Einführung in die Meteorologie: Teil II

Roger K. Smith

Fassung: WS 01/02

Inhaltsverzeichnis

5	Synoptische Analyse außertropischer Wettersysteme								
	5.1	1 Die Luftströmung im 500 hPa-Niveau							
	5.2	Bodenbeobachtungen	6						
		5.2.1 Wind und Luftdruck:	8						
		5.2.2 Temperatur; Fronten:	9						
		5.2.3 Taupunkt:	13						
		5.2.4 Niederschlag:	15						
		5.2.5 Druckänderung:	15						
	5.3	Synoptische Bodenbeobachtungen	17						
		5.3.1 Die Bodenwetterkarte:	17						
		5.3.2 Zeitreihen:	19						
		5.3.3 Die Entwicklungsstadien einer Polarfrontzyklone:	21						
		5.3.4 Okklusionen:	24						
	5.4	Der Strömungsverlauf in der freien Atmosphäre	25						
		5.4.1 Höhenwetterkarten:	25						
		5.4.2 Vertikale Temperaturverteilung:	30						
		5.4.3 Vertikalschnitte:	31						
	5.5	Schichtdicke und vertikale Temperaturverteilung	34						
		5.5.1 Schichtdicke 500/1000 hPa:	34						
		5.5.2 Schichtdicke $100/250$ hPa:	38						
	5.6	Beispiele für Wetterlagen in Europa	39						
6	Dynamik der Atmosphäre								
	6.1	Mathematische Herleitung der Coriolisbeschleunigung	69						
	6.2	Das 2. Gesetz von Newton in einem rotierenden Bezugssystem	71						
	6.3	Effektive Schwerkraft	72						
	6.4	Geostrophische Bewegung	74						
	6.5	Der Druck als vertikale Koordinate	76						
	6.6	Gradientwind	79						
	6.7	Die Wirkung der Reibungskraft	82						
	6.8	Der thermische Wind	85						

6.9	Luftbewegungen bei äquivalent-barotroper Schichtung	87
6.10	Luftbewegung bei barokliner Schichtung	89
6.11	Die Vorhersage von Strömungen in der Atmosphäre	93
6.12	Totale Ableitung, Advektion	94
6.13	Temperaturadvection	96
6.14	$Schichtdickenadvektion \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ $	97
6.15	Die thermodynamische Gleichung	98
6.16	Lokale Temperaturänderung	00
6.17	Die Kontinuitätsgleichung	01
6.18	Übungen zur Einführung in die Meteorologie II 1	07

Kapitel 5

Synoptische Analyse außertropischer Wettersysteme

In mittleren und hohen Breiten bestimmen Hoch- und Tiefdruckgebiete sowie die mit ihnen in Verbindung stehenden Fronten das tägliche Wettergeschehen. Um ihre räumliche Verteilung und zeitliche Anderung zu erfassen, werden zu international vereinbarten Terminen Beobachtungen und Messungen meteorologischer Elemente (Druck, Temperatur, Bewölkung, Wind, Niederschlag usw.) durchgeführt. Die Daten werden dann möglichst rasch über ein globales Fernmeldenetz verbreitet und anschließend in Boden- und Höhenwetterkarten dargestellt. Durch diese großräumige "Zusammenschau" (Synopsis) der Meßwerte entsteht mehrmals am Tag eine Momentaufnahme des dreidimensionalen Zustandes der Atmosphäre. In den folgenden Abschnitten soll an einem Beispiel demonstriert werden, wie man mit Hilfe der synoptischen Wetteranalyse die Entwicklung und den vertikalen Aufbau eines Tiefdruckwirbels untersuchen kann. Dafür wurde ein Tief über Nordamerika ausgewählt, das an der Grenze von zwei sehr unterschiedlichen Luftmassen entstand (in dieser Region ein relativ häufiger Vorgang) und deshalb besonders ausgeprägt war. Die charakteristischen Wettererscheinungen am Boden und in der Höhe beobachtet man aber auch in Europa, wie die Beispiele am Ende des Kapitels zeigen.

5.1 Die Luftströmung im 500 hPa-Niveau

Zu bestimmten Terminen (meist 00 Uhr UTC und 12 Uhr UTC) werden gleichzeitig an mehreren hundert Stationen auf der gesamten Nordhalbkugel Radiosondenaufstiege durchgeführt. Die Radiosonden messen u.a. die Höhe, in der ein Druck von 500 hPa herrscht.



Abbildung 5.1: Isohypsen im 500 hPa-Niveau am 20. November 1964, 00 Uhr UTC.

Abb. 5.1 zeigt die Linien gleicher Höhe (*Isohypsen*), die aus den Meßwerten vom 20. November 1964, 00 Uhr UTC ermittelt wurden. Die Höhen der Isohypsen sind in geopotentiellen Dekametern (z. B. 582 gpdam = 5820 gpm) angegeben. In der Troposphäre unterscheiden sich die Zahlenwerte von geopotentiellem Meter und Meter nur wenig (vgl. Tab. 3.1).

Wie im nächsten Kapitel gezeigt wird, bläst der Wind parallel zu den Isohypsen, und zwar auf der Nordhalbkugel so, daß niedrige Geopotentialwerte zur Linken liegen. Je kleiner der Abstand zwischen zwei benachbarten Isohypsen ist, desto größer ist die Windgeschwindigkeit. Das Strömungsmuster im 500 hPa-Niveau ändert sich oft einige Tage lang (manchmal auch einige Wochen lang) nur wenig und bestimmt deshalb die Großwetterlage. Die Tiefdruckgebiete am Boden werden durch die Geschwindigkeit und Richtung des Höhenwindes gesteuert.

Abb. 5.2 zeigt die Isohypsen in der 500 hPa-Fläche am 19. und 20. November 1964 im Gebiet des in Abb. 5.1 eingetragenen Rechtecks.



Abbildung 5.2: Isohypsen im 500-hPa-Niveau in 12-Stunden-Abständen vom 19. November 1964, 00 Uhr UTC (a) bis 20. November 1964, 12 Uhr UTC (d).

Windgeschwindigkeit

<u>5 10 15 35 50 120</u>

in Knoten (1 kn \approx 0,5 ms⁻¹ \approx 1,8 km h⁻¹), die Striche weisen in Richtung des tieferen Luftdruckes



Abbildung 5.3: Wetterkartensymbole

In der Höhenströmung erkennt man kleinere Einbuchtungen (*Troglinien*), die in einem Bogen um das zentrale Tief über Kanada herum ziehen. Der Trog B verstärkt sich während seiner Verlagerung nach Süden. In den Trog A wird ein kleines Höhentief (s. Abb. 5.2a) einbezogen, dann zieht die Troglinie nach Nordosten und erreicht am 20. November um 12 Uhr UTC die kanadische Grenze. Zunächst werden die im Bereich von A am Boden beobachteten Wettererscheinungen beschrieben. Weitere Höhenwetterkarten und Querschnitte sollen danach den vertikalen Aufbau veranschaulichen.

5.2 Bodenbeobachtungen

Da eine synoptische Bodenwetterkarte eine Vielzahl von Wetterbeobachtungen enthält und auf den ersten Blick deshalb unübersichtlich erscheint, werden zunächst die Wetterelemente Wind und Luftdruck, Temperatur, Taupunkt, Niederschlag und Druck- änderung getrennt betrachtet. In diesem Abschnitt wird auch erläutert, wie man mit Hilfe der Wettermeldungen die Lage einer Luftmassengrenze ("Front") erkennen kann.

Bedeckungsgrad



Abbildung 5.4: Wetterkartensymbole - Fortsetzung

ff Windgeschwindigkeit	15	windstill	5
dd Windrichtung	320	/	070
TT Temperatur (°C)	21	-1	17
$T_d T_d$ Taupunkt (°C)	10	-1	15
ppp Druck	1024,7	1003,7	993,6
\pm ppa Druckänderung	$0,8^{*1}\uparrow$	$1,8\downarrow$	$3,0^{*2}$ \uparrow
Ν	wolkenlos	nicht angebbar	bedeckt
WW Wetter	/	Nebel	Gewitter in der
			letzten Stunde
RR Niederschlagsmenge der	/	0,15	keine Meldung
vergangenen 6 Stunden in			
Inch $(1in = 25, 4mm)$			
*1 (Tendenz erst steigend,			
dann gleichbleibend)			
* ² (Tendenz erst fallend, dann			
steigend)			

5.2.1 Wind und Luftdruck:

In Abb. 5.5 sind zu den gleichen Terminen wie in Abb. 5.2 die Bodenwindmeldungen verschiedener Stationen zusammengefaßt (Erläuterung der Symbole s. Seite 6, kleine Kreise stehen für Windstille). Aus den Luftdruckmessungen wurden die Isobaren im 4 hPa-Abstand ermittelt. Gestrichelt sind zusätzlich einige Isobaren im 2 hPa-Abstand eingetragen.

Der Wind bläst fast parallel zu den Isobaren, mit dem tiefen Druck zur Linken, hat aber auch eine Komponente quer zu den Isobaren. Diese Strömung von höherem zu tieferem Druck entsteht durch Reibungseinflüsse.

Auf der ersten der drei Karten erkennt man zwischen den Hochdruckgebieten im Nordwesten und Südosten eine Zone tieferen Druckes ("Trog"). Die Troglinie ist gleichzeitig eine Konfluenzlinie, an der Luftmassen aus Nordosten und Südwesten zusammenfließen.

Während der nächsten 12 Stunden entwickelten sich an der Konfluenzlinie zwei wellenförmige Deformationen (Abb. 5.5b). Allgemein ist eine Druckabnahme an der Troglinie zu beobachten; an den Wellenscheiteln entstanden Druckminima (mit "T"gekennzeichnet). Im Westen bewegte sich die Konfluenzlinie südwärts, der östliche Teil verlagerte sich dagegen etwas nach Norden.

Bis 00 Uhr UTC am 20. November 1964 (Abb. 5.5c) verstärkte sich die östliche der beiden Wellen und wanderte nordostwärts. Dabei fiel der Luftdruck um 10 hPa und es bildete sich ein Tiefdruckzentrum. Das Zentrum wird gegen den Uhrzeigersinn (zyklonal) umströmt, wobei Luft vom Golf weit nach Norden und auf der Rückseite der Konfluenzlinie Luft aus Norden bis zur mexikanischen Grenze gelangt. Ein zweites Tiefdruckzentrum befindet sich im Nordwesten. In seinem Bereich ist eine Winddrehung von West (pazifische Luft) auf Nord (arktische Luft) zu beobachten.

5.2.2 Temperatur; Fronten:

Die am 19. und 20. November 1964 jeweils um 00 Uhr UTC (nach Ortszeit ungefähr 6 Stunden früher) gemessenen Temperaturen sind in Abb. 5.6 eingetragen. Zusätzlich wurde die Lage der Konfluenzlinie aus Abb. 5.5a bzw. c übernommen. Die Temperaturen liegen südlich der Konfluenzlinie in der über dem Golf von Mexiko aufgewärmten Luftmasse bei für die Jahreszeit recht hohen Werten. Auch in der Nähe der Konfluenzlinie war es noch fast genauso warm wie an der Golfküste, der horizontale Temperaturgradient in der Warmluft ist also sehr klein. Dagegen nimmt in einem 100 bis 200 km breiten Streifen auf der Nordseite der Konfluenzlinie die Temperatur von 20°C auf 10°C ab. Nördlich dieser Zone mit großem horizontalen Temperaturgradienten, der sog. Frontalzone oder baroklinen Zone, ist die Temperaturverteilung wieder eher einheitlich, auch wenn die Temperaturen nach Norden hin leicht absinken.

Die Konfluenzlinie markiert die Grenze zwischen der homogenen Warmluft und der Frontalzone im Übergangsbereich zur Kaltluft. Eine derartige Trennungslinie bezeichnet man als Front. Es ist nicht ganz richtig, die Begriffe "Frontünd "Luftmassengrenze" gleichzusetzen, denn Warm- und Kaltluft sind durch die Frontalzone und nicht durch die Front getrennt. Die Front liegt auf der warmen Seite der Frontalzone und fällt mit der Konfluenzlinie im Windfeld zusammen.

Je nach Verlagerungsrichtung der Front unterscheidet man Warmfronten, die vom warmen zum kalten Gebiet wandern, und Kaltfronten, die vom kalten zum warmen Gebiet vordringen. Wehen die Winde frontparallel, bleibt die Front oder Frontalzone ortsfest, man spricht dann von einer stationären Front. Die symbolmäßige Kennzeichnung der Frontarten (Halbkreise für Warmfronten, Dreiecke für Kaltfronten) ist in Abb. 5.7 wiedergegeben. In einem Laborversuch würde warme Luft im Gleichgewichtszustand über der kälteren liegen und die Grenzfläche wäre horizontal. In der Atmosphäre ist die Grenzfläche im Gleichgewichtszustand geneigt, die kalte Luft liegt keilförmig unter der wärmeren (s. Abb. 5.7). Ursache dafür ist die Erdrotation, wie in Kapitel 6 noch gezeigt werden wird. Der Neigungswinkel der Frontfläche gegenüber der Erdoberfläche beträgt ungefähr 1:100.

In recht guter Näherung verhalten sich Fronten wie materielle Grenzflächen in der Atmosphäre, d. h. es strömt nur wenig Luft durch die Front-



Abbildung 5.5: Luftdruck (auf Meereshöhe reduziert) und Bodenwinde am 19. November 1964, 00 Uhr UTC (a), 12 Uhr UTC (b) und 20. November 1964, 00 Uhr UTC (c).



Abbildung 5.6: Idealisierte Querschnitte durch Frontalzonen. Eingetragen sind Isothermen und Relativbewegungen in einem mit der Front wandernden Bezugssystem.

fläche hindurch. Die Ver lagerungsgeschwindigkeit der Fronten wird deshalb von der frontensenkrechten Komponente des Bodenwindes bestimmt (vgl. die Verlagerung der Kaltfront in Abb. 5.5b und c nach Südosten). Außerdem muß jede Bewegung, die die Front kreuzen würde, in eine Gleitbewegung entlang der geneigten Frontfläche umgewandelt werden. Meist gleitet die leichtere Warmluft bei der Frontverlagerung auf die schwerere Kaltluft auf.

Durch die Windzunahme innerhalb der atmosphärischen Reibungsschicht ("Grenzschicht"; Höhe etwa 1000 m) wird eine Kaltfrontfläche bei ihrer Verlagerung immer mehr aufgerichtet, während umgekehrt die Warmfront eine flachere Lage als normal einnimmt. Das Voreilen der Kaltluft führt zu einer Labilisierung der Schichtung und zu einer vertikalen Umlagerung, bei der die Bodenfront beschleunigt wird. Bei den Warmfronten kann sich dagegen die Reibung voll auswirken, so daß die Bodenfront gegenüber der Höhenfront weit zurückbleibt. Die Verlagerungsgeschwindigkeit von Warmfronten ist demnach kleiner als die von Kaltfronten.

Bei der Interpretation der Bodenwetterkarte muß man berücksichtigen, daß sich auch der Tagesgang der Sonneneinstrahlung, der Bedeckungsgrad, die Höhenlage der Wetterstationen oder die Nähe zum Meer auf die Temperaturverteilung auswirken. Der Einfluß dieser Faktoren kann die Temperaturdifferenz zwischen zwei Luftmassen kompensieren. Besonders über Ozeanen, wo die Lufttemperatur höchstens ein paar Grad von der Wassertemperatur abweicht, und in Gebieten mit großen Höhenunterschieden, ist das Lokalisieren der Frontalzone oft sehr schwierig. Zur Analyse der Frontenlage untersucht man dann weitere meteorologische Elemente wie Taupunkt, Niederschlag oder Druckänderung.



Abbildung 5.7: Temperaturen in °C und Lage der Fronten am 19. November 1964, 00 Uhr UTC und 20. November 1964, 00 Uhr UTC.



Abbildung 5.8: Veränderung der Frontneigung innerhalb der atmosphärischen Grenzschicht.

5.2.3 Taupunkt:

Frontalzonen können nicht nur durch große horizontale Temperaturgradienten, sondern auch durch starke Änderungen der Taupunktstemperaturen gekennzeichnet sein. Wird beispielsweise feuchtwarme Meeresluft von trockenwarmer Kontinentalluft verdrängt, beträgt die Abnahme der Taupunktstemperatur bis zu 10K, die Lufttemperatur ändert sich dabei jedoch kaum. In größeren Höhen kann der Temperaturunterschied dennoch recht groß sein; mit dem Luftmassenwechsel ändert sich nämlich die vertikale Schichtung: Die Warmluft ist stabil geschichtet, die Kaltluft dagegen labil (größere vertikale Temperaturabnahme). Ab einer bestimmten Höhe (meist ca. 1000 m über Grund, entspricht ca. 850 hPa) sind daher Taupunkts- *und* Lufttemperatur in der Kaltluft geringer als in der Warmluft.

Man benützt zur Festlegung der Frontlage deshalb häufig neben der Bodenwetterkarte auch die 850 hPa-Höhenwetterkarte. Bei der Wetterlage vom 19./20. November 1964 waren Temperatur- und Taupunktsverteilung sehr ähnlich, weshalb auf die Darstellung der Taupunktswerte in einer eigenen Abbildung verzichtet wird.





Abbildung 5.9: Niederschlagsverteilung und Frontenlage am 19. November 1964, 00 Uhr UTC (a) und 20. November, 00 Uhr UTC (b). Zur Erläuterung der Symbole s. 6; Kreise und Symbole bedeuten 6-stündige Niderschlagsmengen von 10 mm und mehr.

5.2.4 Niederschlag:

Auch die Verteilung von Niederschlag und Nebel gibt Hinweise auf die Lage einer Front. In Abb. 5.9a erkennt man einen breiten Streifen mit Regen- bzw. Schneefällen leichter Intensität. Er befindet sich nördlich der stationären Front, weil hier die warme Luft auf die kalte aufgleitet und dabei gehoben wird (vgl. Abb. 5.7b). An den Rocky Mountains kommt es wegen der östlichen Luftströmung in diesem Bereich zu einer zusätzlichen Hebung der Luft und deshalb zu einer Ausdehnung des Niederschlagsgebietes weit nach Norden.

Bis zum 20. November 1964, 00 Uhr UTC (Abb. 5.9b) verstärkte sich der Niederschlag noch und erreichte die kanadische Grenze im Norden. Ursache ist das Aufgleiten von warmer Luft in der Höhe über kalte Luft in Bodennähe auf der Vorderseite der Warmfront (vgl. Abb. 5.7a). Direkt an der Warmfront entstand ein Nebelfeld. Die warme, feuchte Luft strömt dort über den kalten Untergrund und kühlt sich bis zum Taupunkt ab. Das Niederschlagsband an der Kaltfront ist relativ schmal, örtlich regnete es beim Durchzug der Kaltfront aber sehr stark, wie die 6-stündigen Niederschlagsmengen zeigen. Dies ist eine Folge der starken Hebung auf der Vorderseite der Kaltfront (vgl. Abb. 5.7c). Von vielen Stationen in der Nähe der Front wurden Gewitter gemeldet.

5.2.5 Druckänderung:

Die Werte der Druckänderung während der letzten 3 Stunden vor einem Meßtermin sind ein Hilfsmittel für die Vorhersage der Zugrichtung und Intensitätsänderung von Fronten oder Tiefdruckgebieten. Aus dem charakteristischen Verlauf der Druckänderung vor und nach einer schnell ziehenden Front kann man die Lage der Front leicht ermitteln. Nähert sich beispielsweise eine Warmfront einer Station, so wird die Schicht der kühlen, relativ dichten Luft in Bodennähe immer dünner und gleichzeitig steigt die Temperatur vor der Front langsam an. Dadurch verringert sich der (hydrostatische) Druck am Boden. Nach dem Durchzug der Warmfront bleibt der Luftdruck häufig gleich oder fällt nur leicht. Auf ähnliche Weise kann man den Druckanstieg nach einer Kaltfront erklären. Da die Frontneigung von Kaltfronten größer als die von Warmfronten ist, fällt der Druck vor Warmfronten relativ langsam und steigt nach dem Kaltfrontdurchgang zunächst stark an.

Die Verteilung der 3-stündigen Druckänderungen am 20. November 1964 um 00 Uhr UTC zeigt Abb. 5.10. Die Linien gleicher Druckänderung nennt man *Isallobaren*. Vor der Warmluft wurde in einem großen Gebiet Druckfall beobachtet und auf der Rückseite der Kaltfront in einem schmalen Streifen



Abbildung 5.10: 3-stündige Druckänderung (in Hektopascal) am 20. November 1964, 00 Uhr UTC; Isallobaren in Abständen von 4 hPa/3h.

sehr starker Druckanstieg.

Mit Hilfe der Meßwerte der Druckänderung in der Nähe von Tief- bzw. Hochdruckzentren kann man entscheiden, ob sich die Systeme in naher Zukunft abschwächen oder verstärken. Die beiden Tiefdruckgebiete in Abb. 5.10 werden sich noch intensivieren, denn im Bereich der Zentren wurde Druckfall gemessen. Gleichzeitig wird sich auch die zyklonale Zirkulation in den nächsten Stunden verstärken, d. h. die Windgeschwindigkeiten werden zunehmen. Analog kann man aus Druckanstieg im Bereich eines Hochdruckgebietes schließen, daß es sich aufbaut. Die Lage der Isallobaren gibt auch Hinweise auf die Verlagerungsrichtung der Tief- und Hochdruckgebiete. Die Zentren ziehen in Richtung des stärksten Druckfalls bzw. -anstiegs; das Tief südlich der Großen Seen bewegt sich also nach Nordosten. Kleine Druckänderungen entstehen oft nicht durch synoptische Veränderungen in der Atmosphäre, sondern durch Erwärmung oder Abkühlung der Luft je nach Sonnenstand. Insbesondere wirkt sich der Tagesgang der Temperatur bei der Reduktion des Luftdrucks auf Meereshöhe aus (s. Glg. 3.25). Bei der Analyse der Bodenwetterkarte berücksichtigt man deshalb nur 3-stündige Druckänderungen von mehr als 1 hPa.

5.3 Synoptische Bodenbeobachtungen

In einer synoptischen Bodenwetterkarte sind die bisher getrennt betrachteten meteorologischen Elemente (Wind, Druck, Temperatur, Taupunkt, Niederschlag, Druckänderung) zusammengefaßt. Nach internationaler Vereinbarung wird dabei ein festgelegtes Eintragungsschema ("Stationsmodell") benutzt. Eine vereinfachte Version enthält Abb. 5.4. In den vollständigen Wettermeldungen kommen Angaben über Sichtweite, Wolkenarten und Untergrenze der tiefsten Wolken hinzu. Auch gibt es noch zahlreiche weitere Symbole zur genauen Beschreibung des Wetterzustandes und der Sichtverhältnisse (z. B. Dunst, Nebel, Staubtrübung). Diese zusätzlichen Informationen sind besonders bei der Anwendung der Bodenwetterkarte in der Luftfahrt nützlich. In Wettermeldungen von Schiffen ist außerdem noch die Wassertemperatur und der gegenwärtige Schiffkurs enthalten.

5.3.1 Die Bodenwetterkarte:

Neben den Wettermeldungen der einzelnen Stationen sind in einer ausgewerteten Bodenwetterkarte die Isobaren (Linien gleichen Luftdrucks, auf Meereshöhe reduziert), Fronten und Hoch- bzw. Tiefdruckzentren eingetragen. Bewölkungs- und Niederschlagsgebiete sowie besondere Wettererscheinungen (Gewitter, Nebel u.a.) werden mit unterschiedlichen Farbstiften hervorgehoben. Mit Hilfe der analysierten Bodenwetterkarte und den Höhenwetterkarten kann man sich dann ein Bild vom aktuellen Zustand der Atmosphäre machen. Die Prozesse in der Atmosphäre laufen kontinuierlich ab. Deshalb sollen sich Karten verschiedener Beobachtungstermine logisch aneinander anschließen. In der Praxis verwendet man daher bei der Analyse einer Bodenkarte die letzte (meist 3 bis 6 Stunden alte) Wetterkarte als Vorlage für Fronten- und Isobarenpositionen. In Gebieten mit geringer Stationsdichte (z. B. über Ozeanen) werden Fronten und Tiefdruckwirbel an Hand von Satellitenbildern festgelegt.

Die Bodenwetterkarte vom 20. November 1964, 12 Uhr UTC zeigt Abb. 5.11. Seit 00 Uhr UTC (s. Abb. 5.5c) verlagerte sich das östliche der beiden Tiefdruckzentren nach Nordosten und vertiefte sich um 6hPa. Die Kaltfront zog schnell ostwärts und nähert sich jetzt der Atlantikküste.

Während der Entwicklung des Tiefs entfernte sich das Tiefdruckzentrum



Abbildung 5.11: Die Bodenwetterkarte vom 20. November 1964, 12 Uhr UTC.

immer weiter von der Frontalzone, wo es ursprünglich entstanden war. In Abb. 5.11 liegt der tiefste Druck bereits innerhalb der Kaltluft. Bis zu dem Punkt, an dem sich Warm- und Kaltfront schneiden, verläuft eine Front, auf deren Vorderseite die gleichen Wettererscheinungen wie vor einer Warmfront (Temperaturanstieg, östlicher Wind, Druckfall) beobachtet werden; westlich der Front ist der Wetterablauf dagegen wie nach dem Durchzug einer Kaltfront (Temperaturrückgang, abnehmender Niederschlag, böiger westlicher Wind, starker Druckanstieg). Charakteristiche Merkmale dieser Front sind also Temperaturmaximum, Druckminimum und Windrichtungsänderung. Die Frontalzone auf beiden Seiten der Front ist in der Nähe des Schnittpunktes von Warm- und Kaltfront ("Okklusionspunkt") stärker ausgeprägt als im Bereich des Tiefdruckzentrums. Derartige Fronten entstehen häufig durch den Zusammenschluß von Warm- und Kaltfront. Man nennt sie Okklusionen (Symbol); ihre Entstehung und vertikale Struktur wird noch behandelt (s. Abb. 5.15).

5.3.2 Zeitreihen:

Die Wettermeldungen einiger ausgewählter Stationen vom 19. und 20. November 1964 sind in Abb. 5.13 als Zeitreihen dargestellt. Die Stationen wurden nach der geographischen Breite geordnet; die nördlichste Station (NB) liegt in Südkanada, die südlichsten (LC, BR) am Golf von Mexiko (s. Abb. 5.12).

Die Stationsmeldungen in Abb. 5.13 zeigen deutlich, wie groß die Luftmassengegensätze am 19. November 1964 über den östlichen USA waren und wie dann die polare Kaltluft nach Süden strömte:

- Die Stationen an der Golfküste BR (Brownswille, Texas), LC (Lake Charles, Louisiana) und JA (Jackson, Mississippi) befinden sich zunächst in einer warmen Südströmung. Beim Durchzug der Kaltfront dreht der Wind auf Nord, Luft- und Taupunktstemperaturen sinken; gleichzeitig steigt der Druck. Beim Frontdurchgang fällt in BR kein Niederschlag, in LC gibt es dagegen Gewitter und Schauer, in JA anhaltenden Regen.
- NA (Nashville, Tennessee) und HT (Huntington, West Virginia) liegen anfangs in der Frontalzone nördlich der stationären Front. Zwischen 12 und 18 Uhr UTC steigen Temperatur und Taupunkt leicht, gleichzeitig fällt der Druck. Ursache ist die Verlagerung der Frontalzone nach Norden. Für kurze Zeit dreht der Wind nach dem Durchgang der Warmfront auf Südwest und es wird ungefähr 6K wärmer. Die



Abbildung 5.12: Lage der für die Zeitreihen (Abb. 5.13), Radiosondenaufstiege (Abb. 5.21) und Vertikalschnitte (Abb. 5.22 und 5.23) ausgewählten Stationen; Verlauf des Vertikalschnitts (- - -); Frontenlage am 20. November 1964, 00 Uhr UTC (- -) zum Zeitpunkt der Radiosondenaufstiege; Ortsnamen s. Text.

Kaltfront kurz vor bzw. kurz nach 00 Uhr UTC bringt dann starke Abkühlung. In NA sinkt innerhalb von 3 Stunden die Temperatur von 18 C auf 4 C!

- Das noch etwas nördlicher gelegene PI (Pittsburgh, Pennsylvania) erreicht die Warmluft nicht mehr. Der Wetterablauf ist zunächst ähnlich wie in HT und NA vor dem Warmfrontdurchgang. Zwischen 00 und 03 Uhr UTC am 20. November überquert eine Front die Station; dann wurde, wie in HT und NA nach der Kaltfront, starker Temperaturrückgang und Druckanstieg beobachtet. Bei dieser Front handelt es sich also um eine Okklusion. Sie verläuft in der 00 Uhr UTC-Bodenkarte etwas westlich von PI bis zum Tiefdruckzentrum bei BU, wurde aber in Abb. 5.53c nicht eingezeichnet.
- Für BU (Buffalo, New York) ist die Interpretation der Wettermeldungen nicht ganz so eindeutig wie für PI. Um 03 Uhr UTC dreht der Wind von östlichen auf westliche Richtungen, der Druck erreicht gleichzeitig

ein Minimum, die Temperatur steigt jedoch nur geringfügig. Auffällig ist dagegen, daß der Niederschlag von Schnee in Regen und schließlich wieder in Schnee übergeht. Die Erwärmung im Bereich der Front muß demnach in höheren Luftschichten größer als am Boden sein. Der Wetterablauf in BU kann als Durchgang einer schwachen Okklusion, weit entfernt vom Okklusionspunkt, interpretiert werden.

 NB (North Bay, Ontario) bleibt während der gesamten Beobachtungsperiode innerhalb der Kaltluft. Dennoch wird um 09 Uhr UTC am 20. November ein Druckminimum und eine Winddrehung auf West gemessen. Zu diesem Zeitpunkt überquert NB keine Front sondern das Zentrum des Tiefdruckgebietes.

5.3.3 Die Entwicklungsstadien einer Polarfrontzyklone:

Obwohl der Prozeß der Zyklogenese (Entwicklung von Tiefdruckgebieten) in vielfältiger Form ablaufen kann, zeigen die meisten Tiefdruckgebiete einen ähnlichen Lebenslauf, wie er in den letzten Abschnitten beschrieben wurde. Die wichtigsten Entwicklungsstadien einer Polarfrontzyklone sind:

- Wellenbildung an einer stationären Front (z. B. Polarfront). Am Wellenscheitel setzt Druckfall ein, dadurch entsteht eine zyklonale Zirkulation um den Wellenscheitel; die Verwirbelung der Frontalzone beginnt und es bildet sich die sogenannte
- Warmsektorzyklone. Die Warmluft strömt auf der Vorderseite der Zyklone nach Norden, die Kaltluft auf der Rückseite nach Süden. Dabei bilden sich Warmfront und Kaltfront mit ihren typischen Wettererscheinungen. Für die weitere Entwicklung ist charakteristisch, daß die Kaltfront schneller vordringt als die Warmfront. Der Warmsektor (Bereich zwischen Warmfront und Kaltfront) wird dadurch immer schmäler. Schließlich holt die Kaltfront die Warmfront ein, das Tief befindet sich im
- Okklusionsstadium. Zu Beginn dieser Phase erreicht die Zyklone gewöhnlich ihren tiefsten Kerndruck und ihre größte Intensität, was die auftretenden Windgeschwindigkeiten betrifft. Mit fortschreitendem Okklusionsprozeß wandelt sich das Tiefdruckgebiet in einen kalten Wirbel um, die Temperaturgegensätze gleichen sich in Kernnähe immer mehr

	ը											وب.	
	12 u		05 85-1 15 15 15 10 10	1 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2	10 10 10		021 04- 025 04-	2 0 194	2	210 510 510		Ortszeù	0V.
20. NOV.	60	-	406 do		80 IR 	-+0)- +56	₹÷ 	4 6 174 -2 +20	7 0 190	198 2 +19		03	20. N
	90	-	°, 100 100 100 100 100 100 100 100 100 10	56°	10 5 13 13 13 13 13 13 13 13 13 13 13 13 13	036 • • • • • • • • • • • • • • • • • • •	- 3 + 127 - 3 + 427	23r	8 ¢ 170 2 ± 170	H 179	NACHT	00	_
	03		-5 • 140 -6 • 45	₹. 25	***	21 21 45	100 - 2 - 2 - 2	5 • 12	14: 0	150		21	
19. NOVEMBER 1964	00	_	28 38 34 34 34 35 38 39 39 39 39 39 39 39 39 39 39 39 39 39		945 45. 75.	a:3 ∂3 35 35	4 0052 17. 17.	21 21 280 280 280 280	0 2 2 2 2 2 2 2 2	10 10 10 10 10			
	21		all a	0:0	11- 2 B	16 470 13 - 12	127- 11	NO 02	13 \$ 060	35 € 88 88	-	15	R 1964
	18	-		- # -	55 55 57 51.	10 00 - 382 - 39 - 56	10 20 13 13 13 13 13 13 14 14 14 14 14 14 14 14 14 14 14 14 14	₹ • •	20 16 15	32 @ 021	TAG	12	V E M B E
	15	_	6 00 105	1 079 12 - 1	+: n 28.2	10 021 :	12 6 016 12 -8	22 039 50 039	22 037 21 037	27 0 051 21 12	-	60	19. NO
	12		971 9 -17		290 	140 S 1	11 - 25 11 - 25	950 012	01- 02- 02-	22 039 5- 22		06	
	60				100 +		c so b tr b	21 064	21 040 040	1- 22- 23- 24-	_	03	
	90			151 0 F-	-14 -14	210 10	410 61 61	19 0 089 17 - 7 1	22 20 081 -i2	22 0 061	VACHT	00 00	
	03	_				8: 4 4	000 - II III	01- 01- 01-	22 0 016 20 - 10	22 0 071	-	21	
	00	-				8 8 2 5	11 0 -15 -15 -15	21 0 100 17 1 100	01 01- 01-	22 0 071 22 0 071		r 18	. NOV.
	utc		BN	BU	Id	ΗT	NA	JA	2	BR		Ortszell	18

Abbildung 5.13: Der Wetterlauf an einigen ausgewählten Stationen vom 19. November 1964, 00 Uhr UTC bis 20 November 1964, 12 Uhr UTC; zur Lage der Stationen s. Abb. 5.12; Symbole wie auf Seite 6 Entwicklung eines Tiefdruckgebietes im Bodendruckfeld; die Pfeile an den Isobaren geben die Richtung des geostrophischen Windes an (aus Palmn und Newton, 1969).



Abbildung 5.14: Entwicklung eines Tiefdruckgebietes im Bodendruckfeld; die Pfeile an den Isobaren geben die Richtung des geostrophischen Windes an (aus Palmn und Newton, 1969).

aus. Damit wird die Energiezufuhr für die zyklonale Rotation geringer. Durch die Bodenreibung, die einen Massenfluß zum Zentrum hin bewirkt, löst sich das Tief langsam auf. Am Okklusionspunkt oder an der langgestreckten Kaltfront, wo wegen des Temperaturkontrastes noch potentielle Energie (Hebung der Warmluft, Absinken der Kaltluft) verfügbar ist, kann es zur Bildung neuer Tiefdruckgebiete kommen.

 Abb. 5.14 zeigt Isobaren und Fronten in der Bodenwetterkarte für die einzelnen Entwicklungsstadien. Diese Entwicklungsstadien erkannten J. Bjerknes und H. Solberg in den Jahren nach dem Ersten Weltkrieg auf Grund des Studiums zahlreicher Zyklonenentwicklungen im Bereich des west- und nordeuropäischen Stationsnetzes (damals nur Bodenbeobachtungen). Einige der ursprünglichen Vorstellungen mußten in den folgenden Jahrzehnten korrigiert werden, sobald Radiosondendaten und damit Informationen über die Strömung in der freien Atmosphäre verfügbar waren. Die Grundzüge der sogenannten "Polarfronttheorie" (Entwicklung der Zyklonen an der Grenze von Polarluft und Subtropikluft) sind jedoch bis heute gültig und werden immer noch bei der Interpretation der Bodenwetterkarte verwendet.

Nur selten verläuft eine Zyklogenese so exakt nach der Polarfronttheorie wie in dem Beispielfall vom 19./20. November 1964. Besonders im letzten Entwicklungsstadium sind die Warmfronten oft nur schwach ausgebildet (wie



Abbildung 5.15: Idealisiertes Modell einer Kaltfrontokklusion (a) und einer Warmfrontokklusion (b); Querschnitte senkrecht zur Verlagerungsrichtung mit dem Verlauf der Frontflächen (-----) und Isothermen (----), Verlagerungsrichtung der Fronten von links nach rechts.

z. B. beim westlichen der beiden Tiefdruckgebiete in Abb. 5.11). Durch orographische Einflüsse können sich an bestimmten Stellen Fronten neu bilden. Die Fronten können aber auch abgeschwächt oder verlangsamt werden (vgl. Abb. 5.5c: durch die kleinere Verlagerungsgeschwindigkeit der Warmfront im Bereich der Appalachen entsteht eine Ausbuchtung nach Süden). Außerdem muß nicht jede Welle, die sich an einer stationären Front bildet, den gesamten Lebenszyklus durchlaufen und sich zur großen okkludierten Zyklone entwickeln, sondern die Entwicklung kann in jedem Stadium enden. Um zu entscheiden, bis zu welchem Stadium eine Entwicklung führt, benötigt man neben der Bodenwetterkarte auch Höhenwetterkarten.

5.3.4 Okklusionen:

Nach der Polarfronttheorie schrumpft während der Zyklogenese der Warmsektor des Tiefs immer mehr, bis schließlich die schneller ziehende Kaltfront die Warmluft einholt. Die resultierende Front wird Okklusion genannt. Die Warmluft und damit auch die Warmfront ist dann nur noch in der Höhe vorhanden, während am Boden zwei Kaltluftmassen, die der Vorderseite und die der Rückseite des Tiefs, aneinandergrenzen. Im Idealfall sind die Wettererscheinungen auf der Vorderseite der Okklusion wie an einer Warmfront und auf der Rückseite wie an einer Kaltfront. Meist weisen die beiden Kaltluftmassen unterschiedliche Temperaturen auf, so daß entweder der Kaltfront- oder der Warmfrontcharakter überwiegen. Ist die nachfolgende Kaltluft kälter als die vorlaufende, entsteht eine "Kaltfrontokklusion", die in den unteren Luftschichten rückwärts geneigt ist (Abb. 5.15a). Diese Form tritt im Mitteleuropa häufig im Sommer auf. Bei einer "*Warmfrontokklusi*on", wie sie als Folge des im Vergleich zum Festland warmen Atlantiks bei uns im Winter öfter auftritt, liegt die kälteste Luft vorderseitig des Tiefs. Die Frontfläche der Warmfrontokklusion ist wie die einer Warmfront nach vorn geneigt (Abb. 5.15b).

Abb. 5.15 zeigt außerdem, daß beim Durchzug einer Kaltfrontokklusion die Luftschichtung stabiler, beim Durchzug einer Warmfrontokklusion dagegen labiler wird. Die Okklusionsfront ist jeweils durch ein Temperaturmaximum markiert, eine Folge der Frontalzonen auf beiden Seiten der Front. Gut läßt sich der Verlauf einer Okklusionsfront mit Hilfe einer Schichtdickenkarte festlegen (vgl. Abb. 5.22c).

Okklusionsartige Frontstrukturen können auch durch die Vereinigung zweier Frontenzüge entstehen. Das ist der Fall bei einer alternativen Form der Zyklogenese, bei der zu Anfang zwei Kaltfronten existieren. Wenn die nördliche, schneller wandernde Kaltfront mit einer Welle an der vorderen Front verschmilzt, kann es zu einer raschen und kräftigen Zyklogenese kommen. Der thermische Aufbau des Bodentiefs weist dann alle Merkmale einer okkludierten Zyklone auf, ohne daß ein echter Okklusionsprozeß stattgefunden hätte.

5.4 Der Strömungsverlauf in der freien Atmosphäre

An der Entstehung der meisten Wettervorgänge sind nicht nur die bodennahen Luftschichten, sondern auch höhere Schichten der Atmosphäre beteiligt. Für die Beschreibung der Wetterlage benötigt man daher neben der Bodenwetterkarte auch Höhenwetterkarten. Es wurde beispielsweise beobachtet, daß die Tiefdruckgebiete am Boden vom Wind in der Mitte der Troposphäre (in ca. 500 hPa) gesteuert werden. Außerdem hat die Druckverteilung in den oberen Luftschichten Einfluß auf die Intensivierung oder Abschwächung der Tief- und Hochdruckgebiete in Bodennähe und auf die damit verbundenen Niederschläge.

5.4.1 Höhenwetterkarten:

Da die Radiosonden Temperatur und Wind in Abhängigkeit vom Druck messen, ist es zweckmäßig, die Höhen bestimmter Druckflächen zu berechnen und die Meßwerte auf das jeweilige Druckniveau zu beziehen. In den Höhenwetterkarten sind also keine Isobaren sondern Isohypsen (Linien gleicher geopotentieller Höhe) eingetragen. Die Abbildungen 5.16, 5.17 und 5.18 zeigen die Isohypsen und Isothermen für den 20. November 1964, 00 Uhr UTC auf den Druckflächen 850, 700, 500, 250 und 100 hPa.

In der 850 hPa-Karte (Abb. 5.16a) gibt es einige Unterschiede im Vergleich zur Bodenkarte (Abb. 5.5c):

- Statt abgeschlossener Tiefdruckzentren findet man im 850 hPa-Niveau Tröge.
- Die Windgeschwindigkeiten sind größer als am Boden; der Wind bläst annähernd parallel zu den Isophysen, im Gegensatz zur Windkomponente quer zu den Isobaren in der Bodenkarte.
- LC und NA liegen in der Bodenkarte bereits auf der Rückseite der Kaltfront; dagegen erreicht in der 850 hPa-Karte die Front (definiert als der warme Rand der Frontalzone) gerade LC und NA. Die Frontfläche ist demnach rückwärts geneigt, die Kaltluftschicht wird erst nach Frontdurchgang vertikal mächtiger (vgl. Abb. 5.7c).
- Die Warmfront ist im 850 hPa-Niveau stärker ausgeprägt als in der Bodenwetterkarte und liegt weiter nördlich. Im Bereich der Appalachen, wo die Warmfront am Boden nur langsam nach Norden zieht (s. Ausbuchtung an der Warmfront in Abb. 5.6b), reicht die kühle Luftschicht anscheinend nur einige hundert Meter hoch.

In der 700 hPa-Fläche, deren Höhe zwischen 2640 m (im Zentrum des Tiefs) und 3150 m (im Südosten) schwankt, kann man folgendes erkennen (Abb. 5.16b):

- Die Krümmung der Isohypsen an der Troglinie ist schwächer als im 850 hPa-Niveau, die Troglinie verläuft noch etwas stromaufwärts.
- An den meisten Stationen nehmen die Windgeschwindigkeiten mit der Höhe zu.
- Die Kaltfront liegt weiter nordwestlich als in 850 hPa, denn sie hat NA und LC noch nicht erreicht.
- Die Position der Warmfront ist deutlich nach Norden verschoben. Der meiste Niederschlag fällt an der Warmfront im Bereich der Frontalzone in 700 hPa (vgl. Abb. 7.7b).
- Der Temperaturgradient an der Frontalzone ist nicht auf so engem Raum konzentriert wie in 850 hPa oder am Boden, z. B ist es schwierig, den Südteil der Kaltfront im 700 hPa-Niveau festzulegen.



Abbildung 5.16: Höhenwetterkarte vom 20 November 1964, 00 Uhr UTC für die untere Troposphäre:

- (-----) Isohypsen in Abständen von 3 geopotentiellen Dekametern,
- (---) Isothermen in Abständen von $4^{\circ}C$,
- (•) Lage der Stationen LC und NA.

Im 500 hPa-Niveau (Abb. 5.17) wurden örtlich Windgeschwindigkeiten von über 100 kn (ca. 180 km/h) gemessen. Die Troglinie und die Frontalzone liegen noch ein Stück westlicher (stromaufwärts) als in der 700 hPa-Karte. Die Neigung der Frontfläche in Richtung Kaltluft läßt sich also bis in größere Höhen verfolgen. Die Front erscheint in der 500 hPa- Fläche jedoch nicht als richtige Frontalzone sondern als Gebiet mit hohem Temperaturgradienten.

In Kapitel 2 (Abb. 2.9, Seite 15) wurde bereits erwähnt, daß die Tropopause keine einheitliche Fläche bildet. Typisch ist ein Tropopausenbruch in mittleren Breiten zwischen der hohen, kalten subtropischen Tropopause und der tiefen, warmen polaren Tropopause. Wie Abb. 2.9 zeigt, treten im klimatologischen Mittel an dieser Bruchstelle die höchsten Windgeschwindigkeiten (im Extremfall bis zu 600 km/h) auf. Man nennt dieses Starkwindband Strahlstrom oder oft auch Jetstream. Die in Abb. 5.17b dargestellte 250 hPa-Karte schneidet den Tropopausenbruch in Höhe des Jetstreams. Nordwestlich des Jetstreams befindet sich die 250 hPa-Fläche in der unteren Stratosphäre, südöstlich des Jets dagegen in der oberen Troposphäre. Die höchsten Temperaturen wurden in der Nähe des Troges auf der nördlichen Seite des Strahlstroms gemessen. Die Radiosondenaufstiege zeigen, daß in diesem Gebiet die Tropopause besonders niedrig ist.

Die 100 hPa-Fläche (Abb. 5.18) liegt deutlich über Jetstream und Tropopause. In der Stratosphäre nehmen die Windgeschwindigkeiten ab und die Temperaturverteilung kehrt sich um: Im Süden (Florida) ist es kälter als im Norden (Kanada). Im 100 hPa-Niveau ändert sich außerdem das Strömungsmuster. Man kann keine Tröge und Frontalzonen wie in der Troposphäre erkennen, sondern nur eine große wellenförmige Deformation in der Höhenströmung. Die Wellen in der stratosphärischen Strömung verlagern sich nur sehr langsam und haben eine Wellenlänge von mehr als 10 000 km (1 bis 3 Wellen pro Hemisphäre). Sie werden planetarische Wellen genannt. Diese Wellen gibt es auch in der mittleren und oberen Troposphäre, sind aber hier von Wellen kleinerer Wellenlänge, die in Zusammenhang mit den synoptischen Systemen stehen, überlagert.



Abbildung 5.17: Höhenwetterkarte vom 20 November 1964, 00 Uhr UTC: (a) für die mittlere Troposphäre und (b) in Tropopausennähe:

(----) Isohypsen in Abständen von 6 geopotentiellen Dekametern,
(----) Isothermen in Abständen von 4°C,
(•) Lage der Stationen LC und NA.



Abbildung 5.18: Höhenwetterkarten vom 20. November 1964, 00 Uhr UTC für die untere Stratosphäre:

- (-----) Isohypsen in Abständen von 6 geopotentiellen Dekametern,
- (---) Isothermen in Abständen von 4°C,
- (•) Lage der Stationen LC und NA.

5.4.2 Vertikale Temperaturverteilung:

Die Temperaturkurven der Radiosondenaufstiege an vier Stationen, die auf einer Linie senkrecht zur Kaltfront liegen (s. Abb. 5.12), sind in Abb. 5.19 dargestellt.

Der Aufstieg von Athens, Georgia (AT) zeigt ein für subtropische Warmluft typisches Temperaturprofil. Abgesehen von ein paar schwachen Inversionen nimmt die Temperatur in der gesamten Troposphäre gleichmäßig mit der Höhe ab. Die Höhe der Tropopause kann man an der Verringerung der vertikalen Temperaturabnahme in 180 hPa (ca. 13 km) erkennen. In tropischer Luft liegt die Tropopause in 100 hPa (ca. 16 km), wo im Aufstieg von AT noch einmal eine deutliche Änderung des vertikalen Temperaturgradienten gemessen wurde.

Die vertikale Temperaturverteilung ist in Nashville, Tennessee (NA) oberhalb von 850 hPa ähnlich der von AT. In den untersten Luftschichten hat sich aber bereits die kältere Luft auf der Rückseite der Kaltfront durchgesetzt. Die Front liegt an der Obergrenze der Inversion, zum Zeitpunkt des Radiosondenaufstiegs also in 850 hPa. Dies steht in Übereinstimmung zur 850 hPa-Höhenwetterkarte (Abb. 5.16), in der NA gerade der Rand der Frontalzone erreicht.

An der Station Columbia, Missouri (CB) wurden innerhalb der Kaltluft bis 300 hPa wesentlich niedrigere Temperaturen als in AT oder NA gemessen. Der vertikale Temperaturgradient verringert sich beim Übergang von der Troposphäre zur Stratosphäre kontinuierlich, so daß man die Tropopausenhöhe nicht genau festlegen kann. Über 300 hPa ist die Luft vergleichsweise warm.

Omaha, Nebraska (OM) liegt in der Nähe des 500 hPa-Troges in hochreichend kalter Luft. Der vertikale Temperaturverlauf weist in ungefähr 350 hPa (8,5 km) einen wesentlichen Unterschied im Vergleich zu CB auf. In dieser Höhe befindet sich die Tropopause, erkennbar am starken Rückgang der vertikalen Temperaturabnahme. Im langjährigen Mittel sinkt selbst an den Polen die Tropopause nicht auf 350 hPa ab (vgl. Abb. 2.9). Derartig niedrige Tropopausenhöhen treten nur in der Umgebung von starken Trögen in der oberen Troposphäre auf. Für diese Gebiete sind sehr niedrige Temperaturen in der gesamten Troposphäre und sehr hohe Temperaturen direkt über der Tropopause in der unteren Stratosphäre charakteristisch. Die Tatsache, daß sich die Temperatur in der Stratosphäre meist gegenläufig zur Temperatur in der Troposphäre verhält, wird als Gegenläufigkeitsprinzip oder stratosphärische Kompensation bezeichnet.

5.4.3 Vertikalschnitte:

Die vertikale Schichtung der Atmosphäre in der Umgebung der Frontalzone zeigt Abb. 5.20. (s. Seite 33). Zur Konstruktion der Vertikalschnitte wurden die Temperatur- und Windmessungen an den fünf Radiosondenstationen und die Höhenwetterkarten (Abb. 5.16 - 5.18) herangezogen. Die Isotachen (Linien konstanter Windgeschwindigkeit) geben die Windkomponente senkrecht zum Querschnitt an. (Genaugenommen handelt es sich um den geostrophischen Wind; der Unterschied zwischen geostrophischem und tatsächlichem Wind wird im Kapitel 6 erklärt, kann aber hier bei der qualitativen Diskussion vernachlässigt werden). Der Querschnitt liegt annähernd senkrecht zur Frontfläche und zum Jetstream. In Abb. 5.20a wird der vertikale Aufbau der Frontalzone sichtbar:

• Die Frontalzone ist in der unteren Troposphäre sehr gut ausgeprägt und in Richtung Kaltluft geneigt. Die Frontposition läßt sich nur bis



Abbildung 5.19: Vertikale Temperaturverteilung am 20. November 1964, 00 Uhr UTC (zur Lage der Stationen s. Abb. 5.12).

knapp südöstlich der Station CB eindeutig bestimmen. Der Radiosondenaufstieg von CB (s. Abb. 5.19, Seite 32) zeigt zwischen 600 hPa und 500 hPa nur eine etwas verringerte vertikale Temperaturabnahme.

- Innerhalb der Frontalzone verlaufen die Isotachen besonders dicht gedrängt. In diesem Bereich nimmt der Wind mit der Höhe stark zu. Der vertikale Gradient des Horizontalwindes ist groß, man spricht von einer starken vertikalen Windscherung.
- Zwischen tiefer polarer und höherer subtropischer Tropopause befindet sich der Jetstream. Wie bereits in den Erläuterungen zu Abb. 5.17b erwähnt, schneidet die 250 hPa-Fläche den Jetstream und liegt nordwestlich davon in der unteren Stratosphäre. Der Querschnitt macht deutlich, daß die Radiosondenaufstiege in der Umgebung des Jetstreams keine eindeutige Tropopausenhöhe ergeben können.
- In der Stratosphäre kehrt sich das Temperaturgefälle um.



Abbildung 5.20: Vertikalschnitte durch die Frontalzone am 20. November 1964, 00 Uhr UTC (Stationen auf der in Abb. 5.12 eingezeichneten Linie);

(_____) Lage von Kaltfront und Tropopause
(----) Isotachen der geostrophischen Windkomponente senkrecht zum Vertikalschnitt
(in ms⁻¹; positive Werte bedeuten Windrichtung in die Zeichenebene hinein, entspricht Südwestwind; J: Jetachse)
(_____) (a) Isothermen in Abständen von 8°C,
(b) Isentropen in Abständen von 5K.

Manchmal ist es günstiger, Isentropen (Linien gleicher potentieller Temperatur) statt Isothermen in einen Vertikalschnitt einzutragen (Abb. 5.20b). Bei adiabatischen Bedingungen können aus der Lage der Isentropen Rückschlüsse auf die Luftbewegungen gezogen werden. Die Stabilität der Schichtung steht in direktem Verhältnis zum vertikalen Abstand der Isentropen. In den Bereichen mit dicht gedrängten Linien (wie z. B in der Stratosphäre und in der Frontalzone) ist die Stabilität sehr hoch.

5.5 Schichtdicke und vertikale Temperaturverteilung

Bisher wurde in den Höhenwetterkarten immer die absolute Höhe einer bestimmten Druckfläche über dem Meeresniveau angegeben. Es gibt aber auch die Möglichkeit, den relativen Höhenunterschied zwischen zwei beliebigen Druckflächen ("Schichtdicke"; vgl. Kapitel 3, Seite 31) in eine Karte einzutragen. In beiden Kartendarstellungen gleichen die Isohypsen den Höhenlinien auf einer topographischen Karte der Erdoberfläche. Man bezeichnet deshalb Höhenwetterkarten auch als Topographien und unterscheidet absolute Topographien (z. B. 500 hPa-Karte) von relativen Topographien (z. B. Schichtdickenkarte 500/1000 hPa). Aus den absoluten Höhen zweier Druckflächen läßt sich durch "graphische Subtraktionëine relative Topographie gewinnen, vorausgesetzt die beiden Karten liegen in gleichem Maßstab vor und die Isohypsen sind in ganzzahligen Vielfachen von z. B. 6 gpdam eingezeichnet. Man legt die Karten übereinander und bildet an jedem Schnittpunkt der Isohypsen die Differenz zwischen den geopotentiellen Höhen der oberen und der unteren Druckfläche. An diesen Schnittpunkten ergeben sich durch 6 gpdam teilbare Schichtdickenwerte. Damit sind die Schichtdickenlinien bereits festgelegt: Man muß nur den Linienverlauf zwischen den Schnittpunkten interpolieren, denn alle passendenSSchichtdickenlinien im Abstand von 6 gpdam kreuzen die absoluten Isohypsen ausschließlich an ihren Schnittpunkten. Ein Beispiel folgt im nächsten Abschnitt.

5.5.1 Schichtdicke 500/1000 hPa:

In Abb. 5.21 ist die Schichtdicke zwischen 1000 hPa und 500 hPa am 20. November 1964, 00 Uhr UTC dargestellt (gestrichelte Linien). Zusätzlich eingetragen sind die Höhe der 500 hPa-Fläche (dick ausgezogene Linien) und der auf Meereshöhe reduzierte Luftdruck (dünn ausgezogene Linien). Da in Meereshöhe 1 hPa Druckunterschied 8 m Höhenunterschied entsprechen, gilt folgende Umwandlung mit einem Fehler von weniger als 10 %:



Abbildung 5.21:

Bodendruck (\longrightarrow) in hPa, Isohypsen 500 hPa (\longrightarrow) und Schichtdicke 500/1000 hPa (---) in gpdam am 20. November 1964,00 Uhr UTC. Pfeile geben die Richtung des geostrophischen Windes an. Die Buchstaben H und T bezeichnen Maxima bzw. Minima im Bodendruckfeld.

992
$$hPa = -6$$
 $gpdam$
1000 $hPa = 0$ $gpdam$
1008 $hPa = 6$ $gpdam$ $usw.$

Auf diese Weise lassen sich die Isobaren der Bodenkarte direkt in Isohypsen im 1000 hPa-Niveau umrechnen. Aus der graphischen Subtraktion der geopotentiellen Höhen im 1000 hPa-Niveau von den Werten in 500 hPa erhält man dann die Schichtdickenlinien in Abb. 5.21. Es ergeben sich nur dreifache Schnittpunkte. An jedem der Schnittpunkte liefert die Addition von
1000 hPa-Höhe und relativer Höhe 500/1000 hPa die 500 hPa-Höhe. Entlang einer beliebigen Isohypse auf der 500 hPa-Fläche nimmt die Schichtdicke um 6 gpdam zu, wenn sich die Höhe der 1000 hPa-Fläche um den gleichen Betrag verringert. Über dem Bodentief ist die Schichtdicke auf einer bestimmten Isohypse daher am größten.

Eine Schichtdickenkarte zeigt Maxima dort, wo die Luft warm ist, und Minima, wo die Luft kalt ist, denn der Abstand zwischen zwei Druckflächen hängt nur von der mittleren virtuellen Temperatur der dazwischenliegenden Luftschicht ab (folgt aus Gleichung (3.22) in Kapitel 3, Seite 31). Eine Erhöhung der Schichtdicke um 6 gpdam ist gleichbedeutend mit einer Zunahme der mittleren virtuellen Temperatur von 3K. Der Verlauf der Schichtdickenlinien in Abb. 5.21 steht deshalb mit der Temperaturverteilung in 850 hPa, 700 hPa und 500 hPa (s. Abb. 5.16 und 5.17) in Zusammenhang. Wegen der vertikalen Mittelung ist die Lage der Frontalzone in der relativen Topographie zwar nicht so deutlich sichtbar wie z. B. in der 850 hPa-Karte, man erkennt aber dennoch eine Drängungszone der Schichtdickenlinien auf der kalten Seite der Bodenfronten. Da die 1000 hPa-Fläche im Vergleich zur 500 hPa-Fläche relativ eben ist, sind die Schichtdickenkarte und die 500 hPa-Karte sehr ähnlich. Beispielsweise stehen die niedrigen Geopotentialwerte im 500 hPa-Niveau über Kanada mit der geringen Schichtdicke 500/1000 hPa in Zusammenhang, sind also eine Folge der sehr kalten Luft in diesem Gebiet.

Auf der Rückseite des Tiefs über den östlichen Großen Seen strömt ein Teil der kanadischen Kaltluft weit nach Süden. Dadurch bildet sich in diesem Bereich ein ausgeprägter "Trogïn der Schichtdickenkarte. Dieser Trog ist die Ursache dafür, daß der Trog in der 500 hPa-Karte ein ganzes Stück westlich des Tiefdruckzentrums am Boden liegt. Auch hinter der Kaltfront des Tiefs im Nordwesten des Kartenausschnitts folgt eine trogförmige Ausbuchtung in den Schichtdickenlinien, wodurch ein Trog im 500 hPa-Niveau stromaufwärts (nordwestlich) des Bodentiefs entsteht. Die Neigung der Achse des tiefsten Druckes nach Westen (stromaufwärts) beobachtet man häufig bei den Tiefdruckgebieten der mittleren Breiten. Sie ist eine Folge der Deformation des troposphärischen Temperaturfeldes, die sich ausbildet, wenn auf der Vorderseite des Bodentiefs Warmluft nach Norden transportiert wird und dahinter Kaltluft nach Süden gelangt. Die Kaltluftschicht wird nach dem Durchgang der Kaltfront vertikal immer mächtiger, die Schichtdicke verringert sich und, weil diese Schichtdickenabnahme meist nicht durch den Druckanstieg auf der Rückseite der Bodenfront kompensiert wird, nimmt die absolute geopotentielle Höhe (z. B. im 500 hPa-Niveau) bis zum Durchzug des Schichtdickentroges ab.

In Abb. 5.22 ist die Veränderung der thermischen Struktur während der verschiedenen Entwicklungsstadien eines Tiefdruckgebietes schematisch dar-



Abbildung 5.22:

gestellt. Wie in Abb. 5.21 sind die Schichtdickenlinien 500/1000 hPa den Isohypsen im 1000 hPa- und 500 hPa-Niveau überlagert. Im Stadium der Wellenbildung (Abb. 5.22a) liegt das Tief auf der warmen Seite der Frontalzone, die hier an der Drängungszone der Schichtdickenlinien erkennbar ist. Aus der Uberlagerung von Isohypsen und Isothermen (Schichtdickenlinien) erkennt man, daß vor dem Wellenscheitel Warmluftadvektion und hinter ihm Kaltluftadvektion einsetzt. Der Transport von Kaltluft nach Süden und von Warmluft nach Norden verstärkt sich bei der Weiterentwicklung des Tiefdruckgebietes zur Warmsektorzyklone (Abb. 5.22b). Dadurch wird das Temperaturfeld immer mehr deformiert und die Isothermen der Mitteltemperatur nehmen eine Wellenform an. Abb. 5.20b macht außerdem deutlich, daß die Schichtdickenadvektion Hinweise auf die Lage von Warmund Kaltfront gibt. Bei der Entwicklung zur Warmsektorzyklone nähert sich der Bodenkern der Achse des Jetstreams von der warmen Seite. Die Zyklogenese erreicht ihren Höhepunkt, wenn das Bodentief genau unter dem Jetstream liegt. Während des Okklusionsprozesses entfernen sich Kern und Jetstream wieder voneinander, wobei sich das Tiefdruckzentrum jetzt unter der kalten Seite des Jets befindet und die Jetachse über den Okklusionspunkt hinwegführt. Im Okklusionsstadium (Abb. 5.220c) wird der warme Rücken in der Temperaturwelle immer schmäler und beginnt nach hinten überzukippen, wobei die Isothermen über der Okklusion Zungenform annehmen. Der Okklusionspunkt bleibt auf der warmen Seite der Frontalzone. Gegen Ende der Entwicklung nähert sich das Bodentief dem Trog (oder abgeschlossenem Tief) im 500 hPa-Niveau. Die anfangs weit nach hinten geneigte Achse der Zyklone richtet sich immer weiter auf, bis sie schließlich senkrecht steht. Die Isohypsen in 1000 hPa und in 500 hPa sowie die Schichtdickenlinien verlaufen dann parallel.

5.5.2 Schichtdicke 100/250 hPa:

Abb. 5.23 zeigt die Isothermen der Mitteltemperatur für die Schicht zwischen 250 hPa und 100 hPa am 20. November 1964, 00 Uhr UTC. Die Schichtdickenkarte gleicht qualitativ der Temperaturverteilung in 100 hPa (s. Abb. 5.18) und ist sehr ähnlich zur 500/1000 hPa-Schichtdickenkarte. In der unteren Stratosphäre zwischen 250 hPa und 100 hPa erkennt man jedoch eine Umkehrung des Temperaturgradienten. Das Maximum der Schichtdicke, d. h. die wärmste Luft, liegt über den Großen Seen, also dort, wo in der Troposphäre die geringsten Schichtdickenwerte auftreten. Die Gegenläufigkeit der Temperaturverteilung in der Troposphäre und in der unteren Stratosphäre wurde bereits im letzten Abschnitt erwähnt. Hier soll noch etwas genauer darauf eingegangen werden.

Direkt über der Tropopause kehrt sich das Temperaturfeld um: Im Bereich der Tröge (der abgeschlossenen Tiefs) herrschen relativ hohe Temperaturen, während die Rücken kälter als die Umgebung sind. Diese Lage der Schichtdickenanomalien führt dazu, daß in der Stratosphäre die Tröge mit zunehmender Höhe aufgefüllt, die Rücken dagegen abgebaut werden. Auf den Druckflächen verringern sich deshalb die geopotentiellen Höhenunterschiede und damit auch die Windgeschwindigkeiten. Man beobachtet bei den Tiefdruckgebieten der mittleren Breiten, daß Druckgradient (bzw. Höhengradient) und Windgeschwindigkeit im Tropopausenniveau maximal sind und in größeren Höhen schnell kleiner werden. Die synoptischen Störungen sind im 100 hPa-Niveau nicht mehr zu erkennen. Es bleiben nur Störungen mit großer Wellenlänge (planetarische Wellen) übrig, deren vertikaler Aufbau sich stark von dem in diesem Kapitel beschriebenen Aufbau der troposphärischen Wellen unterscheidet.

Die Umkehrung des Temperaturgradienten an der Grenze zwischen Troposphäre und Stratosphäre läßt sich folgendermaßen erklären: Im Gegensatz zu den troposphärischen Temperaturgradienten, die durch die unterschiedliche Erwärmung der Erdoberfläche je nach geographischer Breite (Äquator-Pol) und Bodenbeschaffenheit (Land-Meer) entstehen, werden Temperaturgradienten in der unteren Stratosphäre durch adiabatische Vertikalbewegun-



Abbildung 5.23: 100/250 hPa-Schichtdickenkarte für den 20. November 1964, 00 Uhr UTC (Höhenangaben in Dekametern); zusätzlich eingetragen ist die Position der Bodenfronten.

gen verursacht. Absinken führt zur Erwärmung der Luft und bewirkt niedrige Tropopausenhöhen über kalter Luft in der Troposphäre. Aufsteigende Luft kühlt sich dagegen ab, wodurch die Tropoause über den troposphärischen Warmluftmassen angehoben wird (s. Abb. 5.24).

5.6 Beispiele für Wetterlagen in Europa

Am Ende dieses Kapitels sollen noch fünf für Mitteleuropa typische Wetterlagen vorgestellt werden. Ausgewählt wurden

- eine winterliche Westlage (Zufuhr atlantischer Meeresluft, Tauwetter in den Niederungen; 3.1.1991),
- eine winterliche Ostlage (Zufuhr kontinentaler Kaltluft; 6.2.1991),
- eine Südlage im Frühling (Föhn am Alpennordrand; 8.3.1991),





• eine Nordlage im Frühling ("Aprilwetter"; 17.4.1991) und eine sommerliche Südwestlage (Zufuhr feuchtwarmer Luft; 12.7.1991)

(Auszüge aus der "Wetterkarte des Deutschen Wetterdienstes").

Deutschland liegt zwar in einer Zone mit maritim geprägtem, gemäßigtem Klima, gelegentlich gibt es aber dennoch extreme Wetterlagen. Die dabei gemessenen Wetterrekorde sind in Tab. 5.2 zusammengefaßt.



Abbildung 5.25:



Abbildung 5.26:

· •			
 	van Bannerslag, dan	3. Januar 1991 86 UTC	•

							•					·									
			***			1	• •	• ••			8. 844	3. 3	*****	- 1891	84 U	c					
			••					••	uteetia												
51.s.c.1m/ 8		Luftdr rod. H (hPs	. Walle	• •	104 10/1	, , , , , , , , , , , , , , , , , , ,	-			÷ 49.	2- 50	Sanna 1 Ytp 1 Std.		Senn. Nena EP		r Ban Imaa	0a1	<u> </u>	1	001	.
totgetand tot a. Sylt tentostig tiot		1918.9 1915.9 1918.9 1918.9 1918.9	lutent i vathig latent i unitati		54 44 42 18 78 54 55	1.1 1.1 1.1							24773		1931 1931 1947 1948 1948					10.01 0.01 10.01	
nurdernay Bremerhaven Curnaven Namburg/Pib Lupeth 2gilunnagen Schwerin Warnewide	10	1000.0 1001.1 1000.5 1000.5 1000.5 1000.7 1000.7	isient i leicht i leicht i seitent seitent noitent seitent	544. 5 544. 5 544. 5 544. 5 544. 5 54 54 54 54 54 54 54 54 54 54 54 54 54	7 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7	5.5 5.5 5.5 5.5 5.5 5.5 5.5 5.5 5.5 5.5	3.				5.6 5.5 5.4 5.7 5.7 5.7 5.7 5.7	4	0.3 4 5 7 6		1947 1949 1948 1891 1899 1891 1891 1991		2.01. 2.01. 2.01. 6.01. 6.01. 6.01.		-15.5 -14.3 -15.7 -21.4 -19.9 -17.4 -17.4 -17.4 -17.4	7.81 1.61 4.81 3.01 10.91 9.91 1.91	194
Serth Greifeweig Gettermunde		007.0 077.0 009.3	estant estant settent		34 5- 7 5- 7			, , ,	.» 		5.7 5.7 5.1	<u>.</u>	•		1951	12.8	8.81. 8.81. 2.91.	1983	-22.0	10.01	. 198
Bromen/Fin Seilou Beisenburg Luchen Sesnout, /Alts Mornity Nourossin Neutransente.	5 76 4 4 4 4 4 4 4 4 4 4 4 4 4 4 4 4 4 4	1002.5 1002.5 1002.1 1002.1 1002.2 1001.3 1001.3 1001.7	eeltig leight i leight i leight i uelteni uelteni	800. Y		7.4				.,	6.4 5.5 5.8 5.9 5.4 5.4 5.4		17 20 15 16 15		1944	12.1	2.01 7.01 8.01 8.01	1940	-22.8	7.01	. 197
	78 57 57 105 54	1003.5 1085.1 1004.4 1004.4 1005.1 1007.5	wolkig wolkig loient stark w loient wolkig	5 600, 5 600, 5			S. 4. 5. 4.			. S . S . S . S . S . S	6.7 7.4 6.8 7.7 7.8	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	14 24 25 15 15 15 14		1951 1953 1935 1935 1936 1936	12.9	6.01 2.01 2.01 2.01 2.01	1963	-10.8	4,01	. 198
Lards Lagen Nagessur g Pettiden Eert Lin-Jamp, Lindenkerg Hinnchnes Lucseidf, /fil	48 190 48 117 14	1004.0 1002.0 1002.4 1003.1 1001.2	leicht leicht leicht siars b Btorb b			1	4			.•	6.6 5.6 7.6 6.3 5.6				1949	14.3	1.01				. 197
Bachail Essen Ionior Auton 2.Lippapringe Gattingen Luinaraide	74 181 959 158 233 173 275	1005.5 1007.0 1008.4 1006.4 1006.4 1006.0	Listh b Stork b Bogon Bodechi Rogon Schouer	-						::	8.6 7.4 3.1 7.3 7.8 7.8 8.8		10107702	24 73	1947 1935 1958 1951 1951 1951 19547		7.01 7.01 7.01 9.01 4.01	1944	-20.0 -10.7 -24.1 -21.5 -10.6 -21.0 -21.0	1.01 1.01 1.01 1.01 10.01	. 197
brochan brochan Laipzie/Fik Vilanberg Vichels Brosdan/Fik Bohariugefir	1153 146 133 104 157 776 157	1005.1 1005.1 1005.1 1005.1 1005.1	in weth weitig stort @ neitig Regen ditig		Su 71 10 1 10 1 10 1			2 4 4			8.2 8.3 7.5 9.8 7.2 7.2 7.2 7.2		34487283	10	1981 1981 1937 1981 1981	7,3 14,0 14,5 14,1 14,1	4.01. 6.01 6.01 3.01	1949	-10.0	7.81	. 198 . 197 . 194 . 194 . 198
Seriii Aurburg Ibin-Sennif 11 Banderf B Martunerg Gluden Bas Mertfald Resperingen	234 419 435 132 555 195 275 453	1887.0 1887.0 1888.0 1889.1 1889.1 1889.1 1889.1 1889.1 1889.1 1889.1 1889.1 1889.1 1889.1	Ragan Ragan Ragan Schaudr Ragan Ragan Spruhra Spruhra	igen		10. 10. 10.					4.1 8.8 9.9 9.5 9.4 7.7 7.4 8.1		2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2	18	1881 1947 1947 1951 1962 1938 1949 1949	11,4 13,5 18,5 13,5 14,3 5,5 13,8 13,8 17,4 0,7	2.01 3.01 5.01 5.01 6.01 6.01 6.01 6.01	. 1948 . 1948 . 1948 . 1948 . 1963 . 1983 . 1983 . 1983 . 1989	-17.4 -20.5 -37.8 -14.1 -21.4 -22.2 -23.8	4.0	. 198 . 197 . 197 . 197 . 197 . 197 . 197 . 197 . 197 . 197
Comucio Eriuriffih Moundue a. M Gors-Louenit Pisuen Channits Fichielberg Einnueid	323 - 850 - 850 - 313 - 309 - 309 - 479 - 479 - 479 - 479 - 483 - 483	1884. 1886. 1886. 1886. 1885.	Lieight Regen Leicht Lieicht Lieicht Lieicht Lieicht	bau, bau, bau, bau, bau,	54 7 54 3 54 7 54 7			2			7.3 2.3 5.1 5.5 5.5			20 21	1947 1957 1951	12.3 11:3 12:1	*.* *:8: *:8:	, 1943 ; 1943 ; 1943 ; 1943 ; 1944 ; 1944	-21.0 -31:3 -38:4	•.• 1::: 1::	::::: ::::::::::::::::::::::::::::::::
lrier Beuselbach El.feideg./T Frankfurl/Fi Vielbruns/Ge Burgburg Bad Lislinge	273 443 • 493 • 113 • 493 • 293 • 293	1009. 1009. 1019. 1010. 1009.	Augen Leruhri Leruhri Saruhri Stark				7				8.5 7.2 7.8 7.9 8.8 7.9	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	12	10	1948 1951 1938 1879 1947	17.5	3.01	. 1948 . 1960 . 1948 . 1948 . 1948 . 1968	-14.3		
Cabury Barnerg Matdan/Gpf Herus	331 743 541 421	1005. 1007. 1047. 1010.	Spriner stork (Regen Regen	10							7,6 7,6 7,6 7,6 7,6				1947 1949 1947 1947 1951	17.1	2.01	. 1968	-20.4 -24.4 -24.7 -24.0	1.0	. 194
The Lay Shertwich/Ft Deinblat hartsruhe Stuttgart/Ft Onringen Waldanburg/ft Hurnburg/ft Regenburg Gräder Arber	390 85 141 141 141 141 141 141 141 141 141 14		I Regan I Regan 6 mgihig 8 Regan 2 Regan 2 Start I 9 Gedett 3 Start I 3 Start I 3 Start I 3 Start I	eu,				1			4.5 5.5 7.6 7.8 7.8 7.8 7.8 8.1 8 1.8	3 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·		48	1974 1951 1952 1934 1934 1934 1934 1934	11.2 12.4 11.0 17.5 13.0 13.0 13.1 13.1 17.2 17.2	5.01 5.01 5.01 5.01 5.01 4.01 5.01 5.01		-17.3 -18.1 -18.3 -20.0 -18.0 -23.1 -23.1 -23.1 -23.1 -23.1		
Freiburg Freudonsladt Liegeneth Sigtton Vin Augsburg Hunthen/Fin Passay	200 80 97 73 57 57 57 57 57 57	1017.	Stork (- Regen - Rejen - Bedeck - Belerk (Stork (Stork) Stork (Stork)	1 940, 940, 940, 940, 940, 940, 940,	55W 3 55W 3	3 11. 3 4. 4 4. 3 8. 4 10. 5 8.		3		.2	9.8 4.3 2.6 5.3 4.0 6.0 5.4 4.1 7.3		3	4 14 14	1954 1949 1947 1947 1947 1944 1947 1944 1954	18.8 17.5 13.4 17.6 13.5 14.0 15.2 13.7 13.5	3.01 1.01 9.01 6.01 6.01 6.01 6.01 5.01 5.01	. 1982 . 1960 . 1960 . 1986 . 1986 . 1986 . 1986 . 1988 . 1988	-14.8 -28.3 -23.1 -22.6 -74.4 -27.1 -27.5 -27.5 -27.5	5.0 7.0 7.0 7.0 7.0 7.0 7.0 7.0	1 . 194 1 . 194
feisbe,/Sche Lonslans Lempton Oberstdurf Zugspille Heneneldent Geru, -Gyrtin	296 296	1812:	- le xell 6 leicht 6 leicht • Regen • Schnee • leicht 3 weibig	1.11 60-1.							8.8 4.4 5.2 7.0 4.4 4.8	1 1 1 1 1 1	71	24 185	1944 1947 1962 1934 1961 1961	17.8	1,01 4.61 5.01 5.01 4.01	. 1989 . 1981 . 1988 . 1988 . 1989 . 1989 . 1988	-72. -14. -78. -79. -34. -23.	1.8	1.191 1.191 1.191 1.191

Abbildung 5.27:



Bereits seit Samstag wird das Wetter in Mitteleuropa von einer zyklonalen Westlage bestimmt. In 500 hPa ist die stark ausgeprägte atlantische Frontalzone mit Windgeschwindigkeiten von über 200 km/h sehr gut zu erkennen. In der Bodenkarte beherrscht ein umfangreiches Sturmtief den nordatlantisch-isländischen Raum. Dieses Tief war Ursache für das stürmische und regnerische Wetter, das am Mittwoch in ganz Deutschland herrschte. In Höhenlagen wurden mittlere Windgeschwindigkeiten von 20 bis 30 km/h gemessen (Brocken 79 km/h, Fichtelberg / 56 km/h, Feldberg/Schw. 63 km/h). Neben hohen Windgeschwindigkeiten wurden auch große Niederschlagsmengen registriert. So fielen in Niedersachsen 20 bis 30 km/h gemessen (Brocken 79 km/h, Fichtelberg / 56 km/h, Feldberg/Schw. 63 km/h). Neben hohen Windgeschwindigkeiten wurden auch große Niederschlagsgebiet, das diese ergiebigen Regenfälle brachte, war gekoppelt an das Frontensystem des bereits erwähnten Sturmtiefs. Von diesem Frontensystem ist auf dem Satellitenbid besonders markant der Scheitel der sich wellenden Kaltfront westlich der Bretagne zu erkennen. Besonders eindrucksvoll ist die Quellwolkenbildung über dem Atlantik. Ursache hierfür ist die Labilisierung durch herangeführte polare Lufinassen. Südlich der Alpen zeigt sich noch ein besonderes Phänomen. Im Bereich der Cirren kam es zur Ausbildung einer sog. Lee-Fahne, die durch das stabile Überströmen der Alpen von Nordwest nach Südost entstanden ist.

Abbildung 5.28:



Abbildung 5.29:

							Beutschien:	1			
Station	Ner Mene (m)	Luftdr ræd, H (hPa	. Waller H } .	71~6 1=/h	4		84. NITT. Verlag	(8rse C) Nin, Acca 2- 5c	1 VTB. 3 - Std.	48 Senn. 48 Mana 48 Ca	 Estrements der Lufttemperstur im der Betade von 1.01, 515 10.0 4411 Taga Batum Tein Octum
Heigeiand List a. Spli Senioreig Rist Arbena		005.9 005.9 018.0 018.0 018.5	istent Bon. Istent Bon. Satur Istent Bon. Ngihenigo	134 44 8 42 4 18 7 70 755 58	1.1 1.1 1.1					;	1053 10.0 2.01.1050 -4.7 10.0.1 1051 5.0 2.01.1050 -4.7 10.0.1 1547 11.7 2.01.1550 -14.7 10.1 1547 11.7 2.01.1550 -16.6 5.0.1 1551 10.7 2.01.1553 -17.0 10.01.1
Herdernay Branerheran Cuansuan Hannurg/Fin Luceth			isight bos. Isight bos. Isight bos. Isight bos. Isight bos.	50 20 050 30 050 74 050 18 050 78 050 78		3.5 4.4 2.6 1.6 0.2	9.0 0.1 11.0 9.0 0.7 8.0 10.7 8.3 0.7 7.8	1.8 5.0 5.5 5.4 5.7 5.8			$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$
Schwerin Warnsmunde Totarem Barth Greifemeig Unstarmunde	5	1008.7 998.3 999.3 997.6 997.6	coltonios coltonios coltonios ioight bor, coltonios coltonios	550 29 550 29 550 29 750 29 750 29 750 29		1.1	1:1 7.2	4.7 5.7 5.7 5.7		1 •	1984 12.4 8.81.1983 -12.4 4.81.1 1867 13.5 4.81.1983 -21.6 4.81.1 1981 12.8 8.81.1983 -23.7 10.01.1
Endun Bromen/Fih Soilau Beisenburg Luchen Sobhaus./At Nornity Huurugpin Heurugpin	11 70 44 14 14 14 14 14 14	1001.3 1002.6 1002.5 1002.1 1002.2 1001.3 1001.3	ieicht ben, weisig ieicht ben, ieicht ben, ieicht ben, weisenist weisenist weisenist	3W 31 USU 22 USU 16 USU 27 USU 16 USU 27 USU 18 SU 27 USU 18 SU 27 USU 18 USU 20	8.1 7.0 8.7 8.7 8.9 8.9 8.9 8.9 8.9	4,4 5,1 4,6 2,0 3,2 2,2 2,3 2,3	9.1 19.2 5.8 10.0 0.6 10.0 7.2 9.6 7.2 9.6 7.1	6.1 5.6 5.8 5.9 5.4 5.4 5.1	5 . 3 . 4 . 5 . 2 .	4 17 70 15 16 10 15	1000 1000 <td< td=""></td<>
Lingen Hunst: -Og/F Bandaruch Bad Seltufi Hangup/Fil Bitau	21 18 51 08 181 8 81 8 81 8 81 8 81 8 81 8 81 8		within the sector of the secto	Se 13 USU 27 USU 27 USU 27 USU 20 USU 13 USU 15 USU 15 USU 15 USU 15 USU 15 USU 15 USU 15 USU 15 USU 15 USU 27 USU	8,8 9,4 9,4 7,8 7,8 7,9 7,9 7,9 7,9 7,9 7,9 7,9 7,9 7,9	5.5 5.7 5.1 4.7 5.1 4.7 4.7 4.5 4.0 4.0 4.0	11.6 0.9 12.0 9.6 11.5 0.7 10.7 10.0 11.2 9.4 0.1 9.4 9.7 6.4 7.5 9.8	6.7 7.4 6.8 7.7 7.7 6.1 6.1 6.4 5.6 7.7	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	14 24 25 15 16 14 14	
Lindonkorg Manschnug Dussuidf./f Bechail Isnier Asts B.Liuwsprin Lossei Gailingen	10, 4 10, 4 10, 10 10,		Report Stork Bon. Stork Bon. Stork Bon. Stork Bon. Report Secont Secont Secont	W 18 WSW 18 WSW 18 WSW 17 WSW 17 WSW 17 WSW 13 WSW 13 WSW 13 WSW 13	8.6 7.4 8.7 8.8 7.8 7.8 7.8 7.8 7.4 8.0 8,3	5.4 4.6 6.9 6.6 2.6 1.4 5.1 5.2	7.3 6.0 12.5 11.4 12.5 10.4 12.5 10.4 12.5 10.4 12.5 10.4 12.5 10.4 11.7 0.4 11.7 0.4 11.7 0.4 11.7 0.4	4.3 5.8 4.0 7.4 3.1 7.3 7.6 7.8		4 24 10 10 7 7	1070 4.7 4.8 1000 - 10. 4.8 100 1071 4.7 4.8 1000 - 10. 4.8 100 1072 4.8 4.8 1000 - 10. 4.8 100 1073 4.8 4.8 1000 - 10. 4.8 100 1084 4.8 100 -10. 100 100 1084 11.2 4.8 1000 - 11.4 100
Leinefeide Brouninge Brotian Artorn Leipzig/fin Hillonberg Uschalz Gressen/fin Gaberlugs	384 614 115 16 13 18 19 15 15 17 18		I Schoumr I stark Dem. I woiken I woiken I stark Dem. I stark Dem. I stark I stark I stark I stark I stark I stark I stark I stark I stark I stark	v 14 vsu 17 vsu 76 vsu 78 vsu 14 vsu 14 vsu 11 v 10 uv 72 v 72 v 73	4.2 4.2 8.7 7.5 4.4 7.5 7.5 7.5 7.5 7.5 7.5 7.5 7.5 7.5 7.5	3.7 8.2 8.3 8.3 8.5 7 8.5 8.5 7 8.5 8.5 7 8.5 8.5 7 8.5 8.5 7 8.5 8.5 8.5 8.5 8.5 8.5 8.5 8.5 8.5 8.5	4.5 3.5 1.5 7.6 7.6 8.5 7.4 8.5 7.4	4.2 4.2 8.3 7.5 7.3 7.3 7.3	2	75 13 36 10 4 . 5 7	1829 19,5 18,81,1828 -28,8 3,81,1 1889 14,6 4,61,1993 -21,3 1,61,1 1813 14,6 4,61,1993 -21,3 1,61,1 1813 14,1 4,11 4,11 4,11 4,11 4,11 4,11 4,
Gorilitz Attion Nurburg Shin-Spanif Banger Banger Gladon Das Nursfel Natarbagah	23 47 47 13 13 14 13 14 13 14 13 14 13 14 13 14 14 15 14 15 15 15 15 15 15 15 15 15 15	1007.1 1008.2 1008.2 1008.2 1009.1 1008.3 1007.1 1007.1	Aqqan Aqqan Aqqan Aqqan Schavar Schavar Sqqan Aqqan Sqqan Sqqan Sqqan	50 38 50 17 6 15 6 15 7 15 7 15 7 15 7 15 7 15 7 15 7 15 7	8.1 6.8 9.0 10.1 5.8 9.7 9.7 4.8 6.7	5.6 6.7 8.2 6.6 8.5 8.5 8.4 8.1 4.3 5.5	4,1 7,2 6,0 7,2 6,0 10,7 8,0 6,6 5,6 7,7 7,2 7,7 6,5 2,5 1,7 9,1	4.1 8.1 9.0 9.9 5.9 9.4 7.2 7.4 8.1	4 . 7	3 12 5 13 14 5 15 5 15	
Schmuche Friuri/Fih Haunhush m. Gara-Loumni Pisuan Chommils Fichtelmarg Sinnuald	37 8. 85 172 31 29 47 171	3 1884. 7 1884. 9 1884. 9 1884. 1 1885. 9 1885. 9	- Regen E leicht ben Fagan E leicht ben S stark ben 4 leicht ben - Regen - Leicht ben	. wiw 25 usw 29 usw 32 usw 34 usw 76 . wiw 76 . wiw 54 . wiw 54	4.4 4.4 19.4 3.1	5.6 6.8 5.1 3.1 3.5	7,3 2,3 4,9 7,2 7,2 4,4 -9,4 1,8	7.3 2.3 6.6 5.1 6.4 5.5 -0.5	1.0	3 14 20 4.3 5 45 5 20	1967 12.2 6.01.1063 -21.0 6.01.1 1827 17:3 8.81:1863 -27:3 1.6(1;) 1881 18:4 8.81:1865 -28:5 1.6(1;)
Trior Boussibash fransfutif Vistorunaf Bod Lissing Cobury Rampers Hartorunaf	77 48 78 80 116 11 20 41 20 21 20 21 20 21	3 1009. 3 1009. 3 1009. 3 1009. 3 1009. 4 1008. 3 1009. 3 1009. 4 1007.	8 Augun 3 Augun - Spruhrageh 4 stark ben, 0 Spruhrageh 4 stark ben, 3 Augun 8 stark ben, 7 Augun	50 30 150 20 150 20 50 29 50 29 50 29 50 10 50 20 50 20 50 50 50 50 50 50 50 50 50 5	10.10 10.10 10.11 10.11 10.11 10.11	8.4 8.8 7.8 7.0 7.4 7.4 7.4 7.4 7.4 7.5 8 8 7		1.2 1.2 7.8 7.8 6.4 7.8 6.4 7.8			
Berut Thelay SaciBrugh/i Uninbist Laris/une Mannhaim Siutigeni/i Gnringen Upidongurg Hurnberg/f Zogenaburg Green Are	34 39 39 39 39 39 39 30 30 40 41 41 41 41 41 41 41 41 41 41 41 41 41	7 1810. 8 1811. 0 1812. 7 1818. 7 1818. 8 1811. 8 1811. 8 1813. 9 1813. 9 1813. 9 1813. 9 1813. 9 1813. 9 1813. 9 1813. 9 1814. 9 1	- negen 8 Jegen 1 Regen 6 meikig 8 Regen 2 Regen 2 stark tom, 2 stark tom, 3 stark tom, 3 stark tom, 3 stark tom,	50 44 50 31 50 37 50 50 50	6.3 6.9 7.6 4.9 10.4 11.1 10.6 8.8 8.8 10.8 1.5	7.8 7.7 7.1 6.7 7.1 5.4 4.5 4.5 4.7		6.5 6.7 6.5 8.6 7.3 6.8 7.3 6.8 7.3 6.8 7.3 6.8 7.3 6.8 7.3 6.9 7.3 8.1 7.1	5	1 25 16 2 4 1 13 3 2 57 49	
Freiburg Freudenstan Stellen Uts Augsburg Bunchan/Fil Bunchan/Fil Bunchan/Fil	30 81 80 97 97 97 97 97 97 97 97 97 97 97 97 97	1017. 11 12 13 1013. 1014. 1014. 1013. 1013. 1014. 1014.	D stark pam. - Majun - Majuhig 7 bedeckt 4 stark ban. 3 stark ban. 3 stark ban. 4 stark ban.	534 23 454 31 454 32 454 32 544 34 544 33 454 33 454 33 54 13 54 13 54 13	11.4 5.6 4.6 8.1 9.4 18.3 9.5 6.6	4.5 3.8 3.8 4.5 5.7 5.8 5.8		¥.8 4.3 2.6 8.3 4.0 8.0 8.0 8.0 8.0 8.1 4.1 2.3		33 4 5 4 5 5 7 7 7 8	
feiste,/ici Renting Renting Dearstourf Lugueitze Herenerise Germ,-byrt Rentingeise		17 18 1817. 19 1818. 19 19 19 19 19 19 19 19	- in Welson D leight ben D leight ben - Rogan - Schnoafsli - Joicht ben 2 welbig - Augen	150 63 - 50 13 - 350 13 - 350 13 - 50 44 - 50 55 - 50 55 - 50 57	8.8 8.7 8.8 4.0 4.4 7.4 7.4 7.4 7.4	*.3 *.3 *.4 *.5 *.5 *.5		8,6 4,6 5,7 7,8 -4,4 4,6 1,9 8,0	3 5 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7	25 24 8 72 8 11 185 6 40	

w a t t a r a a l a u n g a n - van Dannerstag, dam -3, Januar 1991 86 UFC

Abbildung 5.30:

Wettermeidungen von Mitiwoch, dem 6. Februar 1991 06 UTC	
Deviventiand	

itation	Bar	Lutter,	Wetter	Wie			Temp	eratu	non (Gr	ed C)		Sonne	AR.	Schne	ю	Extrem	werte der L	uhlemp	eratud
	háhu (m)	red.HN (hPa).		<u>`</u> 1	um/h		Tau-	Max V	Million Delho	2 m	S cm	Von. Sid.	24h	hóhe cm	544	n der D Trmas	ekade vom Datum	1.02. bis Trimin	10.02 Datum
leigoland ut / Svit	20	1038.5	wolkenics leicht bew	Ű.	88	-4.0	+10.7	1.6	0.5	-4.4		14	00	Re	1953	10 7	8 02,1990	-10.0	1 02 195
Lehiernig	46	1039.4	Schn.Sterne	Ě	26	-34	-10.1	0.0	-0.3	-7.4	-	0.2	0.2	ñ.	1947	12.5	8.02 1990	-17.2	2 02 195
ukona	41	1040 2	stark berr.	Ē	54	.37		. 15		-6.4		<u>ð7</u>	09	<u> </u>	1951	12.0	8 02 1990	18 9	1 02 195
torderney Sremeritaven	11	1036.5	wolkenios	ËNE	24	-10.1	-12.7	17	-0.5	-10.1	-10	1.5	88	EI EI	1947	12.5	8.02 1990	-14 3	1 02 195
iushavan famburo/Fluch	12	1037.8	Second berr.	ENE	50	-8.0	-12.1	1.0	-09	-84	-10	0.9	83	FI FI	1946	12.8	8.02,1990	-12 9	8 02 194 10 02 194
inhech Mechaden	15	1038.5	lescht bew.	ŇE E	13	-11.9	-15.2	1.2	34	-12.7	-16	06	2	5	1890	15 8	10 02 1899	- 77 2	4 02 191
Cimeran .	- 68 10	1038.7	bedecki	Ĕ	18	-11.9	-15.6	- 15		-13.7	-16	1.2	ź	2.	1947	14.5	8.02.1990	-147	1 02 195
elerow	50	1038 7	Inichi have					-0.4			- 16		•		1947	127	8.02.1990	-20.6	1 07 195
Je origonaliti Les hasta jutale	÷	1038.4	bedeckt.	È,	- 1 0	-6.2	-11.2	0.5		-13.0	-21	1,9	2	. 7	1951	ii i	8.02.1990	231	9 02 198
mden	12	1036.1	wolkenios	Ę	33	-4.7	-14.5	1.0	-1.6	-9.7	-11	21	0.0	F I	1947	13.0	8.02 1990	16.9	5 02 196
liemen/Tiugh. Ioliau	78	1036.6	Schneelall	ËNE	13	-13.0	-11.5	0.8	-1.1	-11.5	-12	0.5	0.2	2	1891 1948	16.7	8 02, 1990	-20-2	8 02 195
loizeniturg ,uchow	, 18 18	1037.3	stark bew.	ENE	13	-13.5	-18.1	-2.0	-5.3	-13.5	-15		2		1951	15.2	8.02,1990	-19.8 -21.9	1.02 1956
ieehavsen/Altm. Aarnez	23 87	1037.7	stark bew. wolkig	NE	22	-12.1	-17.2	-2.8		-14 4	-15	•	0.7	2	1951	14.3	8.02.1990	.21.8	1 02 1956
Neuruppin Neuruppin	39	1037.4	stark hew.	NE	18	-13.7	-16.9	-34		-13.7	-14	•	0.Ū	Ž				•••••	
Ingermunde	55	1037.6	starit baw.	ENE	38	-12.4	-150	-13		-13 Z	-14	0.2	03		1951	15.3	8 02,1990	-25.7	9 02 195
unst-Osn/Flugh.	20	1033.2	leicht bew,	NE	28	-10.8	-16.3	1.2	2.0	•10.9 •8,1	-12	2.) 4.3	0.0	Ē	1951	14.3	6.02.1992	-18.6	2.02.1956
7snabrück Sed Selculien	100	1033.6	Sciweeleli	ENE	17	+12.4	-16.9 -15.5	-0.1 -0.9	4.5	-12.4 -13.0	-13 -16	4.0	0.1	5	1953 1935	15 J 15 J	8.02.1990	-19 4	2 02 1950
lannovor/Flugh. Baunschweig	54	1035.7	Schroeiali stark bew.	Ē	24	-13.1	-15.1	-21	-4.4	-13.1	-14	1.0	0.9	5	1936	15 8	8.02 1990	-21.5	1 02 1950
Sardelagen Aandelagen	44	1035.9	starit bew, Schn.Sterne	ENE	- 14 14	-130	-17.0	37		-13,4	-14		0.3	Ž	1947	15.6	8.02.1990	23.1	8 02 195
Orsdam	100	1035.8	Schneelall	Êe	22	-13.3	-16.0	-1.9		13.6	-16		0.2	ż	1893	174	10.02.1899	200	10 02 1921
Indenberg	112	1036.1	bedecid	ENE	н	-14 2	-15.4	-34	-4.7	14 9	- 17	1.0	07	2	1951	15.9	8.02.1990	-25.6	9 02 195
Jusseideri/Flugh.	44	1029.7	wolkenios	NE	14	-1 <u>7,1</u> -7,4	-11,2	-4 7	-0.4	•13.0 •7.4	-14	7.2	0.0	1	1970	157	8.02 1990	-15.4	9 02 1986
locholl sten	24 161	1031.7	Schri Gries.	Ē	22	-0.4	-12.7	2.0	-1.1	-14	-10	6.3	0.2	FI FI	1947	149	8 02 1990	-17 6	2 07 1956
Lahier Aslen	859	1011	wolkug	Ë	31	+18.2	-20.3	قة	-47	-18.2	-22	4.4	07	- ii	1955	10.0	8.02,1989	26.0	1.02 1954
(insteal	255	1032.6	Schoolal	ENE	iş	-13.7	-18.0	-15	-44	117	-15	4.4	0.2	ġ	1951	13.7	8.02 1990	20.4	1 02 1950
emelekte	356	1033.3	wolkig	ENE	32	-16.3	-20.1	-2.9	-4.1	-16.3	-12	4.1	0.7	3	1957	13.2	8.02.1990	-20.9	9.02 1900
Staurninge Staurninge	1153	1034.Z	in Wolken	ÉNE	36	-22.4	-23.5	-11.6	-4.7	-19.0	÷,	4.4	22	100	1936	13.6	2.02.1955	-25.6 -78.4	1 02 1956
utern .expand/Flugh.	166 133	1033.7	Schneelall	ENE	32	-15.1	-17.7	-3.8 -5.3		-15.3	-15	19.2 1.6	00	· 1	1954	14.7	8 02,1990	-22.6	2 02 1956
Witenberg ⁻ Dischetz	106	1035.5	Schweelall wolkie	ENE	18	-13.9	-18.3	-4.8		-15.0	-16	0.8	0.1 0.0	2	1951	17.1	8.62.1990	-24.8	2.02.1956
Dresden/Flugh.	226	1034.3	Eisnadeln	ENE	11	-16.9	-21.7	-6.6		-16.9	-18	0,4	0.0	Ĩ	1917	16.7	8.02.1990	-27.0	9 02.1956
Contrus	69	1034 5	pullow	ENE	1	-14.3	-18.6	-55			-		0.1		1951	18.1	8.02 1990	27.6	9 02 1956
hechen	205	1020.0	start bew.	ENE	13	-7.5	19.5	-0.2	2.1	7.5	-11	5.7	0.6	3	1891	20.4	10.02.1899	-20.2	7 02.1895
Núrburg Kéin-Bonn/Flugh,	629 99	1028.6	laicht baw, laicht baw,	ÊNE	15	-14,0	-16.7	-3,3	-5.7	-14,1	-16 -17	6.8 6.9	1	1	1947	11.7	2.02.1957	-22.8	1 02 1950
Sendori Sad Marienberg	132 555	1028.6	leicht bew.	ENE	13	- 10-0	-13.2	2.5	-1.9	+10.0	+12	7.3	0.3	ĩ	1951	16.3	8.02.1990	-20.6	2 02 1954
Sieflen Lud Hersleid	195	1031.0	Schneelall leicht bew	ENE	15	-12.8	-15.6	-0.3	-3.6	-12.6	-13	5.7	0.0	Ø	1939	14 7	6.02.1966	-20.2	1 02.1954
Hasserhuppe	825		stark bew.	ENE	- 24	-20.4	-21.2	-8.0	+11.9	-20.4	-21	3.6	0.1	1	1936	12.0	6.02.1990	26.3	1.02.1956
Schmucke	842	100110	leacht bew.	ENE	25	-21.4	-23.0	-10.6		-21.6	-72		2	зś					
Neuhaus e.R.	850	1033.3	Şchreeleil	NE	14	20.9	22.0	-10.1		-20.9	-22	۰.	u 1	7	1956	14.5	8.02,1990	-20.0	9.02.1984
Gera-Leumnitz Mauen	312	1033.3	Eisnadeln wolkenios	ENE	- 18	-17,4 -18,5	-20.5	-7.8		-17,4 -18,7	-18	0.2	0.4	-	1952 1951	15.0	8.02.1990	-23.4	9 02, 1956
Aue Chemnilz	397	1033.1	wolkig	SNE ENE	,	-19.5	-26.1	-7.3		-20.6	-23		0.4	3	1951	15.7	6.02 1996	-28.4	10.02.1944
ichtelberg	1215		leicht bew,	Ĕ.	-47	32.7	25.5			23.7	-24	:	0.0	် 3 နို	1951	10.7	6.02.1990	-30.4	9.02,1954
lier	273	1025.8	leicht bew.	ENE	17	-9.5	+14.1	4.6	-3.5	-0.6	-11	4.7	0.7		1948	16.7	2.02.1957	-19.3	2.02.1956
Deuselbach KJ. Feidba /Ts	483	1025.4	Schnoolall Schnoolall	NNE NE	17	-11.3	-12.7	-2.5	-4.8	-11.7	-13 -18	5.9 5.5	04	3	1951	14.5	2.02.1957	-21.7	1 02 1954
Franklur Vf lugh.	113	1028.3 1027.8	stark how	NNE	32	-10.7	-14.7	0.2	-2.5	-10.8	-11	6.3 3.4	0 4		1870	16.3	10.02.1899	-19.6	1 02.1950
Nurzburg Red Kinsungen	272	1028.3	leicht bew.	ENE	22	-13.4	-15.5	- 34	- 51	-13.4	-15	2.4	0.0	Ŕ	1947	17.8	2.02.1957	-24.9	10 07 1954
Coburg	337	1030.8	wolkenice	ENE	1	15.4	-19.0	-3.8	40	-15.4	-17	2.		Re	1947	14.5	6.02.1990	- 24.4	10 02.195
Hol Hol	566	1032.3	wolkenics	NNE	ំហ្វឺ	19.6	-21.4	-4.0	-10.1	19.6	-22	0.3	0.4	1	1947	12.6	8.02.1957	-27.0	10.02.195
Berus	367	1025.1	wolkenice	NE	- 28	10.4	-14.3	-30	4.5	-18.5 -10.4	-18	4.6	0.0		1947	13.2	2.02.1990	-32.6	2 02 1954
Tholey September (Flore	394	1025.8	wolkenies	NE	24	-10.8	-14.8	-14	-1.9	-11.0	-12	4.3	0.2	n	1878	135	6.02.1990	-14.9	9 02.19M
Weinbert	557	1026.8	leicht bew.	ENE	ĩ	-12.5	-14.0	-4.0	44	-12.5	-15	13	1	3	1853	16.8	2.02.1957	21.2	1.02.195
Mennheim	100	1026.6	leicht bew.	NNE	- 16	-1.0	-13.4	0.2	-2.9	-	-16	6.j	0.0	<u>.</u> .	1936	19.0	2.02.1957	21.0	2 02 195
olungarv7 lugit. Olungen	419	1025.0	Schneelall leicht bew.	ENE	- 17	-11.9	-13.8	-1.7	-36	-11.9 -12.2	-13	6,3 , 1,2	0.8 0.0	Å	1900	18.2 18.7	2.02.1957 2.02.1957	-25.6 -25.8	2.02 1956
Neiflenburg/Bay. Nümberg/Elugit.	-124 312	1027.2	bedecki Schneeleil	ENE	- ii	-14.0	-16.2	4.5	4.1	-14.2 -14.3	-16	1.2	0.0	5	1936	16.4	2.02,1957	-29.5	10.02 1954
Regeneture Großer Arber	371	1028.4	leicht bew.	NE		-15.4	-17.2	-31	.11	-15.4	-17	1.1	0.2	1	1936	14.5	8.02,1990	-25.8	10.02.1954
Freeburg	200	1022.8	Schneelall	-M		7.4	8.3	-1.0	-44	.74	-	3.1	02	ñ	1950	19.1	2.02.1957	-21.6	10 02 1956
Kippeneck	801 975	:	stark bevr.	Ē	20	-13.2	-14.3	-9.0	10.6	-13.2 -14 6	-13	0.1	0.9	13	1949 1947	14.8 14.5	2.02.1957 2.02.1957	-27.4	10 02 1954
Slóttett Ulim	737	1027.1	Schneelall webin	E NNE	22	-15.6	-16.3	-7.5	9.2	-15.6	-17	1.1	05	1	1947	14 2	2.02.1957	28.4	10 02 1954
Augsburg	103	1026.0	wolkenies	NE	ij	-13.7	-14	-52	1.7	-14.5		ŏ.7	05	ž	1947	11	2 02.1957	26.1	10 07 1950
Muhidort/inn	410	1027.1	voltenios	Ě	20	-15.5	-105	5.4	- 13	-11.1	-17	:		_3	1953	18,1 16,9	8 02.1990 8 02.1990	-29.5	10 02 1956
Feithern/Series	1497	1028.3	Schennini	E	7	.14.5	+19.1	-3.9	- 8.0	-14 5	-16	01	0.0	18	1948	14 6	8 02 1990	-23.1	10 02 1954
Konstanz	447	1022.6	Schneelail	N	iá	-10	-117	-10	-3.8		-10	03	0.1	1	1947	15.1	8.02 1990	-22.0	10 02 1956
Oberstani .	812	iner i	Schneelall	N	4	12.2	-137	-6.6	1.7	-12.5	-14	07	-3		1932	16.6	2 02 1957 7 02 1972	-27 8 -32 0	2 02 1956
Zugspille Hohengevilenberg	2962 964	:	lencht bew. Schneelell	WSW NE	្រុង	-27 0	-20.9	-219	-24 2	-27 3 -15 F	-18	2.2	00	145	1901	42	6 02 1990	-310	8 02 1904
				-	-														

Abbildung 5.31:



Typisch winterliche Witterung stellt sich in dieser Jahreszeit in Mitteleuropa bei der Großwetterlage 'Hoch über Fennoskandien' ein. Bei dieser auch als Ostlage bezeichneten Situation gelangt kalte bis sehr kalte Festlandsluft aus östlichen Richtungen nach Deutschland. Sie prägt unsere winterlichen Impressionen, die noch lange in der Erinnerung bleiben. Die derzeitige Ostlage dauert seit nunmehr sechs Tagen an. Es ist schon bemerkenswert, daß sie sich in den vergangenen drei Jahren zwischen November und März überhaupt nicht einstellte. Zuletzt bescherte uns diese Wetterlage 1987 (10.1. bis 17.1. und 3.3. bis 14.3.), 1986 (4.2. bis 17.2.) und 1985 (15.11. bis 23.11.) winterliche Witterungsperioden.

23.11.) winterliche Witterungsperioden. Mit großer Regelmäßigkeit driften auf der Südflanke der skandinavischen Antizyklone in der Höhe Tiefdruckgebiete über Öst- und Mitteleuropa hinweg westwärts. In ihrem Bereich ist die Atmosphäre sehr, bisweilen extrem kalt. So liegen die Temperaturen im 500-hPa-Niveau (5300 m über NN) im Bereich des Tiefzentrums über dem südlichen Mitteleuropa bei -44°C. Dabei war es, abgesehen von der Zugspitze mit -37,3°C, auf den Gipfeln der Mittelgebirge am kältesten. So meldeten beispielsweise der Fichtelberg -23,7°C als Minimum und der Brocken -23,0°C. Aber auch auf der von warmem Wasser umgebenen Insel Helgoland wurden -6,4°C gemessen. Im Westen Deutschlands stiegen die Höchstwerte der Temperatur etwas über O°C an, im Osten dagegen und auf den Bergen herrschte Dauerfrost. In Deutschlands östlichster Wetterstation, in Görlitz, stieg das Thermometer nur auf -8°C. In der meist ost- bis nordöstlichen Strömung traten vor allem im Stau der Mittelgebirge verbreitet leichte Schneefälle auf. Die Neuschneehöhen lagen aber allgemein nur unter 1 cm.

Abbildung 5.32:



Abbildung 5.33:



Abbildung 5.34:

								•••••	Dend											· · · · · ·
	ntion .	Bar,- hoho	Luttair. real.NN (tuPa)	Watter	Win	el anyh	1.uk 2.m	Terra Terra pursi	Max	un für Maşal Maşa		iacht 5 cm	Sanna Vari, Sid	74h 24h	Schne hóhe cm	i i Ni. Nee	Estrum der D Troas	evente der L evade verm Deturm	ufflompi 1.03. bes Tenen	10.03. Datum
	ngound a Lott	23	967.9	leating there,	ESE	44 33	27	. 27	13	12	13	3	:	0.5 0.7		1953 1931	10.5	6.03.1968	-15.0	1.03.194
	hinning	48	1001.5	levent berre,	5	22	21	12	53	4.9	21	1		0.0		1947	14.4	2.03.1959	-17.5	18.03.194
		. 12	1006.9	ferchi bev	1_	<u> </u>	13	<u>-ī i</u>	29		12	1	10			1951	. 14 1	10 03 1961	-12.8	4.03.197
	emeriaveli	35 31	996.7	wolkup Jantitt bew.	E .	16	52	20	11.4	1.0	44	3	6.3	0.0		1949	125	6.03.1949	-14.6	1.03.19
	anaven Finak	12	996.3 1000.0	leacht bear,	ËSE	30	17	21	7.5	8.3 7.4	3.7	2		0.6		1946	16.4	6.02.1989	+13.3 +14.3	10.01.194
	beck	15	1001.8	Southt barn.	Į.	ii.	1.5	0.9	9.7	8.4	14	-1	0.3	•		1890	18.5	10.03,1981	+15.6 +17.8	6.00.197 5.01.191
	-	ĕ	1002.6	leading here.	Èse	ž	26	-0.4	- 14		21	_ i	<u>.</u>			1947	- <u>193</u>	10.03.1961	-16.8	6.01.197
	intemunde lefow	50	1004.1	leatht bew.	ESE	22	1,4	0.1	- 65		13	ő	-15	:		1947	17.1	10.03.1961	30.5	3.01 19
	vite estremisi	- 7	1004.7 1005.4	leicht bewr. wolkenies	Ese .	끎	-13	-12	- 14		님	:	4.5	:		1967	17.8	10.03.1977	-18.5	4.61.197
	ictermünde	- 7	1006.8	leight bent	<u> </u>	18	1.7	-1.4			1.7		<u>X</u> .	01		1991	17.9	10.03.1981	-17.4	1.00.190
	emer/Flugh	3	997.6	loicht ben.	Èse	18	- 11	- 27	10.4	1.5	-44	ş		0.4		1801	14.2	6.03.1920	-18.7	4.03.194
	nsevjenuči Netel	- 4	999.4	plark beer.	Ē	25	27	-02	14		25	ź				1951	19.4	10.03.1961	-15.4	2.03.19
	ichow inhauspan/Alimi,	쎪	1001.3	lexcht bew.	Ē	25	23	1.0	- 14		23	1	0.5	:		1929	146.7	10.01.1961	-20.0	4,04,196
		17	1003.0	leacht bew.	Ł	18	1.0	-0.4			- 14	-1	5.6	:		1851	18.2	10.02.1961	-18,7	1,02,194
	wardenburg		1005.1	wolkenice	Ē.	25	0.9	-4.8	7.9		0.9	-1	4.9	•		1951	18.4	10.03 1961	-20.8	8.03.190
	ngen	26	\$94.7	Jacht bew.	- C		4.1	3.1	15.8	11.0	6.1	4	0.1			1951	18.2	2.03, 1977	-12.7	6.03, 197
	únat-Onn./Flugh. Inaibrúch	52 97	994.S 995.2	wolkig lextM beve.	Ē.	1	- 4.5 6.9	3.0	15.0	12.0	8.5 6.9	5	0.4	0.1		1953	18.5	6.03.1969	-13.8	6.03,197
	d Seizufien	100	995.7	levent bew.	ERE	0 15	7.9	27	14.2	11.3	33	- 5	:	0.1		1835 1938	20.0	9.03.1961 6.03.1960	-15.2 -18.3	4,03,197
	aunatiweg		994.5	Start Deve.	Ëse	4	15	2.4	10.3	7.5	23	1	÷	0.0		1801	14.1	10.03.1961	-15.3	8.01 IN
	ağdaburg	- 2	1000.4	feacing here.	£	14	42	27	121		- 11	1	<u>a.</u> ê	:		1947	19.3	10.03.1961	-17.6	201 19
Andersong 112 102.0 Local barrow 5 10<	entre-Temp.	- 59	1002.8	lastint baw.	E.	17	24	0.9	10.5	5.3	2.7	- 1	5.2	:		1948	18.0	10.03.1961	-14.4	4.03.19
Damagending Ld Sold Low Ld Sold <	anschnow	112	1004.0	lestiti bew.	E	58 14	1,3	-0.7	9.7		1.3	-1	7.2 X			1951	18.4	10.03, 1975	+17.0	B.GJ. 194
There Alt State Test Test <thtest< th=""> Test Test <th< td=""><td>us seider!/Fiugh.</td><td>44</td><td>\$93.0</td><td>lostht bow.</td><td>Ëse</td><td>.5</td><td>10.3</td><td>4.7</td><td>15.7</td><td>13.0</td><td></td><td>÷</td><td>11</td><td>2.2</td><td></td><td>1970</td><td>18.5</td><td>6.01.1940</td><td>-14.1</td><td>4.63,19</td></th<></thtest<>	us seider!/Fiugh.	44	\$93.0	lostht bow.	Ëse	.5	10.3	4.7	15.7	13.0		÷	11	2.2		1970	18.5	6.01.1940	-14.1	4.63,19
Amery Amery and a start	ochok Isen	161	993.5	wome	ŝę	- 11	- 9.4	4.0	15.6	12.9	- 6.4	ž	1.5	0.0		1935	10.0	9.03.1961	-11.1	6.01.197
Carbon Classifier Classifier<	shier Asten M Luceschnos	859 358	996.3	weekse	SE HNW	24	- 3.5	2.6	10.8 12.9	10.0	捞	3	1.4	:	•	1955	20.0	9.03,1981 9.03,1961	-11.5	6.01.197
Distribution Disk Disk <thdisk< th=""> Disk Disk</thdisk<>	Astel	- 222	907.5	lentite bern.	ENE	2	3.5	19	14.8	1.4	4.6	1	1.9	аó		1951 1947	19.7	9.63,1981	-15.6	4.03.19
Non- North Mark Pic 43 2.6 2.3 0.3 0.5 1.5 0.5 <th0.5< th=""> <</th0.5<>	unelaide	356		Secont Derv.	Ē	11	14	ä	11.7		1	Ŏ	1.6		R.	1857	19.6	9.03.1961	-18.0	4.60.19
Attern Total Total <t< td=""><td>locken</td><td>1153</td><td></td><td>wolking</td><td>8</td><td>4</td><td>9.6</td><td>-34</td><td>10.5</td><td></td><td>5.0</td><td>1</td><td>30</td><td>0.0</td><td>57</td><td>1951</td><td>17.5</td><td>9.03.1981</td><td>-18.8</td><td>3.03.19</td></t<>	locken	1153		wolking	8	4	9.6	-34	10.5		5.0	1	30	0.0	57	1951	17.5	9.03.1981	-18.8	3.03.19
Namesharg 108 1001.4 Jack 1 2.4 0.2 1.3 1.3.6 1851 18.8 10.0.1189 17.9 1.3.6 Valuary roys 235 1001.4 seath Jack 23 1.7.7 2.1.0 2.3 1.7.7 1.7.0 1.0 1.0.1	nen Neze/Fluch.	166	999.6	lestit ben. lestit ben.	E	- 14	3.1	- 63	12.6		2.8	1	2.2	:		1954	19.7	10.03.1961		9.03,19
Summary Logs. 228 129 3.6 2.6 1.7 5 5.6 997 11.7 0.01181 0.01182 <th0.01182< th=""> 0.01182 <th0.0118< td=""><td>when berg</td><td>106</td><td>1001.4</td><td>lextit bew.</td><td>ENE</td><td>14</td><td>2.4</td><td>1.2</td><td>11.3</td><td></td><td>1.9</td><td>- 1</td><td>3.6</td><td>:</td><td></td><td>1951</td><td>18.8</td><td>10.03.1961</td><td>-17.9</td><td>8.03.19</td></th0.0118<></th0.01182<>	when berg	106	1001.4	lextit bew.	ENE	14	2.4	1.2	11.3		1.9	- 1	3.6	:		1951	18.8	10.03.1961	-17.9	8.03.19
Combustion Set 1 1	resden/Flugh.	221	1001.6	stark bew.	ŝse	- 29	5.6	2.6	8.5		\$7	Š	- 5.8	-		1917	18.7	8.03.1920	-17.8	1.03.19
Carley 724 1094.0 Section 11 10 <th10< th=""> <th10< th=""> <th10< th=""></th10<></th10<></th10<>	olibus		1003.8	leicht bew.	Ē.	- 11	1.5	41	11.7		14	ĕ	- 23	:		1951	19.7	10.03.1975	-20.i	4.60.19
Arrway Gen PHLE Late Later Fig. Interlight Fig.	oring Activat	724	991.2	leacht bew.	SC.	. 11	10.2	4.0	16.0	14.1	10.0		1.3	0.0		1891	20.2	4.03 19/5	-11.9	7.01.18
Description Description <thdescription< th=""> <thdescription< th=""></thdescription<></thdescription<>	urburg	629	994.8	stork bow,	ESE	17	4.6	2.9	10.1		4.4	4	1.7	0.0 0.7		1947	17.7	9.03.1948	-14.4	6.03.19
Ball Marchard Ball Part of All Street Lines Difference Difference <td>enderl</td> <td>132</td> <td>995.j</td> <td>stark bew.</td> <td>ESE .</td> <td>3</td> <td>7.4</td> <td>29</td> <td>12.0</td> <td>9.9</td> <td>- ü</td> <td>- 4</td> <td>0.1</td> <td>Ē</td> <td></td> <td>1951</td> <td>19.4</td> <td>9 01 1977</td> <td>-11.8</td> <td>6.03.19</td>	enderl	132	995.j	stark bew.	ESE .	3	7.4	29	12.0	9.9	- ü	- 4	0.1	Ē		1951	19.4	9 01 1977	-11.8	6.03.19
Mail Hearthop 223 987.3 Gently Born No 3 2.3 1.4 7.4 2.3 1.4 7.4 2.3 1.4 1.5 2.3 1.5	ad Manenberg	195	997.4	leicht bew.	NNE	1	3.6	2.9	13.3	- 65	1	ź	1.2	0.0		1938	18.5	9.03.1961	-14.8	3.03.19
Mannagen 433 SPEL Wenth Bow SE 7 3.2 0.8 1.2 2.8 -1 4.0 .30 Churyffugh 320 SPEL Wenth Bow 2.6 0.6 1.6.1 1.1 2.2 3.0 1 1964 1.8.2 0.0.11977 20.2 2.0 Churyffugh 320 998.2 Wenth Bow SEE 1.4 2.2 2.4 1.1 1.1 2.2 3.3 1.1 1982 1.8.2 0.0.11977 20.2 2.4 4.1 2.1 2.3 3.4 2.4 3.4 2.4 3.4 2.4 3.4 2.4 3.4 2.4 3.4 2.4 3.4	ad Hersield Asserbunce	225	997.9	levent bevr. bereht bevr.	N SSE	24	25	1.3	12.1	7.8	2.3	-1	3.6	:	8.	1949	19,3	9.03.1961 9.03.1961	-13.4 -17.1	3.03.19
Champing 133 Construct AL	anngen	453	999.3	weiting	SE.	7	32	0.0	12.		2.8	-1	4.4	•	30					
Standard All Standard	nurvFlugh.	323	999.2	letth bev.	sul		23	0.0	14.0		11	- 2	ំរុំ	:		1958	18.2	9.03.1977	-20.2	5.03.19
Phasem See See Phasem See S	era-Leuminiz	312	1000.7	lanciti berw.	3se	- 14	2.2	4	12.0		1.0	ė	3.7	:	**	1952	18.9	10.03.1961	-20.4	4.03.19
Chammerg Lis 1000-2 Image bases EE 28 4.2 1.4 10.7 3.8 3 4.6 1991 18.6 8.03.1991 17.8 8.03 4.0 1991 18.6 8.03.1991 17.8 8.03 4.0 1991 18.6 8.03.1991 17.8 8.03 4.0 18.0 <td>laven</td> <td>385</td> <td>999.0</td> <td>lacht bew.</td> <td>SW SSE</td> <td>11</td> <td>11</td> <td>0.4</td> <td>8.7 13.4</td> <td></td> <td>3.4</td> <td>3</td> <td>- 12</td> <td>:</td> <td></td> <td>1951</td> <td>29.6</td> <td>9.03.1961</td> <td>-22.4</td> <td>5.00.19</td>	laven	385	999.0	lacht bew.	SW SSE	11	11	0.4	8.7 13.4		3.4	3	- 12	:		1951	29.6	9.03.1961	-22.4	5.00.19
Consump 162 Total Fig. Total Fig. Total Consump Consump 273 913 913 123 913	hemitz	41	1000.2	lescht bew.	SE.	- 38	- 12	1	10,7		3.9	į	4.6		- 14	1951	18.6	9.03.1961	-17.8	8.03.19
True 273 993.3 weaking PME 11 7.3 2.4 13.5 10.6 7.5 7 0.7 0.1 (10.40) 86.4 10.03 10.6 11.5 0.6 0.7 0.5 0.6 0.7 0.5 0.6 0.7 0.5 0.6	innueld .	6462		Nebei	ŝŝĔ	50	0.2	0,	01		0.2	<u> </u>			Ře				-40.8	
Diff Diff <thdiff< th=""> Diff Diff <thd< td=""><td>Ner Invisiberti</td><td>273</td><td>993.3</td><td>wolling lostly have</td><td>NHE E</td><td>11</td><td>7.5</td><td>3.4</td><td>13.5</td><td>10.0</td><td>7.5</td><td>1</td><td>0.7 0.7</td><td>0.1 0.5</td><td>Re</td><td>1948</td><td>18.4 17.4</td><td>10.03.1944</td><td>-12.9 -13.4</td><td>8.63.18 6.63.18</td></thd<></thdiff<>	Ner Invisiberti	273	993.3	wolling lostly have	NHE E	11	7.5	3.4	13.5	10.0	7.5	1	0.7 0.7	0.1 0.5	Re	1948	18.4 17.4	10.03.1944	-12.9 -13.4	8.63.18 6.63.18
Alternation 163 Mark	Feiting./Ts	80		leight beer.	ÊSE	Ž	4.1	1.1	10.0		3.3	1	1.3	0.0	Re	1838	13.5	7.03.1944	-14.3	6.02.19
Transmang Transmang 2617 Berling 2617 Berling 2618 Ber	ielbrunn/Odenw.	455	996.5	least ben	ĘSĘ	쏊	21	1	10.	1	17	ž	- 23	:						
Cohung 337 989.3 Isaida Dom, stall 2.4 2.1 1.4 6.4 2.5 1.5	ad Kisampen	272	997.4 994.2	wound leicht bew.	RE	7	10	1.1	14,	- 10	3.0	ŝ	4.8	:		1844	19.0	8.03.1961	-14.2	3.00.19
Super- Sag Sag<	oburg predena	243	999.3 1999.0	heicht bew. wolke	- 100	2	2.8	21	13.4		24	-1	5.2	:		1947 1948	18.8	9.03.1961 9.03.1961	-17,8 -19,6	4,03,19
Terminant Terminant <thterminant< th=""> <thterminant< th=""> <tht< td=""><td>iof Instantion</td><td>- 54</td><td>1000.6</td><td>stark been,</td><td>SE</td><td>24</td><td>1.0</td><td>1.</td><td></td><td>1</td><td>14</td><td>į</td><td>4.6</td><td></td><td></td><td>1947</td><td>18.0</td><td>9.02.1961</td><td>-24.1</td><td>4.03.19</td></tht<></thterminant<></thterminant<>	iof Instantion	- 54	1000.6	stark been,	SE	24	1.0	1.		1	14	į	4.6			1947	18.0	9.02.1961	-24.1	4.03.19
Totery 286 982.5	ervs	367	994.4	weiling	8	24		1.	10.	- ii	4.5		0.1	1		1951	18.5	9.03.1961	-12.6	6.03.19
Worksein 557 BE-1 Isaact Isaac FEE 20 6.3 27 8.8 6.1 6.4 6.0 100 100 8.0	holey Instantion (Fluor	39i	963.9	weekse	NE ENF	25	5.8	34	11.1			5	83	0.5 0.0		1978	18.7	9.03.1977	-12.5 -12.5	4.03.19 8.03.19
Turnerment TOD TOD <tht< td=""><td>Venighet</td><td>55</td><td>391.3</td><td>leight beer.</td><td>ESE</td><td>20</td><td>•.3</td><td>2</td><td>9.</td><td></td><td>1</td><td>Ĩ</td><td>0.5</td><td></td><td></td><td>1953</td><td>14.4</td><td>10.03.1961</td><td>-13.1</td><td>5.03.18</td></tht<>	Venighet	55	391.3	leight beer.	ESE	20	•.3	2	9.		1	Ĩ	0.5			1953	14.4	10.03.1961	-13.1	5.03.18
Duringen Dir. Status Dir.	lennherm	100	994.6	weiling	N	ś	7.0	3	15.	112	7.		į	:		1936	20.5	9.01.1977	-12.2	6.00.10
ModelmostryThyp. 424 101 7 4.3 7.6 7.6 7.6 7.6 7.6 7.6 7.6 7.6 7.6 7.6 7.6 7.6 7.6 7.6 7.6 7.6 7.6 7.6 7.7 7.7 7.6	nungervFlugh. Hungen	277	995.2	Inight Baw, Mark Baw,	NE	13	_ 3.4 _ 5.4	1	13.1	1.1	1	1	17	:		1947	21.3	9.03.1977	-16.2	100.19
Repension 377 10001, south how, here First 1,1 6,7 10,5 1,1 6,7 10,5 1,1 6,7 10,5 1,1 6,7 10,5 1,1 6,7 10,5 1,1 6,7 10,5 1,1 6,7 10,5 1,1 8,3 4,1 1,1 8,3 4,1 1,3 1,1 8,3 4,1 1,3 1,1 8,3 4,1 1,3 1,1 8,3 4,1 1,3 7,4 1,0,0,0 1,13 4,0 1,0 1,4 8,3 4,1 1,3 7,4 1,3,0,1197 1,13 4,0 1,0 1,4 7,4 1,0,0,1197 1,13 4,0 1,0 1,4 1,3 1,1 1,3 1,4 1,3 1,1 1,3 1,4 1,3 1,4 1,3 1,1 1,1 1,1 1,3 1,1 1,1 1,3 1,1 1,1 1,3 1,1 1,1 1,3 1,1 1,1 1,1 1,1 1,1	Vedeneurs/Bay.	424	907,6 944.4	leight ben.	HW E	15	4.5 4.3	1	14.1	7.4	1	3	5.2	:		1936	14.1	8.03.1964	-20.6	2.03.19
Arrowson Construct Construct <th< td=""><td>legeneburg</td><td>37</td><td>1000.4</td><td>start beer,</td><td>NE</td><td>1</td><td>1.4</td><td>6.</td><td>10.</td><td></td><td>6.</td><td>ંતું</td><td></td><td></td><td></td><td>1536</td><td>17.4</td><td>10.00,1901</td><td>-17.3</td><td>2.03.15</td></th<>	legeneburg	37	1000.4	start beer,	NE	1	1.4	6.	10.		6.	ંતું				1536	17.4	10.00,1901	-17.3	2.03.15
Insustantiant 001 - working WEM 2 4.3 3.0 1.4 7.0 5.4 1 1.5 File 15.4 9.1 15.7 15.8 <th16.8< th=""> 15.8 <th16.8< t<="" td=""><td>Public</td><td>300</td><td></td><td>stark bew.</td><td>NW</td><td>- 4</td><td>7.6</td><td>6,</td><td>14.0</td><td>10.0</td><td>2.0</td><td>â</td><td>22</td><td>÷</td><td></td><td>1950</td><td>22.0</td><td>9.03.1977</td><td>-11.3</td><td>4 63.19</td></th16.8<></th16.8<>	Public	300		stark bew.	NW	- 4	7.6	6,	14.0	10.0	2.0	â	22	÷		1950	22.0	9.03.1977	-11.3	4 63.19
Continue TO TO <thto< th=""> TO TO <t< td=""><td>reutenstadt</td><td>801</td><td></td><td>wolke</td><td>WSW SF</td><td>2</td><td>- 6.3 10 4</td><td>1</td><td>15</td><td>7.8</td><td>5.</td><td>1</td><td>1.9</td><td>•</td><td>Re Re</td><td>1948</td><td>17.4</td><td>9.03.1977</td><td>-15.9</td><td>5.03.19</td></t<></thto<>	reutenstadt	801		wolke	WSW SF	2	- 6.3 10 4	1	15	7.8	5.	1	1.9	•	Re Re	1948	17.4	9.03.1977	-15.9	5.03.19
Auto Auto Term Bern Product Cu 1 al 2.0 1 al 2.0 0 al 2.0 1 al 2.0 1 al 2.0 0 al 2.0 1 al 2.0	lionen	73	. w7.0	with the	: ESE	1	22	j.		41	24	1	Ž.	:	Re	1847		9.03.1977	-17.4	4 03.11
Mujenenuifruph, 529 997,3 leerth bern, 5E 13 6,8 1,9 12,8 3,8 4,0 1 3,6 , 1946 21,3 962,1947 -22,0 6,4 Mujenenuifruph, 529 1001 6 start bern, 5H 7, 21 1,4 8,4 4,5 1 4,5 He 1943 21,4 8,5 1947 -22,0 6,4 4, Patieur 400 1001 6 start bern, 5H 7, 21 1,4 8,4 4,5 1,5 2,9 .20 1943 11,5 4,5 1,1947 -23,0 4,4 4, Feldenryischer 1433 - ending 55E 28 4,7 -22 8,4 4,5 7,5 2,9 .20 1943 11,5 4,0 1,1947 -23,0 4,4 4, Feldenryischer 1433 - ending 55E 28 4,7 -22 8,4 4,5 7,5 2,9 .20 1943 11,5 4,0 1,1947 -13,3 4,0 1,1947 -13,2 4,4 1,19 7,10 4,10 -10 1,194 11,5 4,0 1,194 11,10 7,10 4,10 - 11,10 11,10 11,10 1,1147 1,12 4,0 1,194 1,10 7,10 4,10 - 11,0 1,1147 1,12 4,0 1,194 1,10 7,10 4,10 - 11,0 1,1147 1,12 4,0 1,194 1,10 7,10 4,10 - 11,0 1,1147 1,12 4,0 1,10 1,1147 1,12 4,0 1,194 1,10 7,10 4,10 - 11,0 1,1147 1,12 4,0 1,194 1,10 7,10 4,10 - 11,0 - 1154 11,10 7,10 4,10 - 11,0 - 1154 11,10 4,1147 1,2 3,1 4 - 11,0 - 1154 11,10 4,1147 1,10 7,10 4,10 - 11,0 - 1154 11,10 4,10 1,1147 1,12 4,0 1,144 1,10 7,10 4,10 - 11,0 - 1154 11,10 4,11,10 7,10 4,10 - 11,0 - 1154 11,10 4,110 7,10 4,10 - 11,0 - 1154 11,10 4,110 7,10 4,10 - 11,0 - 1154 11,10 4,110 7,10 4,10 - 11,0 - 1154 11,10 4,110 7,10 4,10 - 11,0 - 1154 11,10 4,110 7,10 4,10 - 11,0 - 1154 11,10 4,110 7,10 4,10 - 11,0 - 1154 11,10 4,110 7,10 4,10 - 11,0 - 1154 11,10 4,110 7,10 4,10 - 11,0 - 1154 11,10 4,110 7,10 4,10 - 11,0 - 1154 11,10 4,110 7,10 - 11,0 - 11,0 - 11,10 -	ant. Lugsburg	46		leatht berr. Iaitht berr.	NHE	- 2	2.0	13	12	: 57	1.	3	្នុំរ	:		1947	18.4	9.03.197	-18.4	4.03.19
Parties 408 1001 6 Start bow EHE 4 3.5 2.1 10.0 6.3 3.0 -1 5.3 Re 1946 22.3 90.1 100.1 5 Re 1946 22.3 90.1 100.1 7 10.3 2.0 194.6 22.3 90.1 100.1 7 10.3 3.0 -1 5.3 Re 194.6 22.3 90.2 194.7 100.3 3.1 100.1 7 10.3 100.1	Aunonaru Flugh,	52	997.3	leicht bew.	SE	博	6.6		12	5.	4,0	1	5.6 4.5			1940	21.3	9.03,196	-23.0	6.00.15
Fuldbargidschm, 1433 - wolmup, \$\$E 28 8.7 -2.2 9.8 8.3 7.3 5 2.9 . 20 1945 11.5 6.03,1944 -223.8 6.9 Konstant, 447 952.2 lench bew, W 7 5.8 4.2 143.8 6 5.8 4 1.9 . 1947 195 9.03,1977 17.3 2.0 Konstant, 705 998.0 lench bew, ESE 7 7.4 1.8 19.7 10.2 7.1 4 3.8 . 1962 194 9.03,1967 -242.8 6.0 Domanda 1, 1, 1, 1, 1, 1, 1, 1, 1, 1, 1, 1, 1,	-	40	1001 6	start bew	ËNE	<u> </u>	<u>.</u>	2	10	ü	وت	<u></u> i	5.5		Re	1944	2	9.03.186	-19,5	5 62,39
Terneten 765 984.5 Lange Ternet, 258 7 7.4 1.5 19.7 16.3 7.1 4 3.5 . 1962 19.4 963 1997 47.2 56 Dennated 912 - Landi Lang, 5 19 154 42.2 184 11.0 7.0 4 1.0 1156 1971 43.1 197 43.2 197 Teoretica 2592 - Landi Lang, 5 45 4.1 4.3 1.2 3.6 3.1 X 1.3 . 163 1991 47 153,1192 3.1 4 Dennated-comp. 560	eldberg/Schw.	145	945 7	working instant	\$\$E	25	8.7	12			1	1	2.9		20	1945	11.5	8.03,1944	-20.3	4 03.19 2 03.19
Vorgeneten 2162 - Jacob Borr, 5 65 41 42 42 46 41 4 13 . 163 1901 47 100 191 40.1120 41.4 5 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10	(emptor)	70	\$ 996.0	leacht bew.	ESE	ź	2.4	j,	19	10.2	Į.		3.8	:		1952	19 4	9 03.1967	24.2	4.03.19
Monungenlandurg, 300 levent been, 5, 30 124 -1-2 18-0 124 11-3 8 41 18-79 18.5 9.03.1987 -18.0 9.0	ndatagen -	296	1	leartht berr.	3	65	-4,1	3	- 3	3		, i	1.3		165	1901	47	1.03.1920	31.0	1.01.19
uarmranana, /20 9395,1 lextht baw. W 4 3.8 1.3 1/.6 9.9 49 2 3.8 / P40 1838 20.2 7.63,1949 -20.7 5.0	tonencesilenteri SarmPartetik	- 22	999.1	leacht bew.	s. w	30	124	1	173	a 12.0 5 9.0		2	- 11	:	Re	1679	20.2	7.63.1947	-18.0	5.03.18

Wettermeldungen von Freitag, dem 8. März 1991 06 UTC

_ ·

Abbildung 5.35:



Die Großwetterlage blieb in Europa in den letzten 24 Stunden unverändert. Auf der Ostseite des komplexen Tieldrucksystems am Westrand Europas strömte am Donnerstag weiterhin milde Luft aus dem Mittelmeerraum nach Mitteleuropa. Bei der südlichen Grundströmung bewirkte das Alpenmassiv südseitig weiterhin einen Anstau der Luftmassen und damit andauernde Regenfälle und nordseitig eine ausgeprägte Föhnsituation. Dabei stiegen die Temperaturen in Südbayern auf 18 bis 20°C. In der 500-hPa-Höhenkarte spiegelt sich der Warmluftvorstoß in Form eines kräftigen Höhenrückens über dem östlichen Mitteleuropa wider. Das Satellitenfoto zeigt das spiralförmig angeordnete Wolkenband des Tiefs über der Biscaya sowie die kompakte hochreichende Bewölkung über Westeuropa und dem Mittelmeerraum auf der Vorderseite des südwesteuropäischen Höhentroges. Man erkennt die föhnige Aufheiterung südlich der Donau und die Wolkenauflockerung über Westfrankreich und Spanien auf der Rückseite der über Frankreich und dem westlichen Mittelmeerten Kallfront.

westlichen Mittelmeer angelangten Kaltfront.

Abbildung 5.36:



Abbildung 5.37:



Abbildung 5.38:

Wettermeldungen von Mittwoch, de	em 17. April 1991 06 UTC
----------------------------------	--------------------------

	_			Miles				Deu	inthiam	5.		-		Schoo		Entrem	marka dar	Luftered	ant advart
ption	None	LaRer. red.NN	Weller	MART La	∎ π√ħ	Luit 2 m	Tau-	Max I Vi	Matel Matel	2 m :	iachl 5 cm	VerL Sid.	24h	hóha	in Sel	der De Trives,	patum	11.04. IN Tarwa	a 20 64. Delum
Appliand a / Sull		1013.8 1014.2	lescht beve, ··	NNE	-42	6.2 4.6	-0.4	6.2 7.9	\$5	42	3	1.5	0.3		.1953 1931	15.8 21.4	18.04 198 18.04,194	-21	14.04.1966
al al	31	1012.8	laucht bave. laucht bave.	N	30	3.7	-0.3	6.2 6.4	3.1	2.2	į	57	·]		1940	24.2	14 04,199	47	12,04,1997
hone	- 42	1007.5	wonug Jercht Dew.		41	6.3		6.5	5.7	11	- 1	35	0.4		1947	24.2	18 04 196	-14	12.04.1995
angiteven seiteven	12	1012.8	leicht bew.	NNE	31	- 4.1 3.4		11	\$.7 3.8	4.9	1	46	2		1946	24.7	14 04.195	21	14.06,1966
ibetit okenhagen	15	1010.4	levelit bevr.	NNW	15	4.5	1.\$ 0.1	- 11 7.2	3.6	1.0	-2	4.1	0.5		1890 1951	26.0 24.5	18 04.194		11.04.1912
chwenn humemûnde	10	1009.0	weiling lascht bevr.	N.	43	5.0	1.0	1.1		4.5			0.5		1947	24.7	20.04.195		13.04.1957
eterow erth	7	1007.8	wolling wolling	NNE N	2	- 11	14	- 12		29	į	7.5	0.3 04		1967	26.5	20.04.198	i -10	12.04.1968
lectomunde man	. 7	1006.9 1014 €	leicht bew.	NNW	7 24	2.8	15	7.1	5.1	2.0		44	02		1851	25.2	14.04.196		12.04.1956
emen/Flugh. elux	78	1012.6	leacht bena. Ieacht bena.	NW	13	3.1	1.9	6.9	20	1.0	-1	0.1	· 2	,	1991	25.0	12.04.194		12.04.1988
inteniturg uchow	1	1010.7	lescht bew. Regen Schourt	NIN	17	3.5	1.4	- 6.8 7.7	4.2	1.0	-1	4.9	ذه		1955	24.9	14.04.195	1	13.04.1957
ierniz ierniz	47 28	1009.1	wolling starts bow.	WNW	14	3.1	-0.1	1.9 7,7		0.4 -0.1	-2	2.9	2	Re	1951	25.0	20.04.196	- 44	12.04.1966
leubrandenburg Ingermünde	80 55	1007.1	stark bevr. stark bew.	<u></u>	25	23	1.6	6.9		0.5	<u></u>	5.9	3		1951	25.9	19.04.196		15 04, 1957
ingen kunst-Osn./Flugh		1014.2 1014.1	stark bew. wolkig	NWW NW	15	4.9	2.9		3.9 5.0	2.2	2	2.4 3.4 3.7	0,8 0,1 0,6		1951 1951	27.0	20.04.196	• •3.1 • •5.1	12.04 1966
ind Salzullen	100	1913.7 1013.3 1012.4	Scheuer	WNW	13 15	2.7	1.5	, ji	5.0	2.2	0	17	4		1935 1936	27.0	20.04.196	i -3.7 9 -4.1	12.04.1946
haunachmaig Jardelegen	1	1011.1 1009.8	Repen	WNW	15 14	3.5	2.	7.4	3.0	1.0	8	\$7	0.0		1881 1947	25.5	19,04,196	11.0	12.04 1966
Aagdeburg oludern	84 99	1010.0	starts berr.	W WW	14	1	1.7			1.0	-1	21	0.Z		1893	27.6 26.3 24.7	18.04.194 55.04.192	1 4	12.04.1913
undenberg Annerberg	112	1008.7	stark bew. stark bew.	÷	14	1.1	-6.7	6.1 9.1	4.8	0.1		32			1951	25.6	18.04.190	i i i	12.04,1966
)useddari/Flugh. Iashall	44	1015.5	stark bew.	WHW	15	3.0	H	9.1 10.2	욄	27	ļ	2.8	0.1		1970 1947	28.1 27.7	18.04 198	4 - <u>5</u> 1	12.04.190
aten Anter Asten	161	1016.0	slark bow. in Weiken	WINN	13 39	3	1	9.	4.9	2.2	ļ	4.8	0.2	2	1935	27.5	18.04.194		12.04.190
lad Uppapringe (assel	233	1013.7	S-R-Schauer stark bow.	WNW	1	2			- 14	ų	0	6.3	0.3		1951	27.4	20 04 19		12.04.194
Johngen "eineleide	356	1012.3	plark bow.	WNW	ų	1.0	ġ	7.	0.4	4.6		10 1.7	2	1	1957	26.5	18.04.194	4 .7. • -11.	12.04.1964
Inochen Merm	1153	1011.8	Schnoolali	WHW	49	-3. 2.	4	-1		42	44	0.3 3.1	9.2	7	1951 1954	16.3	15.04.195	8 -12.0 4 - 1 .1	11.04.1996
Nitenberg	141	1011.2	start bow.		11	2	0.			42		- Z.	0.3		1951	3.5	19.04.19		12.04,194
Dechetz Dreeden/Flugh.	22	1010.0	starts been.	÷	11	i.	-1			20		2.2	0.7	•	1917	28.0 25.2	17.04.15	4 -4. 4 -4.	12.04.1990 12.04.1990
Collbus Górlez	61 234	1009.7	bedeckt stark bew.	Winn	18	1.	7 -0. 0 -1		<u> </u>	0.4 -0.1	-1	3.9	1		1951	26.8	19.04.19	4 - 5	7 13.04.1994 5 12.04.1994
Adelvert Nürburg	201	1017,3	bedeckt Graugetech.	W NWW	13	-1.	6 0.1 1 •1,			-2.0			0.6	Re	1991	29.3	18.04.19	9 -1. 9 -1.	7 12.04.1994
Kóin-Gonn/Flugh. Bendari	9	1016.0	bedeckt	NW	11	2		5 10.1 3 12.0 7 1	5.6	1.5			0.9	8.	1951	20.0	20.04.19		12.04.190
Get Harsteinperg Getlet Bet Herstein	195	1015.	slark bev.	WSW	ij.	2.	4 0	12	, <u></u>	1.0			0.0		1939	20.5	18.04,19	19 - 4) 19 - 5:	0 12,04,190 8 13,04,190
Wasserkuppe Menungen	92 45	1013.7	Schnoolall wolkig	WINN	20	4	6 -1. 0 -1.	6 5. 6 6.	4.8 2	-4.8	12		0.0	9	1934	22.3	18.04,194	19 -10."	7 13.04.1964
Selvmücke Erkurt/Flugh	843 323	1012.5	Graupaisch. stark beve.	W	54	4.1			5	- 22	- 3		0.4	A	1954	26.1	14.04.19	ið -10,	4 13.64.100
Gera-Leumnitz	312	1012.1	i otark bew.	W	i	ě.	1 3	į	i.	-0.9		2 4.3 5 6.1	0.3	i	1953 1851	23.7	12.04.19	11 -7; 54 -10,	5 13.04.190 1 13.04.190
Auto	39	1012.1	stark beve.	WSW	22		33	1 1	4	-4.4 -1.7		1 1.7	0.0	Re	1951	25.1	20 04.19		0 13.04.190
Fightelburg Zanativeld	121	1	- in Walken - starit bew,	WHW	22	1	14	2	<u> </u>	-4.5		3.8 1.5			1961	18.0	14.94.19	n 114.	2 13.04.198
Trier Deveelbech	27.	1016.	etart beve,	w.	ġ	4		2 11. 2 11.	5.4	-1.5	3	11.0 3 9.9	9.0 0.0		1951	24.5	20.04.19		2 12.04.198 2 12.04.198 6 12.04 198
n.rsiseg./Til Franklur/Flugh. Visionan/Lutani	11	1014.	stark bew.	w	13	3	1.1	4 14. 8 11.	ž 7.5 8 5.6	2.0		100	0.0		1870	30.1	18.04.19	ii 7,	1 13.94,196
Wurzburg Bed Kasingen	27	2 1014.	Schrootall	NW 88W	5	0	4 4	0 15.	4 7.2	-1.0		3 10.3 2 8.4	0.0	į	1941	20.5 20.6	18.04.19 18.04.19	8 4. 9 4	4 13.94.190 8 13.04.190
Coburg Bambarg	33 24	7 1014.	atark bow. 7 wolking	S WWW		9	12	3 12	5 5.1 6 6.9	-1.2		a 9.8 0 9.9	0.0	i n	1941	27.0	18.04,19 18.04,19	17	/ 13.04,190 8 13.04,190 4 13.04 190
Weiden/Opl.	43	1013. 1013.	uterk bew.	W			5 2	<u>7 15.</u> 7	<u>3 5.2</u>	-0.6		2 9.9	0.0	<u> </u>	1947	24.	10.04.19	<u>.</u>	4 14.64.197
perus Tholey Saubulations/Sho	35	7 1017. 8 1018. 5 1015	7 stark bow.	W	, ;	-	144	14. 15.	0 6.7 9 4.4	-1.0		4 10.9			1976	22.7	19.04.19		8 12.04.196 8 12.04.196
Weinbiet Kasistuke	55 14	7 1018. \$ 1015.	1 wolkig start bevt.	. WNW	117	-1	a 3.	1 14. 6 17.	4 7.4	-2.5	:	4 10.4 11.3	_	:	185	28.0 29.0	20.04.19	11 I.	8 12.04.198 9 12.04.198
Manstham Stutiger/Flugh.	10	0 1015. 9 1015.	7 wolkig 8 leicht bew.	SE NW	11	2	1 4	1	u 9.4 3 1.5	2.7	:	a 10.5 3 11.6	8.0 0.0	5	1904	31.0 24.3	18 94,19	17 4 34 4	4 13.04.190 8 13.04.191 8 13.04.191
Uningen Weidenburg/Bay	, 42 , 42	7 1016. 4 1014. 9 1014.	t wokig suging sister have	WWW WWW		4		1 17.	2 0.0	-1.0	: :	3 9.7 9 10.2	0.0	;	193	27.	18.04.19	10 - 7. 10 - 7. 10 - 5.	4 18.04.183
Regeneaurg Großer Arber	37 144	1 1014.	2 starts been. Schneeled	W.		ġ	1	i i i	7 41	- 01		4 4.3 X 60	0:	i_17.	193	23.	18.04.19	49 -4. 	8 14,04,185
Freiburg	20 80	0 1018.	4 leacht bave. • leacht bave.	NE	11	1	2 4	4 20 8 15	2 12.1	1.2		0 11.0 6 11 3	0.0		195	27.	20 04.19	58 J.	1 13.04.190
Koppeneck Stollen	1 7	5 1016.	etarit bent. 9 weeksg	WNA	. 1	1		÷ 1		41	:	6 11.3 7 108	0.0	i Ma	194	뀞	18.04.19	49 -10. 49 -7	3 13.04 190
Augeburg Museburg	- 4	3 1015 3 1015	Z SLAFE DOW. 2 Joneth Dom.	NW N				17		-1		3 10.5		ž Ru	194	21	18.04.19	i i	3 19.04 194
Munchet/Plugh, Muhidori/Inn Pasani	- 11 41 42	9 1014. 0 1014. 0 1013	5 Jaicht Dow.	WNM		99		1 17 2 14	3 9.0 3 10.1	-0.0		1 9.4		1	195	25	19.04.19	ų -	0 20.04.196
Feldberg/Schw.	14	ş	stark bow.	NNE	3	1	1 19	7 .	1 3.0	4.7	•1	1 11 8	0.	1	1941	18.0	18.04 19	H -13	7 13.04.190
Kemplen ·	14	7 1815. 6 1915. 2	e start Dow. 7 Schnesial • Schnesial	NE	2	1	1 3	177	0 1.1	-29	:	3 117		1	195	21	20.04 19		4 14.04.197 9 14 04.197
Zugentze	, 25i	2	- Schneelall	X.	1	-17	1 -19 8 -5	1 -2	7 -52	-17.5 -5.4		X 72 4 120		265	190	7.	20 04.19	MA -23.	1 19.84.190
Game Bastante		6 1015	5 Sebasalal			9	s .a	-	7						1914	25.1	20 04 19		

Abbildung 5.39:

--



WETTTERLAGE Die bereits seit eisigen Tagen vorhergesagte markante Umstellung der Wetterlage erfaßte am Dienstag Deutschland von Nord nach Süd. Die Kaltfront eines umfangreichen Tiefdruckkomplexes über Nordosteuropa verlagerte sich im Laufe des Tages vom Küstengebiet bis zu den Alpen. Da die ihr folgende Kaltuft zunächst nur in bodennahen Schichten einströmte, machte sich die Front vor allenn in der Mitte Deutschlands nur durch Sichtbesserung und einsetzenden Temperaturrückgang bemerkbar. Stärkere Helbungsvorgänge im Frontbereich setzten erst am Abend über Süddeutschland ein. Ursache hierfür ist die orographisch erzwungene Hebung durch Statu an den Alpen und die gleichzeitige Ausweitung des langwelligen Höhentroges von Skandinavien bis nach Mitteleuropa. Im Bereich dieses Höhentroges liegen die Temperaturen im 500-hPa-Niveau verbreitet unter-35°C. Da die Polarluft durch das etwa 7°C warme Nordseewasser in bodennahen Schichten erwärmt wird, ist die Schichtung im Trogbereich hochreichend labil. Das damit verbundene typische Aprilwetter mit zahlreichen Regen-, Schnee- und Graupelschauern erfaßte in der ersten Tageshälfte des Dienstags bereits Norddeutschland und breitet sich zum Abend bis in den Mittelgebirgsraum aus. Im Satellitenbild erkennt man das durch Stau verstärkte frontate Wolkenband am Alpennordrand. Ausgeprägte zelluläre konvektive Bewölkung befindet sich über dem Nordmeer und der Nordsee. Im Lee der skandinavischen Gebirge reicht eine Aufleiterungszone bis in den Berliner Raum. In der eingeflossenen Polarluft erreichten die Höchstemperaturen am Dienstae in Norddeutschland nur noch 6 bis 10°C. In Süddeutschland gab es präfrontal nochmals einen sonnigen und warmen Frühlinestag mit Temperaturen bis 20°C. Die zahlreichen Schauer brachten an der Ostseekiste bis 41 Jm⁴ Niederschlane. Die Staumiederschläng führten in der Nacht zum Mittwoch im Alpenvorland zu Neuschneemengen bis 16 cm. Auf Sylt träten orkanartige Böen bis 105 km/h aus Nordwest auf.

Abbildung 5.40:



Abbildung 5.41:



Abbildung 5.42:

Wettermeldun	gen von Freitag,	, dem 12. Juli	1991 05 UTC
--------------	------------------	----------------	-------------

Lation .	Rar,-	Laitde. rad.NN	Wellar	Wind	Luk	Terrar Taur	Mar	na (Cr Mata	:::G)	lank	Yort.	-24h	Schnee k	Estrat	puerte der i skade vem	Luitines 11.07. ja	20.07.
	(m)	(A-Pa)	nach Genet	Real 15	2.8	14.7	4 Vi	20.1	2 m -	3 679	31d.		- em seit	23.1	Detum 11.07.1956	Tmin 10.6	17.07.195
#1 / Sylt	2	1011.7	walkig	s 31	20.1	17.1	. <u>Si</u>	20.3	11.1	17	12.9	ž	1937	31.4	12.07.1841	8.6	17.87.187
inited with the second s	31	1617.1	Geniller	wsw is	11.1	14.5	21.1	20.4	144	14	14.1	قە	1540	31.8	13.07.1941	50	18.67.197
1000	42	1017.3	leight bewr.	SE 10	-12.1	34.2	20.3	94.6	10.5		13.2	12	1931	20.3	11.07.195		18.07.192
remerikeven	ij.	1014.5	Gentler	E 7	19.3	17.0	30.2	24.9	18.3	- iii	11.5	1	1849	21	11.07.195	, ii	16.67.185
ustaven Amburo/Fluch.	12	1014.3	Gewiller leicht Law.	N 7	20.8	16.5	3.0	24.1	20.4	14	13.6		1491	31.5	14.07.192		14.87,184
ubeck.	15	1016.8	weitig historia	WSW 2	20.4	17.2	21.3	21.4	17.5	14	12.5	•	1890	34.8	14.07.1923		12.07.183
chwenn Chwenn	47	1016.7	loicht band.	W 14	20.5	15.0	21.9		20.5	ij	15.1	:	1546	34.2	11.07.1964		18.07.197
lernemünde Herner	10 50	1016.1	weeng Spickt Barn.	SSE 11	20.5	12.5	24		16.4	13	14.5	:	1847	34.0	15.07.1962	េ ដ	18.07.154
arth	1	1015.3	Spicht Barrt.	ESE 7	19.3	14.3	24.1		16.1	15	14.0	•	1967	37.0	17.07.1970	: #	18.07.197
eckennunde	7.	1017.7		SEE 4	213	<u>_jî,j</u>	24.6		15.7	<u></u>	14.5		1951	31.0	11.07.1951	5.	11.07.164
mden	12	1014.5	German	SW 28	18.2	18.0	31.7	25.4	16.5	18	12.5	21	1947	221	11.07.1963		14.07.195
oyan Manaka wilar	78	1015.8	leicht bewl.	NNE 15	21.9	17.5	31.4	24.4	18.7	ij	143	-:	1947	31.6	11.07.1954	23	15.07.187
ocontruit) ùchan	18	1015.2	Seicht Dawn.	45E 5	21.2	16.4	30.3	24.7	17.2	15	14.9	:	1951	31.0	11.07.195	ដ	18.07.197
eshquan/Alta	23	1015.9	laight bew.	SE 7	20.9	16.0	30.3		17.7	17	14.9	•	1951	35.4	11.07.1954		19.07.195
ievruppin _	- 36	1015.4	leicht ben.	Ē i	20.6	15.3	20.2		18.5	1	15.3	:					
eubra/dehburg noemúnde	55	1016.8	Taschil Bevil Wolkenics	SE 11	19.8	14.4	20,1		12.6	- 13	15.1		1951	38.4	11.07.1951	4.4	18.07.197
ngan	26	1615.6	stark beer.	5W 5	20.0	16.9	31.0	24.5	19.4	19	13.9	0.0	1981	34.8	11.07.195	5.4	18.07.197
kinst-Can/Flight Isnabrúck		1015.5	nach Gawit	ME 4	20.4	12.4	32.2	2.7	20.8	17	14.7	0.0	1952	35.0	11.07.1954	6.3	18.07.197
ad Samilan	100	1015.6	wooig fainth have	ENE 5	22.4	14.1	31.3	21.4	19.8 20.4	16	14.4	•	1935	34,4	11.07.195	4.7	18.07.197
aunachweig	iii.	1014.7	welkig	- 8 •	215	17.	30.8	24.2	21.0	ij	14.7	:	1881	<u> </u>	11.07.195	្រី	16.87.191
Lardelegen.	44	1014.8	leicht bew.	SSE 7	쮨	17.3	1 313		16.1	15	14.3	:	1947	37.2	11.07.195	6.0	14.07,197
disdem.	1	1016.1	wolkenics	1 I	22.6	17.3	30.8	94.0	18.2	ij	14.4		1693	- 34.4	11.07.195	5	15.07.181
indenberg	112	1014.7	weikenics	sie 7	23	117	30.4		19.5	ij	120	:	1851	58.5	11,07,195	i 10	18.07.197
Lansonnow	- 16	1016.9	webanics		19,9	15.1	77.5	24.2	35.0	<u></u>	14.4		1940	36.1	16.07 1974	1 A 4	18.07.197
achoit	24	1016.8	walling		<u> 19.4</u>	17.	1 227	27.0	14.6	Ĩ	14		1947	347	16.07.197	4	12.07.194
lahier Asien	141 859	1017.7	starz bew. wolkie	- W5W 2	21.0	16.7	27.0	27.1	21.0	77	14.8 13.0	:	1933	29.6	11.07.197	27	16.07.195
ad Lippeninge	154	10155	leicht bent.	₩ <u>2</u>	22.7	17.4	32.6	21.1	21.1	1	14.9		1951	34.3	11.07.195	23	18.07.197
låtingen	173	1016.0	wolke		21.0	j7,	32.1	24.7	17.8	ij	113		19-17	- <u>11</u>	16.07.197	14	18.07.195
einsialije kauniage	356	1015.3	leicht bevi.	\$\$W 14	24.2	17.1	27.4	31.2	18.4	13	14.5	2	1957	30.9	11.07.195	34	18.07,197
lestion.	1153		South bert.	5W 43	21.4	11.1	222		19.3	- 13	13.8		1951	25.6	11.07.195	i i	17.07.197
arptig/Plugh	141	1016.2	wolkenios	5 11	23.0	17.0	1 31.5		19.1	18	11.7		1951	34.6	11.07.196	្រ	18.07.197
Vitenberg	108	10161	wollianies lainte kani	्रामी SW 11	23.2	18.	32.8		19.2	18	13.4		1951	37.7	11.07.195		16.07.187
resservFlugh	226	1017.2	leicht bow.	ž	24.2	14	30.9		20.0	29	11.5		1917	35.6	11.07.198	<u> </u>	14.47.197
Joneriug-Kr. Colibun		1016.3	wolkenion	- i n 7	25.4	17.	5 51.2		14.4	10	12.7		195	37.1	11.07.195		14.07.197
làn g		1017,3	wolkenies	<u> </u>	- 22.2	-15	7 20.0	-	17.7	15	12.8		1951	34.7	18.07.197	<u> </u>	18.07.197
upphon lunburg	200	1018.0	stars Daw. Inicht baw.	- 14 Y	10.5	14.1	30.0	233	18.4	16	14.6		194	20	18.07.196	4.4	17.07.197
Win Bonn/Rugh.		1017.6	Seicht bewi	WNW 20	21.0	16.	34.5	27.0	20.7	19	15.0	0.0	195	35.7	18.07.196	4 40	17.07,197
ad Marienberg		1014.4	weller,	W 13	21.1	14	2.	20	20.7	- 15	14.5	ad	196	32.0	16.07.197		17.07.197
liation last Hersfeld	195	1017.5	ieicht bewi.	8 4	18.6	15.	310	굶	18.9 16.6	18	13.7		193	34.7	18.07.197	4.6	18.07,195
Massarian)@s	125		leitht beve.	SW 20	21.7	13	7.	22.0	16.5	15	102		190	28.3	16.07.197	6 5.	17.07,196
stanicka /	942	1010.2	laicht bevt.	WSW 18	20.4	14.	20.7		jii i	- 14	110						
intervieweek/	323	1016.4	heicht bewi,	SW 11	211	16.	22.1		19.4 18.5	18	13.8		. 195	35.0	11.07.105	• <u>5.</u> 4	18.07,197
Gere-Laurentz	312		wolkenice	1 22	2	16.	502		X	X			195	34.	11.07.198	4 54	14.07.197
rusualt hue	397	1017.5	wolkening	umi 4	21	17.	2 30.5		17,1	14	142		1949.	44.4		- 4.6	20.07.194
Chemnitz Extension	418	1018.8	wolkenine	SW 11	23.0	14	믪	5	20.2	18	13.6		195	34	11.07.198	4 1	18,07,197
Ganweld	882		leicht bevr.	55W 14	22.3	16,	izi		17.3	<u>_11</u>	12.1						
lever	273	1017.4	lenthi bovi.	NW 1	21	15	340	227	21.0	20	14.9		184	37.1	18.07.196	4 4	17.07.194
C.Feiding /Ts		1010.3	lestil berr.	WSW 13	21	13	1 27.7	222	21.3	. 16	12.1		183	50.0	17.07.187	- 4	16.07.197
rendury lugh. Anthrony/Odame.	113	1016.1	leicht bew.	5W 11 \$\$W 17	- 24	17.	6 31.0		뷠	17	14.0		. 1471	38.1	11.07,196	n 44	16.07.197
Wurzburg	272	1017.2	wicht bew.	SE C	19.0	14	2 32.7	21	17.9	16	114		- 194	- 17.5	11.07.198	4 59	18.07.197
Coping Coping	337	1016.0	wolkenics		18.2	16.	5 51.	i 24	17.3	ij	مدز		194	36.3	11.07.185	1	11.07.19
Lamberg Ini	243	1018.1	wolkenies	1948 S.E. 4	20.2	17/	. 22.	2	15.4	14	122		. 104 194	31.	7 11.07.186 1 17.07.197	- 44 - 14	11.07.194
Neider/Opt		1019.2	wolkenias	WNW	19,0	10	0 30.	1 24	16.2	. 14	12.5		194	34.7	11.07,198	4.	17.07.19
Serve Dialey	367	1017.7	beight bern.	WEN 17	21.0	15	7 33.3	27.0	20.5	20	14.7		195 197	33.	18.07.196	4 6.1 8 51	11,07,19
Learnington/Flug	. 550	1017.2	wolling	8W 1	21.	15	7 50	27.0	20.7	17	14.3		185	34.4	18.07.196	ι <u>ε</u>	17.67.19
Veenbiet Cadanahe	587 145	101416	loicht ban. Igicht ban.	SW 11	긢	14.	1 32	212	20.4	21	14,2		185		18.07.196	1 S.	12.67,197 14.67,197
lancheim	100	1016.4	leight Deve.	1 1	2	17	9 35.3	37.4	18.5	16	147		. 183	34.	11.07.194	i i	16.07.197
phone and the second	277	1018.6	leight bew,		20.1	17.	1 31	21	18.1	14	14.4		194	36	11.07.100		16.07,197
NeiBenburg Bay.	424	1017.3	wolkenice	ESW S		15	z 31.2	a 24,4 9 26,4	17.7	17	111		. 193	35.1	11.07.100	네 3	12,07,183 14,07,194
logencourg	371	1016.1	- leight bern.	<u>šse</u>	20.	17	š 31.	24.6	0.5	- iē	123		194	50	17.07.197	6 Š.	16.07.182
sroner Arber	3446	1018	wolkenics	2W 2	34	- 14	7 74	3 97	22.4	20	30.4 \$4.7			344	12.07 10		18.07.141
Toutenated	101	es cal.e	leactit bern.	WSW	2	14	5 28	21	112	. 16	14.2		. 194	51.	11.07.194	i ji	17.07.15
Ricenneck Sidten	175	3016	leacht barn.	- SSW 1	갧	14	1 21.	문문	21,2	18	14,7		; 194 ; 194	31	11.07.194 11.07.194	H 21 H 4.1	18.07.19 18.07.19
Liken	8 <u>2</u>	1019.2	wolkenias	SSW 1	1	14	7 <u>51</u>	24.3	117	- 14	119		194	54.	11.07.194	4	18.07.19
nuộskung Mùnchen/Fluck	453 529	1019.4	leicht bew.	SW 1		196. 2 15.	i iii	23.1	17.5	13	13.3		194	34.	11.07.196 11.07.196		14.67.19
Number Vires	410	1018.0	weikenigs	- E 3	19.0	17.	9 30.3	1 21	142	14	14.3		. 195	31	20.07.194	8 1	20.07.15
Coldbarrellahm	408	1911.	- Luisht here:	- 195 4		<u></u>	<u>العب</u>			 	14.6				1.97.154		r 19 97.19
Konstant	447	1019.0	- seems new.	- 2017 4i 301	20.	6 iii	្វី គឺរំ	i ili	18.0	: 3	11.		: 194	54	11.07.194	й 1	7 18.07.19
Kempten Oberstoorf	705	1020.3	2 webbenine	.	1 19. 14	15	5 30.	2 77	17.4	1	13.0	1	195	35.	11.07.194	H 4	12.07.19
Zugapete	2962		· leicht bev.	N 2	7.	ė ž	ē 13.	ă îi	6.6		10.0		. 100 190	1	11.07.194	i i	2 17.07.18
Nonencedenberg Germe Protects		1004		WEW 1	22,	1 12	1 211.3 7 201	김귀	20.1	1	14.8		: 187	3	4 11.07.194	H Q	3 14.07.19
			- wolkersion	NHW 1	1 10	ő 9	2 20	2 17	15.0	i	14.5		195	2	1 11.07.19	H I	17.07.18
										_				· ·			

Abbildung 5.43:



Der Donnerstag (11.07.) war ein heißer Tag in Mittel- und Westeuropa. Maximumtemperaturen bis zu 37°C wurden über Mittelfrankreich um 15 UTC gemessen. Vor der nach Frankreich eindringenden Kaltfront bildete sich präfrontal ein sogenannter Gewittersack aus. Darunter versteht man eine in Folge starker Erhitzung des Festlandes entstehende sackförmige zyklonale Ausbuchtung der Isobaren. In diesem Bodentrog treten konfluente Winde auf, es bildet sich eine Konvergenzlinie aus (siche Bodenkarte 00 UTC). In ihrem Bereich kommt es zur Hebung in der meist feuchtlabilen Luftmasse und zur Auslösung von Schauern und Gewittern, die sich bei Annäherung des Höhentroges noch verstärken. Zu Gewittern kam es gestern in den Beneluxstaaten und Südfrankreich. Hier wurden die Hebungsvorgänge mit Annäherung von Kurzwellentrögen verstärkt. Trotz nachlassender Tageserwärmung reichte das noch zur Auslösung der Gewitter in den späten Abendstunden aus. Sonst war das Absinken im Bereich des Höhenkeils über Mitteleuropa noch dominierend.

Sond und enreichten die Temperaturhöchstwerte in der Rheinebene verbreitet 35°C, Karlsruhe registrierte sogar 37°C. Niederschläge wurden nur im Nordwesten Deutschlands gemessen. Da die Messung heute früh um 06 UTC erfolgte, handelt es sich hier um Gewitterschauer, die heute früh bis zur Deutschen Bucht auftraten. Die Meßwerte liegen zwischen 0,1 bis 9 l/m². Zwei Stationen meldeten über 10 l/m²: Norderney 12 l/m² und Emden 21 l/m². Das Satellitenbild von 00 UTC zeigt die Kaltfrontbewölkung als schmales, schwer erkennbares Band östlich vom

Das Satellitenbild von 00 UTC zeigt die Kaltfrontbewölkung als schmales, schwer erkennbares Band östlich vom Nullmeridian. Der kräftige, helle Wolkencluster über der Deutschen Bucht sowie ein weiterer über den Pyrenäen und die zerfaserte Bewölkung zwischen beiden liegen in dem "Gewittersack". Die Obergrenze der hellen konvektiven Zeilen liegt zwischen 9 bis 10 km; in ihnen treten verbreitet Gewitter auf.

Abbildung 5.44:

Wetterrekorde

im Bereich der Bundesrepublik Deutschland (Stand: September 1990) - ohne die neuen Bundesländer -

Lufttemperatur (*C)

gemessen in Thermometerhütte (2 m über Erdboden)

Höchste Temperatur: 40,2° C am 27.07.1983 in Gärmersdorf bei Amberg/Opf.

Niedrigste Temperatur -37,8 °C am 12.02.1929 in Hull (Onstell von Wolnzach, Kr. Pfaffenhofen/lim).

Niederschlag (mm) 7

Größte tägliche Niederschlagshöhe: 236,3 mm, gemessen am 09.07.1954, 07 Uhr (MOZ) für die vorangegangenen 24 Stunden In Seehaus (Ortsteil von Ruhpolding, Kr. Traunstein)

Größte Niederschlagsintensität: In 8 Minuten fielen 126,0 mm am 25.04.1920 in Füssen, Kr. Ostallgäu.

Gewitterunwetter im Raum Stuttgart am 15.08.1972:

In Tübingen fielen in 45 Minuten fast 80 mm, davon 40 mm allein in den ersten 3 Minuten des Unwetters.

Größte monatliche Niederschlagshöhe: 777 mm im Mai 1933 in Oberreute, Krs. Lindau (Bodensee)

Größte jährliche Niederschlagshöhe: 3432 mm im Jahr 1933, ebenfalls in Oberreute.

Schneedecke (cm)

Höchste Schneedecke: 830 cm am 02.04.1944 auf dem Zugspitzplatt, gemessen in 2650 m Höhe über NN

Sonnenschein (Stunden)

Höchste monatliche Sonnenscheindauer: 367 Std. im Juni 1959 in Westermarkelsdorf/-Fehmarn.

Höchste jährliche Sonnenscheindauer: 2329 Std. im Jahr 1959 auf dem Klippeneck (Wetterstation), Kr. Tuttlingen

Luftdruck (hPa) auf Meeresniveau (NN) reduziert

Höchster Luftdruck: 1056,7 hPa am 23.01.1907 in Hamburg.

Niedrigster Luftdruck: 955,4 hPa am 27.11.1983 in Bremen (Flughafen).

Wind (km/h)

Absolutes Maximum der Windgeschwindigkeit in Böen: 335 km/h am 12.06.1985 auf der Zugspitze (registriert mit einem zum Hang geneigten Staudruckmesser in 2975 m Höhe über NN).

Nebel

Längste Andauer in Stunden: 117 Stunden ab 28.11.1968 (04 Uhr MEZ) in Saarbrücken-Ensheim (Flughafen)

*) Die Niederschlagshöhe wird in mm gemessen, wobei 1 mm einer Wassermenge von 1 Liter pro m² der Bodenfläche entspricht.

Abbildung 5.45:

Kapitel 6 Dynamik der Atmosphäre

Bewegungsvorgänge in der Atmosphäre entstehen, wenn Kräfte auf die Luftteilchen wirken. Die Abhängigkeit der Bewegungen von den Kräften beschreibt die "Dynamik der Atmosphäre", ein Teilgebiet der theoretischen Meteorologie.

Die Atmosphäre besteht aus Gasen, für Luftströmungen gelten daher die Gesetze der Hydrodynamik. Von fundamentaler Bedeutung ist das 2. Gesetz von Newton

$$Masse \times Beschleunigung = Kraft \tag{6.1}$$

Anders als bei der Bewegung eines Festkörpers muß bei der Strömung eines Gases (oder einer Flüssigkeit) noch eine zusätzliche Bedingung erfüllt sein: die Kontinuitätsgleichung oder Massenerhaltungsgleichung. Wird beispielsweise Wasser durch ein Rohr gepumpt, kann am Ende des Rohres nicht mehr Wasser ausströmen als einfließt. Die Lösung der Bewegungsgleichung wird schwieriger als für das Festkörperproblem, denn die Wirkung der "Kraftöder genauer des "Kraftfeldes" hängt in einer Strömung von den Randbedingungen ab. Auch wenn die Pumpe (= Kraft) konstant arbeitet. fließt das Wasser an den Engstellen im Rohr schneller als bei großem Rohrquerschnitt (= Randbedingungen). Für Luftbewegungen gibt es ebenfalls Randbedingungen, z. B. strömt keine Luft durch die Erdoberfläche und im allgemeinen nur wenig durch die Tropopause. Zusätzlich wird die Aufstellung einer Bewegungsgleichung für Luftströmungen dadurch erschwert, daß sich die Erde um die Erdachse mit einer Winkelgeschwindigkeit von $\Omega = 2\pi/Taq \approx 7,3, 10^{-5}s^{-1}$ dreht. Ein mit der Erdoberfläche verbundenes Koordinatensystem ist deshalb kein Inertialsystem, in dem man die Beschleunigung mit (6.1) berechnen könnte. Angenommen ein Luftpaket

hat pro Volumeneinheit $(1m^3)$ die Beschleunigung **a** in einem Inertialsystem und **a'** in einem Bezugssystem, das sich mit der Erde mitbewegt. Sei $\mathbf{a}'' = mathbfa - \mathbf{a}'$, die Differenz der beiden Beschleunigungen. Dann gibt es für (6.1) folgende zwei Schreibweisen:

a)
$$\rho \mathbf{a} = \rho \mathbf{a}' + \rho \mathbf{a}'' = F$$

b) $\rho \mathbf{a}' = F - \rho \mathbf{a}''$ (6.2)

wobei F die Kraft ist, die auf das Luftpaket wirkt. Nach Gleichung (6.2a) muß man im rotierenden Koordinatensystem einen zusätzlichen Beschleunigungsterm $\rho \mathbf{a}''$ auf der linken Seite der Newtonschen Gleichung hinzufügen, um die Beschleunigung des Bezugssystems zu "korrigieren". Eine andere Möglichkeit ist, diesen Term wie in (6.2b) auf die rechte Seite der Gleichung zu stellen. Dann interpretiert man ihn nicht als Beschleunigung sondern als Kraft. Diese Kraft wird in der Literatur "Scheinkraft" genannt, eine unglückliche Bezeichnung, denn für den Beobachter im rotierenden System ist die Kraft genauso "real" wie alle anderen Kräfte. Da die Beobachtungen in der Meteorologie von der Erde aus durchgeführt werden, wählt man für die Darstellung der atmosphärischen Bewegungen ein mit der rotierenden Erde verbundenes Koordinatensystem und gibt in ihm die Beschleunigung an. Die zusätzlich auftretenden Terme interpretiert man dann häufig als Kräfte. Bevor diese näher beschrieben werden, geht es darum, welches Kraftfeld F auf das Luftpaket wirkt.

Um einen mathematischen Ausdruck für (6.2b) herzuleiten, betrachtet man üblicherweise ein kleines, quadratförmiges Luftpaket in einem kartesischen Koordinatensystem (Abb. 6.1). In der Meteorologie gilt folgende Konvention für die Achsenorientierung: Die *x*-Achse weist nach Osten, die *y*-Achse nach Norden und die *z*-Achse vertikal nach oben.

Hat das Luftpaket die Kantenlängen Δx , Δy , Δz erhält man für das Volumen $\Delta x \Delta y \Delta z$ und für die Masse $\rho \Delta x \Delta y \Delta z$ mit ρ als mittlerer Dichte im Luftvolumen (zur Erinnerung: Dichte = Masse pro Volumeneinheit).

Die Kräfte auf das Luftpaket können in drei verschiedene Arten unterteilt werden: Körperkräfte, Druckkräfte und Reibungskräfte.

Als Körperkräfte oder Volumenkräfte bezeichnet man Kräfte, die zur Masse proportional sind. Zu den Körperkräften ist die Gravitationskraft zu rechnen, die nur von der Masse der Luft abhängt und nach unten gerichtet ist. In einem rotierenden System kommen noch Beiträge von $\rho \mathbf{a}''$ dazu. Weiter unten wird gezeigt, wie man diese Beiträge berechnen kann.

Druckkräfte sind Kräfte, die senkrecht auf die Seitenflächen des Luftpakets wirken. Druck ist nichts anderes als Kraft pro Flächeneinheit. Wenn



Abbildung 6.1:

die umgebende Luft gleichmäßig auf Boden und Deckel des Quaders drückt, beträgt die *Netto-Druckkraft*:

$$p(x, y, z)\Delta x\Delta y - p(x, y, z + \Delta z)\Delta x\Delta y.$$

Für kleine z gilt für die Netto-Druckkraft Näherungsweise

$$-\frac{\partial p}{\partial z}\Delta x \Delta y \Delta z, \tag{6.3}$$

d. h. $\partial p/\partial z$ pro Volumeneinheit oder $-(1/\rho)\partial p/\partial z$ pro Masseneinheit.

Bei Luftpaketen *in Ruhe* steht diese nach oben gerichtete Kraft im Gleichgewicht zur Gravitationskraft $g\rho\Delta x\Delta y\Delta z$. Daraus erhält man die aus Kapitel 3 (Gleichung (3.17) auf Seite 28) bekannte hydrostatische Gleichung

$$\frac{dp}{dz} = -\rho g. \tag{6.4}$$

Ist die Luft *in Bewegung*, sind meistens auch die übrigen Komponenten der Druckkraft (bzw. des Druckgradienten) von Bedeutung: in x-Richtung $-(\partial p/\partial x)\Delta x\Delta y\Delta z$ und in y-Richtung $-(\partial p/\partial y)\Delta x\Delta y\Delta z$. Die gesamte Druckkraft (Druckgradientkraft) auf das Luftpaket ist deshalb gleich dem Vektor $-\nabla p$ pro Volumeneinheit oder $-(1/\rho)\nabla p$ pro Masseneinheit.



Abbildung 6.2: Zur Entstehung von horizontalen Druckgradienten.

Im Gegensatz zu den Druckgradientkräften haben Reibungskräfte sowohl parallele als auch senkrechte Komponenten zu den Seitenflächen des Luftquaders, weshalb ihre mathematische Formulierung recht kompliziert wird. Zum Glück kann man Reibungskräfte häufig in einer ersten Näherung im Vergleich zu anderen Kräften vernachlässigen. Vorerst sollen sie deshalb nicht detaillierter betrachtet werden. Bei vielen Bewegungen in der Atmosphäre ist die hydrostatische Gleichung (6.4) in sehr guter Näherung erfüllt, d. h. die vertikalen Beschleunigungen sind wesentlich kleiner als die Gravitationsbeschleunigung g. Dies gilt für Hoch- und Tiefdruckgebiete, Kaltund Warmfronten und sogar für tropische Zyklonen. Dagegen können bei kleinräumigen Luftbewegungen, z. B. in den Aufwind- (Updraughts) und Abwindgebieten (Downdraughts) von Quellwolken oder Gewittern große vertikale Beschleunigungen auftreten. In diesen Fällen ist dann die hydrostatische Gleichung nicht anwendbar. In großräumigen Luftströmungen bewirkt jedoch im wesentlichen die horizontale Komponente der Druckgradientkraft die Entstehung von Wind. Horizontale Druckgradienten können verschiedene Ursachen haben. Zwei wichtige Beispiele sind in Abb. 6.2 schematisch dargestellt: unterschiedlich hohe Gas- oder Flüssigkeitssäulen und horizontale Temperaturunterschiede.

In Abb. 6.2 wird angenommen, daß die Dichte überall konstant ist (homogenes Medium). Der Druckunterschied zwischen B und A erklärt sich durch das Gewicht der schraffierten Säule der Höhe H, das zusätzlich über B lastet, vorausgesetzt der Außendruck auf das Medium ist bei B und A gleich groß. Das Fluid strömt entgegengesetzt zur Richtung des Druckgradienten vom hohen zum tiefen Druck. In Abb. 6.2b sind zwar die Säulen über A und B gleich hoch, aber die Dichte ist in der wärmeren Säule über A niedriger. Über B lastet also wie in (a) das größere Gewicht, d. h. es herrscht dort der höhere Druck, weshalb auch in diesem Fall eine Strömung in Richtung A entsteht.

Horizontale Luftdruckgradienten können relativ leicht mit mehreren Barometern gemessen werden. Bei verschiedenen Stationshöhen muß man allerdings die Meßwerte auf ein gemeinsames Bezugsniveau reduzieren, um die vertikale Druckabnahme zu korrigieren. Der Druckunterschied zwischen dem Zentrum eines außertropischen Tiefdruckgebietes und dessen Umgebung beträgt ungefähr 10 hPa pro 1000 km. Daraus errechnet sich ein Druckgradient pro Masseneinheit Luft von $10^3 Pa/10^6$ m dividiert durch die Dichte der Luft in Bodennähe $\rho = 1kq/m^3$, was $10^{-3}ms^{-2}$ ergibt. Wirkt ein Druckgradient dieser Größe auf 1kg Luft über einen Tag (ca. $10^5 s$), würde dessen Geschwindigkeit auf 100 ms^{-1} anwachsen. Tatsächlich beobachtet werden jedoch nur $10ms^1$. Ursache für diesen Unterschied ist der Einfluß der Erdrotation auf die großräumigen Luftströmungen. Ein großer Teil der Druckgradientkraft steht im Gleichgewicht mit einer Trägheitskraft, die durch die Erdrotation entsteht und die im Term $\rho \mathbf{a}''$ auf der rechten Seite der Gleichung (6.2b) enthalten ist. Vor der Herleitung einer mathematischen Formel soll ein Gedankenexperiment die Wirkung der Kraft veranschaulichen.

Angenommen man befindet sich im Zentrum eines Karussells, das sich gegen den Uhrzeigersinn mit der konstanten Winkelgeschwindigkeit Ω dreht und rollt einen Ball zu einem Freund, der außerhalb des Karussells steht (Abb. 6.3). Vernachlässigt werden soll die Reibung und, da die Winkelgeschwindigkeit ω der Erde wesentlich kleiner als die des Karussells ist, auch die Erdrotation. Der Freund außerhalb des Karussells sieht den Ball auf einer geraden Linie mit konstanter Geschwindigkeit rollen. Daraus schließt er nach dem Gesetz von Newton, daß keine Kraft auf den Ball wirkt. Vom rotierenden Karussell aus beobachtet man jedoch, wie der Ball nach rechts abgelenkt wird, und folgert nach dem Gesetz von Newton, daß auf den Ball eine Kraft wirkt. Wer hat recht? Natürlich beide, denn im Inertialsystem außerhalb des Karussells (vorausgesetzt die Erdrotation wird vernachlässigt) ist das Newtonsche Gesetz in der Form (6.2a) gültig. Beobachtet man keine Beschleunigung, folgt $\mathbf{F} = 0$. Im rotierenden Koordinatensystem gilt zwar auch $\mathbf{F} = 0$; es gibt aber noch eine Kraft $\rho \mathbf{a}'$ (mit ρ als Masse des Balls), die die Ablenkung des Balls verursacht. Diese Kraft ist nach (6.2b) gleich der Kraft $-\rho \mathbf{a}''$ (für F = 0). Die Kraft, die auf der rechten Seite der Newtonschen Gleichung hinzugefügt werden muß, wenn die Beschleunigung in einem rotierenden Bezugssystem gemessen wird, nennt man Corioliskraft.

Wenn sich das Karussell schneller dreht, die Geschwindigkeit des Balles aber gleichbleibt, erscheint die Bahn des Balls stärker gekrümmt; die Corio-



Abbildung 6.4:

liskraft nimmt also mit der Winkelgeschwindigkeit zu. Aber Vorsicht! Man darf nicht analog weiter folgern, daß die Corioliskraft abnimmt, wenn der Ball schneller rollt, denn im Wahrheit wird sie größer. Die Krümmung der Flugbahn ist in diesem Fall kein Maß für die Corioliskraft, weil bei größerer Rollgeschwindigkeit V der Ball den Rand des Karussells schneller erreicht, d. h. die Zeit, in der die Corioliskraft wirken kann, nimmt ab. Wie die folgende einfache Rechnung beweist, ist die Corioliskraft *direkt proportional* zu ω und V. Abb. 6.4 zeigt einen Ausschnitt der Drehscheibe.

OA' sei eine Linie, die in Ruhe bleibt, wobei O im Zentrum und A' am Rand der Scheibe mit Radius r liegen soll. Der Punkt A soll dagegen, ebenfalls in der Entfernung r vom Zentrum, mit der Scheibe rotieren. Die Zeit t, die der Ball für die Strecke OA braucht, ergibt sich aus r/V. Während dieser Zeit legt A am Rand der Drehscheibe die Entfernung $s = (\omega t) \cdot r = \omega V t^2$ zurück. Aus dem Vergleich mit der bekannten Formel $s = \frac{1}{2}at^2$ würde der Beobachter im Mittelpunkt der Scheibe schließen, daß der Ball nach A gelangt, weil er die Beschleunigung $a = 2\Omega V$ erfährt oder anders ausgedrückt die (Coriolis-) Kraft ma (mit m als Masse des Balls). Natürlich funktioniert



Abbildung 6.5:

diese Rechnung nur für $s \ll r$. Eine exakte Herleitung der Corioliskraft wird im nächsten Abschnitt vorgestellt.

Die Corioliskraft kann man nicht nur beobachten, wenn man im Zentrum der Drehscheibe steht, sondern von jedem beliebigen Standpunkt auf der Scheibe aus. Es ist auch gleichgültig, in welche Richtung man den Ball rollt, der Ball wird immer nach rechts abgelenkt. Rotiert das Karussell im Uhrzeigersinn, erscheint in allen Fällen die Flugbahn nach links gekrümmt.

Wie noch gezeigt wird, wirkt die Corioliskraft immer senkrecht zur Bewegungsrichtung eines Luftpakets. Es stellt sich heraus, daß die meisten atmosphärischen Bewegungsvorgänge nur von der horizontalen Komponente der Corioliskraft beeinflußt werden. In diesem Fall ist die Corioliskraft zur Vertikalkomponente von Ω proportional (Abb. 6.5).

Die vertikale Komponente der Winkelgeschwindigkeit der Erde in der Breite ϕ beträgt $|\Omega| \sin \phi$ (Abb. 6.5). Am Äquator ist $\phi = 0$, dort verschwindet die horizontale Komponente der Corioliskraft. Am Äquator wird also die horizontale Luftströmung von der Erdrotation nicht beeinflußt. Die Corioliskraft lenkt auf der *Nordhalbkugel* den Wind (oder einen Ball) nach rechts ab, denn vom Nordpol aus gesehen dreht sich die Erde gegen den Uhrzeigersinn (Abb. 6.6). Vom Südpol aus betrachtet, scheint die Erde dagegen im Uhrzeigersinn zu rotieren. Auf der *Südhalbkugel* wirkt die Corioliskraft daher auf Luftströmungen senkrecht zur Bewegungsrichtung *nach links*.



Abbildung 6.6: Bahn eines Luftkörpers von der Erde (---->) und vom Weltraum aus (----) betrachtet: a) Bewegung vom Pol Richtung Äquator; b) Bewegung vom Äquator Richtung Pol, in diesem Fall hat der Luftkörper am Äquator relativ zum Weltraum eine Geschwindigkeitskomponente ΩR_e nach Osten (R_e sei der Erdradius am Äquator); Ursache ist die Winkelgeschwindigkeit Ω der Erde.

6.1 Mathematische Herleitung der Coriolisbeschleunigung

Im folgenden wird die zeitliche Änderung eines beliebigen Vektors $\mathbf{A}(t)$ untersucht. Die orthogonalen Einheitsvektoren im Inertialsystem sollen mit $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$ bezeichnet werden, die Einheitsvektoren in einem rotierenden Koordinatensystem mit $\mathbf{i}', \mathbf{j}', \mathbf{k}'$. Die Winkelgeschwindigkeit des relativ zum Inertialsystem gleichförmig rotierenden Koordinatensystems betrage Ω .

Im Inertialsystem läßt sich für den Vektor A schreiben

$$\mathbf{A}(t) = A_1 \mathbf{i} + A_2(t) \mathbf{j} + A_3(t) \mathbf{k}$$
(6.5)

und im rotierenden Bezugssystem

$$\mathbf{A}(t) = \mathbf{A}_1'(t)\mathbf{i}' + \mathbf{A}_2'(t)\mathbf{j}' + \mathbf{A}_3'(t)\mathbf{k}'$$
(6.6)

Die Ableitung von A (t) nach der Zeit kann man in (6.5) ohne Schwierigkeit bilden:

$$\frac{d_a \mathbf{A}}{dt} = \mathbf{i} \frac{dA_1}{dt} + \mathbf{j} \frac{dA_2}{dt} + \mathbf{k} \frac{dA_3}{dt}$$
(6.7)

Der Index "a" soll daran erinnern, daß sich die Ableitung auf das Inertialsystem bezieht. Bei der Bildung der Ableitung von (6.6) muß man berücksichtigen, daß die Einheitsvektoren $\mathbf{i}', \mathbf{j}', \mathbf{k}'$ ihre Richtung mit der Zeit ändern, d. h. $\mathbf{i}' = \mathbf{i}'(t)$ usw. Der Einheitsvektor \mathbf{i}' hat infolge der Rotation mit der Winkelgeschwindigkeit Ω die Geschwindigkeit $d\mathbf{i}'/dt$. Für $d_a\mathbf{A}/dt$ ergibt sich im rotierenden Bezugssystem:

$$\frac{d_{a}\mathbf{A}}{dt} = \mathbf{i}' \frac{dA'_{1}}{dt} + A'_{1} \frac{d\mathbf{i}'}{dt} + \cdots
= \mathbf{i}' \frac{dA'_{1}}{dt} + A'_{1} (\mathbf{\Omega} \times \mathbf{i}') + \cdots
= \left[\frac{d}{dt} + \mathbf{\Omega} \times \right] (A'_{1}\mathbf{i}' + \cdots).$$
(6.8)

Werden die Komponenten von \mathbf{A} im rotierenden Koordinatensystem gemessen, muß man bei der Berechnung von $d_a \mathbf{A}/dt$ den Term $\mathbf{\Omega} \times \mathbf{A}$ hinzufügen.

Der Vektor $\mathbf{r}(t)$ gebe den Ort eines Luftpakets an. Die *absolute Geschwindigkeit* \mathbf{u}_a des Luftpakets, d. h. die Geschwindigkeit im Inertialsystem, sei $\mathbf{u}_a = d_a \mathbf{r}/dt$. Die *relative Geschwindigkeit* in einem rotierenden Bezugssystem betrage $\mathbf{u} = d\mathbf{r}/dt = (d\mathbf{r}_1/dt)\mathbf{i}' + (d\mathbf{r}_2/dt)\mathbf{j}' + (d\mathbf{r}_3/dt)\mathbf{k}$. Nach (6.8) besteht dann zwischen \mathbf{u}_a und \mathbf{u} folgende Beziehung:

$$\mathbf{u}_a = \mathbf{u} + \mathbf{\Omega} \times \mathbf{r}.\tag{6.9}$$

Dieses Ergebnis steht in Übereinstimmung mit Abb. 6.6b. Der dort betrachtete Luftkörper startet relativ zur Erde nur mit einer Geschwindigkeit in Richtung Pol, relativ zum Weltraum dagegen noch mit einer zusätzlichen Geschwindigkeitskomponente ΩR_e nach Osten.

Um die Bewegung eines Luftpakets mit dem Gesetz von Newton beschreiben zu können, muß man die *absolute Beschleunigung* $d_a \mathbf{u}_a/dt$ kennen. Da aus den Messungen auf der Erde nur die relative Windgeschwindigkeit \mathbf{u} und damit die *relative Beschleunigung* d \mathbf{u}/dt bekannt ist, benötigt man eine Formel zur Umrechnung der Beschleunigung zwischen den beiden Bezugssystemen. Aus (6.8) folgt für $\mathbf{A} = \mathbf{u}_a$

$$\frac{d_a \mathbf{u}_a}{dt} = \frac{d \mathbf{u}_a}{dt} + \Omega \times \mathbf{u}_a$$

und mit Hilfe von (6.9)

$$\frac{d_a \mathbf{u}_a}{dt} = \frac{d \mathbf{u}}{dt} + 2\mathbf{\Omega} \times \mathbf{u} + \mathbf{\Omega} \times (\mathbf{\Omega} \times \mathbf{r}) \,. \tag{6.10}$$

Die zusätzlichen Terme auf der rechten Seite von (6.10) nennt man Coriolisbeschleunigung $(2\mathbf{\Omega} \times \mathbf{u})$ und Zentripetalbeschleunigung $(\mathbf{\Omega} \times (\mathbf{\Omega} \times \mathbf{r}))$. Wird die Beschleunigung d \mathbf{u}/dt in einem mit der rotierenden Erde verbundenen Koordinatensystem gemessen, ergibt sich durch Addition der *Coriolisbe*schleunigung und der Zentripetalbeschleunigung die absolute Beschleunigung



Abbildung 6.7:

 $d_a \mathbf{u}_a/dt$ in einem Inertialsystem. Die Coriolisbeschleunigung wirkt senkrecht zum Rotationsvektor und senkrecht zur Bewegungsrichtung. Wie sich bereits im letzten Abschnitt ergab, ist sie direkt proportional zum Betrag von $\boldsymbol{\Omega}$ und \mathbf{u} . Für vorgegebene $|\boldsymbol{\Omega}|$ und $|\mathbf{u}|$ wird die Coriolisbeschleunigung maximal, wenn $\boldsymbol{\Omega}$ und \mathbf{u} senkrecht aufeinander stehen, und wird Null, wenn $\boldsymbol{\Omega}$ und \mathbf{u} parallel sind.

Zur Interpretation der Zentripetalbeschleunigung zerlegt man den Ortsvektor $\mathbf{r}(t)$ in Komponenten parallel und senkrecht zum Rotationsvektor Ω (Abb. 6.7): $\mathbf{r} = (\mathbf{r} \cdot \hat{\mathbf{\Omega}}) \hat{\mathbf{\Omega}} + \mathbf{R}$ mit $\hat{\mathbf{\Omega}} = \mathbf{\Omega} / |\mathbf{\Omega}|$. Die zu $\mathbf{\Omega}$ parallele Komponente des Ortsvektors liefert keinen Beitrag zur Zentripetalbeschleunigung, weil das Vektorprodukt in diesem Fall verschwindet. Es folgt daher

$$\mathbf{\Omega} \times (\mathbf{\Omega} \times r) = \mathbf{\Omega} \times (\mathbf{\Omega} \times \mathbf{R}) = -|\mathbf{\Omega}|^2 \mathbf{R}.$$
(6.11)

Die Zentripetalbeschleunigung ist also *nach innen*, zur Rotationsachse hin, gerichtet und hat für ein Luftpaket in der Entfernung R von der Rotationsachse den Betrag $\Omega^2 R$ (mit $\Omega = |\Omega|$).

6.2 Das 2. Gesetz von Newton in einem rotierenden Bezugssystem

Für ein Luftpaket mit der Volumene
inheit 1 $m^3,$ d. h. mit der Masse ρ
 $(\rho = Dichte),$ lautet das 2. Gesetz von Newton im rotierenden Koordinaten
system
$$\rho \left[\frac{d\mathbf{u}}{dt} + 2\mathbf{\Omega} \times \mathbf{u} + \mathbf{\Omega} \times (\mathbf{\Omega} \times \mathbf{r}) \right] = \mathbf{F}.$$
 (6.12)

Diese Form entspricht der Schreibweise (6.2a). Der zweite und dritte Term kann auch wie in (6.2b) auf die rechte Seite der Gleichung gestellt werden

$$\rho \left[\frac{d\mathbf{u}}{dt} \right] = \mathbf{F} - 2\rho \mathbf{\Omega} \times \mathbf{u} + \mathbf{\Omega} \times (\mathbf{\Omega} \times \mathbf{r}) \,. \tag{6.13}$$

Dann faßt man $-2\rho \mathbf{\Omega} \times \mathbf{u}$ als Corioliskraft und $-\rho \mathbf{\Omega} \times (\mathbf{\Omega} \times \mathbf{r})$ als Zentrifugalkraft auf.

6.3 Effektive Schwerkraft

Wäre die Erde eine nicht rotierende ideale Kugel, würde nach dem Newtonschen Gravitationsgesetz nur die Gravitationskraft \mathbf{g}^* pro Masseneinheit in Richtung Erdmittelpunkt wirken. Wäre die Erde eine rotierende ideale Kugel, würde sich die *effektive Schwerkraft* \mathbf{g} aus der Vektoraddition der Gravitationskraft \mathbf{g}^* und der Zentrifugalkraft $\omega^2 \mathbf{R}$ ergeben (s. Abb. 6.8a), d. h.

$$\mathbf{g} = \mathbf{g}^* + \Omega^2 \mathbf{R}. \tag{6.14}$$

Die effektive Schwerkraft hätte dann eine zum Äquator gerichtete Komponente parallel zur Erdoberfläche. Da aber die rotierende flüssige Erde auf Grund der Zentrifugalkraft nicht als Kugel erstarrte sondern mit einem Äquatorwulst und einer Abplattung am Pol (Radius am Äquator = Radius am Pol + 21 km), ist die Massenverteilung so, daß g immer senkrecht zur Erdoberfläche steht (Abb. 6.8b). Nicht ganz korrekt wird die Schwerebeschleunigung g oft auch als Gravitationsbeschleunigung bezeichnet.

1

Verwendet man g statt g^* , läßt sich die Gleichung (6.13) vereinfachen. Auf ein Luftpaket mit der Gravitationskraft ρg^* pro Volumeneinheit wirke die Kraft $\mathbf{F} = \mathbf{F}' + \rho \mathbf{g}^*$. Unter Verwendung von (6.11) und (6.14) wird (6.13) zu

$$\rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} = \mathbf{F'} + \rho \mathbf{g} - 2\rho \mathbf{\Omega} \times \mathbf{u}. \tag{6.15}$$

Die Zentrifugalkraft infolge der Erdrotation erscheint in der Gleichung nicht mehr explizit, sie ist in der effektiven Schwerkraft enthalten. Bereits bisher wurde $\mathbf{g} = (0, 0, -g)$ und nicht \mathbf{g}^* als Schwerebeschleunigung



Abbildung 6.8: a) effektive Schwerkraft g auf einer kugelförmigen Erde. b) effektive Schwerkraft auf einer leicht abgeplatteten Erde; g steht überall senkrecht zur Erdoberfläche.

(Gravitationsbeschleunigung) verwendet (z. B. in der hydrostatischen Gleichung (6.4)). Wenn Reibungskräfte vernachlässigt werden können, wirkt auf ein Luftpaket neben der Schwerkraft vor allem die Druckgradientkraft, d. h.

 $\mathbf{F'} = -\nabla p$ pro Volumeneinheit.

Teilt man (6.15) durch ρ (alle Größen sind dann auf die Masseneinheit 1 kg bezogen), ergibt sich

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \mathbf{g} - 2\mathbf{\Omega} \times \mathbf{u}.$$
(6.16)

In dieser Form beschreibt das 2. Newtonsche Gesetz die reibungsfreie Bewegung eines Luftpakets, dessen Geschwindigkeit u in einem Bezugssystem auf der rotierenden Erde gemessen wird. Bei der Anwendung von (6.16) ist es günstig, die Gleichung in einem kartesischen Koordinatensystem mit Nullpunkt in der Breite ϕ zu betrachten. Die Einheitsvektoren **i**, **j**, **k** sollen so orientiert sein, daß **i** nach Osten, **j** nach Norden und **k** nach oben zeigt (Abb. 6.9).

Der Vektor Ω kann in diesem Koordinatensystem als $\Omega \cos \phi \mathbf{j} + \sin \phi \mathbf{k}$ geschrieben werden, weshalb folgt

$$2\mathbf{\Omega} \times \mathbf{u} = 2\Omega \, \sin\phi \, \mathbf{k} \times \mathbf{u} + 2\Omega \, \cos\phi \, \mathbf{j} \times \mathbf{u}. \tag{6.17}$$

Für Luftbewegungen in Zusammenhang mit den Tiefdruck- und Hochdruckgebieten der mittleren Breiten zeigt eine Abschätzung, daß nur der erste Term auf der rechten Seite von (6.17) von Bedeutung ist (siehe z. B. Holton, 1979, Kapitel 2.4). In guter Näherung gilt daher



Abbildung 6.9:

$$2\mathbf{\Omega} \times \mathbf{u} = 2\Omega \, \sin \, \phi \mathbf{k} \times \mathbf{u} = \mathbf{f} \times \mathbf{u}. \tag{6.18}$$

Die Größe $f = 2\Omega sin\phi$ ($\mathbf{f} = f\mathbf{k}$) bezeichnet man als *Coriolisparameter*. Die Corioliskraft beeinflußt nach (6.18) nur horizontale Luftströmungen. Außerdem ist sie von der Breite ϕ abhängig: In Äquatornähe kann man die Wirkung der horizontalen Komponente der Corioliskraft vernachlässigen, in Richtung Pole wird sie dagegen immer größer.

6.4 Geostrophische Bewegung

Laborversuche ergeben, daß ein Gas vom hohen zum tiefen Druck strömt und daß dadurch alle Druckunterschiede ausgeglichen werden (vgl. Abb. 6.2). Die Corioliskraft hat in diesem Fall keinen Einfluß auf die Strömung, weil sie einige Größenordnungen kleiner als die Druckgradientkraft ist. Wie die Wetterkarten in Kapitel 5 (z. B. Abb. 5.16, 5.17) zeigen, erfolgt die großräumige Luftbewegung in der Atmosphäre nicht senkrecht sondern parallel zu den Isobaren (oder Isohypsen) kreisförmig um die Hochdruck- bzw. Tiefdruckzentren herum (abgesehen von der Reibungsschicht nahe der Erdoberfläche). Die Windgeschwindigkeit bleibt dabei konstant, solange sich der Druckgradient nicht ändert, d. h. die Strömung befindet sich in einem Gleichgewichtszustand. Deshalb kann die Beschleunigung eines Luftpakets du/dt in Gleichung (6.16) gegenüber der Coriolisbeschleunigung $2\mathbf{\Omega} \times \mathbf{u}$



Abbildung 6.10: Definition des geostrophischen Windes auf der Nordhalbkugel

vernachlässigt werden. Verwendet man außerdem für den Coriolisterm die Näherung (6.18), folgt für die horizontalen Komponenten von (6.16)

$$0 = -\frac{1}{\rho} \nabla_h p - \mathbf{f} \times \mathbf{u} \tag{6.19}$$

und für die vertikale Komponente

$$0 = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} - g. \tag{6.20}$$

 ∇_h bezeichnet den horizontalen Anteil des z. B. ∇ -Operators, d. h. $\nabla_h = (\partial/\partial x, \partial/\partial y, 0)$. Gleichung (6.20) sagt aus, daß die vertikale Komponente der Druckgradientkraft im Gleichgewicht zur Gewichtskraft des Luftpakets steht (hydrostatisches Gleichgewicht, siehe auch Gleichung (6.4). Die horizontalen Bewegungsgleichungen (6.19) zeigen für den Fall einer großräumigen, reibungsfreien Luftströmung ein Gleichgewicht zwischen der horizontalen Druckgradientkraft $-(1/\rho)\nabla_h p$ und der Corioliskraft $\mathbf{f} \times \mathbf{u}$. Die Luftströmung befindet sich im geostrophischen Gleichgewicht (Abb. 6.10).

Der geostrophische Wind \mathbf{u}_h weht genau parallel zu den Isobaren und ist auf der Nordhalbkugel so gerichtet, daß der tiefe Luftdruck in Strömungsrichtung gesehen links liegt. Auf der Südhalbkugel bläst der geostrophische Wind mit dem tiefen Druck zur Rechten, da Ω und damit auch die Corioliskraft entgegengesetzt gerichtet ist. Auf die geostrophische Strömung wirkt keine Kraftkomponente; die Luftpakete werden daher bei ihrer Verlagerung nicht beschleunigt. Aus Gleichung (6.19) läßt sich \mathbf{u}_h bestimmen, indem man auf beiden Seiten das Vektorprodukt mit \mathbf{k} bildet, d. h

$$\mathbf{k} \times (f\mathbf{k} \times \mathbf{u}) = -\frac{1}{\rho} \mathbf{k} \times \nabla_h p.$$
(6.21)

Mit Hilfe des Entwicklungssatzes für dreifache Vektorprodukte $\mathbf{a} \times (\mathbf{b} \times \mathbf{c}) = (\mathbf{a} \cdot \mathbf{c})\mathbf{b} - (\mathbf{a} \cdot \mathbf{b})\mathbf{c}$ und $\mathbf{u} = (\mathbf{u}, \mathbf{v}, \mathbf{w})$ wird die linke Seite zu $f[(\mathbf{k} \cdot \mathbf{u})\mathbf{k} - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{k})\mathbf{u}] = f[w\mathbf{k} - \mathbf{u}] = -f\mathbf{u}_h$. Damit erhält man aus (6.21)

$$\mathbf{u}_h = \frac{1}{\rho f} \mathbf{k} \times \nabla_h p \tag{6.22}$$

Es gilt daher

$$|\mathbf{u}_h| = \frac{1}{\rho f} \left| \nabla_h p \right| \tag{6.23}$$

d. h. zwischen dem geostrophischen Wind \mathbf{u}_h und dem Druckgradienten besteht eine lineare Abhängigkeit. Ein Blick auf eine Wetterkarte bestätigt dieses Ergebnis: je kleiner der Isobarenstand, desto stärker der Wind. Da der Coriolisparameter f in Richtung Äquator immer kleiner wird, hängt die geostrophische Windgeschwindigkeit auch von der geographischen Breite ab. In niederen Breiten ist bei gleichem Druckgradienten der Wind stärker als in höheren Breiten. Direkt am Äquator, wo f Null wird, wäre die Geschwindigkeit des geostrophischen Windes unendlich groß. In Äquatornähe kann man deshalb die geostrophische Näherung (6.19) oder (6.21) nicht anwenden. Die Luftströmung ist in diesen Gebieten nicht parallel sondern quer zu den Isobaren vom höheren zum tieferen Druck gerichtet.

Im Rechenbeispiel auf Seite 66 ergab sich bei einem Druckgradienten von 10 hPa/1000 km (oder 10^{-3} kg $m^{-2}s^{-2}$) und $\rho = 1kg/m^3$ für ein Luftpaket nach einem Tag die viel zu große Geschwindigkeit von 100 ms^{-1} . Nimmt man dagegen geostrophisches Gleichgewicht bei $\phi = 45^{\circ}$ C ($f = 10^4 s^{-1}$) an, errechnet sich eine Windgeschwindigkeit von 10 ms^{-1} . Dieser Wert stimmt ungefähr mit der beobachteten Windstärke überein.

6.5 Der Druck als vertikale Koordinate

Auf Wetterkarten für die freie Atmosphäre analysiert man nicht die Druckverteilung auf bestimmten Niveauflächen (z. B. Meeresniveau), sondern stellt die Höhenverteilung auf ausgewählten Druckflächen (z. B. 300 hPa) dar.



Abbildung 6.11:

Da diese Druckflächen nahezu horizontal sind, kann man die Luftbewegungen ohne allzu große Fehler mit der horizontalen Windkomponente gleichsetzen. Wie soll man jedoch das Newtonsche Gesetz anwenden, wenn definitionsgemäß auf einer Druckfläche kein Druckgradient besteht? In diesem Abschnitt wird gezeigt, daß bei der Transformation von "Höhenkoordinaten" (x,y,z) auf "Druckkoordinaten" (x,y,p) der horizontale Druckgradient in der Bezugshöhe z in einen quasi horizontalen Gradienten der geopotentiellen Höhe auf der jeweiligen Druckfläche übergeht. Die Koordinaten p und z können ineinander umgewandelt werden, weil die hydrostatische Beziehung zwischen Druck und Höhe in den meisten Fällen sehr gut erfüllt ist. Außerdem besteht zwischen p und z ein enger funktionaler Zusammenhang (nach Gleichung (2.7) bzw. (3.23) gibt es eine exponentielle Abhängigkeit).

Abb. 6.11 zeigt benachbarte Druckflächen $p + \Delta p \ (\Delta p > 0)$, die die Geopotentialfläche z in den Punkten A und B schneiden. Der geopotentielle Höhenunterschied zwischen den Druckflächen betrage am Punkt B Δ z und die Entfernung zwischen A und B sei Δ x.

Schreibt man die partielle Ableitung als Differentialquotient, ergibt sich

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial p}{\partial x} \end{pmatrix}_{z=const.} = \lim_{\Delta x \to 0} \frac{p_b - p_a}{\Delta x} \\ = \lim_{\substack{\Delta x \to 0 \\ \Delta z \to 0}} \frac{p_b - p_c}{\Delta z} \cdot \frac{\Delta z}{\Delta x} weil \ p_c = p_a; \\ = - \left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_{x=const.} \cdot \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_{p=const.} \\ = \rho g \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_{p=const.} \end{cases}$$

In der letzten Zeile wurde die hydrostatische Gleichung (6.4) angewendet. Es gilt also die Beziehung

$$-\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_{z=const.} = -g \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_{z=const.}$$
(6.24)

Beim Übergang von Höhenkoordinaten auf Druckkoordinaten muß man den horizontalen Druckgradient pro Masseneinheit durch die Neigung der Druckfläche, multipliziert mit g, ersetzen.

Die geostrophische Gleichung (6.19) lautet in Druckkoordinaten

$$\mathbf{f} \times \mathbf{V} = -g\nabla_p z. \tag{6.25}$$

Der Index "p" soll daran erinnern, daß die Ableitungen im ∇ – Operator nicht bei konstantem z sondern bei konstantem p zu berechnen sind (d. h. $\partial z/\partial x = \lim_{\Delta x \to 0} (z_c - z_a)/\Delta x)$ Gleichung (6.25) zeigt, daß der geostrophische Wind im p-System parallel zu den Isohypsen bläst und daß dabei die niedrigeren Geopotentialwerte auf der Nordhalbkugel (Südhalbkugel) in Strömungsrichtung gesehen links (rechts) liegen. Analog zu (6.22) läßt sich aus (6.25) der geostrophische Wind V berechnen

$$\mathbf{V} = \frac{g}{f} \mathbf{k} \times \nabla_p z \tag{6.26}$$

In dieser Beziehung erscheint die stark höhenabhängige Dichte nicht mehr explizit. Eine Schablone, mit deren Hilfe aus dem Isohypsenabstand V bestimmt werden kann, ist deshalb für *alle* Druckflächen verwendbar. Die Breitenabhängigkeit von V bleibt jedoch auch im p-System erhalten. Die Druckflächen sind natürlich je nach Windgeschwindigkeit unterschiedlich stark geneigt, verlaufen aber auch bei großen V nahezu horizontal. Für die sehr hohe Windgeschwindigkeit von $100ms^1$ (200 kn) ergibt sich in mittleren Breiten $(f \approx 10^4 s^1)$ eine Neigung von 1:1000. Umgekehrt entspricht einer Neigung von 1:100 000 die relativ kleine Windgeschwindigkeit

$$|\mathbf{V}| = \frac{g}{f} |\nabla_p z| \approx \frac{10}{10^{-4}} \cdot \frac{1}{10^5} m s^{-1} = 1 m s^{-1}.$$

Die geostrophische Näherung beschreibt in folgenden Bereichen der Atmosphäre die Luftströmungen hinreichend genau:

- außerhalb der Tropen,
- in der freien Atmosphäre über 1 km Höhe,
- in Gebieten mit nur schwach gekrümmten Isobaren bzw. Isohypsen.

"Hinreichend" genau bedeutet, daß unter diesen Voraussetzungen der geostrophische Wind ungefähr 85 % des beobachteten Windes erklärt. In den nächsten Abschnitten sollen die Strömungsverhältnisse bei gekrümmtem Isobarenverlauf sowie in der bodennahen Luftschicht unter 1 km Höhe erläutert werden.



Abbildung 6.12: (a) zyklonaler und (b) antizyklonaler Gradientwind.

6.6 Gradientwind

Das geostrophische Gleichgewicht zwischen Druckgradientkraft und Corioliskraft gilt nur für Luftströmungen entlang geradliniger Isobaren, wenn keine Zentrifugalkräfte wirken. In vielen Fällen sind die Bahnen der Luftteilchen in der freien Atmosphäre jedoch so schwach gekrümmt, daß der Wind annähernd geostrophisch ist. Bei stark gekrümmten Bahnen oder bei kreisförmiger Bewegung, z. B. in Tiefdruckgebieten, Tornados, Windhosen oder Staubteufeln kann man aber die Zentrifugalkräfte nicht vernachlässigen. Abb. 6.12 zeigt das Kräftegleichgewicht bei der Umströmung eines Tiefdruckzentrums und eines Hochdruckzentrums.

Die Druckgradientkraft pro Masseneinheit (P) ist in Polarkoordinaten gleich $-(1/\rho)(\partial p/\partial r)$. Die Corioliskraft (C) beträgt fV und wirkt senkrecht zur Richtung des Tangentialwindes V nach rechts. Hinzu kommt die Zentrifugalkraft (Z) V^2/r pro Masseneinheit, die immer radial nach außen gerichtet ist (Analog zur Unterscheidung von Coriolisbeschleunigung und Corioliskraft spricht man von Zentripetalbeschleunigung oder Zentrifugalkraft, je nachdem auf welcher Seite der Gleichung V^2/r gestellt wird). Mathematisch läßt sich das Gleichgewicht von Druckgradientkraft, Corioliskraft und Zentrifugalkraft folgendermaßen formulieren

$$fV + \frac{V^2}{r} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}.$$
(6.27)

V bezeichnet man als *Gradientwind*. Nach einer Konvention ist V in antizyklonal gekrümmten Strömungen negativ. Gleichung (6.27) wird Gradientwindgleichung genannt. In Druckkoordinaten lautet sie

$$fV + \frac{V^2}{r} = g\frac{\partial z}{\partial r}.$$
(6.28)

Ist der Druckgradient (Isobarenabstand) bekannt, ergibt sich V aus der Lösung der quadratischen Gleichung (6.27):

$$V = -\frac{1}{2}rf + \frac{1}{2}\left[r^2f^2 + \frac{4r}{\rho}\frac{dp}{dr}\right]^{1/2}$$
(6.29)

Das Vorzeichen vor der Wurzel wurde so gewählt, daß bei großem Radius r, d. h. bei kleiner Zentrifugalkraft V^2/r , (6.29) wieder zur geostrophischen Gleichung wird. Für $r \to \infty$ erhält man

$$V = -\frac{1}{2}rf + \frac{1}{2}rf \left[1 + \frac{4}{prf^2}\frac{dp}{dr}\right]^{1/2}$$
$$\approx -\frac{1}{2}rf + \frac{1}{2}rf \left[1 + \frac{2}{prf^2}\frac{dp}{dr} - \dots\right]$$
$$\approx \frac{1}{pf}\frac{dp}{dr} = V_g.$$

Aus (6.29) folgt für ein Hochdruckgebiet (dp/dr < 0), daß der Druckgradient in der Entfernung r vom Zentrum nicht größer als $(1/4)\rho r f^2$ sein darf, denn sonst würde der Ausdruck unter der Wurzel negativ werden. Der antizyklonale Gradientwind muß daher die Bedingung |V| < (1/2)rferfüllen. Deshalb ist bei kleinem r in der Nähe eines Hochdruckzentrums der Wind schwach und der Druckgradient entsprechend gering. In einem Tiefdruckgebiet gibt es dagegen theoretisch keine Obergrenze für V oder dp/dr. Wegen der Reibungskräfte und weil nur eine begrenzte Energiemenge zur Verfügung steht, wird die Windgeschwindigkeit zwar nicht unendlich groß, kann aber dennoch beachtliche Werte erreichen (z. B. 120 km/h am 1.3.1990 in der Münchner Innenstadt, obwohl dort eine große Reibung herrscht). Auch bei gekrümmter Strömung kann man den geostrophischen Wind V_g definieren. Die tatsächliche Windgeschwindigkeit weicht allerdings bei zunehmender Krümmung immer mehr von V_g ab. Aus der Definition für den geostrophischen Wind

$$fV_g = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \tag{6.30}$$

ergibt sich zusammen mit (6.27) eine rechnerische Beziehung zwischen der Geschwindigkeit von geostrophischem und Gradientwind

$$f(V - V_g) = -\frac{V^2}{r}$$
(6.31)

Da die rechte Seite von (6.31) immer negativ ist, muß bei der Umströmung eines Tiefdruckgebietes (V > 0) V kleiner als V_q sein. In einem Hochdruckgebiet (V < 0) gilt dagegen |V| > |Vg|. Dieses Ergebnis steht in Übereinstimmung zu Abb. 6.12. Beim zyklonalen Gradientwind (P = C + Z)ist die Corioliskraft kleiner als im geostrophischen Fall (P = C) und damit auch die Windgeschwindigkeit. Beim antizyklonalen Gradientwind mit P + Z = C im Kräftegleichgewicht müssen Corioliskraft und Windgeschwindigkeit größer sein, um den beiden anderen Kräften die Waage halten zu können. Der antizyklonale Gradientwind ist also supergeostrophisch (größer als der geostrophische Wind bei gleichem Druckgradienten) und der zyklonale Gradientwind subgeostrophisch (kleiner als der geostrophische Wind bei gleichem Druckgradienten). Das folgende Beispiel zeigt, daß die Strömung in einem Hurrikan stark subgeostrophisch ist. Angenommen der Hurrikan befindet sich bei 20° N. 50 km von Zentrum entfernt soll ein Druckgradient von 50 hPa pro 100 km bestehen. Dann errechnet sich aus (6.30) der geostrophische Wind zu

$$V_g = \frac{50 \cdot 10^2 kg \ m^{-1} s^{-2}}{1,25 kg m^{-3} \cdot 2 \left(7,29 \cdot 10^{-5}\right) s^{-1} \cdot \sin 20^\circ \cdot 10^5 m} = 802 m s^{-1}$$

Die Gradientwindgleichung (6.27) ergibt $43.5ms^{-1}$, ein Wert der ungefähr der beobachteten Windgeschwindigkeit entspricht. Die beiden Ergebnisse sind extrem unterschiedlich, weil im Hurrikan die Luftbewegung viel mehr durch die Zentrifugalkraft V^2/r als durch die Corioliskraft fV beeinflußt wird (das Verhältnis von Zentrifugalkraft zu Corioliskraft beträgt V/(rf) = 17, 4). Man könnte deshalb die Corioliskraft bei der Berechnung von V auch ganz weglassen und würde dennoch für den Gradientwind fast das gleiche Ergebnis erhalten (44, $7ms^{-1}$). Gleichung (6.27) beschreibt in diesem Fall nur das Gleichgewicht zwischen Zentrifugalkraft und Druckgradientkraft (*zyklostrophisches Gleichgewicht*).

$$\frac{V^2}{r} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}.$$
(6.32)

Luftströmungen in intensiven kleinräumigen Wirbeln (Hurrikane, Tornados, Windhosen, Staubteufel) sind zumindest in deren Kernbereichen im zyklostrophischen Gleichgewicht. Im Bereich von scharfen Trögen in der Höhenströmung der mittleren Breiten ist die gemessene Windgeschwindigkeit oft nur halb so groß wie die dem Isobarenabstand entsprechende geostrophische



Abbildung 6.13: Kräftegleichgewicht für Luftpakete mit gekrümmten Trajektorien auf der Nordhalbkugel.

Windgeschwindigkeit. Der Wind bläst aber dennoch parallel zu den Isobaren und Isohypsen. Ursache ist wiederum der Einfluß der Zentrifugalkraft auf die zyklonal gekrümmte Strömung, die in diesem Fall vom Krümmungsradius R_t der Trajektorien (Bahnen) der Luftpakete abhängt (Abb. 6.13).

Im allgemeinen sind die Luftströmungen in der Atmosphäre nicht stationär, denn die Anordnung der Isobaren ändert sich mit der Zeit. Deshalb fallen die Trajektorien (zeitliche Wege der individuellen Luftteilchen) nicht mit den Stromlinien (Linien, die zu einem bestimmten Zeitpunkt parallel zur Strömung sind; Momentaufnahme des Bewegungsfeldes) zusammen. Der unterschiedliche Verlauf von Stromlinien und Trajektorien in einem ostwärts ziehenden Trog ist in Abb. 6.14 dargestellt.

Man kann daher bei der Gradientwindberechnung den Krümmungsradius der Trajektorien R_t nicht aus dem Radius der Stromlinien oder Isobaren, der aus den Wetterkarten bekannt ist, bestimmen. Da sich der Krümmungsradius deshalb nur schwer und zeitraubend bestimmen läßt, wird der Gradientwind, obwohl er den wahren Wind besser approximiert als der geostrophische Wind, in der Praxis nur selten berechnet.

6.7 Die Wirkung der Reibungskraft

Innerhalb der planetarischen Grenzschicht (Reibungsschicht) bewirkt die Reibungskraft eine Abbremsung des Windes unter den geostrophischen Wert.



Abbildung 6.14:

AB, wenn V > CAC, wenn V = CAD, wenn V < C.

Die Windgeschwindigkeit ist besonders in Bodennähe subgeostrophisch und nähert sich bis zur Obergrenze der Reibungsschicht in ungefähr 1000 bis 1500 m Höhe dem geostrophischen Wert an. Da bei verringerter Windgeschwindigkeit auch die Corioliskraft kleiner ist, kann sie die Druckgradientkraft nicht mehr ausbalancieren, so daß der Wind eine Komponente quer zu den Isobaren in Richtung tieferen Druck (oder quer zu den Isohypsen in Richtung niedrigere geopotentielle Höhe) erhält (Abb. 6.15, siehe auch Abb. 5.5).

Die Luft muß unter Reibungseinfluß vom höheren zum tieferen Druck strömen, da es einer Arbeit bedarf, die Reibungskraft zu überwinden. Diese Arbeit muß von der Druckgradientkraft geleistet werden, denn die Corioliskraft kann keine Arbeit verrichten, weil sie immer senkrecht auf die Bewegungsrichtung steht. Die Strömung hat daher eine Komponente in Richtung der Druckgradientkraft. Abb. 6.16 zeigt das Kräftegleichgewicht zwischen der Druckgradientkraft P, Corioliskraft C und Reibungskraft F in einer Luftströmung auf der Nordhalbkugel.

Die Druckgradientkraft steht senkrecht auf den Isobaren, die Corioliskraft senkrecht zur Bewegungsrichtung. Die Reibungskraft wirkt entgegengesetzt zur Bewegungsrichtung. Sind die drei Kräfte im Gleichgewicht, gilt

 $|\mathbf{F}| = |\mathbf{P}| \sin \psi$ und $|\mathbf{P}| \cos \psi = |\mathbf{C}| = f |\mathbf{V}|$.

Damit erhält man eine Formel zur Berechnung der Reibungskraft



Abbildung 6.15: Abweichung des Windes von der Isobarenrichtung infolge der Reibung an der Erdoberfläche.



Abbildung 6.16: Kräftegleichgewicht für Luftpakete in der Reibungsschicht auf der Nordhalbkugel.

$$\mathbf{F}| = f \left| \mathbf{V} \right| tan\psi \tag{6.33}$$

Der Betrag der Reibungskraft ist nach (6.33) vorwiegend von der Windgeschwindigkeit abhänging, auch wenn der Ablenkungswinkel ψ am Boden unterschiedlich sein kann. Er wächst mit zunehmender Stabilität der thermischen Schichtung und abnehmender geographischer Breite. Über Land kann man im Mittel einen Ablenkungswinkel von 30° annehmen , wobei das Verhältnis V/V_g etwa 0,5 beträgt. Über See dagegen ist der Winkel gegen die Isobaren zumindest in mittleren und höheren Breiten recht gering $(10 - 20^{\circ})$ und die Windgeschwindigkeit erreicht durchschnittlich 70-80 % des geostrophischen Wertes.

6.8 Der thermische Wind

Bestehen in der Atmosphäre horizontale Temperaturunterschiede, ist damit eine vertikale Änderung des geostrophischen Windes verbunden. Denn nach der hydrostatischen Gleichung (6.4) nimmt der Druck mit der Höhe um so rascher ab, je größer die Dichte ρ ist, d. h. in kalter Luft schneller als in warmer Luft. In Gebieten mit horizontalen Temperaturgradienten sind deshalb der horizontale Druckgradient und damit auch der geostrophische Wind höhenabhängig. Die Änderung des geostrophischen Windes zwischen zwei Druck- oder Höhenflächen (oberhalb der Reibungsschicht) bezeichnet man als thermischen Wind.

In Abb. 6.17 ist schematisch ein Vertikalschnitt durch eine Luftströmung auf der Nordhalbkugel dargestellt. Die Kreuze sollen andeuten, daß die Luft in die Zeichenebene hinein strömt. Die Größe der Kreise ist dem Betrag der Windgeschwindigkeit proportional. In Bodennähe gibt es keinen geostrophischen Wind, weil die 1000 hPa-Fläche horizontal liegt. Die gleichmäßige Zunahme der mittleren Lufttemperatur entlang der n-Achse (senkrecht zur Strömung) hat zur Folge, daß die 700 hPa- und 500 hPa-Flächen geneigt sind.

Der Abstand der beiden Druckflächen ist der Mitteltemperatur der Schicht dazwischen proportional (s. Gleichung (3.21)). Die Neigung der 500 hPa-Fläche $\partial h_{500}/\partial n$ muß deshalb größer sein als die der 700 hPa-Fläche. Zusammen mit (6.26) folgt

$$V_{500} = \frac{g}{f} \frac{\partial h_{500}}{\partial n} > V_{700} = \frac{g}{f} \frac{\partial h_{700}}{\partial n}$$

Der thermische Wind zwischen 700 hPa und 500 hPa ergibt sich zu







Abbildung 6.18:

$$V_t = V_{500} - V_{700} = \frac{g}{f} \frac{\partial}{\partial n} \left(h_{500} - h_{700} \right) = \frac{g}{f} \frac{\partial D}{\partial n}, \tag{6.34}$$

wobei $D = h_{500} - h_{700}$ die Schichtdicke zwischen den zwei Druckflächen angibt. In Abb. 6.17 ist $\partial D/\partial n$ positiv und daher auch V_t positiv, d. h. die geostrophische Windgeschwindigkeit nimmt mit der Höhe zu. Ist in der gesamten Atmosphäre kein horizontaler Temperaturgradient vorhanden, herrscht zwischen den Druckflächen überall dieselbe Mitteltemperatur. Daraus folgt, daß der vertikale Abstand zwischen zwei beliebigen Druckflächen konstant ist, d. h. die Druckflächen sind untereinander parallel (jedoch liegen sie im allgemeinen nicht horizontal). Wenn sich die Neigung der Druckflächen in der Vertikalen nicht ändert, hat der geostrophische Wind in allen Höhen die gleiche Geschwindigkeit (Abb. 6.18).

Eine Atmosphäre, in der Luftdruck- und Temperaturflächen parallel verlaufen, nennt man *barotrop*. Das Gegenstück zu einer barotropen Atmosphäre ist die *barokline* Atmosphäre. Bei Baroklinität sind die isothermen Flächen gegenüber den isobaren Flächen beliebig geneigt und es gibt Schnittpunkte zwischen Isohypsen und Isothermen. Betrag und Richtung des geostrophischen Windes ändern sich mit der Höhe. Besteht der horizontale Temperaturgradient ausschließlich senkrecht zur Strömungsrichtung (die Isothermen bzw. Schichtdickenlinien sind dann parallel zu den Isohypsen), ist die Schichtung äquivalent-barotrop (Abb. 6.17). In diesem Fall hängt die Geschwindigkeit des geostrophischen Windes von der Höhe ab, nicht aber die Richtung.

Die allgemein gültige Beziehung für den thermischen Wind lautet

$$\mathbf{V}_t = \mathbf{V}_2 - \mathbf{V}_1 = \frac{g}{f} \mathbf{k} \times \nabla_p \left(z_2 - z_1 \right) = \frac{g}{f} \mathbf{k} \times \nabla_p D.$$
(6.35)

(6.35) hat die gleiche Form wie die Gleichung für den geostrophischen Wind $\mathbf{V} = (g/f)\mathbf{k} \times \nabla_p z$ (6.26). Analog zum geostrophischen Wind gilt daher, daß der thermische Wind parallel zu den Schichtdickenlinien (Isothermen) bläst oder, anders ausgedrückt, im rechten Winkel zum Temperaturgradienten, wobei auf der Nordhalbkugel die niedrigen Schichtdickenwerte (tiefen Temperaturen) zur Linken liegen.

6.9 Luftbewegungen bei äquivalent-barotroper Schichtung

In erster Näherung sind viele Strömungen in der Erdatmosphäre (z. B. Hurrikane, Tiefdruckgebiete und Frontalzonen der mittleren Breiten) äquivalentbarotrop geschichtet. Beispielsweise erkennt man in den Abb. 5.14 und 5.15, daß die Isothermen und Isohypsen im Bereich der Frontalzone auf allen Druckflächen annähernd in gleicher Richtung (von Südwesten nach Nordosten verlaufen. Der Querschnitt in Abb. 5.18a ist senkrecht zu den Isothermen und Isohypsen und deshalb auch senkrecht zur geostrophischen Windrichtung orientiert. Daher unterscheidet sich der Betrag der Windkomponente senkrecht zum Querschnitt nicht allzu sehr von der tatsächlichen Windgeschwindigkeit. Die Isotachen in der Abbildung geben also die geostrophische Windgeschwindigkeit an, die davon abhängt, wie stark die Druckflächen in der Atmosphäre geneigt sind. Ein Maß für die Neigung einer Druckfläche ist der Isohypsenabstand in der dazugehörigen Höhenwetterkarte.



Abbildung 6.19: Intensitätsänderung von Druckgebilden in Abhängigkeit von der Temperatur; die Querschnitte zeigen den Verlauf der Druckflächen und die vertikale Änderung der Gradientwindgeschwindigkeit. Mit D ist die Schichtdicke zwischen zwei Druckflächen bezeichnet.

Abb. 5.20a zeigt in Übereinstimmung zu Gleichung (6.35) einen engen Zusammenhang zwischen dem horizontalen Temperaturgradienten und der vertikalen Scherung des geostrophischen Windes. Beide Größen haben hohe Werte in der Frontalzone und sind in der nahezu barotropen Warmluft wesentlich schwächer. Über dem Jetstream-Niveau nimmt die Windgeschwindigkeit mit der Höhe ab. Damit verbunden ist eine Richtungsänderung des horizontalen Temperaturgradienten. So wurden in 11 km Höhe im Norden -48° C gemessen, im Süden dagegen nur -64° C.

Bei äquivalent-barotroper Schichtung sind alle Isohypsen gleichzeitig auch Schichtdickenlinien. Deshalb ergeben die Isohypsen in allen Höhen das gleiche Strömungsmuster (z. B. kreisförmige Isohypsen im Bereich eines abgeschlossenen Tiefs). Die Richtung des geostrophischen Windes hängt, wie bei rein barotroper Schichtung, nicht von der Höhe ab. Die Windgeschwindigkeit ist jedoch auf den einzelnen Druckflächen verschieden groß. Denn der Temperatur- bzw. Schichtdickengradient senkrecht zu den Isohypsen hat zur Folge, daß sich die Neigung der Druckflächen mit der Höhe ändert (siehe Abb. 6.17). Hochdruck- und Tiefdruckzentren fallen bei äquivalentbarotroper Schichtung mit den Zentren positiver oder negativer Temperaturanomalien zusammen. Warme Hochdruckgebiete und kalte Tiefdruckgebiete sind vertikal hochreichende Gebilde. Wie Abb. 6.19a, b zeigt, nimmt der Isohypsengradient und der geostrophische Wind mit der Höhe zu. Dagegen sind kalte Hochs und warme Tiefs flache Druckgebilde. Bei ihnen ergibt sich eine Intensitätsabnahme mit der Höhe (Abb. 6.19c, d). Reichen die Temperaturanomalien bis in größere Höhen, kann es sogar zu einem Vorzeichenwechsel des Isohypsengradienten kommen. Über dem warmen Bodentief liegt dann in der Höhe ein Hoch, über dem kalten Bodenhoch ein Tief.

6.10 Luftbewegung bei barokliner Schichtung

In den baroklinen Bereichen der Atmosphäre, wo sich Druck- und Temperaturflächen unter einem beliebigen Winkel schneiden, variiert der Abstand und die Linienform der Isohypsen von Druckfläche zu Druckfläche (z. B. werden die Tiefdruckzentren in Bodennähe häufig von kreisförmigen Isohypsen umgeben, während die Höhenwetterkarten Tröge zeigen). Deshalb ist die Geschwindigkeit und die Richtung des geostrophischen Windes auf den einzelnen Druckflächen unterschiedlich. Bei barokliner Schichtung kreuzen sich Isohypsen und Isothermen, so daß der geostrophische Wind eine Komponente senkrecht zu den Isothermen oder Schichtdickenlinien besitzt. Wie später noch gezeigt wird, verfrachtet diese Windkomponente das Temperaturfeld in Strömungsrichtung. Die horizontale Zufuhr von unterschiedlich temperierter Luft durch den geostrophischen Wind wird als geostrophische Temperaturadvektion bezeichnet. Es gibt zwei Möglichkeiten: Weht der Wind von der wärmeren zur kälteren Luft, so wird - von einem festen Ort aus betrachtet mit dem Wind wärmere Luft herantransportiert, es herrscht Warmluftadvektion (Abb. 6.20a). Weht umgekehrt der Wind von der kälteren zur wärmeren Luft, so wird mit dem Wind kältere Luft advehiert. Man spricht dann von Kaltluftadvektion (Abb. 6.20b). Die atmosphärische Temperaturverteilung ändert sich nicht nur bei geostrophischer Temperaturadvektion sondern auch bei Vertikalbewegungen (Abkühlung der aufsteigenden Luft, Erwärmung der absinkenden Luft) und durch diabatische Einflüsse, d. h. durch Wärmezufuhr (z. B. Sonneneinstrahlung) oder Wärmeentzug (z. B. nächtliche Ausstrahlung). Diese Prozesse lassen sich im Gegensatz zur geostrophischen Temperaturadvektion nur schwer quantitativ bestimmen.

Nach Gleichung (6.35) bläst der thermische Wind parallel zu den Isothermen und es gilt $\mathbf{V}_t = \mathbf{V}_2 - \mathbf{V}_1$, weshalb sich der geostrophische Wind \mathbf{V}_2 durch Vektoraddition von \hat{V}_1 und \hat{V}_t ergibt (vgl. Abb. 6.20). In der Abbildung ist $|\mathbf{V}_2| > |\mathbf{V}_1|$, so daß der Abstand zwischen den Isohypsen auf der Druckfläche p_2 kleiner sein muß als auf der Druckfläche p_1 . Es zeigt sich außerdem, daß der Wind auf der Nordhalbkugel bei Kaltluftadvektion mit der Höhe zyklonal (gegen den Uhrzeigersinn) dreht. Warmluftadvektion ist dagegen mit einer antizyklonalen Drehung (im Uhrzeigersinn) verbunden. Oft sagt man auch, daß der Wind bei Kaltluftadvektion mit der Höhe nach links und bei Warmluftadvektion nach rechts dreht.Die englischen Ausdrücke "backing" (mit der Höhe nach links drehen, rückdrehen) und "veering" (mit der Höhe nach rechts drehen) werden meistens auf der Nord- und Südhalbkugel als Synonyme für eine Drehung gegen den Uhrzeigersinn bzw. im Uhrzeigersinn gebraucht. Wallace und Hobbs (Seite 388) weichen davon ab und ordnen den Begriffen auf der Südhalbkugel die umgekehrten Drehsinne zu!

Die Bedeutung des thermischen Windes soll Abb. 6.21 veranschaulichen. Darin sind zum Zeitpunkt der in Kapitel 5 beschriebenen Zyklogenese die geostrophischen Windvektoren im 1000 hPa- und 500 hPa-Niveau eingezeichnet. Die Differenz zwischen den beiden Vektoren ($\mathbf{V}_{500} - \mathbf{V}_{1000}$) ergibt die vertikale Windscherung (den thermischen Wind) in der Schicht 500/1000 hPa.

Ein Vergleich von Abb. 5.19 und Abb. 6.21 zeigt, daß die Vektoren des thermischen Windes parallel zu den 500/1000 hPa-Schichtdickenlinien orientiert sind. In den Frontalzonen auf der Rückseite der beiden Kaltfronten, wo starke Kaltluftadvektion herrscht, erkennt man, daß der Wind mit der Höhe nach links dreht. Die Warmluftadvektion auf der Vorderseite der Warmfronten ist dagegen mit einer Rechtsdrehung des geostrophischen Windes verbunden. Im Bereich der Warmluft, die in der Bodennähe annähernd barotrop und in der mittleren Troposphäre äquivalent-barotrop geschichtet ist, bleibt die Windrichtung mit der Höhe konstant. Auf der kalten Seite der Bodentiefs ist die Schichtung ebenfalls nahezu äquivalent- barotrop. Die Strömungsverhältnisse sind in diesem Gebiet daher ähnlich wie in Abb. 6.17.

Die in Abb. 6.22 eingetragenen Höhenwindsondierungen wurden, wie die Daten für Abb. 6.21, am 20. November 1964, 00 Uhr UTC gemessen.



Abbildung 6.20: a) Warmluftadvektion b)Kaltluftadvektion Vertikale Änderung des geostrophischen Windes bei Temperaturadvektion:

	Isohypsen auf der Druckfläche p_1	
_ · _ · _ ·	Isohypsen auf der Druckfläche $p_2(p_2 < p_1)$	
	Schichtdickenlinien (geben die mittlere Temperatur	der
	Schicht zwischen den beiden Druckflächen an).	

Die Station Nashville liegt in den unteren Luftschichten auf der Rückseite der Kaltfront. Die Kaltluftschicht reicht bis zum 850 hPa-Niveau, wo die starke Linksdrehung des Windes die Lage der Kaltfront markiert. Auf ähnliche Weise läßt sich die in Nantucket beobachtete vertikale Winddrehung erklären. Die Station befindet sich in der Frontalzone auf der Vorderseite der Warmfront. Die Warmluftadvektion bewirkt eine Rechtsdrehung des Windes unterhalb der Front in ungefähr 850 hPa. Die Messungen von Charleston und Omaha zeigen nur geringe Windrichtungsänderungen, abgesehen von der Rechtsdrehung des Windes bis 1 km Höhe in Charleston, die auf Reibungseinflüsse zurückzuführen ist. Beide Station liegen nämlich weit von der Front entfernt in hochreichend warmer Luft (Charleston) bzw. hochreichend kalter Luft (Omaha), so daß die Schichtung (äquivalent-) barotrop ist. Mit Hilfe der Gleichung für den thermischen Wind (6.35) ist es möglich, das gesamte Windfeld festzulegen, wenn die Temperaturverteilung T(x,y,p) und gleichzeitig die Werte von p(x,y) oder von V(x,y) auf der Erdoberfläche oder einem anderen "Bezugsniveau" bekannt sind. Deshalb genügen im Prinzip z. B. die auf Meereshöhe reduzierten Luftdruckmessungen zusammen mit Temperatursondierungen von Satelliten (Infrarotkanal), um daraus die dreidimensionale Verteilung von \mathbf{V} für einen bestimmten Zeitpunkt ableiten zu



Abbildung 6.21: Vertikale Änderung des geostrophischen Windes zwischen 1000 hPa und 500 hPa am 20. November 1964, 00 Uhr UTC:

geostrophischer Wind in 1000 hPa

← geostrophischer Wind in 500 hPa

---> thermischer Wind für die Schicht 500/1000 hPa.

Die Buchstaben K und W stehen für Kaltluftadvektion bzw. Warmluftadvektion. (Die Vektoren wurden mit Hilfe von Abb. 5.21 konstruiert.)



Abbildung 6.22: Höhenwinde vom 20. November 1964, 00 Uhr UTC in Nashville (Tennessee), Nantucket Island (Massachusetts), Charleston (South Carolina) und Omaha (Nebraska).

können. Probleme bei der Anwendung dieser Methode bereiten jedoch die großen Lücken im Bodenstationsnetz über den Ozeanen und die ungenaue Höhenzuordnung der Temperaturen.

6.11 Die Vorhersage von Strömungen in der Atmosphäre

Eine wichtige Eigenschaft der Gleichung für den geostrophischen Wind (6.19) ist, daß sie keine Ableitung nach der Zeit enthält. Deshalb kann man (6.19) nicht dazu verwenden, Veränderungen der Luftströmungen vorherzusagen. Gleiches gilt für die Gradientwindgleichung (6.27) oder (6.28). Gleichungen dieser Art nennt man *diagnostische Gleichungen*. Ist beispielsweise die Druckverteilung zu einem bestimmten Zeitpunkt vorgegeben, läßt sich daraus eine Diagnose des geostrophischen Windfeldes für diesen Zeitpunkt ableiten. Im Gegensatz dazu erhält man durch Integration nach t aus der vollständigen *prognostischen Gleichung* (6.15), eine Vorhersage der zeitlichen Entwicklung der Strömung. Dafür werden allerdings noch zwei weitere Gleichungen benötigt: die thermodynamische Gleichung, die die Entwicklung des Temperaturfeldes vorhersagt, und die Kontinuitätsgleichung, die die Massenerhaltung sicherstellt. Eine vollständige Diskussion des Vorhersageproblems bildet die Grundlage für die Entwicklung von Computermodellen, wie sie in der numerischen Wettervorhersage eingesetzt werden. Im Rahmen dieser Vorlesung kann dieses Thema jedoch nur relativ oberflächlich behandelt werden.

6.12 Totale Ableitung, Advektion

Aus dem 2. Newtonschen Gesetz ergab sich für Luftströmungen auf der rotierenden Erde die Bewegungsgleichung (6.15). Der darin enthaltene Beschleunigungsterm wurde mit du/dt bezeichnet. Implizit bedeutet diese Schreibweise, daß die Ableitung nach der Zeit d/dt bestimmt wird, indem man die Bahn eines einzelnen Luftpakets verfolgt und dabei die Anderungen von u beobachtet. Im allgemeinen interessiert jedoch nicht das Schicksal eines einzelnen Luftpakets, denn dieses Luftpaket unterscheidet sich durch nichts von den anderen. Man will meist nur den Strömungszustand und seine zeitliche Anderung insgesamt kennen. Die abhängigen Variablen wie Temperatur T, Druck p oder Geschwindigkeit u werden deshalb als Felder behandelt, d. h. den Größen werden in den verschiedenen Raumpunkten skalare bzw. vektorielle Werte zugewiesen, die sich noch zeitlich verändern können: $T = T(x(t), y(t), z(t), t) = T(x, y, z, t), p = p(x, y, z, t), \mathbf{u} = \mathbf{u}(x, y, z, t)$ usw. Jetzt soll gezeigt werden, was unter dT/dt, $d\mathbf{u}/dt$, ... zu verstehen ist, wenn man sich mit den Luftpaketen bei ihrer Verlagerung mitbewegt und dabei die Anderung von T, **u**, ... mißt. Auf diese Weise ergeben sich aus der Bewegungsgleichung Momentaufnahmen der augenblicklichen Strömungszustände.

Gegeben sei die Temperaturverteilung in Abhängigkeit von Raum und Zeit T(x,y,z,t), ein Beispiel für ein skalares Feld.

Angenommen man steht an einem festen Punkt (x_0, y_0, z_0) und liest die Temperaturen T zu verschiedenen Zeitpunkten t am Thermometer ab. Der Temperaturverlauf $T = T(t) = T(x_0, y_0, z_0, t)$ hängt dann nur von t ab. Die Änderung der Temperatur dT/dt ist deshalb gleich der partiellen Ableitung von T am festen Punkt (x_0, y_0, z_0) , d. h. $dT/dt = (\partial T/\partial t)_{(x_0, y_0, z_0)}$.

Angenommen man befindet sich an Bord eines Forschungsflugzeuges und registriert die Temperatur T während eines Meßfluges. Welche Temperaturänderung beobachtet man in diesem Fall? Das Flugzeug habe zur Zeit t die Position $\mathbf{x}(t)$ und bewege sich mit der Geschwindigkeit $\mathbf{c}(t) = d\mathbf{x}/dt$. Dann legt das Flugzeug in einem kleinen Zeitintervall dt die Strecke $dx = c \ dT$ zurück und erreicht einen Nachbarpunkt $\mathbf{x} + d\mathbf{x}$. Das totale Differential dT der Funktion $T(\mathbf{x},\mathbf{y},\mathbf{z},t)$ ergibt sich aus der Kettenregel zu

$$dT = \frac{\partial T}{\partial t}dt + \frac{\partial T}{\partial x}dx + \frac{\partial T}{\partial y}dy + \frac{\partial T}{\partial z}dz.$$
(6.36)

Damit folgt für die totale (oder substantielle) Änderung von T

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial T}{\partial x}\frac{dx}{dt} + \frac{\partial T}{\partial y}\frac{dy}{dt} + \frac{\partial T}{\partial z}\frac{dz}{dt}
= \frac{\partial T}{\partial t} + \nabla T \cdot \frac{d\mathbf{X}}{dt}
= \frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{c} \cdot \nabla T.$$
(6.37)

Der erste Term auf der rechten Seite von (6.37) gibt die lokale Änderung von T an, d. h. die Temperaturänderung pro Zeiteinheit, die ein ortsfester Beobachter bei c = 0 (z. B. in einem in der Luft stehenden Hubschrauber) mißt. Besitzt das Temperaturfeld T nur eine räumliche Abhängigkeit, d. h. T = T(x, y, z), ist $\partial T/\partial t = 0$. Fast immer wird man dennoch eine Temperaturänderung während des Meßfluges registrieren. Für $\partial T/\partial t = 0$ liefert (6.37) nämlich

$$\frac{dT}{dt} = \mathbf{c} \cdot \nabla T. \tag{6.38}$$

Diese Art der Temperaturänderung bezeichnet man als Advektion. Sie tritt auf, wenn bei der Bewegung mit der Geschwindigkeit c der räumliche Temperaturgradient ∇T besteht. Im nächsten Abschnitt wird gezeigt, daß bei einem Gradienten ∇T im Temperaturfeld Luftpakete unter bestimmten Bedingungen wärmere oder kältere Luft herantransportieren (advehieren) können, daher der Name "Advektion". Im allgemeinen Fall (siehe Gleichung (6.37)) ergibt sich die totale Änderung aus der Summe von lokaler Änderung und Advektion.

Nun werde die Temperatur in einem Ballon gemesssen, der sich mit der Windgeschwindigkeit \mathbf{u} bewegen soll. Für die totale Änderung der Temperatur gilt nach (6.37) mit \mathbf{u} statt \mathbf{c}

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla T. \tag{6.39}$$

Hierbei handelt es sich um die Temperaturänderung, die ein Beobachter registriert, der sich mit den Luftpaketen mitbewegt. Um dies deutlich zu machen, verwendet man für die totale Ableitung üblicherweise das Symbol D/Dt anstelle von d/dt, also

$$\frac{DT}{Dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla T. \tag{6.40}$$

Diese Gleichung läßt sich natürlich auch auf andere physikalische Größen anwenden, z. B. auf die drei Windkomponenten u, v, w, des Windvektors \mathbf{u} .



Abbildung 6.23:

Die Beschleunigung eines Luftpaketes $(d\mathbf{u}/dt$ in Gleichung (6.15) kann daher geschrieben werden als

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u}, \frac{DT}{Dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla T.$$
(6.41)

wobei $\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u}$ gleich $(\mathbf{u} \cdot \nabla u, \mathbf{u} \cdot \nabla v, \mathbf{u} \cdot \nabla w)$ ist.

6.13 Temperaturadvektion

Eine Luftmasse, in der ein in allen Höhen gleich großer Temperaturgradient bestehen soll, werde durch einen einheitlichen (horizontalen) Wind **u** verlagert. Sind keine Wärmequellen oder Wärmesenken vorhanden, bleibt dabei die Temperatur in jedem Luftpaket konstant, d. h. DT/Dt = 0. Aus (6.41) folgt dann für die Temperaturänderung an einem festen Ort

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\mathbf{u} \cdot \nabla T. \tag{6.42}$$

Die lokale Temperaturänderung $\partial T/\partial t$ ist in diesem Fall gleich minus der advektiven Temperaturänderung. Abb. 6.23 soll dieses Ergebnis veranschaulichen.

In (a) bringt der Wind u wärmere Luft, denn die zu ∇T parallele Windkomponente ist von der wärmeren zur kälteren Luft gerichtet. Jeder stationäre Beobachter wird eine Temperaturänderung messen $(-\mathbf{u} \cdot \nabla T > 0, d.$ h. $\partial T/\partial t > 0$). In (b) bläst der Wind mit einer Komponente aus Richtung der kalten Luft. An allen Orten sinken die Temperaturen $(\partial T/\partial t < 0,$ weil $-\mathbf{u} \cdot \nabla T < 0$). In (c) stehen Windrichtung und Temperaturgradient aufeinander senkrecht, so daß $\mathbf{u} \cdot \nabla T = 0$. Deshalb bleibt die Temperatur überall konstant. Wie bereits früher erwähnt, spricht man im Fall (a) von *Warmluftadvektion* und im Fall (b) von *Kaltluftadvektion*.

6.14 Schichtdickenadvektion

Die Situation sei ähnlich wie oben beschrieben: der Wind soll geostrophisch und ∇T unabhängig von der Höhe (bzw. vom Druck) sein. Außerdem wird wieder vorausgesetzt, daß keine Wärmequellen oder -senken vorhanden sind. In Druckkoordinaten lautet (6.42)

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u}(x, y, p) \cdot \nabla T = 0.$$
(6.43)

Die Schichtdicke D zwischen zwei Druckflächen p_0 und p beträgt nach Gleichung (3.21)

$$D = \frac{R}{g} \int_{p}^{p_0} Td\ln p.$$

Unter Verwendung von (6.43) ergibt sich für die zeitliche Änderung der Schichtdicke

$$\frac{\partial D}{\partial t} = \frac{R}{g} \int_{p}^{p_{0}} \frac{\partial T}{\partial t} d\ln p = -\frac{R}{g} \int_{p}^{p_{0}} [\mathbf{u}(x, y, p) \cdot \nabla T] d\ln p.$$
(6.44)

Den geostrophischen Wind **u** erhält man auch durch Addition von \mathbf{u}_0 (geostrophischer Wind auf der Druckfläche p_0) und \mathbf{u}' (thermischer Wind zwischen p_0 und p). Der thermische Wind ist aus (6.35) bekannt

$$\mathbf{u}'(p) = \frac{g}{f}\mathbf{k} \times \nabla_p D.$$

Damit läßt sich Gleichung (6.44) umformen zu

$$\frac{\partial D}{\partial t} = \frac{R}{g} \int_{p}^{p_0} \left[\mathbf{u}_0 + \mathbf{u}'(p) \cdot \nabla T \right] d \ln p \\ = \frac{R}{g} \int_{p}^{p_0} \left(\mathbf{u}_0 \cdot \nabla T \right) d \ln p + \frac{R}{g} \int_{p}^{p_0} \left(\mathbf{u}'(p) \cdot \nabla T \right) d \ln p.$$

Da \mathbf{u}_0 unabhängig von p ist und nur annähernd horizontale Komponenten besitzt ($\mathbf{u}_0 \cdot \nabla$ hat also keine p-Komponente), kann der Operator $\mathbf{u}_0 \cdot \nabla$ vor das Integralzeichen gestellt werden. Außerdem wirkt $\mathbf{u}'(p)$ senkrecht zum (höhenunabhängigen) Temperaturgradienten ∇T , d. h. $\mathbf{u}' \cdot \nabla T = 0$. Es gilt daher

$$\frac{\partial D}{\partial t} = -\mathbf{u}_0 \cdot \nabla D. \tag{6.45}$$

Wählt man $p_0 = 1000hPa$, folgt aus (6.45), daß unter den angegebenen Bedingungen (geostrophische Bewegung, Temperaturgradient nicht von der Höhe abhängig) die Schichtdicke vom bodennahen geostrophischen Wind advehiert wird. Dieses Ergebnis ist für praktische Anwendungen sehr nützlich. Überlagert man einer Bodenkarte eine Schichtdickenkarte, lassen sich die Gebiete mit Kaltluftadvektion bzw. Warmluftadvektion identifizieren (vgl. Abb. 5.19). Es ist also nicht erforderlich, den mittleren Wind für die gesamte Schicht zu berechnen, es genügt das geostrophische Bodenwindfeld.

6.15 Die thermodynamische Gleichung

In Kapitel 3 zeigte sich, daß die potentielle Temperatur in einem Luftpaket erhalten bleibt, wenn die Bewegung adiabatisch verläuft, d. h. wenn kein Wärmeaustausch zwischen Luftpaket und Umgebungsluft stattfindet. Mathematisch läßt sich die Erhaltung der potentiellen Temperatur in der sogenannten *thermodynamischen Gleichung* formulieren

$$\frac{D\theta}{Dt} = 0. \tag{6.46}$$

Im Prinzip wird damit nur ausgesagt, daß der 1. Hauptsatz der Thermodynamik erfüllt ist.

Können Wärmequellen oder Wärmesenken nicht vernachlässigt werden, gilt der 1. Hauptsatz in der differentiellen Form $dq = c_p dT - \alpha dp$ (Gleichung (3.40)); in dT und dp sind die Temperatur- und Druckänderungen im Luftpaket infolge der Wärmezufuhr dq enthalten. Verwendet man die ideale Gasgleichung $p\alpha = RT$, ergibt sich

$$\frac{dq}{T} = c_p \left(\frac{dT}{T} - \frac{R}{c_p} \frac{dp}{p}\right) = c_p d\ln\theta.$$
(6.47)

Erfolgt die Zustandsänderung in einem kleinen Zeitintervall dt, erhält man für die Änderung der potentiellen Temperatur während der Bewegung eines Luftpakets die Beziehung

$$\frac{D}{Dt}\ln\theta = \frac{1}{c_p T} \frac{Dq}{Dt} = \frac{\dot{H}}{c_p T}.$$
(6.48)

Dies ist die allgemeine Form der thermodynamischen Gleichung. Darin bezeichnet $\dot{H} = Dq/Dt$ die Wärmezufuhr dq in das Luftpaket im Zeitintervall

dt. Aus (6.47) läßt sich auch eine Gleichung für die Änderung der Temperatur im Zeitintervall dt ableiten:

$$\frac{1}{T}\frac{DT}{Dt} - \frac{\kappa}{p}\frac{Dp}{Dt} = \frac{\dot{H}}{c_pT}$$

oder

$$\frac{DT}{Dt} = \frac{\kappa T}{p}\omega + \frac{\dot{H}}{c_p} \tag{6.49}$$

wobei

$$\omega = \frac{Dp}{Dt}.\tag{6.50}$$

Die Größe ω gibt die Druckänderung im Luftpaket an. Normalerweise nimmt der Druck in einem aufsteigenden Luftpaket ab, während er in einem absinkenden Luftpaket zunimmt (auf jeden Fall gilt dies für hydrostatische Bewegungen). Mit anderen Worten, ω ist mit der Vertikalgeschwindigkeit w *negativ* korreliert. Setzt man in (6.50) p statt T ein, folgt

$$\omega = \frac{D_h p}{Dt} - \rho g w. \tag{6.51}$$

In vielen Fällen liefert der zweite Term auf der rechten Seite von (6.51) den größten Beitrag zu ω .

Gleichung (6.49) kann man folgendermaßen interpretieren: Die beiden Terme auf der rechten Seite der Gleichung erklären die Ursachen der Temperaturänderung in einem Luftpaket. Der erste Term gibt die adiabatische Temperaturänderung auf Grund der Druckänderung während der Bewegung an. Wird das Luftvolumen zusammengedrückt($\omega > 0$), erwärmt es sich; erreicht das Luftvolumen ein Gebiet mit geringerem Luftdruck $(\omega < 0)$, kann es sich ausdehnen und abkühlen. Der zweite Term beschreibt die sogenannten diabatischen Prozesse, d. h. die Wirkung von direkter Erwärmung oder Abkühlung. Eine Abschätzung für die adiabatische Temperaturänderung in Grad pro Tag erhält man aus $\kappa T \delta p / p_m$. In dieser Formel ist δp die typische Druckänderung, die ein Luftpaket während eines Tages erfährt, und pm der mittlere Druck entlang einer Trajektorie des Luftpakets. In einem Tiefdruckgebiet der mittleren Breiten legen die Luftpakete in der mittleren Troposphäre $(p_m = 500hPa)$ häufig einem Höhenunterschied von $\delta p_m = 200$ hPa pro Tag zurück. Für T $\approx 250K$ ergibt sich damit eine Temperaturänderung von 30K/Tag.

Beiträge zum diabatischen Term entstehen durch die Absorption von solarer Strahlung, Absorption und Emission von infraroter (langwelliger) Strahlung und durch die Freisetzung von latenter Wärme bei Kondensation. Dazu kommt in der oberen Atmosphäre die bei chemischen und photochemischen Reaktionen verbrauchte bzw. freiwerdende Wärme. In der Troposphäre und in der unteren Stratosphäre kompensieren sich Teile der durch Strahlung bewirkten Erwärmungen und Abkühlungen, weshalb die dadurch entstehenden Temperaturänderungen nur ungefähr 1K/Tag betragen. Die latente Wärme kann man vernachlässigen, ausgenommen in Gebieten mit Niederschlag, wo die Temperaturveränderung durch freigesetzte latente Wärme und durch adiabatische Vertikalbewegungen vergleichbar groß werden kann. Im größten Teil der Troposphäre ist jedoch der diabatische Term in (6.49) wesentlich kleiner als der Term, der die adiabatischen Temperaturänderungen angibt.

6.16 Lokale Temperaturänderung

Gleichung (6.49) kann man auch in folgender Form schreiben

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \mathbf{u} \cdot \nabla T + \frac{\kappa T}{p} \omega + \frac{\dot{H}}{c_p}.$$
(6.52)

Zusätzlich tritt in dieser Gleichung der Advektionsterm $(-\mathbf{u} \cdot \nabla T)$ auf. Beiträge zur Advektion liefern alle drei Komponenten des Windvektors \mathbf{u} . Im allgemeinen ist jedoch die Vertikalkomponente w wesentlich kleiner als die beiden horizontalen Komponenten u, v, so daß die vertikale Advektion vernachlässigt werden kann. Zu lokaler Temperaturzunahme $(\partial/\partial t > 0)$ kommt es nach (6.52) durch

- Advektion wärmerer Luft
- adiabatische Absinkbewegung und/oder
- diabatische Wärmezufuhr. Umgekehrt erfolgt lokal Temperaturabnahme $(\partial T/\partial t < 0)$ durch
- Advektion kälterer Luft,
- adiabatische Hebung und/oder
- diabatischen Wärmeentzug.

6.17 Die Kontinuitätsgleichung

Am Anfang dieses Kapitels wurde erläutert, daß die Lösung der Bewegungsgleichung für Gasströmungen schwieriger ist als für Festkörper. In Gasströmungen muß nämlich zusätzlich eine Massenerhaltungsgleichung (Kontinuitätsgleichung) erfüllt sein, damit interne Massenquellen oder -senken ausgeschlossen bleiben. In diesem Abschnitt geht es um die mathematische Formulierung der Kontinuitätsgleichung in Druckkoordinaten (x,y,p). Wallace und Hobbs veranschaulichen das Prinzip der Kontinuitätsgleichung mit einem dicken, weichen Pfannkuchen. Wird der Pfannkuchen zwischen zwei flache Teller gequetscht, divergiert er in horizontaler Richtung, weil das ursprüngliche Volumen erhalten bleibt. Luftpakete verhalten sich nicht viel anders, wenn sie durch ein großräumiges Strömungsfeld deformiert werden. Im Gegensatz zu einem weichen Pfannkuchen sind Luftpakete jedoch kompressibel, d. h. sie können ihr Volumen ändern. Im allgemeinen lassen sich zwei Typen von Volumenänderungen unterscheiden:

- a) Nicht hydrostatische Volumenschwankungen, verbunden mit Schallwellen und
- b) langsamere, hydrostatische Volumenänderungen, verursacht durch Ausdehnung oder Verdichtung der Luft bei hydrostatischen Druckänderungen.

Die nicht hydrostatischen Volumenschwankungen haben extrem kleine Amplituden bzw. extrem hohe Frequenzen. Sie wirken sich daher nicht auf die großräumigen atmosphärischen Bewegungen aus. Außerdem ist der Energieinhalt dieser Schwankungen vernachlässigbar. Im Gegensatz dazu können die hydrostatischen Änderungen recht groß werden und die Luftströmungen in der Atmosphäre beeinflussen. Formuliert man die Kontinuitätsgleichung in (x,y,p)-Koordinaten, sind die nicht hydrostatischen Störungen automatisch ausgeschlossen.

Zur Ableitung der Kontinuitätsgleichung werde ein quaderförmiges Luftpaket mit den Kantenlängen dx, dy, dp betrachtet (s. Abb. 6.24).

Ist die Atmosphäre im hydrostatischen Gleichgewicht, beträgt die Masse des Quaders

$$\delta M = \rho \delta x \delta y \delta z = -\frac{\delta x \delta y \delta p}{g},$$

wobei die hydrostatische Gleichung (6.4) in der Form $\delta p = -\rho g \delta z$ verwendet wurde. Im Laufe der Zeit wird der Quader durch die Scherungen und Deformationen im Bewegungsfeld bis zur Unkenntlichkeit verdreht und verformt.



Abbildung 6.24: Zur Ableitung der Kontinuitätsgleichung.

Hier sollen jedoch nur die Veränderungen ganz am Anfang der Bewegung interessieren oder, mathematisch ausgedrückt, in einem unendlich kleinen Zeitintervall δt . Innerhalb dieses Zeitintervalls wird der Quader zu einem Parallelepiped deformiert. Da die Masse des Quaders dabei konstant bleibt, gilt

$$\frac{D}{Dt}\left(\delta x \delta y \delta p\right) = 0 \tag{6.53}$$

oder

$$\delta y \delta p \frac{D}{Dt} \left(\delta x \right) + \delta x \delta p \frac{D}{Dt} \left(\delta y \right) + \delta x \delta y \frac{D}{Dt} \left(\delta p \right) = 0 \tag{6.54}$$

Die Ableitung $D(\delta x)/Dt$ gibt an, wie sich die Seitenflächen des Quaders in x-Richtung im Zeitintervall Dt verändern. Diese Änderung ist gleich der Differenz zwischen der u- Komponente der Geschwindigkeit an der rechten und an der linken Seitenfläche, d. h. $(u + \delta u) - u$, was näherungsweise $(\partial u/\partial x)\delta x$ entspricht. Es ergibt sich also

$$\frac{D}{Dt}\left(\delta x\right) = \delta u = \frac{\partial u}{\partial x}\delta x.$$

Die zeitlichen Änderungen von δy und δp können analog ausgedrückt werden. Setzt man die drei Beziehungen in (6.54) ein, folgt

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0.$$
(6.55)

Dies ist die Kontinuitätsgleichung in Druckkoordinaten.

Zur Interpretation der Kontinuitätsgleichung werde in (6.53) $\delta x \delta y = A$ definiert. Die (6.54) entsprechende Gleichung lautet jetzt

$$\delta p \frac{DA}{Dt} + A \frac{D}{Dt} \left(\delta p \right) = 0.$$
(6.56)

Wie oben läßt sich $D(\delta p)/Dt$ als $(\partial \omega/\partial p)\delta p$ schreiben. Aus (6.56) erhält man dann eine weitere Form der Kontinuitätsgleichung

$$\frac{1}{A}\frac{DA}{Dt} + \frac{\partial\omega}{\partial p} = 0. \tag{6.57}$$

Der Vergleich dieses Ergebnisses mit (6.55) führt zu folgender Gleichung

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{1}{A} \frac{DA}{Dt}.$$
(6.58)

Der Ausdruck auf der linken Seite von (6.58) ist die horizontale *Divergenz* des horizontalen Windvektors V (in kartesischer Form) $\nabla \cdot \mathbf{V}$ oder, in der früher eingeführten Schreibweise, $\nabla_p \cdot \mathbf{V}$. Gleichung (6.58) zeigt, daß die Divergenz gleich der relativen Änderung der Boden- bzw. Deckfläche des Luftquaders in Abb. 6.24 ist. Außerdem folgt aus (6.57) und (6.58), daß bei horizontaler Divergenz ($\nabla \cdot \mathbf{V} > 0$) der Luftquader in vertikaler Richtung gestaucht wird ($\partial \omega / \partial p < 0$). Anderseits bewirkt horizontale Konvergenz ($\nabla \cdot \mathbf{V} < 0$) vertikale Streckung ($\partial \omega / \partial p > 0$).

Für ein Gas (oder eine Flüssigkeit) mit konstanter Dichte läßt sich zeigen, daß die Kontinuitätsgleichung auch in (x, y, z)-Koordinaten eine zu (6.55) analoge Form annimmt

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0.$$
(6.59)

In einem Gebiet mit konvergenter Strömung in Bodennähe $(\partial u/\partial x + \partial v/\partial y < 0)$ ist demnach $\partial w/\partial z > 0$. Da direkt am Boden keine Vertikalgeschwindigkeit auftreten kann, muß win den unteren Luftschichten posititv sein. Mit anderen Worten, Konvergenz am Boden hat eine aufsteigende Luftströmung zur Folge. Umgekehrt wirkt auf Vertikalbewegungen in der oberen Troposphäre die Tropopause wie ein fester Deckel. Gleichung (6.59) ist daher bei Konvergenz in höheren Luftschichten nur dann erfüllt, wenn w von negativen Werten bis nahezu Null in Tropopausennähe anwächst, $(\partial w/\partial z > 0; -\partial w/\partial z < 0)$, d. h. w < 0 unterhalb der Tropopause. Konvergenz in der Höhe ist also mit Absinken verbunden.

Abb. 6.15 zeigt, daß der Wind in Bodennähe auf Grund der Reibungskräfte eine Komponente quer zu den Isobaren in Richtung tieferen Druck besitzt. In einem Drucktrog (z. B. entlang einer Front) und in einem Tiefdruckzentrum konvergiert deshalb die Strömung; die Luft wird gehoben. Da-



Abbildung 6.25: Zusammenhang zwischen horizontaler Divergenz (HD) bzw. Konvergenz (HK) und Vertikalbewegung (VD: vertikale Divergenz,VK: vertikale Konvergenz).

gegen verursacht die Reibung in der Nähe eines Hochdruckzentrums in den unteren Luftschichten Divergenz und absinkende Luftbewegungen.

Es ist wichtig, in der unteren und in der oberen Troposphäre die Gebiete mit horizontaler Konvergenz bzw. Divergenz zu lokalisieren, denn die damit verbundenen Vertikalbewegungen haben großen Einfluß auf den Wettercharakter. Bei Konvergenz am Boden und Divergenz in der Höhe bilden sich in der aufsteigenden Luft Wolken und Niederschläge. Im Gegensatz dazu kommt es bei Konvergenz in den oberen Luftschichten und bodennaher Divergenz durch Absinken zu adiabatischer Erwärmung und Wolkenauflösung.

Im Prinzip kann man die Vertikalgeschwindigkeit (in Druckkoordinaten) ω auf jeder Druckfläche berechnen, indem man Gleichung (6.55) zwischen p_* und p integriert. Dabei ist p_* der Druck auf einem Bezugsniveau, wo ω bekannt sein soll. Es ergibt sich

$$\omega(p) = \omega(p_*) - \int_{p_*}^p \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) dp.$$
(6.60)

Diese Form der Kontinuitätsgleichung dient als wichtige Verbindung zwischen der Vertikalgeschwindigkeit und den anderen abhängigen Variablen in den Gleichungen für großräumige atmosphärische Bewegungen. Durch (6.60) wird ein vertikales Geschwindigkeitsfeld festgelegt, das überall mit dem horizontalen Geschwindigkeitsfeld konsistent ist. Die mit Hilfe von (6.60) aus Meßdaten berechnete Vertikalgeschwindigkeit kann jedoch stark vom tatsächlichen Wert abweichen, weil die horizontalen Windkomponenten



Abbildung 6.26: Vertikalbewegung in einem Cumulonimbus

nicht genügend genau bestimmt werden können. (6.60) läßt sich dennoch für einige Anwendungen gut gebrauchen, wie die folgenden Beispiele zeigen.

Beispiel 1: Der Amboß von Gewitterwolken entsteht, wenn die aufsteigende Luft im Tropopausenniveau an der weiteren Vertikalbewegung gehindert wird und in der Folge horizontal ausströmt (Abb. 6.26). In einer Serie von Satellitenbildern erscheint eine Gewitterwolke deshalb zunächst als kleiner Punkt, der sich dann schnell vergrößert. In dem hier ausgewählten Beispiel soll der Amboß einer Cumulonimbuswolke nach 10 Minuten eine um 20% größere Fläche einnehmen. Die Vergrößerung der Fläche sei repräsentativ für die mittlere Divergenz in der Schicht zwischen 300 hPa und 100 hPa. Außerdem wird angenommen, daß die vertikale "Geschwindigkeit" ω im 100 hPa-Niveau Null ist. Mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung läßt sich die mittlere Vertikalgeschwindigkeit in der 300 hPa Fläche berechnen.

Aus (6.58) folgt für die horizontale Divergenz

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = \frac{1}{A} \frac{DA}{Dt} = \frac{0,20}{600s} = 3,33 \cdot 10^{-4} s^{-1}.$$

Für die Vertikalgeschwindigkeit in Druckkoordinaten ergibt sich nach (6.59)

$$\begin{aligned} \omega_{300} &= \omega_{1000} - (\nabla \cdot V) \left(300 \ hPa - 100 \ hPa \right) \\ &= 0 - 3,33 \cdot 10^{-4} \ s^{-1} \cdot 200 \ hPa \\ &= -6,66 \cdot 10^{-2} hPa \ s^{-1}. \end{aligned}$$

Zur Umrechnung von ω auf die Vertikalgeschwindigkeit w in ms^{-1} kann man in guter Näherung die Beziehung $\omega = -\rho gw$ verwenden. Nach der idealen Gasgleichung gilt $g\rho = gp/RT = p/H$, wobei H die in Teil I auf Seite 54 eingeführte Skalenhöhe ist (H = 8 km für T = 273 K). Die Vertikalgeschwindigkeit w in 300 hPa beträgt damit



Abbildung 6.27: Vertikalgeschwindigkeit in einer tropischen Regenzone (schematische Darstellung).

$$w_{300} \approx -\omega \frac{H}{p} = 6,66 \cdot 10^{-2} h P a s^{-1} \cdot \frac{8km}{300h P a} \approx 1,8m s^{-1}.$$

Dabei handelt es sich um einen Mittelwert für den gesamten Amboß. In dem nur eng begrenzten Aufwindgebiet beobachtet man wesentlich größere Vertikalgeschwindigkeiten (in Extremfällen bis zu $30ms^{-1}$).

Beispiel 2: Abb. 6.27 zeigt schematisch die Vertikalgeschwindigkeit innerhalb einer tropischen Regenzone. Zwischen 1000 hPa und 800 hPa betrage die horizontale Konvergenz der Luftströmung in das Regengebiet $10^{-5}s^{-1}$ und der mittlere Wasserdampfgehalt der konvergierenden Luft sei $16gkg^{-1}$.

Berechnet werden soll die Divergenz in der Schicht zwischen 200 hPa und 100 hPa sowie die Regenmenge pro Tag unter der Annahme, daß der gesamte Wasserdampf in der aufsteigenden Luft kondensiert.

In Abb. 6.27 erkennt man, daß $|\partial \omega / \partial p|$ zwischen 200 hPa und 100 hPa doppelt so groß ist wie zwischen 1000 hPa und 800 hPa. Deshalb liegt der absolute Wert der Divergenz in der Schicht zwischen 200 hPa und 100 hPa bei $2 \cdot 10^{-5} s^{-1}$.

Für die Vertikalgeschwindigkeit ω im 800 hPa-Niveau folgt nach (6.60)

$$\begin{split} \omega_{800} &= \omega_{1000} - \int_{1000hPa}^{800hPa} (\nabla \cdot V) \, dp \\ &= \omega_{1000} - (\nabla \cdot V) \left(800 \, hPa - 1000 \, hPa \right) \\ &= 0 - (-10^{-5} s^{-1}) \left(-200 \, hPa \right) \\ &= 2 \cdot 10^{-3} hPa \, s^{-1}. \end{split}$$

Verwendet man wie in Beispiel 1 die Beziehung $\omega \approx -\rho gw$, ergibt die Division von ω_{800} (in SI- Einheiten) durch g den vertikalen Massenfluß w_{800} . Pro Zeit- und Flächeneinheit kondensiert daher folgende Menge an Flüssigwasser aus:

Da 1 kg Wasser auf einem Quadratmeter einer 1mm hohen Wasserschicht entspricht, fallen $3, 27 \cdot 10^{-4}$ mm Regen pro Sekunde oder

$$3,27 \cdot 10^{-4} mm/s \cdot 8,64 \cdot 10^{-4} s/Tag = 28,2mm/Tag$$

ein typischer Wert für Regen mit mäßiger Intensität.

6.18 Übungen zur Einführung in die Meteorologie II

1. Die Bewegungsgleichung für die reibungsfreie Verlagerung eines Luftpakets, dessen Geschwindigkeit in einem Bezugssystem auf der rotierenden Erde gemessen wird, lautet

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -f\mathbf{k} \times \mathbf{u} - \frac{1}{\rho}\nabla p + \mathbf{g}.$$

Die in der Atmosphäre ablaufenden Bewegungen (Tornados, Tiefdruckgebiete der mittleren Breiten, allgemeine Zirkulation auf den Erdhalbkugeln,...) haben sehr unterschiedliche Größenordnungen "scales"). Bei der Anwendung der Bewegungsgleichung auf meteorologische Probleme schätzt man daher zunächst die Größenordnung der einzelnen Terme ab ("scale analysis") und vereinfacht die Bewegungsgleichung, indem man nur die wichtigsten Terme berücksichtigt. Hier soll die Bedeutung des Beschleunigungsterms im Vergleich zur Corioliskraft untersucht werden. Dazu setzt man statt der Variablen die für die einzelnen Systeme typischen Größenordnungen ein: U (horizontale Windgeschwindigkeit), L (horizontale Ausdehnung des Systems), T=L/U(die Zeit, in der ein Luftpaket mit der Geschwindigkeit U die Strecke L zurücklegt), f (Coriolisparameter). Es ergibt sich folgende Abschätzung:

$$\left|\frac{Du/Dt}{f\mathbf{k}\times\mathbf{u}}\right| \approx \frac{U^2}{fUL} = \frac{U}{fL} = Ro.$$

Die Größe Ro bezeichnet man als Rossby-Zahl. Für Ro >> 1 kann die Erdrotation bei der Bewegung eines Luftpakets vernachlässigt werden.
Umgekehrt überwiegt bei $Ro \ll 1$ der Einfluß der Erdrotation. Die Bewegung steht dann im geostrophischen Kräftegleichgewicht zwischen Corioliskraft und Druckgradientkraft. Schätze Ro für ein Tiefdruckgebiet, für ein Gewitter und für einen Tornado ab (Wähle $f = 10^{-4}s^{-1}$)! Welche Systeme stehen bzw. stehen nicht im geostrophischen Gleichgewicht?

- 2. Auf einem Schiff, das sich mit 10 km/h nach Osten bewegt, wird ein Druckfall von 1 hPa/3h gemessen. Die Bodenwetterkarte zeigt, daß der Luftdruck von West nach Ost um 5 hPa pro 300 km abnimmt. Welche Druckänderung mißt man auf einer Insel, bei der das Schiff vorbeifährt?
- 3. Am 20. November 1964, 00 UTC wurden an zwei Stationen in den USA folgende Höhenwinde gemessen (die Windrichtung ist in Grad, die Windgeschwindigkeit in Knoten angegeben):

	Station 1	Station 2
1000 hPa	$310 \ 20$	$140 \ 20$
$950~\mathrm{hPa}$	$310\ 25$	150 30
900 hPa	320 30	$180 \ 40$
$850 \mathrm{hPa}$	260 40	210 50
800 hPa	240 50	230 50
700 hPa	250 60	$230\ 55$
600 hPa	25065	$230\ 55$
500 hPa	250 85	230 55

Im Hodogramm sind die Differenzvektoren der Windvektoren aufeinanderfolgender Höhen dargestellt, d. h. die Vektoren des thermischen Windes. In welchen Schichten herrscht Kaltluft- bzw. Warmluftadvektion? Gibt es (äquivalent) barotrop geschichtete Bereiche? Schätze die Höhen der Frontflächen ab! Welche der beiden Stationen liegt auf der Vorderseite der Warmfront, welche auf der Rückseite der Kaltfront?

- 4. Skizziere das Kräftegleichgewicht für den geostrophischen Wind auf der Nordhalbkugel und auf der Südhalbkugel. Erkläre den Unterschied! Ist auf der Südhalbkugel in mittleren und hohen Breiten eine Westwindzone oder eine Ostwindzone zu erwarten?
- 5. Die Isohypsen in der 500 h Pa-Karte sind meist im Abständen von 80 m
 eingetragen. Über München $(f = 10^{-4}s^{-1})$ sollen die Isohypsen

in West- Ost-Richtung verlaufen. Die Entfernung zwischen zwei benachbarten Linien betrage 300 km, wobei die geopotentielle Höhe nach Norden hin abnehmen soll. Bestimme Richtung und Geschwindigkeit des geostrophischen Windes!

6. Warum ist der Druckunterschied zwischen den Hochdruck- und Tiefdruckzentren am Äquator wesentlich kleiner als in den mittleren Breiten?

Die zwei Stationen sind als Punkte in der Bodenwetterkarte eingezeichnet:



Abbildung 6.28:

Trage die Windmessungen in das Diagramm ein und verbinde die Endpunkte der Windvektoren (s. Beispiel). Dieser Linienzug heißt Hodogramm.



Abbildung 6.29:

