

2. Druck- und Temperaturschichtung, Druckdifferenzen und Ausgleichsdynamik

Inhalt

2.1. Hydrostatisches Gleichgewicht	1
2.2. Trocken-adiabatische Schichtung	3
2.3. Feuchte Luft	4
2.4. Schichtungstypen und Stabilität	7
2.5. Isobaren, Strahlströme, geostrophischer Wind	11
2.6. Zusammenfassung	16
2.7. Literatur	17

2.1. Hydrostatisches Gleichgewicht

Wir gehen davon aus, dass die Schichtung der Atmosphäre immer dem hydrostatischen Gleichgewicht zustrebt. Die Konvektion sorgt dafür, dass kurzzeitige Abweichungen abklingen (z.B. Schwerewellen) und sich wieder Gleichgewicht einstellt. Danach ändert sich der Druck mit der Höhe wie

$$\frac{dp}{dz} = -g \rho \quad (2.1)$$

Hier ist g die Schwere-Beschleunigung an der Erdoberfläche. Wir setzen für das atmosphärische Gas die ideale Gasgleichung an

$$pV = RT \quad (2.2)$$

oder

$$p = \rho \frac{RT}{M} \quad (2.3)$$

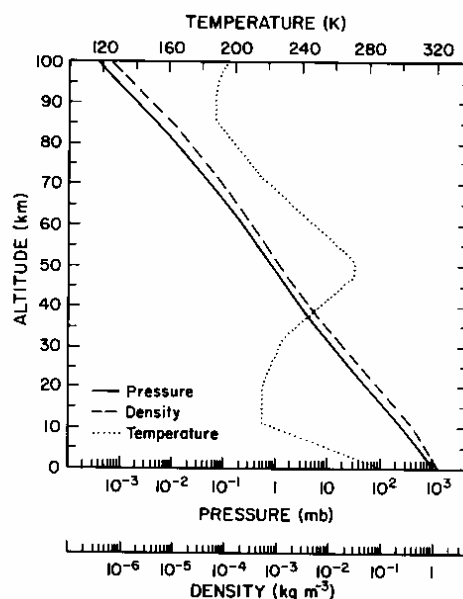


Fig. 2.1. Druck und Dichte nehmen mit der Höhe monoton ab. Die Temperatur dagegen nimmt bis zur Tropopause ab, bleibt zunächst konstant, nimmt dann bis zur Stratopause wieder zu. Quelle: US Standard Atmosphere 1976 aus M.L. Salby: Atmospheric Physics. Acad. Press 1996.

(R = universelle Gaskonstante, M bedeutet kmol-Masse). Nach Elimination von ρ und Integration wird

$$p = p_0 \exp - \int_{z_0}^z \frac{dz'}{H(z')} \approx p_0 \exp - \frac{z}{H_0} \quad (2.4)$$

wobei die H_0 Äquivalenzhöhe

$$H(z) = \frac{g M}{R \bar{T}(z)} \approx 8000 \text{ m} \quad (2.5)$$

Die Äquivalenzhöhe $H(z)$ variiert nur schwach mit T . So erhält man $H = 8273 \text{ m}$ mit $T = 293\text{K}$ und $H = 6861 \text{ m}$ mit $T = 243\text{K}$. Fig. 2.1 zeigt die monotone Abnahme von Druck und Temperatur mit der Höhe. Eine Faustformel besagt, dass Druck und Dichte bei jeweils 5500 m sich halbieren. Beim Erreichen der Tropopause bleibt die Temperatur zunächst konstant, um dann in der Stratosphäre weiter anzusteigen, was sich auf die UV-Absorption von O_3 zurückführen lässt. Die Tropopause ist über dem Äquator etwa doppelt so hoch wie über den Polen, auch über Hochdruckgebieten liegt sie höher als über Tiefdruckgebieten.



Fig. 2.2. Flug in der Tropopause

Bei Planeten mit geringerer Masse (z.B. Mars) ist es möglich, dass in der Nähe der Stratopause die thermische Energie der Moleküle (oder Ionen) größer ist als ihre potentielle Energie im Gravitationsfeld des Planeten

$$\frac{3}{2} kT \geq m \int_{R_s}^{\infty} g_0 \left(\frac{R_E}{r} \right)^2 dr \quad (2.6)$$

(Hier bedeutet g_0 die mittlere Schwerebeschleunigung an der Erdoberfläche und R_E den Erdradius). In solchen Fällen verliert der Planet allmählich seine Atmosphäre. Der Sonnenwind verstärkt diesen Effekt, wenn der Planet ein niedriges Magnetfeld hat (so dass geladene Teilchen nicht zum magnetischen Pol abgelenkt wird). Die freien Weglängen der Luftmoleküle variieren in der Erdatmosphäre von 10^{-7} m am Boden bis 1 m in 100 km Höhe. Die Gesetze der Hydrodynamik mit Konvektion und Turbulenz sind nur etwa bis 100 km anwendbar. In noch größeren ist der Transport diffusiv.

2.2. Trocken-adiabatische Schichtung.

Wir hatten schon im Beitrag (1) gesehen, dass die Atmosphäre entsprechend dem konvektiven Energietransport adiabatisch geschichtet ist. Die Wärmeleitung der Luft ist sehr gering, so dass die Zeit während konvektiver Vorgänge für einen Wärmeaustausch viel zu kurz ist. Deshalb können wir unter Verwendung des 1. Hauptsatzes schreiben

$$TdS = dU + pdV = c_v dT + pdV = 0 \quad (2.7)$$

oder

$$TdS = dH - Vdp = c_p dT - Vdp = 0 \quad (2.8)$$

je nachdem ob wir isochore oder isobare Prozesse betrachten. (dH ist hier die Enthalpie-Änderung). Daraus gewinnen wir nach Division durch (2.2) und Integration die so genannten Poisson-Beziehungen

$$TV^{\gamma-1} = konst. \quad (2.9)$$

und

$$Tp^{-\kappa} = konst. \quad (2.10)$$

Hier bedeuten

$$\frac{c_p}{c_v} = \gamma \quad (2.11)$$

und

$$\kappa = \frac{c_p - c_v}{c_p} = \frac{R}{c_p} \quad (2.12)$$

Um den adiabatischen Temperaturgradienten von trockener Luft zu erhalten, benutzen wir die barometrische Höhenformel in differentieller Form

$$dp = -\frac{dz}{H} p \quad (2.13)$$

und ersetzen dp aus Gl. (2.7) und H aus (2.5)

$$c_p d \ln T = R d \ln p = -R \frac{dz}{H} \quad (2.14)$$

Wir erhalten für den trocken-adiabatischen Gradienten schließlich

$$\Gamma_d = \frac{dT}{dz} = -\frac{gM}{c_p} = -\frac{2gM}{7R} \approx -10^\circ / km \quad (2.15)$$

2.3. Feuchte Luft

Die einfache Thermodynamik der Atmosphäre beginnt komplizierter zu werden, wenn wir H₂O als Bestandteil mit berücksichtigen. Wasser tritt in 3 Phasen auf. Um 1 kg flüssiges Wasser in Dampf zu überführen, müssen L = 2500 kJ (isobar) zugeführt werden. Dabei nimmt das Volumen um ΔV zu

$$\frac{dT}{dp} = \frac{T \cdot \Delta v}{L}$$

Die Dampfdruck-Kurve p(T) gibt einen eindeutigen Zusammenhang zwischen Sättigungsdampfdruck p_{WS}(T) und Temperatur wieder. Meist ist der Wasserdampfdruck in der Umgebungsluft kleiner als der Sättigungsdruck p_W.

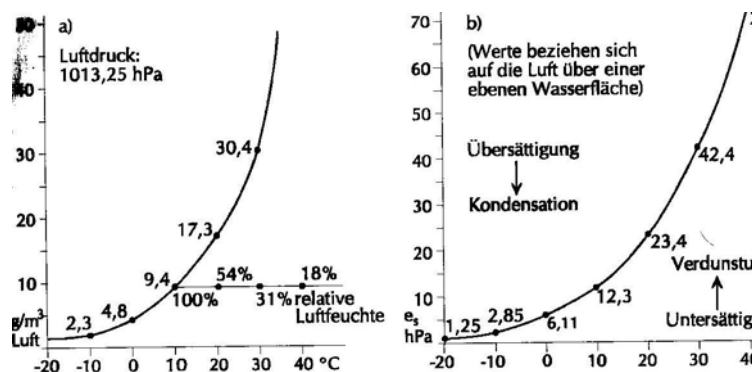


Fig.2.3. Links: Die Sättigungsdichte des Wasserdampfs ρ_{WS} ist gegen Temperatur aufgetragen. Die Luft hat bei 10°C einen Wassergehalt von 9,4 g pro m³ Luft und ist damit gesättigt, d.h. die relative Luftfeuchte beträgt 100%. Erwärmt man die Luft auf 20°C (ohne ihr weitere Feuchtigkeit zu zusetzen) sinkt die relative Luftfeuchtigkeit auf 54%; denn bei dieser Temperatur wäre der Sättigungsdichte auf 17,3 g/m³ angewachsen. Entsprechende Angaben finden sich auch für 30° und 40°C.

Rechts: Hier ist der Sättigungsdampfdruck $p_{WS} = \rho_{WS} M R T$ gegen die Temperatur aufgetragen. Für 10, 20 und 30°C ist der entsprechende Druck in hPa angegeben. Oberhalb der Kurve liegen die Zustände $p_W > p_{WS}$; es liegt Übersättigung vor. Unterhalb liegen die untersättigten Zustände $p_W < p_{WS}$. Bringt man einen untersättigten Zustand z.B. durch Absenken der Temperatur zur Sättigung, so wird der Taupunkt erreicht, bei welchen $r = 100\%$ wird (nach Taschenatlas Wetter. Die turbulente Atmosphäre der Erde. Berthold Wiedersich Hrsg. Klett-Perthes Verlag Gotha und Stuttgart 2003).

Die relative Luftfeuchtigkeit ist

$$r = \frac{P_w}{P_{ws}} \leq 1 \quad (2.16)$$

Sie wird meist in % angegeben. An Stelle vom Druck wird häufig auch der Dichte-Quotient ρ_w / ρ und ρ_{ws} / ρ in g pro kg Luft angegeben. Diese Praxis wird in Fig.2.3 an Beispielen erläutert. Sinkt in einer Höhe h_s die Temperatur auf T_s ab, so dass $r=1$ wird, so ist der „Taupunkt“ erreicht. Wasserdampf beginnt zu kondensieren. Es bilden sich Wolken oder am Boden, Nebel. Der Prozess läuft umso schneller ab, je mehr Kondensationskeime in der Luft vorhanden sind (z.B. Salzwasser-Tröpfchen überm Meer oder Staub und Russ überm Land).

Um den Temperatur-Gradienten für den feucht-adiabatischen Fall zu berechnen, gehen wir wieder von Gl. 2.13 aus, die wir für die trocken-adiabatische Änderung schreiben

$$c_p dT + g M dz = 0 \quad (2.17)$$

Die Gl. beschreibt die Enthalpieänderung $c_p dT$ durch Arbeit im Gravitationsfeld $g M dz$. Dazu tritt bei feuchtadiabatischer Luft noch die Kondensations- oder Verdampfungs-Enthalpie hinzu

$$c_p dT + g M dz + L dr = 0 \quad (2.18)$$

oder

$$\left(c_p + L \frac{dr}{dT} \right) dT + g M dz = 0 \quad (2.19)$$

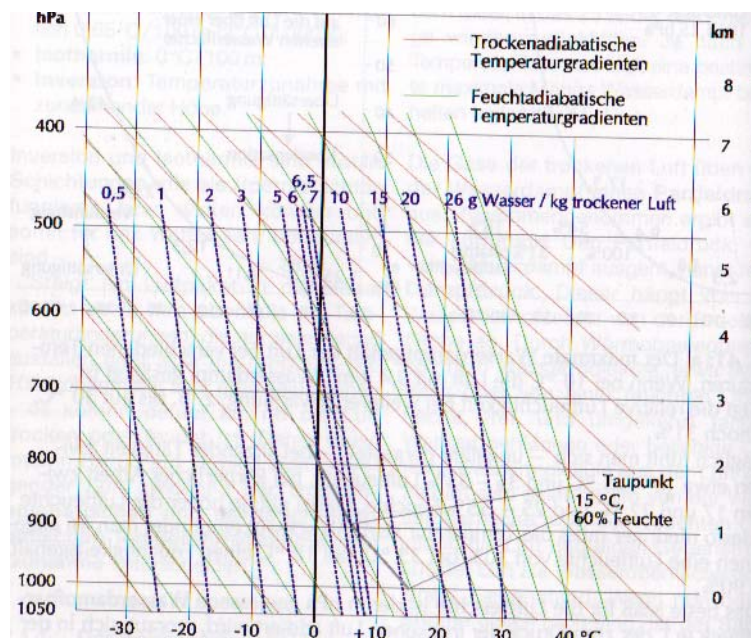


Fig. 2.4. Diagramme mit Feuchtigkeitskurven zur Bestimmung der Temperatur des Taupunkts. Schwarze durchgezogene Linien sind Kurven gleicher Sättigungs-Feuchte in g pro kg Luft, braune Linien beschreiben Trocken-Adiabaten, blaue Linien sind Feucht-Adiabaten (nach Taschenatlas Wetter. Die turbulente Atmosphäre der Erde. Berthold Wiedersich Hrsg. Klett-Perthes Verlag Gotha und Stuttgart 2003).

Das ergibt für den feucht-adiabatische Temperaturgradienten

$$\frac{dT}{dz} = - \frac{gM}{\left(c_p + L \frac{dr}{dT} \right)} \quad (2.20)$$

oder

$$\frac{dT}{dz} = \Gamma_f = - \frac{\Gamma_d}{1 + \frac{L}{c_p} \frac{dr}{dT}} \quad (2.21)$$

Offensichtlich ist $|\Gamma_f| < |\Gamma_d|$. Für den feucht-adiabatischen Gradienten ergibt sich ein Erfahrungswert von etwa

$$\Gamma_f \approx -6^\circ / km \quad (2.22)$$

Mit der Fig. 2.4 läßt sich die Lage des Taupunkts bestimmen. Wir nehmen im Beispiel an, dass bei einem Luftdruck von 1000 hPa eine Temperatur von 15°C und eine relative Feuchtigkeit von 60% gemessen wurden. Mit einigem Glück liest man eine Sättigungsfeuchte von 10,77 g/kg ab. 60% davon sind 6,46 g/kg. Wir verfolgen nun die Trocken-Adiabate von der 1000-hPa-Isobaren bis sie die Sättigungskurve von 6,46 g/kg schneidet, was bei etwas unter 900 hPa und einer Temperatur von 11°C der Fall ist. Das entspricht einer Höhe von ca. 1050.m.

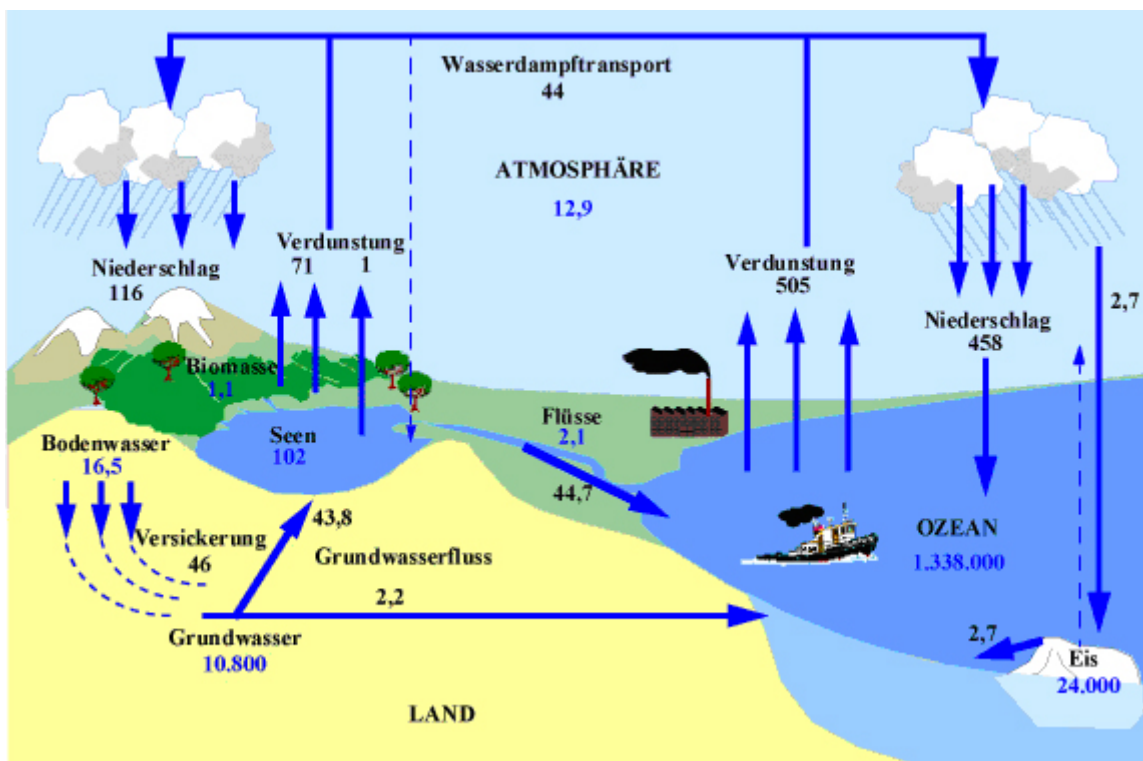


Fig. 2.5. Schema des globalen Wasserkreislaufs. Die Zahlenwerte sind Volumina in 10^3 km^3
 Quelle: nach D. Kasang <http://bildungsserver.hamburg.de/wasserressourcen-nav/2182190/wasserkreislauf-global.html>

Nur ein kleiner Teil des Wassers auf der Erde ist gasförmig in der Atmosphäre präsent. Wasserdampf ist allerdings ein wichtiges Treibhausgas, das aber wegen der Kondensation in größeren Höhen auf die unteren 2000 m der Atmosphäre beschränkt ist. Durch die hohe Verdampfungs- bzw. Kondensationswärme von $2,5 \cdot 10^6$ pro kg transportiert feuchte Luft erhebliche Energien. Der Klimawandel lässt die Oberflächentemperatur der Meere ansteigen, wodurch noch mehr Energie nach Verdampfung in der Atmosphäre zur Verfügung steht, die bei Extremwetterlagen freigesetzt wird (Sturmfronten, Tornados ect.). Was uns besonders betrifft, sind feuchtwarme Luftmassen vom Mittelmeer und vom Südatlantik. Damit verstärken sich die Auswirkungen von Schlechtwettergebieten, die beim Aufeinandertreffen von feuchtwarmen südlichen und kalten nordatlantischen Luftströmungen in unseren Breiten auftreten

2.4. Schichtungstypen und Stabilität

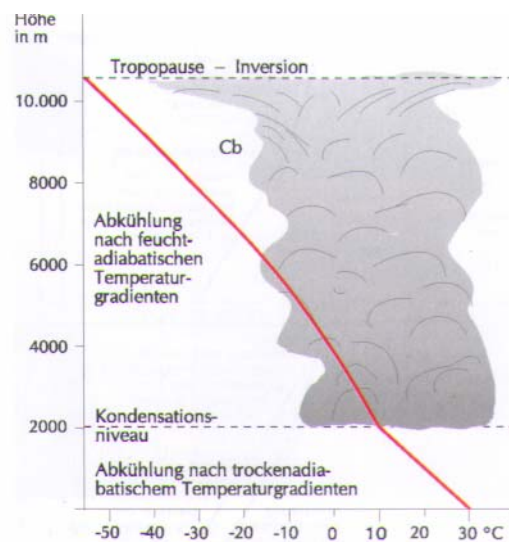


Fig. 2.6. In der Skizze folgt die Temperatur beim Aufstieg zunächst einer Trockenadiabaten, bis der Taupunkt beim Kondensationsniveau erreicht ist, Wir befinden uns an der Unterseite einer Cumulus-Wolke. Bis die Oberseite der Wolke erreicht wird, ist die Luft feucht gesättigt und die Temperatur folgt einer Feucht-Adiabaten. Der Aufstieg endet an der Inversionsschicht, hier der Tropopause (nach Taschenatlas Wetter. Die turbulente Atmosphäre der Erde. Berthold Wiedersich Hrsg. Klett-Perthes Verlag Gotha und Stuttgart 2003).

Um die Stabilität der Schichtung zu prüfen, vergleichen wir den gemessenen Temperaturgradienten

$$\gamma = \frac{dT}{dz} \quad (2.22)$$

mit Γ_d dem trocken-adiabatischen und Γ_f dem feuchtadiabatischen Gradienten. Wir verwenden im Folgenden immer die Absolutwerte von γ , Γ_d und Γ_f .



2.7. Eine Cumulus-Wolke über dem Land zeigt mit ihrer Unterseite deutlich die relativ geringe Höhe des Taupunkts (ca. 800 m Höhe). Über der Cumulus-Wolke liegt in größerer Höhe eine Schicht Cirrocumuli, die ein Störung mit möglicher Wetteränderung anzeigt.

Es lassen sich folgende Fälle unterscheiden:

1. Die Atmosphäre ist absolut stabil, wenn $\gamma < \Gamma_f < \Gamma_d$, d.h. wenn sowohl feucht-adiabatische als auch trocken-adiabatische Luftmassen sich beim Aufstieg stärker abkühlen als die Umgebungsluft.
2. Von feucht-indifferent und trocken-stabil sprechen wir, wenn $\gamma = \Gamma_f < \Gamma_d$, d.h. feucht-gesättigte Luftmassen kühlen sich beim Aufstieg in gleicher Weise ab wie die Umgebung, führen also zu keiner Dynamik.
3. Bedingt labil ist die Atmosphäre, wenn $\Gamma_f < \gamma < \Gamma_d$. Feuchte-gesättigte Luft kühlt sich weniger stark ab als die Umgebung und kann weiter zunächst unbegrenzt aufsteigen. Der trocken-adiabatische Aufstieg kommt dagegen schnell zum Erliegen, weil die Abkühlung stärker ist als die Umgebung.
4. Absolut labil ist der Zustand der Atmosphäre, wenn $\Gamma_f < \Gamma_d < \gamma$. Sowohl trocken-adiabatische wie auch feucht-adiabatische Luftmassen kühlen sich beim Aufstieg weniger stark ab als die Umgebung. Ihr Aufstieg kann sich ungehindert fortsetzen (Bildung von Gewitterwolken s. Fig. 2.9)



Fig. 2.7. Cumulus-Wolken über dem Bodensee. Aufn. vom 06.08.2012 kurz vor, Sonnenuntergang gegen 20h. Die stabile Konvektion über dem Land stoppt und die Wolken lösen sich auf.

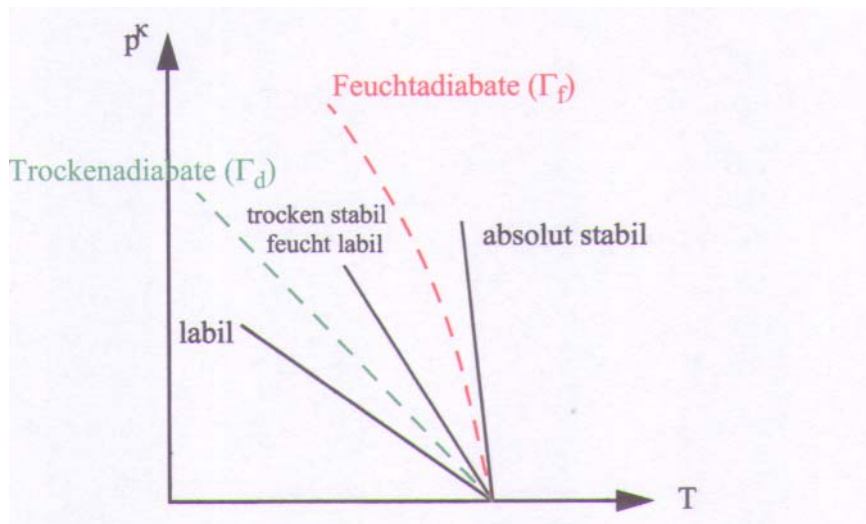


Fig. 2.8. Vergleich des gemessenen Gradienten γ mit dem trocken- und dem feucht-adiabatischen Gradienten.



Fig. 2.9. Bei der Bildung einer Gewitterwolke (Cumulo nimbus) steigt der Wolkenschirm bis zur Tropopause, kommt dort zum Stehen, verläuft in die Breite und bildet einen Eiswolkenschirm.
Quelle: Karlsruher Wolkenatlas. <http://www.wolkenatlas.de/>

Eine häufig verwendete Methode zur Untersuchung der Schichtung ist der Aufstieg von Radiosonden. Sie messen Temperatur, Druck und Feuchtigkeit (Taupunkt-Temperatur). Die Diagramme werden auf Meeresniveau umgerechnet und als $p(T)$ -Diagramme ausgedruckt (Fig. 2.10). Man erkennt am Abstand von Taupunkt und Lufttemperatur („spread“) ob es sich um trockene oder feuchte Luft handelt. Meist beginnt der Aufstieg morgens mit einer Temperatur-Inversion, bei der die Luft über dem Land sich in der Nacht abgekühlt hat. Wenn dann ab 1000m die Temperatur wieder trocken-adiabatisch verläuft, kann sich das bis zur nächsten Inversion fortsetzen. Oft ist dabei der Taupunkt erreicht ist. Es setzt Wolkenbildung ein mit der Abgabe von Kondensationswärme. Der weitere Temperaturverlauf ist dann feucht-adiabatisch. Im Diagramm ist stabile von labiler Schichtung leicht zu unterscheiden und damit ist auch eine Vorhersage für das Auftreten von Gewittern möglich. Neuerdings können Temperatur- und Feuchtigkeitsprofile auch direkt durch Satelliten gemessen werden (Atmospheric Infrared Sounder). Solche Messungen müssen dann von Referenz-Messungen an Bodenstationen begleitet werden.

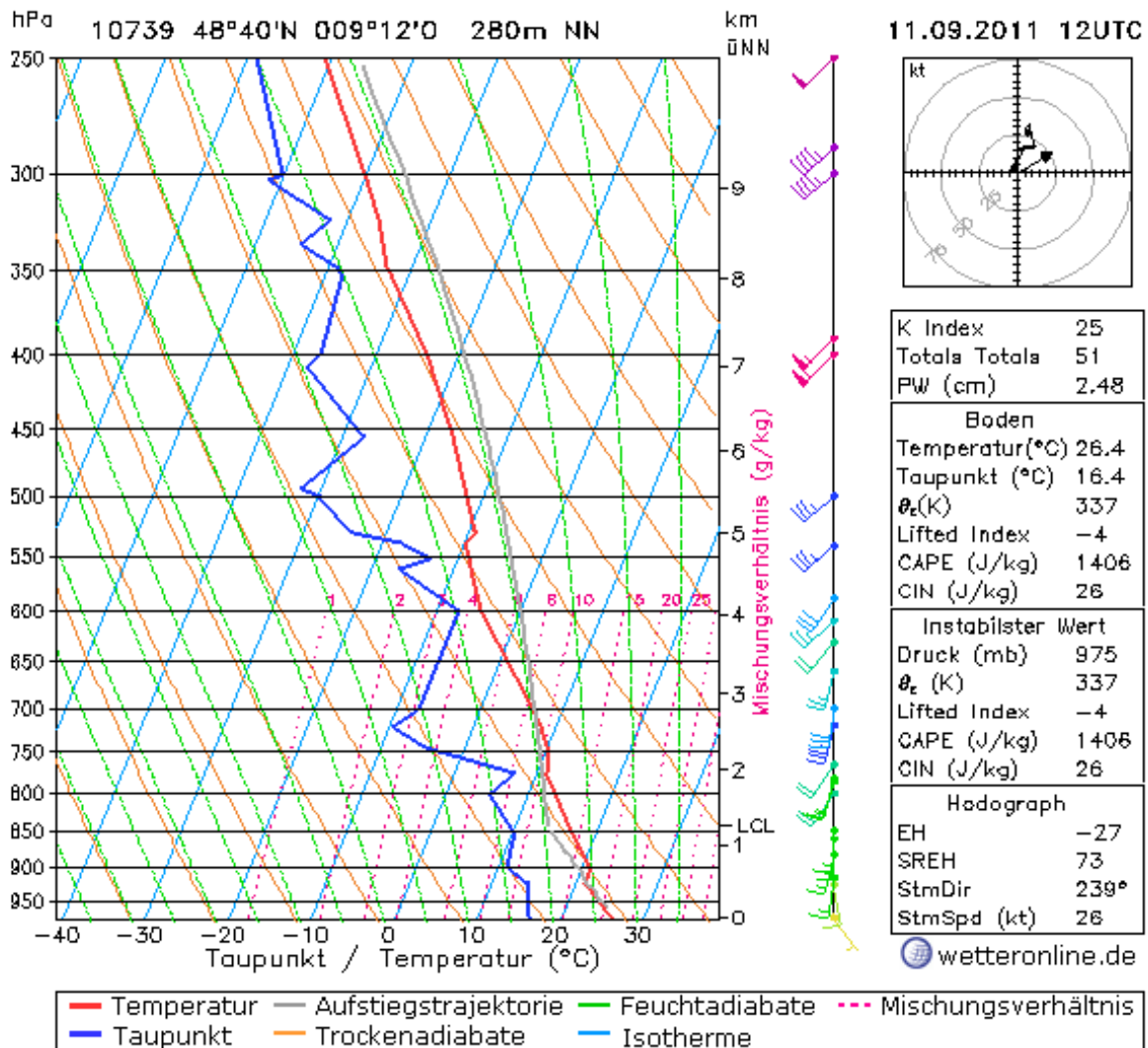
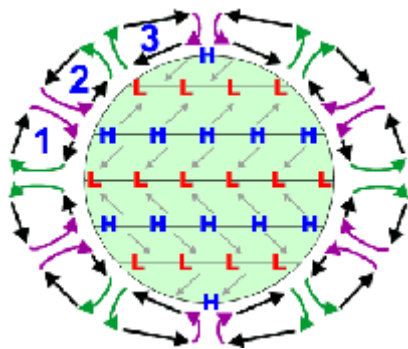


Fig. 2.10. Sondenaufstieg Ludwigsburg d. 11.09.11. Bodentemp. 27°C, Taupunkt 17°C. Die Temperatur (rote Linie) folgt zunächst einer Trockenadiabaten, wird aber dann steiler. Bei 540 hPa tritt eine Inversion auf. Quelle: Felix Weizenbach, Radiosondenaufstiege
<http://www.wetteran.de/grundlagen/radiosondenaufstiege>

2.5. Isobaren, Strahlströme und geostrophische Winde

Wie schon im ersten Vortrag beschrieben, bewirkt die breitenabhängige Sonneneinstrahlung eine globale Zirkulation, die bei der rotierenden Erde in jeweils 3 Zellen für die Nord- und 3 für die Südhalbkugel zerfällt (s. Fig. 2.11 a und b). Die Fig. 2.13 stellt einen vertikalen Schnitt durch die Konvektionszellen der Nordhalbkugel dar, wie sie Fig. 2.11. b zeigen. Die rote Linie ist die Schnittlinie durch die Fläche der Tropopause. Zwischen polarer Zelle und Ferrel-Zelle führt eine rote Linie bis zum Boden. Sie bezeichnet eine Kaltluftfront, Polarfront genannt. Auf der Tropopausenfläche verschwindet der Gradient der Temperatur $dT/dz = 0$. Die Höhe der Tropopause fällt mit der geographischen Breite ab. Am Äquator liegt sie in einer Höhe zwischen 16 und 18 km, an den Polen dagegen in 7,5 bis 9,5 km. Die Rückströmungen in den Strömungszellen erfolgen direkt unterhalb der Tropopause. Die runden grünen Gebiete in Fig. 2.13 sind die Bereiche maximaler Windgeschwindigkeit; die Strömung ist in die Papierebene hinein gerichtet.

In der Meteorologie werden Isobaren mit Druckangaben häufig anstelle von Höhenangaben verwendet. Das könnte den Eindruck erwecken, als ob die Isobaren-Flächen parallele Ebenen



2.11. a) Der Wärmetransport vom Äquator zu den polaren Breiten erfolgt bei der rotierenden Erde in jeweils 3 Zirkulationszellen: 1) die Hadley-Z., 2) die Ferrel-Z. und die 3) Polar-Z. Zwischen den Zellen 2 und 3 tritt ein starker horizontaler Temperaturgradient auf, die Polarfront.

b) Die Wirkung der Coriolis-Kraft führt auf der Nordhalbkugel zu einer Rechts-, auf der Südhalbkugel zu einer Linksablenkung der Strömungen. So entstehen z.B. in niedrigen Breiten die Passatwinde. (von Vera Schlanger – Hungarian Meteorological Service)

wären. Das ist, wenn überhaupt, höchstens lokal der Fall. Stattdessen gleichen die Isobarenflächen eher Mittelgebirgen mit Hügeln (Hochdruckgebiete) und Talmulden (Tiefdruckgebiete) und wie diese werden sie auch kartiert. Die Höhenlinien stellen wie auf den Landkarten die Ausbuchtung in z-Richtung dar.

Als Beispiel zeigt Fig. 2.12 die Isobaren-Linien auf einem Niveau von 5500 m, was etwa 500 hPa entspricht (aber die Höhe wird hier konstant gehalten) und Fig. 2.14 die 500-mb-Isobarenfläche über dem Nordpol und den höheren nördlichen Breiten (Druck wird konstant gehalten).

Wie kommt man von den Isobaren zu den Strömungsgeschwindigkeiten? Dazu benutzen wir die Bewegungsgleichung des Strömungs-Impulses (hier durch die Dichte ρ dividiert)

$$\frac{d\vec{v}_h}{dt} + 2\vec{\omega} \times \vec{v}_h + R_E \omega^2 \cos \theta + \nabla_h \Phi = 0 \quad (2.23)$$

Das erste Glied ist die zeitliche Änderung der mit dem Medium bewegten Geschwindigkeit, das zweite Glied ist die Coriolisbeschleunigung, die sich mit der geographischen Breite θ ändert und am Pol am größten ist, das dritte Glied ist die Zentrifugalbeschleunigung, die sich ebenfalls mit der Breite ändert aber am Pol verschwindet. Das vierte und letzte Glied beschreibt die Änderung des Geopotentials, das wir wegen

$$d\Phi = g(x, y, z) = -\frac{1}{\rho} dp \quad (2.24)$$

auch

$$\nabla_h \Phi = -\frac{1}{\rho} \nabla_h p \quad (2.25)$$

Schreiben können. Die Zentrifugalbeschleunigung wird üblicher Weise mit in das Geopotential (2.26) aufgenommen. Der Gradient beschreibt die horizontale Änderung des Drucks, wie wir sie an den Isobaren auf der Wetterkarte ablesen können. Die Gl. (2.24) ist nichtlinear, weshalb man in der Strömungslehre vor jeder Anwendung eine Dimensionsanalyse macht. Wir wollen hier großräumige Strömungen betrachten, für welche der zweite und vierte Term dominieren. Damit können wir „geostrophische Winde“ beschreiben. Im so genannten „geostrophischen Gleichgewicht“ fällt der erste Term weg. Es bleibt übrig

$$2\vec{\omega} \times \vec{v}_h = -\nabla_h \Phi \quad (2.26)$$

oder

$$f(\vec{k} \times \vec{v}) = \frac{1}{\rho} \nabla_h p \quad (2.27)$$

mit

$$f = 2\omega \sin \theta \quad (2.28)$$

Hier ist θ der Breitenwinkel. Der Betrag der horizontalen Windgeschwindigkeit ergibt sich dann aus

$$\vec{k} \times \vec{v} = \frac{1}{\rho f} \left[\frac{\partial p}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial p}{\partial y} \vec{j} \right] \quad (2.29)$$

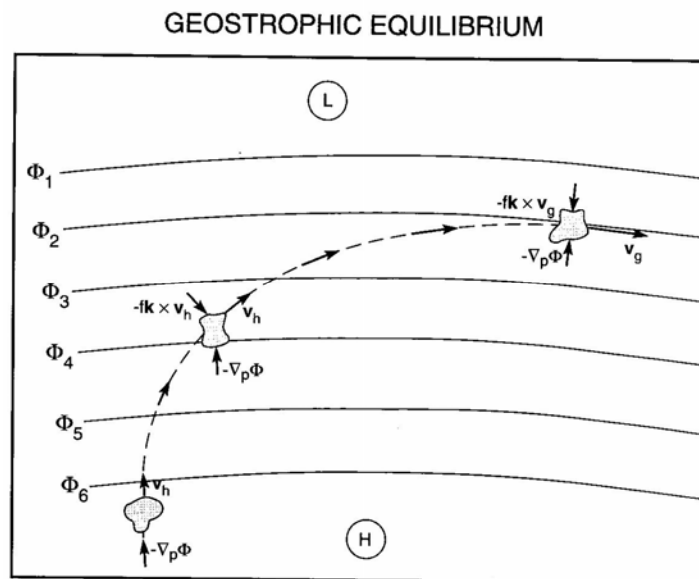


Fig. 2.11. Auf das zunächst ruhende Luftvolumen bei Φ_4 wirken die Coriolis- und die Gradienten-Kraft, die es beschleunigen und nach Φ_2 transportieren. Dort stehen die beiden Kräfte senkrecht zur Bewegungsrichtung und kompensieren sich (Gl. 2.30). Das ist der Fall des geostrophischen Gleichgewichts (nach M.L. Salby: *Fundamentals of Atmospheric Physics*. Academic Press 1996).

Je dichter die Isobaren-Linien auf einander folgen, desto größer ist der horizontale Druckgradient und. desto größer ist die Wind-Geschwindigkeit. Jedoch folgt die Richtung der Geschwindigkeit nicht dem Gradienten, sondern steht senkrecht dazu (linke Seite von 2.30). Auf der Nordhalbkugel entspricht dem eine Rechtsablenkung der Strömung. Das bedeutet, dass eine aus dem Hoch austretende Strömung im Uhrzeigersinn entlang einer Isobaren geführt wird. Die aus einem Tief austretende Strömung wird auf der Nordhalbkugel ebenfalls rechts abgelenkt. Das Tief wird gegen den Uhrzeigersinn umströmt.

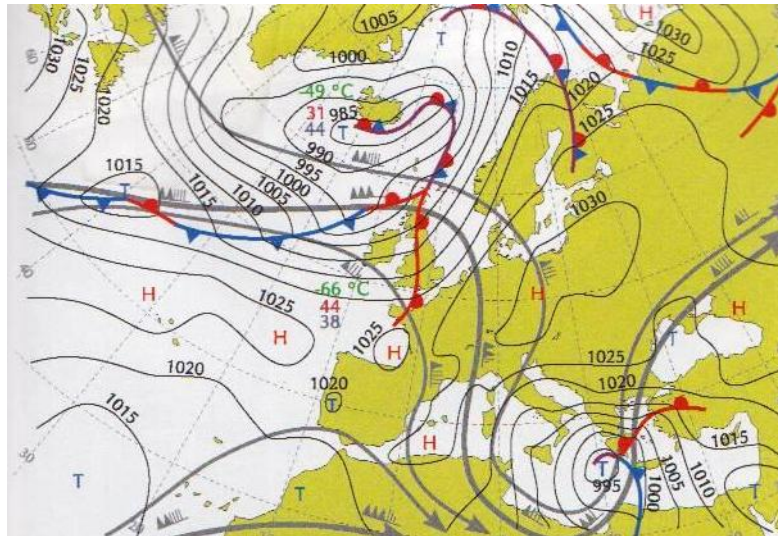
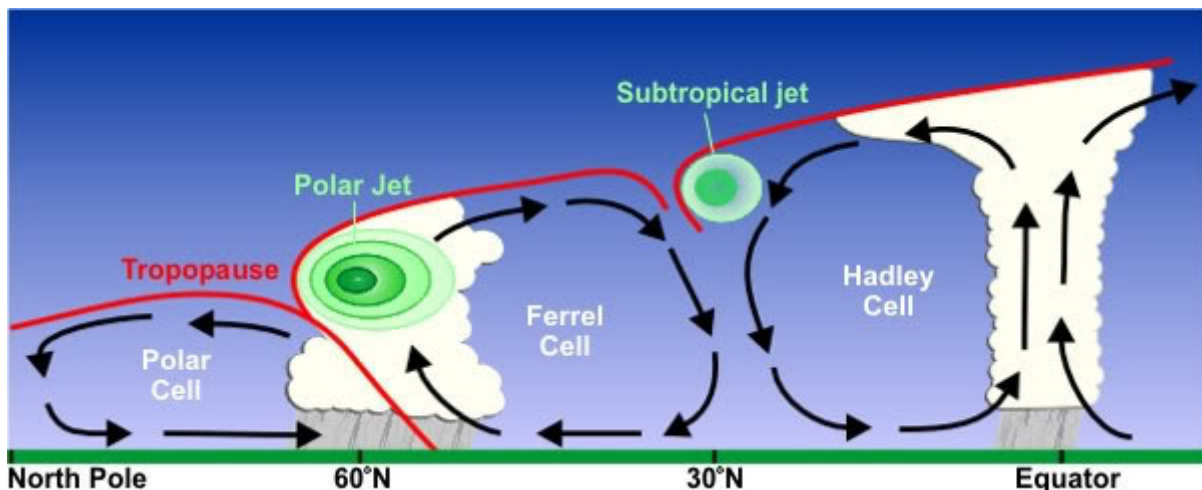


Fig. 2.12 Bodenwetterkarte vom 26.03.1998, Zeit 00 UTC. Höhe der Tropopause 3000m, maximale Windgeschwindigkeit (Jetstream) bei 3000m. Dicke schwarze Linie: Polarfront, rote Ziffern: Tropopausentemperatur. (nach Taschenatlas Wetter: Die turbulente Atmosphäre der Erde. Berthold Wiedersich Hrsg.Klett-Perthes Verlag Gotha und Stuttgart 2003).

Wind-Geschwindigkeiten können in Bereichen, wo warme und kalte Luftmassen aufeinander treffen, besonders hohe Werte annehmen. Die Isobaren folgen in kurzen räumlichen Abständen auf einander und erscheinen dort eng zusammengedrängt. Die Windgeschwindigkeiten erreichen Werte von $v > 150 \text{ km/h}$. Sie sind dabei auf relativ enge „Schläuche“ begrenzt. Diese bilden die so genannte Strahlströme (engl. Jet-Streams) (s. Fig. 2.13). Ihre Rolle in der globalen Dynamik wird im 4. Beitrag näher beleuchtet.



2.13. Rote Linie: Schematischer Verlauf der Tropopause und in hohen Breiten der Polarfront. „Jet-Ströme“ sind grün eingezeichnet.

In Fig. 2.14 a) sind die horizontalen Geschwindigkeitsvektoren als kleine Pfeile eingezeichnet. Das Bild ist eine Momentaufnahme vom 04.03.1984. Die runden Höhenlinien markieren Hoch- und Tiefdruckgebiete mit den entsprechenden Angaben der Geopotentialhöhen. Im Unterschied zur Landkarte werden nämlich anstatt Höhenmetern in der Meteorologie Geopotentialmeter angegeben. Der Unterschied zu den Höhenmetern ist

gering und spielt für unsere qualitative Diskussion weiter keine Rolle. Dennoch definieren wir hier zur Vollständigkeit die Geopotentialhöhe

$$Z = \frac{1}{g_0} \int_0^z g(z') dz' \quad (2.30)$$

Dabei ist $g_0 = 9,8 \text{ ms}^{-2}$ der Mittelwert der Gravitationsbeschleunigung.

Die Hochs erscheinen in Fig. 2.14 als Ausbeulungen, die Tiefs als tiefe Dellen. Meist dreht sich das ganze System langsam von West nach Ost, und erzeugt einen ca. 14-tägiger Wechsel von Hoch- und Tiefdruckgebieten im lokalen Wettergeschehen. In 2.14 b) ist eine Mittelung der Messwerte über 3 Monate vorgenommen worden, welche die kurzzeitigen Störungen ausfiltert. Dadurch tritt das Meandern der Strömung durch planetare Wellen deutlicher hervor.

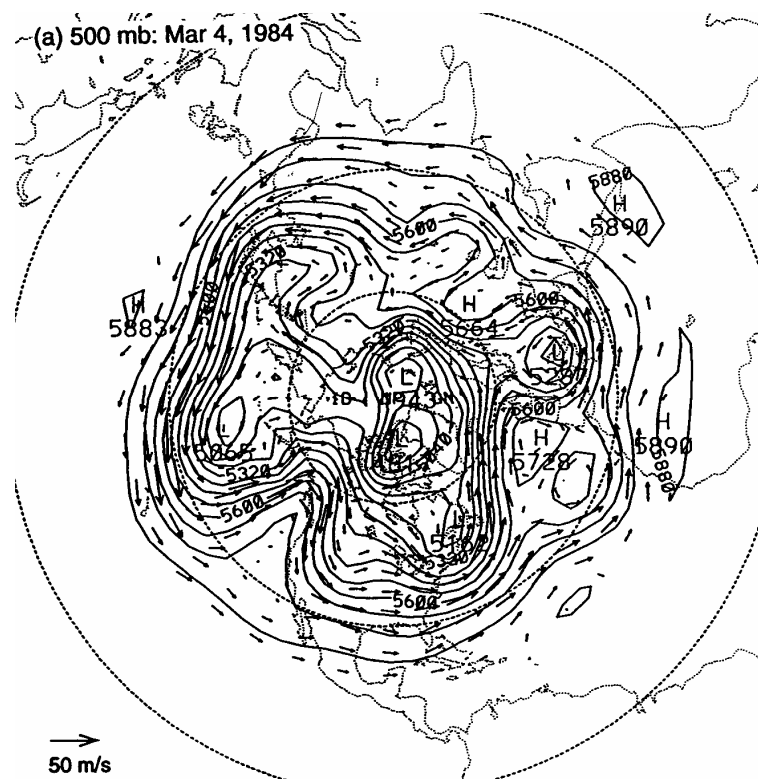


Fig. 2.14 a) Höhen-Konturen und horizontale Windgeschwindigkeiten. Den Ort des (virtuellen) Beobachters muss man sich einige 1000 km senkrecht über dem Nordpol gelegen denken, so dass nur die Polargebiete sichtbar sind. Die dargestellte Ebene ist die 500 mb-Fläche. Die eingezeichneten Zahlen geben die Geopotentialhöhen an, die nur wenig von den geometrischen Höhen (gemessen vom mittleren Meeressniveau) abweichen (nach M.L. Salby: Fundamentals of Atmospheric Physics. Academic Press 1996).

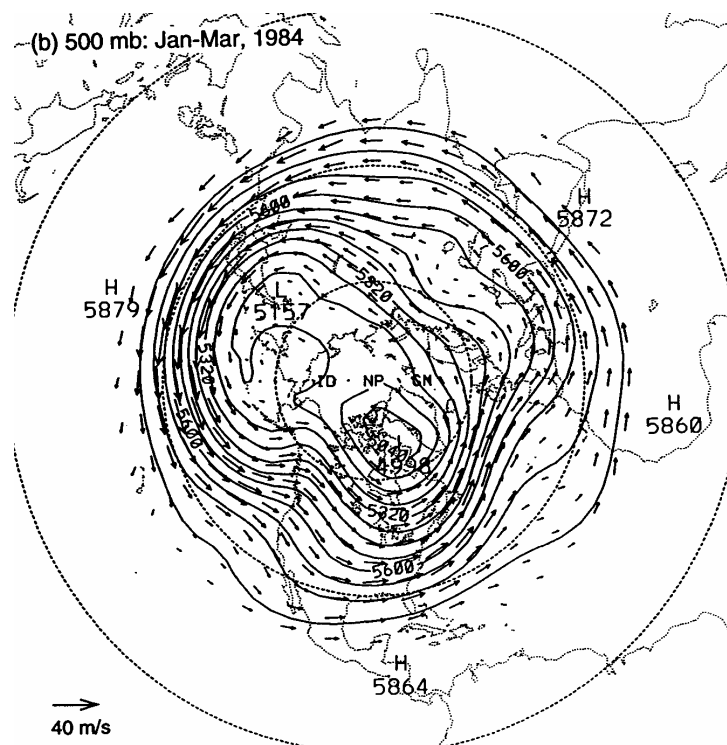


Fig.2.12 b) Die Auftragung ist die gleiche wie in a) Es handelt sich jetzt aber um das Zeitmittel Januar – März 1984. Nach Salby, Quelle National Meteorological Center (NMC) analyses. Die kurzfristigen Störungen sind in dieser Auftragung ausgemittelt, stattdessen treten die Meander der planetaren Wellen besser hervor (nach M.L. Salby: Fundamentals of Atmospheric Physics. Academic Press 1996).

2.6. Zusammenfassung.

Die vertikale Schichtung der Atmosphäre lässt sich in ihren Grundzügen verstehen, wenn man hydrostatisches Gleichgewicht und adiabatische Zustandsänderungen voraussetzt. Die Anwesenheit von Wasserdampf wird durch feucht-adiabatische Zustandsänderungen berücksichtigt. Die hohe Verdunstungs-Enthalpie von $2,5 \cdot 10^6$ Joule/kg befähigt feuchte Luft große Mengen Energie zu transportieren. Die Temperatur fällt mit der Höhe entweder trocken-adiabatisch $\frac{dT}{dz} = -10^\circ\text{C}/\text{km}$ oder feuchtadiabatisch $\frac{dT}{dz} = -6^\circ\text{C}/\text{km}$ ab. Sonden-Messungen von Temperatur, Druck und Feuchtigkeit werden in geeigneten Diagrammen dargestellt (Stüve-Diagramme) und enthalten die entsprechenden Adiabaten und Kurven gleicher Sättigungsfeuchte. Die Schichtung, dargestellt durch Isobaren-Flächen, zeigt Störungen (Hochs und Tiefs), die als Ausbeulungen oder Eindellungen in den Isobarenflächen erscheinen. Eine dichte Folge von Isobaren-Linien zeigt einen großen Druckgradienten an, der zu hohen Windgeschwindigkeiten führt. Besonders deutlich ist das an den Strahlströmen unterhalb der Tropopause zu beobachten mit Windgeschwindigkeiten von mehr als 150 km/h. Im geostrophischen Gleichgewicht ist die Windrichtung parallel zu den Isobaren gerichtet. Auf der Nordhalbkugel bewirkt die Corioliskraft, dass Hochdruckgebiete im Uhrzeigersinn, Tiefdruckgebiete gegen den Uhrzeigersinn umströmt werden.

2.7. Literatur

M.L. Salby: Fundamentals of Atmospheric Physics. Academic Press 1996

Taschenatlas Wetter. Die turbulente Atmosphäre der Erde. Berthold Wiedersich Hrsg.
Klett-Perthes Verlag Gotha und Stuttgart 2003

Karlsruher Wolkenatlas: <http://www.wolkenatlas.de/>

D. Kasang <http://bildungsserver.hamburg.de/wasserressourcen-nav/2182190/wasserkreislauf-global.html>

Felix Weizenbach: Sondenaufstiege.
<http://www.wetteran.de/grundlagen/radiosondenaufstiege>

Radiosondenmessungen: <http://www.wetterzentrale.de/topkarten/tkbeote.html>

D.C. Tobin et al. Journal of Geophysical Research Vol 111, D09S14, 2006