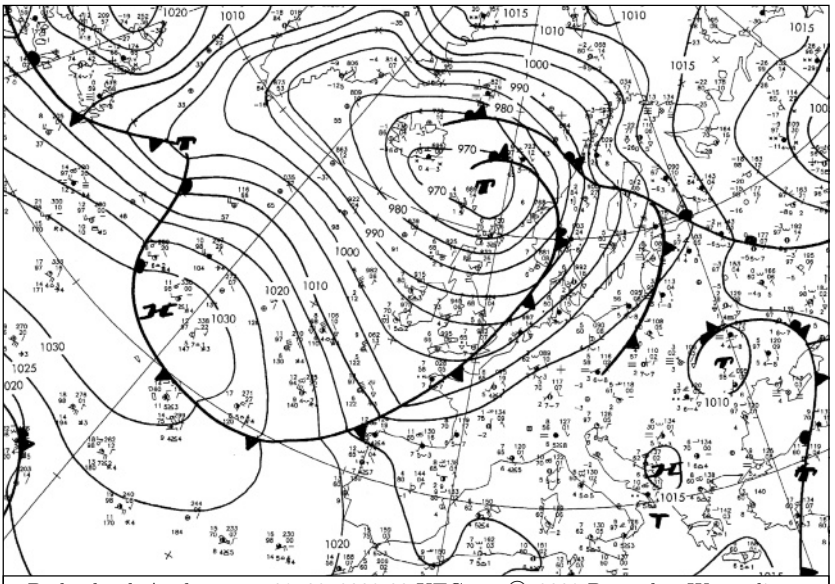


Abb. 11.9. Oben: 500 hPa Geopotential, Bodendruck und relative Topographie 500/1000 hPa. Das rote T kennzeichnet die Lage des Bodentiefzentrums. Unten: 500 hPa Geopotential und Schichtdickenadvektion. Analysekarten vom 8. 3. 2008 12 UTC



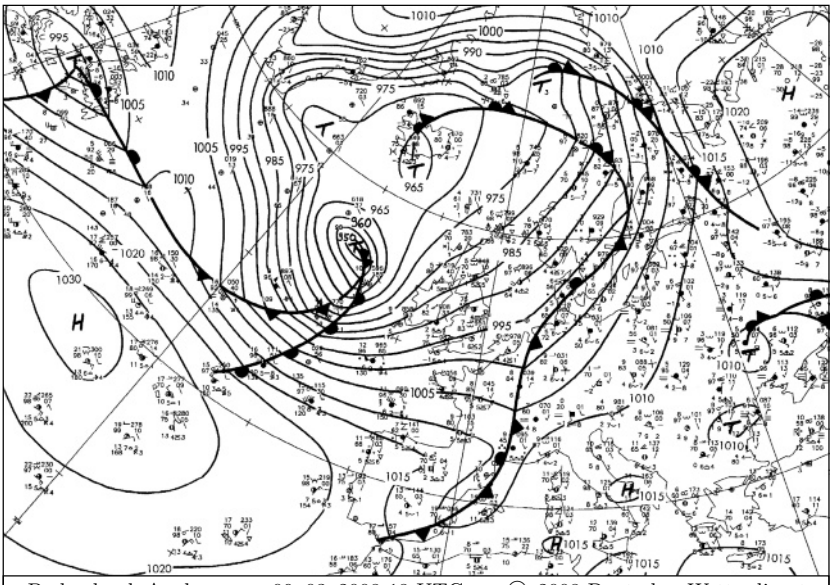


Abb. 11.10. Bodenanalysekarten vom 9. 3. 2008 00 UTC (oben) und 18 UTC (unten)

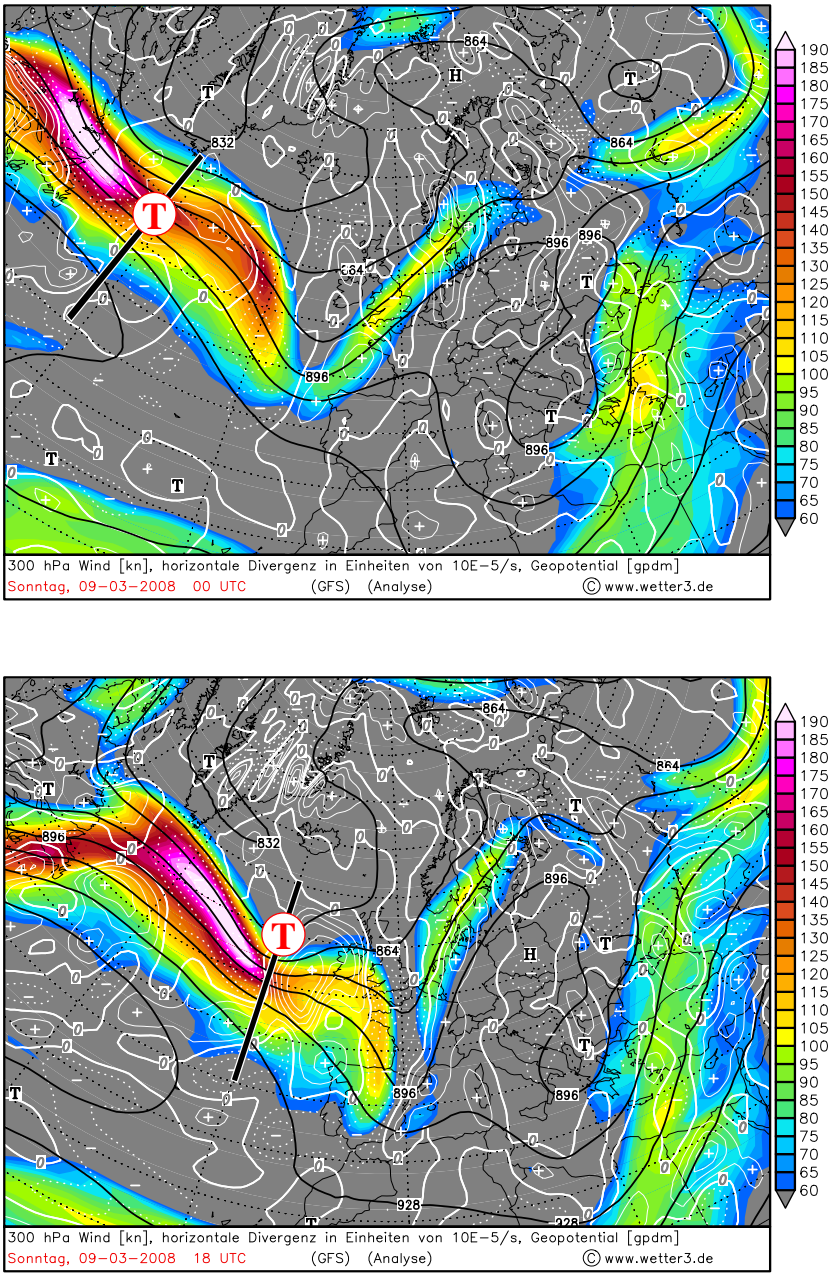


Abb. 11.11. Analysekarten des Geopotentials in 300 hPa mit horizontalem Wind und dessen Divergenz am 18. 3. 2008 00 UTC (oben) und 18 UTC (unten). Die schwarzen Linien geben die Richtungen der Vertikalschnitte der Abb. 11.13 und 11.14 wieder

tierten (s. die beiden letzten Terme in der ω-Gleichung (6.8)). In Übereinstimmung damit sieht man im oberen Bild von Abb. 11.11, dass der stromabwärts des Bodentiefs verlaufende Jetstreak eine antizyklonale Krümmung besitzt und östlich des Bodentiefs ein lokales Divergenzmaximum vorliegt, so dass gemäß der Vorticitygleichung (5.22) antizyklonale Vorticity entsteht (s. auch Abschn. 12.6). Gleichzeitig nahm auf der Rückseite des Bodentiefs in der Höhe die zyklonale Vorticity zu, d. h. die Zyklogenese befand sich jetzt in der *Eigenentwicklungsphase*, in der zusätzlich zur Schichtdickenadvektion und diabatischen Wolkenprozessen die differentielle Vorticityadvektion einen Antrieb für Vertikalbewegungen liefert.

In Übereinstimmung mit der in Abschn. 11.1 geführten Diskussion verlagerte sich das Bodentief in die Richtung der stärksten Druckfalltendenz, d. h. in Richtung des stromabwärts liegenden Divergenzmaximums. 18 Stunden später hatte sich der vordere Jetstreak weiter abgeschwächt, wobei seine antizyklonale Krümmung erheblich zugenommen hatte (Abb. 11.11 unten). Dies spiegelt die andauernde Intensivierung der Hebungsvorgänge wider, die eine Folge der immer stärker werdenden differentiellen Vorticityadvektion waren. Gleichzeitig hatte der stromaufwärts liegende Jetstreak mit seiner zyklonalen Ausgangsseite das Bodentief erreicht. Die aus der Frontalzyklone resultierende Bildung des kurzwelligen Höhentrogs äußert sich in einer deutlich sichtbaren Zunahme der Richtungsdivergenz im Diffluenzgebiet dieses Jetstreaks zwischen 00 UTC und 18 UTC.

Aus den in Abb. 11.12 dargestellten PV-Verteilungen ist zu erkennen, dass um 00 UTC das Bodentief zunächst noch relativ weit südlich von der oberen PV-Anomalie lag. Mit Annäherung des stromaufwärts liegenden Jetstreaks an das Bodentief erreichte diese das Zentrum des Tiefs, so dass es zu einer Kopplung von oberer und unterer PV-Anomalie kam, was als Ursache für die rapide Intensivierung des Bodentiefs angesehen werden kann. Ein am 9. 3. 2008 18 UTC im Eingang des Jetstreaks über Neufundland liegendes Tief entwickelte sich zunächst ähnlich wie das hier beschriebene Tief und erfuhr ebenfalls eine rapide Zyklogenese, jedoch blieb die Entwicklung weitgehend unbeeinflusst von einer Dry Intrusion und fiel deshalb deutlich schwächer aus, so dass dieses Tief nur Sturmstärke erreichte.

Zur Veranschaulichung der Dry Intrusion sind in den Abb. 11.13 und 11.14 Vertikalschnitte der PV und des gesamten atmosphärischen Wassergehalts entlang der in den Abb. 11.11 und 11.12 eingezeichneten Linien dargestellt. Die Abbildungen basieren auf numerischen Simulationen mit dem *COSMO-Modell* des Deutschen Wetterdienstes, die von Schneider (2009) durchgeführt wurden.[11] Unter Benutzung der

[11] Bei diesen Simulationen stimmte die Position des Bodentiefs nicht genau mit der Position in den Bodenanalysekarten überein.

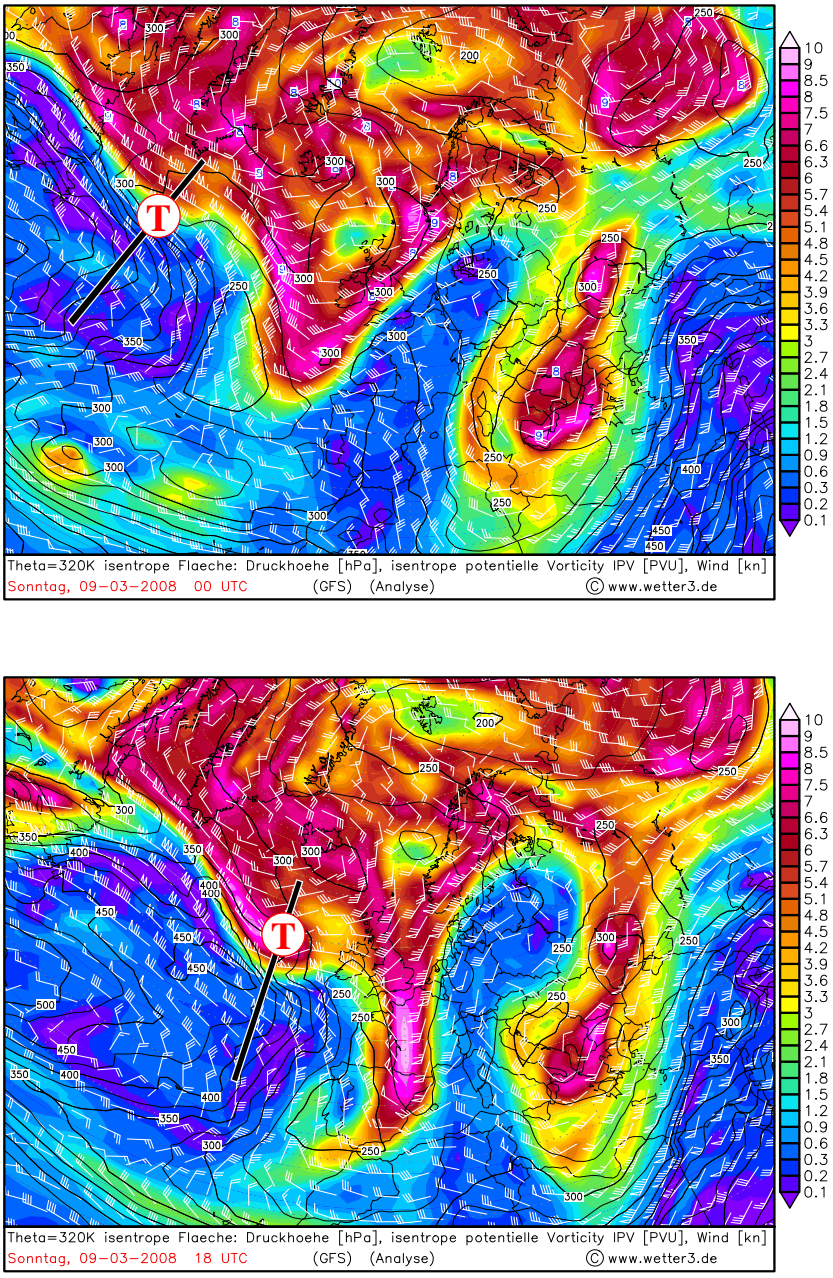


Abb. 11.12. Wie Abb. 11.11, jedoch horizontaler Wind und IPV in der isentropen Fläche $\theta = 320$ K

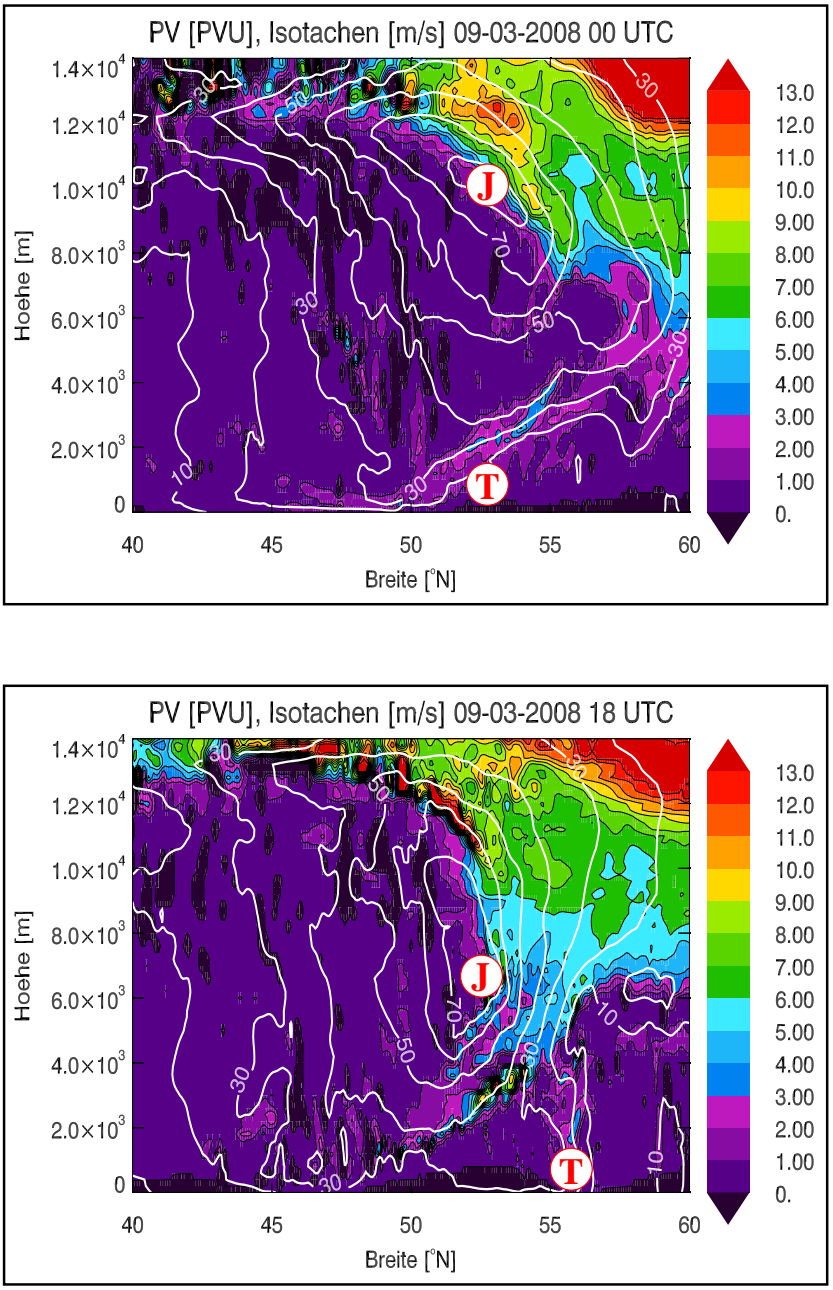


Abb. 11.13. Vertikalverteilungen der PV und Isotachen des horizontalen Winds entlang der in Abb. 11.11 und 11.12 dargestellten Linien. Das rote J kennzeichnet die Lage des Jetmaximums. Mit frdl. Genehmigung von W. Schneider

dynamischen Definition der Tropopause mit einer Tropopausenhöhe von 2 PVU erkennt man am 9. 3. 2008 00UTC einen deutlichen nach Norden gerichteten Abfall der Tropopause von 12 km in 50°N auf etwa 5 km in 55°N. Wie bereits erwähnt, befand sich zu diesem Zeitpunkt das Tief noch in relativ großem Abstand südlich der oberen PV-Anomalie (Abb. 11.13 oben). Oberhalb des Bodentiefs lässt sich in 2–4 km Höhe sehr gut die aus diabatischen Prozessen resultierende untere PV-Anomalie mit Werten von bis zu 5 PVU erkennen. Um 18 UTC sind die hohen PV-Werte nördlich der Jetachse unterhalb von 5 km Höhe zu finden. Dieses Absinken der Tropopausenhöhe lässt sich auch sehr gut in Abb. 11.14 erkennen, wo Vertikalschnitte des Gesamtwassers der Atmosphäre wiedergegeben sind. Um 18 Uhr findet man bis in eine Höhe von 3 km die sehr niedrigen stratosphärischen Werte von weniger als 0.01 g kg^{-1}.

Abschließend werden die sich im Satellitenbild ergebenden Wolkenverteilungen betrachtet. In Abb. 11.15 ist oben das Bild im WV6.2 Kanal des MSG vom 9. 3. 2008 18 UTC wiedergegeben, während das untere Bild ein RGB-321 Komposit [12] zeigt, mit dem man die Wolkenstrukturen und -obergrenzen relativ gut unterscheiden kann. Der im oberen Bild eingezeichnete rote Pfeil entspricht etwa dem Verlauf der Jetachse. Auf dessen zyklonaler Seite erkennt man sehr gut die Dry Intrusion (Bereich A) mit der sich in das Zentrum des Tiefs spiralförmig eindrehenden trockenen Luft. Diese überströmt die Okklusionsfront und wird dabei zyklonal zum Tiefzentrum hin umgelenkt. Hierdurch entsteht ein Gebiet mit erhöhter *potentieller Instabilität*, in dem verstärkt Konvektion ausgelöst wird (Bereich B). Im Norden steigt die parallel zur Okklusionsfront strömende Luft bis in die höhere Troposphäre auf (Bereich C), wo sie dann horizontal auseinanderströmt. Im Bereich D befindet sich noch aufsteigende Luft aus dem Warmsektor der Zyklone, die zu diesem Zeitpunkt noch nicht vollständig okkludiert ist. Hierbei spricht man auch vom sogenannten *Warm Conveyor Belt* (s. Abschn. 12.6). Die über der Kaltfront absinkende trockene Höhenluft steigt an deren Vorderseite über dem Warm Conveyor Belt wieder auf und wird zusammen mit ihm in der Höhe antizyklonal nach Süden umgelenkt (Bereich E). Die hier beobachteten Strömungskonfigurationen werden in erster Linie durch das Auftreten der Dry Intrusion gesteuert. Sie treten typischerweise an sogenannten *Kata-Kaltfronten* bzw. *Splitfronten* auf. Die charakteristischen Eigenschaften dieser Fronten werden in Abschn. 12.6 detailliert beschrieben.

Im unteren Bild erkennt man hinter der Okklusions- und Kaltfront großflächige Bereiche mit konvektiven Wolken. Diese bilden sich in der durch die eingeströmte Höhenkaltluft erheblich labilisierten At-

[12] Bezüglich der Bezeichnungsweise von RGB-Komposits s. Abschn. 2.4.

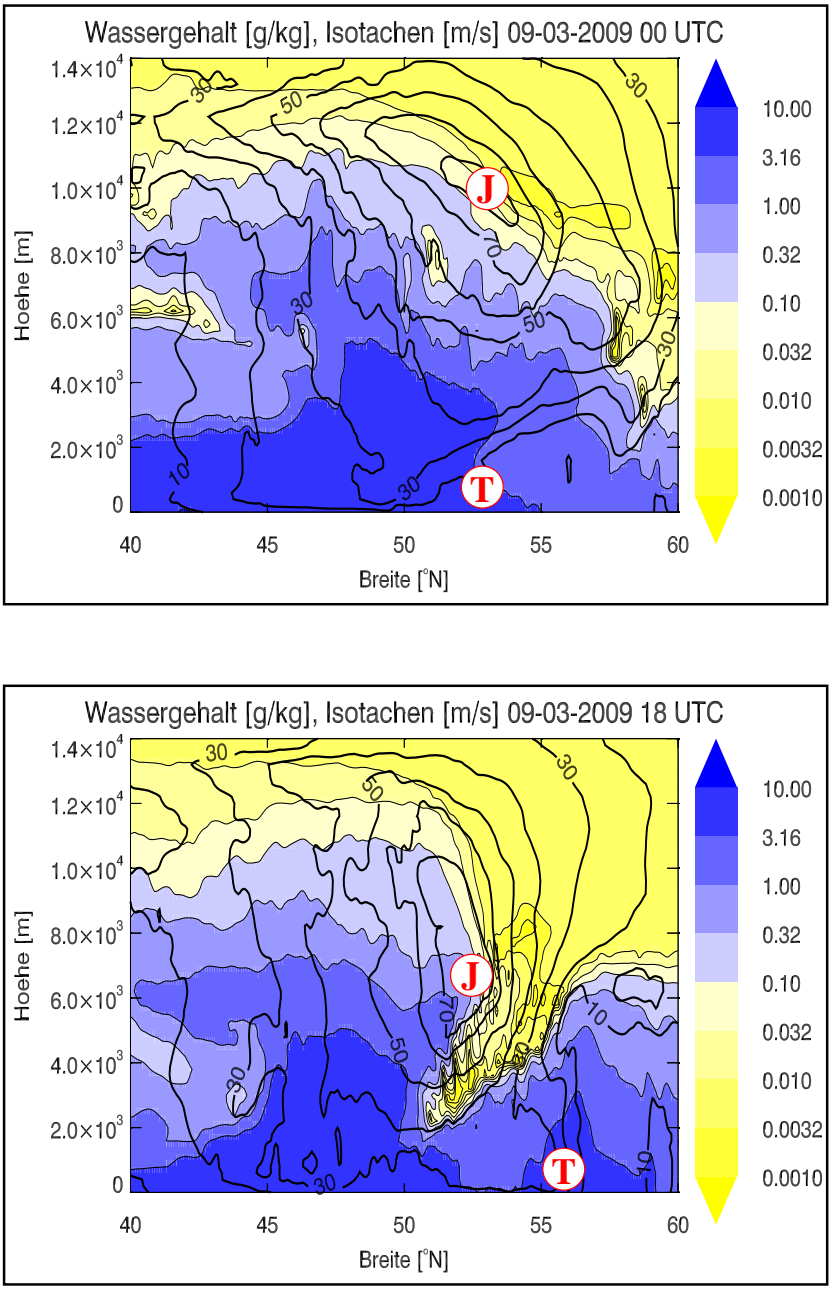
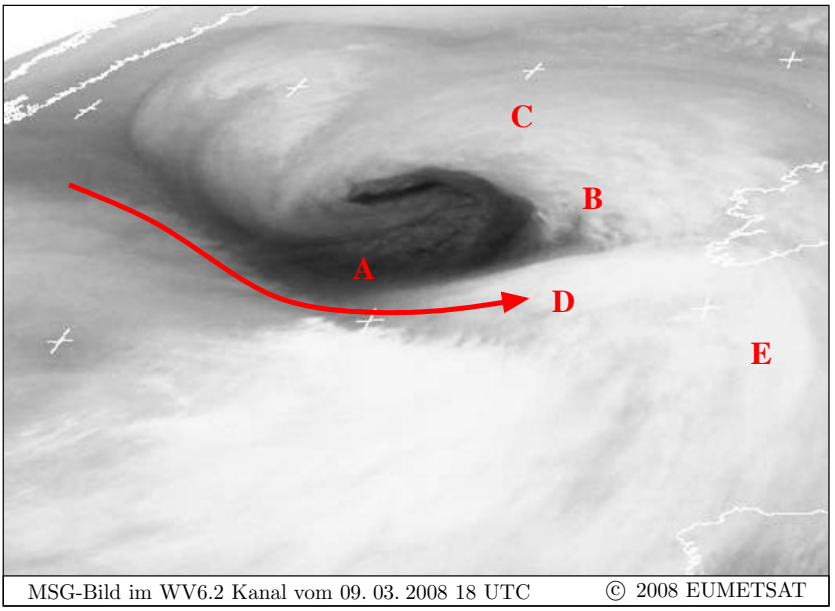


Abb. 11.14. Wie Abb. 11.13 jedoch Vertikalverteilungen des Gesamtwassergehalts der Atmosphäre und Isotachen des horizontalen Winds



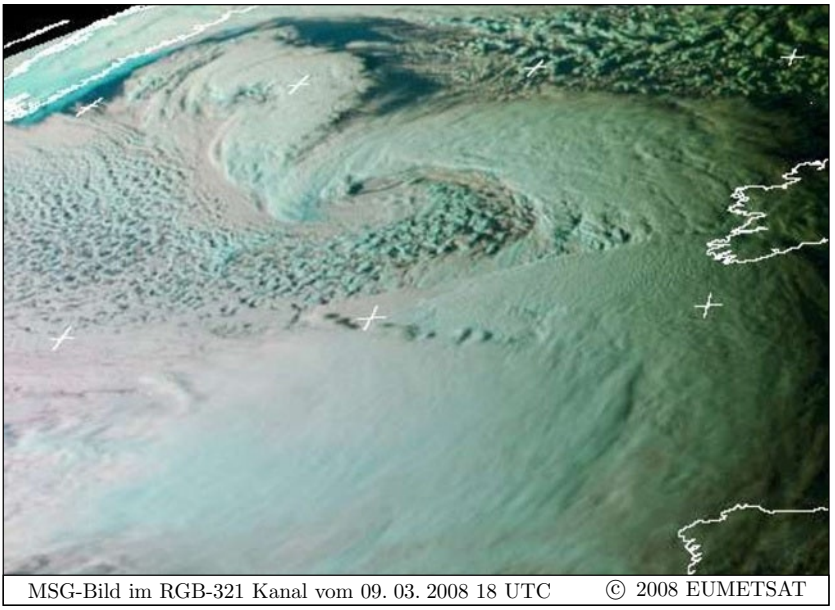


Abb. 11.15. MSG-Satellitenbild vom 18. 3. 2008 18 UTC. Oben WV6.2 Kanal, unten: RGB-321 Komposit. Näheres siehe Text.
Quelle: `www.sat.dundee.ac.uk`

mosphäre und sorgen dort für schauerartige Niederschläge oder auch vereinzelte Gewitter. Hierbei spricht man gelegentlich auch vom *Rückseitenwetter*. Auf der antizyklonalen Seite des Jetstreaks (südlich des roten Pfeils) sind im Bereich der Kaltfront deutlich höhere Wolkenobergrenzen auszumachen als auf dessen zyklonaler Seite. Auch dies ist ein typisches Merkmal von Splitfronten. Die nördlich des Tiefs (Bereich C) aufgestiegene und horizontal auseinanderströmende Luft führt dort zur Bildung eines Gebiets mit erhöhter Deformation, das auch als *Deformationszone* bezeichnet wird und an dem scharfen Pixelgradienten auf der nördlichen Rückseite des Tiefs erkennbar ist.

Kapitel 12
Fronten und Frontalzonen

Der tägliche Wetterablauf mittlerer Breiten wird in starkem Maße durch die Bildung und Verlagerung von Zyklonen und Antizyklonen geprägt. Die dabei entstehenden Kalt- und Warmfronten bringen häufig vielfältige und intensive Wettererscheinungen mit sich. Ein außerordentlich wichtiges Anliegen der Wetteranalyse und -prognose besteht daher darin, die momentanen Positionen, Verlagerungsgeschwindigkeiten und -richtungen von Fronten zu ermitteln. Das Verständnis der an einer Front ablaufenden Prozesse setzt eine eingehende Beschreibung ihrer thermo-hydrodynamischen Eigenschaften voraus. Von genauso großem Interesse ist jedoch auch die Untersuchung der Mechanismen, die zur Bildung, Intensivierung und Auflösung von Fronten führen. Diese Fragestellungen werden im Folgenden näher erörtert.

Prinzipiell können die Verteilungen aller thermodynamischen Zustandsvariablen in der Atmosphäre frontartige Strukturen aufweisen. Diese sind dadurch gekennzeichnet, dass innerhalb des Frontbereichs die Gradienten der untersuchten Zustandsvariablen mindestens eine Größenordnung höher sind als außerhalb. Deshalb werden sie oft auch als *Hypergradienten* bezeichnet. Typische synoptisch-skalige Horizontalgradienten außerhalb von Frontalzonen sind 1°C pro 100 km für die Temperatur oder 1g kg^{-1} pro 100 km für die spezifische Feuchte.

Bei der in Abschn. 3.6 vorgestellten *Skalenanalyse* wurde bereits angesprochen, dass Fronten nicht nur in vertikaler, sondern auch in horizontaler Richtung unterschiedlichen Skalen zugeordnet werden sollten. Entlang einer Front ist die Rossby-Zahl deutlich kleiner als 1, so dass hier die synoptische Skala als Maßstab angesetzt und damit quasigeostrophisches Strömungsverhalten unterstellt werden kann. Die quer zu einer Front ablaufenden Vorgänge müssen dagegen als mesoskalig angesehen werden mit $Ro > 1$, d. h. hier liefert die Beschreibung der Prozesse mit Hilfe der quasigeostrophischen Theorie oft unbefriedigende Ergebnisse. Dieses *semigeostrophische Verhalten* der Fronten führt dazu, dass bei deren mathematischer Beschreibung unter-

A. Bott, *Synoptische Meteorologie*,
DOI 10.1007/978-3-642-25122-1_12, © Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2012

schiedliche Ansätze gewählt werden können. Die der mathematisch-physikalischen Beschreibung atmosphärischer Prozesse zugrundeliegenden Annahmen werden in sogenannten *konzeptionellen Modellen* formuliert. Auf der synoptischen Skala besteht das einfachste konzeptionelle Modell zur Beschreibung einer Front darin, diese als eine Diskontinuitätsfläche anzusehen, an der sich der Wert einer untersuchten Zustandsvariable (z. B. die Temperatur) sprunghaft ändert. Will man jedoch die mesoskaligen Strukturen an der Front beschreiben, dann versagt dieser Ansatz, und man muss auf komplexere konzeptionelle Modelle zurückgreifen oder die sogenannte *Feldtheorie* benutzen, bei der statt sprunghafter Änderungen die räumlichen Variationen der untersuchten Feldgröße explizit analysiert werden.

12.1 Materielle Diskontinuitätsfläche und Feldtheorie

Eine Fläche, an der die n-te Ableitung einer beliebigen Feldgröße ψ einen Sprung macht, nennt man eine *Diskontinuitätsfläche* n-ter Ordnung. Eine Diskontinuitätsfläche nullter Ordnung wird als Front bezeichnet. Im Gegensatz hierzu sind Frontalzonen räumlich eng begrenzte Übergangsbereiche, innerhalb derer die Feldgröße ψ eine vergleichsweise starke räumliche Änderung erfährt. Hieraus wird unmittelbar klar, dass streng genommen in der Atmosphäre keine Fronten existieren können, da keine der untersuchten Feldgrößen (Dichte, Druck, Temperatur, spezifische Feuchte, Wind etc.) eine Diskontinuität aufweisen kann. Vielmehr handelt es sich immer um Frontalzonen. Allerdings sind diese häufig in numerischen Wettervorhersagemodellen und in Wetterkarten aufgrund der relativ großen Gitterabstände bzw. des groben Maßstabs nicht als solche zu identifizieren. Vielmehr sind sie nur als Fronten auszumachen, die deshalb in Wetterkarten normalerweise als Linien eingezeichnet werden.

Obwohl Fronten immer sehr eng begrenzte Frontalzonen darstellen, wird im weiteren Verlauf hierfür der Begriff *Front* verwendet. Im Gegensatz hierzu wird immer dann von einer *Frontalzone* gesprochen, wenn der frontale Bereich so breit ist, dass er auch in den routinemäßig benutzten Wetterkarten räumlich aufgelöst werden kann bzw. sich in numerischen Vorhersagesystemen über mehrere Gitterpunkte erstreckt.

Wie bereits erwähnt, ist es für die mathematische Beschreibung der synoptisch-skaligen Eigenschaften von Fronten oder Frontalzonen und der dort ablaufenden Prozesse oft ausreichend, sie als Diskontinuitätsflächen zu behandeln. Im Folgenden wird zunächst von dieser vereinfachten Vorstellung Gebrauch gemacht, da hierdurch einige wesentliche Fronteigenschaften mühelos beschrieben werden können.

Die tiefergehende Diskussion wird jedoch zeigen, dass viele wichtige an der Front stattfindende mesoskalige Prozesse mit dieser einfachen Anschauung nicht mehr erklärt werden können, so dass zu deren Verständnis letztendlich auf die, allerdings deutlich komplexere, dreidimensionale Feldtheorie zurückgegriffen werden muss.

Bezüglich des Drucks existieren in der Atmosphäre keine Diskontinuitätsflächen nullter Ordnung. Würde der Druck an der Diskontinuitätsfläche einen Sprung machen, dann wäre im Grenzwert $\nabla p \to \infty$. Das würde einer unendlich großen Druckgradientkraft entsprechen und somit physikalisch keinen Sinn machen. Eine Temperaturfront stellt für den Druck eine Diskontinuitätsfläche erster Ordnung dar, so dass der Druck selbst an der Temperaturfront stetig ist, die erste und eventuell höhere Ableitungen von p hingegen einen Sprung machen. Das gilt allerdings nur, wenn die Temperaturfront nicht senkrecht steht, sondern eine Neigung besitzt. Wegen der Gültigkeit der idealen Gasgleichung (3.22) wäre eine vertikal verlaufende Temperaturfront entweder mit einer horizontalen Druckdiskontinuität verbunden, die jedoch, wie gesagt, nicht möglich ist, oder mit horizontalen Dichtesprüngen, die allerdings auch nicht stabil sein können. In der synoptischen Meteorologie beschränken sich die Untersuchungen meistens auf Temperaturfronten bzw. Frontalzonen der Temperatur. Daher werden diese der Einfachheit halber im Folgenden lediglich als Front bzw. Frontalzone bezeichnet. [1]

Abbildung 12.1 zeigt verschiedene Möglichkeiten für die vertikale Schichtung von kalter und warmer Luft. Die beiden oberen Bilder stellen Vertikalschnitte an einer Front dar, wenn sie als Diskontinuitätsfläche nullter Ordnung angesehen wird. In den unteren Bildern ist jeweils der Übergangsbereich zwischen kalter und warmer Luft in Form einer Frontalzone wiedergegeben. In jedem Bild sind Isentropen eingezeichnet mit $\theta_3 > \theta_2 > \theta_1$. Aus den oberen Bildern lässt sich leicht erkennen, dass die Front als Diskontinuitätsfläche nullter Ordnung nur dann dynamisch stabil ist, wenn sie zur kalten Luft geneigt ist. Ein am Punkt A befindliches Luftpaket ist potentiell kälter (wärmer) als die darüber (darunter) liegende Luft, so dass das Luftpaket bei einer vertikalen Auslenkung immer wieder zu seinem Ursprungsort zurückkehrt. Am Punkt B hingegen ist das Luftpaket potentiell wärmer (kälter) als die darüber (darunter) liegende Luft. In dieser Situation würde eine vertikale Auslenkung des Luftpakets zu spontanen Umlagerungen bis hin zu einem neuen thermodynamisch stabilen Endzustand führen.

[1] Sollte einmal das fronthafte Verhalten anderer Zustandsvariablen, wie beispielsweise der spezifischen Feuchte, von Interesse sein, dann werden diese Frontenarten detailliert benannt.

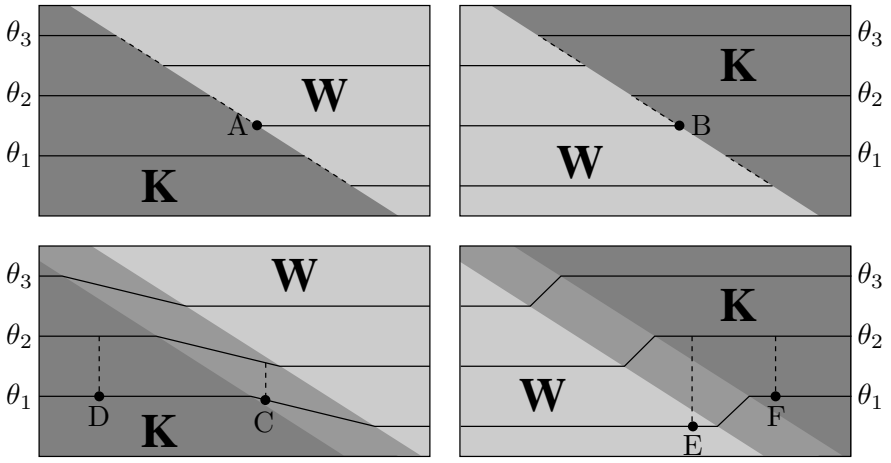


Abb. 12.1. Möglichkeiten der vertikalen Schichtung von warmer und kalter Luft im Bereich von Fronten (oben) und Frontalzonen (unten)

Umgekehrt zeigt das rechte untere Bild von Abb. 12.1, dass die Frontalzone auch zur warmen Luft geneigt sein könnte. Das wäre dann möglich, wenn innerhalb der Frontalzone die Isentropen nach vorne zur kalten Luft hin ansteigen, weil dann nach wie vor potentiell warme über potentiell kalter Luft liegen würde. Man kann sich leicht klarmachen, dass diese Bedingung umso schwerer erfüllt ist, je größer die Temperaturunterschiede zwischen kalter und warmer Luft sind und je geringer die horizontale Breite der Frontalzone ist. Aufgrund der größeren Isentropenabstände innerhalb der zur warmen Luft geneigten Frontalzone ergibt sich weiterhin, dass die Atmosphäre dort am wenigsten stabil geschichtet ist (vgl. Isentropenabstände an den Punkten E und F). Im linken unteren Bild sieht man hingegen, dass die Frontalzone, wenn sie zur kalten Luft geneigt ist, den Bereich mit der stabilsten Schichtung darstellt. In diesem Fall ist der vertikale potentielle Temperaturgradient innerhalb der Frontalzone größer als außerhalb (vgl. Isentropenabstände an den Punkten C und D).

Insgesamt kann geschlossen werden, dass die Diskontinuitätsfläche nullter Ordnung zur kalten Luft geneigt sein muss, um dynamisch stabil zu sein. Ebenso stellt die Neigung zur kalten Luft für die Frontalzone die dynamisch stabilere Situation dar. Deshalb wird im weiteren Verlauf grundsätzlich davon ausgegangen, dass eine Front bzw. Frontalzone immer zur kalten Luft geneigt ist.

12.2 Kinematische Eigenschaften von Fronten und Frontalzonen

Im Folgenden werden die kinematischen Eigenschaften von Frontflächen, d. h. Diskontinuitätsflächen nullter Ordnung für die Temperatur, diskutiert. Hierzu wird ein *thermisches* (s, n, z)*-Koordinatensystem* eingeführt, bei dem der in s-Richtung zeigende Grundvektor $\mathbf{e}_s$ tangential zur Schnittlinie zwischen der Frontfläche und dem Erdboden verläuft mit der wärmeren Luft auf der rechten Seite der Front (s. Abschn. 3.4). Der Grundvektor $\mathbf{e}_n$ steht somit senkrecht auf dieser Frontlinie und zeigt vom wärmeren zum kälteren Gebiet. Weiterhin werden Homogenität in s-Richtung, also parallel zur Diskontinuitätsfläche, sowie ein geradliniger Frontverlauf angenommen. Zustandsvariablen werden auf der kalten Seite der Front mit dem Superskript (1) und auf der warmen Seite mit dem Superskript (2) indiziert. Die vertikale Neigung der Frontfläche ist durch den Winkel α gegeben (s. Abb. 12.2).

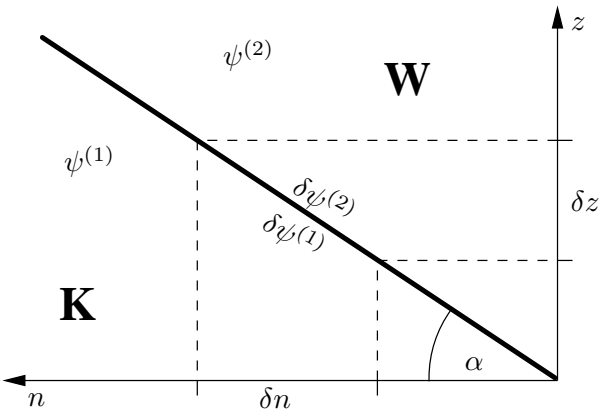


Abb. 12.2. Geneigte Frontfläche

Führt man eine beliebige Feldgröße ψ ein, bezüglich der die Frontfläche eine Diskontinuitätsfläche erster Ordnung darstellt, dann lautet die räumliche Änderung von ψ zu beiden Seiten der Front

$$\delta\psi^{(i)} = \frac{\partial\psi^{(i)}}{\partial n}\delta n + \frac{\partial\psi^{(i)}}{\partial z}\delta z, \qquad i = 1, 2 \tag{12.1}$$

Wegen der kontinuierlichen Verteilung von ψ gilt entlang der Frontfläche selbst

$$\delta\psi^{(1)} = \delta\psi^{(2)} \tag{12.2}$$

Somit ergibt sich

$$\left(\frac{\partial\psi^{(2)}}{\partial n}-\frac{\partial\psi^{(1)}}{\partial n}\right)\delta n=-\left(\frac{\partial\psi^{(2)}}{\partial z}-\frac{\partial\psi^{(1)}}{\partial z}\right)\delta z \tag{12.3}$$

Diese Beziehung kann zur Bestimmung des Neigungswinkels α der Frontfläche benutzt werden

$$\tan\alpha=\frac{\delta z}{\delta n}=-\frac{\dfrac{\partial\psi^{(2)}}{\partial n}-\dfrac{\partial\psi^{(1)}}{\partial n}}{\dfrac{\partial\psi^{(2)}}{\partial z}-\dfrac{\partial\psi^{(1)}}{\partial z}} \tag{12.4}$$

Setzt man in obigen Gleichungen $\psi = p$, dann erhält man unter Benutzung der hydrostatischen Approximation (3.44)

$$\tan\alpha=-\frac{\dfrac{\partial p^{(2)}}{\partial n}-\dfrac{\partial p^{(1)}}{\partial n}}{g(\rho^{(1)}-\rho^{(2)})} \tag{12.5}$$

Die Druckgradienten in n-Richtung lassen sich mittels der *horizontalen Bewegungsgleichung* im gewählten (s,n,z)-Koordinatensystem eliminieren. Für die normal zur Front verlaufende Komponente v_n der Horizontalgeschwindigkeit in der Form $\mathbf{v}_h = \mathbf{v}_s + \mathbf{v}_n = v_s\mathbf{e}_s + v_n\mathbf{e}_n$ [2] lautet die Bewegungsgleichung gemäß (3.36)

$$\rho\frac{dv_n}{dt}=-\frac{\partial p}{\partial n}-f\rho v_s \tag{12.6}$$

Somit ergibt sich

$$\tan\alpha=\frac{f(\rho^{(2)}v_s^{(2)}-\rho^{(1)}v_s^{(1)})+\left(\rho^{(2)}\dfrac{dv_n^{(2)}}{dt}-\rho^{(1)}\dfrac{dv_n^{(1)}}{dt}\right)}{g(\rho^{(1)}-\rho^{(2)})} \tag{12.7}$$

Abschließend wird angenommen, dass sich die Strömung im geostrophischen Gleichgewicht befinde, so dass die Beschleunigungsterme in (12.7) verschwinden. Im vorliegenden Koordinatensystem wird der

[2] Das vorliegende Koordinatensystem wurde so gewählt, dass $\mathbf{e}_s$ parallel zur Front gerichtet ist. Das bedeutet jedoch nicht, dass auch der Wind immer in diese Richtung wehen muss. Vielmehr gibt es neben der in Richtung $\mathbf{e}_s$ weisenden Tangentialkomponente v_s im Allgemeinen auch eine Komponente v_n des Winds senkrecht zur Front.

geostrophische Wind dargestellt als $\mathbf{v}_g = \mathbf{v}_{g,s} + \mathbf{v}_{g,n} = v_{g,s}\mathbf{e}_s + v_{g,n}\mathbf{e}_n$. Man erhält

$$\tan\alpha = \frac{f}{g}\frac{\rho^{(2)}v_{g,s}^{(2)} - \rho^{(1)}v_{g,s}^{(1)}}{\rho^{(1)} - \rho^{(2)}} \tag{12.8}$$

Vernachlässigt man im Zähler die Dichteunterschiede, indem man eine mittlere Temperatur $\overline{T}$ einführt, dann ergibt sich zusammen mit der idealen Gasgleichung

$$\boxed{\tan\alpha = \frac{f\overline{T}}{g}\frac{v_{g,s}^{(2)} - v_{g,s}^{(1)}}{T^{(2)} - T^{(1)}}} \tag{12.9}$$

Das ist die bekannte *Margules-Formel* für die Neigung der Frontfläche. Die Gleichung zeigt, dass die Front umso steiler verläuft, je größer die Unterschiede der frontparallelen Komponente des geostrophischen Winds sind oder je geringer die Temperaturunterschiede zu beiden Seiten der Front sind. Setzt man typische Werte der einzelnen Variablen ein, dann findet man Frontneigungen von 1:50 (steil) bis 1:300 (flach). Für eine flache Front bedeutet dies, dass in einem horizontalen Abstand von 300 km von der Bodenfront die Frontfläche in 1 km Höhe anzutreffen ist. Aus (12.9) kann jedoch nicht geschlossen werden, dass starke Fronten ($T^{(2)} \gg T^{(1)}$) immer flacher verlaufen als schwache. Denn, wie sich später noch zeigen wird, sind starke Fronten häufig mit großen Windsprüngen $v_{g,s}^{(2)} - v_{g,s}^{(1)}$ verbunden.

Abschließend sollte noch kritisch angemerkt werden, dass bei der Ableitung der Margules-Formel geostrophisches Gleichgewicht unterstellt wurde. Aus den oben angesprochenen Skalenüberlegungen folgt jedoch, dass gerade an einer Front kein geostrophisches Gleichgewicht herrscht.

Eine horizontal verlaufende Frontfläche ($\alpha = 0°$) ergibt sich bei einer Temperaturdiskontinuität aber fehlendem Windsprung. Sie entspricht einer Inversion. Eine senkrecht stehende Frontlinie ($\alpha = 90°$) ist bei verschwindendem Horizontalgradienten der Temperatur aber existierendem Windsprung zu beobachten. Diese Situation liegt bei einer sogenannten *Höhenfront* vor, die in größerer Höhe noch eine Neigung besitzt, zum Boden hin jedoch immer steiler wird und in Bodennähe wegen der verschwindenden horizontalen Temperaturunterschiede nicht mehr auszumachen ist. Als Beispiel hierfür kann die *Subtropikfront* genannt werden (s. Kap. 8).

Wegen der Voraussetzung, dass die wärmere Luft über der kälteren liegt, gilt $\tan\alpha > 0$ und $T^{(2)} > T^{(1)}$ (s. Abb. 12.2). Aus (12.9) ergibt sich unmittelbar, dass die frontparallele Komponente des geostrophischen Winds an der Frontfläche einen zyklonalen Sprung machen muss, d. h. $v_{g,s}^{(2)} > v_{g,s}^{(1)}$. Das bedeutet, dass die Frontlinie selbst den Bereich

mit den größten zyklonalen Vorticitywerten darstellt.[3] Streng genommen wird durch die Behandlung der Front als Diskontinuitätsfläche die Vorticity an der Frontfläche selbst sogar unendlich groß. Auch dieser Sachverhalt zeigt die Schwächen der vereinfachten Anschauung einer Front als Diskontinuitätsfläche nullter Ordnung in der Temperatur. Verschiedene Möglichkeiten des Windsprungs an einer Frontfläche sind in Abb. 12.3 wiedergegeben. Da der Windsprung immer zyklonal ist, lässt sich der mit einer Front verbundene Isobarenknick nur in Tiefdruckgebieten, nicht aber in Hochdruckgebieten finden.

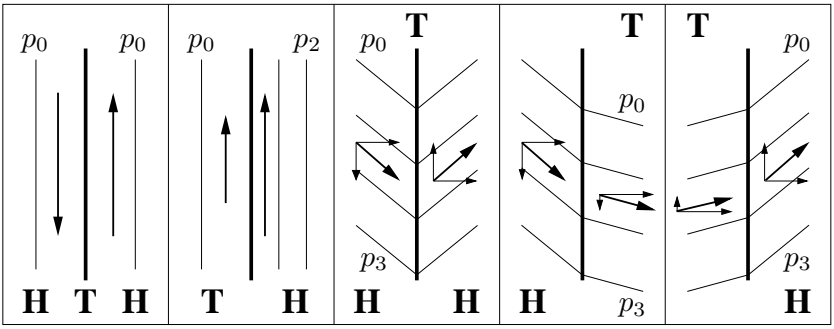


Abb. 12.3. Zyklonaler Windsprung der frontparallelen Komponente des geostrophischen Winds an einer Front

In Abschn. 4.3 wurde gezeigt, dass unter dem Einfluss der Reibung der wahre Wind abweichend vom geostrophischen Wind zum tiefen Druck hin gerichtet ist. Als Folge hiervon kommt es im Bereich von Bodenfronten zu konvergenten Strömungen an der Frontlinie, die mit Hebungsprozessen verbunden sind. Diese können zur Wolken- und Niederschlagsbildung führen und induzieren divergente Horizontalbewegungen in der höheren Atmosphäre (s. Abb. 12.4).

Durch die vertikale Scherung des horizontalen Winds ergeben sich innerhalb der atmosphärischen Grenzschicht unterschiedliche Vertikalprofile von Kalt- und Warmfronten (s. Abb. 12.5). Hierdurch wird die Kaltfront aufgerichtet, während die Warmfront vergleichsweise flach verläuft. Durch den schnelleren Vorstoß der kalten Luft in höheren Schichten kommt es an einer Kaltfront zur verstärkten Labilisierung, die turbulente und konvektive Prozesse in Gang setzt und dadurch zu vertikalen Umschichtungen der Luft führt. Der damit verbundene Vertikaltransport von Impuls aus größeren Höhen in bodennahe Bereiche macht sich durch die an Kaltfronten häufig beobachteten Windböen bemerkbar, so dass sich die Kaltfront vergleichsweise schnell verlagert.

[3] Man beachte, dass im thermischen Koordinatensystem $\zeta_g = \partial v_{g,n}/\partial s - \partial v_{g,s}/\partial n$.

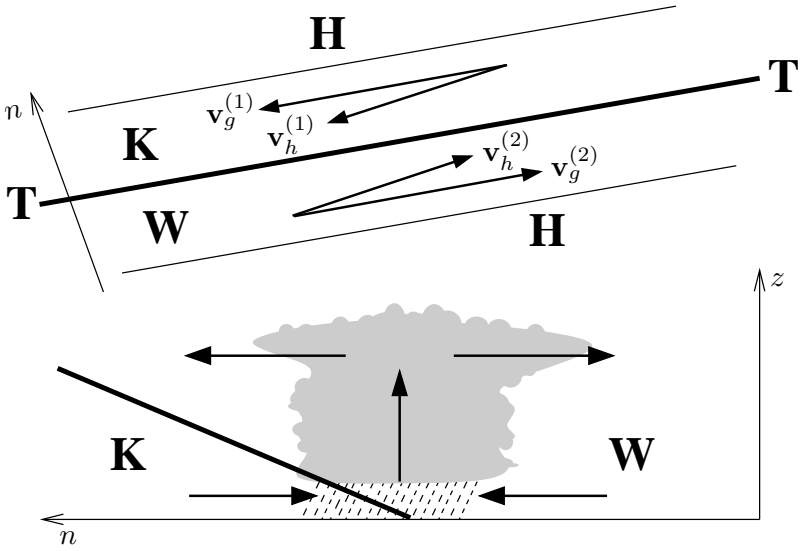


Abb. 12.4. Die durch den Einfluss der Reibung induzierten Vergenzen des horizontalen Winds mit Wolken- und Niederschlagsbildung an einer Bodenfront

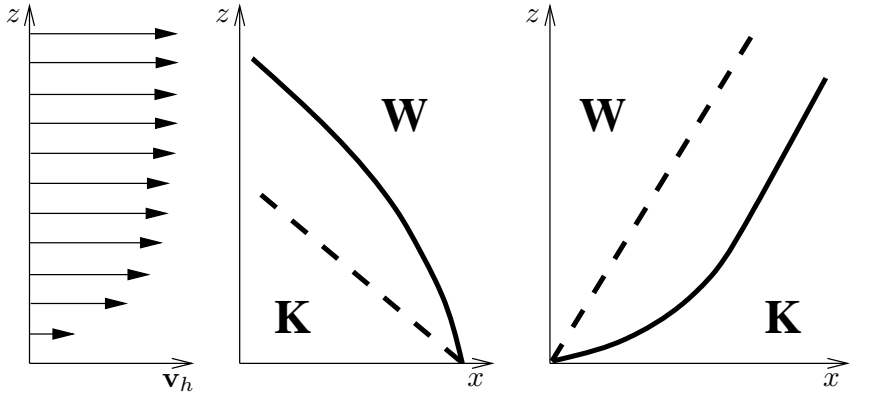


Abb. 12.5. Modifikation der vertikalen Neigung von Kalt- und Warmfront unter dem Einfluss der Reibung

Bei der durch Reibungsprozesse relativ flachen Warmfront befindet sich die Bodenfront häufig sehr weit hinter der Höhenfront. Besonders im Winter beobachtet man, dass die Warmfront die kalte Luft am Boden nur schwer verdrängen kann, so dass dort eine flache Kaltluftschicht verbleibt, während die stärksten Wetteraktivitäten an der Höhenfront weit vor der Bodenfront stattfinden. Bei einer von Westen

heranziehenden Warmfront kann auf diese Weise in Mitteleuropa ein starkes West-Ost Temperaturgefälle entstehen.

Frontalzonen lassen sich ähnlich wie Fronten mit der vereinfachten Anschauung der Diskontinuitätsflächen behandeln. Um dies zu realisieren, wird das untersuchte Gebiet in drei Bereiche unterteilt, die jeweils durch Diskontinuitätsflächen erster Ordnung in der Temperatur voneinander getrennt sind (s. Abb. 12.6). In den außerhalb der Frontalzone liegenden Bereichen (1) und (3) ist die Luft am kältesten bzw. wärmsten mit jeweils relativ schwachem Temperaturgradienten, während im Frontalzonenbereich (2) der stärkste Temperaturgradient vorliegt.

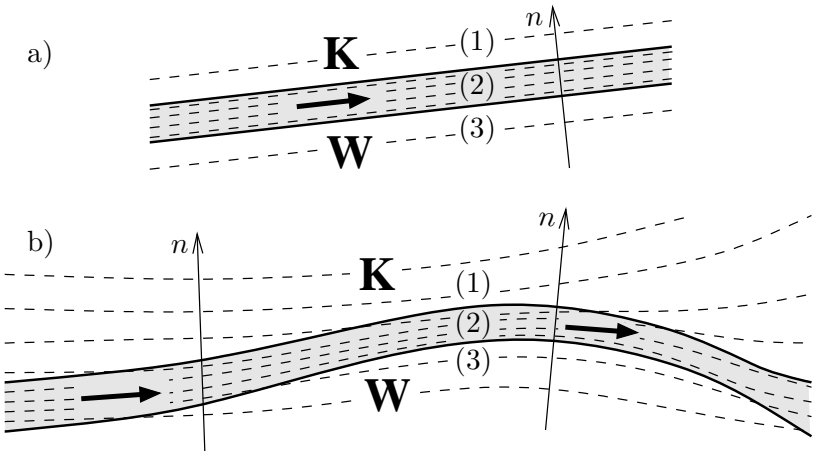


Abb. 12.6. Verlauf der Isothermen (gestrichelte Linien) und des thermischen Winds (dicke Pfeile) innerhalb der Frontalzone. a) Isothermen parallel zur Frontalzone, b) Isothermen schneiden die Frontalzone. Nach Kurz (1990)

Man kann zwischen zwei Arten von Frontalzonen unterscheiden. Bei der ersten liegen die Isothermen parallel zur Frontalzone (Abb. 12.6a), bei der zweiten Art schneiden die Isothermen die Frontalzone in einem allerdings meist geringen Winkel (Abb. 12.6b). Letzteres hat Auswirkungen auf die Höhenverteilung des geostrophischen Winds. Gemäß der thermischen Windbeziehung (4.21) nimmt die senkrecht zu den horizontalen Temperaturgradienten, also parallel zu den Isothermen, gerichtete Komponente des geostrophischen Winds mit der Höhe zu. Da in Abb. 12.6a die Isothermen parallel zur Frontalzone verlaufen, bleibt in diesem Fall $v_{g,n}$ konstant mit der Höhe, so dass die Frontalzone ortsfest ist. In Abb. 12.6b hingegen schneiden die Isothermen die Frontalzone, so dass hier der thermische Wind eine Komponente senkrecht zur Frontalzone besitzt. Dies führt zu einer Verlagerung der Frontalzone, die sich im Osten nach Norden und im

Westen nach Süden bewegt, was einer Warm- bzw. Kaltluftadvektion entspricht. Da normalerweise $\partial v_{g,n}/\partial z > 0$, nehmen die Warm- und Kaltluftadvektion ebenfalls mit der Höhe zu. Gemäß den Überlegungen in Abschn. 4.5 resultiert hieraus Stabilisierung im Osten und Labilisierung im Westen.

Führt man in (12.4) für ψ die frontparallele Komponente des geostrophischen Winds $v_{g,s}$ ein, dann erhält man unter Benutzung der thermischen Windgleichung (4.21) im Nenner

$$\tan\alpha = \frac{fT}{g}\frac{\dfrac{\partial v_{g,s}^{(2)}}{\partial n} - \dfrac{\partial v_{g,s}^{(j)}}{\partial n}}{\dfrac{\partial T^{(2)}}{\partial n} - \dfrac{\partial T^{(j)}}{\partial n}}, \qquad j = 1,3 \tag{12.10}$$

Für $j = 1$ befindet man sich auf der kalten und für $j = 3$ auf der warmen Seite der Frontalzone. Da überall $\partial T^{(j)}/\partial n < 0$ und der Temperaturgradient innerhalb der Frontalzone am stärksten ist, ist der Nenner von (12.10) kleiner als null. Um einen positiven Wert von $\tan\alpha$ zu erhalten, muss bei einer Strömung mit zyklonaler Scherung, d. h. $\partial v_{g,s}/\partial n < 0$, die Scherung der frontparallelen Komponente des geostrophischen Winds $v_{g,s}$ innerhalb der Frontalzone stärker sein als zu beiden Seiten außerhalb der Frontalzone. Bei antizyklonaler Strömung mit $\partial v_{g,s}/\partial n > 0$ muss die Windscherung innerhalb der Frontalzone am kleinsten sein. Diese Situation tritt in der Natur eher selten auf. Insgesamt gilt, ähnlich wie bei der Front, dass die Frontalzone den Bereich größter absoluter Vorticity darstellt.

Setzt man hingegen in (12.4) $\psi = T$, dann ergibt sich

$$\tan\alpha = \frac{fT}{g}\frac{\dfrac{\partial v_{g,s}^{(2)}}{\partial z} - \dfrac{\partial v_{g,s}^{(j)}}{\partial z}}{\dfrac{\partial T^{(2)}}{\partial z} - \dfrac{\partial T^{(j)}}{\partial z}}, \qquad j = 1,3 \tag{12.11}$$

wobei dieses Mal die thermische Windgleichung im Zähler eingesetzt wurde. Da innerhalb der Frontalzone der vertikale Temperaturgradient geringer ist als außerhalb (s. Abb. 12.1), ist der Nenner von (12.11) größer als null. Als Konsequenz ergibt sich hieraus, dass die vertikale Scherung des Horizontalwinds innerhalb der Frontalzone größer sein muss als außerhalb. Diese Eigenschaft der Frontalzone kann dazu benutzt werden, um sie bei Vertikalsondierungen innerhalb der Atmosphäre von Inversionen zu unterscheiden, denn nur, wenn zusätzlich zu einem geringen vertikalen Temperaturgradienten eine starke vertikale Windscherung vorliegt, handelt es sich um eine Frontalzone.

Berücksichtigt man den Umstand, dass die Luftpartikel in der großräumigen Höhenströmung gekrümmte Trajektorien durchlaufen, dann kann unter der Annahme, dass die Isohypsen weitgehend parallel zu den Isothermen verlaufen, in den Gleichgewichtsbedingungen (12.10) und (12.11) der geostrophische Wind $v_{g,s}$ durch den Gradientwind $v_{G,s}$ ersetzt werden. Mit Hilfe von (4.13) lassen sich die partiellen Ableitungen von $v_{g,s}$ durch entsprechende Ableitungen des Gradientwinds darstellen, und man erhält näherungsweise folgende Gleichgewichtsbedingungen

$$\tan\alpha = \frac{(f + 2v_{G,s}K_t)T}{g} \frac{\dfrac{\partial v_{G,s}^{(2)}}{\partial n} - \dfrac{\partial v_{G,s}^{(j)}}{\partial n}}{\dfrac{\partial T^{(2)}}{\partial n} - \dfrac{\partial T^{(j)}}{\partial n}}, \qquad j = 1,3 \qquad (12.12)$$

und

$$\tan\alpha = \frac{(f + 2v_{G,s}K_t)T}{g} \frac{\dfrac{\partial v_{G,s}^{(2)}}{\partial z} - \dfrac{\partial v_{G,s}^{(j)}}{\partial z}}{\dfrac{\partial T^{(2)}}{\partial z} - \dfrac{\partial T^{(j)}}{\partial z}}, \qquad j = 1,3 \qquad (12.13)$$

Aus diesen Gleichungen ist zu sehen, dass die Neigung der Frontalzone bei zyklonaler Strömung ($K_t > 0$) steiler und bei antizyklonaler Strömung ($K_t < 0$) flacher verläuft als im geostrophischen Gleichgewicht. Das ist auf die mit der Höhe zunehmende Zentrifugalkraft zurückzuführen, die bewirkt, dass sich die Frontalzone aufrichtet bzw. abflacht.

Abschließend wird die Lage der *Tropopause* im Bereich des *Polarfront-Jetstreams* diskutiert. Abbildung 12.7 zeigt einen auf Untersuchungen von Berggren (1952) basierenden schematischen Vertikalschnitt durch die Atmosphäre in der Tropopausenregion der Polarfront. In der Abbildung sind neben der Polarfront und der Tropopause noch die *Isotachen* und Isothermen wiedergegeben. Innerhalb der Troposphäre ist die Polarfront ungefähr 100 km breit und besitzt eine Neigung von etwa 1:100, woraus eine vertikale Dicke von 1 km resultiert. Während sich nördlich der Polarfront die Tropopause etwa in 8–9 km Höhe befindet, liegt sie südlich davon in 10–11 km Höhe. Die Tropopausenhöhe ist nicht nur räumlichen, sondern auch starken jahreszeitlichen Schwankungen unterworfen, wobei sie im Sommer höher liegt als im Winter.

Aus der in der Abbildung dargestellten Isothermenverteilung ist zu erkennen, dass die Atmosphäre innerhalb der Troposphäre nördlich der Polarfront zunächst kälter ist als südlich davon. Aufgrund der

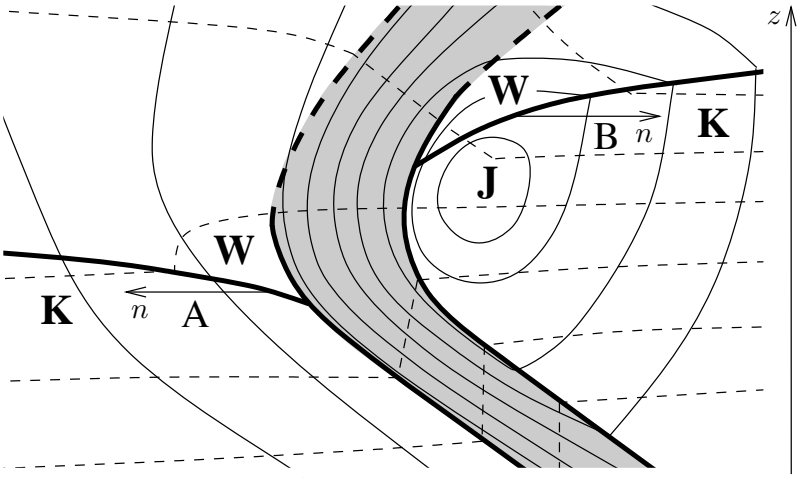


Abb. 12.7. Lage der Polarfront (schattierte Fläche) sowie Neigung der Tropopause im Bereich des polaren Jetstreams. Durchgezogene Linien: Isotachen, gestrichelte Linien: Isothermen. Nach Berggren (1952)

niedrigeren Tropopausenhöhe im Norden und der darüber weitgehend isothermen Schichtung der Atmosphäre dreht sich das Vorzeichen des Temperaturgradienten in der unteren Stratosphäre jedoch um, d. h. die nördliche untere Stratosphäre ist wärmer als die südliche. In Übereinstimmung mit (12.10) steht die Polarfront in dem Höhenniveau senkrecht, in dem der horizontale Temperaturgradient verschwindet. Hier ist diese nur noch an der starken zyklonalen Scherung des Horizontalwinds zu erkennen. Darüber ragt die Polarfront noch in die untere Stratosphäre hinein, dreht aber wegen des jetzt von Süden nach Norden gerichteten Temperaturgradienten ihre Neigung um.

Die starke troposphärische Baroklinität im Bereich der Polarfront ist mit einem entsprechend starken thermischen Wind verbunden, d. h. der geostrophische Wind nimmt mit der Höhe zu und bildet in der hohen Troposphäre den *polaren Jetstream*. Aus der Isothermenverteilung folgt, dass der Jetstream im Tropopausenbereich südlich der Polarfront sein Maximum besitzen muss. In dieser Höhe ist die zyklonale Windscherung innerhalb der Polarfront maximal. Der Jetstream befindet sich etwa senkrecht über dem 500 hPa Niveau der Polarfront. Durch die Analyse der Isothermen der 500 hPa Karte wird hierdurch das Auffinden des Jetstreams erleichtert. Normalerweise weist die Atmosphäre auch außerhalb der Frontalzone eine erhöhte Baroklinität auf, die erst in größerem Abstand (> 500 km) von der Frontalzone weiter abnimmt. Innerhalb der Polarfront selbst ist die Baroklinität jedoch immer maximal. Wie bereits früher erwähnt, wird sie deshalb auch als *hyperbarokline Zone* bezeichnet.

Zur Bestimmung der Tropopausenneigung in der Polarfrontregion betrachte man in Abb. 12.7 zunächst den nördlichen Bereich A. Hier liegt die warme Luft im Süden, d. h. die n-Achse des (s, n, z)-Koordinatensystems, die immer vom warmen zum kalten Gebiet zeigt, ist nach Norden gerichtet. Das bedeutet, dass bei A die Tropopause nach Norden ansteigen muss. In Übereinstimmung damit nimmt in diesem Gebiet der geostrophische Wind noch mit der Höhe zu. Weiter nach Norden verringert sich die Tropopausenhöhe wieder. Im Bereich B hingegen liegt die warme Luft im Norden. Somit zeigt hier die Richtung der n-Achse nach Süden und die Tropopausenhöhe nimmt nach Süden zu. Bezüglich dieses Koordinatensystems ist $v_{g,s} < 0$. Der thermische Wind entspricht einer Zunahme des geostrophischen Winds vom minimalen Wert im tieferliegenden Jetstream (mit Bezug auf das im Bereich B geltende Koordinatensystem) zu einem weniger negativen Wert oberhalb von B. Im Süden schließt die mittlere Tropopause an die Subtropikfront an (s. hierzu auch Abschn. 8.2).

Die im Bereich der Polarfront vergleichsweise starke Änderung der Tropopausenneigung wird als *Tropopausenbruch* bezeichnet. [4] Wie bereits in Abschn. 8.2 erwähnt, ist hier ein effizienter Austausch von troposphärischer und stratosphärischer Luft möglich, da die Luft durch *quasihorizontale Strömungen* relativ einfach von einer in die andere Region gelangen kann. Außerhalb dieses Bereichs müsste ein Luftmassenaustausch im Wesentlichen durch Vertikalbewegungen erfolgen. Das ist jedoch wegen der sehr stabilen Schichtung der Atmosphäre im Tropopausenbereich nur schwer möglich.

Die Zusammensetzung der stratosphärischen Luft unterscheidet sich stark von der der troposphärischen Luft. Zum einen ist der Wasserdampfgehalt in der Stratosphäre sehr gering, weshalb das Eindringen von stratosphärischer Luft in die obere Troposphäre auch als *Dry Intrusion* bezeichnet wird. Zum anderen unterscheiden sich die Konzentrationen stratosphärischer Spurengase deutlich von denen in der Troposphäre. Insbesondere findet man in der Stratosphäre sehr hohe Ozonkonzentrationen. Bekannterweise absorbiert Ozon die für den Menschen extrem schädliche UV-B und UV-C Strahlung der Sonne, was zu der in der oberen Stratosphäre beobachteten vertikalen Temperaturzunahme führt. Wegen der großen Unterschiede in den Spurengaskonzentationen stratosphärischer und troposphärischer Luft wird gelegentlich anstelle der thermischen oder der in Abschn. 7.2 angesprochenen dynamischen Definition eine sogenannte *chemische Definition der Tropopause* benutzt. In Kap. 2.4 wurde bereits angesprochen, dass man mittels Fernerkundungsmethoden das Vordringen

[4] An der Subtropikfront existiert ebenfalls ein Tropopausenbruch, der allerdings nicht so stark ist.

stratosphärischer Luft in die obere Troposphäre u. a. anhand der dort vorgefundenen hohen Ozonkonzentrationen nachweisen kann.

12.3 Ana- und Katafronten

Eine Front kann sich nur dann horizontal verlagern, wenn der Horizontalwind eine Normalkomponente bezüglich der Front besitzt. Hierbei wird unterschieden zwischen einer *Kaltfront*, die sich vom kalten zum warmen Gebiet bewegt, und einer *Warmfront* mit einer Bewegungsrichtung vom warmen zum kalten Gebiet. In Bodennähe beträgt die Verlagerungsgeschwindigkeit einer Kaltfront etwa 80–100 %, die einer Warmfront nur 50–70 % der frontsenkrechten Komponente von $\mathbf{v}_g$, d. h. die Kaltfront verlagert sich im Allgemeinen schneller als die Warmfront. Das ist leicht nachvollziehbar, denn die vor einer Warmfront liegende kalte Luft kann, da sie schwerer als die warme Luft ist, nicht so effizient von dieser verdrängt werden, wie umgekehrt die vor einer Kaltfront liegende relativ leichte warme Luft.

Man kann zeigen, dass bei Diskontinuitätsflächen nullter Ordnung die normal zur Fläche gerichtete Komponente der Windgeschwindigkeit v_N zu beiden Seiten der Fläche gleich ist. Das bedeutet, dass ein Luftpartikel die Diskontinuitätsfläche nicht durchdringen kann, oder anders ausgedrückt, die Fläche immer aus den gleichen Teilchen besteht.[5] Deshalb wird eine Diskontinuitätsfläche nullter Ordnung auch als *materielle Fläche* bezeichnet. Die Eigenschaft, dass kein Luftteilchen die materielle Fläche durchdringen kann, nennt man *kinematische Grenzflächenbedingung*, während die Stetigkeit des Drucks an der Grenzfläche als *dynamische Grenzflächenbedingung* bezeichnet wird.

Betrachtet man die Front als eine Diskontinuitätsfläche nullter Ordnung, dann müssen Luftteilchen, die sich zu beiden Seiten der Front mit einer horizontalen Windkomponente v_n bewegen, an der Front auf- oder abgleiten, wenn v_n sich von der Verlagerungsgeschwindigkeit v_f der Front unterscheidet. Hieraus erhält man den Neigungswinkel der Front als

$$\tan\alpha = \frac{w^{(i)}}{\tilde{v}_n^{(i)}} \quad \text{mit} \quad \tilde{v}_n^{(i)} = v_n^{(i)} - v_f, \qquad i = 1, 2 \tag{12.14}$$

wobei $w^{(i)}$ die Vertikalgeschwindigkeiten und $\tilde{v}_n^{(i)}$ die Relativbewegungen der Luft bezüglich der Frontverlagerung darstellen. Da am Erdboden $w^{(1)} = w^{(2)} = 0$, ergibt sich $\tilde{v}_n^{(1)} = \tilde{v}_n^{(2)} = 0$, so dass sich eine

[5] Das atmosphärische Windfeld selbst wird durch die Bewegung der Luftpartikel definiert.

Bodenfront mit der frontsenkrechten Komponente v_n des Bodenwinds bewegt.

Abbildung 12.8 veranschaulicht verschiedene Möglichkeiten der Bewegungen an Fronten. In den beiden linken Bildern sind die Auf- und Abgleitbewegungen an Frontflächen wiedergegeben. Hieraus kann man sehen, dass bei $\tilde{v}_n^{(i)} < 0$, $i = 1, 2$ die Luft an der entsprechenden Seite der Front abgleitet, während bei $\tilde{v}_n^{(i)} > 0$ Aufgleitbewegungen stattfinden. Hierbei spielt es keine Rolle, ob es sich bei der auf- oder abgleitenden Luft um Warm- oder Kaltluft handelt. Dieser Sachverhalt folgt auch unmittelbar aus (12.14), da $\tan\alpha > 0$. Aus dem oberen linken Bild erkennt man, dass bei Relativbewegungen in Richtung der Frontfläche kalte Luft absinkt und warme Luft aufsteigt. Umgekehrt verhält es sich, wenn die Bewegungsrichtung von der Frontfläche weg gerichtet ist (unten links). Das gilt sowohl für Kalt- als auch für Warmfronten.

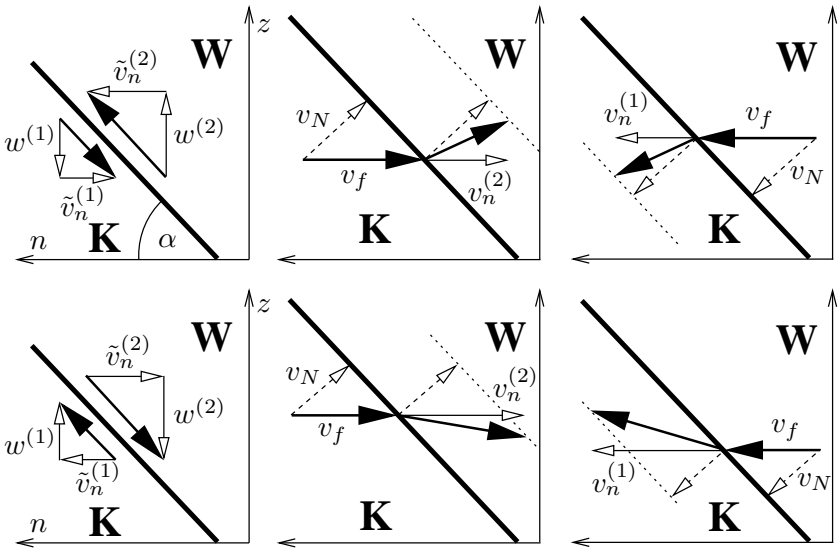


Abb. 12.8. Windgeschwindigkeiten an Fronten. Links: Auf- und Abgleiten an Frontflächen, Mitte: Kaltfronten, rechts: Warmfronten. Oben: Anafronten, unten: Katafronten

Die mittleren und rechten Darstellungen von Abb. 12.8 zeigen die Windgeschwindigkeiten an Kalt- und Warmfronten, wenn die warme Luft relativ zur kalten Luft aufsteigt (oben) bzw. wenn sie relativ zur kalten Luft absinkt (unten). Bergeron (1928, 1937) führte für eine Front, an der die Warmluft relativ zur kalten Luft aufsteigt, den Begriff *Anafront* ein, umgekehrt bezeichnete er eine Front mit relativ zur

kalten Luft absinkender Warmluft als *Katafront*. Zur besseren Veranschaulichung wurde in der Abbildung angenommen, dass an der Kaltfront die kalte Luft und an der Warmfront die warme Luft jeweils horizontal strömen, so dass die Verlagerungsgeschwindigkeiten der Fronten mit den jeweiligen Komponenten $v_n^{(1)}$ bzw.$v_n^{(2)}$ übereinstimmen. Würde man dem Umstand Rechnung tragen, dass die Fronten sich immer langsamer bewegen als die frontsenkrechte Horizontalkomponente des Winds, dann müsste die kalte Luft hinter der Kaltfront absinken und die warme Luft an der Warmfront aufgleiten (s. Abb. 12.8 links). Das entspricht den normalerweise an Kalt- und Warmfronten vorgefundenen Situationen.

Da beim Durchgang durch die Fronten v_N stetig ist, endet der Windvektor vor den Fronten jeweils auf der gepunkteten Linie. Solange die Warmluft relativ zur kalten Luft aufsteigt, bewegt sie sich auf die Kaltfront zu, da $\left|v_n^{(2)}\right| < |v_f|$ (s. mittleres Bild oben). Somit gleitet die Warmluft nicht nur an Warmfronten, sondern auch an der Anakaltfront auf. Deshalb werden Anafronten häufig auch als *Aufgleitfronten* bezeichnet. An der Ana-Warmfront ist $v_n^{(1)} < v_f$ (oben rechts), d. h. dort bewegt sich die kalte Luft auf die Frontfläche zu und sinkt hierbei ab. Bei Katafronten verhält es sich umgekehrt. Hier bewegt sich die vor den Fronten liegende Luft von den Frontflächen weg (mittleres und rechtes Bild unten), was zu den oben angesprochenen präfrontalen Vertikalkomponenten im Windfeld führt. Analog zur Anafront kann man bei einer Katafront auch von einer *Abgleitfront* sprechen. Durch die an Anafronten vorliegende Horizontalkonvergenz wird die oben bereits angesprochene reibungsbedingte Konvergenz innerhalb der atmosphärischen Grenzschicht verstärkt, so dass Anafronten einen Bereich mit hoher Wetteraktivität darstellen (s. Abb. 12.4).

Solange die Front als eine Diskontinuitätsfläche nullter Ordnung betrachtet wird, verlagert sie sich gemäß (12.14) mit der frontsenkrechten Komponente des Bodenwinds. In der Praxis kann man als Hilfsmittel zur Bestimmung der Verlagerungsgeschwindigkeit $\mathbf{v}_f$ die Normalkomponente des geostrophischen Bodenwinds benutzen, wobei die oben angesprochenen Unterschiede der Verlagerungsgeschwindigkeiten von Warm- und Kaltfronten gegenüber dem geostrophischen Wind berücksichtigt werden sollten. Somit lässt sich $\mathbf{v}_f$ aus dem Verlauf der Isobaren leicht ermitteln (s. Abb. 12.9). Hierbei handelt es sich jedoch nur um eine Faustregel. Wie sich weiter unten zeigen wird, kann die Front physikalisch nicht mit dem geostrophischen Wind transportiert werden.

Eine physikalisch sinnvolle Möglichkeit zur Bestimmung der Verlagerungsgeschwindigkeit einer Front ergibt sich aus der Tatsache, dass der Druck an der Front stetig ist, so dass dort $p^{(1)} = p^{(2)}$. Für ein

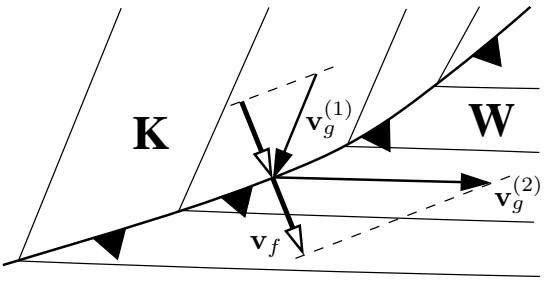


Abb. 12.9. Abschätzung der Verlagerungsgeschwindigkeit einer Bodenkaltfront mit Hilfe des geostrophischen Bodenwinds

sich mit der Front bewegendes Teilchen bedeutet dies

$$\frac{dp^{(2)}}{dt} - \frac{dp^{(1)}}{dt} = \frac{\partial p^{(2)}}{\partial t} - \frac{\partial p^{(1)}}{\partial t} + v_f \left(\frac{\partial p^{(2)}}{\partial n} - \frac{\partial p^{(1)}}{\partial n} \right) = 0 \quad (12.15)$$

und man erhält für die Verlagerungsgeschwindigkeit der Front

$$v_f = \frac{\dfrac{\partial p^{(2)}}{\partial t} - \dfrac{\partial p^{(1)}}{\partial t}}{\dfrac{\partial p^{(1)}}{\partial n} - \dfrac{\partial p^{(2)}}{\partial n}} \quad (12.16)$$

Wegen des zyklonalen Windsprungs an der Frontfläche ist der Nenner dieser Gleichung immer größer als null. Somit bewegt sich die Front in das Gebiet mit der größeren Druckfalltendenz. In der Praxis werden hierzu die gemessenen dreistündigen Druckfalltendenzen benutzt.

Aus der prognostischen Gleichung für den Druck (3.34) lässt sich leicht ablesen, dass (bei adiabatischen Prozessen) die lokale zeitliche Änderung des Drucks gegeben ist durch

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\mathbf{v} \cdot \nabla p + \frac{c_p}{c_v} p \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (12.17)$$

Wenn der geostrophische Wind als divergenzfrei angesehen wird, ergibt sich hieraus, dass im geostrophischen Gleichgewicht $\partial p/\partial t = 0$. Da gemäß (12.16) für $\partial p/\partial t = 0$ die Verlagerungsgeschwindigkeit der Front verschwindet, bestätigt dies die oben angeführte Bemerkung, dass Fronten nicht mit dem geostrophischen Wind transportiert werden. Vielmehr bewegen sie sich mit der frontsenkrechten Komponente des *isallobarischen Winds*, der ein Bestandteil der ageostrophischen Windkomponente ist und immer zum Zentrum eines sich verstärkenden Tiefs hingerichtet bzw. vom Zentrum eines sich verstärkenden Hochs weggerichtet ist (s. (4.28) und Abb. 4.12).

Die Wirkungsweise des isallobarischen Winds an Kalt- und Warmfronten lässt sich mit Hilfe der *Drucktendenzgleichung* näher veranschaulichen. Diese Gleichung erhält man durch Integration der hydrostatischen Approximation über eine Luftsäule und anschließende lokale zeitliche Differentiation (vgl. Abschn. 11.1)

$$\boxed{\frac{\partial p}{\partial t} = -g \int_z^\infty \rho \nabla_h \cdot \mathbf{v}_h dz + g\rho w(z) - g \int_z^\infty \mathbf{v}_h \cdot \nabla_h \rho dz} \qquad (12.18)$$

Der erste Term auf der rechten Seite von (12.18) beschreibt die Drucktendenz in der Höhe z, die durch die Summe der darüber befindlichen Massevergenzen hervorgerufen wird, während der zweite Term den vertikalen Massetransport in diesem Niveau wiedergibt. Beide Terme wirken kompensatorisch gegeneinander, indem aus einer Netto Massekonvergenz oberhalb von z Absinkbewegungen in diesem Niveau resultieren und umgekehrt.

Der letzte Term auf der rechten Seite von (12.18) besagt, dass die Advektion kalter oder warmer Luft lokale Druckänderungen verursacht. Die horizontale Dichteadvektion normal zur Front ist gegeben durch $-v_f \partial\rho/\partial n$. Da im thermischen Koordinatensystem immer $\partial\rho/\partial n > 0$ ist, ergibt sich hieraus erwartungsgemäß hinter einer Kaltfront mit $v_f < 0$ eine Erhöhung des Drucks durch Advektion von Luft mit größerer Dichte. Umgekehrt verringert sich durch Warmluftadvektion vor einer Warmfront der Luftdruck, wobei in diesem Fall $v_f > 0$.

Kommt es an einer Front zu Vergenzen, dann ist das geostrophische Gleichgewicht gestört. Aus (12.7) ergeben sich zu beiden Seiten der Front Beschleunigungen der frontsenkrechten Komponente des Horizontalwinds v_n

$$\rho^{(2)} \frac{dv_n^{(2)}}{dt} - \rho^{(1)} \frac{dv_n^{(1)}}{dt} = g(\rho^{(1)} - \rho^{(2)}) \left(\tan\alpha - \frac{f}{g} \frac{\rho^{(2)} v_s^{(2)} - \rho^{(1)} v_s^{(1)}}{\rho^{(1)} - \rho^{(2)}} \right) \qquad (12.19)$$

Vernachlässigt man auf der linken Seite dieser Gleichung die Dichteunterschiede, indem man dort $\rho^{(1)} = \rho^{(2)} = \rho$ setzt, und führt auf der rechten Seite gemäß (12.8) die Neigung $\tan\alpha_g$ der Front bei geostrophischem Gleichgewicht ein, dann erhält man

$$\boxed{\frac{dv_n^{(2)}}{dt} - \frac{dv_n^{(1)}}{dt} = \frac{g}{\rho}(\rho^{(1)} - \rho^{(2)})(\tan\alpha - \tan\alpha_g)} \qquad (12.20)$$

Für $\tan\alpha > \tan\alpha_g$ steht die Front steiler als in der Gleichgewichtslage und die Beschleunigung an der Warmluftseite ist größer als an

der Kaltluftseite. Irgendwann wird dann $v_n^{(2)} > v_n^{(1)}$ sein. Wegen der Gültigkeit der kinematischen Grenzflächenbedingung handelt es sich hierbei um Anafronten. Umgekehrt folgt, dass bei einer Frontlage, die flacher als im geostrophischen Gleichgewicht ist, die dadurch ausgelösten Beschleunigungen nach einer gewissen Zeit zu $v_n^{(2)} < v_n^{(1)}$ führen, was der an Katafronten vorgefundenen Situation entspricht (s. Abb. 12.8).

Die atmosphärische Strömung ist immer bestrebt, geostrophisches Gleichgewicht herzustellen. Um Fronten aus einer bestehenden Nichtgleichgewichtslage in die geostrophische Gleichgewichtslage zu drehen, muss bei einer *Kata-Warmfront* und bei einer *Ana-Kaltfront* die frontsenkrechte Komponente des Horizontalwinds betragsmäßig mit der Höhe abnehmen, während sie bei einer *Ana-Warmfront* sowie bei einer *Kata-Kaltfront* betragsmäßig mit der Höhe zunimmt.

Eine Ana-Warmfront bewegt sich relativ langsam, so dass die Partikel entlang der weitgehend parallel zur Frontfläche verlaufenden Isentropen ansteigen. Eine Kata-Warmfront muss sich hingegen so schnell verlagern, dass die daraus resultierende Relativbewegung der Luftpartikel aus dem Warmluftbereich gegen die Frontverlagerungsrichtung und somit entlang der Isentropen abwärts gerichtet ist. Aufgrund der dadurch unterbundenen Wolkenbildungsprozesse bzw. Wolkenauflösung sind Kata-Warmfronten normalerweise nicht sehr wetterwirksam und zudem relativ kurzlebig. Deshalb handelt es sich bei einer Warmfront in der Regel immer um eine Ana-Warmfront, so dass diese in Zukunft der Einfachheit halber nur als Warmfront bezeichnet wird.

Bei einer Ana-Kaltfront erfolgt die Relativbewegung der Partikel im Warmluftbereich gegen die Frontverlagerungsrichtung, d. h. die warme Luft steigt an der Frontfläche entlang der Isentropen auf. Bei einer Kata-Kaltfront hingegen bewegen sich die Partikel des Warmluftbereichs in die Frontverlagerungsrichtung und entfernen sich mit zunehmender Höhe von der Front. Das geschieht entlang der in die Warmluftrichtung absinkenden Isentropen. Ana-Kaltfronten verlagern sich normalerweise langsamer als Kata-Kaltfronten. Deshalb werden sie im Englischen auch *Slow Moving* und Kata-Kaltfronten *Fast Moving Fronts* genannt. Bergeron (1928) bezeichnete die beiden Frontenarten als *Kaltfront erster* (Ana-Kaltfront) und *zweiter Art* (Kata-Kaltfront).

12.4 Frontogenese

Die Entstehung oder Verstärkung einer Front oder Frontalzone bezeichnet man als *Frontogenese*, während die Abschwächung oder Auflösung *Frontolyse* genannt wird. Das bedeutet, dass bei Frontogenese ein hyperbarokliner Bereich erzeugt bzw., wenn dieser bereits existiert, verstärkt wird, während er bei Frontolyse abgebaut wird.

Das Verständnis frontogenetischer Prozesse wird erleichtert, wenn man gemäß Petterssen (1936) die sogenannte *Frontogenesefunktion* einführt. In seiner Originalarbeit beschränkte sich Petterssen zunächst auf die Untersuchung der Frontogenesefunktion in horizontalen Windfeldern. Spätere Publikationen setzten sich mit einer auf dreidimensionale Strömungen verallgemeinerten Betrachtung der Frontogenesefunktion auseinander (z. B. Miller 1948, Petterssen 1956, Haltiner und Martin 1957, Bluestein 1993). Keyser et al. (1988) sowie Bluestein (1993) erweiterten die Betrachtungen auf eine vektorielle Darstellung der Frontogenesefunktion. Hierbei stellte sich heraus, dass in geostrophischer Strömung die *vektorielle Frontogenesefunktion* durch den *Q-Vektor* dargestellt werden kann.

Die folgenden Ausführungen beschränken sich auf die Untersuchung der dreidimensionalen skalaren Form der Frontogenesefunktion. Diese ist definiert über

$$\boxed{F = \frac{d|\nabla\theta|}{dt} = \frac{\nabla\theta}{|\nabla\theta|} \cdot \left[\nabla\left(\frac{d\theta}{dt}\right) - \nabla\mathbf{v} \cdot \nabla\theta\right]} \tag{12.21}$$

Somit beschreibt F die individuelle zeitliche Änderung des Betrags des potentiellen Temperaturgradienten, die ein Partikel entlang seiner Trajektorie erfährt, wobei $F \geq 0$ Frontogenese und umgekehrt $F < 0$ Frontolyse bedeutet. Die Fläche, in der F maximal ist, wird als *Frontogenesefläche* bezeichnet, deren Schnittlinie mit einer Fläche konstanten Drucks oder der Erdoberfläche nennt man *Frontogeneselinie*. Der Einfachheit halber wird im Folgenden unterstellt, dass die Front parallel zu den Isentropen verläuft.

Aus der Definition der Frontogenesefunktion folgt, dass ein Partikel auch dann Frontogenese erfahren könnte, wenn sich die Front selbst in ihrer Intensität zeitlich nicht ändert, d. h. $\nabla\theta = const.$ Bei adiabatischen Prozessen bewegt sich das Partikel entlang der Isentropen, so dass es die Frontogenesefläche nicht durchdringen kann und diese somit eine *materielle Fläche* darstellt. Analog dazu kann die Frontogeneselinie dann als eine *materielle Linie* angesehen werden, die immer aus den gleichen Partikeln besteht.[6]

[6] Petterssen (1936) ließ diabatische Prozesse außer Acht und untersuchte lediglich die kinematischen Eigenschaften der Frontogeneselinie.

Der auf der rechten Seite von (12.21) vor der eckigen Klammer stehende Ausdruck stellt den in die Richtung von $\nabla\theta$ zeigenden Einheitsvektor dar und bewirkt, dass von den Termen in der Klammer jeweils nur die Projektionen in diese Richtung frontogenetisch bzw. frontolytisch wirksam sind. Wie erwähnt, beschreibt der erste dieser Terme den Einfluss diabatischer Prozesse auf die Frontogenese. Dieser auch als *Diabatenterm* bezeichnete Effekt spielt vor allem bei Bodenfronten eine wichtige Rolle. Hierauf wird weiter unten noch einmal näher eingegangen. Zunächst wird jedoch Adiabasie unterstellt, d. h. $d\theta/dt = 0$. Dann erhält man aus (12.21) im p-System [7]

$$
\begin{aligned}
F = &- \frac{1}{|\nabla\theta|}\frac{\partial\theta}{\partial x}\Bigg(\underset{(1)}{\frac{\partial u}{\partial x}\frac{\partial\theta}{\partial x}}+\underset{(2)}{\frac{\partial v}{\partial x}\frac{\partial\theta}{\partial y}}+\underset{(3)}{\frac{\partial\omega}{\partial x}\frac{\partial\theta}{\partial p}}\Bigg)\\
&- \frac{1}{|\nabla\theta|}\frac{\partial\theta}{\partial y}\Bigg(\underset{(4)}{\frac{\partial u}{\partial y}\frac{\partial\theta}{\partial x}}+\underset{(5)}{\frac{\partial v}{\partial y}\frac{\partial\theta}{\partial y}}+\underset{(6)}{\frac{\partial\omega}{\partial y}\frac{\partial\theta}{\partial p}}\Bigg)\\
&- \frac{1}{|\nabla\theta|}\frac{\partial\theta}{\partial p}\Bigg(\underset{(7)}{\frac{\partial u}{\partial p}\frac{\partial\theta}{\partial x}}+\underset{(8)}{\frac{\partial v}{\partial p}\frac{\partial\theta}{\partial y}}+\underset{(9)}{\frac{\partial\omega}{\partial p}\frac{\partial\theta}{\partial p}}\Bigg)
\end{aligned}
\tag{12.22}
$$

Auf der rechten Seite dieser Gleichung tauchen neun Ausdrücke auf, die einen Einfluss auf die Frontogenesefunktion ausüben. Bei den Termen (1), (2), (4) und (5) handelt es sich um die sogenannten *horizontalen Deformationsterme*, die die frontogenetische Wirkung der horizontalen Divergenz und Deformation von $\mathbf{v}_h$ beschreiben. Die Terme (7) und (8) geben den Einfluss der vertikalen Scherung des horizontalen Winds wieder und werden *vertikale Deformationsterme* genannt. Bei den Termen (3) und (6) spricht man in Analogie zum entsprechenden Term in der Vorticitygleichung (5.24) von den *Drehtermen*, während der Ausdruck (9) den sogenannten *vertikalen Divergenzterm* darstellt.

Aus Untersuchungen geht hervor (s. hierzu auch Bluestein 1993), dass bei Bodenfronten zusätzlich zu diabatischen Effekten die horizontalen Deformationsterme eine wichtige Rolle spielen, da hier die Temperaturadvektion vergleichsweise stark ist. Dagegen ist wegen der geringen Vertikalbewegungen die Wirkung der Drehterme im bodennahen Bereich relativ gering. In der mittleren und oberen Troposphäre gilt Umgekehrtes. Dort dominieren die Drehterme, während die Temperaturadvektion nur eine untergeordnete Rolle spielt. Schließlich

[7] Der Einfachheit halber wird der Index p an den horizontalen Ableitungen weggelassen.

können im Tropopausenbereich die horizontalen Deformationsterme von Bedeutung sein, wenn die Tropopause eine Neigung besitzt, so dass dort die horizontale Temperaturadvektion stark ausgeprägt ist.

Um die für Bodenfronten wichtige Wirkung der Divergenz und Deformation des horizontalen Windfelds näher zu untersuchen, wird in Anlehnung an Petterssen (1936) nur der horizontale Anteil von $\nabla\theta$ betrachtet. Unterstellt man weiterhin Adiabasie, dann lautet die Frontogenesefunktion

$$F = -\frac{1}{|\nabla_h\theta|}\left[\left(\frac{\partial\theta}{\partial x}\right)^2\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial\theta}{\partial x}\frac{\partial\theta}{\partial y}\left(\frac{\partial v}{\partial x}+\frac{\partial u}{\partial y}\right) + \left(\frac{\partial\theta}{\partial y}\right)^2\frac{\partial v}{\partial y}\right] \tag{12.23}$$

Gemäß (5.9) und (5.11) lassen sich in dieser Gleichung die horizontalen Ableitungen von (u, v) ersetzen durch

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{1}{2}(D+\delta_{st}), \qquad \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{1}{2}(D-\delta_{st}), \qquad \left(\frac{\partial v}{\partial x}+\frac{\partial u}{\partial y}\right) = \delta_{sh} \tag{12.24}$$

wobei δ_{st} die *Streckungsdeformation*, δ_{sh} die *Scherungsdeformation* und D die horizontale Divergenz darstellt. Einsetzen dieser Gleichungen in (12.23) liefert unmittelbar

$$F = -\frac{1}{|\nabla_h\theta|}\left[\left(\frac{\partial\theta}{\partial x}\right)^2\frac{D+\delta_{st}}{2} + \frac{\partial\theta}{\partial x}\frac{\partial\theta}{\partial y}\delta_{sh} + \left(\frac{\partial\theta}{\partial y}\right)^2\frac{D-\delta_{st}}{2}\right] \tag{12.25}$$

Wie bereits in Abschn. 5.1 angesprochen, ist es möglich, durch Rotation des Koordinatensystems um die vertikale Achse einen der beiden Deformationsterme zu eliminieren. Führt man die Rotation in der Art durch, dass die Scherungsdeformation verschwindet, dann lässt sich F schließlich darstellen als (Petterssen 1956)

$$\boxed{F = \frac{1}{2}|\nabla_h\theta|\,[\delta\cos(2\alpha) - D]} \tag{12.26}$$

Hierbei ist α der Winkel, den die Isentropen mit der Dilatationsachse dieses Koordinatensystems bilden, während δ die in (5.12) definierte Deformation des horizontalen Winds darstellt. In Abb. 12.10 ist die Situation schematisch an einem *Viererdruckfeld* veranschaulicht.

Die wichtigste Schlussfolgerung aus (12.26) besteht darin, festzustellen, dass bei Adiabasie Frontogenese durch die Terme δ und D angetrieben wird, die die Deformationsdyade (5.3) der lokalen Geschwindigkeitsdyade (5.2) bestimmen. Danach wirkt Horizontaldivergenz frontolytisch und Horizontalkonvergenz frontogenetisch. Weiterhin sieht man, dass Frontogenese stattfindet, solange der Winkel α

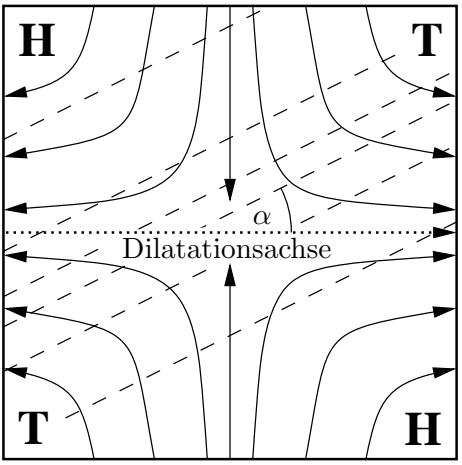


Abb. 12.10. Relative Lage zwischen Isentropen (gestrichelt) und Dilatationsachse (gepunktet) in einem Viererdruckfeld. Nach Petterssen (1956)

zwischen Isentropen und Dilatationsachse kleiner als 45° ist. Im Fall $45° < \alpha < 90°$ erfolgt Frontolyse. Erwartungsgemäß trägt die Vorticity zur Frontogenese nicht direkt bei, da hierdurch die Isentropen lediglich gedreht werden, ohne dabei den Betrag des potentiellen Temperaturgradienten zu ändern. Allerdings kann durch den Rotationsanteil des horizontalen Strömungsfelds der Winkel α von einem anfänglichen Wert $\alpha > 45°$ zu $\alpha < 45°$ gedreht werden. Auf diese Weise kann auch die Vorticity indirekt zur Frontogenese beitragen.

Zur Erklärung des Einflusses diabatischer Prozesse und der Drehterme auf die Frontogenese bietet es sich an, das bereits in Abschn. 3.4 eingeführte *thermische* (s, n, p)*-Koordinatensystem* zu verwenden, bei dem die horizontalen Achsenrichtungen tangential ($\mathbf{t}$) bzw. normal ($\mathbf{n}$) zu den isobaren Isothermen verlaufen und $\mathbf{n}$ von der warmen zur kalten Luft hin gerichtet ist. Der Einfachheit halber wird nach wie vor angenommen, dass die Frontalzone parallel zur s-Richtung verläuft.[8] In dem Fall erhält man für den aus $\nabla_h \theta$ resultierenden Anteil von F gemäß (12.21)

$$\boxed{\begin{aligned} F &= \frac{d}{dt}\left(-\frac{\partial\theta}{\partial n}\right) = -\frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{d\theta}{dt}\right) + \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial n}\cdot\nabla\theta \\ &= -\frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{d\theta}{dt}\right) + \frac{\partial v_n}{\partial n}\frac{\partial\theta}{\partial n} + v_s\frac{\partial\chi}{\partial n}\frac{\partial\theta}{\partial n} + \frac{\partial\omega}{\partial n}\frac{\partial\theta}{\partial p} \end{aligned}} \tag{12.27}$$

[8] Im Allgemeinen schneiden die Isothermen die Front unter einem allerdings kleinen Winkel (s. Abb. 12.6).

wobei gemäß (3.19) im thermischen Koordinatensystem die Komponenten des horizontalen Winds gegeben sind durch (v_s, v_n) und die Größe χ wiederum die Krümmung der Isentropen beschreibt (vgl. Abschn. 6.4).

Im Folgenden werden die Effekte der auf der rechten Seite von (12.27) stehenden Terme näher diskutiert, wobei nur das frontogenetische Verhalten untersucht wird. Betrachtungen zur Frontolyse gelten immer analog, jedoch mit umgekehrtem Vorzeichen. Offensichtlich wirkt der Diabatenterm frontogenetisch, wenn in n-Richtung das Luftpaket unterschiedlich stark erwärmt wird mit der stärksten Erwärmung im warmen bzw. der stärksten Abkühlung im kalten Bereich. Beim zweiten Ausdruck auf der rechten Seite handelt es sich um den oben bereits angesprochenen horizontalen Deformationsterm. Ist v_n konvergent in Richtung $\mathbf{n}$, dann findet Frontogenese statt. Der obere Teil von Abb. 12.11 zeigt schematisch die frontogenetische Wirkungsweise des Terms. Diese äußert sich in einer Verringerung der Isentropenabstände, dargestellt durch die Doppelpfeile, wobei der Ausgangszustand jeweils den gestrichelten Linien entspricht.

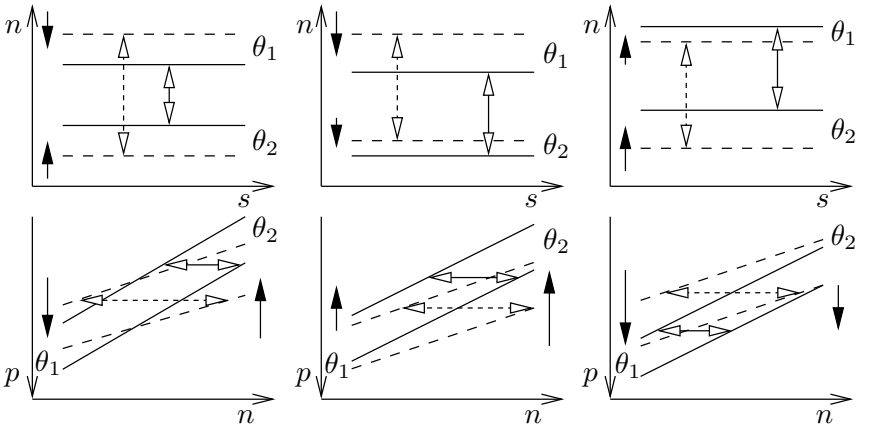


Abb. 12.11. Verringerung der Isentropenabstände bei Frontogenese (weiße Doppelpfeile) durch den horizontalen Deformationsterm (oben) und den Drehterm (unten) mit $\theta_2 > \theta_1$. Anfangslage der Isentropen gestrichelt, Endlage durchgezogen

Der dritte Term auf der rechten Seite von (12.27) beschreibt die Wirkung der Isentropenkrümmungen. Bei konfluent verlaufenden Isentropen gilt $\partial\chi/\partial n < 0$ (s. auch Abb. 5.4), so dass der Term frontogenetisch wirkt. Das gilt natürlich nur, wenn das betrachtete Luftpaket auch eine Geschwindigkeitskomponente $v_s > 0$ in die s-Richtung des thermischen Koordinatensystems besitzt. Der letzte Ausdruck

stellt den Drehterm dar, der in einer statisch stabilen Atmosphäre ($\partial\theta/\partial p < 0$) Frontogenese bewirkt, wenn die generalisierte Vertikalgeschwindigkeit ω in n-Richtung abnimmt, d. h. wenn die potentiell warme Luft relativ zur kalten Luft absinkt (s. Abb. 12.11 unten). Wendet man dieses Ergebnis auf die in Abschn. 12.3 vorgestellten Fronttypen an, dann erkennt man, dass Vertikalbewegungen an Katafronten frontogenetisch und an Anafronten frontolytisch wirken (s. Abb. 12.8).

Wie bereits erwähnt, ist der Diabatenterm am wirksamsten in der unteren Troposphäre. Im bodennahen Bereich spielt er vor allem bei der Bildung der *Arktikfront* eine wichtige Rolle. Die insbesondere im Winter beobachtete starke Strahlungsabkühlung der Eisflächen in polaren Gebieten steht hierbei im Gegensatz zur relativ geringen Abkühlung der eisfreien Meeresoberfläche, was zu einer Verschärfung des horizontalen Temperaturgradienten beiträgt. Dieser Umstand erklärt, warum die Arktikfront sich vornehmlich im Winter an der Grenze zwischen eisbedeckten und eisfreien Flächen bildet und nur eine geringe vertikale Erstreckung besitzt (s. Abschn. 8.2). Zu diabatischen Prozessen gehört auch die Freisetzung latenter Wärme bei Wolken- und Niederschlagsbildung. Dieser Frontogeneseterm ist in erster Linie in der mittleren Atmsophäre, d. h. dort, wo die Vertikalbewegungen am größten sind, von Bedeutung. Hierauf wird weiter unten näher eingegangen.

Die Frontogenese in der oberen Troposphäre, die man auch *obere Frontogenese* nennt, ist immer mit der Verlagerung und Intensitätsänderung der Jetstreams verbunden. Eine Intensivierung von Jetstreams wird nicht nur durch direkte Änderungen der Baroklinität, sondern auch über den nordwärts gerichteten Transport von Drehimpuls erreicht. Insbesondere der Subtropenjet wird im Absinkbereich der Hadley Zelle auf diese Weise ständig forciert, was gelegentlich auch als *Jetogenese* bezeichnet wird (s. auch Abschn. 8.3). Die verstärkte Konvergenz führt hierbei zur oberen Frontogenese, die sich vor allem im Winter in einer stark ausgeprägten Subtropenfront äußert. Analog zur Frontogenesefunktion lässt sich auch eine sogenannte *Jetogenesefunktion* formulieren, mit deren Hilfe die verschiedenen Antriebsterme der Jetogenese analysiert werden können. In Bluestein (1993) wird dieses Thema näher erörtert.

Bei der sogenannten *unteren Frontogenese* sind alle vier Terme der Frontogenesefunktion (12.27) von Bedeutung. Hinzu kommt noch die Wirkung der Reibung in der atmosphärischen Grenzschicht, die Konvergenzen erzeugt und daher ebenfalls frontogenetisch wirksam ist. Allerdings ist die untere Frontogenese selbst zu gering, um über einen längeren Zeitraum markante Wetteränderungen hervorzurufen. Die hierbei entstehenden Frontensysteme sind meistens relativ schwach ausgeprägt und besitzen auch nur eine geringe Lebensdauer von we-

niger als zwei Tagen. Erst im Zusammenwirken mit der oberen Frontogenese entstehen markante, die gesamte Troposphäre durchziehende Frontensysteme und die damit verbundenen Wettererscheinungen. Das ist normalerweise nur an der Polarfront der Fall. Bei der Arktikfront fehlt die obere Frontogenese, was zu der bereits angesprochenen relativ schwachen Wetterwirksamkeit der Arktikfront führt. Die Subtropenfront hingegen ist stärker in der oberen Troposphäre ausgeprägt, während im bodennahen Bereich die divergenten Strömungen frontolytisch wirken (s. Abschn. 8.2).

Kaltfronten sind häufig mit zyklonalen Strömungskonfigurationen verbunden, bei denen hinter der Front kalte Luft nach Süden und vor der Front warme Luft nach Norden geführt wird. Die dadurch in die meridionale Richtung gedrehte Front kann auf diese Weise eine erhebliche Verschärfung erfahren. Abbildung 12.12 zeigt schematisch die Situation. In (12.22) wird diese frontogenetische Wirkung durch den Term (2) ausgedrückt.

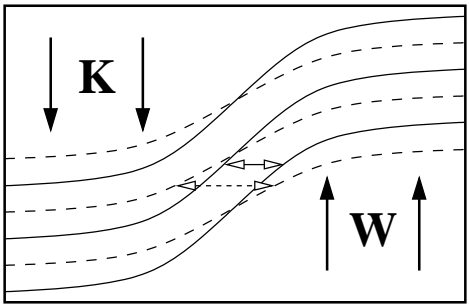


Abb. 12.12. Meridionalisierung und gleichzeitige Verschärfung einer Kaltfront bei zyklonaler Nord-Süd Stömung. Anfangslage der Isentropen gestrichelt, Endlage durchgezogen

Überlagern sich Deformations- und Translationsbewegungen, dann bilden sich konfluente und diffluente Strömungsmuster aus. Je nach Lage der Isothermen bezüglich der Stromlinien kommt es zur Frontogenese oder Frontolyse. Man kann sich leicht klar machen, dass Frontogenese in Diffluenzzonen entsteht, in denen die Isothermen senkrecht zu den Stromlinien liegen. Entsprechendes gilt in Konfluenzzonen, wenn dort die Isothermen mehr oder weniger parallel zu den Stromlinien verlaufen. Im Bereich von Jetstreaks sind diese Effekte besonders gut zu sehen. Unter der Annahme, dass die Isentropen weitgehend parallel zu den Stromlinien verlaufen und lediglich die Deformationsterme frontogenetisch wirksam sind, würde sich die Polarfront im Eingangsbereich eines Jetstreaks ständig weiter verschärfen, während sie sich im Delta auflösen würde. Diesen Prozessen wirken

die mit den *ageostrophischen (oder auch baroklinen) Querzirkulationen* verbundenen Vertikalbewegungen entgegen. Hierdurch wird im Eingangsbereich des Jetstreaks eine frontolytisch wirkende thermisch direkte Zirkulation ausgelöst, während im Delta eine thermisch indirekte Zirkulation entsteht (s. Abb. 11.2). Nur durch das gleichzeitige Zusammenwirken beider Prozesse ist es möglich, die Polarfront über einen längeren Zeitraum stabil aufrecht zu erhalten.

Unterteilt man in (12.27) den horizontalen Wind in seinen geostrophischen und ageostrophischen Anteil, dann ergibt sich für die Frontogenesefunktion

$$\begin{aligned} F &= -\frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{d\theta}{dt}\right) + \frac{\partial \mathbf{v}_g}{\partial n}\cdot\nabla_h\theta + \frac{\partial \mathbf{v}_{ag}}{\partial n}\cdot\nabla_h\theta + \frac{\partial\omega}{\partial n}\frac{\partial\theta}{\partial p} \\ &= -\frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{d\theta}{dt}\right) - \frac{1}{\gamma}Q_n + F_{ag} \end{aligned} \tag{12.28}$$

In dieser Gleichung wurde gemäß (6.31) die n-Komponente des Q-Vektors eingeführt. Aus (12.28) ist zu sehen, dass für ein Partikel das Verschwinden der Frontogenesefunktion nur möglich ist, wenn die aus diabatischen Prozessen bzw. einem rein geostrophischen deformativen Windfeld resultierenden Frontogeneseantriebe durch die ageostrophischen Antriebe F_{ag} kompensiert werden. Für den Q-Vektor ist diese kompensierende Wirkung *ageostrophischer Bewegungen* analog zum früher bereits festgestellten Umstand, dass bei rein geostrophischer Strömung der Q-Vektor das thermische Windgleichgewicht zerstört (s. Abschn. 6.4).

12.5 Die Sawyer-Eliassen Zirkulation

Die vorangehende Diskussion hat gezeigt, dass Frontogenese durch *diabatische Prozesse*, durch die Divergenz D und die Deformation δ des horizontalen Windfelds sowie durch das Auftreten der Drehterme entstehen kann (s. (12.22)). Um ein bestehendes Gleichgewicht zwischen Temperatur- und Windfeld aufrecht zu erhalten, muss sich bei Frontogenese das Windfeld auf die geänderte Temperaturverteilung einstellen. Wird die Frontogenese durch horizontale Divergenz oder den Drehterm angetrieben, dann kann über die entsprechenden Terme (4), (5) und (6) in der Vorticitygleichung (5.23) eine direkte Anpassung von ζ an die geänderte Temperaturverteilung erfolgen. Als Beispiel betrachte man in (12.22) die Wirkung der Drehterme (3) und (6). Führt man bei diesen Ausdrücken die thermische Windgleichung (6.19) ein, dann lassen sich diese als Funktion des Drehterms (5.24) ausdrücken. Hieraus resultiert, dass Frontogenese (Frontolyse) mit einer Zunahme (Abnahme) der Vorticity verbunden ist.

Im Gegensatz zum Divergenz- und Drehterm kann bei Frontogenese durch Deformation oder diabatische Prozesse keine direkte Anpassung des Windfelds stattfinden, da in der Vorticitygleichung die entsprechenden Terme nicht auftauchen. Um trotzdem ein dynamisches Gleichgewicht zu erhalten, müssen ageostrophische Bewegungen erfolgen. Dies wird insbesondere in (12.28) deutlich, wo neben dem Diabatenterm noch die n-Komponente des Q-Vektors auftaucht, die wegen der Divergenzfreiheit des geostrophischen Winds einen rein deformativen Antrieb darstellt.

Die an Fronten auftretende ageostrophische Querzirkulation wurde erstmals in den Arbeiten von Sawyer (1956) und Eliassen (1962) theoretisch untersucht und wird deshalb auch als *Sawyer-Eliassen Zirkulation* bezeichnet (siehe auch Eliassen 1990). Bei Frontogenese liefert die Sawyer-Eliassen Zirkulation eine direkte thermische Zirkulation, die, wie bereits erwähnt, frontolytisch wirkt. Umgekehrt stellt sich bei Frontolyse eine indirekte thermische, d. h. frontogenetisch wirkende, Querzirkulation ein.

Zu Beginn dieses Kapitels wurde bereits darauf hingewiesen, dass die an Fronten ablaufenden Prozesse als *semigeostrophisch* anzusehen sind, d. h. insbesondere, dass zur Beschreibung von Bewegungen quer zur Front das quasigeostrophische Gleichungssystem nicht mehr geeignet erscheint. Daher dient als Grundlage zur mathematischen Ableitung der Sawyer-Eliassen Zirkulation die *geostrophische Bewegungsgleichung* (4.25) in der *f-Ebene* mit $f = f_0 = const.$ Der Einfachheit halber wird unterstellt, dass die Front geradlinig in x-Richtung verläuft.[9] Weiterhin verschwinde die ageostrophische Windkomponente in x-Richtung, d. h. $u_{ag} = 0$ und wegen (4.25) $dv_g/dt = 0$. Mit diesen Annahmen ergibt sich aus (4.25) und (6.4c)

$$\begin{aligned} &\text{(a)} \quad \frac{d_g u_g}{dt} + v_{ag}\frac{\partial M_{gx}}{\partial y} + \omega\frac{\partial M_{gx}}{\partial p} = 0 \\ &\text{(b)} \quad \frac{d_g \theta}{dt} + v_{ag}\frac{\partial \theta}{\partial y} + \omega\frac{\partial \theta}{\partial p} = \frac{\theta}{c_p T}\frac{đq}{dt} \end{aligned} \tag{12.29}$$

Hierbei wurde in Analogie zu (5.31) der *absolute geostrophische Impuls* $M_{gx} = u_g - f_0 y$ eingeführt. Zudem wurde zur geostrophisch approximierten Form von (6.4c) der ageostrophische Anteil wieder hinzuaddiert.

Wendet man, ähnlich wie bei der Ableitung von (6.24), auf (12.29a) den Operator $f_0\partial/\partial p$ und auf (12.29b) den Operator $\gamma\partial/\partial y$ an, dann

[9] Wie bereits erwähnt, müssen die Isentropen nicht notwendigerweise parallel zur Front liegen.

erhält man

$$\begin{aligned}\frac{d_g}{dt}f_0\frac{\partial u_g}{\partial p} &= -f_0\frac{\partial u_g}{\partial p}\frac{\partial u_g}{\partial x} - f_0\frac{\partial v_g}{\partial p}\frac{\partial u_g}{\partial y} - f_0\frac{\partial}{\partial p}\left(v_{ag}\frac{\partial M_{gx}}{\partial y} + \omega\frac{\partial M_{gx}}{\partial p}\right)\\ \frac{d_g}{dt}\gamma\frac{\partial\theta}{\partial y} &= -\gamma\frac{\partial u_g}{\partial y}\frac{\partial\theta}{\partial x} - \gamma\frac{\partial v_g}{\partial y}\frac{\partial\theta}{\partial y} - \gamma\frac{\partial}{\partial y}\left(v_{ag}\frac{\partial\theta}{\partial y} + \omega\frac{\partial\theta}{\partial p} - \frac{\theta}{c_pT}\frac{đq}{dt}\right)\end{aligned} \tag{12.30}$$

Einsetzen des thermischen Windgleichgewichts in der Form (6.19) liefert unter Berücksichtigung der Divergenzfreiheit des geostrophischen Winds

$$f_0\frac{\partial}{\partial p}\left(v_{ag}\frac{\partial M_{gx}}{\partial y} + \omega\frac{\partial M_{gx}}{\partial p}\right) - \gamma\frac{\partial}{\partial y}\left(v_{ag}\frac{\partial\theta}{\partial y} + \omega\frac{\partial\theta}{\partial p}\right) = Q_D \tag{12.31}$$

mit

$$\begin{aligned}Q_D &= -2f_0\left(\frac{\partial u_g}{\partial p}\frac{\partial u_g}{\partial x} + \frac{\partial v_g}{\partial p}\frac{\partial u_g}{\partial y}\right) - \gamma\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\theta}{c_pT}\frac{đq}{dt}\right)\\ &= -2f_0\frac{\partial\mathbf{v}_g}{\partial p}\cdot\nabla_h u_g - \gamma\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\theta}{c_pT}\frac{đq}{dt}\right)\\ &= 2\gamma\mathbf{k}\times\nabla_h\theta\cdot\nabla_h u_g - \gamma\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\theta}{c_pT}\frac{đq}{dt}\right)\end{aligned} \tag{12.32}$$

Für den Fall, dass die Isentropen parallel zur x-Achse verlaufen, stimmen die y-Richtung des kartesischen und die n-Richtung des thermischen Koordinatensystems überein und man erhält für Q_D

$$Q_D = 2\gamma\frac{\partial v_{g,n}}{\partial n}\frac{\partial\theta}{\partial n} - \gamma\frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{\theta}{c_pT}\frac{đq}{dt}\right) \tag{12.33}$$

Vergleicht man diese Beziehung mit (12.28), dann erkennt man direkt, dass Q_D die deformativen und diabatischen Anteile der Frontogenesefunktion beinhaltet, also genau die frontogenetischen Antriebe, die nicht direkt über die Vorticitygleichung zu den notwendigen Anpassungen des Windfelds führen.

Zur Lösung von (12.31) bietet es sich an, eine Stromfunktion ψ einzuführen über

$$v_{ag} = -\frac{\partial\psi}{\partial p}, \qquad \omega = \frac{\partial\psi}{\partial y} \tag{12.34}$$

Einsetzen dieser Gleichungen in (12.31) liefert unmittelbar

$$\boxed{\begin{aligned}f_0\frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{\partial\psi}{\partial y}\frac{\partial M_{gx}}{\partial p} - \frac{\partial\psi}{\partial p}\frac{\partial M_{gx}}{\partial y}\right) - \gamma\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial\psi}{\partial y}\frac{\partial\theta}{\partial p} - \frac{\partial\psi}{\partial p}\frac{\partial\theta}{\partial y}\right) =\\ -f_0\frac{\partial^2\psi}{\partial p^2}\frac{\partial M_{gx}}{\partial y} - \gamma\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}\frac{\partial\theta}{\partial p} + 2\gamma\frac{\partial^2\psi}{\partial p\partial y}\frac{\partial\theta}{\partial y} = Q_D\end{aligned}} \tag{12.35}$$

Hierbei wurde die thermische Windgleichung in der Form $f_0 \partial M_{gx}/\partial p = \gamma \partial\theta/\partial y$ benutzt. Diese partielle Differentialgleichung für die Stromfunktion ψ wird als *Sawyer-Eliassen Gleichung* bezeichnet.

Stabile Strömungsverhältnisse stellen sich nur ein, wenn die Sawyer-Eliassen Gleichung vom elliptischen Typ ist, d. h. es muss gelten

$$f_0 \frac{\partial\theta}{\partial p}\frac{\partial M_{gx}}{\partial y} - \gamma\left(\frac{\partial\theta}{\partial y}\right)^2 > 0 \tag{12.36}$$

In einer stabil geschichteten Atmosphäre mit dynamisch stabiler Strömung gilt

$$\frac{\partial\theta}{\partial p} < 0, \qquad \frac{\partial M_{gx}}{\partial y} = \frac{\partial v_{g,s}}{\partial y} - f_0 < 0 \tag{12.37}$$

so dass der erste Term in (12.36) immer positiv ist.

Führt man θ als *generalisierte Vertikalkoordinate* ein, dann lautet die Stabilitätsbedingung (12.36) auf isentropen Flächen

$$\left(\frac{\partial M_{gx}}{\partial y}\right)_\theta = \left(\frac{\partial v_{g,s}}{\partial y}\right)_\theta - f_0 < 0 \tag{12.38}$$

Diese Gleichung entspricht der Bedingung für *symmetrische Stabilität* (s. Abschn. 5.5). Bei stabiler Querzirkulation und geeigneter Wahl der Randbedingungen, wie beispielsweise geostrophischen Verhältnissen mit verschwindender Stromfunktion in großem Abstand von der Frontalzone, existiert eine eindeutige Lösung für (12.35). In diesem Fall verlaufen die Stromlinien auf elliptischen Bahnen um die betragsmäßig größten Q_D-Werte.

Gemäß (12.36) entscheidet die Baroklinität ($\partial\theta/\partial y$) darüber, ob die Sawyer-Eliassen Gleichung vom elliptischen Typ ist oder nicht. Bei zu starker Baroklinität wird die Querzirkulation an der Frontalzone instabil. Obwohl der erste Term von (12.36) immer positiv ist, kann auch hierdurch das Stabilitätsverhalten der Querzirkulation beeinflusst werden, denn bei gegebener Baroklinität kann die Zirkulation instabil werden, wenn die *hydrostatische Stabilität* ($\partial\theta/\partial p$) oder die *Trägheitsstabilität* ($\partial M_{gx}/\partial y$) der Atmosphäre zu gering ist. Letzteres ist vor allem auf der antizyklonalen Seite eines starken Jetstreaks möglich, wo die geostrophische Windscherung sehr große Werte annehmen kann.

Führt man eine Koordinatentransformation vom (x, y, p)- in ein (x, M_{gx}, p)-System durch, dann erhält man aus (12.35) eine elliptische Differentialgleichung für ψ, in der keine gemischten Ableitungen mehr auftauchen (s. Eliassen 1962). Das bedeutet, dass die Hauptachsen der Ellipsen von den Linien $M_{gx} = const$ und $p = const$ gebildet werden. Insgesamt ergibt sich die in Abb. 12.13 dargestellte Neigung der Ellipsen. Das Vorzeichen von Q_D entscheidet darüber, in welcher

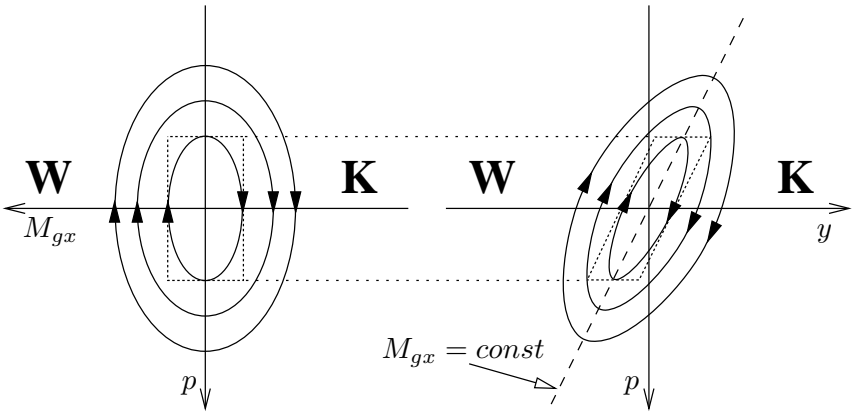


Abb. 12.13. Sawyer-Eliassen Zirkulation in der (M_{gx}, p)-Ebene (links) und in der (y, p)-Ebene (rechts) bei Frontogenese. Nach Eliassen (1962)

Richtung sie durchlaufen werden. Die Abbildung zeigt schematisch die bei Frontogenese stattfindende ageostrophische Querzirkulation, bei der im Warmluftgebiet die Luft aufsteigt und im Kaltluftgebiet wieder absinkt. Bei Frontolyse mit $Q_D < 0$ werden die Ellipsen in umgekehrter Richtung durchlaufen. Näheres zur Lösung der Sawyer-Eliassen Gleichung kann den Originalarbeiten von Sawyer (1956) und Eliassen (1962) entnommen werden.

Bei Frontogenese wird an einer Kaltfront die frontolytisch wirkende Sawyer-Eliassen Zirkulation, die zu einem Aufsteigen der Luft im Warmluftbereich führt, die Frontverlagerung beschleunigen, während an einer Warmfront die Frontverlagerung abgebremst wird. Dies steht im Einklang mit dem früher festgestellten Umstand, dass sich Kaltfronten schneller bewegen als Warmfronten. An einer zunächst stationär verharrenden Frontalzone kann die barokline Querzirkulation somit zu einem ersten Vorstoß kalter Luft in den Warmluftbereich führen und auf diese Weise zyklogenetische Prozesse auslösen.

Wie oben bereits erwähnt, stellt die Front bei adiabatischen Prozessen eine materielle Fläche dar. Zur Veranschaulichung der sich dabei einstellenden Strömungskonfigurationen betrachte man zunächst wiederum den Fall, bei dem die Isentropen parallel zur x-Achse verlaufen, so dass in (12.32) $\partial v_g/\partial p = 0$. Da $\partial u_g/\partial p < 0$, ergibt sich Frontogenese in einem konfluenten ($\partial u_g/\partial x > 0$) und Frontolyse in einem diffluenten Strömungsfeld ($\partial u_g/\partial x < 0$). Diese Situationen liegen beispielsweise im Eingangsbereich bzw. im Delta eines Jetstreaks vor (s. Abb. 6.5 oder 11.2). Für beide Fälle sind in Abb. 12.14 oben die frontsenkrechten Komponenten und die geostrophischen und ageostrophischen Anteile des horizontalen Winds an einer Kaltfront schematisch wiedergegeben. Hieraus ist zu erkennen, dass bei thermisch di-

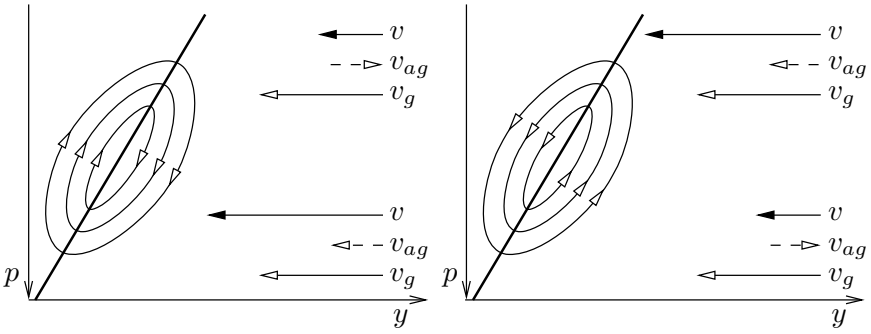


Abb. 12.14. Frontsenkrechte Komponenten (v, v_{ag}, v_g) des horizontalen Winds bei thermisch direkter (links) und indirekter (rechts) ageostrophischer Querzirkulation an einer Kaltfront

rekter Querzirkulation (linkes Bild) v_h mit der Höhe betragsmäßig abnimmt. Umgekehrtes gilt bei thermisch indirekter Querzirkulation (rechtes Bild). Dieser Sachverhalt steht in Übereinstimmung mit entsprechenden Feststellungen im vorangehenden Abschnitt, wonach an Ana- bzw. Kata-Kaltfronten die frontsenkrechte Komponente des Horizontalwinds betragsmäßig mit der Höhe ab- bzw. zunimmt. Analoge Überlegungen gelten wiederum für Warmfronten.

Abbildung 12.15 veranschaulicht die Wirkungsweise des zweiten Terms auf der rechten Seite von (12.32) (erste Zeile). Hier ist eine typischerweise an Ana-Kaltfronten vorliegende Situation wiedergegeben mit einer thermischen Windkomponente $\partial v_g/\partial p > 0$. Gemäß (12.32) entscheidet das Vorzeichen von $\partial u_g/\partial y$ darüber, ob sich im Bereich der Kaltfront eine thermisch direkte ($Q_D > 0$) oder indirekte ($Q_D < 0$) Querzirkulation einstellt. Im schattierten Gebiet gilt wegen des zyklonalen Windsprungs an Fronten $\partial u_g/\partial y < 0$ (s. Abschn. 12.2), so dass hier die Querzirkulation thermisch direkt verläuft (gepunktete Ellipsen). Außerhalb dieses Gebiets ist wegen $\partial u_g/\partial y > 0$ der geostrophische Antrieb Q_D schwach negativ, was dort zu thermisch indirekten Zirkulationsmustern führt. Die dicken schwarzen Pfeile stellen die sich aus den geostrophischen und ageostrophischen Anteilen zusammensetzende Strömung dar.

Die bei der Frontogenese entstehende Verschärfung des horizontalen Temperaturgradienten muss sich in einer entsprechenden Zunahme des thermischen Winds bemerkbar machen. Dies wird durch die hierbei ausgelöste thermisch direkte Sawyer Eliassen Zirkulation erreicht, bei der am Boden $v_{ag} < 0$ und in der Höhe $v_{ag} > 0$ (s. Abb. 12.14 links). Aus der x-Komponente der geostrophischen Bewegungsgleichung (4.25), $du_g/dt = v_{ag}$, kann man unmittelbar sehen, dass die ageostrophische Querzirkulation die erwartete Zunahme der vertikalen

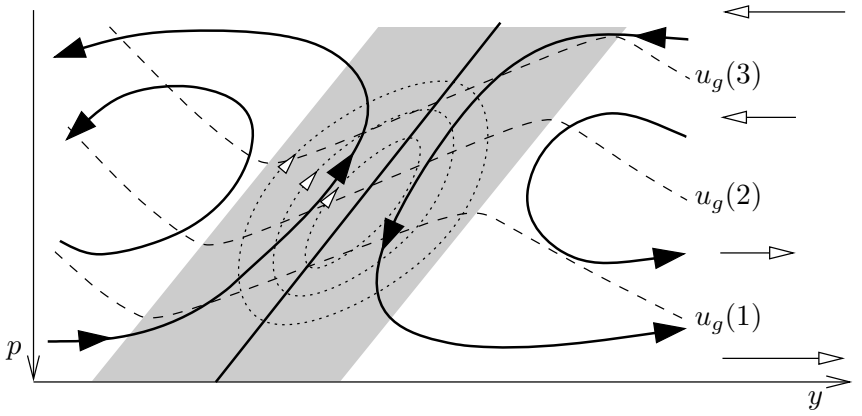


Abb. 12.15. Strömungsverhalten an einer Ana-Kaltfront bei reiner Scherungsdeformation von u_g und $\partial v_g/\partial p > 0$. Weiße Pfeile stellen v_g dar, gestrichelte Linien sind Isotachen von u_g mit $u_g(1) < u_g(2) < u_g(3)$. In Anlehnung an Eliassen (1962)

Scherung von u_g bewirkt. Auch hier wird wiederum deutlich, dass bei Änderungen der horizontalen Temperaturverteilung ageostrophische Bewegungen für die Aufrechterhaltung des thermischen Windgleichgewichts sorgen. Entsteht die Frontogenese durch Deformationen des geostrophischen Winds, dann handelt es sich um die in Abschn. 6.4 bereits angesprochenen *geostrophischen Antriebe* für ageostrophische Bewegungen.

Bisher wurde in allen Betrachtungen die Wolkenbildung außer Acht gelassen. Die Berücksichtigung von Wolkenprozessen heißt im Wesentlichen, die freiwerdende latente Wärme in den Aufstiegsgebieten mit einzubeziehen. In diesem Fall sollte bei der Berechnung der Frontogenesefunktion die pseudopotentielle Temperatur statt der potentiellen Temperatur benutzt werden. Bei Frontogenese veringert Wolkenbildung und die damit verbundene Freisetzung latenter Wärme im warmen Aufstiegsgebiet den frontolytischen Effekt der thermisch direkten Zirkulation, d. h. die Freisetzung latenter Wärme wirkt dem frontolytischen Charakter der direkten thermischen Zirkulation entgegen. Im Fall der Frontolyse mit aufsteigender Kaltluft steht die Freisetzung latenter Wärme der frontogenetischen, indirekten thermischen Querzirkulation entgegen, was jetzt einer Abschwächung der Frontalzone gleichkommt. Bei Niederschlagsbildung verdunstet ein Teil des Wassers unterhalb der Wolken und entzieht dadurch der Atmosphäre latente Wärme. Das verursacht vor allem bei Anafronten, bei denen der Regen aus dem warmen in den kalten Bereich fällt, eine verstärkte Abkühlung der unteren Troposphäre und führt somit zu einer Verschärfung der Front (s. Abb. 12.10 und 12.11).

Durch die bei Wolkenprozessen freigesetzten latenten Wärmemengen kann aus einem zunächst diffusen baroklinen Feld innerhalb kurzer Zeit ein scharfer Frontverlauf erzeugt werden (Eliassen, 1962). Allerdings gibt es auch hier wiederum Vorgänge, die einer immer weiter fortschreitenden Verschärfung der Front entgegenwirken. Innerhalb der atmosphärischen Grenzschicht gehört hierzu vor allem die turbulente Durchmischung, die für einen effizienten Abbau der Gradienten aller Zustandsvariablen sorgt.

12.6 Fronten und Conveyor Belts

Die vorangehende Diskussion hat gezeigt, dass bereits mit dem stark vereinfachten konzeptionellen Modell der Diskontinuitätsfläche nullter Ordnung wichtige Eigenschaften von Fronten leicht verständlich gemacht werden können. Um jedoch einen tiefergehenden Einblick in die an Fronten ablaufenden thermo-hydrodynamischen Prozesse zu erhalten, muss man von der einfachen Vorstellung der Front als materieller Fläche abgehen und komplexere Ansätze zu deren Beschreibung verfolgen. Seit etwa den 1970er Jahren existieren in der Literatur konzeptionelle Modelle, bei denen die an Fronten aufeinandertreffenden unterschiedlichen Luftmassen mit Hilfe sogenannter *Luftmassen-Transportbänder* beschrieben werden (s. z. B. Harrold 1973, Carlson 1980, Browning und Monk 1982, Browning 1986, Browning und Roberts 1996, u. a.). Diese Modelle wurden in den folgenden Jahren ständig weiterentwickelt und verfeinert. Auch heute dienen sie noch als Grundlage zahlreicher theoretischer und experimenteller Studien (z. B. Schultz 2001, 2005, Bennett et al. 2006, Field und Wood 2007, Cordeira und Bosart 2011, Schultz und Vaughan 2011).

Im Folgenden werden die Eigenschaften unterschiedlicher Frontenarten mit Hilfe der konzeptionellen *Conveyor Belt Modelle* näher untersucht.[10] Die Ausführungen stützen sich zum großen Teil auf Publikationen von Browning und Mitarbeitern aus den 1980er Jahren (z. B. Browning und Monk 1982, Browning 1986). Conveyor Belt Modelle beschreiben die Wechselwirkungen verschiedener Luftmassen im Bereich von Warm- und Kaltfronten. Hierbei handelt es sich um die an einer Warmfront aufeinandertreffenden *Transportbänder von warmer* (*Warm Conveyor Belt*) und *kalter Luft* (*Cold Conveyor Belt*), um die hinter einer Kaltfront einströmende Kaltluft sowie die trockene Luft der Höhenströmung, die auch als *Transportband trockener Luft* (*Dry Conveyor Belt*) bezeichnet wird. Alle Bewegungen der Luftmassen sind als Relativbewegungen bezüglich der Fronten zu verstehen. Die

[10] Im Englischen werden die Luftmassen-Transportbänder als Conveyor Belts bezeichnet.

horizontalen Ausmaße der Systeme liegen bei etwa 1000 km. Die vorgestellten Frontenmodelle beschreiben mittlere Verhältnisse, wie sie im Bereich von Westeuropa oder dem Nordatlantik anzutreffen sind. Die schematischen Abbildungen der einzelnen Fronten (Abb. 12.16–12.20) basieren weitgehend auf entsprechenden Darstellungen von Browning und Mitarbeitern, Bader et al. (1995) sowie auf den von der ZAMG im Internet veröffentlichten konzeptionellen Frontenmodellen.

12.6.1 Die Warmfront

Das wesentliche Merkmal einer (Ana-)Warmfront besteht darin, dass die Luft des warmen Transportbands entlang der Front aufgleitet (s. Abb. 12.16). In der unteren Troposphäre verläuft die Strömung zunächst noch gegen die Bodenfront. Zwischen 700 und 500 hPa erreicht die aufsteigende Warmluft ihre maximale Vertikalgeschwindigkeit, die durchschnittlich etwa 10 cm s^{-1} beträgt, mitunter jedoch auch um eine Größenordnung kleiner oder größer sein kann (Harrold 1973). In der oberen Troposphäre strömt die Luft wieder horizontal auseinander. Die durch die horizontale Divergenz entstehende negative relative Vorticity (s. Abschn. 5.4) führt in der Höhe zu einem antizyklonalen Verlauf des Warm Conveyor Belts, der weitgehend parallel zum Jetstream gerichtet ist, wobei die Jetachse selbst etwa parallel zur Bodenwarmfront verläuft. Während des Aufsteigens gelangt die warme Luft aus den weniger stabilen bodennahen Schichten in die stabilere hohe Troposphäre, d. h. die Luft wird vertikal komprimiert. Das führt wegen der Erhaltung der potentiellen Vorticity zur Abnahme von relativer Vorticity, was in der hohen Troposphäre ebenso zum antizyklonalen Abbiegen des Warm Conveyer Belts beiträgt.

Die Luft im kalten Transportband besitzt in der unteren Troposphäre zunächst ebenfalls eine Bewegungskomponente auf die Warmfront zu, sinkt dabei entlang der Isentropen antizyklonal ab, bis sie parallel zur Warmfront strömt und wieder ansteigt. Der weitere Verlauf des kalten Transportbands kann unterschiedlich sein. In frühen Studien wurde angenommen, dass die kalte Luft zyklonal um das Zentrum des Tiefs strömt (zyklonaler Verlauf), um dann in der unteren Troposphäre auf die Rückseite der Kaltfront zu gelangen (Bjerknes 1919). Carlson (1980) stellte ein konzeptionelles Zyklonenmodell vor, bei dem der Cold Conveyor Belt zum Zentrum des Tiefs strömt, dort stark antizyklonal abbiegt (antizyklonaler Verlauf) und dann in die obere Troposphäre aufsteigt, um hier weitgehend parallel zum warmen Transportband zu verlaufen. Diese Vorstellung wurde in vielen nachfolgenden konzeptionellen Modellen und Lehrbüchern übernommen (z. B. Browning 1990, Bluestein 1993) und führte zu der An-

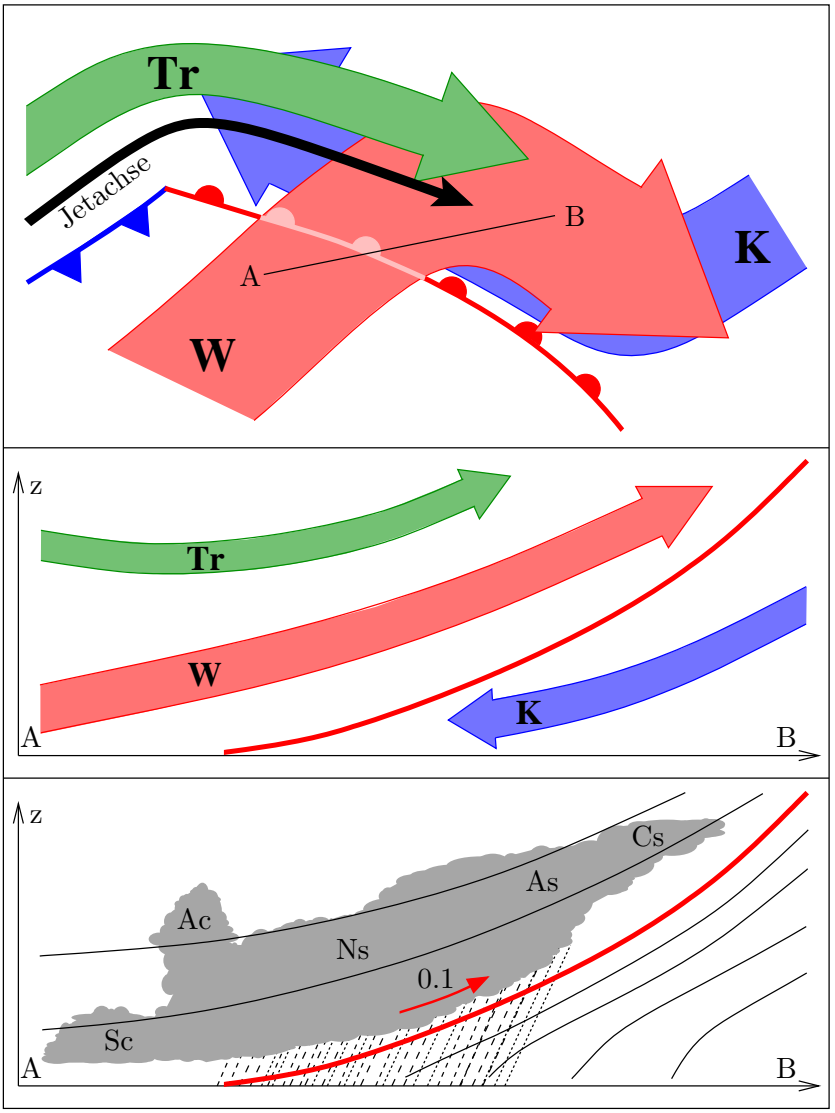


Abb. 12.16. Schematische Darstellung einer Warmfront. Oben: Horizontaler Verlauf von kaltem (K), trockenem (Tr) und warmem Transportband (W) sowie Jetachse. Mittleres und unteres Bild: Vertikalschnitte entlang der Linie (A, B) im oberen Bild. Mitte: Verlauf der verschiedenen Transportbänder relativ zur Front. Unten: θ_e-Isentropen, Bewölkungsarten, Niederschlag und Vertikalbewegung (Pfeil) in m s^{-1}

nahme, dass das kalte Transportband sich in eine zyklonal und eine antizyklonal strömende Komponente aufspalten kann.

In einer kritischen Untersuchung des von Carlson vorgestellten Modells wies Schultz (2001) auf einige Probleme und Ungereimtheiten dieses Ansatzes hin und kam zu dem Schluss, dass der zyklonale Verlauf des Cold Conveyor Belts der wahrscheinlichere ist, während der antizyklonal strömende Anteil eher einen Übergangsbereich zwischen kaltem und warmem Transportband darstellt.

Durch die im warmen Transportband bei der Wolkenbildung freigesetzte latente Wärme werden die Isentropen deformiert, was zur Erzeugung von *potentieller Vorticity* (PV) im darunter verlaufenden kalten Transportband führt (s. Abschn. 7.1). Diese diabatisch entstandene PV-Anomalie wird mit der kalten Luft zum Zentrum des Tiefs transportiert und kann dort die zyklonale Rotation erheblich verstärken (Stoelinga 1996, Rossa et al. 2000).

Insgesamt liegt an der Warmfront in Bodennähe Konvergenz und in der Höhe Divergenz vor. Während die entlang der Frontfläche entstehenden Aufgleit- und Absinkbewegungen bereits mit Hilfe des einfachen Modells der Diskontinuitätsfläche erklärbar sind (s. Abb. 12.8), können hiermit keine Aussagen über die vertikalen Änderungen der horizontalen Strömungsrichtungen von kalter und warmer Luft gemacht werden.

Die Wolkenformen und das Niederschlagsverhalten an der Warmfront werden hauptsächlich durch die aufsteigende warme Luft bestimmt, die bei genügend hohem Feuchtegehalt zur Bildung eines zur Front hin vertikal ansteigenden Wolkensystems führt (s. Abb. 12.16 unten). In der hohen Troposphäre entsteht hierbei stratiforme Bewölkung in Form von Cirrostratus (Cs) und Altostratus (As). Die Cirruswolken sind häufig 500–800 km vor der Bodenfront zu beobachten und stellen die ersten sichtbaren Anzeichen der herannahenden Warmfront dar. Mitunter ist das Wolkensystem nicht geschlossen, sondern durch horizontal verlaufende wolkenfreie Schichten unterbrochen. Die vertikale Verteilung der Wolken verläuft häufig steiler als die Warmfront selbst und endet in deutlichem Abstand hinter ihr, was auf Absinkbewegungen in diesem Bereich hindeutet. Die mit der Wolkenbildung verbundenen Niederschläge führen zu einem Feuchteanstieg des unter dem warmen Transportband verlaufenden kalten Transportbands, so dass sich über und vor der Bodenfront eine im Extremfall bis zu 8 km hochreichender und 200–300 km breiter Nimbostratus (Ns) mit ergiebigen Niederschlägen bilden kann. Unterhalb der Altostratus und Cirrostratus Bewölkung sind die Sichtverhältnisse aufgrund der dort absinkenden kalten Luft sehr gut, während sie sich im Regengebiet deutlich verschlechtern. Teilweise kommt es dort zur *Nebelbildung*.

Das Eintreffen der Bodenwarmfront kündigt sich durch auffrischenden Wind an, der unmittelbar vor dem Frontdurchgang maximal wird. Beim Durchgang der Front dreht die Windrichtung im Uhrzeigersinn, d. h. in Strömungsrichtung gesehen nach rechts. Der zyklonale Windsprung an der Front ist mit einem Vorticitymaximum verbunden. Zusammen mit der reibungsbedingten Konvergenz bilden sich an der Bodenfront im Sommer häufig hochreichende Konvektionszellen mit teilweise heftigen Gewittern. Der die Frontverlagerung beschreibende isallobarische Wind resultiert aus einem mäßig starken präfrontalen Druckfall, der gemäß der Drucktendenzgleichung auf die Advektion warmer Luft zurückzuführen ist (s. letzter Term auf der rechten Seite von (12.18)) und in der Nähe der Bodenfront maximal wird.

Nach der Frontpassage bleibt der Luftdruck weitgehend konstant. Die im kalten Transportband vor der Warmfront absinkende Luft erwärmt sich trockenadiabatisch, allerdings wirkt die Verdunstungsabkühlung des präfrontal fallenden Niederschlags dieser Erwärmung entgegen, so dass bei starker Verdunstung insgesamt ein leichter Temperaturrückgang resultieren kann. Bei Inversionslagen mit einer relativ kalten Bodenluftschicht kann es bereits deutlich vor dem Eintreffen der Bodenwarmfront zu einem starken Temperaturanstieg kommen, dadurch dass die bodennahe Inversion aufgelöst wird. Nach Frontdurchgang ist eine spürbare Erwärmung zu beobachten mit anschließend weitgehend konstanten Temperaturen.

Die an der Bodenfront häufig beobachteten Gewitter mit schauerartigen Niederschlägen treten vor allem im Sommer auf, da in dieser Jahreszeit im Warmluftbereich eine geringere atmosphärische Stabilität vorliegt als im Winter. Insbesondere wenn die bodennahe feuchtwarme Luft des warmen Transportbands in der Höhe von dem trockenen Transportband überströmt wird (s. Abb. 12.16 Mitte), entstehen Bereiche mit erhöhter potentieller Instabilität, in denen θ_e mit der Höhe abnimmt (s. auch Abschn. 4.1). Durch die großräumigen Hebungsprozesse entwickeln sich zunächst in der unteren Troposphäre stratiforme Wolkenfelder. Mit zunehmender Labilisierung durch Hebung und Freisetzung von latenter Wärme bilden sich Stratocumulus Wolken, aus denen im weiteren Verlauf in der mittleren und höheren Troposphäre spontan Altocumuli oder teilweise auch Gewitter entstehen können.

Unter bestimmten Umständen kann eine Warmfront am Boden eine Abkühlung verursachen. Das geschieht beispielsweise, wenn im Sommer wolkenreiche maritime Warmluft über wolkenarme polare Luft geführt wird, die zuvor in Bodennähe durch die solare Einstrahlung stark aufgeheizt wurde, oder wenn im gebirgigen Gelände die bodennahe Luft aufgrund von Föhneffekten sehr warm ist. In diesen Fällen spricht man von einer *maskierten Warmfront*.

12.6.2 Die Ana-Kaltfront

Die charakteristischen Eigenschaften einer Ana-Kaltfront sind in gewisser Weise mit denen einer Warmfront vergleichbar, allerdings gibt es auch einige wesentliche Unterschiede. Abb. 12.17 zeigt eine schematische Darstellung der Ana-Kaltfront. Die hinter der Bodenfront einfließende Kaltluft sinkt entlang der Isentropen trockenadiabatisch ab, so dass sich ein Kaltluftkeil unter die Warmluft schiebt. Aus der zur Kaltfront hin gerichteten Relativbewegung des Warm Conveyor Belts resultieren an und hinter der Bodenfront Aufgleitbewegungen. Ähnlich wie bei der Warmfront sind die Vertikalbewegungen im Bereich der Bodenfront am stärksten. Allerdings sind sie an der Kaltfront intensiver, da diese wegen der Bodenreibung in der unteren Atmosphäre deutlich steiler verläuft und sich außerdem schneller verlagert als die Warmfront. Neben den aus dem zyklonalen Windsprung und der reibungsbedingten Konvergenz resultierenden Vertikalbewegungen beobachtet man vor der Kaltfront häufig einen *Low Level Jet* (s. z. B. Browning und Harrold 1970, Browning und Pardoe 1973, Wakimoto und Bosart 2000, Mahoney und Lackmann 2007), der aus der hohen Baroklinität in den untersten atmosphärischen Schichten resultiert und die horizontale Windscherung an der Bodenfront weiterhin verstärkt, vgl. auch Abschn. 8.3. Diese Baroklinität kann insbesondere im Sommer sehr ausgeprägt sein, wenn die solare Strahlung die Luft des warmen Transportbands stark erwärmt.

Die hohen Vorticitywerte im unmittelbaren Bereich der Bodenfront korrespondieren mit den dort vorgefundenen starken Vertikalbewegungen. Nach dem relativ abrupten Aufsteigen der Warmluft an der Bodenfront verläuft die weitere postfrontale Vertikalbewegung deutlich schwächer, so dass sich hinter der Ana-Kaltfront durch die großskaligen Hebungsprozesse stratiforme Niederschlagsfelder bilden. Charakteristische Werte von Vertikalbewegungen an Ana-Kaltfronten sind im unteren Bild von Abb. 12.17 eingezeichnet (nach Browning 1986). Aus den Vertikalbewegungen im Warm Conveyor Belt resultiert an der Bodenfront ein parallel dazu verlaufendes nur wenige Kilometer breites Gebiet mit linienhafter Konvektion, die mit starken Niederschlägen verbunden ist. Hinter der Bodenfront bilden sich, genauso wie an der Warmfront, großflächige stratiforme Niederschlagsfelder.

Der postfrontal in den Kaltluftbereich fallende Niederschlag verdunstet dort, so dass die Verdunstungsabkühlung die durch das Absinken hervorgerufene Erwärmung der Kaltluft kompensiert. Gleichzeitig führt der Feuchteanstieg zu einer deutlichen Verringerung der Sichtweite. Erst in größerem Abstand hinter der Front sind die unmittelbar mit dem Absinken der kalten Luft verbundenen Wettererscheinungen, nämlich adiabatische Erwärmung und Verbesserung

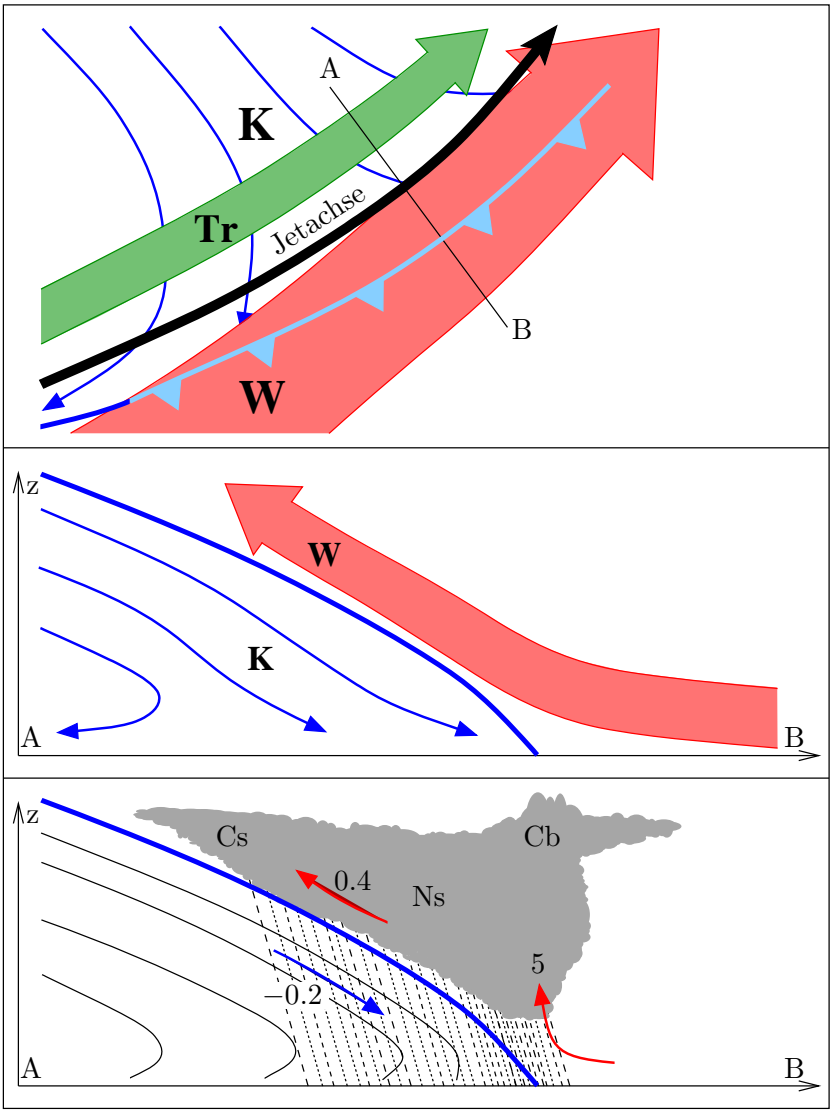


Abb. 12.17. Schematische Darstellung einer Ana-Kaltfront. Oben: Horizontaler Verlauf von trockenem (Tr) und warmem Transportband (W) sowie Jetachse. Mittleres und unteres Bild: Vertikalschnitte entlang der Linie (A, B) im oberen Bild. Mitte: Auf- und Abgleitbewegungen entlang der Front. Unten: θ_e-Isentropen, Bewölkungsarten, Niederschlag und Vertikalbewegungen (Pfeile) in m s^{-1}

der Sichtweite, zu beobachten. Die mit der Warmfront einhergehende Cirrus Bewölkung ist an der Ana-Kaltfront deutlich geringer oder fehlt mitunter völlig. Der Grund hierfür liegt in der trockenen Höhenströmung, die weitgehend parallel zum warmen Transportband verläuft (s. Abb. 12.17 oben).

Das Herannahen der Bodenfront macht sich durch ein Rückdrehen des Bodenwinds (Drehung gegen den Uhrzeigersinn, d. h. nach links in Strömungsrichtung gesehen) bemerkbar. Unmittelbar vor der Front weht der Wind weitgehend frontparallel und kann bei Vorhandensein eines Low Level Jets stürmisch auffrischen. Der zyklonale Windsprung entspricht einer deutlichen Rechtsdrehung des Bodenwinds bei Frontdurchgang, wobei der im Bereich der Bodenfront zunächst böige Wind in größerem Abstand hinter Front mehr und mehr abflaut. Beim Frontdurchgang kommt es zu einer merklichen Abkühlung, die neben der Advektion kalter Luft zusätzlich durch die Verdunstung des Niederschlags im Kaltluftbereich verstärkt wird. Dementsprechend ist der Feuchterückgang nur schwach ausgeprägt. Die die Frontverlagerung steuernde Drucktendenz ist gekennzeichnet durch einen präfrontalen Druckfall und einen postfrontalen, mitunter starken Druckanstieg. Gemäß (12.18) sind die Druckänderungen auf die Vergenzen des horizontalen Winds in der Höhe und auf die Warm- bzw. Kaltluftadvektion zurückzuführen.[11]

Im Winter kommt es beim Durchzug von Anafronten gelegentlich vor, dass die in größeren Höhen als Schnee gebildeten Hydrometeore beim Fallen zunächst schmelzen, beim Erreichen der bodennahen Kaltluftschicht mit Temperaturen unter 0°C aber wieder so stark abkühlen, dass sie noch in der Luft gefrieren, oder sie unterkühlen sehr stark und gefrieren spontan beim Auftreffen auf die kalte Erdoberfläche. Beides führt zur Bildung von *Glatteis*. Im ersten Fall handelt es sich um *Eiskörner*, im zweiten Fall um *unterkühlten Regen*, der auch *Eisregen* genannt wird. Eine weitere Möglichkeit zur Bildung von Glatteis besteht darin, dass Regen, der wärmer als 0°C ist, auf die Erdoberfläche mit einer Temperatur deutlich unter 0°C fällt. Diese Niederschlagsform wird als *gefrierender Regen* bezeichnet.

12.6.3 Die Kata-Kaltfront

Während bei der Ana-Kaltfront das warme Transportband hinter der Bodenkaltfront in der Höhe weitgehend parallel zum Jetstream verläuft, ist dies bei der Kata-Kaltfront nicht der Fall. Hier kreuzt die Richtung der Höhenströmung die des Warm Conveyor Belts (s. Abb.

[11] Bei verschwindender Vertikalbewegung am Erdboden entfällt die kompensatorische Wirkung des zweiten Terms auf der rechten Seite von (12.18).

12.18 oben), so dass die zunächst an der Kaltfront aufgleitende warme Luft von der relativ trockenen Höhenluft überströmt und dadurch in die Verlagerungsrichtung der Kaltfront umgelenkt wird. Als Folge hiervon ergibt sich an der Kata-Kaltfront eine im Vergleich zur Ana-Kaltfront deutlich unterschiedliche Bewölkungs- und Niederschlagsverteilung.

Die Wolken bilden sich vornehmlich präfrontal, wobei die Wolkenobergrenzen oft nur bis in eine Höhe von etwa 3–5 km reichen. Die Luft im trockenen Transportband besitzt relativ niedrige Werte der pseudopotentiellen Temperatur. Als Folge hiervon können sich vor der Kaltfront Bereiche mit potentieller Instabilität bilden, wo es zu konvektiven Prozessen mit Cumulus Wolkenbildung kommen kann, aus denen sich vor allem im Sommer heftige Gewitter entwickeln können. Dieser Vorgang wurde bereits bei der Warmfront angesprochen. Mit zunehmendem Abstand von der Bodenfront steigt die Luft der Höhenströmung und des warmen Transportbands entlang der Isentropen wieder auf und es stellen sich die bei der Warmfront beschriebenen Strömungsverhältnisse ein.

Bei der Kata-Kaltfront fehlt häufig das an der Ana-Kaltfront beobachtete schmale konvektive Niederschlagsband im Bereich der Bodenfront. Da der Niederschlag im Wesentlichen präfrontal fällt, wird nicht die hinter der Front einfließende kalte Luft, sondern die Luft im Warmluftbereich durch die Verdunstung der fallenden Hydrometeore abgekühlt. Als Folge hiervon ist der Temperaturrückgang an der Kata-Kaltfront deutlich geringer als der an der Ana-Kaltfront. Wenn im Winter hinter einer Kaltfront relativ milde maritime Luft einfließt, kann bei vorheriger starker Abkühlung der bodennahen Schichten der mit der Kaltfront einhergehende Luftmassenwechsel mitunter zu einer Erwärmung der untersten Luftschichten führen. In diesem Fall spricht man von einer *maskierten Kaltfront*.

Wie bereits erwähnt, verlagert sich die Kata-Kaltfront vergleichsweise schnell, so dass die Frontpassage durch kräftige Böen mit teilweise Sturm- oder Orkanstärke gekennzeichnet ist. Auch nach Durchzug der Front bleibt, im Gegensatz zur Ana-Kaltfront, der Wind stark. Hinter der Bodenfront kommt es durch die Absinkbewegungen und das Ausbleiben der Verdunstungsabkühlung zu rascher Wetterbesserung mit sehr guten Sichtverhältnissen und relativ geringen Taupunktstemperaturen. Am Boden ist die Frontneigung reibungsbedingt zunächst steil, nimmt aber mit der Höhe rasch ab und geht in eine mehr oder weniger horizontale Lage über. Das steht im Einklang mit der oben geführten Diskussion von (12.20), wonach Katafronten flacher verlaufen als Anafronten.

Die in Mitteleuropa auftretenden *Zyklonen* entwickeln sich häufig über dem Atlantik an einer wellenförmigen Deformation der Frontalzone, die auch als *Frontalwelle* bezeichnet wird. An der Frontalwelle

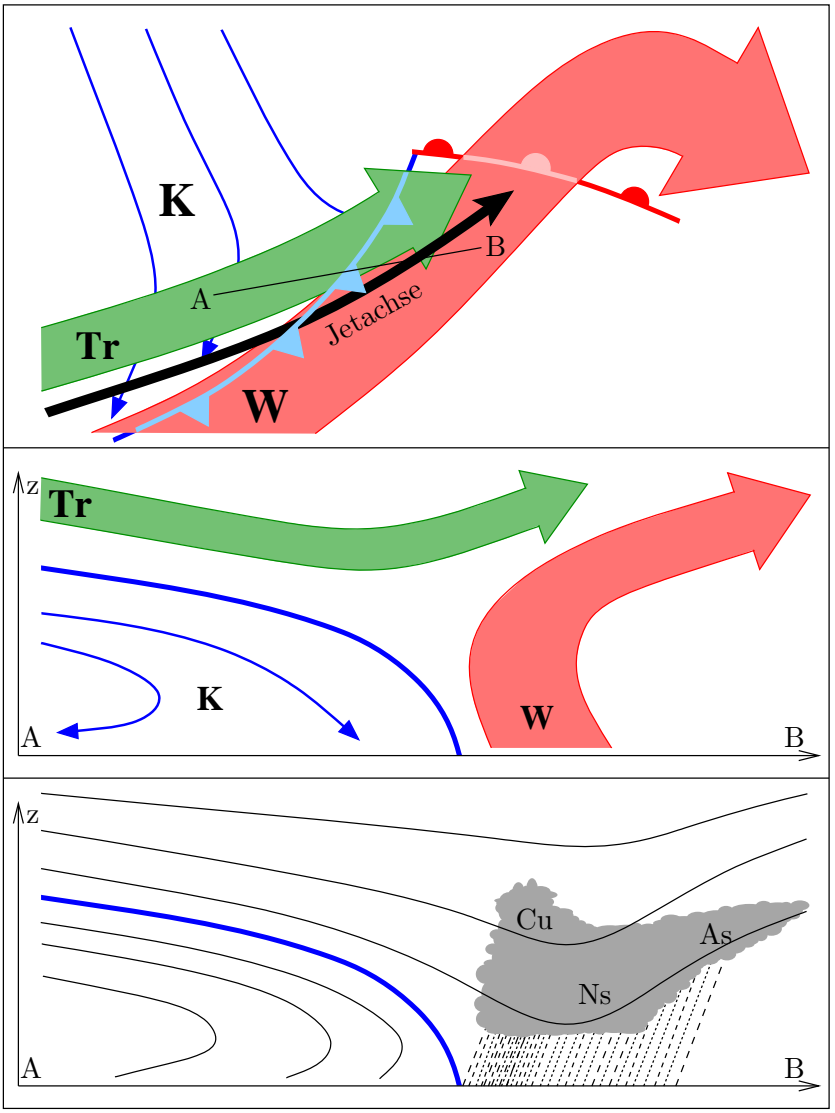


Abb. 12.18. Schematische Darstellung einer Kata-Kaltfront. Oben: Horizontaler Verlauf von trockenem (Tr) und warmem Transportband (W) sowie Jetachse. Mittleres und unteres Bild: Vertikalschnitte entlang der Linie (A, B) im oberen Bild. Mitte: Verlauf der beiden Transportbänder relativ zur Front. Unten: θ_e-Isentropen, Bewölkungsarten und Niederschlag

bilden sich die Warm- und die Kaltfront der jungen sogenannten *Frontalzyklone*, wobei es sich zunächst um eine Ana-Kaltfront handelt. Der sogenannte *Warmsektor* (manchmal auch *Warmluftsektor*) der Zyklone befindet sich zwischen diesen beiden Fronten, die zu Beginn der Zyklogenese noch einen sehr großen Winkel miteinander bilden. Hierbei spricht man auch von einer *Warmsektorzyklone*.[12] Durch die Hebung der warmen Luft und das Einströmen der kalten Luft in die untere Troposphäre vor der Warm- und hinter der Kaltfront wird der Warmsektor mit der Zeit immer kleiner, bis dieser den Bodenkontakt verliert, so dass die Kaltfront mit der Warmfront verschmilzt. Dieser in der *Norwegischen Schule* (Bjerknes und Solberg 1922, Bergeron 1928) als *Okklusion* bezeichnete Vorgang wird im nächsten Abschnitt näher erörtert. Im weiteren Verlauf ändert sich im Bereich des Tiefdruckzentrums die Lage des Jetstreams relativ zur Bodenkaltfront, d. h. dort entwickelt sich aus der Ana-Kaltfront allmählich eine Kata-Kaltfront. Somit kann eine Kaltfront in der Nähe des Tiefdruckzentrums als Katafront und in größerem Abstand davon weiterhin als Anafront in Erscheinung treten (s. z. B. Browning und Roberts 1996). Wenn die Zyklone das europäische Festland erreicht, liegt in der Nähe des Tiefdruckzentrums die Kaltfront meistens in Form einer Kata-Kaltfront vor (Browning und Monk 1982).

Vergleicht man Ana- und Kata-Kaltfronten miteinander, dann ergibt sich als wichtigstes Unterscheidungsmerkmal beider Fronttypen die Richtung des Jetstreams relativ zum warmen Transportband. Bereits ein kleiner Winkel zwischen beiden Strömungsrichtungen kann genügen, um die Kaltfront als Katafront charakterisieren zu können. Bei den in Nordwesteuropa auftretenden Zyklonen kommt es jedoch sehr häufig vor, dass mit fortschreitender Zyklogenese der Winkel zwischen dem trockenen und dem warmen Transportband immer größer wird, bis die trockene Höhenluft den Warm Conveyor Belt in einem nahezu senkrechten Winkel überströmt. In diesen Situationen kann in der mittleren Troposphäre in größerem Abstand vor der Bodenkaltfront eine weitere frontartige Struktur entstehen, die die an der Kaltfront absinkende trockene Höhenströmung von der feuchtwarmen Luft des aufsteigenden warmen Transportbands trennt.

Browning und Monk (1982) untersuchten mehrere Kata-Kaltfronten über Großbritannien, bei denen vor der Bodenkaltfront in der Höhe eine weitere Kaltfront existierte. Typischerweise betrugen die Abstände zwischen beiden Fronten etwa 300–500 km, gelegentlich aber auch nur 100 km. Deshalb bezeichneten sie in solchen Situationen die Kata-Kaltfront als *Splitfront*. Weiterhin stellten sie fest, dass es sich bei der *Höhenkaltfront*, im Gegensatz zur eigentlichen Kaltfront, weniger

[12] Eine ausführliche Beschreibung der Zyklogenese erfolgte bereits in Abschn. 11.1.

um eine Temperaturfront handele, d. h. die Werte der potentiellen Temperatur sich in beiden Luftmassen nur unwesentlich voneinander unterschieden. Vielmehr drücke sich der fronthafte Charakter in einem starken Gradienten der spezifischen Feuchte und damit der pseudopotentiellen Temperatur θ_e aus.

Locatelli et al. (1995, 2002a, b, 2005a, b) analysierten zahlreiche Kata-Kaltfronten in Europa und den USA. Zusätzlich zu den starken Feuchtegradienten fanden sie jedoch auch Bereiche mit erhöhter Baroklinität und frontogenetisch wirksamen Strömungen und sprachen in diesem Zusammenhang von Kaltfronten mit vorlaufender Höhenkaltfront. Zu ähnlichen Ergebnissen kam Koch (2001) bei der Studie einer Splitfront mit Hilfe eines mesoskaligen numerischen Wettervorhersagemodells und Messungen des operationellen WSR-88D Radarnetzes der USA. Bei der Analyse zweier winterlicher Zyklonen in den USA fanden Grim et al. (2007) in einer Zyklone lediglich eine Feuchtefront in der Höhe, bei der anderen Zyklone jedoch sowohl hohe Feuchte- als auch hohe Temperaturgradienten. In einem von Hobbs et al. (1996) vorgestellten konzeptionellen Modell für Zyklonen, die sich im Lee der Rocky Mountains entwickeln, wurde die große Bedeutung der in der Höhe vorlaufenden Kaltfront für die Niederschlagsbildung hervorgehoben. Weiterhin betonten die Autoren, dass die Bildung von vorlaufenden Höhenkaltfronten nicht mit dem klassischen Zyklonenmodell der Norwegischen Schule vereinbar sei, so dass die Benutzung dieses einfachen Modells mitunter zu großen Vorhersagefehlern führen kann (s. Abschn. 11.2).

Abbildung 12.19 zeigt schematisch die wichtigsten Eigenschaften einer Splitfront im Horizontal- und Vertikalschnitt. Häufig befindet sich die Höhenkaltfront im Ausgangsbereich eines Jetstreaks, auf dessen zyklonaler Seite eine *Dry Intrusion* stattfindet.[13] Die trockenadiabatisch absinkende stratosphärische Luft besitzt wegen der Erhaltung der potentiellen Vorticity und der entlang der Isentropen stattfindenden vertikalen Streckung im Ausgangsbereich des Jetstreaks in der mittleren und oberen Troposphäre hohe zyklonale Vorticity, so dass hier ein Bereich mit maximaler *differentieller Vorticityadvektion*, d. h. starkem Hebungsantrieb, vorliegt. Dieser Hebungsantrieb wird durch den *Diffluenzeffekt* weiter verstärkt (s. Abschn. 4.6). Zusätzlich entsteht dort, wo die Dry Intrusion das warme und feuchte Transportband überströmt, hohe potentielle Instabilität (Browning et al. 1995, Browning 1997). Somit sind die optimalen Voraussetzungen für die Entwicklung hochreichender Konvektion mit teilweise heftiger Gewit-

[13] In der Abbildung ist die Höhenkaltfront mit einer gestrichelten Linie gezeichnet, um anzudeuten, dass es sich hierbei nicht um eine Höhenkaltfront im klassischen Sinn, sondern gegebenenfalls nur um eine Feuchtefront handelt.

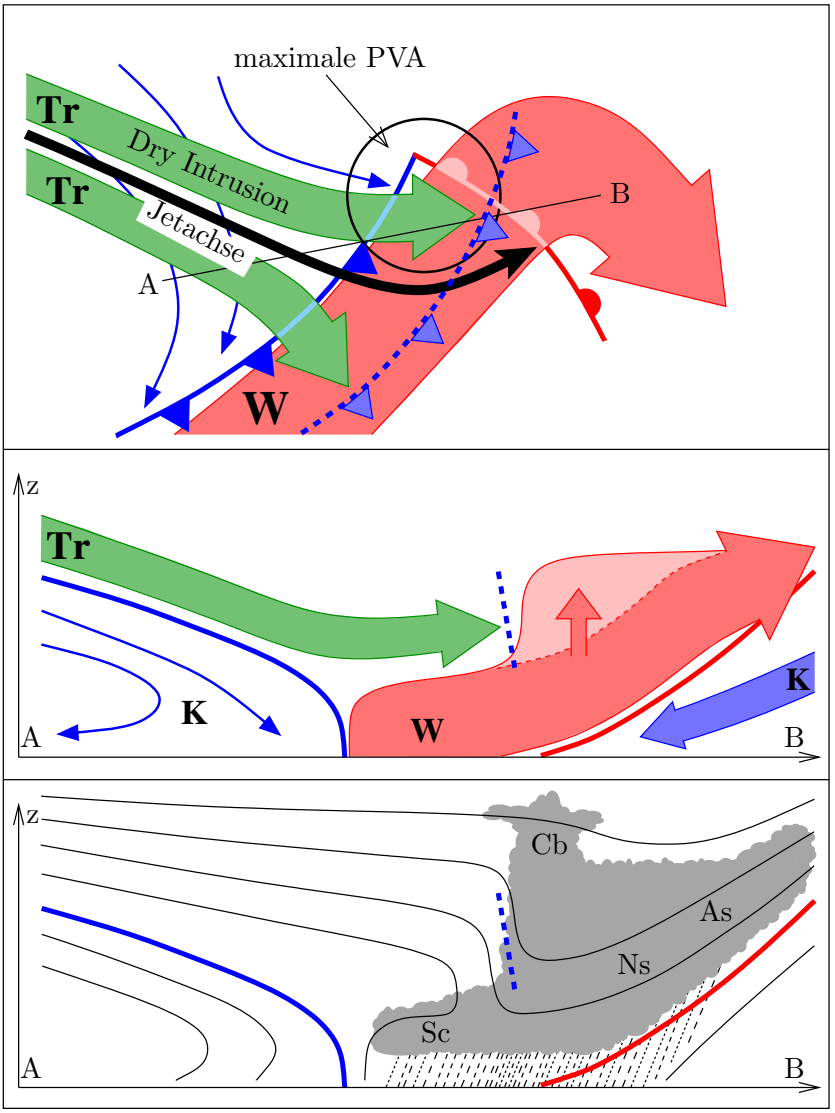


Abb. 12.19. Schematische Darstellung einer Splitfront. Oben: Horizontaler Verlauf der Dry Intrusiom, des trockenen (Tr) und warmen Transportbands (W), Jetachse und Gebiet mit maximaler positiver Vorticityadvektion (PVA). Mittleres und unteres Bild: Vertikalschnitte entlang der Linie (A, B) im oberen Bild. Mitte: Verlauf der verschiedenen Transportbänder relativ zu den Fronten. Unten: θ_e-Isentropen, Bewölkungsarten und Niederschlag

terbildung geschaffen. Die damit verbundenen starken Niederschläge sind oft linienhaft parallel zur Höhenkaltfront ausgerichtet und nur wenige Kilometer breit.

Umgekehrt wird auf der antizyklonalen Seite im Delta des Jetstreaks die Absinkbewegung der trockenen troposphärischen Höhenluft durch den Diffluenzeffekt verstärkt. In der mittleren Troposphäre dreht die absinkende Luft nach rechts ab, so dass insgesamt durch den fehlenden Hebungsantrieb und die geringe Feuchte der abgesunkenen Höhenluft die Bildung hochreichender Cumulonimben unterbunden wird. Damit ergibt sich entlang der Höhenkaltfront eine zum Zentrum des Tiefs hin zunehmende Wolkenhöhe.

Hinter der Höhenkaltfront bildet sich unter dem trockenen Transportband eine Absinkinversion, d. h. dort ist nur relativ flache Stratocumulus Bewölkung mit vergleichsweise geringen Niederschlägen anzutreffen. Mitunter kommt es auch hier zur Bildung von Cumuli mit daraus resultierender schauerartiger Verstärkung der Niederschläge. Zwischen der Boden- und der Höhenfront ist innerhalb der atmosphärischen Grenzschicht der Taupunkt vergleichsweise hoch und die Sichtweite entsprechend gering. Häufig entwickelt sich hier *Nebel*. An und hinter der Bodenfront sind die Wettererscheinungen ähnlich wie bereits oben bei der Kata-Kaltfront beschrieben. An der Warmfront gleitet die Luft des Warm Conveyor Belts auf, so dass hier, abgesehen von dem Bereich, wo sich die Höhenkaltfront über der Warmfront befindet, die oben diskutierten charakteristischen Wolken- und Niederschlagsprozesse stattfinden.

12.6.4 Die Okklusionsfront

Einer der Hauptkritikpunkte am Zyklonenmodell der Norwegischen Schule besteht in der Darstellung des Okklusionsprozesses. Nach Bjerknes und Solberg (1922) wird die Okklusion als ein Vorgang betrachtet, der, durch die unterschiedlichen Geschwindigkeiten von Kalt- und Warmfront ausgelöst, dazu führt, dass die Kaltfront die Warmfront allmählich einholt. In einem größeren Abstand vom Tiefdruckzentrum treffen beide Fronten an einem Punkt, dem sogenannten *Okklusionspunkt*, erstmals aufeinander, so dass der Warmsektor zwischen diesem Punkt und dem Zentrum des Tiefs von beiden Fronten eingeschlossen wird. Das wird von Bjerknes und Solberg als *Seklusion* bezeichnet. Im weiteren Verlauf schiebt sich die kalte Luft vollständig unter die eingeschlossene Warmluft. Wenn diese den Bodenkontakt verloren hat, ist die Okklusion vollzogen und es bildet sich eine *Okklusionsfront*, welche die kalte Luft vor der Warmfront von der kalten Luft hinter der Kaltfront trennt.

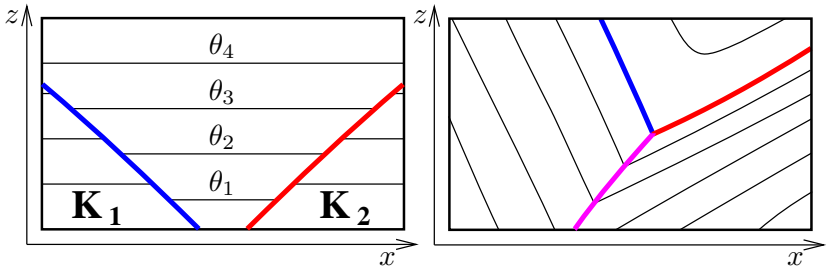


Abb. 12.20. Kalt- und Warmfront als Diskontinuitätsflächen nullter Ordnung (links) und Okklusionsfront an Diskontinuitätsflächen erster Ordnung (rechts). Durchgezogene Linien: Isentropen

In Abb. 12.20 ist links die dem Norwegischen Zyklonenmodell zugrunde liegende Annahme der Okklusion an Diskontinuitätsflächen nullter Ordnung dargestellt. In Abhängigkeit davon, welche der beiden Luftmassen kälter ist, wird die Okklusion als *warme Okklusion* oder *Warmfront-Okklusion* ($K_1 > K_2$) bzw. *kalte Okklusion* oder *Kaltfront-Okklusion* bezeichnet ($K_1 < K_2$), vgl. auch Abb. 11.6. Bei der sogenannten *neutralen Okklusion* sind die Temperaturen auf beiden Seiten der Okklusionsfront weitgehend gleich ($K_1 = K_2$), so dass die Front senkrecht steht und sich nur noch an der Konvergenz und dem zyklonalen Windsprung erkennen lässt. Stoelinga et al. (2002) nannten diese Methode zur Klassifizierung der Okklusionsfronten die *Temperaturregel*. Basierend auf ihren Modellvorstellungen, schlossen Bjerknes und Solberg, dass in Europa die Kaltfront-Okklusion eher im Sommer und die Warmfront-Okklusion eher im Winter auftritt.

Mit der vereinfachten Darstellung der Fronten als Diskontinuitätsflächen nullter Ordnung kann man die tatsächlich stattfindenden Prozesse an Okklusionsfronten jedoch nur unzureichend beschreiben. Als wesentlich erfolgreicher erweist sich hierfür die von Stoelinga et al. (2002) vorgeschlagene Betrachtung der Fronten als Diskontinuitätsflächen erster Ordnung bezüglich der (potentiellen) Temperatur (s. Abb. 12.20 rechts). Anstatt zur Bestimmung der Okklusionsform die prä- und postfrontalen Temperaturunterschiede zu betrachten, erscheint es jetzt viel sinnvoller, hierfür die statische Stabilität der Luft heranzuziehen. Diese ist hinter der Kaltfront im Allgemeinen viel geringer als vor der Warmfront, was man aus den unterschiedlichen Neigungen der Isentropen vor und hinter beiden Fronten unmittelbar sehen kann. [14] Stoelinga et al. bezeichneten diese Methode zur Klassifizierung der Okklusion als *statische Stabilitätsregel*. Wenn die statisch weniger stabile Luft auf die statisch stabilere Luft aufgleitet, sprachen sie

[14] Auch bei gleichen Neigungen der Isentropen ergäbe sich durch die Neigung der Warmfront vor dieser eine höhere statische Stabilität als dahinter.

von warmer Okklusion und im umgekehrten Fall, bei dem die statisch stabilere Luft sich unter die weniger stabile Luft schiebt, von kalter Okklusion.

Da sich hinter der Kaltfront normalerweise die statisch weniger stabile Luft befindet, gleitet diese auf die Warmfront auf, so dass in den meisten Fällen eine warme Okklusion stattfindet. Tatsächlich stellt sich die Frage, ob es überhaupt zu einer kalten Okklusion kommen kann, und wenn, unter welchen Bedingungen (Schultz und Vaughan 2011). Beispielsweise stehen die Beobachtungen von Schultz und Mass (1993) im Einklang mit der statischen Stabilitätsregel und zeigen, dass die kalte Okklusion eher die seltene Ausnahme darstellt. Schließlich scheint es erwähnenswert, dass sich aus der Stabilitätsregel auch die Möglichkeit ergibt, dass die Okklusionsfront bei einer warmen Okklusion als nach vorne geneigte Kaltfront in Erscheinung treten kann (Schultz und Steenburgh 1999, Stoelinga et al. 2002).

In einer kritischen Auseinandersetzung mit den Aussagen des Norwegischen Zyklonenmodells bezüglich des Okklusionsprozesses stellten Schultz und Vaughan (2011) neben der Unzulänglichkeit der Temperaturregel die folgenden Behauptungen in Frage:

- Die Okklusion findet dadurch statt, dass die Kaltfront die Warmfront einholt.
- Nach der Okklusion beginnt das Tiefdruckgebiet sich aufzufüllen.
- Die Wettererscheinungen an der Okklusionsfront sind durch das präfrontale Wetter der Warmfront und das postfrontale Wetter der Kaltfront geprägt.

Zunächst stellten sie fest, dass man mit Hilfe numerischer Experimente zeigen kann, dass selbst in divergenzfreien horizontalen Strömungen okklusionsähnliche Strukturen entstehen können, indem sich der Abstand zwischen Kalt- und Warmfront mit der Zeit immer weiter verringert. Das geschieht beispielsweise im Fall konfluenter deformativer Rotationsbewegungen an einer Frontalzone, bei denen die hinter der Kaltfront einfließende kalte Luft und die Luft des Warmluftbereichs spiralförmig zum Rotationszentrum (Zentrum des Tiefs) hin eingedreht werden. Hierbei trennt sich mit zunehmender Zeit der Warmsektor vom Zentrum des Tiefs. Eine Verringerung der Fläche des Warmsektors kann in divergenzfreien Strömungen jedoch nicht entstehen. Um das zu erreichen, muss die warme Luft vertikal gehoben werden. Bei der *Zyklogenese* geschieht dies dadurch, dass die Luft des *Cold Conveyor Belts* zyklonal um das Tiefzentrum herumströmt, um dann hinter der Kaltfront in der unteren Troposphäre einzufließen und sich horizontal auszubreiten. Als Folge hiervon entstehen Aufgleitbewegungen des warmen Transportbands an der Warmfront (und teilweise auch an der Kaltfront, Sinclair et al. 2010). Des Weiteren ist die allmähliche Streckung der Okklusionsfront nicht dadurch erklärbar, dass die Kaltfront die Warmfront lediglich einholt. Das gelingt nur,

wenn eine deformative Strömung vorliegt. Gelegentlich wickeln sich Okklusionsfronten vollständig oder auch noch weiter um das Zentrum eines Tiefs (s. z. B. Reed und Albright 1997).

Würde sich das Tief nach dem Okklusionsprozess beginnen aufzufüllen, so wie von Bjerknes und Solberg behauptet, dann müsste sich dies zumindest in einem der drei Antriebsterme der χ-*Gleichung* (6.9) in der Art widerspiegeln, das insgesamt $\partial\phi/\partial t > 0$ resultiert. Das ist jedoch bei keinem der Terme auf der rechten Seite von (6.9) der Fall, denn es besteht keine zwingende Notwendigkeit dafür, dass sich mit Einsetzen der Okklusion die Vorticityadvektion, die differentielle Schichtdickenadvektion oder die diabatische Wärmezufuhr in der geforderten Art ändern. Im Gegenteil, zahlreiche Untersuchungen belegen, dass häufig auch nach Einsetzen des Okklusionsprozesses noch positive Vorticityadvektion stattfindet und die durch Wolkenprozesse hervorgerufene differentielle diabatische Wärmezufuhr aufrecht erhalten bleibt, während gleichzeitig die Schichtdickenadvektion nur relativ schwach ausgeprägt ist, d. h. die Zyklone sich auch zu diesem Zeitpunkt noch weiter intensiviert (s. z. B. Reed und Albright 1997, Martin und Marsili 2002, Kocin und Uccelini 2004). Umgekehrt wies Carlson (1991) darauf hin, dass die Zyklogenese auch zum Erliegen kommen kann, ohne dass ein Okklusionsprozess stattfindet.

Die Situation, bei der nach der Okklusion die Wettererscheinungen durch das präfrontale Wetter an der Warmfront und das postfrontale Wetter an der Ana-Kaltfront charakterisiert sind [15], wird im Englischen *Back-to-Back Frontalzone* bezeichnet. Hierbei handelt es sich zweifelsohne um eine sehr starke Verallgemeinerung der tatsächlich an der Okklusionsfront ablaufenden Prozesse. Insbesondere erwartet man in den Fällen, in denen während der Zyklogenese aus der Ana-Kaltfront im Bereich des Tiefzentrums eine Kata-Kaltfront entsteht, dass die thermo-hydrodynamischen Strukturen an der Okklusionsfront deutlich komplexer sind, als dies mit dem Bild der Back-to-Back Frontalzone zu vereinbaren wäre, denn gemäß dieser einfachen Vorstellung müsste man im Bereich der Okklusionsfront lediglich ausgedehnte stratiforme Wolkenfelder mit entsprechend homogenen und geringen Niederschlägen vorfinden (Schultz und Vaughan 2011). Das wird in Einzelfällen zwar bestätigt (s. z. B. Market und Moore 1998), in zahlreichen anderen Situationen entspricht es jedoch nicht den Beobachtungen (z. B. Cronce et al. 2007, Novak et al. 2008, 2010).

Als ein wichtiger, die Wolken- und Niederschlagsstruktur der Okklusionsfront beeinflussender Prozess kann die in der Höhe einfließende trockene Luft angesehen werden. Wie bereits erwähnt, entsteht hierdurch im Warmsektor potentielle Instabilität in der mittleren Troposphäre, was zu Konvektion mit entsprechenden schauerartigen Nie-

[15] Im Norwegischen Modell existiert die Kaltfront nur in Form einer Anafront.

derschlägen führen kann. Findet eine Dry Intrusion statt, dann bildet sich eine Höhenfront mit frontogenetisch wirksamen Strömungsfeldern und starker positiver Vorticityadvektion. Durch die hierbei entstehenden Hebungsantriebe können heftige Gewitter ausgelöst werden, die sich mesoskalig in Gewitterfronten, den sogenannten *Squall Lines*, organisieren. Die frontogenetischen Prozesse in der mittleren Troposphäre können noch lange nach der Bildung der Okklusion andauern und führen häufig zu den stärksten Niederschlägen während der gesamten Zyklogenese, wobei sich diese Niederschlagsgebiete nördlich oder nordwestlich des Tiefzentrums befinden, also nicht im südlich davon liegenden Frontenbereich (Martin 1998b, Cronce et al. 2007).

In Abb. 12.21 ist die schematische Darstellung einer warmen Okklusion wiedergegeben. Das obere Bild zeigt den Verlauf der unterschiedlichen Transportbänder. Der zunächst gegen die Warmfront strömende Cold Conveyor Belt biegt hinter dem Zentrum des Tiefs zyklonal um und gelangt auf diese Weise auf die Rückseite der Kaltfront. Das an der Warmfront aufgleitende warme Transportband teilt sich in der Höhe in einen antizyklonal und einen zyklonal verlaufenden Ast auf. Die zyklonale Umströmung des Tiefs ist darauf zurückzuführen, dass während des Entwicklungsprozesses die Höhenströmung durch den fortwährenden Druckfall mehr und mehr zyklonalisiert wird, so dass im Laufe der Zeit auch in der Höhe aus der zunächst offenen Wellenform abgeschlossene Isohypsen entstehen. Je stärker der Druckfall ist, umso ausgeprägter ist der zyklonale Ast des warmen Transportbands. Ähnlich wie das kalte und warme Transportband, biegt auch das der trockenen Höhenluft zyklonal vor der Okklusionsfront um. Auf diese Weise gelangen die Gebiete mit starkem Hebungsantrieb (s. oben) allmählich in den nördlichen und nordwestlichen Bereich des Tiefs, so dass dort die bereits erwähnten starken konvektiven Niederschläge beobachtet werden.

Während der Zyklogenese kommt es zu einer Abschwächung der Frontalzone. Frontolytische Antriebe entstehen vor allem durch die thermisch direkte Zirkulation mit aufsteigender Warmluft und absinkender Kaltluft (s. Abschn. 12.5), auch wenn die bei der Wolkenbildung freigesetzte latente Wärme der Frontolyse teilweise entgegenwirkt. In der mittleren Troposphäre, d. h. im Bereich mit maximaler Vertikalbewegung, sind die frontolytischen Prozesse am stärksten ausgeprägt. Die Verringerung der Baroklinität der Frontalzone ist mit einer lokalen Abschwächung des Jetstreams verbunden, der sich dadurch häufig in zwei Teile mit unterschiedlich ausgerichteten Jetstreaks aufspaltet (s. Abb. 12.21 oben). Der Okklusionspunkt liegt etwa unter der Jetachse, was darauf hindeutet, dass auf der zyklonalen Seite des Jetstreams eine verstärkte Hebung der Luft aus dem Warmsektor stattfindet. Das steht im Einklang mit der oben geführten Diskussion, wonach

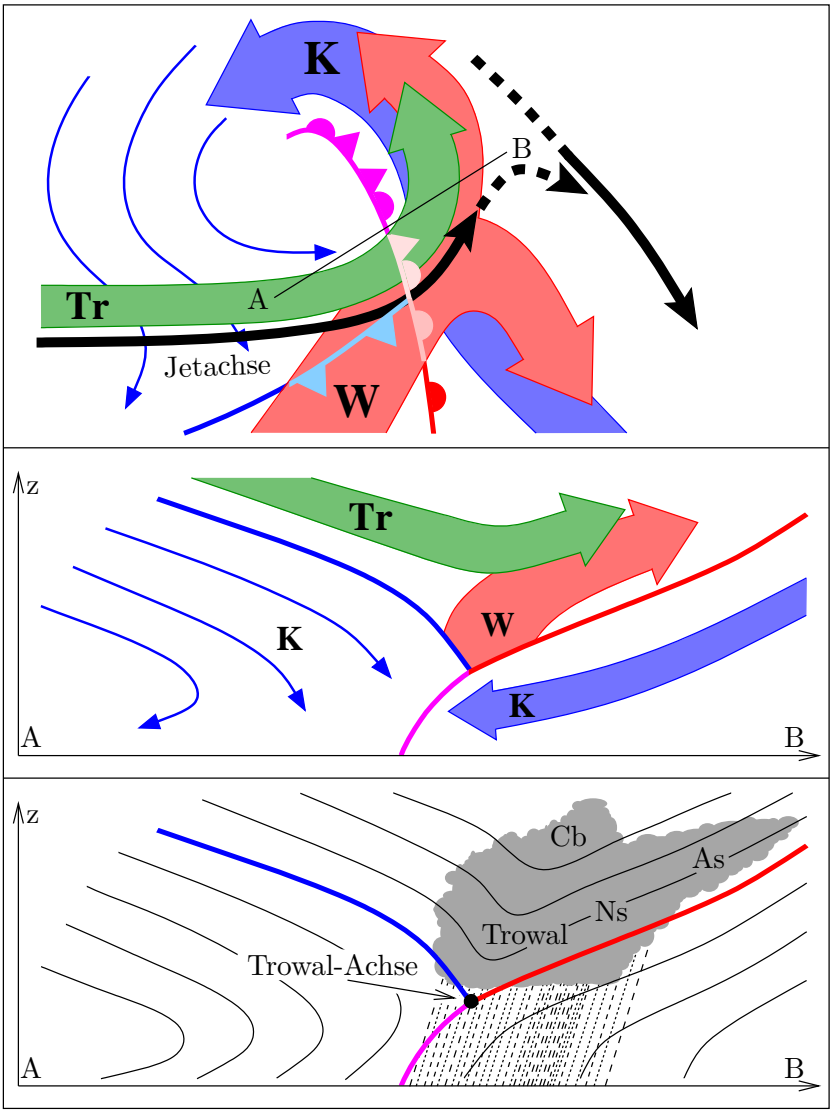


Abb. 12.21. Schematische Darstellung einer warmen Okklusion. Oben: Horizontaler Verlauf des trockenen (Tr), kalten (K) und warmen Transportbands (W) sowie Jetachse. Mittleres und unteres Bild: Vertikalschnitte entlang der Linie (A, B) im oberen Bild. Mitte: Verlauf der verschiedenen Transportbänder relativ zu den Fronten. Unten: θ_e-Isentropen, Bewölkungsarten, Niederschlag und Trowal-Bereich

auf der zyklonalen Seite des Jetstreams durch Erzeugung hoher potentieller Instabilität und durch starke positive Vorticityadvektion die Hebung der warmen Luft forciert wird (s. Abb. 12.19). Von besonderer Bedeutung sind hierbei die mit der Dry Intrusion in die mittlere Troposphäre gelangenden hohen Werte potentieller Vorticity.

Die über der Okklusionsfront liegende warme Luft bildet in der mittleren Troposphäre einen Trog. Für diesen wird in der Fachliteratur gelegentlich das vom Kanadischen Wetterdienst in den 1950er Jahren eingeführte Akronym *Trowal* (trough of warm air aloft, Penner 1955, McQueen und Martin 1956) benutzt. Der Trowal lässt sich gut an dem nach unten ausgebeulten Verlauf der θ_e-Isentropen erkennen (s. Abb. 12.21 unten). Die Linie mit maximaler θ_e-Anomalie wird als *Trowal-Achse* bezeichnet (Han et al. 2007). Diese entspricht der in der mittleren Troposphäre anzutreffenden Schnittlinie zwischen Kalt- und Warmfront (vgl. Abb. 1. in Martin 1999). Bezüglich der mit der Okklusion verbundenen Wettererscheinungen wird die Projektion der dreidimensional verlaufenden Trowal-Achse auf die Erdoberfläche vielfach als relevanter angesehen als die Okklusionsfront selbst (Penner 1955, Martin 1998a, b).

Die Bewölkungs- und Niederschlagsstrukturen an der Okklusionsfront werden maßgeblich durch ausgedehnte Stratus und Nimbostratus Wolkenfelder mit den dazugehörigen großskaligen Niederschlägen charakterisiert. Hierin können aber, wie oben beschrieben, mesoskalige konvektive Bereiche eingebettet sein, in denen es zu schauerartig verstärkten Regen- oder Schneefällen kommt. Sind die Konvektionszellen linienhaft angeordnet, dann resultieren hieraus schmale (ca. 5 km) Bänder mit relativ starken Niederschlägen. Daran schließen sich ebenso bandartig Bereiche ohne bzw. mit geringen Niederschlägen an. Diese resultieren aus dem an den Obergrenzen der Konvektionszellen austretenden Massenflüssen, die in der Umgebung absinken. Auf den auch als *Detrainment* bezeichneten Vorgang bei hochreichender Konvektion wird in Abschn. 13.1 näher eingegangen.

Ein charakteristisches Merkmal okkludierender Zyklonen besteht in der spiralförmigen Wolkenstruktur, die aus den zyklonal um das Tiefzentrum verlaufenden Transportbändern resultiert und sehr gut in Satellitenbildern zu erkennen ist. Diese als *Komma-Wolke* (*Comma Cloud*) bezeichnete Bewölkung besteht aus mehreren Teilen (Carlson 1980, Carr und Millard 1984, Semple 2003). Die parallel zur Kaltfront verlaufenden Wolken bilden den sogenannten *Comma Tail*, während der *Comma Head* die Bewölkung darstellt, die sich in der zyklonal um das Zentrum des Tiefs herumgeführten Luft des warmen Transportbands bildet. Schließlich erkennt man häufig den antizyklonal in der Höhe ausströmenden Ast des Warm Conveyor Belts an dem vor der Warmfront liegenden faserig auslaufenden Cirrus Wolkenschirm.

Die mit dem Okklusionsprozess einsetzende Abkopplung des Tiefdruckkerns setzt sich bis zum Ende der Entwicklung fort und resultiert in einem auf der kalten Seite der Polarfront liegenden abgeschlossenen Tiefdruckwirbel ohne Fronten, dessen Bewölkung aus dem Comma Head hervorgegangen ist. Bei intensiven Entwicklungen mit entsprechend starkem spiralförmigem Eindrehen der Okklusionsfront nimmt auch diese Bewölkung die Form einer Komma-Wolke an. Einige Autoren bezeichnen lediglich diese frontenlose Wolkenstruktur als Komma-Wolke, während die Bewölkungsstruktur der Zyklone als Wolkenspirale angesprochen wird.

12.7 Frontenanalyse

Da Fronten sehr wetterwirksame Bereiche darstellen, ist deren genaue Positionierung in Bodenwetterkarten ein wichtiges Anliegen der Wetteranalyse und -prognose. Unter der *Frontenanalyse* versteht man das Aufsuchen und anschließende Einzeichnen von Fronten in Bodenwetterkarten unter Zuhilfenahme der an den Fronten vorgefundenen charakteristischen Prozesse und Merkmale der verschiedenen Luftmassen. Da diese Fronteigenschaften unterschiedliche thermohydrodynamische Parameter betreffen, wie beispielsweise das Windfeld, die Bewölkungs- und Niederschlagsstruktur, die Sichtweite, die Temperatur- und Taupunktsverteilung usw., existieren oft mehrere Möglichkeiten, Fronten zu identifizieren. Allerdings kann es gerade deswegen auch zu Problemen bei der Frontenanalyse kommen, dann nämlich, wenn die Auswertung unterschiedlicher Parameter verschiedene Frontpositionen ergeben. Eine wichtige Kenngröße zur Bestimmung der Lage einer Front stellt die dort zu beobachtende zyklonale Scherung des geostrophischen Winds dar. Daher wird in unklaren Fällen die räumliche Verteilung des zyklonalen Windsprungs als ausschlaggebendes Kriterium zur Frontenanalyse herangezogen.

Häufig liegen die Bodenfronten nicht als scharfe Linien, sondern in Form von Frontalzonen vor, so dass man zwei Diskontinuitätslinien an der warmen und kalten Seite der Frontalzone findet. In diesen Fällen wird vereinbarungsgemäß der Verlauf der Bodenfront an der warmen Seite der Frontalzone eingezeichnet. Mitunter kommt es auch vor, dass zwar ein zyklonaler Windsprung vorliegt, jedoch keine Temperaturkontraste. In diesen Fällen handelt es sich eventuell um eine neutrale Okklusion, eine Tiefdruckrinne oder einen Trog ohne zugehörige Fronten. Allerdings können die fehlenden Temperaturunterschiede auch auf turbulente Durchmischungsprozesse innerhalb der Grenzschicht zurückgeführt werden. Weiterhin können Probleme entstehen, wenn es sich um maskierte Kalt- oder Warmfronten handelt. Um sich in solchen Situationen Klarheit zu verschaffen, ist es hilf-

reich, die Temperaturverteilung im 850 hPa Niveau als Hilfsmittel zu benutzen. Findet man dort eine Frontalzone, dann sollte in der Bodenkarte eine Front markiert werden. Hier muss jedoch berücksichtigt werden, dass, je nachdem, ob es sich um eine Warm- oder Kaltfront handelt, die Frontalzone unterschiedliche Neigungen besitzt. Bei einer Warmfront ist die Bodenfront demnach deutlich hinter der Frontalzone des 850 hPa Niveaus einzuzeichnen, während eine Kaltfront aufgrund ihrer relativ steilen Neigung nahezu darunter liegt. Wie bereits oben diskutiert, verlaufen Kata-Kaltfronten deutlich flacher als Ana-Kaltfronten.

Neben der Temperaturverteilung im 850 hPa Niveau liefert die dort vorliegende θ_e-Verteilung häufig noch eindeutigere Ergebnisse zur Ermittlung der Frontlage, da hier zusätzlich zur Temperaturdifferenz noch die Feuchteunterschiede der an der Front aufeinander treffenden Luftmassen zum Tragen kommen. In früheren Kapiteln wurde bereits darauf hingewiesen, dass auch relative Topographien als nützliches Hilfsmittel zur Ermittlung der Lage von Fronten herangezogen werden können. Hier kommt in der synoptischen Praxis die relative Topographie 500/1000 hPa zum Einsatz, die die Mitteltemperatur der untersten 5 km der Atmosphäre wiedergibt. Demnach findet man die Bodenfront normalerweise an der warmen Seite der Drängungszone relativer Isohypsen. Dabei gilt es jedoch zu beachten, dass in der relativen Topographie diese Drängungszonen häufig große Bereiche mit hoher Baroklinität andeuten, während die Bodenfronten nur an Teilbereichen der Frontalzone existieren.

Eine sehr hilfreiche Methode zur Ermittlung von Bodenfronten stellen die bereits in Abschn. 2.4 diskutierten Möglichkeiten zur Auswertung von Satellitenbildern dar. Hierfür benutzt man in erster Linie Bilder aus dem sichtbaren Spektralbereich (VIS), dem Wasserdampf- (WV) und dem Infrarotkanal (IR). Zur detaillierteren Aufschlüsselung unterschiedlicher Wolkenstrukturen werden mitunter auch *RGB-Komposits* herangezogen. Im Folgenden werden die wichtigsten Eigenschaften der unterschiedlichen Fronten im VIS-, WV- und IR-Kanal sehr kurz vorgestellt. Diese basieren im Wesentlichen auf den im Internet von der ZAMG beschriebenen Anleitungen zur Interpretation von Satellitenbildern[16] (s. auch Abschn. 2.4). Für eine ausführliche Darstellung der Auswertemöglichkeiten wird auf diese Internetseite verwiesen. Zusätzlich existieren jedoch zahlreiche andere Internetportale, die sich diesem Thema widmen und teilweise interaktive Kurse hierzu anbieten.[17] Schließlich besteht die Möglichkeit, auf die entspre-

[16] `www.zamg.ac.at/docu/Manual/`

[17] `ww2010.atmos.uiuc.edu/(Gh)/guides/mtr/home.rxml`, `oiswww.eumetsat.org/WEBOPS/meteocal/latest/`

chende Fachliteratur zurückzugreifen (z. B. Bader et al. 1995, Conway 1997, Lillesand et al. 2008).

Die Satellitenbilder von Warmfronten sind gekennzeichnet durch den antizyklonalen Verlauf des warmen Transportbands. Im sichtbaren Kanal sind die Pixel dort, wo die Wolken noch niedrig sind, relativ hell und werden mit zunehmender Wolkenobergrenze allmählich grau. Das liegt daran, dass die niedrigen Wolken aufgrund ihres vergleichsweise großen Wassergehalts höhere Albedowerte besitzen als die hohen Eiswolken. Umgekehrt verhält es sich im WV-und IR-Kanal, wo die hohen Wolkenobergrenzen als weiße Pixel zu erkennen sind. Im WV-Kanal wird der in der hohen Troposphäre parallel zum Jetstream gerichtete *Warm Conveyor Belt* durch einen starken von weiß nach schwarz verlaufenden Pixelgradienten begrenzt. Diese auch als *Dark Stripe* bezeichnete dunkle Linie ist auf die trockene Höhenströmung auf der zyklonalen Seite des Jetstreams zurückzuführen. An Warmfronten können sehr unterschiedliche Wolkenstrukturen beobachtet werden. In manchen Situationen befindet sich die gesamte Bewölkung vor der Front, wobei die Wolkenfelder gelegentlich auch große Lücken aufweisen. In anderen Fällen sind nicht nur die präfrontalen Bereiche, sondern auch große Teile des Warmsektors der Zyklone vollständig wolkenbedeckt. Deshalb ist es mitunter nur schwer möglich, aus den Satellitenbildern auf die Lage der Warmfront zu schließen.

Die an Kaltfronten existierenden Wolken erscheinen in den IR- und VIS-Bildern als graue bis weiße Pixel. Der sichtbare Kanal liefert wiederum dort die hellsten Pixel, wo sich die niedrigen Wasserwolken befinden. Bei der Ana-Kaltfront ist dies im vorderen und bei der Kata-Kaltfront im hinteren Bereich des Wolkenbands der Fall, wobei die Strukturen bei der Katafront deutlich ausgeprägter sind als bei der Anafront. Umgekehrt sind im IR- und WV-Kanal die hellsten Pixel im hinteren (Anafront) bzw. vorderen Bereich (Katafront) zu finden, da dort jeweils die höchsten Wolkenobergrenzen vorliegen. Der WV-Kanal zeigt relativ einheitliche graue Strukturen, in die bei hochreichender Konvektion, wie beispielsweise an der Ana-Kaltfront, weiße Streifen eingebettet sein können. Ähnlich wie vor der Warmfront kann auch hinter der Ana-Kaltfront ein dunkler Streifen im WV-Kanal erkennbar sein, der wiederum durch die trockene Höhenströmung hervorgerufen wird.

Das charakteristische Merkmal der Okklusionsfront besteht im spiralförmigen Verlauf der Wolken, der in allen Satellitenkanälen deutlich zu sehen ist. Im sichtbaren Kanal ist die Wolkenspirale weiß, was auf hohe Albedowerte hindeutet. Im IR-Kanal variieren die Pixel zwischen grau und weiß mit den hellsten Werten im Bereich der Okklusionsfront, da hier die Konvektionsprozesse am intensivsten sind. Das WV-Bild zeigt sehr helle Pixel. An der Rückseite der Wolkenspirale existiert

ein scharfer Pixelgradient, der auf die absinkende Luft des trockenen Transportbands zurückzuführen ist. Insbesondere kann eine Dry Intrusion auf diese Weise im WV-Kanal eindrucksvoll sichtbar werden. Unmittelbar vor dem dunklen Bereich (*Dark Zone*) befindet sich ein Gebiet mit sehr hellen Pixelwerten, die wiederum auf intensive Konvektionsprozesse schließen lassen. Insgesamt weist die Wolkenspirale in allen Kanälen relativ starke Strukturen auf, was bedeutet, dass mit Einsetzen der Okklusion unterschiedliche Wolkenarten entstehen, wie z. B. stratiforme Wolken mit darin eingebetteten Konvektionszellen und Cumulonimben.

Eine Frontenanalyse birgt neben den Unsicherheiten der eindeutigen Interpretation verschiedener Frontparameter die zusätzliche Gefahr einer subjektiven Auswertung. Um diese mögliche Fehlerquelle zu vermeiden, wurden immer wieder Versuche unternommen, statt einer subjektiven eine objektive Frontenanalyse durchzuführen (z. B. Renard und Clarke 1965, Huber-Pock und Kress 1989, Hewson 1998, Kašpar 2003). Um dies zu realisieren, müssen eindeutige numerisch auswertbare Gleichungen entwickelt werden, die dann zur maschinellen Einzeichnung von Fronten in Bodenanalysekarten herangezogen werden können. Eine hierbei häufig benutzte Größe ist der sogenannte *thermische Frontparameter* TFP, der definiert ist über

$$TFP = -\nabla_h \left|\nabla_h T\right| \cdot \frac{\nabla_h T}{\left|\nabla_h T\right|} \tag{12.39}$$

Diese Größe beschreibt somit die räumliche Änderung des Betrags des Temperaturgradienten, allerdings nur den Anteil davon, der in die Richtung des Temperaturgradienten zeigt. Im thermischen Koordinatensystem erhält man aus (12.39) unmittelbar

$$TFP = \frac{\partial}{\partial n}\left|\frac{\partial T}{\partial n}\right| \tag{12.40}$$

Kitabatake (2008) definierte den thermischen Frontparameter nicht über die Temperatur, sondern über die pseudopotentielle Temperatur, indem er in (12.39) $\nabla_h T$ durch $\nabla_h \theta_e$ ersetzte. Hierbei lag eine Front dann vor, wenn $TFP > 1$ K $(100\ \text{km})^{-2}$.

Bisher sind die verschiedenen Methoden der objektiven Frontenanalyse noch nicht so erfolgreich, dass sie in der operationellen Wettervorhersage eine subjektive Analyse problemlos ersetzen könnten. Der Grund hierfür bewsteht in der Schwierigkeit, eindeutige Kriterien zur Charakterisierung von Fronten mathematisch zu formulieren. Beispielsweise berücksichtigt die in (12.39) vorliegende Definition des thermischen Frontparameters keine Feuchteunterschiede. Selbst bei

Benutzung von θ_e gibt es Fälle, bei denen eine Auffindung der Front mit Hilfe des TFP versagen würde, beispielsweise wenn die Front sich hauptsächlich in einem zyklonalen Windsprung äußern würde. Es ist jedoch zu erwarten, dass in Zukunft geeignete numerische Verfahren zur Verfügung stehen werden, mit denen eine objektive Frontenanalyse noch erfolgreicher als bisher durchgeführt werden kann und die die subjektive Frontenanalyse weitgehend ablösen.

12.8 Konzeptionelle Modelle – Fluch oder Segen?

Die in diesem und dem vorangehenden Kapitel vorgestellten Beschreibungen der Eigenschaften von Zyklonen, Antizyklonen und der damit verbundenen Fronten basieren in starkem Maße auf der Verwendung *konzeptioneller Modelle* unterschiedlicher Komplexität. In dem von der *Norwegischen Schule* eingeführten Ansatz zur Darstellung des Lebenszyklus einer *Idealzyklone* gelang es, mit dem vielleicht einfachsten konzeptionellen Modell unterschiedlich temperierter homogener Luftmassen, die durch *materielle Flächen* voneinander getrennt sind, zahlreiche wichtige, bei der Zyklogenese stattfindende Prozesse auf anschauliche Weise zu beschreiben. Vielleicht ist gerade dieser Umstand der sehr leichten Verständlichkeit verantwortlich dafür, dass die *Polarfronttheorie* seit nahezu einem Jahrhundert in unzähligen Lehrbüchern als einzige und umfassende Darstellungsmöglichkeit für die an der Polarfront ablaufenden Prozesse präsentiert wird, obwohl mittlerweile die Schwächen und Unzulänglichkeiten dieser Modellvorstellung mindestens genauso bekannt sind wie die Theorie selbst.

Hierzu zählt auch die Beschreibung von Kalt- und Warmfronten. Betrachtet man diese mit dem einfachen konzeptionellen Modell von Diskontinuitätsflächen nullter Ordnung in der Temperatur, dann lassen sich bereits einige wichtige Eigenschaften, wie beispielsweise die Frontneigung oder die Unterteilung in Kata- und Anafronten, relativ leicht veranschaulichen. Um jedoch einen tieferen Einblick in die tatsächlich an Fronten ablaufenden Vorgänge zu erhalten, müssen diese stark vereinfachenden Annahmen durch komplexere Modelle, wie beispielsweise das der *Conveyor Belts*, ersetzt werden. An diesem Punkt stellt sich vielleicht die Frage, ob es überhaupt notwendig bzw. zielführend ist, atmosphärische Prozesse, die von Natur aus hochgradig komplex sind, mittels stark vereinfachender konzeptioneller Modelle zu beschreiben.

Der wohl wichtigste Vorteil bei der Verwendung konzeptioneller Modelle besteht darin, dass hierdurch die häufig vielfältigen und komplizierten nichtlinearen Prozesse auf die wesentlichen Vorgänge reduziert werden. Somit stellen diese Modelle ein ausgezeichnetes Hilfsmittel dar, mit dem man einen ersten einfachen und schnellen Zu-

gang zum Verständnis eines untersuchten Phänomens gewinnt. Auf der anderen Seite kann gerade die Reduktion auf die wichtigsten Aspekte auch als ein entscheidender Nachteil des Modells angesehen werden, denn mit der Vernachlässigung zahlreicher Details geht auch die Möglichkeit verloren, auf die potentiellen Diversitäten der Vorgänge aufmerksam zu machen.

Ein konzeptionelles Modelle kann in gewisser Weise als ein Paradigma angesehen werden, das eine bestimmte zeitliche Trägheit und Langlebigkeit besitzen sollte, in der Art, dass es nicht ständig überarbeitet oder gar verworfen werden muss. Allerdings ist es notwendig, dieses von Zeit zu Zeit in Frage zu stellen, insbesondere dann, wenn neue Erkenntnisse wissenschaftlicher Forschung vorliegen, die Zweifel an der Gültigkeit oder Vollständigkeit eines Paradigmas aufkommen lassen. Unter Umständen kann dies nach einer gewissen Zeit zu einem Paradigmenwechsel, d. h. einem völlig neuen konzeptionellen Modell, führen. Eine andere Möglichkeit besteht darin, der Vielschichtigkeit eines Prozesses dahingehend gerecht zu werden, dass man ihn in unterschiedliche Typen unterteilt und ein bereits bestehendes konzeptionelles Modell nur noch auf einen Untertyp des Prozesses anwendet. Für weitere Unterarten müssen dann neue Modelle entwickelt werden. Dadurch geht allerdings ein wesentlicher Vorteil des konzeptionellen Modells verloren, der darin besteht, als einfacher Ansatz eine umfassende Beschreibung eines komplexen Prozesses zu liefern.

Natürlich wurde nach der Einführung der Polarfronttheorie ständig versucht, diese, basierend auf neuen wissenschaftlichen Erkenntnissen, zu verbessern (s. z. B. Bergeron 1928, 1934). Das gilt insbesondere im Zusammenhang mit den in der damaligen Zeit aufkommenden aerologischen Messungen, mit denen erstmals die dreidimensionale Struktur der Atmosphäre erkundet werden konnte. Trotzdem blieben die der Theorie zugrunde liegenden Annahmen weitgehend ungeändert.

Neben den zahlreichen Modifikationen und Erweiterungen des ursprünglichen Modells der Idealzyklone wurden auch einige neue konzeptionelle Zyklonenmodelle entwickelt, um auf diese Weise der Vielfältigkeit der Zyklogenese Rechnung zu tragen (z. B. Young et al. 1987, Shapiro und Keyser 1990, Hobbs et al. 1990, 1996, Semple 2003). Gleiches gilt für die konzeptionellen Conveyor Belt Modelle der Fronten.

Gelegentlich findet aber auch der umgekehrte Vorgang statt, bei dem versucht wird, unterschiedliche bereits bestehende konzeptionelle Modelle in einem neuen mehr oder weniger übergreifenden Schema zu vereinigen, um damit wieder eine größere Allgemeingültigkeit der Prozessbeschreibung zu erhalten. Ein Beispiel hierzu ist der von Semple (2003) unternommene Versuch, verschiedene konzeptionelle Zyklonenmodelle in einem einzigen übergeordneten Ansatz zu vereinigen. Hierbei stellt sich dann natürlich wiederum die Frage, wie man in dem neuen Modell die Details und Vielschichtigkeit der unterschiedlichen

Abläufe noch darstellen kann, ohne dabei das Modell mit zu viel Komplexität zu überfrachten. So werden in dem von Semple beschriebenen Ansatz das warme, das kalte und das trockene Transportband in unterschiedliche Anteile oder Äste aufgespalten, die sich in ihren Strömungsrichtungen und thermodynamischen Eigenschaften voneinander unterscheiden. Die dadurch quasi verdoppelte Anzahl der Transportbänder geht letzten Endes in gewisser Weise zu Lasten der Übersichtlichkeit des Modells.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass konzeptionelle Modelle eine wichtige wenn nicht unverzichtbare Methode darstellen, um die äußerst komplexen nichtlinearen atmosphärischen Prozesse einfach und übersichtlich zu beschreiben. Aus diesem Grund sind sie insbesondere dazu geeignet, in Lehrbüchern Verwendung zu finden. Allerdings sollte man sich immer darüber im Klaren sein, dass in konzeptionellen Modellen viele Details unberücksichtigt bleiben müssen und sie außerdem aufgrund ihrer zeitlichen Trägheit in der Regel nicht den aktuellsten Stand der Wissenschaft widerspiegeln können. Daher müssen sie in gewissen zeitlichen Abständen kritisch überprüft, gegebenenfalls nachgebessert oder gar durch neue Paradigmen ersetzt werden, die dann auch in den Lehrbüchern Verwendung finden sollten. Denn nur auf diese Weise gelingt es, neue wissenschaftliche Erkenntnisse, nachdem sie zunächst von einem kleinen Kreis hochspezialisierter Wissenschaftler diskutiert und dann anerkannt worden sind, auch langfristig in die breite Wissensvermittlung an Schulen und Universitäten einfließen zu lassen.

Kapitel 13
Mesoskalige meteorologische Prozesse

In den vorangehenden Kapiteln lag der Schwerpunkt auf dem Studium atmosphärischer Vorgänge, die auf der *synoptischen* oder *planetaren Skala* ablaufen. Zu deren mathematischer Beschreibung erwies sich die *quasigeostrophische Theorie* als sehr nützliches Hilfsmittel. Aber auch auf der *sub-synoptischen Skala* finden ständig die vielfältigsten thermo-hydrodynamischen Prozesse statt, die das augenblickliche Wettergeschehen mitunter entscheidend prägen. Hierzu zählen beispielsweise konvektive Systeme mit unterschiedlichen raumzeitlichen Erstreckungen oder die an Fronten beobachteten baroklinen Querzirkulationen. Wie bereits früher erwähnt, lassen sich diese Phänomene wegen ihrer vergleichsweise geringen Ausdehnungen nicht mehr ohne Weiteres mit Hilfe der quasigeostrophischen Theorie analysieren. Vielmehr sollte hier zumindest die *semigeostrophische Theorie* zur Anwendung kommen, bei der die ageostrophischen Advektionsanteile in der Bewegungsgleichung berücksichtigt werden (s. Abschn. 4.6). Oftmals ist jedoch auch diese Theorie nicht mehr ausreichend, so dass eine Analyse der zu untersuchenden Prozesse nur möglich ist, wenn das vollständige prognostische Gleichungssystem numerisch gelöst wird (s. Abschn. 3.5).

Die hochgradige Nichtlinearität aller in der Atmosphäre ablaufenden Prozesse hat zur Folge, dass eine ständige Wechselwirkung von Skalen unterschiedlichster Größenordnungen miteinander stattfindet. Diese nichtlineare Skaleninteraktion stellt eine entscheidende Voraussetzung für das deterministisch-chaotische Verhalten der Atmosphäre dar. Das bedeutet insbesondere, dass einerseits mesoskalige Entwicklungen durch synoptisch-skalige Vorgänge gesteuert werden, dass andererseits aber auch gleichzeitig eine starke Rückkopplung mesoskaliger Prozesse auf die synoptische Skala existiert. Allein dieser Umstand bildet schon ausreichend Motivation, sich zum besseren Verständnis großskaliger Vorgänge auch mit sub-synoptischen Phänomenen auseinanderzusetzen.

In diesem Kapitel werden deshalb verschiedene in der sub-synoptischen Skala ablaufenden atmosphärische Prozesse näher untersucht.

A. Bott, *Synoptische Meteorologie*,
DOI 10.1007/978-3-642-25122-1_13, © Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2012

Hierbei handelt es sich jedoch lediglich um kurze Zusammenfassungen der wichtigsten Merkmale einiger beispielhaft ausgewählter Vorgänge. Eine tiefergehende und umfangreichere Analyse mesoskaliger meteorologischer Phänomene wird an dieser Stelle nicht erfolgen. Stattdessen sollte hierzu die weiterführende Fachliteratur konsultiert werden. Ausgewählte Beispiele interessanter Lehrbücher zu diesem Themenkomplex sind:

- Mesoskalige Meteorologie:
  Ray (1987), Pielke (2002), Lin (2007), Markowski und Richardson (2010), Fedorovich et al. (2011)
- Wolkendynamik:
  Ludlam (1980), Cotton und Anthes (1989), Houze (1993), Emanuel (1994), Doswell (2001), Cotton et al. (2011)
- Atmosphärische Grenzschicht:
  Stull (1988), Garrat (1994), Baklanov und Grisogono (2007)

13.1 Gewitter

Intensive vertikale Umlagerungen in der Atmosphäre äußern sich in der Bildung konvektiver Wolken, angefangen vom Cumulus humilis, über den Cumulus congestus, bis hin zu Cumulonimben, die bis in die hohe Troposphäre oder untere Stratosphäre reichen können. Bei hochreichender Konvektion handelt es sich um Vorgänge, die auf der *meso-γ Skala* ablaufen (Orlanski 1975), weshalb diese auch gelegentlich als *konvektive Skala* bezeichnet wird (s. hierzu auch Abschn. 1.2). Die hierbei auftretenden Gewitter sind oft mit Starkniederschlägen und böigem Wind verbunden, die Sturm- oder Orkanstärke erreichen und daher ein großes Gefahrenpotential darstellen.

Gewitter werden immer von *Blitzen* begleitet, die durch räumliche Trennungen positiver und negativer elektrischer Ladungen in den Wolken- und Niederschlagsbereichen entstehen und sowohl innerhalb der Wolken als auch zwischen Erde und Wolke verlaufen können. Die hierbei zwischen den Wolken oder zwischen Wolken und Erdboden transportierten elektrischen Ladungen führen zu einer extrem starken und plötzlichen Erwärmung der Luft im sogenannten *Blitzkanal* (~ 30000 K), was dort einen explosionsartigen Druckanstieg um eine oder zwei Größenordnungen verursacht. Hierdurch werden eine sich mit Überschallgeschwindigkeit bewegende Schockwelle und eine Schallwelle erzeugt, die dann als *Donnergeräusch* wahrnehmbar ist. Auf die näheren physikalischen Eigenschaften von Blitzen wird hier nicht eingegangen, stattdessen wird das Studium der weiterführenden Spezialliteratur empfohlen (z. B. Pruppacher und Klett 1997, Hobbs 2010). Der Schwerpunkt der folgenden Betrachtungen liegt vielmehr auf der Beschreibung der in Gewittern ablaufenden thermo-hydrodynamischen

Prozesse. Weiterhin werden die atmosphärischen Voraussetzungen zu deren Bildung näher erörtert. Die Ausführungen beschränken sich hauptsächlich auf die im europäischen Raum üblicherweise vorkommenden konvektiven Systeme.

13.1.1 Einzel-, Multi- und Superzellen

Gewitter können sehr unterschiedliche räumliche und zeitliche Größenordnungen erreichen. Das kleinste konvektive System stellt die sogenannte *Einzelzelle* dar. Hierbei handelt es sich um einen Cumulonimbus, der nur aus einer einzelnen Konvektionszelle besteht. Im oberen Bereich besitzt die Wolke typischerweise einen horizontalen Durchmesser von weniger als 10 Kilometern. Häufig werden jedoch auch Einzelzellen mit deutlich größeren Ausmaßen beobachtet. Die Lebensdauer dieser Gewitter ist vergleichsweise kurz und liegt üblicherweise in einer Größenordnung von 30 bis 60 Minuten. Die dabei auftretenden Niederschläge können lokal sehr heftig ausfallen, in der Regel sind sie aber räumlich und zeitlich nicht sehr stark ausgedehnt. Insgesamt gesehen bringen Einzelzellen nur ein relativ geringes Gefahrenpotential mit sich.

Die intensive wissenschaftliche Untersuchung von Gewittern hat bereits eine lange Tradition. Kurz nach dem zweiten Weltkrieg fand in den USA das sogenannte "Thunderstorm Project" statt, bei dem erstmals Gewitter mit Hilfe simultaner Radar- und Flugzeugbeobachtungen und anderer Messungen detailliert untersucht wurden. In dem von Byers und Braham (1949) veröffentlichten Bericht zu diesem Projekt wird der Lebenszyklus einer einzelnen Gewitterzelle in die folgenden drei Abschnitte unterteilt:

- *Das Cumulus Stadium*
  Im ersten Entwicklungsstadium bildet sich ein Cumulus congestus, der in erster Linie durch starke Aufwinde (*Updraft*) charakterisiert ist. Mit den Aufwinden wird feuchtwarme Luft aus der atmosphärischen Grenzschicht in die höhere Troposphäre transportiert. Im oberen Wolkenbereich können sich zu diesem Zeitpunkt bereits Niederschlagsteilchen bilden, die jedoch noch nicht aus der Wolke ausfallen.
- *Das Reifestadium*
  In diesem Stadium existieren zusätzlich zum Updraft starke Wolkenabwinde (*Downdraft*), die durch den fallenden und dabei verdunstenden Niederschlag erzeugt werden. Gemäß einer von Cotton und Anthes (1989) zusammengestellten Übersicht verschiedener Messungen können Wolkenaufwinde Stärken von mehr als 30 m s^{-1} und Wolkenabwinde Stärken von mehr als 20 m s^{-1} erreichen. Im oberen Wolkenbereich strömt die aufgestiegene Luft ho-

rizontal auseinander. Bei diesem *Detrainmentvorgang* entwickelt sich der *Amboss* der Gewitterzelle. Umgekehrt strömt die am Boden ankommende kalte Luft des Downdrafts dort horizontal auseinander, was sich in den bei Gewittern typischerweise auftretenden böigen Winden äußert. Während des Reifestadiums der Gewitterzelle ist die Niederschlagsintensität am größten.

- *Das Dissipationsstadium*
  In diesem Stadium bricht der Wolkenaufwindbereich weitgehend zusammen und es existieren nur noch die kalten Abwinde im unteren Wolkenbereich. Die gesamte Entwicklung kommt allmählich zum Erliegen. Aus dem zunächst intensiven konvektiven wird ein leichter stratiformer Niederschlag, der überwiegend aus dem Amboss der Wolke fällt.

Im Normalfall reicht ein Cumulonimbus so hoch in die Troposphäre hinauf, dass sich im oberen Wolkenbereich Eisteilchen bilden. Das erkennt man gut an der dort vorliegenden faserigen Wolkenstruktur, die charakteristisch für den Amboss der Gewitterzelle ist. Die Existenz von Wolkeneiskristallen ist eine der wichtigsten Voraussetzungen für die Entstehung intensiver konvektiver Niederschläge (s. z. B. Pruppacher und Klett 1997). Gelegentlich treten auch Cumulonimben auf, in denen sich keine Eisteilchen bilden. Das gilt insbesondere für die warmen tropischen Gebiete. Wolken ohne Eisphase nennt man auch *warme Wolken*. Im Folgenden wird jedoch eine Cumuluswolke nur dann als Cumulonimbus bezeichnet, wenn sie im oberen Bereich zumindest teilweise vereist ist, d. h. in Teilbereichen eine faserige Struktur besitzt.

Die sogenannten *Multizellen* setzen sich aus mehreren Einzelzellen zusammen, die sich jeweils in unterschiedlichen Entwicklungsstadien befinden. Unter günstigen atmosphärischen Bedingungen, in denen eine vertikale Scherung des horizontalen Winds vorliegt, können Multizellen organisierte Strukturen entwickeln. In diesen Fällen entstehen an der Vorderkante der Multizelle (in Bewegungsrichtung gesehen) immer wieder neue konvektive Einzelzellen, die jeweils den oben dargestellten Lebenszyklus durchlaufen. Die im hinteren Bereich der Multizelle auftretenden kalten und horizontal auseinanderströmenden Wolkenabwinde können kaltfrontartige Strukturen annehmen. Hierbei spricht man auch von einer *Böenfront* (*Gust Front*). Die hinter der Böenfront einfließende kalte Luft, die in diesem Zusammenhang auch als *Kältepool* (*Cold Pool*) bezeichnet wird, schiebt sich unter die stromabwärts liegende feuchtwarme Luft, wodurch die Entstehung neuer Gewitterzellen weiter forciert wird. Auf diese Weise kann sich die Lebensdauer einer Multizelle über mehrere Stunden erstrecken.

Besonders intensive Downdrafts werden im Englischen als *Downburst* bezeichnet. Hierbei handelt es sich um ein Gebiet mit einer Ausdehnung von 1 bis 10 km, in dem die kalten Wolkenabwinde über

einen Zeitraum von weniger als 30 Minuten sehr stark werden können. Bezüglich ihrer Größe werden Downbursts noch in *Macro-* und *Microbursts* unterteilt (s. Houze 1993). Letztere stellen insbesondere für die Luftfahrt eine große Gefahr dar.

Bei einer *Superzelle* handelt es sich um eine einzelne Gewitterzelle, die jedoch eine ähnliche räumliche Erstreckung und Lebensdauer wie eine Multizelle besitzt. Superzellen treten als extrem starke Unwetter auf und können verheerende Schäden anrichten. Wie die Einzelzelle besitzen sie jeweils nur einen Up- und einen Downdraftbereich, allerdings sind die räumlichen Ausmaße dieser Auf- und Abwindschläuche erheblich größer als in Einzel- oder Multizellen. Im Vergleich zur Einzel- und Multizelle ist die Blitzaktivität in einer Superzelle am größten.

Das wichtigste Merkmal einer Superzelle besteht darin, dass der Aufwindschlauch horizontale Rotationsbewegungen durchführt. Diese sind auf die bei ihrer Entstehung vorliegende starke vertikale Scherung des horizontalen Winds zurückzuführen, die über den *Tilting Term* der Vorticitygleichung (5.22) in eine horizontale Rotationsbewegung umgewandelt wird. Die meist zyklonalen Rotationsbewegungen können sich über einen relativ langen Zeitraum von deutlich mehr als 20 Minuten erstrecken. Der auch als *Mesozyklone* bezeichnete zyklonale Wirbel besitzt einen Durchmesser von 2 bis 10 km. Hier können Updraftgeschwindigkeiten von bis zu 40 m s^{-1} erreicht werden (Houze 1993), so dass die im Aufwindschlauch nach oben transportierten Hagelkörner außergewöhnlich groß werden können. Die intensive Hagelbildung trägt erheblich zum starken Schadenspotential von Superzellen bei. Charakteristisch für die Superzelle ist weiterhin, dass Up- und Downdraftbereiche räumlich voneinander getrennt sind, so dass die kalten Wolkenabwinde nicht das Aufsteigen der warmen Luft behindern. Aus diesem Grund können Superzellen eine relativ lange Lebenszeit von teilweise mehreren Tagen erlangen.

Innerhalb der Mesozyklonen herrscht weitgehend *zyklostrophisches Windgleichgewicht* (s. Abschn. 4.3). Da der Druck im Zentrum der Mesozyklone extrem niedrig ist, ergeben sich hieraus außergewöhnlich hohe Werte der Vorticity von teilweise mehr als 10^{-1} s^{-1}(z. B. Gaudet und Cotton 2006, Wurman et al. 2010). Man vergleiche diesen Wert mit der bei synoptisch-skaligen Betrachtungen typischen Größenordnung der Vorticity von 10^{-4} s^{-1} (s. Abschn. 5.3).

In den USA treten Superzellen deutlich öfter auf als in Europa. Dies ist zum einen auf die topographischen Gegebenheiten in Form der Rocky Mountains zurückzuführen. Zum anderen bestehen günstige klimatologische Voraussetzungen für die Bildung schwerer Gewitterstürme, dadurch dass es häufig zum Vordringen feuchtwarmer Luftmassen aus dem Golf von Mexiko in den Mittleren Westen der USA kommt und arktische Luftmassen aus Kanada (s. auch Abschn. 11.3)

einfließen. Aufgrund der verheerenden Schäden, die durch Superzellen entstehen können, wird deren frühzeitiger Detektion große Aufmerksamkeit geschenkt. Die Radarfernerkundung stellt hierbei ein wichtiges Hilfsmittel dar (s. Abschn. 2.3). Typisch für eine Superzelle ist ein auf dem Radarschirm erkennbares sogenanntes *Hook Echo*, dessen hakenförmige Gestalt auf die zyklonale spiralförmige Bewegung der Hagelkörner innerhalb der Mesozyklone zurückzuführen ist. Das Auftauchen eines Hook Echos auf dem Radarschirm stellt ein wichtiges Indiz für die Wahrscheinlichkeit einer *Tornadobildung* dar, so dass es vom National Weather Service der USA als ausreichend angesehen wird, um eine Tornadowarnung auszusprechen.

Erste Radarbeobachtungen von Hook Echos reichen bis in die 1950er Jahre zurück (Stout und Huff 1953, Sadowski 1958, Browning 1965). Seit dieser Zeit setzten sich zahlreiche Publikationen mit der Beobachtung von Hook Echos und der Entwicklung von Tornados auseinander. In Markowski (2002) ist eine Übersicht über wichtige Publikationen zu diesem Thema zu finden. Superzellen, in denen Tornados entstehen, werden auch als *Tornado-Zyklone* bezeichnet. Auf eine detaillierte Beschreibung von Tornados wird an dieser Stelle verzichtet und stattdessen auf die weiterführende Spezialliteratur verwiesen (z. B. Klemp 1987).

13.1.2 Voraussetzungen für die Gewitterbildung

Welche Art von Gewitterzellen sich in einer gegebenen Situation bilden, hängt stark von der atmosphärischen Schichtung und der vertikalen Scherung des horizontalen Winds ab. Als Maß für die atmosphärische Stabilität benutzten Weisman und Klemp (1982) die sogenannte *konvektiv verfügbare potentielle Energie*[1], welche die spezifische Auftriebsenergie eines feuchtadiabatisch aufsteigenden Luftpakets darstellt und definiert ist als

$$CAPE = g \int_{z_{LFC}}^{z_{ET}} \frac{\theta_e - \theta}{\theta} dz \tag{13.1}$$

Hierbei ist θ_e die pseudopotentielle Temperatur des aufsteigenden Luftpakets, θ stellt die potentielle Temperatur der Umgebungsluft dar und z_{LFC} bezeichnet das sogenannte *Level of Free Convection* (LFC). Das ist die Höhe, in der das aus tieferliegenden Schichten aufgestiegene Luftpaket erstmals wärmer als die Umgebungsluft wird. Die Größe z_{ET} beschreibt die Höhe, in der das aufgestiegene Luftpaket wieder die gleiche Temperatur wie die Umgebungsluft besitzt. Je größer die

[1] im Englischen *Convective Available Potential Energy* (*CAPE*)

Temperaturdifferenz zwischen aufsteigender Luft und Umgebungsluft ist, umso größer ist die CAPE. Bei CAPE-Werten von weniger als 1000 J kg^{-1} ist die Intensität eines auftretenden Gewitters noch relativ gering. Bei Werten von 1000–2000 J kg^{-1} kann damit gerechnet werden, dass es heftiger ist, während bei Werten von 2000–3000 J kg^{-1} das Gewitter sehr stark sein kann. CAPE-Werte $>$ 3000 J kg^{-1} werden in Mitteleuropa selten beobachtet. In den USA hingegen wurden in extremen Gewittern mit Tornadobildung CAPE-Werte von mehr als 5000 J kg^{-1} gemessen (z. B. Edwards et al. 2002). Normalerweise liegt bei Multi- und Superzellen eine ähnliche atmosphärische Stabilität vor, die insbesondere deutlich geringer ist als bei Einzellengewittern (Weisman und Klemp 1982).

Um überhaupt eine hochreichende konvektive Wolke bilden zu können, muss ein Luftpaket bis zum Level of Free Convection aufsteigen. Ist unterhalb dieses Niveaus die Atmosphäre stabil geschichtet, dann würde das Luftpaket aus eigenem Antrieb nicht das LFC erreichen. Die Energie, die aufgewendet werden muss, um die Luft bis zum LFC anzuheben, wird als *Convective Inhibition* (CIN) bezeichnet. CIN kann beispielsweise bei orographisch erzwungener Hebung aus der kinetischen Energie zur Verfügung gestellt werden. Im Sommer wird durch intensive solare Einstrahlung und Turbulenz die CIN der Luft im bodennahen Bereich tagsüber mehr und mehr abgebaut. Wenn sie vollständig verschwunden ist, kann das Luftpaket auch ohne äußere dynamische Antriebe zum LFC aufsteigen. Die Temperatur in 2 m Höhe, bei der das erstmals der Fall ist, wird als *Auslösetemperatur* bezeichnet.

Die CAPE eines Luftpakets ist umso größer, je wärmer und feuchter es ist. Änderungen der atmosphärischen vertikalen Temperaturverteilung können ebenfalls eine Erhöhung der CAPE bewirken. Das lässt sich sehr gut beim Durchgang einer Kaltfront beobachten. Durch das postfrontale Einfließen relativ kalter Luftmassen in der Höhe wird die Atmosphäre labilisiert. Dieser Vorgang führt zu dem typischerweise hinter Kaltfronten beobachteten *Rückseitenwetter*, das charakterisiert ist durch verstärkte Konvektion mit Schauer- oder Gewitterbildung, böig auffrischenden Winden und raschem zeitlichen Wechsel zwischen sonnigen und bewölkten Abschnitten.

Aufgrund ihrer physikalisch basierten Definition stellt die CAPE ein sehr gutes Maß dar, die Wahrscheinlichkeit einer Gewitterbildung abzuschätzen. Ein Nachteil bei der Benutzung der CAPE besteht allerdings darin, dass deren Berechnung mit Hilfe eines thermodynamischen Diagrammpapiers relativ aufwendig ist. Deshalb wurden in der Vergangenheit zahlreiche weitere empirische *Stabilitätsindizes* eingeführt, mit denen das Auftreten von Gewittern relativ einfach abgeschätzt werden kann. Diese Indizes basieren meistens auf der Ermittlung von Differenzen der Temperatur, des Taupunkts oder der

pseudopotentiellen Temperatur zwischen einem adiabatisch aufsteigenden Luftpaket und der Umgebungsluft in bestimmten Höhenniveaus und mit unterschiedlichen Kombinationen der einzelnen Parameter. Häufig benutzte Stabilitätsindizes sind:

- *KO-Index (KO)*

$$KO = \frac{1}{2}\left[\theta_e(500) + \theta_e(700)\right] - \left[\theta_e(850) + \theta_e(1000)\right] \tag{13.2}$$

Hierbei stellen die in Klammern stehenden Zahlen die Druckniveaus in hPa dar, in denen die pseudopotentielle Temperatur θ_e jeweils benötigt wird. Der KO-Index ist ein hilfreiches Mittel zur Abschätzung der bei großskaligen Hebungen wichtigen *potentiellen Instabilität*. Die KO-Werte lassen sich wie folgt interpetrieren:

$KO > 6$:	Es ist nicht mit Gewittern zu rechnen.
$2 < KO \leq 6$:	Das Auftreten vereinzelter Gewitter ist möglich.
$KO \leq 2$:	Es bilden sich zahlreiche Gewitter.

- *Lifted Index (LI)*

Man erhält den LI durch Subtraktion der Temperatur eines adiabatisch vom Erdboden bis in 500 hPa gehobenen Luftpakets von der dort vorliegenden Temperatur der Umgebungsluft. Hierbei gilt:

$LI > 6$:	Es ist nicht mit Gewittern zu rechnen.
$1 < LI \leq 6$:	Das Auftreten von Gewitter ist unwahrscheinlich.
$-2 < LI \leq 1$:	Vereinzelte Gewitter sind möglich.
$-6 < LI \leq -2$:	Es besteht hohe Gewitterwahrscheinlichkeit.
$LI < -6$:	Starke Gewitter sind sehr wahrscheinlich.

Der LI eignet sich vor allem gut zur Abschätzung der Wahrscheinlichkeit für das Auftreten einzelner Wärmegewitter im Sommer. Im Winter oder bei Labilisierung der Atmosphäre durch Einfließen kalter Höhenluft ist der LI eher ungeeignet. Weitere hier nicht näher betrachtete Stabilitätsindizes sind der *Soaring Index*, der *Showalter Index*, der *K-Index*, der *Total Totals* u. a.

Bei der Benutzung von Stabilitätsindizes zur Abschätzung von Gewitterwahrscheinlichkeiten müssen zusätzlich zu den Werten der Indizes selbst noch weitere Kriterien berücksichtigt werden. Hierzu zählt insbesondere die Überprüfung, ob in einem Gebiet auch dynamisch induzierte Hebungsantriebe vorliegen. So beobachtet man häufig Situationen, in denen über weite Bereiche ein bestimmter Stabilitätsindex auf eine hohe Gewitterwahrscheinlichkeit hinweist, trotzdem werden die Gewitter nur in einem relativ eng begrenzten Gebiet ausgelöst. Das geschieht beispielsweise dort, wo neben den thermisch günstigen Voraussetzungen noch Hebungsantriebe durch orographisch bedingte Gegebenheiten vorliegen.

Schließlich gibt es noch sehr einfache Möglichkeiten, die Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten von Schauern oder Gewittern grob abzuschätzen. Beispielsweise kann man hierfür die Temperaturdifferenz

zwischen dem 850 hPa und dem 500 hPa Niveau benutzen. Ist diese größer als 25°C, dann deutet das auf Schauerwetter hin. Übersteigt sie einen Wert von 30°C, dann besteht eine hohe Wahrscheinlichkeit dafür, dass sich Gewitter bilden. Im Sommer liefert die Verwendung der Bodentemperatur anstelle der Temperatur im 850 hPa Niveau mitunter noch bessere Abschätzungen, wobei jetzt eine Differenz von 40°C zwischen Bodentemperatur und Temperatur im 500 hPa Niveau als kritischer Wert für die wahrscheinliche Gewitterbildung angesehen werden kann. Selbstverständlich handelt es sich bei den hier angegebenen empirischen Beziehungen nur um sehr grobe Abschätzungen, die entsprechend fehlerhaft sein können. Häufig lassen sie sich jedoch durch Anpassung an die besonderen lokalen Verhältnisse, wie z. B. orographische Gegebenheiten, noch etwas verbessern. Am Ende ist sicherlich noch ein gewisses Maß an Erfahrung zur Einschätzung unterschiedlicher synoptischer Situationen von Vorteil.

Ein weiterer die Gewitterbildung stark beeinflussender Faktor ist die vertikale Scherung des horizontalen Winds in der unteren Troposphäre. Zahlreiche experimentelle Befunde und numerische Fallstudien belegen, dass die Intensität von Gewittern mit wachsender Windscherung zunimmt (z. B. Weisman und Klemp 1982, Markowski et al. 2003, Richardson et al. 2007). Man kann sich leicht vorstellen, dass bei fehlender Windscherung die am Boden horizontal ausströmenden Downdrafts einer Einzelzelle allmählich die weitere Zufuhr feuchtwarmer Luft in den Updraftbereich hinein unterbinden, so dass die Entwicklung bereits nach relativ kurzer Zeit zum Erliegen kommt.

Mit Hilfe numerischer Sensitivitätsstudien gelang es Weisman und Klemp (1982), bei einer fest vorgegebenen atmosphärischen Stabilität in Abhängigkeit von der Windscherung Einzel-, Multi- und Superzellen zu simulieren. Einzelzellen entstanden nur bei schwacher Windscherung. In den sich bei moderater Windscherung bildenden Multizellen erwies sich die Böenfront als ein wichtiger, die Entwicklung steuernder Mechanismus. Zum einen wurde hierdurch, ähnlich wie bei der Einzelzelle, die Zufuhr feuchtwarmer Luft in den bestehenden Updraftbereich unterbunden, zum anderen forcierten die kalten Wolkenabwinde das Aufsteigen der vor der Böenfront liegenden warmen Luft, so dass sich dort immer wieder neue Einzelzellen formierten. Die bei starker Windscherung entstehenden Superzellen waren charakterisiert durch ein Aufspalten des Sturms in zwei verschiedene Gewitterzellen. Hierbei spricht man im Englischen auch von einem *Split Storm* mit einem sogenannten *left moving* und *right moving storm*. In der Realität erweist sich letzterer normalerweise als der intensivere von beiden, weil Superzellen meistens bei Warmluftadvektion entstehen (Rechtsdrehung des horizontalen Winds mit der Höhe, s. Abschn. 4.5). Diese Superzellen können ein hohes Potential zur Tornadobildung besitzen. Im Gegensatz dazu tritt der 'left moving storm' manchmal überhaupt

nicht Erscheinung oder er entwickelt sich nicht zu einer Superzelle (z. B. Bunkers 2002).

13.2 Mesoskalige konvektive Systeme

Beobachtungen zeigen immer wieder, dass sich verschiedene Einzelzellengewitter gruppieren und mesoskalig organisierte Wolkenstrukturen bilden, die zusätzlich zu den einzelnen Cumulonimben großflächige Wolkenfelder aufweisen, aus denen stratiformer Niederschlag fällt. Die in diesen Systemen ablaufenden dynamischen Prozesse erreichen Ausmaße, die deutlich größer sind als die der einzelnen Gewitterzellen. Solche organisierten Wolkengebilde werden als *mesoskalige konvektive Systeme (MCS)* bezeichnet. Aufgrund ihrer komplexen Dynamik sind MCS für die tägliche Wettervorhersage von großer Bedeutung. Allerdings spielen sie auch für das Klima der Erde eine wichtige Rolle, denn ein großer Teil der globalen Niederschläge fällt in mesoskaligen konvektiven Systemen (Cotton und Anthes 1989, Houze 1993). Das gilt insbesondere für die tropischen Bereiche (z. B. Vila et al. 2005, Rickenbach et al. 2011).

13.2.1 Größenordnungen und Formen

Houze (1993) definierte ein MCS als ein Wolkensystem, das aus einem Ensemble von Gewitterzellen besteht und eine zusammenhängende Niederschlagsfläche in der Größenordnung von mindestenes 100 km in einer Richtung besitzt. Die typische Lebenszeit eines MCS liegt bei etwa 10 Stunden, sie kann aber auch mehr als drei Tage betragen (Williams und Houze 1987). Zur Bestimmung der horizontalen Erstreckung eines MCS werden üblicherweise Satellitenaufnahmen herangezogen. Über die im Infrarotkanal gemessenen Temperaturverteilungen lassen sich die horizontalen Ausmaße der Wolkenobergrenzen ermitteln. Hierbei kommt es jedoch darauf an, welcher Schwellenwert der Temperatur zur Definition der Wolkenobergrenzen benutzt wird. Je geringer dieser Wert ist, um so höher ist die Wolkenobergrenze, die zur Größenbestimmung des MCS herangezogen wird.

Als größtes mesoskaliges konvektives System wird der sogenannte *mesoskalige konvektive Cluster* (MCC) angesehen. Maddox (1980) definierte ein MCC als ein Wolkencluster, der folgende Bedingungen erfüllen muss:

(1) Bei einer Schwellentemperatur $\leq -32°\mathrm{C}$ muss das Wolkencluster eine horizontale Größe von mindestens 10^5 km^2 besitzen.
(2) Bei einer Schwellentemperatur $\leq -52°\mathrm{C}$ muss die innere Wolkenfläche mindestens 5×10^4 km^2 groß sein.

(3) Die Lebensdauer des MCC, die durch den Zeitraum gegeben ist, in dem die beiden ersten Bedingungen erfüllt sind, muss mindestens sechs Stunden betragen.
(4) Wenn der durch die Bedingung (1) definierte Wolkenschirm seine maximale Größer erreicht hat, muss die Exzentrizität der Wolkenfläche mindestens 0.7 sein.

Kleinere MCS können ähnliche räumliche Muster wie ein MCC aufweisen, d. h. sie bilden ein aus mehreren Einzelzellen bestehendes Cluster mit geringer Exzentrizität. In der Mehrzahl der Fälle sind MCS jedoch charakterisiert durch das Auftreten sogenannter *Gewitterlinien*, die oft bogenförmig verlaufen und teilweise sehr scharf sein können. Hierbei handelt es sich um die früher bereits angeprochenen *Squall Lines*. Aus statistischen Untersuchungen zahlreicher tropischer und außertropischer mesoskaliger Systeme (Houze und Cheng 1977, Cheng und Houze 1979, Houze et al. 1990) schloss Houze (1993), dass Gewitterlinien etwa 10 % der Gesamtniederschlagsfläche eines MCS ausmachen, während aus dem restlichen Bereich stratiformer Niederschlag fällt. Gewitterlinien bewegen sich häufig relativ schnell (~ 10 m s^{-1}) in die senkrecht zu ihrem Verlauf weisende Richtung. Hinter dem konvektiven Niederschlagsband befindet sich ein ausgedehnter stratiformer Niederschlagsbereich, der eine horizontale Erstreckung in der Größenordnung von 10^4 km^2 besitzt.

13.2.2 Squall Lines

Wie bereits oben erwähnt, übt die vertikale Scherung des horizontalen Winds in der unteren Troposphäre einen großen Einfluss auf die Intensität der Gewitterentwicklung aus. Basierend auf Beobachtungen und intensiven numerischen Simulationen entwickelten Rotunno et al. (1988) eine Theorie zur Dynamik von Squall Lines, deren Schwerpunkt darin besteht, die Wirkung der Windscherung auf die Entwicklung von Squall Lines zu beschreiben. Obwohl diese Arbeit als bahnbrechend für das Verständnis der dynamischen Prozesse an Squall Lines angesehen werden kann, wurden die darin vorgestellten theoretischen Ansätze in den nachfolgenden Jahren vielfach kritisiert und teilweise in Frage gestellt (z. B. Lafore und Moncrieff 1989, Coniglio und Stensrud 2001). Daraufhin stellten Weisman und Rotunno (2004) eine überarbeitete Version ihrer Theorie vor, die sie mit Hilfe weiterer numerischer Sensitivitätsstudien untermauerten.

Im Folgenden werden die wichtigsten dynamischen Eigenschaften von Squall Lines kurz zusammengefasst. Hierzu wird unterstellt, dass die betrachtete Squall Line geradlinig in y-Richtung eines kartesischen (x, y, z)-Koordinatensystems verlaufe und in y-Richtung Homogenität aller Variablen vorliege. Diese Annahme stellt zwar eine erhebliche

Vereinfachung der eigentlich dreidimensional ablaufenden Vorgänge dar. Hierdurch gelingt es jedoch, einen relativ leichten Zugang zu den für den Lebenszyklus von Squall Lines wichtigsten dynamischen Prozessen zu erhalten.

Von großer Bedeutung für die Dynamik einer Squall Line sind die in einer Ebene senkrecht zu ihrem Verlauf ablaufenden Rotationsbewegungen. Um diese zu erhalten, bietet es sich im vorliegenden Fall an, die y-Komponente des *Wirbelvektors* zu untersuchen, da diese die Rotation in der (x, z)-Ebene beschreibt. Diese Komponente wird im Folgenden als ξ geschrieben und ξ-*Vorticity* genannt. Sie ist gegeben durch

$$\boxed{\xi = \mathbf{j} \cdot \nabla \times \mathbf{v} = \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right)} \tag{13.3}$$

Folglich ist $\xi > 0$ bei Rotationsbewegungen im Uhrzeigersinn und umgekehrt. Zur weiteren Vereinfachung werden Reibungsprozesse sowie die Corioliskraft außer Acht gelassen. Zusätzlich wird von der sogenannten *Boussinesq Approximation der Bewegungsgleichung* Gebrauch gemacht, die sich dadurch ergibt, dass in (3.36) und (3.37) die Dichte des Luftpakets überall, außer im *Auftriebsterm*, mit der Dichte der Umgebungsluft gleichgesetzt wird. Wendet man unter diesen Bedingungen den Operator $\mathbf{j} \cdot \nabla \times$ auf die *Bewegungsgleichung* (3.35) an, dann ergibt sich folgende prognostische Gleichung für die ξ-Vorticity

$$\frac{d\xi}{dt} = -\frac{\partial B}{\partial x} \quad \text{mit} \quad B = \frac{g}{\theta}(\theta_0 - \theta) \tag{13.4}$$

Hierbei ist B die auf die vertikal bewegte Luft wirkende Auftriebskraft und θ_0 bzw. θ stellen die potentielle Temperatur der adiabatisch vertikal bewegten Luft bzw. der Umgebungsluft dar, vgl. (4.4).[2]

Aus (13.4) kann man unmittelbar sehen, dass durch die Änderung von B entlang der x-Richtung bei aufsteigender warmer Luft an den Seiten des Aufwindschlauchs positive bzw. negative ξ-Vorticity erzeugt wird. Analog hierzu entstehen auch an den Seiten des am Erdboden horizontal auseinanderfließenden Downdrafts positive und negative ξ-Wirbel. Abbildung 13.1 zeigt schematisch die unterschiedlichen ξ-Wirbel. Die in der Abbildung dargestellte Situation entspricht dem einfachen Fall einer Einzelzelle in einem scherungsfreien Windfeld. Hierbei unterbinden die kalten Wolkenabwinde die Zufuhr warmer Luft in den Aufwindbereich, was zu der bereits erwähnten relativ kurzen Lebensdauer der Einzelzelle führt.

[2] Zur Berücksichtigung von Kondensationsprozessen sollte in (13.4) θ durch θ_e ersetzt werden.

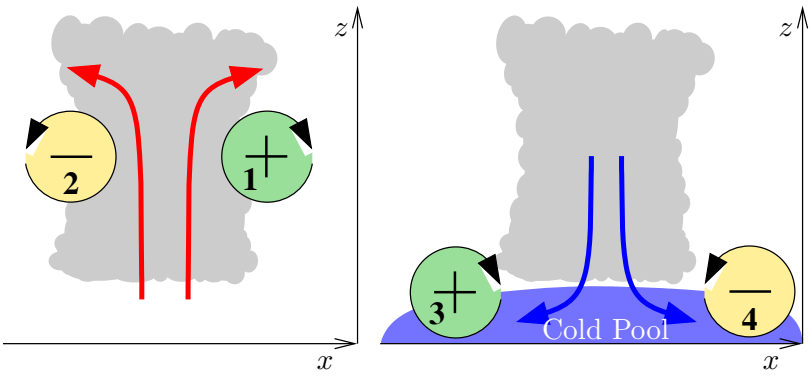


Abb. 13.1. Erzeugung von positiver und negativer ξ-Vorticity im Updraft- (links) und Downdraftbereich einer Wolke (rechts).

Entwickelt sich die Konvektionszelle in einem Strömungsfeld mit vertikaler Scherung des horizontalen Winds, dann kommt es zu Überlagerungen unterschiedlicher ξ-Wirbel, die unter bestimmten günstigen Voraussetzungen die Bildung von Multizellen oder einer Squall Line führen können. Abbildung 13.2 zeigt eine Situation, in der zwischen dem Erdboden und der Höhe z_0 eine Windscherung relativ zur Verlagerungsgeschwindigkeit des Systems in dieser Höhe vorliegt (horizontale Pfeile am rechten Rand der Abbildung). In ihren numerischen Fallstudien wählten Rotunno et al. (1988) $z_0 = 2500$ m. Zusätzlich zu den ξ-Wirbeln (1)–(4) aus Abb. 13.1 entsteht durch die Windscherung der Wirbel (5). Dieser wirkt der Rotationsbewegung von Wirbel (4) entgegen. Die zwischen beiden Wirbeln aufsteigende warme Luft wird, je nach Stärke der Wirbel, mit unterschiedlicher Neigung nach oben transportiert.

Bei starker Windscherung oder einem schwachen horizontalen Ausfluss des Kältepools kann der Wirbel (4) die durch die Windscherung erzeugte positive ξ-Vorticity nicht vollständig kompensieren. In dem Fall wird der Aufwindschlauch, ähnlich wie bei der Einzelzelle, in Strömungsrichtung gesehen nach vorne geneigt (gestrichelter roter Pfeil). Der Niederschlag fällt in den vor der Squall Line liegenden Warmluftbereich, was durch die dort entstehende Verdunstungsabkühlung zu einer Abschwächung der Konvektion führt. Umgekehrt wird bei einem starken Downdraft der Wirbel (4) dominant, so dass sich der Aufwindschlauch nach hinten neigt. Bei einem sehr starken Wirbel (4) ist die Neigung so groß, dass die Aufwinde nicht mehr hoch genug in der Atmosphäre aufsteigen können. Dann steigt die warme Luft, so wie bei einer Kaltfront, hinter der Squall Line auf und bildet stratiforme Wolken mit den dazu gehörenden Niederschlägen. In dieser Situation unterbindet die sich stromabwärts ausbreitende Gust Front

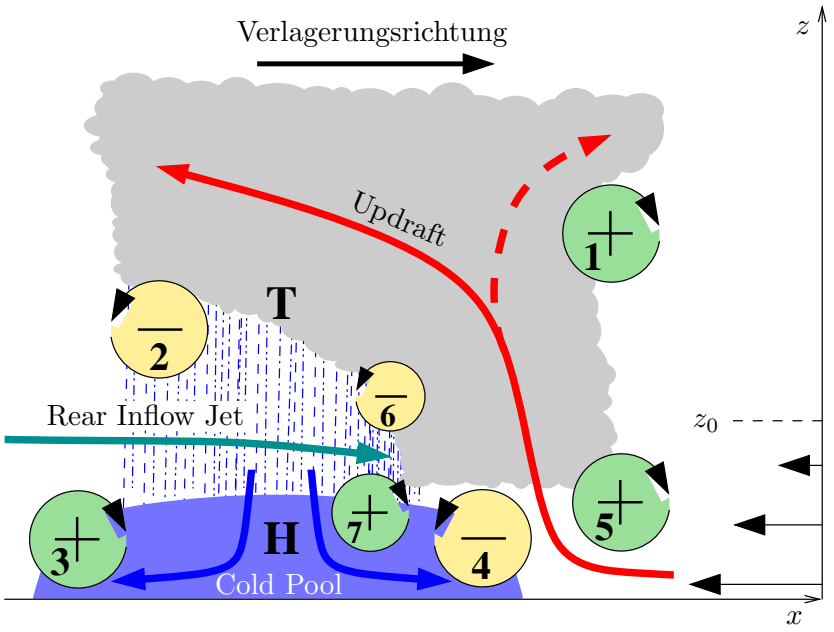


Abb. 13.2. Querschnitt in der (x, z)-Ebene durch eine Squall Line mit Bereichen unterschiedlicher ξ-Vorticity

allmählich die Zufuhr warmer Luft in den Updraftbereich, was dann zur Auflösung der Squall Line führt. Bei einer optimalen Balance zwischen den Wirbeln (4) und (5) wird die Luft im Updraft vertikal nach oben transportiert, so dass jetzt die Konvektion innerhalb der Squall Line am intensivsten ist und sich am Vorderrand ständig neue Zellen bilden können.

Ein wichtiger, in der ursprünglichen Theorie von Rotunno et al. (1988) nicht berücksichtigter Bestandteil der Dynamik von Gewitterlinien stellt der sogenannte *Rear Inflow Jet* dar. Hierbei handelt es sich um einen mitunter sehr starken jetartigen Wind, der in der mittleren Troposphäre über dem Kältepool zur Vorderseite der Squall Line hin weht. Aus Untersuchungen von Smull und Houze (1987a, b) sowie Weisman (1992) geht hervor, dass dieser Wind auf die Bildung eines hydrostatischen Tiefs zurückzuführen ist, das sich im Aufstiegsbereich der Wolke oberhalb des Kältepools durch die starke diabatische Erwärmung der Luft gebildet hat. Der Kältepool selbst bildet wegen der dort vorliegenden kalten und daher relativ schweren Luft einen Bereich hohen Luftdrucks (s. Abb. 13.2). Durch diese mesoskaligen Druckgebilde wird die Luft in der mittleren Troposphäre hinter der Squall Line zum Zentrum des Tiefs hin beschleunigt und kann dabei sehr hohe Windgeschwindigkeiten erreichen.

Je intensiver die Vertikalbewegungen im Downdraft und Updraft sind, umso stärker ist der Rear Inflow Jet. Wie oben bereits erwähnt, würde gemäß der klassischen Theorie von Rotunno et al. (1988) ein sehr starker Kältepool die Squall Line abschwächen, da hierdurch der Updraft eine starke Rückwärtsneigung erfährt. Diesem Phänomen wirkt der Rear Inflow Jet entgegen, denn hierbei entsteht zusätzliche ξ-Vorticity (Wirbel (7) in Abb. 13.2), die den Wirbel (4) wiederum abschwächt. Auf diese Weise können an einer Squall Line sehr starke Böenfronten auch über einen langen Zeitraum aufrecht erhalten werden. Die durch den Updraft erzeugten ξ-Wirbel (2) und (6) unterstützen zusammen mit den im Kältepool vorliegenden Wirbeln das Vordringen des Rear Inflow Jets bis zum vorderen Ende der Squall Line.

Neben den hier beschriebenen Phänomenen existieren zahlreiche weitere hier nicht näher erörterte Prozesse, die einen zusätzlichen Einfluss auf die Dynamik von Squall Lines ausüben können. Hierzu gehören orographische Effekte (Kaltenböck 2004), Windscherungen in der hohen Troposphäre (Coniglio und Stensrud 2001), die statische Stabilität der Atmosphäre und die vertikale Feuchteverteilung (Takemi 2006, 2007) sowie insbesondere synoptisch-skalige Hebungsantriebe, wie die früher bereits angesprochenen *PV-Anomalien* in der hohen Troposphäre (s. Kap. 7). Für eine eingehende Diskussion dieser Einflussfaktoren wird auf die entsprechenden Publikationen verwiesen.

13.2.3 Konvergenzlinien

Unter einer *Konvergenzlinie* versteht man einen linienhaft angeordneten mesoskaligen Bereich, in dem die Luft bodennah horizontal zusammenströmt. Im Gegensatz zu einer Front besitzt die Luft an beiden Seiten der Konvergenzlinie die gleichen thermodynamischen Eigenschaften. Das horizontale Zusammenfließen der Luft ist mit Hebungsprozessen verbunden, die zu intensiver konvektiver Wolken- und Niederschlagsbildung führen können. Daher ist es nicht verwunderlich, dass sich innerhalb von Konvergenzlinien häufig Squall Lines bilden. In Mitteleuropa treten die meisten Konvergenzlinien während des Sommers auf. In der Mehrzahl der Fälle befinden sie sich im Warmsektor von Zyklonen und verlaufen etwa parallel zur Kaltfront. Im Winterhalbjahr entstehen über dem Atlantik gelegentlich auch Konvergenzlinien hinter Kaltfronten. Weiterhin beobachtet man in manchen Situationen Konvergenzlinien ohne einen erkennbaren Frontzusammenhang. Diese sind in der Regel jedoch relativ kurzlebig und nicht sehr wetteraktiv. Die nachfolgenden Untersuchungen konzentrieren sich auf die sommerlichen Konvergenzlinien, die im Warmsektorbereich von Zyklonen vor Kaltfronten auftreten. Die Ausführungen

orientieren sich in weiten Teilen an einer Arbeit von Übel (2011) zu diesem Thema.

In einer statistischen Analyse der in Mitteleuropa zwischen 2005 und 2009 beobachteten Konvergenzlinien stellte Übel (2011) fest, dass 136 der 223 gefundenen Konvergenzlinien im Warmsektor von Tiefs bzw. vor Kaltfronten auftraten, 62 besaßen keinen Frontzusammenhang, während die verbliebenen 25 nicht eindeutig einem Typ zugeordnet werden konnten. Fast alle Konvergenzlinien entstanden im Westen Frankreichs, einige auch über den Beneluxländern und Deutschland. Sowohl nördlich als auch südlich davon wurden praktisch keine Konvergenzlinien beobachtet. Im Norden ist dies auf die zu geringen Landmassen und relativ kühlen Temperaturen zurückzuführen, während der Süden im Sommer nur selten von den atlantischen Frontensystemen beeinflusst wird.

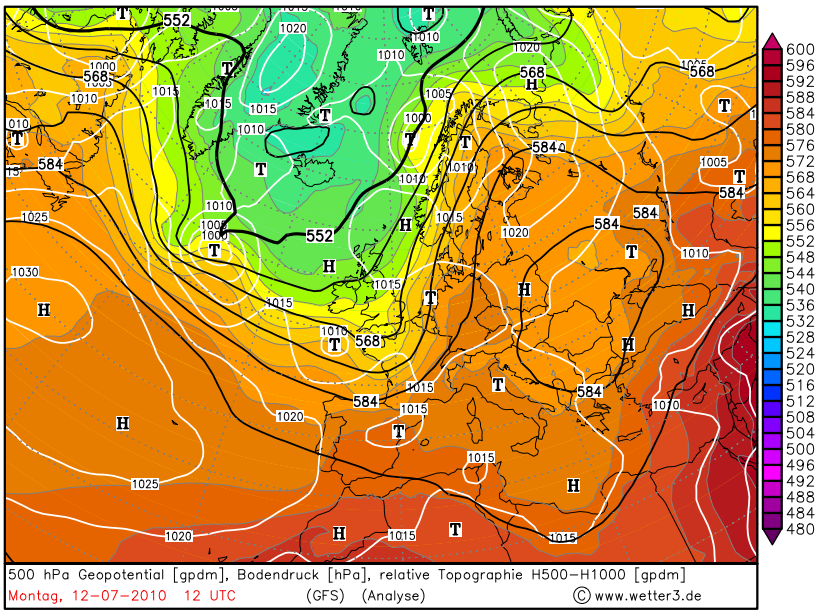
Bei Konvergenzlinien, in denen es zu starken konvektiven Entwicklungen kam, war die Atmosphäre immer potentiell instabil geschichtet mit einem *KO-Index* < -6, Taupunkten von mehr als 17°C und CAPE-Werten > 1000 J kg^{-1}. Die Intensität der Konvektion wurde in starkem Maße durch orographische Gegebenheiten, wie das französische Zentralmassiv, den Schwarzwald oder die deutschen Mittelgebirge, geprägt. Die Lebenszeit der präfrontal beobachteten Konvergenzlinien war relativ unterschiedlich. In den meisten Fällen betrug sie mehr als sechs Stunden, wobei in einigen Situationen auch zwei Tage erreicht wurden.

Sommerliche Konvergenzlinien treten häufig auf, wenn ein weit nach Süden reichender Höhentrog westlich von Europa liegt, an dessen Vorderseite schwülwarme Luft aus dem Süden auf das europäische Festland geführt wird. Über Osteuropa befindet sich ein langwelliger Höhenrücken, der mitunter blockierenden Charakter hat. Zunächst verlagert sich die Kaltfront des zum Höhentrog gehörenden Bodentiefs relativ rasch nach Osten, wird aber beim Erreichen des Festlands deutlich verlangsamt. In der präfrontal eingeflossenen Warmluft entwickeln sich mesoskalige *Hitzetiefs*, aus denen im weiteren Verlauf eine mehrere hundert Kilometer lange, vor der Kaltfront liegende *Tiefdruckrinne* entsteht. Dort tritt ein deutlicher Windsprung von teilweise bis zu 180° auf. Die zusammenfließende Luft führt zu starken konvektiven Ereignissen, bei denen Multizellen, Squall Lines und in einzelnen Fällen auch Superzellen entstehen können. Die intensiven Entwicklungen innerhalb von Konvergenzlinien werden durch synoptisch-skalige Hebungsantriebe des Höhentrogs oder *Dry Intrusions* weiter unterstützt. Da in der Tiefdruckrinne hohe potentielle Instabilität vorliegt, kann durch den aus der Konvergenz resultierenden dynamischen Hebungsantrieb die CIN soweit abgebaut werden, dass auch nachts heftige Gewitter ausgelöst werden.

Im Folgenden wird eine Konvergenzlinie näher beschrieben, die am 12. 7. 2010 von Frankreich kommend über Deutschland zog. Abbildung 13.3 zeigt die synoptische Situation an diesem Tag um 12 UTC. In der 500 hPa Karte erkennt man einen Langwellentrog über dem Nordatlantik. Darin eingebettet befindet sich über den Britischen Inseln und Nordfrankreich eine kurzwellige Störung. Diese Austrogung verstärkt sich mit der Höhe, so dass über der Mitte Frankreichs starke differentielle positive Vorticityadvektion mit den daraus resultierenden synoptisch-skaligen Hebungsantrieben vorherrscht. Passend hierzu findet man an der Vorderseite des Höhentrogs in 300 hPa ein lokales Maximum der horizontalen Winddivergenz (nicht gezeigt). Erwartungsgemäß gelangt in der vorliegenden Situation mit Wind aus südlichen Richtungen sehr warme und feuchte Luft nach Mitteleuropa. Die zum Bodentief über dem Ärmelkanal gehörende Kaltfront hat nach Erreichen des Festlands ihre Verlagerungsgeschwindigkeit deutlich herabgesetzt und eine wellende Form angenommen (Abb. 13.3 unten).

Am 12. 7. 2010 wurden bereits während der Nacht vereinzelt Gewitter über dem Westen Frankreichs beobachtet. Bis zum Morgen nahm die Gewittertätigkeit in ganz Frankreich weiter zu. Die zunächst diffus verstreuten Gewitterzellen organisierten sich allmählich zu einem mesoskaligen konvektiven System mit einer etwa 300 km langen Gewitterlinie an der Vorderseite und dem dahinter befindlichen großflächigen stratiformen Wolkenbereich. Um 12 UTC verlief die Konvergenzlinie von Südfrankreich bis nach Schleswig-Holstein. Die darin eingebettete Squall Line war in Norddeutschland am intensivsten ausgeprägt, da sich dort ein Teiltief gebildet hatte (Abb. 13.3 unten). Nach Süden hin zerfiel sie mehr und mehr in einzelne Multizellen. Abbildung 13.4 zeigt für 12 UTC eine Überlagerung des MSG IR10.8 Kanalbilds mit dem Niederschlagsradar. Sehr gut ist die Squall Line im Nordwesten Deutschlands an den dort vorgefundenen hohen Radarreflektivitäten zu erkennen (rote Pixel). Dahinter befindet sich das stratiforme Niederschlagsfeld (magenta und hellblau). Am Nachmittag verlagerte sich die Squall Line weiter in nordöstliche Richtung, löste sich dann aber gegen 15 Uhr auf.

Um eine detailliertere Analyse von Konvergenzlinien zu ermöglichen, führte Übel (2011) numerische Simulationen mit dem hochaufgelösten Wettervorhersagemodell *COSMO-DE* des Deutschen Wetterdienstes durch. Zur besseren Beschreibung hochreichender Konvektionsprozesse ergänzte er das operationelle COSMO-DE um das hybride Konvektionsmodell HYMACS (Küll et al. 2007). Dieses speziell für hochauflösende nichthydrostatische Vorhersagemodelle entwickelte Konvektionsschema parametrisiert nur noch die innerhalb der Konvektionszelle ablaufenden subskaligen Prozesse, wie Updraft und Downdraftbewegungen, während die aus der Wolkendynamik resultierenden großräumigen Kompensationsbewegungen von dem mesoskaligen



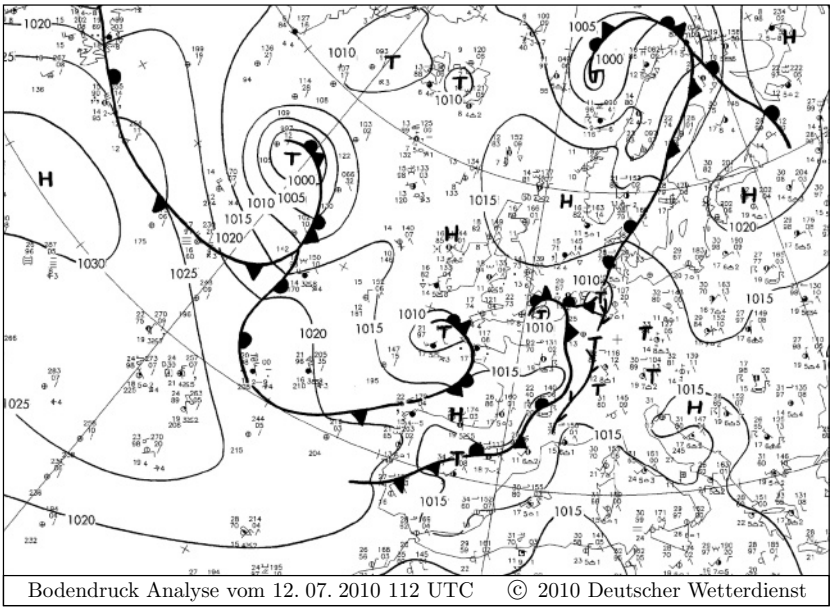


Abb. 13.3. 500 hPa Analysekarte mit relativer Topographie 500/1000 hPa (oben) und Bodenanalysekarte (unten) vom 12. 7. 2010 12 UTC

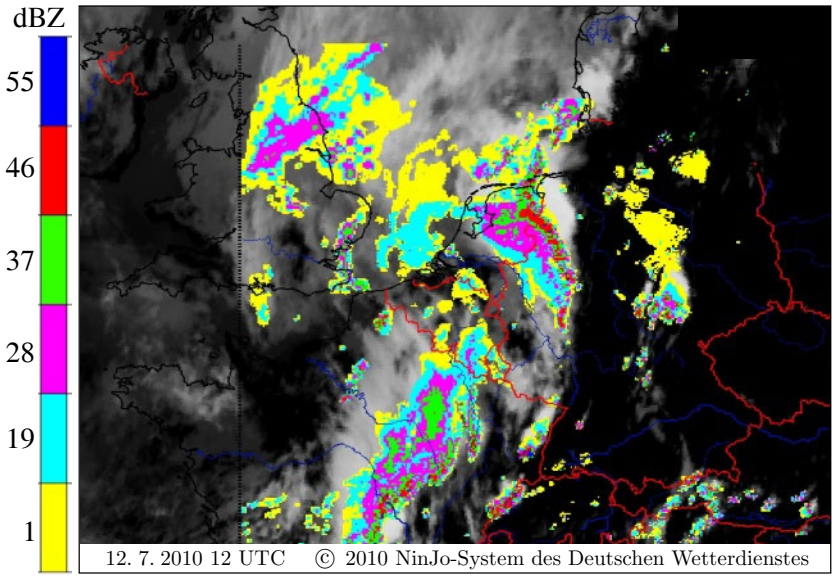


Abb. 13.4. MSG-Satellitenbild im IR10.8 Kanal zusammen mit Niederschlagsradar vom 12. 7. 2010 12 UTC. Mit frdl. Genehmigung von M. Übel

Vorhersagemodell explizit simuliert werden. Näheres zu HYMACS kann in den entsprechenden Publikationen nachgelesen werden (s. auch Küll und Bott 2008, 2009, 2011). Aus den numerischen Simulationen ergaben sich für die hier beschriebene Konvergenzlinie einige interessante Phänomene, die im Folgenden kurz zusammengefasst werden.

In Abb. 13.5 ist für die pseudopotentielle Temperatur θ_e ein West-Ost Vertikalschnitt durch die Squall Line entlang des 51. Breitengrads um 13 UTC wiedergegeben. Bei 7.0°O sieht man eine scharfe vertikale Linie mit hohen θ_e-Werten, Diese Linie markiert die momentane Lage der Squall Line und ist auf die dort stattfindenden intensiven Konvektionsprozesse zurückzuführen. Unmittelbar vor der Squall Line befindet sich in 2 km Höhe ein Gebiet mit extrem hoher potentieller Instabilität (Bereich A). Dort nimmt θ_e vertikal über wenige hundert Meter von etwa 60°C auf unter 50°C ab. Weiterhin kann man direkt hinter der Squall Line den kalten Downdraft mit dem daraus entstandenen Kältepool sehen (Bereich B). Die dort vorliegende rückwärtige Neigung des Warmluftbereichs deutet darauf hin, dass sich die Squall Line bereits im Auflösestadium befindet. Bei 11.5°O erkennt man ein zweites lokales θ_e-Maximum. Im Gegensatz zur Squall Line ist hier jedoch kein Kältepool zu sehen, woraus man schließen kann, dass es sich hierbei um ein Einzelzellengewitter handelt. Die eigentliche Kaltfront liegt zum betrachteten Zeitpunkt bei 3°O. Davor sieht man

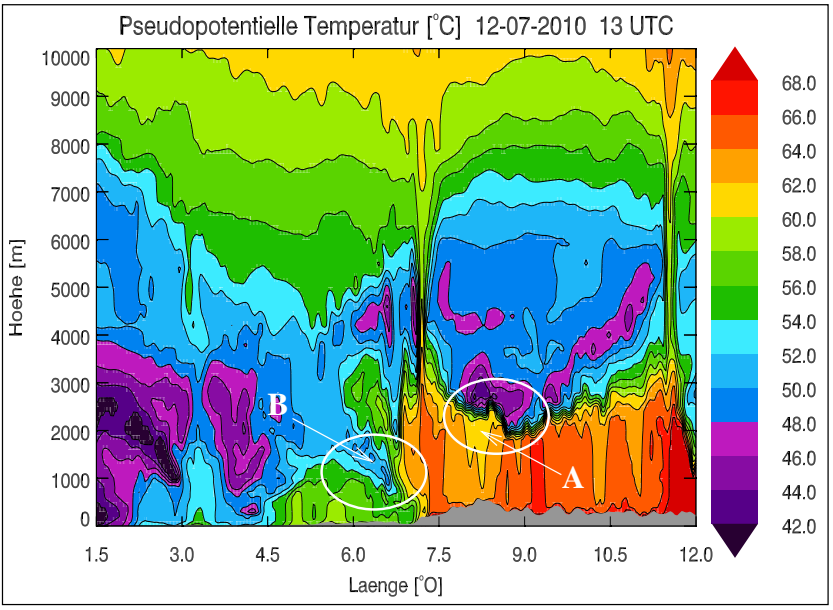


Abb. 13.5. θ_e-Vertikalschnitt durch die Squall Line am 12. 7. 2010 13 UTC, berechnet mit dem COSMO-DE Modell. Mit frdl. Genehmigung von M. Übel

ein weiteres, allerdings deutlich schwächeres Gebiet mit konvektiven Aktivitäten.

Eine Analyse des mit COSMO-DE simulierten Windfelds lieferte in vielerlei Hinsicht Übereinstimmungen mit früheren Beobachtungen und den Aussagen der von Rotunno et al. (1988) vorgestellten Theorie. Beispielsweise ergab sich ein durch den Kältepool induzierter *Low Level Jet*, der für eine starke Erhöhung der Konvergenz am Vorderrand der Squall Line sorgte und dadurch die Konvektion weiter verstärkte. Weiterhin entwickelte die Squall Line in den Bereichen ihre maximale Intensität, wo die vertikale Scherung des horizontalen Winds in der unteren Troposphäre etwa die gleiche Größenordnung besaß wie in der Theorie von Rotunno et al. (1988) beschrieben. Umgekehrt bildeten sich in Bereichen mit relativ schwacher Windscherung nur Konvektionszellen von geringer Intensität und ohne linienhafte Organisation.

Abschließend ist noch erwähnenswert, dass, kurz nachdem die Squall Line Helgoland erreicht hatte, an der Vorderseite ihrer Böenfront gegen 13 UTC ein *Tornado* entstand, bei dem elf Personen verletzt wurden und erheblicher Sachschaden entstand. Hierbei handelte es sich jedoch, so wie bei den meisten europäischen Tornados, nicht um eine Großtrombe innerhalb einer Superzelle, sondern um ein kurzlebigeres und vor allem deutlich schwächeres Phänomen, das im Bereich von Konvergenzlinien bei starker Windscherung und intensiver Konvektion

auftreten kann. Zur Bildung von Großtromben ist neben der starken Windscherung eine vertikale Streckung der rotierenden Wirbel durch starke Updraftbewegungen unterhalb einer Gewitterzelle notwendig. Somit bilden sich diese Tornados vornehmlich in der frühen Entwicklungsphase des Gewitters, wo die Aufwinde noch am stärksten sind (s. z. B. Wakimoto und Wilson 1989). In Superzellen hingegen entstehen Tornados meistens zu einem späteren Zeitpunkt.

13.3 Nebel

Nebel ist eine mesoskalige atmosphärische Erscheinung, die eher selten im Zusammenhang mit synoptischer Meteorologie erwähnt wird. Selbst in Lehrbüchern zur mesoskaligen Meteorologie wird diesem Phänomen oft kaum oder mitunter überhaupt keine Beachtung geschenkt (z. B. Markowski und Richardson 2010). Neben der häufig relativ geringen raumzeitlichen Erstreckung von Nebel liegt dies sicherlich auch daran, dass Nebelereignisse in erster Linie durch thermodynamische Vorgänge gesteuert werden, während die damit verbundenen dynamischen Prozesse vergleichsweise unspektakulär ablaufen und deshalb eine eher untergeordnete Rolle spielen. Trotzdem erscheint es durchaus angebracht, Nebel als einen auf der sub-synoptischen Skala auftretenden Prozess näher zu untersuchen. Ein wichtiger Grund hierfür besteht nicht zuletzt darin, dass Nebelereignisse ähnlich wie heftige Gewitter zu hohen ökonomischen Schäden führen können, so dass eine gute Nebelprognose ein ebenso wichtiges Anliegen darstellt, wie etwa das Nowcasting eines Gewitters.

Beeinträchtigungen und Schäden durch Nebel entstehen vor allem im Straßenverkehr, aber auch die Luftfahrt hat ein vitales ökonomisches Interesse an einer möglichst präzisen Nebelvorhersage, da es an Flughäfen beim Auftreten von Nebel zu deutlichen und damit kostspieligen Einschränkungen bezüglich der Start- und Landefrequenzen von Flugzeugen oder gelegentlich zum vollständigen Erliegen des Flugbetriebs kommen kann. Schließlich können auch ausgedehnte Ökosysteme, wie z. B. großflächige Waldgebiete, durch Nebelereignisse stark in Mitleidenschaft gezogen werden. In Gebieten mit großer Nebelhäufigkeit kann es aufgrund hoher Konzentrationen der in den Nebeltröpfchen gelösten Säuren zu erheblichen Schäden an Pflanzen kommen. Dieses auch als *saurer Nebel* bezeichnete Phänomen ist seit den 1980er Jahren Gegenstand zahlreicher Untersuchungen (z. B. Munger et al. 1983, DeFelice und Saxena 1991, Bott und Carmichael 1993, Forkel et al. 1995, Fuzzi et al. 2002, Herckes et al. 2007).

Nebel liegt dann vor, wenn sich in den untersten atmosphärischen Schichten, die Bodenkontakt haben, Wassertröpfchen oder Eiskristalle befinden, die eine Verringerung der horizontalen Sichtweite auf weni-

ger als 1 km bewirken. Bei Sichtweiten von 1–5 km (gelegentlich auch 1–8 km) spricht man von *Dunst*. Ein Nebel, der nur aus Eiskristallen besteht, wird als *Eisnebel* bezeichnet. Dieser kommt im mitteleuropäischen Raum jedoch nur selten vor, da er nur bei sehr niedrigen Temperaturen von normalerweise weniger als $-30°C$ entsteht.

Rein thermodynamisch gesehen besteht kein Unterschied zwischen Wolken und Nebel, so dass man diesen auch als eine Wolke mit Bodenberührung auffassen kann. Je nach Sichtweite unterscheidet man zwischen *leichtem* (500–1000 m Sichtweite), *mäßigem* (200–500 m Sichtweite) und *starkem Nebel* ($<$ 200 m Sichtweite).

13.3.1 Entstehungsmechanismen

Wenn die Luft zur Sättigung gebracht wird, so dass Kondensation (oder bei Eisnebel Resublimation) des Wasserdampfs einsetzt, entsteht Nebel. Der Sättigungszustand der Luft kann auf unterschiedliche Weise erreicht werden. Zum einen kann die Luft bis auf den Taupunkt abgekühlt werden, zum anderen kann ihr bei gegebener Temperatur soviel Feuchte zugeführt werden, dass Sättigung eintritt. Im ersten Fall spricht man von *Abkühlungs-* und im zweiten von *Verdunstungsnebel*. Weiterhin besteht die Möglichkeit, dass sich zwei jeweils untersättigte Luftmassen mit unterschiedlichen thermodynamischen Eigenschaften miteinander vermischen und in der Mischung Sättigung erreicht wird, was dann als *Mischungsnebel* bezeichnet wird.

Es liegt auf der Hand, dass Nebel vornehmlich in der kalten Jahreszeit und in der Nähe von Gewässern auftritt. Auch erweisen sich bestimmte orographische Gegebenheiten als förderlich zur Nebelbildung. Je nachdem, welcher Prozess bei der Entstehung von Nebel dominant ist, unterscheidet man folgende Nebelarten:

Advektionsnebel

Hierbei wird durch Advektion feuchtwarme Luft über einen relativ kalten Untergrund geführt. Dadurch kühlen sich die unteren Luftschichten ab und es entsteht Nebel. Advektionsnebel tritt verstärkt in Küstenbereichen auf, wo die Wassertemperatur deutlich unter der des Festlands liegt. Das gilt beispielsweise in Gegenden mit kalten Meeresströmungen, wie z. B. dem Humboldtstrom westlich von Chile, dem Kalifornienstrom vor der Westküste der USA oder dem Labradorstrom vor Neufundland. Deshalb wird diese Nebelart auch *Meer-* oder *Seenebel* genannt. An mittel- und nordeuropäischen Küsten bildet sich Seenebel häufig im Frühjahr oder im Herbst, wenn die Temperaturunterschiede zwischen Meer und Festland am größten sind. Nachdem die über das kalte Wasser gelangenden warmen Luftmassen dort Nebel gebildet haben, kann dieser durch die *Land-Seewind Zirkulation* wieder auf das Festland zurück advehiert werden. Advektionsnebel ist

meistens relativ stark, langanhaltend und horizontal weit ausgedehnt. Insbesondere kann er eine sehr hohe vertikale Erstreckung erreichen.

Orographischer Nebel

Dieser Nebel entsteht, wenn in orographischem Gelände Luft zum Aufsteigen gezwungen wird, wobei das Hebungskondensationsniveau der adiabatisch aufsteigenden Luft unterhalb der Berggipfel liegen muss. Auch hier spielen lokale Windsysteme, dieses Mal ist es die *Berg- und Talwind Zirkulation* (s. Abschn. 4.2), eine wichtige Rolle, da sie einerseits die Hebungsprozesse unterstützen oder auslösen, andererseits aber auch für eine relativ rasche Nebelauflösung sorgen können. Orographischer Nebel ist meistens stark und besitzt eine hohe vertikale Mächtigkeit.

Verdunstungsnebel

Wenn kalte Luft mit relativ geringem Sättigungsdampfdruck über warme Wasserflächen gelangt, kann sich durch die Verdunstung des Wassers Nebel bilden. Dieser auch als *Seerauch* bezeichnete Nebel ist meistens flach und vergleichsweise dünn. Eine weitere Form von Verdunstungsnebel entsteht, wenn vor einer Warmfront oder hinter einer Kaltfront Niederschlag aus dem Warmluftbereich in den Kaltluftbereich fällt. Dieser sogenannte *Niederschlagsnebel* kann sich über relative weite Gebiete erstrecken (s. Abschn. 12.6).

Mischungsnebel

Die Ursache dieses Nebels ist auf den Umstand zurückzuführen, dass die Sättigungsdampfdruckkurve nicht linear, sondern exponentiell verläuft. Deshalb können zwei verschiedene, jeweils untersättigte Luftmassen, wenn sie miteinander vermischt werden, zur Sättigung gebracht werden. Häufig tritt Mischungsnebel an Warmfronten auf, wenn sich dort Luftmassen mit jeweils unterschiedlichen thermodynamischen Eigenschaften miteinander vermischen.

Strahlungsnebel

Dieser vornehmlich in wolkenarmen oder -freien Situationen entstehende Nebel ist auf die infrarote Ausstrahlung der Erdoberfläche zurückzuführen. Weiterhin muss eine windschwache Wetterlage, z. B. ein Hochdruckgebiet, vorliegen. Meistens bildet sich Strahlungsnebel während der Nacht, wenn wegen der fehlenden solaren Einstrahlung ein starkes Strahlungsdefizit besteht. Zunächst entwickelt sich im bodennahen Bereich durch die infrarote Strahlungsabkühlung eine Inversionsschicht, in der nach einiger Zeit ein flacher Nebel entsteht. Bis zum Sonnenaufgang nimmt die vertikale Erstreckung und Stärke des Nebels ständig zu. Danach kommt es, je nach Intensität der solaren Einstrahlung, relativ rasch zur Nebelauflösung. Unter günstigen orographischen Bedingungen, wie z. B. in geschützten Tälern, kann es jedoch auch vorkommen, dass sich der Nebel nicht auflöst und während des ganzen Tages anhält.

Die gleichen Mechanismen, die zur Nebelbildung führen, können auch dessen Auflösung verursachen. Zum einen kann dies durch Advektion des Nebels über wärmeren Untergrund erfolgen. Zum anderen kann die solare Einstrahlung die Nebelauflösung herbeiführen. Allerdings besteht hierbei der wichtigste Auflösungsmechanismus weniger in einer direkten Erwärmung des Nebels, sondern hauptsächlich darin, dass die Sonnenstrahlung zunächst den Erdboden erwärmt und daraufhin der Nebel durch die vom Erdboden ausgehenden Wärmeflüsse und die einsetzenden turbulenten Austauschprozesse von unten beginnend aufgelöst wird. Dies ist ein vor allem bei Strahlungsnebel häufig beobachteter Vorgang. Schließlich besteht noch die Möglichkeit, dass sich Nebel mit ungesättigter Luft vermischt und dadurch dissipiert.

13.3.2 Nebelprognose

Aufgrund des teilweise hohen ökonomischen Schadenspotentials von Nebel existiert ein starkes Interesse, Nebelereignisse mit Hilfe numerischer Vorhersagemodelle möglichst genau zu prognostizieren. Ein großes Problem bei der Verwendung operationeller Wettervorhersagemodelle besteht darin, dass die darin benutzten Gitterabstände zu grobmaschig sind, um eine vernünftige Simulation eines Nebelereignisses zu ermöglichen. Neben horizontalen Gitterabständen von mehreren Kilometern ist hiervon insbesondere die vertikale Gitterauflösung betroffen. Diese ist in Bodennähe normalerweise am feinsten und wird mit zunehmender Höhe immer geringer. Dennoch beträgt beispielsweise bei dem hoch aufgelösten *COSMO-DE Modell* des Deutschen Wetterdienstes die Dicke der untersten Schicht momentan bereits mehrere Dekameter. Da die vertikale Erstreckung von Nebel oft deutlich unter 100 m liegt, ist eine realistische Simulation von Nebelereignissen mit diesen groben Gitterauflösungen nur schwer möglich. Die Schwierigkeiten zu grober Gitterauflösungen bestehen nicht nur im COSMO-Modell, sondern auch bei der Verwendung anderer mesoskaliger Vorhersagesysteme (z. B. Pagowski et al. 2004, Müller et al. 2010, Shi et al. 2010, van der Velde et al. 2010). Allerdings lassen die ständig zunehmenden Computerkapazitäten vermuten, dass in nachfolgenden Generationen von Wettervorhersagemodellen die Gitterauflösungen genügend fein sein werden, so dass zumindest diese Probleme beseitigt wären und dann eine operationelle dreidimensionale Nebelvorhersage möglich würde.

Eine effiziente Methode zur Erstellung numerischer Nebelvorhersagen besteht darin, horizontale Homogenität aller Zustandsvariablen zu unterstellen. Hierbei handelt es sich um eindimensionale Nebelmodelle, bei denen die atmosphärischen Zustandsänderungen nur in vertikaler Richtung prognostiziert werden. Die Annahme horizonta-

ler Homogenität ist am ehesten bei Strahlungsnebelereignissen, die in relativ windschwachen Wetterlagen auftreten, berechtigt. In den letzten Jahrzehnten wurden zahlreiche eindimensionale *Nebelmodelle* entwickelt (z. B. Fisher und Caplan 1963, Zdunkowski und Barr 1972, Bott et al. 1990, Duynkerke 1991, Bott und Trautmann 2002). Häufig gelingt es mit diesen Modellen, die wichtigsten Eigenschaften von Nebelereignissen, wie die Zeiten von Nebelbeginn und -auflösung, die vertikale Erstreckung sowie den Nebelwassergehalt und die daraus folgende Sichtweite, in zufriedenstellender Weise zu simulieren.

Im Folgenden werden anhand eines Fallbeispiels die wichtigsten charakteristischen Merkmale eines typischen Strahlungsnebelereignisses vorgestellt. Hierbei handelt es sich um die Ergebnisse numerischer Simulationen mit dem eindimensionalen Nebelmodell *PAFOG* (Bott und Trautmann, Thoma et al. 2011). Als Datengrundlage für die Berechungen dienten Radiometermessungen der Vertikalprofile von Temperatur und Feuchte, die am Meteorologischen Observatorium Lindenberg des Deutschen Wetterdienstes[3] erstellt und freundlicherweise von W. Adam zur Verfügung gestellt wurden. Die Messdaten stammen vom 27. 9. 2008. An diesem Tag war die europäische Wetterlage geprägt durch ein Hochdruckgebiet mit Zentrum über Norddeutschland. Im gesamten Großraum Berlin lagen bei schwachem Wind und wolkenfreiem Himmel günstige Bedingungen zur Bildung von Strahlungsnebel vor.

In Abb. 13.6 sind die mit PAFOG berechneten Vertikalprofile der Temperatur in einem zweistündigen Intervall zwischen 2–10 UTC wiedergegeben. Zusätzlich sieht man das um 0 UTC gemessene Temperaturprofil (Kurve 1), das als Anfangsverteilung für die numerischen Simulationen diente. Hieraus ist zu erkennen, dass bereits um 0 UTC im bodennahen Bereich eine Temperaturinversion vorliegt, die sich in den vorangehenden Abendstunden durch die infrarote Ausstrahlung der Erde gebildet hatte. Bis um 4 UTC (Kurve 3) verschärft sich die Inversion in den untersten 50 m. Ab 6 UTC (Kurve 4) beginnt sie sich durch die solare Einstrahlung von unten her allmählich aufzulösen, bis sie um 10 UTC (Kurve 6) vollständig verschwunden ist. Zu diesem Zeitpunkt ist die Atmosphäre in den untersten Metern bereits sehr stark überadiabatisch geschichtet, so dass dort die turbulenten Durchmischungsprozesse voll ausgeprägt sind.

Mit der nächtlichen Temperaturabnahme im bodennahen Bereich steigt auch die relative Feuchte immer weiter an, bis kurz nach 1.30 UTC in der untersten Modellschicht erstmals Nebelbildung einsetzt. Abbildung 13.7 zeigt den mit PAFOG berechneten Nebelwassergehalt als Funktion von Höhe und Zeit. Zunächst bleibt der Nebel noch sehr dünn und auf die unterste Schicht beschränkt, erst nach 2 UTC be-

[3] Das Observatorium Lindenberg liegt etwa 80 km südöstlich von Berlin.

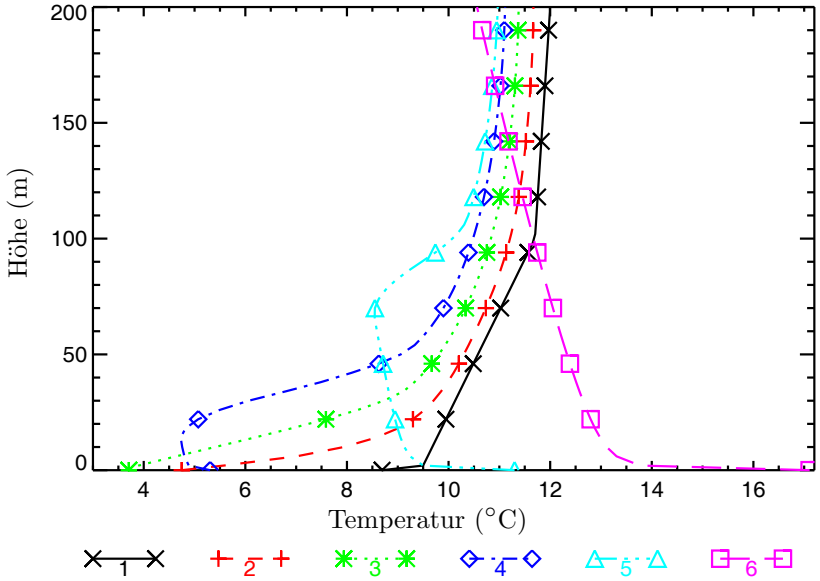


Abb. 13.6. Temperaturprofile vom 27. 9. 2008. Die Kurven 1–6 entsprechen den Zeiten 0, 2, 4, 6, 8 und 10 UTC

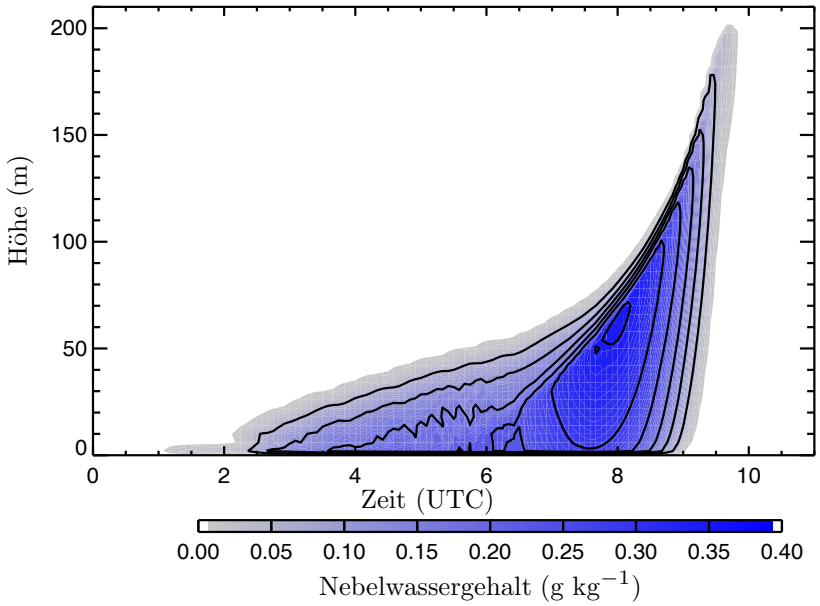


Abb. 13.7. Nebelwassergehalt als Funktion von Höhe und Zeit am 27. 9. 2008

ginnt er sich zu intensivieren und vertikal anzuwachsen. Um 6 Uhr ist die Nebelobergrenze bis auf ca. 50 m angestiegen. Danach führt die solare Einstrahlung zu einer starken Zunahme der sensiblen und latenten Wärmeflüsse an der Erdoberfläche, was eine deutliche Intensivierung und vertikales Anwachsen des Nebels auf weit über 100 m zur Folge hat. Mit zunehmender Turbulenz beginnt sich der Nebel nach 9 Uhr von unten her rasch aufzulösen, wobei er nach 9.30 UTC für kurze Zeit in einen Hochnebel mit maximaler Obergrenze von etwa 200 m übergeht.

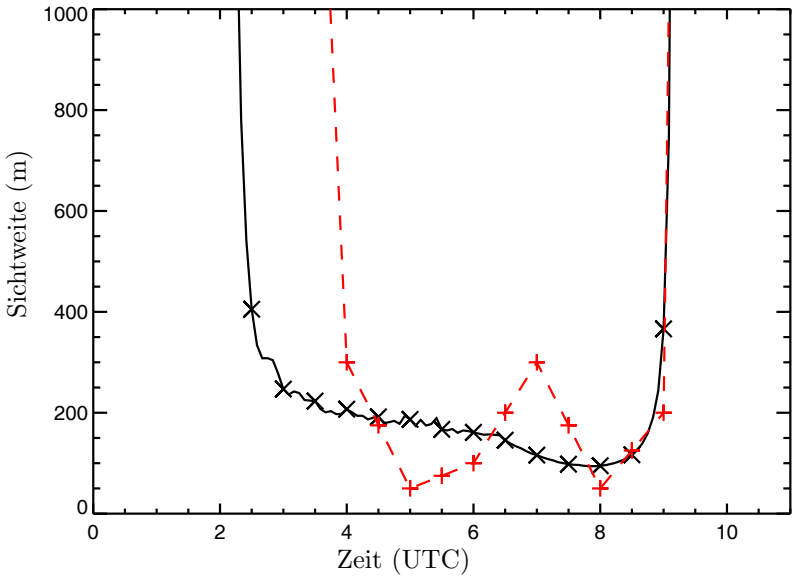


Abb. 13.8. Vergleich der berechneten (durchgezogen) und beobachteten Sichtweite (gestrichelt) in 2 m Höhe am 27. 9. 2008

Für praktische Anwendungen stellt die Sichtweite eine der wichtigsten Größen dar, die mit einem Nebelmodell prognostiziert werden, da hiervon der Straßen- und Luftverkehr besonders betroffen sind. Grundsätzlich kann man sagen, dass die Sichtweite mit zunehmendem Nebelwassergehalt immer geringer wird. [4] Abbildung 13.8 zeigt die mit PAFOG für den untersuchten Fall berechnete Sichtweite in 2 m Höhe (durchgezogene Kurve). Zum Vergleich ist die in Lindenberg in dieser Nacht beobachtete Sichtweite eingetragen (gestrichelte Kurve). Hier-

[4] Streng genommen hängt die Sichtweite nicht nur vom Nebelwassergehalt selbst, sondern auch von der Nebeltropfenkonzentration ab. Bei gegebenem Nebelwassergehalt liefern viele kleine Nebeltröpfchen eine geringere Sichtweite als wenige große (s. z. B. Bott 1991).

aus ist zu erkennen, dass die Modellrechnungen über weite Bereiche zufriedenstellende Ergebnisse liefern. Lediglich der Nebelbeginn wird deutlich früher simuliert als tatsächlich beobachtet. Dagegen stimmen die minimalen Sichtweiten und insbesondere auch der Zeitpunkt der Nebelauflösung bei beiden Kurven weitgehend überein.

Die hier dargestellten Ergebnisse numerischer Simulationen verdeutlichen eindrucksvoll, dass bereits mit eindimensionalen Nebelmodellen beachtlich gute Nebelprognosen erzielt werden können. Allerdings sollte nicht unerwähnt bleiben, dass in einer Vielzahl von Situationen die numerischen Ergebnisse deutlich von den Beobachtungen abweichen und es häufig zu Fehlvorhersagen kommt. Diese können sich dadurch ausdrücken, dass Nebel zwar prognostiziert wird, in der Realität aber nicht eintritt oder umgekehrt. Die Ursachen dieser Fehlvorhersagen sind vielfältig. Zum einen ist die Annahme der horizontalen Homogenität in manchen Fällen nicht berechtigt, so dass Advektionsprozesse bei der Nebelbildung eine Rolle spielen. Zum anderen liegen die für eine Nebelprognose wichtigen Angaben des Wolkenbedeckungsgrads oft nicht vor. Weiterhin zeigt sich, dass die sensiblen und latenten Wärmeflüsse an der Erdoberfläche eine wichtige Rolle bei der Nebelprognose spielen. Eine zufriedenstellende Berechnung dieser Größen ist jedoch nur möglich, wenn die an der Erdoberfläche und innerhalb des Erdbodens ablaufenden thermodynamischen Prozesse mit ausreichender Genauigkeit simuliert werden können. Dies wiederum setzt eine detaillierte Kenntnis der Erdbodenstruktur voraus (Bodentyp, Feuchtegehalt und Temperaturverteilung im Erdboden etc.). Schließlich sollte auch die Vegetation bei der Wechselwirkung zwischen Erdboden und Atmosphäre berücksichtigt werden.

Aus diesen Überlegungen kann man insgesamt schließen, dass selbst die bei einem Strahlungsnebelereignis ablaufenden Prozesse bereits so komplex sind, dass deren Simulation mit numerischen Prognosemodellen nur mit sehr großem Aufwand möglich ist und selbst dann nicht immer zum gewünschten Erfolg führen muss. An dieser Stelle wird erneut deutlich, dass auf allen raumzeitlichen Skalen, angefangen von der Mikroskala bis hin zur planetaren Skala, ständig intensive Interaktionen zwischen den unterschiedlichsten in der Atmosphäre ablaufenden thermo-hydrodynamischen Prozessen stattfinden. In früheren Kapiteln wurde bereits mehrfach festgestellt, dass sich diese hochgradig nichtlinearen Skalenwechselwirkungen in dem *deterministisch-chaotischen Verhalten* der Atmosphäre widerspiegeln. Letztendlich sind sie dafür verantwortlich, dass es nie möglich sein wird, die atmosphärischen Prozesse mit Hilfe numerischer Wettervorhersagemodelle vollständig zu simulieren und für längere Zeiträume vorherzusagen, so dass die Wetteranalyse und -prognose immer ein hochinteressantes und spannendes Forschungsgebiet bleiben wird.

Literaturverzeichnis

Anthes, R. A., Y.-H. Kuo, J. R. Gyakum, 1983: Numerical simulations of a case of explosive marine cyclogenesis. *Mon. Wea. Rev.*, **111**, 1174–1188.

Atlas, D., (Ed.), 1990: *Radar in Meteorology.* Amer. Meteor. Soc., Boston, 806 pp.

Baas, P., F. C. Bosveld, H. Klein Baltink und A. A. M. Holtslag, 2009: A climatology of nocturnal low-level jets at Cabauw. *J. Appl. Meteor. Climatol.*, **48**, 1627–1642.

Bader, M. J., G. S. Forbes, J. R. Grant, R. B. E. Lilley und A. J. Waters, 1995: *Images in Weather Forecasting.* Cambridge University Press, Cambridge, 499 pp.

Baklanov, A., und B. Grisogono, 2007: *Atmospheric Boundary Layers.* Springer, New York, 246 pp.

Barriopedro, D., R. García-Herrera, A. R. Lupo und E. Hernández, 2006: A climatology of Northern Hemisphere blocking. *J. Climate*, **19**, 1042–1063.

Battan, L. J., 1973: *Radar Observation of the Atmosphere.* Rev. ed. Chicago, IL, University of Chicago Press, 324 pp.

Baur, F., 1947: *Musterbeispiele europäischer Grosswetterlagen.* Dieterich'sche Verlagsbuchhandlung, Wiesbaden, 35 pp.

Baur, F., 1963: *Großwetterkunde und langfristige Witterungsvorhersage.* Akademische Verlagsgesellschaft Frankfurt am Main. 91 pp.

Baur, F., P. Hess und H. Nagel, 1944: *Kalender der Großwetterlagen Europas 1881–1939.* Bad Homburg v. d. H.

Bennett, L. J., K. A. Browning, A. M. Blyth, D. J. Parker und P. A. Clark, 2006: A review of the initiation of precipitating convection in the United Kingdom. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **132**, 1001–1020.

Bergeron, T., 1928: Über die dreidimensional verknüpfende Wetteranalyse. *Geofys. Publ.*, **5**, No. 6, 1–111.

Bergeron, T., 1937: On the physics of fronts. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **18**, 265–275.

Bergeron, T., 1959: Methods in scientific weather analysis and forecasting. An outline in the history of ideas and hints at a program. Erschienen in: *The Atmosphere and the Sea in Motion*, B. Bolin, Ed., The Rockefeller Institute Press, New York, 440–474.

Bergeron, T., 1980: Synoptic meteorology: An historical review. *Pageoph*, **119**, 443–473.

A. Bott, *Synoptische Meteorologie*,
DOI 10.1007/978-3-642-25122-1, © Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2012

Berggren, R., 1952: The distribution of temperature and wind connected with active tropical air in the higher troposphere and some remarks concerning clear air turbulence at high altitude. *Tellus*, **4**, 43–53.

Betts, A. K., 1973: Non-precipitating cumulus convection and its parameterization. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **99**, 178–196.

Bjerknes, J., 1919: On the structure of moving cyclones. *Geofys. Publ.*, **1**, No. 2, 1–8.

Bjerknes, J., 1935: Investigations of selected European cyclones by means of serial ascents. Case 3: December 30–31, 1930. *Geofys. Publ.*, **11**, No. 4, 1–18.

Bjerknes, J., 1937: Theorie der aussertropischen Zyklonenbildung. *Meteorol. Z.*, **54**, 462–466.

Bjerknes, J., und E. Palmén, 1937: Investigations of selected European cyclones by means of serial ascents. Case 4: February 15–17, 1935. *Geofys. Publ.*, **12**, No. 2, 1–62.

Bjerknes, J., und J. Holmboe, 1944: On the theory of cyclones. *J. Meteor.*, **1**, 1–22.

Bjerknes, J., 1964: Atlantic air-sea interaction. *Adv. Geophys.*, **10**, 1–82.

Bjerknes, J., 1969: Atmospheric teleconnections from the equatorial Pacific. *Mon. Wea. Rev.*, **97**, 163–172.

Bjerknes, V., 1921: On the dynamics of the circular vortex with applications to the atmosphere and atmospheric vortex and wave motions. *Geofys. Publ.*, **2**, No. 4, 1–88.

Bjerknes, J., und H. Solberg, 1921: Meteorological conditions for the formation fo rain. *Geofys. Publ.*, **2**, No. 3, 1–60.

Bjerknes, J., und H. Solberg, 1922: Life cycle of cyclones and the polar front theory of atmospheric circulation. *Geofys. Publ.*, **3**, No. 1, 1–18.

Blackadar, A. K., 1957: Boundary layer wind maxima and their significance for the growth of nocturnal inversions. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **38**, 282–290.

Bluestein, H. B., 1992: *Synoptic-Dynamic Meteorology in Midlatitudes, Volume I.* Oxford University Press, 431 pp.

Bluestein, H. B., 1993: *Synoptic-Dynamic Meteorology in Midlatitudes, Volume II.* Oxford University Press, 594 pp.

Bluestein, H. B., 2009: The formation and early evolution of the Greensburg, Kansas, tornadic supercell on 4 May 2007. *Wea. Forecasting*, **24**, 899–920.

Blüthgen, J., und W. Weischet, 1980: *Allgemeine Klimageographie.* Walter de Gruyter, Berlin, New York, 887 pp.

Boettcher, M., und H. Wernli, 2011: Life cycle study of a diabatic Rossby wave as a precursor to rapid cyclogenesis in the North Atlantic-dynamics and forecast performance. *Mon. Wea. Rev.*, **139**, 1861–1878.

Bogush, A. J., 1989: *Radar and the Atmosphere.* Artech House Publishers, Norwood, 472 pp.

Bolton, D., 1980: The computation of equivalent potential temperature. *Mon. Wea. Rev.*, **108**, 1046–1053.

Bonner, W. D., 1968: Climatology of the low level jet. *Mon. Wea. Rev.*, **96**, 833–850.

Bosart, L. F., 1981: The Presidents' Day snowstorm of 18-19 February 1979: A subsynoptic-scale event. *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 1542–1566.

Bott, A., U. Sievers und W. Zdunkowski, 1990: A radiation fog model with a detailed treatment of the interaction between radiative transfer and fog microphysics. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 2153–2166.

Bott, A., 1991: On the influence of the physico-chemical properties of aerosols on the life cycle of radiation fogs. *Boundary-Layer Meteorol.*, **56**, 1–31.

Bott, A., und G. R. Carmichael, 1993: Multiphase chemistry in a microphysical radiation fog model – a numerical study. *Atmos. Environ.*, **27**, 503–522.

Bott, A., und T. Trautmann, 2002: PAFOG – a new efficient forecast model of radiation fog and low-level stratiform clouds. *Atmos. Res.*, **64**, 191–203.

Boville, B. A., 1984: The influence of the polar night jet on the tropospheric circulation in a GCM. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 1132–1142.

Bridgman, H. A., und J. E. Oliver, 2006: *The Global Climate System.* Cambridge University Press, Cambridge, New York, Melbourne, 350 pp.

Brömling, C., 2008: *Blockierende Hochdruckgebiete auf der Nordhemisphäre: Eine statistische Analyse von ERA40-Re-Analyse-Daten und ECHAM-Simulationen.* Diplomarbeit, Meteorologisches Institut der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 93 pp.

Brown, R. A., und V. T. Wood, 2007: *A Guide for Interpreting Doppler Velocity Patterns: Northern Hemisphere Edition.* NOAA/National Severe Storms Laboratory Norman, Oklahoma, 55 pp.

Browning, K. A., 1964: Airflow and precipitation trajectories within severe local storms which travel to the right of the winds. *J. Atmos. Sci.*, **21**, 634–639.

Browning, K. A., 1965: The evolution of tornadic storms. *J. Atmos. Sci.*, **22**, 664–668.

Browning, K. A., 1986: Conceptual models of precipitation systems. *Wea. Forecasting*, **1**, 23–41.

Browning, K. A., 1990: Organization of clouds and precipitation in extratropical cyclones. Erschienen in: *Extratropical Cyclones: The Erik Palmén Memorial Volume*, Amer. Meteor. Soc., Boston, 129–153.

Browning, K. A., 1997: The dry intrusion perspective of extra-tropical cyclone development. *Meteor. Appl.*, **4**, 317–324.

Browning, K. A., und T. W. Harrold, 1969: Air motion and precipitation growth in a wave depression. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **95**, 288–309.

Browning, K. A., und T. W. Harrold, 1970: Air motion and precipitation growth at a cold front. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **96**, 369–389.

Browning, K. A., und F. F. Hill, 1985: Mesoscale analysis of a polar trough interacting with a polar front *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **111**, 445–462.

Browning, K. A., und J. Mason, 1981: Air motion and precipitation growth in frontal systems. *Pure Appl. Geophys.*, **119**, 577–593.

Browning, K. A., und G. A. Monk, 1982: A simple model for the synoptic analysis of cold fronts. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **108**, 435–452.

Browning, K. A., und C. W. Pardoe, 1973: Structure of low-level jet streams ahead of mid-latitude cold fronts *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **99**, 619–638.

Browning, K. A., und N. M. Roberts, 1996: Variation of frontal and precipitation structure along a cold front. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **122**, 1845–1872.

Browning, K. A., S. P. Ballard und C. S. A. Davitt, 1997: High-resolution analysis of frontal fracture. *Mon. Wea. Rev.*, **125**, 1212–1230.

Browning, K. A., S. A. Clough, C. S. A. Davitt, N. M. Roberts, T. D. Hewson und P. G. W. Healey, 1995: Observations of the mesoscale sub-structure in the cold air of a developing frontal cyclone. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **12**, 1229–1254.

Budyko, M. I., 1974: *Climate and Life.* Academic Press, New York, London, 508 pp.

Buizza, R., P. L. Houtekamer, G. Pellerin, Z. Toth, Y. Zhu und M. Wei, 2005: A comparison of the ECMWF, MSC, and NCEP global ensemble prediction systems. *Mon. Wea. Rev.*, **133**, 1076–1097.

Bunkers, M. J., 2002: Vertical wind shear associated with left-moving supercells. *Wea. Forecasting*, **17**, 845–855.

Byers, H. R., und R. R. Braham, 1949: *The Thunderstorm: Final Report of the Thunderstorm Project.* U.S. Government Printing Office, Washington, D.C., 287 pp.

Carlson, T. N., 1980: Airflow through midlatitude cyclones and the comma cloud pattern. *Mon. Wea. Rev.*, **108**, 1498–1509.

Carlson, T. N., 1991: *Mid-latitude Weather Systems.* Harper Collins Academic, London, 507 pp.

Carr, F. H., und J. P. Millard, 1985: A composite study of comma clouds and their association with severe weather over the Great Plains. *Mon. Wea. Rev.*, **113**, 370–387.

Chang, C. B., D. J. Perkey und C. W. Kreitzberg, 1982: A numerical case study of the effects of latent heating on a developing wave cyclone. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 1555–1570.

Charney, J. G., 1947: The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current. *J. Meteor.*, **4**, 135–162.

Charney, J. G., und A. Eliassen, 1949: A numerical method for predicting the perturbations of the middle latitude westerlies. *Tellus*, **1**, 38–54.

Charney, J. G., und J. G. DeVore, 1979: Multiple flow equilibria in the atmosphere and blocking. *J. Atmos. Sci.*, **36**, 1205–1216.

Cheinet, S., A. Beljaars, M. Köhler, J. J. Morcrette und P. Viterbo, 2005: Assessing physical processes in the ECMWF model forecasts using the ARM SGP observations. *ECMWF - ARM Report Series*, ECMWF Reading, England, 25 pp.

Chen, S.-J., Y.-H. Kuo, P.-Z. Zhang und Q.-F. Bai, 1992: Climatology of explosive cyclones off the East Asian Coast. *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 3029–3035.

Cheng, C.-P., und R. A. Houze, 1979: The distribution of convective and mesoscale precipitation in GATE radar echo patterns. *Mon. Wea. Rev.*, **107**, 1370–1381.

Chromov, S. P., 1957: Die geographische Verbreitung der Monsune. *Petermanns Geographische Mitteilungen*, 234–237.

Coniglio, M. C., und D. J. Stensrud, 2001: Simulation of a progressive derecho using composite initial conditions. *Mon. Wea. Rev.*, **129**, 1593–1616.

Conway, E. D., 1997: *An Introduction to Satellite Image Interpretation.* The Johns Hopkins University Press, Baltimore, 264 pp.

Cordeira, J. M., und L. F. Bosart, 2011: Cyclone interactions and evolutions during the "Perfect Storms" of late October and early November 1991. *Mon. Wea. Rev.*, **139**, 1683–1707.

Cotton, W. R., G. Bryan und S. C. van den Heever, 2011: *Storm and Cloud Dynamics, Second Edition Volume 99.* Academic Press Inc., San Diego, New York, 820 pp.

Cronce, M., R. M. Rauber, K. R. Knupp, B. F. Jewett, J. T. Walters und D. Phillips, 2007: Vertical motions in precipitation bands in three winter cyclones. *J. Appl. Meteor. Climatol.*, **46**, 1523–1543.

Davis, C. A., und K. A. Emanuel, 1991: Potential vorticity diagnostics of cyclogenesis. *Mon. Wea. Rev.*, **119**, 1929–1953.

DeFelice, T. P., und V. K. Saxena, 1991: The characterization of extreme episodes of wet and dry deposition of pollutants on an above cloud-base forest during its growing season. *J. Appl. Meteorol.*, **30**, 1548–1561.

Dickson, R. R., und J. Namias, 1976: North American influences on the circulation and climate of the North Atlantic sector. *Mon. Wea. Rev.*, **104**, 1255–1265.

Dirks, R. A., J. P. Kuettner und J. A. Moore, 1988: Genesis of Atlantic Lows Experiment (GALE): An overview. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **69**, 148–160.

Djurić, D., und D. S. Ladwig, 1983: Southerly low-level jet in the winter cyclones of the southwestern Great Plains. *Mon. Wea. Rev.*, **111**, 2275–2281.

Doswell C. A. III, 2001: *Severe Convective Storms.*, Amer. Meteor. Soc., Boston, 570 pp.

Doviak, R. J., und D. S. Zrnic, 1993: *Doppler Radar and Weather Observations. 2nd ed.* Academic Press, San Diego, New York, 562 pp.

Dupigny-Giroux, L.-A., und C. J. Mock, 2009: *Historical Climate Variability and Impacts in North America.* Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 278 pp.

Duynkerke, P. G., 1991: Radiation fog: A comparison of model simulation with detailed observations. *Mon. Wea. Rev.*, **119**, 324–341.

Eady, E. T., 1949: Long waves and cyclone waves. *Tellus*, **1**, 33–52.

Edwards, R., S. F. Corfidi, R. L. Thompson, J. S. Evans, J. P. Craven, J. P. Racy, D. W. McCarthy und M. D. Vescio, 2002: Storm prediction center forecasting issues related to the 3 May 1999 tornado outbreak. *Wea. Forecasting*, **17**, 544–558.

Eliassen, A., 1962: On the vertical circulation in frontal zones. *Geofys. Publ.*, **24**, 147–160.

Eliassen, A., 1990: Transverse circulations in frontal zones. Erschienen in: *Extratropical Cyclones: The Erik Palmén Memorial Volume*, Amer. Meteor. Soc., Boston, 155–165.

Egger, J., 2008: Piecewise potential vorticity inversion: Elementary tests. *J. Atmos. Sci.*, **65**, 2015–2024.

Emanuel, K. A., 1994: *Atmospheric Convection.* Oxford University Press, Oxford, New York, Toronto, 580 pp.

Ertel, H., 1942: Ein neuer hydrodynamischer Wirbelsatz. *Meteorol. Z.*, **59**, 277–281.

Etling, D., 2010: *Theoretische Meteorologie. Eine Einführung*, 3. Auflage, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 376 pp.

Fedorovich, E., Rotunno, R. und B. Stevens, 2011: *Atmospheric Turbulence and Mesoscale Meteorology.* Cambridge University Press, Cambridge, 300 pp.

Field, P. R., und R. Wood, 2007: Precipitation and Cloud Structure in Midlatitude Cyclones *J. Climate*, **20**, 233–254.

Fisher, E. L., und P. Caplan, 1963: An experiment in numerical prediction of fog and stratus. *J. Atmos. Sci.*, **20**, 425–437.

FitzRoy, R., 1863: *The Weather Book: A Manual of Practical Meteorology.*, Longman, Green, Longman, Roberts und Green, London, 464 pp.

Forkel, R., W. Seidl, A. Ruggaber und R. Dlugi, 1995: Fog chemistry during EUMAC joint cases: Analysis of routine measurements in southern Germany and model calculations. *Meteorol. Atmos. Phys.*, **57**, 61–86.

Fuzzi, S., M .C. Facchini, S. Decesari, E. Matta und M. Mircea 2002: Soluble organic compounds in fog and cloud droplets: What have we learned over the past few years? *Atmos. Res.*, **64**, 89–98.

Galloway, J. L., 1958: The three-front model: Its philosophy, nature, construction, and use. *Weather*, **13**, 3–10.

Garrat, J. R., 1994: *The Atmospheric Boundary Layer.* Cambridge University Press, Cambridge, 336 pp.

Garreaud, R. D., und R. C. Muñoz, 2005: The low-level jet off the west coast of subtropical South America: structure and variability. *Mon. Wea. Rev.*, **133**, 2246–2261.

Gaudet, B. J., und W. R. Cotton, 2006: Low-level mesocyclonic concentration by nonaxisymmetric transport. Part I: Supercell and mesocyclone evolution. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 1113–1133.

Gerstengarbe, F.-W., und P. C. Werner, 1993: *Katalog der Großwetterlagen Europas nach Paul Hess und Helmuth Brezowsky 1881–1992.* 4. Aufl., Ber. Dt. Wetterd. 113., 249 pp.

Gerstengarbe, F.-W., und P. C. Werner, 1999: *Katalog der Großwetterlagen Europas (1881–1998) nach Paul Hess und Helmuth Brezowsky.* 5. Aufl., Potsdam, Offenbach a. M., 138 pp.

Gerstengarbe, F.-W., und P. C. Werner, 2005: *Katalog der Großwetterlagen Europas (1881–2004) nach Paul Hess und Helmut Brezowsky.* 6. Auflg., Potsdam-Institut für Klimafolgenforschung, Potsdam. 148 pp.

Glaser, R., und R. P. D. Walsh, 1991: *Historical Climatology in Different Climatic Zones - Historische Klimatologie in verschiedenen Klimazonen.* Würzburger Geographische Arbeiten, **80**, 251 pp.

Godske, C. L., T. Bergeron, J. Bjerknes und R. C. Bundgaard, 1957: *Dynamic Meteorology and Weather Forecasting.* Amer. Meteor. Soc., Boston, 800 pp.

Graversen, R. G., und B. Christiansen, 2003: Downward propagation from the stratosphere to the troposphere: A comparison of the two hemispheres. *J. Geophys. Res.*, **108**, 4780–4790.

Grim, J. A., R. M. Rauber, M. K. Ramamurthy, B. F. Jewett und M. Han, 2007: High-resolution observations of the trowal-warm-frontal region of two continental winter cyclones. *Mon. Wea. Rev.*, **135**, 1629–1646.

Gyakum, J. R., 1983a: On the evolution of the *QE II* Storm. I: Synoptic apsects. *Mon. Wea. Rev.*, **111**, 1137–1155.

Gyakum, J. R., 1983b: On the evolution of the *QE II* Storm. II: Dynamic and thermodynamic structure. *Mon. Wea. Rev.*, **111**, 1156–1173.

Gyakum, J. R., 1991: Meteorological precursors to the explosive intensification of the *QE II* Storm. *Mon. Wea. Rev.*, **119**, 1105–1131.

Gyakum, J. R., P. J. Roebber, und T. A. Bullock, 1992: The role of antecedent surface vorticity development as a conditioning process in explosive cyclone intensification. *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 1465–1489.

Hadley, G., 1735: Concerning the cause of the general trade-winds. *Phil. Trans. Roy. Soc.* **39**, 58–62.

Halley, E. 1686: An historical account of the trade winds, and monsoons, observable in the seas between and near the tropicks, with an attempt to assign the phisical cause of the said winds. *Phil. Trans.*, **16**, 153–168.

Haltiner, G. J., und F. L. Martin, 1957: *Dynamical and Physical Meteorology.* McGraw-Hill Book Company, New York, Toronto, London, 470 pp.

Haltiner, G. J., und R. T. Williams, 1980: *Numerical Weather Prediction and Dynamical Meteorology.* John Wiley & Sons Ltd, New York, 477 pp.

Han, M., R. M. Rauber, M. K. Ramamurthy, B. F. Jewett und J. A. Grim, 2007: Mesoscale dynamics of the trowal and warm-frontal regions of two continental winter cyclones. *Mon. Wea. Rev.*, **135**, 1647–1670.

Harrold, T. W., 1973: Mechanisms influencing the distribution of precipitation within baroclinic disturbances. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **99**, 232–251.

Hartmann, D., 1994: *Global Physical Climatology.* Academic Press, New York, London, 411 pp.

Henry, A. J., 1922a: J. Bjerknes and H. Solberg on the life cycle of cyclones and the polar front theory of atmospheric circulation. *Mon. Wea. Rev.*, **50**, 468–473.

Henry, A. J., 1922b: Discussion. *Mon. Wea. Rev.*, **50**, 473–474.

Hense, A., und R. Glowienka-Hense, 2008: Auswirkungen der Nordatlantischen Oszillation. *promet*, **34**, 89–94.

Herckes, P., H. Chang, T. Lee und J. L. Collett, 2007: Air pollution processing by radiation fogs. *Water, Air, & Soil Pollution*, **181**, 65–75.

Hess, S. L., 1959: *Introduction to Theoretical Meteorology.* Henry Holt and Company, New York, 362 pp.

Hess, P., und H. Brezowsky, 1952: *Katalog der Großwetterlagen Europas.* Ber. Dt. Wetterd. in der US-Zone 33.

Hess, P., und H. Brezowsky, 1969: *Katalog der Großwetterlagen Europas.* 2. neu bearbeitete und ergänzte Auflage. Ber. Dt. Wetterd.

Hess, P., und H. Brezowsky, 1977: *Katalog der Großwetterlagen Europas 1881–1976.* 3. verbesserte und ergänzte Auflage. Ber. Dt. Wetterd.

Hewson, T. D., 1998: Objective fronts. *Meteor. Appl.*, **5**, 37–65.

Hobbs, P. V., 2010: *Ice Physics.* Oxford University Press, London, 864 pp.

Hobbs, P. V., 1978: Organization and structure of clouds and precipitation on the mesoscale and microscale in cyclonic storms. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **16**, 741–755.

Hobbs, P. V., J. D. Locatelli und J. E. Martin, 1990: Cold fronts aloft and the forecasting of precipitation and severe weather east of the Rocky Mountains. *Wea. Forecasting*, **5**, 613–626.

Hobbs, P. V., J. D. Locatelli und J. E. Martin, 1996: A new conceptual model for cyclones generated in the lee of the Rocky Mountains. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **77**, 1169–1178.

Hoerling, M. P., 1992: Diabatic sources of potential vorticity in the general circulation. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 2282–2292.

Holton, J. R., 2004: *An Introduction to Dynamic Meteorology. Fourth Edition.* Elsevier Academic Press, New York, London, 535 pp.

Horel, J. D., und J. M. Wallace, 1981: Planetary-scale atmospheric phenomena associated with the Southern Oscillation. *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 813–829.

Hoskins, B. J., 1975: The geostrophic momentum approximation and the semi-geostrophic equations. *J. Atmos. Sci.*, **32**, 233–242.

Hoskins, B. J., I. Draghici und H. C. Davies, 1978: A new look at the ω-equation. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **104**, 31–38.

Hoskins, B. J., M. E. McIntyre und A. W. Robertson, 1985: On the use and significance of isentropic potential vorticity maps. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **111**, 877–946.

Houghton, J. T., Ed., 1984: *The Global Climate.* Cambridge University Press, New York, 233 pp.

Houze R. A., B. F. Smull und P. Dodge, 1990: Mesoscale organization of springtime rainstorms in Oklahoma. *Mon. Wea. Rev.*, **118**, 613–654.

Houze, R. A., 1993: *Cloud Dynamics.* Academic Press, San Diego, New York, Boston, 573 pp.

Houze, R. A., und C.-P. Cheng, 1977: Radar characteristics of tropical convection observed during GATE: Mean properties and trends over the summer season. *Mon. Wea. Rev.*, **105**, 964–980.

Huber-Pock, F., und C. Kress, 1989: An operational model of objective frontal analysis based on ECMWF products. *Meteorol. Atmos. Phys.*, **40**, 170–180.

Huschke, R. E., 1959: *Glossary of Meteorology.* Amer. Meteor. Soc., Boston, 638 pp.

Jascourt, S. D., S. S. Lindstrom, C. J. Seman und D. D. Houghton, 1988: An observation of banded convective development in the presence of weak symmetric stability. *Mon. Wea. Rev.*, **116**, 175–191.

Jeffreys, H., 1926: On the dynamics of geostrophic winds. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **52**, 85–104.

Joly A., und A. J. Thorpe, 1990: Frontal instability generated by tropospheric potential vorticity anomalies. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **116**, 525–560.

Juang, H.-M. H., und Y. Ogura, 1990: A case study of rapid cyclogenesis over Canada. Part II: Simulations. *Mon. Wea. Rev.*, **118**, 674–704.

Kaltenböck, R., 2004: The outbreak of severe storms along convergence lines northeast of the Alps. Case study of the 3 August 2001 mesoscale convective system with a pronounced bow echo. *Atmos. Res.*, **70**, 55–75.

Kašpar, M., 2003: Objective frontal analysis techniques applied to extreme/non-extreme precipitation events. *Geophysica et Geodaetica*, **47**, 605–631.

Keyser, D., M. J. Reeder und R. J. Reed, 1988: A generalization of Petterssen's frontogenesis function and its relation to the forcing of vertical motion. *Mon. Wea. Rev.*, **116**, 762–781.

Keyser, D., B. D. Schmidt und D. G. Duffy, 1992: Quasigeostrophic vertical motions diagnosed from along- and cross-isentrope components of the Q vector. *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 731–741.

Kitabatake, N., 2008: Extratropical transition of tropical cyclones in the western North Pacific: Their frontal evolution. *Mon. Wea. Rev.*, **136**, 2066–2090.

Klein, R., 2010: Scale-dependent models for atmospheric flows. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **42**, 249–274.

Klemp, J. B., 1987: Dynamics of tornadic thunderstorms. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **19**, 396–402.

Koch, S. E., 2001: Real-time detection of split fronts using mesoscale models and WSR-88D radar products. *Wea. Forecasting*, **16**, 35–55.

Kocin, P. J., und L. W. Uccellini, 2004: *Northeast Snowstorms*. Amer. Meteor. Soc., Chicago, 818 pp.

Kraus, H., 2004: Die Atmosphäre der Erde. Eine Einführung in die Meteorologie. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 422 pp.

Kraus, H., und U. Ebel, 2003: *Risiko Wetter*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 250 pp.

Krishnamurti, T. N., 1961: The subtropical jet stream of winter. *J. Meteor.*, **18**, 172–191.

Küll, V., und A. Bott, 2008: A hybrid convection scheme for use in non-hydrostatic numerical weather prediction models. *Meteorol. Z.*, **17**, 775–783.

Küll, V., und A. Bott, 2009: Application of the hybrid convection parameterization scheme HYMACS to different meteorological situations. *Atmos. Res.*, **94**, 743–753.

Küll, V., und A. Bott, 2011: Simulation of non-local effects of convection with the hybrid mass flux convection scheme HYMACS. *Meteorol. Z.*, **20**, 227–241.

Küll, V., A. Gassmann und A. Bott, 2007: Towards a new hybrid cumulus parameterization scheme for use in non-hydrostatic weather prediction models. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **133**, 479–490.

Kuo, H. L., 1949: Dynamic instability of two-dimensional nondivergent flow in a barotropic atmosphere. *J. Meteor.*, **6**, 105–122.

Kuo, H. L., 1973: Dynamics of quasigeostrophic flows and instability theory. *Adv. Appl. Mech.*, **13**, 247–300.

Kuo, H. L., 1978: A two-layer model study of the combined barotropic and baroclinic instability in the Tropics. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1840–1860.

Kuo, Y.-H., R. J. Reed, S. Low-Nam, 1992: Thermal structure and airflow in a model simulation of an occluded marine cyclone. *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 2280–2297.

Kuroda, Y., und K. Kodera 2001: Variability of the polar night jet in the Northern and Southern Hemispheres. *J. Geophys. Res.*, **106**, 20,703–20,713.

Kurz, M., 1990: *Synoptische Meteorologie.* Selbstverlag des Deutschen Wetterdienstes, Offenbach, 197 pp.

Lafore, J.-P., und M. W. Moncrieff, 1989: A numerical investigation of the organization and interaction of the convective and stratiform regions of tropical squall lines. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 521–544.

Leckebusch, G. C., A. Kapala, H. Mächel, J. G. Pinto und M. Reyers, 2008: Indizes der Nordatlantischen und Arktischen Oszillation. *promet*, **34**, 95–100.

Li L., F. Huang, D. Chi, S. Liu, 2002: Thermal effects of the Tibetan Plateau on Rossby waves. *Adv. Atmos. Sci.*, **19**, 901–913.

Lillesand, T., R. W. Kiefer und J. W. Chipman, 2008: *Remote Sensing and Image Interpretation, 6th Edition.* John Wiley & Sons Ltd, New York, 804 pp.

Lin, Y.-L, 2007: *Mesoscale Dynamics.* Cambridge University Press, Cambridge, 646 pp.

Liou, K. N., 2002: *An Introduction to Atmospheric Radiation, Second Edition.* Academic Press, London, San Diego, 583 pp.

Locatelli, J. D., J. E. Martin, J. A. Castle und P. V. Hobbs, 1995: Structure and evolution of winter cyclones in the central United States and their effects on the distribution of precipitation. Part III: The development of a squall line associated with weak cold frontogenesis aloft. *Mon. Wea. Rev.*, **123**, 2641–2662.

Locatelli, J. D., M. T. Stoelinga, R. D. Schwartz und P. V. Hobbs, 1997: Surface convergence induced by cold fronts aloft and prefrontal surges. *Mon. Wea. Rev.*, **125**, 2808–2820.

Locatelli, J. D., R. D. Schwartz, M. T. Stoelinga und P. V. Hobbs, 2002a: Norwegian-type and cold front aloft-type cyclones east of the Rocky Mountains. *Wea. Forecasting*, **17**, 66–82.

Locatelli, J. D., M. T. Stoelinga, M. und P. V. Hobbs, 2002b: Organization and structure of clouds and precipitation on the Mid-Atlantic coast of the United States. Part VII: Diagnosis of a nonconvective rainband associated with a cold front aloft. *Mon. Wea. Rev.*, **130**, 278–297.

Locatelli, J. D., M. T. Stoelinga und P. V. Hobbs, 2005a: Re-examination of the split cold front in the British Isles cyclone of 17 July 1980. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **131**, 3167–3181.

Locatelli, J. D., M. T. Stoelinga, M. F. Garvert und P. V. Hobbs, 2005b: The IMPROVE-1 storm of 1-2 February 2001. Part I: Development of a forward-tilted cold front and a warm occlusion. *J. Atmos. Sci.*, **62**, 3431–3455.

Lorenz, E. N., 1955: Available potential energy and the maintenance of the general circulation. *Tellus*, **7**, 157–167.

Lorenz, E. N., 1960: Energy and numerical weather prediction. *Tellus*, **12**, 364–373.

Lorenz, E. N., 1962: Simplified dynamic equations applied to the rotating-basin experiments. *J. Atmos. Sci.*, **19**, 39–51.

Lorenz, E. N., 1963a: Deterministic nonperiodic flow. *J. Atmos. Sci.*, **20**, 130–141.

Lorenz, E. N., 1963b: The mechanics of vacillation. *J. Atmos. Sci.*, **20**, 448–465.

Lorenz, E. N., 1986: The index cycle is alive and well. *Namias Symposium,* Scripps Inst. of Oceanography, 188–196.

Lorenz, E. N., 1991: The general circulation of the atmosphere: an evolving problem. *Tellus, AB*, **43**, 8–15.

Ludlam, F. H., 1980: *Clouds and Storms.* The Pennsylvania State University Press, University Park and London, 405 pp.

Luo, D., 1990: Topographically forced Rossby wave instability and the development of blocking in the atmosphere. *Adv. Atmos. Sci.*, **7**, 433–440.

Luterbacher, J. H. Wanner und S. Brönnimann, 2008: Historische Entwicklung der NAO-Forschung. *promet*, **34**, 79–88.

Maddox, R. A., 1980: Mesoscale convective complexes. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **61**, 1374–1387.

Mahoney, K. M., und G. M. Lackmann, 2007: The effect of upstream convection on downstream precipitation. *Wea. Forecasting*, **22**, 255–277.

Mallet, I., J.-P. Cammas, P. Mascart und P. Bechtold, 1999: Effects of cloud diabatic heating on the early development of the FASTEX IOP17 cyclone. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **125**, 3439–3467.

Margules, M., 1903: Über die Energie der Stürme. Jahrb. der k. k. Central-Anstalt für Meteorol. und Erdmagn., **48**, 1–26

Margules, M., 1906: Über Temperaturschichtung in stationär bewegter und ruhender Luft. *Meteorol. Z. Hann-Band*, 243–254.

Market, P. S., und J. T. Moore, 1998: Mesoscale evolution of a continental occluded cyclone. *Mon. Wea. Rev.*, **126**, 1793–1811.

Markowski, P. M., 2002: Hook echoes and rear-flank downdrafts: A review. *Mon. Wea. Rev.*, **130**, 852–876.

Markowski, P. M., C. Hannon, J. Frame, E. Lancaster, A. Pietrycha, R. Edwards und R. L. Thompson, 2003: Characteristics of vertical wind profiles near supercells obtained from the Rapid Update Cycle. *Wea. Forecasting*, **18**, 1262–1272.

Markowski, P., und Y. Richardson, 2010: *Mesoscale Meteorology in Midlatitudes.* John Wiley & Sons Ltd, Chichester, UK, 407 pp.

Marshall, J. S. und W. M. Palmer, 1948: The distribution of raindrops with size. *J. Meteor.*, **5**, 165–166.

Martin, J. E., 1998a: The structure and evolution of a continental winter cyclone. Part I: Frontal structure and the occlusion process. *Mon. Wea. Rev.*, **126**, 303–328.

Martin, J. E., 1998b: The structure and evolution of a continental winter cyclone. Part II: Frontal forcing of an extreme snow event. *Mon. Wea. Rev.*, **126**, 329–348.

Martin, J. E., 1999: Quasigeostrophic forcing of ascent in the occluded sector of cyclones and the trowal airstream. *Mon. Wea. Rev.*, **127**, 70–88.

Martin, J. E., und N. Marsili, 2002: Surface cyclolysis in the North Pacific Ocean. Part II: Piecewise potential vorticity diagnosis of a rapid cyclolysis event. *Mon. Wea. Rev.*, **130**, 1264–1281.

Martin, J. E., und N. Marsili, 2002: Surface cyclolysis in the North Pacific Ocean. Part II: Piecewise potential vorticity diagnosis of a rapid cyclolysis event. *Mon. Wea. Rev.*, **130**, 1264–1281.

Martin, J. E., und J. A. Otkin, 2004: The rapid growth and decay of an extratropical cyclone over the Central Pacific Ocean. *Wea. Forecasting*, **19**, 358–376.

Martin, F. L., und V. V. Solomonson, 1970: Statistical characteristics of subtropical jet-stream features in terms of MRIR observations from Nimbus II. *J. Appl. Meteorol.*, **3**, 508–520.

Martin, J. E., R. D. Grauman, and N. Marsili, 2001: Surface cyclolysis in the North Pacific Ocean. Part I: A synoptic climatology. *Mon. Wea. Rev.*, **129**, 748–765.

McGinnigle, J. B., M. V. Young und M. J. Bader, 1988: The development of instant occlusions in the North Atlantic. *Meteor. Mag.*, **117**, 325–341.

McIntyre, M. E., und W. A. Norton, 2000: Potential vorticity inversion on a hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 1214–1235.

McLay, j. G., und J. E. Martin, 2002: Surface cyclolysis in the North Pacific Ocean. Part III: Composite local energetics of tropospheric-deep cyclone decay associated with rapid surface cyclolysis. *Mon. Wea. Rev.*, **130**, 2507–2529.

McQueen, H. R., und R. H. Martin, 1956: A cool, damp period associated with the spring-like frontal waves over the eastern United States, July 18–25, 1956. *Mon. Wea. Rev.*, **84**, 277–298.

Meischner, P., 2004: *Weather Radar: Principles and Advanced Applications.* Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 337 pp.

Middleton, W. E. K., 1969: *Invention of the Meteorological Instruments.* The John Hopkins Press, Baltimore, Maryland, 362 pp.

Miller, J. E., 1948: On the concept of frontogenesis. *J. Meteor.*, **5**, 169–171.

Mishra, S. K., V. Brahmananda Rao, Sergio H. Franchito, 2007: Genesis of the northeast Brazil upper-tropospheric cyclonic vortex: A primitive equation barotropic instability study. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 1379–1392.

Moncrieff, M. W., und C. Liu, 1999: Convection initiation by density currents: Role of convergence, shear, and dynamical organization. *Mon. Wea. Rev.*, **127**, 2455–2464.

Monin, A. S., 1986: *An introduction to the theory of climate.* D. Reidel Pub. Co., Dordrecht, Boston, 261 pp.

Moore, G. W. K., und W. R. Peltier, 1987: Cyclogenesis in frontal zones. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 384–409.

Moore, R. , W., M. T. Montgomery und H. C. Davies, 2008: The integral role of a diabatic Rossby vortex in a heavy snowfall event. *Mon. Wea. Rev.*, **136**, 1878–1897.

Mortimer, E., und U. Müller, 2007: *Chemie.* 9. vollständig überarbeitete Auflage. Thieme Verlag, Stuttgart, 766 pp.

Müller, M. D., M. Masbou und A. Bott, 2010: Three-dimensional fog forecasting in complex terrain. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **136**, 2189–2202.

Munger, J. W., D. J. Jacob, J. M. Waldman und M. R. Hoffmann, 1983: Fogwater chemistry in an urban atmosphere. *J. Geophys. Res.*, **88**, 5109–5121.

Namias, J., 1950: The index cycle and its role in the general circulation. *J. Meteor.*, **7**, 130–139.

Mantua, N. J., S. R. Hare, Y. Zhang, J. M. Wallace und R. C. Francis, 1997: A Pacific interdecadal climate oscillation with impacts on salmon production. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **78**, 1069–1079.

Newton C. W., und Palmén, E., 1963: Kinematic and thermal properties of a large-amplitude wave in the westerlies. *Tellus*, **15**, 99–119.

Nielsen-Gammon, J. W., und D. A. Gold, 2008: Potential vorticity diagnosis of the severe convective Regime. Part II: The impact of idealized PV anomalies. *Mon. Wea. Rev.*, **136**, 1582–1592.

Nielsen, J., W., und R. M. Dole, 1992: A survey of extratropical cyclone characteristics during GALE. *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 1156–1168.

Nieto, R., L. Gimeno, L. de la Torre, P. Ribera, D. Gallego, R. García-Herrera, J. A. García, M. Nuñez, A. Redaño und J. Lorente, 2005: Climatological features of cutoff low systems in the northern hemisphere. *J. Climate*, **18**, 3085–3103.

Novak, D. R., B. A. Colle und A. R. Aiyyer, 2010: Evolution of mesoscale precipitation band environments within the comma head of northeast U. S. Cyclones. *Mon. Wea. Rev.*, **138**, 2354–2374.

Novak, D. R., B. A. Colle und S. E. Yuter, 2008: High-resolution observations and model simulations of the life cycle of an intense mesoscale snowband over the northeastern United States. *Mon. Wea. Rev.*, **136**, 1433–1456.

Ogura, Y., und H.-M. H. Juang, 1990: A case study of rapid cyclogenesis over Canada. Part I: Diagnostic study. *Mon. Wea. Rev.*, **118**, 655–672.

Orlanski, I., 1975: A rational subdivision of scales for atmospheric processes. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **56**, 527–530.

Pagowski, M., I. Gultepe und P. King, 2004: Analysis and modeling of an extremely dense fog event in southern Ontario. *J. Appl. Meteorol.*, **43**, 3–16.

Palmén, E., 1948a: On the distribution of temperature and wind in the upper westerlies. *J. Meteor.*, **5**, 20–27.

Palmn, E., 1948b: On the formation and structure of tropical hurricanes. *Geophysica*, **3**, 26–38.

Palmén, E., und C. W. Newton, 1969: *Atmospheric Circulation Systems.* Academic Press, New York, London, 603 pp.

Parish, T. R., und L. D. Oolman, 2010: On the role of sloping terrain in the forcing of the Great Plains low-level jet. *J. Atmos. Sci.*, **67**, 2690–2699.

Parker, D. J., und A. J. Thorpe, 1995: Conditional convective heating in a baroclinic atmosphere: A model of convective frontogenesis. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 1699–1711.

Pedlosky, J., 1987: *Geophysical Fluid Dynamics. 2nd Edition.* Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 710 pp.

Peixoto J. P., und A. H. Oort, 1992: *Physics of Climate.* American Institute of Physics, New York, 520 pp.

Penner, C. M., 1955: A three-front model for synoptic analyses. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **81**, 89–91.

Pérez-Santos, I., W. Schneider, M. Sobarzo, R. Montoya-Sánchez, A. Valle-Levinson und J. Garcés-Vargas, 2010: Surface wind variability and its

implications for the Yucatan basin-Caribbean Sea dynamics. *J. Geophys. Res.*, **115**, C10052, doi:10.1029/2010JC006292.
Petterssen, S., 1936: Contribution to the theory of frontogenesis. *Geofys. Publ.*, **11**, No. 6, 1–27.
Petterssen, S., 1956: *Weather Analysis and Forecasting, Vol. 1.* McGraw-Hill Book Compnany, Inc., New York, Toronto, London, 428 pp.
Petterssen S., und S. J. Smebye, 1971: On the development of extratropical cyclones. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **97**, 457–482.
Pichler, H., 1997: *Dynamik der Atmosphäre.* Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg, Berlin, Oxford, 572 pp.
Pielke, R. A., 2002: *Mesoscale Meteorological Modeling, Second Edition.* Academic Press, San Diego, New York, London, 676 pp.
Philipps, H., 1939: Die Abweichung vom geostrophischen Wind. *Meteorol. Zeitschrift*, **56**, 460–475.
Phillips, N. A., 1956: The general circulation of the atmosphere: A numerical experiment. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **82**, 123–164.
Phillips, N. A., 1957: A coordinate system having some special advantages for numerical forecasting. *J. Meteor.*, **14**, 184–185.
Phillips, N. A., 1963: Geostrophic Motion. *Rev. Geophys.*, **1**, 123–176.
Pruppacher, H. R., und J. D. Klett, 1997: *Microphysics of Clouds and Precipitation.* Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands, 954 pp.
Queney, P. 1947: Theory of perturbations in stratied currents with application to airflow over mountain barriers. Dept. Meteor. Univ. Chicago, Misc. Reports, no. 23, 81 pp.
Queney, P. 1948: The problem of air flow over mountains: A summary of theoretical studies. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **29**, 16–26.
Ramage, C., 1971: *Monsoon Meteorology.* International Geophysics Series, Vol. 15, Academic Press, San Diego, New York, 296 pp.
Ray, P. S., 1987: *Mesoscale Meteorology and Forecasting.* Amer. Meteor. Soc., Boston, 793 pp.
Raymond, D. J., und H. Jiang, 1990: A theory for long-lived mesoscale convective systems. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 3067–3077.
Reed, R. J., 1979: Cyclogenesis in polar air streams. *Mon. Wea. Rev.*, **107**, 38–52.
Reed, R. J., und M. D. Albright, 1997: Frontal structure in the interior of an intense mature ocean cyclone. *Wea. Forecasting*, **12**, 866–876.
Reiter, E. R., 1963: *Jet-stream Meteorology.* The University of Chicago Press, Chicago, 515 pp.
Renard, R. J., and L. C. Clarke, 1965: Experiments in numerical objective frontal analysis. *Mon. Wea. Rev.*, **93**, 547–556.
Reuter, G. W., und M. K. Yau, 1990: Observations of slantwise convective instability in winter cyclones. *Mon. Wea. Rev.*, **118**, 447–458.
Rex, D., F., 1950a: Blocking action in the middle troposphere and its effect upon regional climate. I. An Aerological Study of Blocking Action. *Tellus*, **2**, 196–211.
Rex, D., F., 1950b: Blocking action in the middle troposphere and its effect upon regional climate. I. The climatology of blocking action. *Tellus*, **2**, 275–301.

Richardson, Y. P., K. K. Droegemeier und R. P. Davies-Jones, 2007: The influence of horizontal environmental variability on numerically simulated convective storms. Part I: Variations in vertical Shear. *Mon. Wea. Rev.*, **135**, 3429–3455.

Rickenbach, T. M., R. Nieto-Ferreira, R. P. Barnhill, und S. W. Nesbitt, 2011: Regional contrast of mesoscale convective system structure prior to and during monsoon onset across South America. *J. Climate*, **24**, 3753–3763.

Riehl, H., 1979: *Climate and Weather in the Tropics.* Academic Press, London, New York, 600 pp.

Rinehart, R. E., 2004: *Radar for Meteorologists.* 4th Edition, Rinehart Publications, Columbia, 482 pp.

Roebber, P. J., 1984: Statistical analysis and updated climatology of explosive cyclones. *Mon. Wea. Rev.*, **112**, 1577–1589.

Roebber, P. J., und M. R. Schumann, 2011: Physical processes governing the rapid deepening tail of maritime cyclogenesis. *Mon. Wea. Rev.*, **139**, 2776–2789.

Rogers, J. C., 1984: The association between the North Atlantic Oscillation and the Southern Oscillation in the northern hemisphere. *Mon. Wea. Rev.*, **112**, 1999–2015.

Rossa, A. M., H. Wernli und H. C. Davies, 2000: Growth and decay of an extra-tropical cyclone's PV-tower. *Meteor. Atmos. Phys.*, **73**, 139–156.

Rossby, C. G., 1940: Planetary flow patterns in the atmosphere. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **66**, 68–87.

Rossby, C. G., und H. C. Willett, 1948: The circulation of the upper troposphere and lower stratosphere. *Science*, **108**, 643–652.

Rossby, C. G., und Mitarbeiter, 1939: Relation between variations in the intensity of the zonal circulation of the atmosphere and the displacements of the semi-permanent centers of action. *J. Marine Res.*, **2**, 38–55.

Rotunno, R., J. B. Klemp und M. L. Weisman, 1988: A theory for strong, long-lived squall lines. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 463–485.

Sadowski, A., 1958: Weather Note: Radar observations of the El Dorado Kans. tornado, June 10, 1958: *Mon. Wea. Rev.*, **86**, 405–407.

Sanders, F., und J. R. Gyakum, 1980: Synoptic-dynamic climatology of the "bomb". *Mon. Wea. Rev.*, **108**, 1589–1606.

Saulo, C., J. Ruiz und Y. G. Skabar, 2007: Synergism between the low-level jet and organized convection at its exit region. *Mon. Wea. Rev.*, **135**, 1310–1326.

Sauvageot, H., 1992: *Radar Meteorology.* Artech House Publishers, 384 pp.

Sawyer, J. S., 1956: The vertical circulation at meteorological fronts and its relation to frontogenesis. *Proc. Roy. Soc.*, **A 234**, 346–362.

Schayes, G., P. Thunis und R. Bornstein, 1996: Topographic vorticity-mode mesoscale-β (TVM) model. Part I: Formulation. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1815–1823.

Scherhag, R., 1948: *Neue Methoden der Wetteranalyse und Wetterprognose.* Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 424 pp.

Schiemann, R., D. Lüthi und C. Schär, 2009: Seasonality and interannual variability of the westerly jet in the Tibetan Plateau region. *J. Climate*, **22**, 2940–2957.

Schmetz, J., P. Pili, S. Tjemkes, D. Just, J. Kerkmann, S. Rota und A. Ratier, 2002: An introduction to Meteosat Second Generation (MSG). *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **83**, 977–992.

Schneider, W., 2009: *Rapide Zyklogenese.* Diplomarbeit, Meteorologisches Institut der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 176 pp.

Schraff, C., und R. Hess, 2002: Datenassimilation für das LM. *promet*, **27**, 156–164.

Schultz, D. M., 2001: Reexamining the cold conveyor belt. *Mon. Wea. Rev.*, **129**, 2205–2225.

Schultz, D. M., 2005: A review of cold fronts with prefrontal troughs and wind shifts. *Mon. Wea. Rev.*, **133**, 2449–2472.

Schultz, D. M., und J. A. Knox, 2007: Banded convection caused by frontogenesis in a conditionally, symmetrically, and inertially unstable environment. *Mon. Wea. Rev.*, **135**, 2095–2110.

Schultz, D. M., und C. F. Mass, 1993: The occlusion process in a midlatitude cyclone over land. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 918–940.

Schultz, D. M., und P. N. Schumacher, 1999: The use and misuse of conditional symmetric instability. *Mon. Wea. Rev.*, **127**, 2709–2732. Corrigendum, **128**, 1573.

Schultz, D. M., und W. J. Steenburgh, 1999: The formation of a forward-tilting cold front with multiple cloud bands during Superstorm 1993. *Mon. Wea. Rev.*, **127**, 1108–1124.

Schultz, D. M., und G. Vaughan, 2011: Occluded fronts and the occlusion process: A fresh look at conventional wisdom *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **92**, 443–466.

Semple, A. S., 2003: A review and unification of conceptual models of cyclogenesis. *Meteorol. Appl.*, **10**, 39–59.

Shapiro, M. A., und D. Keyser, 1990: Fronts, jet streams and the tropopause. Erschienen in: *Extratropical Cyclones: The Erik Palmén Memorial Volume*, Amer. Meteor. Soc., Boston, 167–191.

Shi, C., J. Yangb, M. Qiua, H. Zhanga, S. Zhanga und Z. Lib, 2010: Analysis of an extremely dense regional fog event in Eastern China using a mesoscale model. *Atmos. Res.*, **95**, 428–440.

Sievers, U., und W. Zdunkowski, 1986: A microscale urban climate model. *Beitr. Phys. Atmos.*, **59**, 13–40.

Sinclair, V. A., S. E. Belcher und S. L. Gray, 2010: Synoptic controls on boundary-layer characteristics. *Boundary-Layer Meteorol.*, **134**, 387–409.

Skolnik, M. I., 1990: *Radar Handbook.* 2nd Edition. McGraw-Hill Book Company, New York, 1200 pp.

Smull, B. F., und R. A. Houze, 1987a: Rear inflow in squall lines with trailing stratiform precipitation. *Mon. Wea. Rev.*, **115**, 2869–2889.

Smull, B. F., und R. A. Houze, 1987b: Dual-Doppler radar analysis of a midlatitude squall line with a trailing region of stratiform rain. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 2128–2149.

Snyder, C., und R. S. Lindzen, 1991: Quasi-geostrophic wave-CISK in an unbounded baroclinic shear. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 76–86.

Song, J.-H., H.-S. Kang, Y.-H. Byun und S.-Y. Hong, 2010: Effects of the Tibetan Plateau on the Asian summer monsoon: a numerical case study using a regional climate model. *J. Int. Climatol.*, **30**, 743–759.

Starr, V. P., 1948: An essay on the general circulation of the earth's atmosphere. *J. Meteor.*, **5**, 39–43.

Stoelinga, M. T., 1996: A potential vorticity-based study of the role of diabatic heating and friction in a numerically simulated baroclinic cyclone. *Mon. Wea. Rev.*, **124**, 849–874.

Stoelinga, M. T., J. D. Locatelli und P. V. Hobbs, 2002: Warm occlusions, cold occlusions, and forward-tilting cold fronts. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **83**, 709–721.

Stout, G. E., und F. A. Huff, 1953: Radar records Illinois tornadogenesis. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **34**, 281–284.

Stull, R. B., 1988: *An Introduction to Boundary Layer Meteorology.* Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands, 666 pp.

Sutcliffe, R. C., 1947: A contribution to the problem of development. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **73**, 370–383.

Sutcliffe, R. C., und A. G. Forsdyke, 1950: The theory and use of upper air thickness patterns in forecasting. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **76**, 189–217.

Takemi, T., 2006: Impacts of moisture profile on the evolution and organization of midlatitude squall lines under various shear conditions. *Atmos. Res.*, **82**, 37–54.

Takemi, T., 2007: A sensitivity of squall-line intensity to environmental static stability under various shear and moisture conditions. *Atmos. Res.*, **84**, 374–389.

Thoma, C., W. Schneider, W, M. Masbou und A. Bott, 2011: Integration of local observations into the one dimensional fog model PAFOG. *Pure Appl. Geophys.*, **168**, DOI 10.1007/s00024-011-0357-4

Thorpe, A. J., 1985: Diagnosis of balanced vortex structure using potential vorticity. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 397–406.

Thorpe, A. J., 1986: Synoptic scale disturbances with circular symmetry. *Mon. Wea. Rev.*, **114**, 1384–1389.

Tibaldi, S., A. Buzzi und A. Speranza, 1990: Orographic Cyclogenesis. Erschienen in: *Extratropical Cyclones: The Erik Palmén Memorial Volume*, Amer. Meteor. Soc., Boston, 107–127.

Trenberth, K. E., 1978: On the interpretation of the diagnostic quasi-geostrophic omega equation. *Mon. Wea. Rev.*, **106**, 131–137.

Uccellini, L. W., 1986: The possible influence of upstream upper-level baroclinic processes on the development of the *QE II* Storm. *Mon. Wea. Rev.*, **114**, 1019–1027.

Uccellini, L. W., D. Keyser, K. F. Brill und C. H. Wash, 1985: The Presidents' Day cyclone of 18-19 February 1979: Influence of upstream trough amplification and associated tropopause folding on rapid cyclogenesis. *Mon. Wea. Rev.*, **113**, 962–988.

Uccellini, L. W., P. J. Kocin, R. A. Petersen, C. H. Wash und K. F. Brill, 1984: The Presidents' Day cyclone of 18-19 February 1979: Synoptic overview and analysis of the subtropical jet streak influencing the pre-cyclogenetic period. *Mon. Wea. Rev.*, **112**, 31–55.

Übel, M., 2011: *Konvergenzlinien mit Konvektion im Warmluftbereich.* Diplomarbeit, Meteorologisches Institut der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 157 pp.

van der Velde, I. R., G. J. Steeneveld, B. G. J. Wichers Schreur und A. A. M. Holtslag, 2010: Modeling and forecasting the onset and duration of severe radiation fog under frost conditions. *Mon. Wea. Rev.*, **138**, 4237–4253.

van den Broeke, M. S., J. M. Straka und E. N. Rasmussen, 2008: Polarimetric radar observations at low levels during tornado life cycles in a small sample of classic Southern Plains supercells. *J. Appl. Meteor. Climatol.*, **47**, 1232–1247.

Vila, D. A. , L. A. T. Machado, H. Laurent, und Inés Velasco, 2008: Forecast and tracking the evolution of cloud clusters (ForTraCC) using satellite infrared imagery: Methodology and validation. *Wea. Forecasting*, **23**, 233–245.

Wakimoto, R. M., und B. L. Bosart, 2000: Airborne radar observations of a cold front during FASTEX. *Mon. Wea. Rev.*, **128**, 2447–2470.

Wakimoto, R. M., und J. W. Wilson, 1989: Non-supercell tornadoes. *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 1113–1140.

Walker, G. T., 1924: Correlation in seasonal variations of weather. IX: A further study of world weather. *Memoirs of the India Meteorological Department*, **24**, 275–332.

Walker, G. T., 1925: Correlation in seasonal variations of weather — A further study of world weather. *Mon. Wea. Rev.*, **53**, 252–254.

Walker, G. T,, 1928: World weather. *Mon. Wea. Rev.*, **56**, 167–170.

Walker, G. T. , und E. W. Bliss, 1932: World weather V. *Mem. Roy. Meteor. Soc.*, **4**, 53–84.

Wallace, J. M., und D. S. Gutzler, 1981: Teleconnections in the geopotential height field during the Northern Hemisphere winter. *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 784–812.

Wang, C.-C., und J. C. Rogers, 2001: A composite study of explosive cyclogenesis in different sectors of the North Atlantic. Part I: Cyclone structure and evolution. *Mon. Wea. Rev.*, **129**, 1481–1499.

Weisman, M. L., 1992: The role of convectively generated rear-inflow jets in the evolution of long-lived mesoconvective systems. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 1826–1847.

Weisman, M. L., und J. B. Klemp, 1982: The dependence of numerically simulated convective storms on vertical wind shear and buoyancy. *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 504–520.

Wergen, W., 2002: Datenassimilation – Ein Überblick. *promet*, **27**, 142–149.

Wergen, W., und M. Buchhold, 2002: Datenassimilation für das Globalmodell GME. *promet*, **27**, 150–155.

Werner, P. C., und F.-W. Gerstengarbe, 2010: *Katalog der Großwetterlagen Europas (1881–2009) nach Paul Hess und Helmut Brezowsky.* 7. Auflg., Potsdam-Inst. f. Klimafolgenforschung, Potsdam, 140 pp.

Wernli, H., S. Dirren, M. A. Liniger und M. Zillig, 2002: Dynamical aspects of the life cycle of the winter storm 'Lothar' (24–26 December 1999). *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **128**, 405–429.

Whitaker, J. S., L. W. Uccellini und K. F. Brill, 1988: A model-based diagnostic study of the rapid development phase of the Presidents's Day cyclone. *Mon. Wea. Rev.*, **116**, 2337–2365.

Whiteman, C. D., X. Bian und S. Zhong, 1997: Low-level jet climatology from enhanced rawinsonde observations at a site in the southern Great Plains. *J. Appl. Meteorol.*, **36**, 1363–1376.

Williams, M., und R. A. Houze, 1987: Satellite-observed characteristics of winter monsoon cloud clusters. *Mon. Wea. Rev.*, **115**, 505–519.

WMO, 1990: *International Cloud Atlas, Volume II.* Deutsche Ausgabe im Selbstverlag des Deutschen Wetterdienstes, Offenbach, 280 pp.

WMO, 1995: *Manual on Codes, International Codes.* VOLUME I.1 Part A – Alphanumeric Codes, WMO-No. 306, Secretariat of the World Meteorological Organization, Geneva, Switzerland, 503 pp.

Wurman, J., K. Kosiba, P. Markowski, Y. Richardson, D. Dowell und P. Robinson, 2010: Finescale single- and dual-Doppler analysis of tornado intensification, maintenance, and dissipation in the Orleans, Nebraska, supercell. *Mon. Wea. Rev.*, **138**, 4439–4455.

Yanai M., und G.-X. Wu 2006: Effects of Tibetan Plateau. Erschienen in: *Asian Monsoon.* Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 514–549.

Young, M. V., 1997: Extratropical cyclones - a forecaster's perspective. *Meteor. Appl.*, **4**, 293–300.

Young, M. V., G. A. Monk und K. A. Browning, 1987: Interpretation of satellite imagery of a rapidly deepening cyclone. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **113**, 1089–1115.

Zdunkowski, W. G., und A. E. Barr, 1972: A radiative-conductive model for the prediction of radiation fog. *Boundary-Layer Meteorol.*, **3**, 152–177.

Zdunkowski, W., und A. Bott, 2003: *Dynamics of the Atmosphere. A Course in Theoretical Meteorology.* Cambridge University Press, Cambridge, 738 pp.

Zdunkowski, W., und A. Bott, 2004: *Thermodynamics of the Atmosphere. A Course in Theoretical Meteorology.* Cambridge University Press, Cambridge, 251 pp.

Zdunkowski, W., T. Trautmann und A. Bott, 2007: *Radiation in the Atmosphere. A Course in Theoretical Meteorology.* Cambridge University Press, Cambridge, 482 pp.

Sachverzeichnis

A
Abgleitfront, 381
Ableitung, 44
  Euler'sche, 45
  Euler'sche geostrophische, 87
  partielle, 44
  totale zeitliche, 45
absoluter Impuls, 123
  geostrophischer, 393
Absorptionsbande, 29
Adiabasie, 55
adiabatischer Prozess, 55
Advektionsterm, 45
advektive Labilisierungstendenz, 84
advektive Stabilisierungstendenz, 84
äquivalent-barotrope Atmosphäre, 83, 162
aerologische Station, 83
ageostrophische Bewegung, 63, 77, 327, 392
ageostrophische Querzirkulation, 345, 353, 392
Aktionszentrum, 267
Aleutentief, 267
Alpenföhn, 192
Altocumulus, 16
Altostratus, 17
Amboss, 430
Anafront, 380
Anemometer, 2
Antizyklogenese, 269, 283, 320, 336, 346
Antizyklolyse, 269, 318, 331
antizyklonale Bewegung, 77
Antizyklone, 50, 143, 211, 266, 319
Arktikfront, 203, 349, 390
atmosphärische Grenzschicht, 79
atmosphärische Schichtung, 68
  barokline, 82
  barotrope, 82
  bedingt instabile, 68, 202
  indifferente, 68
  instabile, 68
  labile, 68
  neutrale, 68
  stabile, 68
atmosphärisches Fenster, 28
Aufgleitfront, 381
Auftriebsterm, 67, 438
Augenbeobachtung, 12
Auslösetemperatur, 433
Azorenhoch, 200, 217, 242, 244, 267

B
Back-to-Back Frontalzone, 415
barokline Querzirkulation, 392
baroklines Modell, 71, 129
Baroklinität, 70
barometrische Höhenformel, 63
barometrische Mitteltemperatur, 81, 281
barotropes Modell, 71, 129, 275
Barotropie, 70, 102, 140, 275
Bergen Schule, 319, 342
Bergeron, 180
Berg- und Talwind Zirkulation, 62, 72, 81, 449
Bergwind, 72
Bermudahoch, 200
β-Ebene, 52, 130
β-Effekt, 131, 179, 266, 276
Bewegungsgleichung, 58, 115, 438
  Boussinesq Approximation, 438
  Euler'sche, 59
  geostrophische, 87, 130, 393

horizontale, 59, 75, 86, 115, 370
im natürlichen Koordinatensystem, 59
p-System, 59
in der f-Ebene, 124
quasigeostrophische, 86, 130, 144
vertikale, 59
Bilanzgleichung, 46, 54, 131, 290
Bise, 192
Blaton-Gleichung, 95
Blitz, 428
Blitzkanal, 428
blockierende Hochdrucklage, 230, 238, 247, 248, 250, 257, 259
blockierende Wetterlage, 136, 269
Blocking-Lage, 269
Bodenbeobachtung, 12
Böenfront, 430
Boussinesq Approximation, 438
Breeding of Growing Modes, 8
Breiteneffekt, 90, 326
Bright-Band, 21
Brunt-Väisälä Frequenz, 68, 124, 128

C

Canterbury Northwester, 192
CAPE, 432
chaotisches System, 6
charakteristische Kenngröße, 61
Chicago School, 206
χ-Gleichung, 138, 415
Chinook, 192
Chromov-Ramage Monsunkriterium, 199
Cirrocumulus, 16
Cirrocumulus lenticularis, 16
Cirrostratus, 16
Cirrus, 14, 16
Clear Air Turbulence, 208
Clutter, 21
Cold Pool, 430
Comma Cloud, 418
Comma Head, 418
Comma Tail, 418
Convective Available Potential Energy, 432
Convective Inhibition, 433
Conveyor Belt, 399, 423
Cold, 399, 414
Dry, 399
Warm, 361, 399, 421
Coriolisablenkung, 88, 117, 335
Corioliskraft, 3, 58, 74, 195
Coriolisparameter, 52, 59, 112, 206, 266
Coriolisterm, 59
COSMO-Modell, 38, 53, 63, 358, 443, 450
COSMO-DE, 38
COSMO-EU, 38
cross isobar angle, 80
Cumulonimbus, 17
Cumulus, 14, 17
Cutoff Prozess, 184, 269, 271, 301
Cutoff Tief, 156, 172

D

Dark Stripe, 33, 172, 184, 421
Dark Zone, 422
Datenassimilation, 5, 37
Deformation, 106, 109
Deformationsdyade, 106
anisotroper Anteil, 106
isotroper Anteil, 106
Deformationsterm, 386
horizontaler, 386
vertikaler, 386
Deformationszone, 364
deterministisch-chaotisches System, 6, 454
Detrainment, 418, 430
Diabatenterm, 386
diabatischer Prozess, 55, 392
Diffluenzeffekt, 91, 149, 410
Diffluenzgebiet, 91, 110
dimensionslose Zahl, 61
Diskontinuitätsfläche, 44, 366
Divergenz, 45, 106, 310
Geschwindigkeits-, 110
horizontale, 108
Richtungs-, 110
divergenzfreies Niveau, 135
dominante Wellenlänge, 287
Donner, 428
Dopplereffekt, 18
Dopplerradar, 18
Downburst, 430

Downdraft, 226, 429
Drehterm, 117, 386
Druckaktionszentrum, 267
Druckgradientkraft, 58, 74
Drucktendenzeffekt, 90
Drucktendenzgleichung, 321, 383
Dry Intrusion, 33, 173, 314, 345, 353, 378, 410, 442
Dry-Line, 349
Dry-Trough, 349
Dunst, 448
dynamische Grenzflächenbedingung, 379
dynamisches Druckgebilde, 323

E

Einheitsvektor, 41
Einzelzelle, 429
Eiskörner, 406
Eisregen, 406
Ekman-Pumping, 331
Ekman-Spirale, 80, 331
Ekman-Suction, 331
El Niño, 274
El Niño Southern Oscillation, 274
Ensemblevorhersage, 7
erdsynchrone Umlaufbahn, 14
Erdvorticity, 113
erster Hauptsatz der Thermodynamik, 54
Ertel'sche potentielle Vorticity, 166
Ertel'scher Wirbelsatz, 166
Euler-Zahl, 61
EUMETSAT, 25

F

Fast Moving Front, 384
f-Ebene, 52, 331, 393
Feldgröße, 41
  skalare, 42
  tensorielle, 43
  vektorielle, 43
Feldtheorie, 366
Fennoskandien, 217
Ferrel-Zelle, 200
Ferrel-Zirkulation, 200
flaches Hoch, 102, 222
flaches Tief, 102, 224
Flugzeugmessung, 13
Föhnmauer, 194
Föhnsturm, 192
Föhnwind, 192
freie Troposphäre, 265
Front, 366
  semigeostrophisches Verhalten, 64, 365, 393
  wellende, 190
Frontal Fracture, 347
Frontalwelle, 298, 316, 328, 351, 407
Frontalzone, 201, 229, 366
Frontalzyklone, 329, 351, 409
Frontenanalyse, 419
Frontogenese, 71, 109, 142, 150, 203, 328, 385
Frontogenesefläche, 385
Frontogenesefunktion, 385
  vektorielle, 385
Frontogeneselinie, 385
Frontolyse, 150, 385
Froude-Zahl, 61
fühlbarer Wärmefluss, 54
Führungsgeschwindigkeit, 47

G

gefühlte Temperatur, 223
gefrierender Regen, 406
gemäßigte Luft, 200
gemischte Zirkulationsform, 230
generalisierte Vertikalgeschwindigkeit, 51, 57, 111
generalisierte Vertikalkoordinate, 51, 128, 166, 395
Genuazyklone, 179, 242
geopotentielle Höhe, 64
geopotentielles Meter, 64
geostationärer Satellit, 13
geostrophischer Antrieb, 146, 398
GERB, 25
Gewitterlinie, 437
Glatteis, 406
Global Observing System, 12
GME Modell, 38
GOES, 25
Gradient, 44
Gradientwind, 77, 92
  subgeostrophischer, 77
  supergeostrophischer, 77
Grenzhoch, 78, 96, 126

Großtrombe, 66
Großwetterlage, 217, 229
Gust Front, 430

H
Hadley-Zelle, 198
Hadley-Zirkulation, 198
Hamiltonoperator, 44
Hebungsantrieb, 111
Hebungskondensationsniveau, 56
helles Band, 21
hemisphärische Wellenzahl, 266
High-over-Low, 270
Hitzetief, 224, 318, 323, 442
Hoch Britische Inseln, 250
Hochdruckbrücke, 220
  Mitteleuropa, 244, 342
Hoch Fennoskandien
  antizyklonal, 254
  zyklonal, 255
Hoch Mitteleuropa, 243
Hoch Nordmeer-Fennoskandien
  antizyklonal, 256
  zyklonal, 257
Hoch Nordmeer-Island
  antizyklonal, 248
  zyklonal, 249
Hodogramm, 83
Hodograph, 83
Höhenfront, 371
Höhenhoch, 281
Höhenkaltfront, 339, 409
Höhenrücken, 281
Höhentief, 152, 281
Höhentrog, 281
Hook Echo, 432
Hurrikan, 333
hydrostatische Approximation, 57, 63
hydrostatisches Gleichgewicht, 66
hyperbarokline Zone, 73, 206, 377
Hypergradient, 365

I
ideale Gasgleichung, 53, 196
Idealzyklone, 336, 423
Indexzyklus, 268, 300
individuelle zeitliche Änderung, 44
infrarote Strahldichte, 26
inkompressibles Medium, 57
innertropische Konvergenzzone, 198
Instabilität, 65
  barokline, 74, 128, 162, 207, 277, 283
  barotrope, 74, 277
  bedingte symmetrische, 128
  dynamische, 66, 120
  sekundäre barokline, 289
  hydrostatische, 66, 120, 395
  inflection point, 74
  isentrope Trägheits-, 128
  Partikel-, 66
  potentielle, 68, 361
  potentielle symmetrische, 128
  Scherungs-, 74, 163
  sektorielle, 127
  symmetrische, 128, 395
  Trägheits-, 66, 120, 316, 395
  Wellen-, 66, 74, 277, 283, 289
  Wendepunkt-, 74, 277
Internationale Meteorologische Organisation, 11
IPV (isentrope potentielle Vorticity), 165
Isallobare, 42, 90
Isentrope, 42, 100, 166
Islandtief, 267, 351
Isobare, 42
Isobarenkrümmung, 95
Isochore, 42
Isofläche, 42
Isohypse, 42
Isolinie, 42
Isoplethe, 42
Isopykne, 42, 70
Isotache, 42, 99, 376
Isotachenanalyse, 99
Isotherme, 42

J
Jetogenese, 207, 390
Jetogenesefunktion, 390
Jetstreak, 89, 125, 207
  Ausgang, 207
  Eingang, 207
Jetstream, 99, 201, 206, 376, 344
  Polarfront, 203, 376
  Subtropen, 203

K

Kältehoch, 222, 318, 324
  sibirisches, 103, 324
Kältepool, 430
Kürzestfristvorhersage, 38
kaltes Hoch, 102
kaltes Tief, 102
Kaltfront, 336, 379
  Ana-, 384
  erster Art, 384
  Kata-, 361, 384
  zweiter Art, 384
Kaltluftadvektion, 82
Kaltlufttropfen, 152, 172, 184, 271, 334, 353
katabatischer Wind, 73, 200
Katafront, 381
Kelvin-Helmholtz Welle, 208
K-Index, 434
Kinematik, 105
kinematische Grenzflächenbedingung, 379
Kirchhoff'sches Strahlungsgesetz, 28
Kleintrombe, 66
KO-Index, 434, 442
Komma-Wolke, 345, 348, 418
Kondensationswärme, 54
Konfluenzeffekt, 91, 149
Konfluenzgebiet, 110, 326
Konfluenzzone, 91
Kontinuitätsgleichung, 46, 57
  für die Partialmassen, 58
  im p-System, 57
Konturfläche, 42
Konturlinie, 42
konvektive Skala, 428
konvektiv verfügbare potentielle Energie, 432
Konvergenz, 110
Konvergenzlinie, 224, 441
konzeptionelles Modell, 366, 423
Koordinatensystem
  geographisches, 46
  kartesisches, 41
  natürliches, 48, 59
  orographiefolgendes, 51
  orthonormales, 41
  rechtshändiges, 48
  thermisches, 50, 369
  θ-, 166
Krümmung, 49
  antizyklonale, 50, 99
  zyklonale, 50, 99
Krümmungseffekt, 92, 326
Krümmungsradius, 49, 77
  der Stromlinie, 49
  der Trajektorie, 49, 60, 151
Kristallisationswärme, 55
Kurzfristvorhersage, 38

L

lagged average forecasting, 8
Lagrange'scher Index, 274
Land-Seewind Zirkulation, 72, 81, 196, 448
Landwind, 72
La Niña, 274
latente Wärme, 54, 67
Leetrog, 179, 268, 349
Leezyklogenese, 178, 192, 268, 318, 340
Leezyklone, 179
Level of Free Convection, 432
Lifted Index, 434
lokale Geschwindigkeitsdyade, 105
lokale zeitliche Änderung, 45
Lorenzattraktor, 6
Lorenzsystem, 6
Low Level Jet, 208, 349, 404, 446
  Nocturnal, 210
Luftmasse, 200
Luftmassentransformation, 211

M

Macroburst, 431
Magnitude, 60
Margules-Formel, 371
Maritime Messung, 13
maskierte Kaltfront, 407
materielle Fläche, 379, 385, 423
materielle Linie, 385
meridionale Zirkulationsform, 220, 230
meso-γ Skala, 428
mesoskaliger Prozess, 66
mesoskaliges konvektives Cluster, 436
mesoskaliges konvektives System, 66, 224, 436

Mesozyklone, 431
meteorologischer Lärm, 129
Meteosat Second Generation (MSG), 25
Microburst, 431
mikroskaliger Prozess, 66
Mistral, 192
Mittelfristvorhersage, 38
Modellklima, 9
Moist Symmetric Instability, 128
Monsun, 199
  Afrikanischer, 199
  Amerikanischer, 199
  Australischer, 199
  Indischer, 199, 208
  Ostasiatischer, 199, 208
Monsunregen, 199
Monte Carlo Verfahren, 8
Multizelle, 430
Muttertief, 340

N

Nablaoperator, 44
NAO-Index, 273
Navier-Stokes Gleichung, 58
Nebel, 402, 412, 447
  Abkühlungs-, 448
  Advektions-, 448
  Eis-, 448
  leichter, 448
  mäßiger, 448
  Meer-, 448
  Mischungs-, 448
  Niederschlags-, 449
  orographischer, 449
  saurer, 447
  See-, 448
  starker, 448
  Strahlungs-, 449
  Verdunstungs-, 448
Nebelmodell, 451
  PAFOG, 451
Nestingverfahren, 38
neutrale Kurve, 288
Niederschlagsfluss, 58
Nimbostratus, 17
Nimbus, 14
NinJo, 39
Nordatlantische Oszillation, 273
Nordlage
  antizyklonale, 246
  zyklonale, 190, 247
Nordostlage, 220
  antizyklonale, 252
  zyklonale, 253
Nordostpassat, 198
Nordpazifik Oszillation, 273
Nordwestlage, 217
  antizyklonale, 241
  zyklonale, 190, 242
Norwegische Schule, 320, 409, 423
Nowcasting, 18, 38
Nudging Verfahren, 37

O

obere Frontogenese, 390
Oberstrom, 296
okkludierte Zyklone, 338
Okklusion, 338, 409
  bent-back, 345
  instantane, 345
  kalte, 339, 413
  Kaltfront-, 339, 413
  neutrale, 339, 413
  warme, 339, 413
  Warmfront-, 339, 413
  orographische, 340
Okklusionsfront, 338, 412
Okklusionsprozess, 180, 330, 352
Okklusionspunkt, 330, 340, 412
Omega-Lage, 270
ω-Gleichung, 120, 132, 137, 345, 351
  Q-Vektor Form, 146
  Trenberth Form, 141
Optimum Interpolation Methode, 37
Orkantief, 351
Orographiefunktion, 50
orographische Zyklogenese, 340
Orthonormalbasis, 41
Ostlage, 220

P

Parametrisierung, 5
Passatinversion, 203
Passatwind, 195
Pazifik Dekaden Oszillation, 274
Pazifik-Nordamerika Muster, 274

Pazifisches Hoch, 200, 267
Phasenumwandlungsrate, 54
Philipps'scher Wind, 89, 326
Planck'sches Strahlungsgesetz, 28
planetare Grenzschicht, 79
Plattenanemometer, 2
polare Ostwinde, 200, 377
polarer Wirbel, 200
polare Zirkulationszelle, 200
Polarfront, 203, 335
Polarfronttheorie, 3, 320, 423
Polarluft, 200
Polar Night Jet, 210
polarumlaufender Satellit, 13, 128, 434
PPI-Darstellung, 19
Presidents' Day Storm, 351
prognostisches Gleichungssystem, 46, 54
  mikroturbulentes, 53
  molekulares, 52, 67
  p-System, 51, 57
Puelche, 192
PV (potentielle Vorticity), 165
  Anomalie, 169, 268, 351, 441
  Denken, 165
  Inversion, 165, 352
  Reservoir, 172
  Streamer, 172, 184
  Tower, 173, 184, 353
PVU, 169

Q

QE II storm, 351
quasigeostrophische Theorie, 86, 112, 129, 427
quasihorizontale Strömung, 47, 378
quasistatische Auslenkung, 67
Q-Vektor, 144, 294, 327, 385

R

räumliche Änderung, 44
Radargleichung, 18
Radarkomposit, 23
Radarprodukt, 19
Radarreflektivität, 18
Radiometer, 14
Radiosonde, 3
Radiosondenmessung, 13
Randtief, 180, 330, 340, 354
Rear Inflow Jet, 440
Reflektivitätsradar, 18
Reibungskraft, 58, 74
  turbulente, 58
Reibungstensor, 81
  turbulenter, 81
Reibungsterm, 58
  turbulenter, 58
Reibungswind, 79
Relativsystem der rotierenden Erde, 46
Resublimationswärme, 55
Retrievalverfahren, 14
Reynolds'scher Spannungstensor, 58
Reynolds-Zahl, 61
RGB-Bildauswertetechnik, 29, 420
RHI-Darstellung, 21
Richardsongleichung, 63, 132, 137
Rossbreiten, 199
Rossby-Parameter, 52, 112, 179, 266, 276
Rossby-Welle, 52, 123, 135, 140, 200, 336
  anomale Dispersion, 277
  barokline, 278
  barotrope, 275
  diabatische, 268, 353
  diabatisches Forcing, 267
  erzwungene, 267
  freie, 267
  Gruppengeschwindigkeit, 276
  orographisches Forcing, 268
  progressive, 276
  reine, 179, 276
  retrograde, 276
  stationäre, 276
  stehende, 267
Rossby-Zahl, 61, 77
Rotation, 45, 106
Rotationsdyade, 106
Rückseitenwetter, 364, 433

S

Sättigungsmischungsverhältnis, 56
Satellitenmessung, 13
Sawyer-Eliassen Gleichung, 395
Sawyer-Eliassen Zirkulation, 353, 393

Schönwetterwolken, 324
Scheinkraft, 74
Scherungsdeformation, 107, 109, 141, 387
Scherungswelle, 208
Schichtdicke, 81
Schichtdickenadvektion, 139
Schmelzwärme, 55
Schmetterlingseffekt, 6
Schwarzer Körper, 28
Schwerebeschleunigung, 58
Schwerewelle, 208
  interne, 208
  externe, 275
Schwerkraft, 58, 74
Seerauch, 449
Seewind, 72
Seklusion, 338, 348, 412
sekundäre Zyklogenese, 340
selektive geostrophische Approximation, 131
semigeostrophische Theorie, 87, 130, 427
SEVIRI, 25
Showalter Index, 434
σ-System, 51
Singular Vector Method, 8
Skagerraktief, 340
Skala, 3
  Makro-, 3
  Meso-, 3, 64
  Mikro-, 3, 64
  molekulare, 52
  planetare, 4, 64, 427
  sub-synoptische, 4, 162, 427
  synoptische, 4, 64, 427
Skalarprodukt, 45
Skalenanalyse, 3, 60, 112, 132, 365
Slantwise Convective Instability, 128
Slow Moving Front, 384
Soaring Index, 434
sonnensynchrone Umlaufzeit, 13
Southern Oscillation, 274
Southern Oscillation Index, 274
spezifische Wärme
  bei konstantem Druck, 54
  bei konstantem Volumen, 58
Spin-Down Zeit, 333
Splitfront, 345, 361, 409
Split Storm, 435
  left moving, 435
  right moving, 435
Spread, 7
Squall Line, 66, 224, 336, 349, 416, 437
Stabilitätsindex, 433
statische Stabilität, 133
statische Stabilitätsregel, 413
Staubteufel, 66, 80
Steering Line, 336
Stefan-Boltzmann Gesetz, 28
Stefan-Boltzmann Konstante, 28
Strömung
  antizyklonale, 50
  zyklonale, 50
Strahlung
  emittierte, 28
  infrarote, 26
  Oberflächen-, 26
  polarisierte, 23
  solare, 26
  thermische, 28
  Volumen, 29
Strahlungsbilanz der Erde, 25
Strahlungsflussdichte, 54
Strahlungstransporttheorie, 26
Stratocumulus, 17
Stratus, 14, 17
Streckungsdeformation, 107, 109, 141, 387
Stromfunktions-Vorticity Methode, 275
Stromlinie, 49, 94
Stromlinienkrümmung, 49, 95, 114
Strouhal-Zahl, 61
Sturmtief, 351
Sublimationswärme, 54
subpolare Tiefdruckrinne, 200
subskaliger Prozess, 52
Subtropikfront, 203, 371
subtropischer Hochdruckgürtel, 200
Südlage
  antizyklonale, 260
  zyklonale, 261
Südliche Oszillation, 274
Südostlage
  antizyklonale, 258

zyklonale, 259
Südostpassat, 198
Südwestlage
antizyklonale, 239
zyklonale, 240
Superzelle, 119, 210, 431
synoptische Termine, 12
Haupt-, 12
prinzipielle, 12
Zwischen-, 12

T

Talwind, 72
Tangentialebene, 52
T-Bone Frontenform, 347
Teiltief, 340
Telekonnektion, 273
Temperatur
potentielle, 55, 67
pseudopotentielle, 56
virtuelle, 54
Temperaturgradient
feuchtadiabatischer, 67
trockenadiabatischer, 67
Temperaturregel, 413, 323
Terminablesung, 12
thermische Deformation, 141
thermischer Frontparameter, 422
thermisches Druckgebilde, 323, 388
thermische Windgleichung, 82, 206
Thermometerhütte, 12
θ-System, 128
Tief Britische Inseln, 262
Tiefdruckrinne, 442
Tief Mitteleuropa, 245
Tilting Term, 117, 431
Tochtertief, 340
Topographie, 81
relative, 81
Tornado, 66, 80, 432, 446
totale potentielle Energie, 197, 290
totales Differential, 44
Total Totals, 434
Trägheitsbewegung, 60
Trägheitskraft, 62
Trägheitskreis, 123
Trägheitsterm, 61
Trade Winds, 195
Trajektorie, 48, 93
Trajektorienkrümmung, 48, 78, 95
Translation, 107
Transportband, 399
kaltes, 399
trockenes, 399
warmes, 399
Triple Point, 330
Trog Mitteleuropa, 251
Trog Westeuropa, 263
Tropical Easterly Jet, 208
tropische Luft, 200
tropische Nacht, 224
Tropopause, 169, 201, 265, 376
chemische Definition, 378
dynamische Definition, 169, 361
erste, 201
thermische Definition, 201
zweite, 202
Tropopausenbruch, 202, 378
Tropopausenfaltung, 171
Tropopausensprung, 202
Trowal, 418
Trowal-Achse, 418
turbulente Durchmischung, 53
turbulenter Austauschkoeffizient, 332
turbulenter Diffusionsfluss, 58
Twisting Term, 117

U

ultraviolette Katastrophe, 287
Unschärfe der Anfangsbedingungen, 5, 37
Unschärfe der Modellformulierung, 6
untere Frontogenese, 390
unterkühlter Regen, 406
Unterstrom, 296
Updraft, 429
UTC, Universal Time, Coordinated, 12

V

Vektor, 43
Horizontalkomponente, 43
Komponente, 43
Maßzahl, 43
Vektorfeld, 43
Vektorpodukt, 45
Verdampfungswärme, 54

verfügbare potentielle Energie, 197, 290, 338, 351
Vergenz, 110
vertikaler Divergenzterm, 386
Viererdruckfeld, 154, 316, 354, 387
Virga, 16
Volume Scan, 19
Vorhersagemodell
  hydrostatisches, 63
  nichthydrostatisches, 63
Vorticity
  absolute, 113
  absolute geostrophische, 131
  antizyklonale, 113
  geostrophische, 114
  isentrope potentielle, 128, 163, 165, 402
  Krümmungs-, 114
  negative, 113
  planetare, 113
  positive, 113
  potentielle, 165, 214, 267
  relative, 113
  relative geostrophische, 130
  Scherungs-, 114, 124
  thermische, 141
  ξ-, 438
  zyklonale, 113
Vorticityadvektion, 119
  antizyklonale, 119
  differentielle, 139, 410
  negative, 119
  positive, 119
  vertikale, 118
  zyklonale, 119, 275
Vorticitygleichung, 115, 266, 324
  barotrope, 140, 168
  geostrophische, 133
  im p-System, 115
Vorticitytendenz, 116

W

Wärmegleichung, 54
warmes Hoch, 102
warmes Tief, 102
warme Wolke, 430
Warmfront, 336, 379
  Ana-, 384
  Bent-Back, 347
  Kata-, 384
  maskierte, 403
Warmluftadvektion, 82
Warmluftsektor, 409
Warmsektor, 336, 409
Warmsektorregel, 338, 354, 409
Welle
  äquivalent-barotrope, 150
  barokline, 200
  barotrope, 275
  kurze, 266
  lange, 266
  planetare, 66, 266, 336
  progressive, 98
  retrograde, 98
  stationäre, 99
Westlage
  antizyklonale, 235
  südliche, 237
  winkelförmige, 238
  zyklonale, 236
Westwindzone, 200
Wetteranalysekarte, 1
Wetterprognosekarte, 1
Wetterradar, 18
  gewöhnliches, 19
  polarimetrisches, 18, 23
Wettersatellit, 25
Wettervorhersage, 1
  deterministische, 6
  probabilistische, 7
Wind
  ageostrophischer, 65, 76
  antitriptischer, 81
  geostrophischer, 63, 75
  geotriptischer, 79, 331, 80
  isallobarischer, 90, 382
  subgeostrophischer, 88
  supergeostrophischer, 88
  thermischer, 81, 203
  zyklostrophischer, 80, 431
Wind-Chill Effekt, 222
Wind-Chill Temperatur, 223
Windhose, 66
Windplatte, 2
Winkelgeschwindigkeit der Erde, 47
Wintersturm “Lothar”, 7, 353
Wirbelvektor, 109, 117, 438

WMO, World Meteorological Organization, 11
Wolken
-art, 14
-beobachtung, 14
-familie, 14
Feder-, 14
-gattung, 14
Haufen-, 14
hohe, 14
-klassifikation, 14
mittelhohe, 14
Mutter-, 15
Regen-, 14
Schicht-, 14
-stockwerk, 14
tiefe, 14
-unterart, 14
World Weather Watch, 11

Z

Zenitalregen, 198
Zentrifugalkraft, 75
Zentripetalbeschleunigung, 75
Zirkulation, 195
allgemeine, 195
globale, 195
planetarische, 195
thermisch direkte, 72, 196, 328
thermisch indirekte, 197, 328
zonaler Index, 268
zonale Zirkulationsform, 230
z-System, 51
Zustandsänderung, 55
feuchtadiabatische, 56
trockenadiabatische, 55
Zustandsvariable, 5, 53, 132
extensive, 45
intensive, 45
Zwangsorthogonalisierung, 51
Zweischichtenmodell, 283
Zyklogenese, 71, 174, 269, 283, 320, 336, 346, 414
Boden-, 163, 184
rapide, 179, 268, 314, 350
rapide Entwicklungsphase, 351
Eigenentwicklung, 330, 358
self-development, 330
Typ A, 352, 354
Typ B, 352
vorangehende Entwicklungsphase, 351, 354
Zyklolyse, 85, 269, 318, 331, 350
rapide, 350
zyklonale Bewegung, 77
Zyklone, 50, 143, 203, 266, 319, 407
Boden-, 163, 180, 317
Tornado-, 432
Zyklonenfamilie, 336, 341
Zyklonenmodell, 319
Norwegisches, 320
Shapiro-Keyser, 346
STORM, 349