

**Ausbildungsseminar Wetter und
Klima, WS 09/10**

Globale Zirkulation

von Christina Wensauer

13. November 2009

Inhaltsverzeichnis

1 Grundlagen	2
1.1 Strahlungsbilanz	2
1.2 Darstellung von Geschwindigkeitsfeldern	3
1.3 Kräfte	4
1.3.1 Druckgradientkraft	6
1.3.2 Corioliskraft	6
1.3.3 Reibungskraft	7
1.3.4 Zentrifugalkraft und Gravitationskraft	7
1.4 Geostrophischer Wind	8
1.5 Erhaltung der Wirbelstärke	9
1.5.1 Absolute Vorticity	9
1.5.2 Potentielle Vorticity	10
2 Globale Zirkulation auf nicht-rotierender Erde	14
3 Atmosphärische Zirkulation auf rotierender Erde	16
3.1 Hadleyzelle	16
3.2 Polar-Zelle	18
3.3 Ferrel-Zelle	18
3.3.1 Frontalzone	19
3.3.2 Polarfront-Jetstream (PFJ)	20
3.3.3 Barotrope Rossby-Wellen	21
3.3.4 Barokline Wellen/Entstehung von Zyklonen und Antizyklonen in der Westwinddrift	24
3.4 Übersicht über die globale Zirkulation	26
4 Literaturverzeichnis	29

Kapitel 1

Grundlagen

1.1 Strahlungsbilanz

Die polaren Regionen haben im langjährigen Mittel ein Strahlungsdefizit, weil die Sonnenstrahlen schräg auftreffen und zudem ein halbes Jahr lang gar keine Einstrahlung vorhanden ist (Polarnacht). In den tropischen Regionen findet sich ein Strahlungs- und Energieüberschuss, weil diese das ganze Jahr über gleichmäßig stark beschienen werden. Die Abhängigkeit der Nettostrahlung von der geographischen Breite zeigt auch folgende Abbildung.

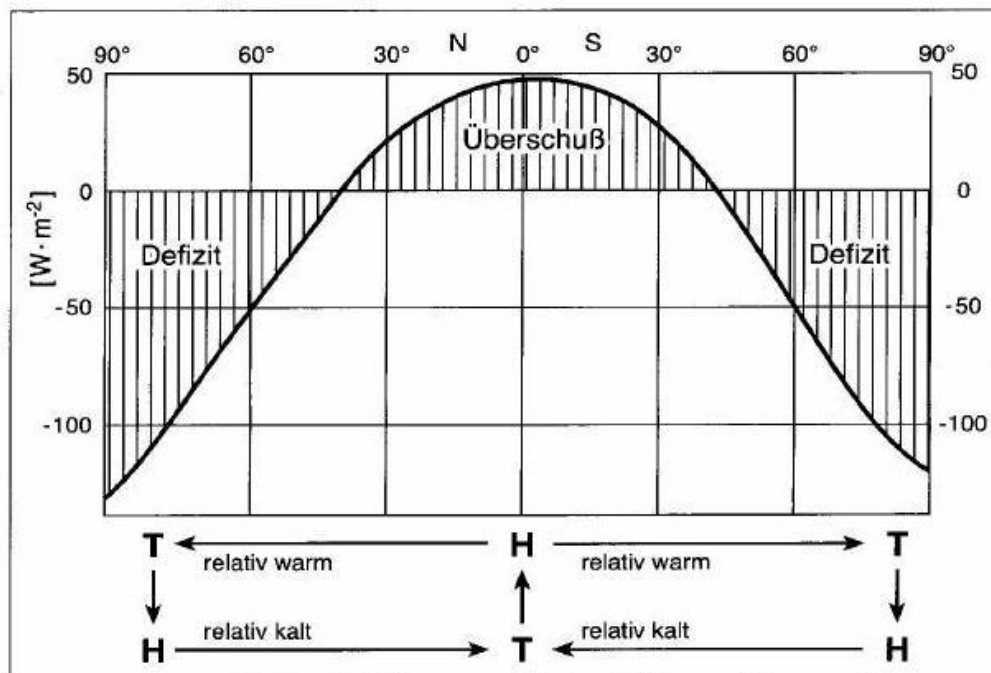


Abbildung 1.1: Mittlere meridionale Strahlungsbilanz, aus Lauer, S.167

Um die ungleiche Energieverteilung auf der Erde auszugleichen, muss Ener-

gie von den niederen Breiten in die hohen Breiten transportiert werden. Dies erfolgt durch globale Windsysteme der atmosphärischen Zirkulation, aber auch durch Meeresströmungen.

1.2 Darstellung von Geschwindigkeitsfeldern

Die Anwendung der Begriffe Divergenz bzw. Rotation auf den Geschwindigkeitsvektor $\vec{v} = \vec{v}(x, y, z)$ führt zur kinematischen Beschreibung eines Strömungsfeldes, z.B. der Erdatmosphäre. Auf diese Weise gelangt man zu den Stromfelleigenschaften des Geschwindigkeitsfeldes.

Zunächst wird ein 2-dimensionales Geschwindigkeitsfeld $v_{hor}^{\vec{}} = v_{hor}^{\vec{}}(v_x, v_y)$ betrachtet, das in z-Richtung homogen sein soll ($\frac{\partial}{\partial z} = 0$). Für eine solche Strömung existiert eine skalare Funktion $\psi = \psi(x, y)$, die stetig und differenzierbar ist, so dass gilt:

$$v_{hor}^{\vec{}} = \vec{e}_z \times \nabla \psi.$$

Das Geschwindigkeitsfeld ist divergenzfrei, denn für den Geschwindigkeitsvektor gilt:

$$\begin{aligned} v_x &= -\frac{\partial \psi}{\partial y}, v_y = \frac{\partial \psi}{\partial x} \\ \implies \nabla \cdot v_{hor}^{\vec{}} &= -\frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y \partial x} \end{aligned}$$

Für die Rotation des Feldes erhält man:

$$\nabla \times v_{hor}^{\vec{}} = \vec{e}_z \left(\frac{\partial v_y}{\partial x} - \frac{\partial v_x}{\partial y} \right)$$

Multiplikation mit dem Einheitsvektor \vec{e}_z in z-Richtung liefert die Vorticity ζ (näheres dazu in Abschnitt 1.5) des 2-dimensionalen Geschwindigkeitsfeldes:

$$\vec{e}_z \cdot (\nabla \times v_{hor}^{\vec{}}) = \frac{\partial v_y}{\partial x} - \frac{\partial v_x}{\partial y} = \zeta$$

Für die Vorticity ergibt sich somit:

$$\zeta = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = \nabla^2 \psi$$

Die skalare Funktion ψ wird als Stromlinienfunktion bezeichnet, da die Linien $\psi = konst.$ Stromlinien des 2-dimensionalen Geschwindigkeitsfeldes darstellen.

Existiert nun für das 2-dimensionale Strömungsfeld $v_{hor}^{\vec{}} = v_{hor}^{\vec{}}(v_x, v_y)$ eine skalare Funktion $\chi = \chi(x, y)$, die stetig und differenzierbar ist, so dass

$$v_{hor}^{\vec{}} = \nabla\chi$$

so ist ein solches Geschwindigkeitsfeld rotationsfrei, denn für die Wirbelgröße ζ gilt:

$$\zeta = \frac{\partial^2\chi}{\partial x\partial y} - \frac{\partial^2\chi}{\partial y\partial x} = 0$$

Für die Divergenz des 2-dimensionalen Stromfeldes erhält man:

$$\nabla \cdot v_{hor}^{\vec{}} = \frac{\partial^2\chi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\chi}{\partial y^2} = \nabla^2\chi$$

Die skalare Funktion χ heißt Geschwindigkeitspotential einer Strömung, das auch für eine 3-dimensionale Strömung angegeben werden kann (im Gegensatz zur Stromlinienfunktion).

Für eine 2-dimensionale Strömung, z.B. in der Ebene $z = konst.$, degeneriert das Vektorpotential \vec{P} zu $\vec{P} = -\vec{e}_z\psi$ mit $\psi = \psi(x, y)$ als Stromfunktion. Die skalare Potentialfunktion χ ist dann ebenfalls 2-dimensional zu verstehen. Daraus resultiert für den 2-dimensionalen Geschwindigkeitsvektor $v_{hor}^{\vec{}}$:

$$v_{hor}^{\vec{}} = \vec{e}_z \times \nabla\psi + \nabla\chi$$

Wie nun ersichtlich ist, setzt sich dieses 2-dimensionale Geschwindigkeitsfeld aus einem rotationsfreien und einem divergenzfreien Anteil zusammen. Im 1. Term auf der rechten Seite sind die Rotoreigenschaften, im 2. Term die divergenten Eigenschaften enthalten.

1.3 Kräfte

Die Zirkulation der Atmosphäre kann mit Hilfe von 3 Erhaltungssätzen beschrieben werden:

- Erhaltung des Impulses (Newton)
- Kontinuitätsgleichung (Erhaltung der Masse)
- Erhaltung der Energie (1. Satz der Thermodynamik)

Alle Bewegungsstrukturen in der Atmosphäre (abgesehen von Bewegungen im molekularen Strukturbereich) lassen sich mit Hilfe der Kontinuumsmechanik beschreiben. Demnach ist ein im physikalischen Sinn infinitesimales Gas- bzw. Flüssigkeitsvolumen gleichmäßig mit Masse erfüllt, so dass dieser Masse eine Dichte zugeordnet werden kann. Ein derartiges Volumen ist klein gegenüber den Abmessungen der zur physikalischen Beschreibung in Frage stehenden Gas- bzw. Flüssigkeitsvolumina, aber groß gegenüber der mittleren freien Weglänge

der Moleküle. Die Bewegungen der auf diese Weise definierten makroskopischen Partikeln lassen sich mit den thermo-hydrodynamischen Feldgleichungen beschreiben. Ein solches System von Gleichungen umfasst alle Größenordnungen von Luftbewegungen, angefangen von der Mikroturbulenz bis zur globalen Zirkulation der Atmosphäre.

Das Verhalten der Atmosphäre wird im Wesentlichen durch 2 Ausdrucksweisen beschrieben:

Die allgemeine Bewegungsgleichung in der Euler-Schreibweise lautet:

$$\rho\left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \vec{v}\right) = -\nabla p + \eta \Delta \vec{v} + (\lambda + \eta) \nabla(\nabla \cdot \vec{v}) + \vec{f}$$

Diese Gleichung ist auch als Impulssatz der Navier-Stokes-Gleichungen bekannt. Hierbei bezeichnet ρ die Dichte des Fluids, p den Druck, λ und η sind Stoffkonstanten und bezeichnend für die Viskosität. Der Vektor \vec{f} beschreibt die Volumenkraftdichte wie beispielsweise die Gravitation oder die Corioliskraft jeweils bezogen auf das Einheitsvolumen. Die Navier-Stokes-Gleichungen verkörpern ein System von nichtlinearen partiellen Differentialgleichungen 2. Ordnung. Die beinhaltetete Nichtlinearität ist der Grund, warum es lange Zeit unmöglich war, genaue Wettervorhersagen zu machen.

Die Lagrange-Darstellung beschreibt die Eigenschaften von einzelnen Luftmassen mittels ihrer unmittelbaren Position, Temperatur, etc. Der Schwerpunkt liegt auf der Veränderung von Eigenschaften innerhalb von einer gegebenen Luftmasse und auf den Wechselwirkungen zwischen Umwelt und Luftmasse. Des weiteren wird die Lagrange-Schreibweise verwendet.

Die allgemeine Bewegungsgleichung der Atmosphäre lautet in der Lagrange-schreibweise:

$$\frac{d}{dt} \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p - 2\vec{\Omega} \times \vec{v} - a\vec{v} + \vec{g}$$

Multipliziert man diese Gleichung mit ρ , der Einheitsmasse pro Volumen, so ergibt sich:

$$\rho \cdot \frac{d}{dt} \vec{v} = -\frac{1}{\nabla} p - 2\rho\vec{\Omega} \times \vec{v} - a\rho\vec{v} + \rho\vec{g}$$

Dies ist gleichbedeutend mit der Kraft pro Volumeneinheit:

$$\vec{F} = \vec{F}_p + \vec{F}_c + \vec{F}_r + \vec{F}_z + \vec{F}_g$$

Für atmosphärische Bewegungen sind primär Druckgradientkraft, Reibungskraft und Gravitationskraft von Bedeutung. In einem rotierendem Koordinatensystem, z.B. auf der Erde, müssen zusätzlich 2 Scheinkräfte berücksichtigt werden, nämlich die Corioliskraft und die Zentrifugalkraft.

1.3.1 Druckgradientkraft

Die Druckgradientkraft ist eine der fundamentalen Kräfte in der Physik. Sie tritt in der Atmosphäre immer dann in Erscheinung, wenn der Luftdruck nicht überall denselben Wert aufweist. Die Druckgradientkraft ist immer entgegen dem Druckgradienten gerichtet und ist pro Masseneinheit gegeben durch:

$$\vec{F}_p = -\nabla p$$

Damit ergibt sich für die Beschleunigung der Volumeneinheit:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla p$$

Die Druckgradientkraft steht senkrecht zu den Isobarenflächen und zeigt vom Hoch- zum Tiefdruckgebiet. Je größer der Abstand der Isobaren, desto kleiner die Druckgradientkraft und damit auch die Windgeschwindigkeit.

1.3.2 Corioliskraft

Die Erde rotiert mit konstanter Winkelgeschwindigkeit Ω um die Erdachse. Jede Masse, die sich relativ zu diesem Bezugssystem mit der Geschwindigkeit \vec{v} bewegt, erfährt die Wirkung der Corioliskraft, die Formel pro Masseneinheit lautet:

$$\vec{F}_c = 2\rho\vec{v} \times \vec{\Omega}$$

Die Corioliskraft steht stets senkrecht zur Relativgeschwindigkeit. Sie wirkt ablenkend, aber nicht beschleunigend in Bewegungsrichtung, das heißt, sie kann an einem Luftpaket keine Arbeit verrichten. Die Horizontalkomponente der Corioliskraft ist bedeutsamer als die vertikale, diese kann aufgrund der Gravitationskraft und der vertikalen Komponente der Druckgradientkraft vernachlässigt werden. Der Betrag der Corioliskraft pro Masseneinheit ergibt sich zu:

$$F_c = 2v\Omega\sin(\varphi) = fv$$

Man bezeichnet f als Coriolisparameter und φ als den entsprechenden Breitengrad. Die Corioliskraft ist also abhängig vom jeweiligen Breitengrad. Am Äquator verschwindet sie, daher haben dort unterschiedliche Luftdruckgebiete keinen dauerhaften Bestand, denn diese gleichen sich aufgrund der fehlenden Ablenkung rasch aus. Mit zunehmendem Breitengrad nimmt die Corioliskraft zu und erreicht ihr Maximum an den Polen.

Die Corioliskraft lenkt Winde/Strömungen auf der Nordhalbkugel nach rechts und auf der Südhalbkugel nach links ab. Dies hat Auswirkungen auf großräumige Bewegungen in der Atmosphäre und im Ozean. Die Corioliskraft ist verantwortlich dafür, dass sich auf der Nordhalbkugel Hochdruckgebiete im Uhrzeigersinn und Tiefdruckgebiete gegen den Uhrzeigersinn drehen. Auf der Südhalbkugel ist dies genau anders herum.

1.3.3 Reibungskraft

Der wichtigste Fall von Reibung in der Atmosphäre ist die Bodenreibung, die sich auf Bewegungen in der planetaren Grenzschicht (bis ca. 1 km Höhe) auswirkt. In diesem Bereich ist die Reibung von ähnlicher Größe wie die anderen Komponenten in horizontaler Richtung. Die Reibungskraft ist proportional zur Geschwindigkeit und es gilt:

$$F_r = -a\vec{v}$$

Je näher die Strömung an der Erdoberfläche, desto stärker die Reibungskraft. Mit zunehmender Höhe nimmt der Reibungseinfluss kontinuierlich ab und ist, je nach Oberflächenstruktur, zwischen 500 m (Ozean) und häufig 1000 m Höhe, über Gebirgen erst oberhalb von 2-3 km Höhe, allmählich vernachlässigbar. Da die Reibungskraft die Windgeschwindigkeit (abhängig von der Größe von Strömungshindernissen) reduziert, wird somit auch die Corioliskraft kleiner.

1.3.4 Zentrifugalkraft und Gravitationskraft

Lufttransporte erfolgen häufig auf gekrümmten Bahnen, daher muss eine weitere Kraft berücksichtigt werden, die auf ein sich großräumig bewegendes Luftpaket einwirkt. Hierbei handelt es sich um die vom Mittelpunkt (eines Kreises) nach außen gerichtete Zentrifugalkraft. Die Formel für die Zentrifugalkraft (pro Masseneinheit) für ein Luftpaket auf der Erde lautet:

$$\vec{F}_z = \Omega \times (\Omega \times \vec{r}) = -\Omega^2 \vec{r}$$

Hierbei bezeichnet \vec{r} den Radiusvektor des Breitenkreises und es gilt:
 $|\vec{r}| = r_e \cos(\varphi)$.

Die Zentrifugalkraft kann aus einem Potential hergeleitet werden, dem Zentrifugalpotential:

$$\Phi_z = -\frac{1}{2}(\vec{\Omega} \times \vec{r})^2$$

Die Gravitationskraft kann ebenfalls durch ein Potential ausgedrückt werden, nämlich durch das Erdpotential :

$$F_g = -\nabla\Phi_e$$

Das zylindrische Zentrifugalpotential und das sphärische Gravitationspotential sind unabhängig von der Relativgeschwindigkeit, beide sind nur abhängig von der Position. So ist es möglich, beide zu einem gemeinsamen Potential zusammenzufassen, dem Geopotential Φ ($\Phi = \Phi_e + \Phi_z$). Φ gibt die potentielle Energie pro Masseneinheit hinsichtlich der Lage der Partikel bzw. Luftmasse im Schwerfeld der Erde an.

Die Schwerkraft pro Masseneinheit ergibt sich nun zu:

$$\vec{g} = -\nabla\Phi$$

1.4 Geostrophischer Wind

Wirken auf ein sich bewegendes Luftpaket nur Corioliskraft und Druckgradientkraft, so entsteht ein Wind, der parallel zu den Isobaren weht. Dieser wird auch als geostrophischer Wind bezeichnet. Aufgrund der Ausrichtung senkrecht zum Druckgefälle können Luftdruckunterschiede nicht ausgeglichen werden.

Mit Hilfe nachfolgender Abbildung wird die Entstehung erklärt:

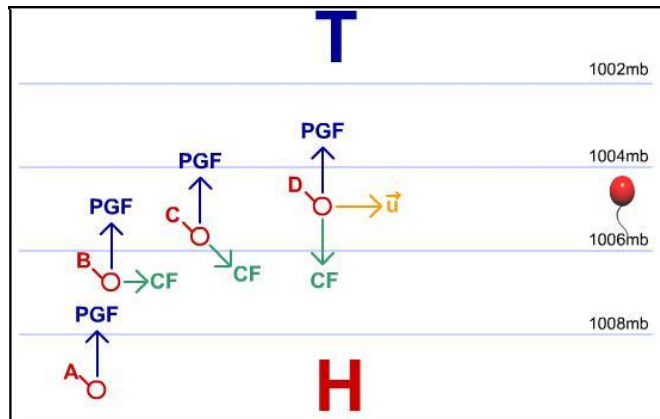


Abbildung 1.2: Entstehung des geostrophischen Windes, aus: klimedia.ch (Universität Bern)

Abgebildet ist ein Hoch und Tief, dazwischen sind die Isobaren eingezeichnet. Zu sehen ist der Verlauf der Bewegung eines roten Luftballons: Der zunächst ruhende Ballon bewegt sich vom Hoch- hin zum Tiefdruckgebiet, angetrieben durch die Luftdruckgradientkraft (engl. pressure gradient force, Abkürzung PGF) (A). Sobald der Ballon sich bewegt, tritt die Corioliskraft (engl. coriolis force, CF) in Erscheinung und bewirkt eine Ablenkung nach rechts (B). Die Geschwindigkeit des Luftballons nimmt zu, somit auch die Corioliskraft und damit wird die Luft immer stärker nach rechts abgelenkt (C), solange bis sich ein Kräftegleichgewicht (D) zwischen Corioliskraft und Druckgradientkraft einstellt.

⇒ Der Ballon bewegt sich nun parallel zu den Isobaren. Diese Bahn entspricht dem geostrophischen Wind \vec{u} . In der Realität findet man fast geostrophische Winde in der oberen Troposphäre.

Die Bewegungsgleichung für eine horizontale Bewegung lautet:

$$\frac{d}{dt}\vec{v} = -\frac{1}{\rho}\nabla p - f\vec{e}_z \times \vec{v} - a\vec{v}$$

Ab ca. 1 km Höhe kann die Reibung vernachlässigt werden. Weiterhin ist das Luftpaket am Anfang in Ruhe. Damit ergibt sich:

$$f\vec{e}_z \times \vec{v} = -\frac{1}{\rho}\nabla p$$

Mit Multiplikation des Einheitsvektors in z-Richtung \vec{e}_z von links folgt die Geschwindigkeit des geostrophischen Windes:

$$\vec{v} = \vec{v}_g = -\frac{1}{\rho f}\vec{e}_z \times \nabla p$$

Reibung in der planetaren Grenzschicht bewirkt, dass die Windgeschwindigkeit subgeostrophisch wird. Somit gibt es eine Komponente in Richtung des Druckgefälles und dadurch wird die Ausgleichung von Druckunterschieden ermöglicht.

1.5 Erhaltung der Wirbelstärke

1.5.1 Absolute Vorticity

Unter der Zirkulation C versteht man allgemein eine beliebige, im dreidimensionalen Raum auftretende Bewegung, die längs einer geschlossenen Stromlinie verläuft. Die Zirkulation ist definiert als:

$$C = \oint_C \vec{v} \cdot d\vec{s}$$

Mit dem Satz von Stokes folgt:

$$C = \oint_C \vec{v} \cdot d\vec{s} = \int_A \nabla \times \vec{v} \cdot d\vec{A} = \int_A \nabla_z \times \vec{v}\vec{e}_z dA = \int_A \zeta dA$$

ζ bezeichnet die Wirbelstärke oder relative Vorticity eines horizontalen Strömungsfeldes, in kartesischen Koordinaten ausgedrückt:

$$\zeta = \frac{\partial v_y}{\partial x} - \frac{\partial v_x}{\partial y}$$

Damit man eine Aussage über das Inertialsystem machen kann, muss man den Anteil der konstanten Erdrotation berücksichtigen. Die Erdvorticity ist genau der Coriolisparameter f . Damit ergibt sich für die absolute Vorticity η :

$$\eta = f + \zeta$$

Die Vorticity ist eine Erhaltungsgröße. Das Gesetz von der Erhaltung der Wirbelstärke lautet:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \eta \nabla_{hor} \cdot \vec{v} + \vec{v} \cdot \nabla_{hor} \eta = \frac{1}{\rho} \nabla_{hor} \times \vec{F}$$

Bei Abwesenheit äußerer Kräfte lässt sich das Gesetz als Kontinuitätsgleichung formulieren:

$$\frac{d\eta}{dt} + \eta \nabla_{hor} \cdot \vec{v} = 0$$

mit

$$\frac{d\eta}{dt} = \frac{\partial\eta}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla_{hor}\eta$$

Im divergenzfreien, barotropen Fall gilt die Erhaltung der absoluten Vorticity:

$$\frac{d\eta}{dt} = 0$$

Wenn sich nun der Coriolisparameter f durch eine meridionale Verlagerung eines Luftpakets ändert, so muss sich ζ im gleichen Maße entgegengesetzt ändern. Druckgebiete, die z.B. polwärts wandern, erfahren eine Abnahme der zyklonalen (positiven) relativen Vorticity (da f zunimmt). Bei einer äquatorwärtigen Bewegung nimmt die zyklonale Vorticity zu. Daraus folgt, dass sich z.B. Tiefdruckgebiete (Zyklonen) verstärken, wenn sie in südliche Gebiete wandern.

1.5.2 Potentielle Vorticity

Die potentielle Vorticity ist die Wirbelerhaltungsgröße für die barokline Atmosphäre. Hierbei muss man die vertikale Mächtigkeit der jeweils betrachteten Schicht beachten.

Die potentielle Vorticity (PV) nach Ertel ist folgendermaßen definiert:

$$PV = \frac{\eta}{\rho} \cdot \frac{\partial\Theta}{\partial z}$$

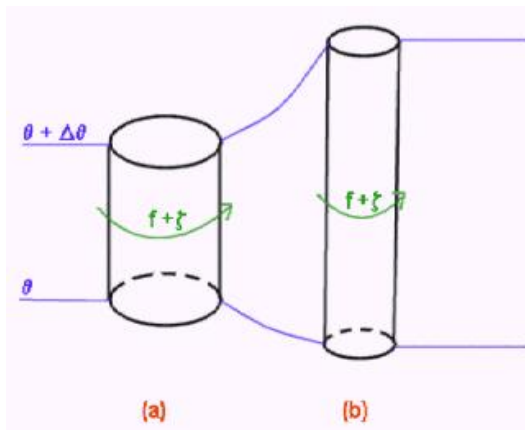
Hierbei bezeichnet Θ die potentielle Temperatur und ρ die Dichte.

Innerhalb der Troposphäre sind die PV-Werte gewöhnlich niedrig. Jedoch nimmt die potentielle Vorticity aufgrund der steigenden statischen Stabilität von der Troposphäre zur Stratosphäre hin rasant zu. Typische Änderungen der PV innerhalb dem Gebiet der Tropopause (Tropopause trennt die vom Wetter geprägte Troposphäre von der darüber liegenden ruhigeren Stratosphäre) reichen von 1 (troposphärische Luft) bis zu 4 (stratosphärische Luft) PV-Einheiten ($10^{-6} \frac{m^2 \cdot K}{s \cdot kg}$). Heute wird mehrheitlich in der Literatur die 2 PV-Einheit-Anomalie, welche troposphärische von stratosphärischer Luft trennt, als dynamische Tropopause bezeichnet. Eine plötzliche Faltung oder Erniedrigung der dynamischen Tropopause kann auch „obere PV-Anomalie“ genannt werden. Wenn dies geschieht, dringt stratosphärische Luft in die Troposphäre ein, woraus hohe PV-Werte entsprechend der Umgebung folgen, was eine positive PV-Anomalie erzeugt. In der niederen Troposphäre treten häufig starke barokline Zonen auf, welche als untere PV-Anomalien bezeichnet werden können.

Ein Luftpaket behält den gleichen PV-Wert, wenn es sich entlang der (Trocken)Adiabaten durch die Atmosphäre bewegt. Folglich kann die Gleichung für die PV geschrieben werden als :

$$PV = \frac{\eta}{\rho} \cdot \frac{\partial\Theta}{\partial z} = konst.$$

Eine Erhöhung der absoluten Vorticity geht einher mit einer Vergrößerung der Schichtdicke zwischen zwei isentropen Flächen (also mit einer Abnahme der vertikalen Stabilität). Anschaulich erfolgt also ein vertikales Strecken der Luftsäule, das mit Labilisierung und Zunahme der absoluten Vorticity gekoppelt ist. Man bezeichnet diesen Vorgang auch als (horizontale) isentrope Konvergenz. Im umgekehrten Fall der (horizontalen) isentropen Divergenz nimmt in Folge der vertikalen Stauchung der Luftsäule die absolute Vorticity ab. Ebenso verringert sich die Schichtdicke, was zu einer Stabilisierung der vertikalen Schichtung führt. Da es sich bei der IPV um eine individuelle Erhaltungsgröße handelt, gilt auch die Umkehrung dieser Zusammenhänge. Gelangt die Strömung in eine stabile Drängungszone der Isentropen, so gewinnt sie durch die isentrope Divergenz antizyklonale Vorticity. Ebenso wird zyklonale Vorticity produziert, wenn eine Strömung in ein Gebiet mit größerer Schichtdicke gelangt (isentrope Konvergenz).



Bei der Untersuchung von Meridionalbewegungen im baroklinen Fall ergeben sich unter Erhaltung der PV interessante Wechselwirkungen zwischen Vorticity und Schichtdicke. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit wird im folgenden jeweils nur die Wirkung der Krümmungsvorticity beachtet.

Zuerst wird der Fall einer krümmungsfreien meridionalen Strömung (also $\zeta = 0$) betrachtet. Hier verringert sich bei einer äquatorwärtigen Meridionalströmung die Erdvorticity. Die Schichtdicke nimmt ab (da die Stabilität zunimmt). Bei einer polwärtigen krümmungsfreien Meridionalströmungen erhöhen sich die Erdvorticity und die Schichtdicke, damit die PV konstant bleibt. Nach der hydrostatischen Grundgleichung geht mit der Verringerung der Schichtdicke (und damit einer Stauchung bzw. Kompression der Luftsäule) auch eine adiabatische Erwärmung in der Größenordnung des individuellen vertikalen isentropen Temperaturgradienten einher, so dass Luftpakete mit krümmungsfreier Bewegungen in Richtung Äquator erwärmt werden. Polwärtige Strömungen werden bei vertikaler Streckung der Luftsäule (Kontraktion) natürlich entsprechend abgekühlt.

Nun untersucht man Meridionalbewegungen bei konstanter absoluter Vorticity. Um η konstant zu halten, muss bei äquatorwärtigen Strömungen ζ stetig zunehmen, während sie bei polwärtigen Strömungen stetig antizyklonaler wird. Durch diesen Effekt der stetig wachsenden relativen Vorticity erhalten die Meridionalströmungen mit zunehmender Entfernung vom Ausgangspunkt eine immer stärker werdende rücktreibende Krümmung. Dadurch wird die Strömung mehr und mehr zonal. Da η nach Voraussetzung auf solch einer Trajektorie konstant bleiben soll, ändert sich auch die Schichtdicke nicht, so dass diese meridionale Strömungen dieser Art komplett vergenzfrei ablaufen.

Mit der Kenntnis dieser beiden Fälle, lassen sich nun alle weiteren Möglichkeiten meridionaler Strömungen im baroklinen Fall durchdiskutieren. Allgemein gültig lässt sich ableiten, dass äquatorwärts strömende Polarluft ihre vertikale Mächtigkeit nur bei zyklonaler Bahn behalten kann, ehe sie recht rasch wieder in Richtung Pol umbiegt. Daher erklärt sich auch, warum hochreichende Kaltluft in niedrigen Breiten immer sehr hohe Werte an zyklonaler Vorticity besitzt und meist mit gut ausgeprägten Höhenwirbeln beobachtet wird. Durchläuft die Polarluft dagegen antizyklonale Bahnen (isentropische Divergenz) in Richtung Äquator, so wird sie sehr schnell komprimiert und erwärmt. Anschaulich bedeutet dies aber auch, dass Kaltluft vor allem auf der zyklonalen Seite des Jetstreams niedrigere Breiten erreichen kann. Die komplett inversen Verhältnisse ergeben sich folgerichtig für polwärts strömende Warmluft. Diese erhält bei indifferenten, aber vor allem bei antizyklonalen Bahnkurven (isentropische Konvergenz) ihre thermischen Eigenschaften und vertikale Ausdehnung. Demnach weist hochreichende Warmluft in hohen Breiten große Werte an antizyklonaler Vorticity auf. Demzufolge kann Warmluft besonders effektiv auf der antizyklonalen Seite des Jetstreams polwärtig vorankommen.

Das bekannteste Beispiel für die Anwendung des Erhaltungssatzes der PV ist die Überströmung von Gebirgen. Bei den überwiegend zonal ausgerichteten Strömungen sind es vor allem die in Nord-Süd-Richtung ausgebildeten Hochgebirge, die nachhaltigen Einfluss auf die hemisphärische Zirkulation ausüben. Bei der Anströmung eines Gebirges (Luvseite) wird die Luftsäule gestaucht und damit die Schichtdicke verringert. Folglich wird nach IPV-Erhaltung antizyklonale Vorticity (isentropische Divergenz) produziert, so dass sich ein Keil ausbildet. Auf der Leeseite des überströmten Gebirges kommt es dann zur Expansion, welche mit Vorticityproduktion (isentropische Konvergenz) und der Bildung einer Leewelle einhergeht. Dieser Vorgang wirkt auf der Leeseite durch die resultierenden Vertikalbewegungen zyklonogenetisch und bei besonders heftigen Überströmungen entstehen dadurch Leezyklonen.

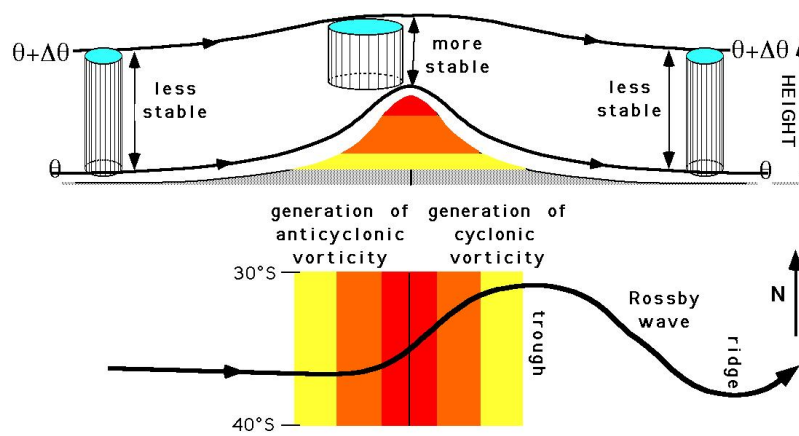


Fig 12.K.4 The formation of a trough in the lee of a mountain range in the southern hemisphere. The top figure is a vertical cross section, and the bottom one is a plan view. The mountain ridge is at the same location in both figures.

Kapitel 2

Globale Zirkulation auf nicht-rotierender Erde

Zunächst stelle man sich vor, dass die Erde nicht rotiere.

Durch die starke Sonneneinstrahlung in Gebieten nahe des Äquators steigt die warme und feuchte Luft auf, wodurch sich am Boden tiefer Luftdruck bildet. Dieser lässt die Luft am Boden von Norden und Süden kommend in Richtung der äquatorialen Gebiete zusammenströmen (konvergieren). Die aufsteigende warme Luft bildet nach Erreichen des Kondensationsniveaus Wolken, die sich abregnen und strömt anschließend zum tiefen Luftdruck über den kalten Polen (Höhentief). Die Luft wird nun in Richtung Erdoberfläche geleitet und verursacht dort einen hohen Luftdruck. Der Kreislauf wird durch die von den Polargebieten zum Äquator bodennah fließende Luft geschlossen.

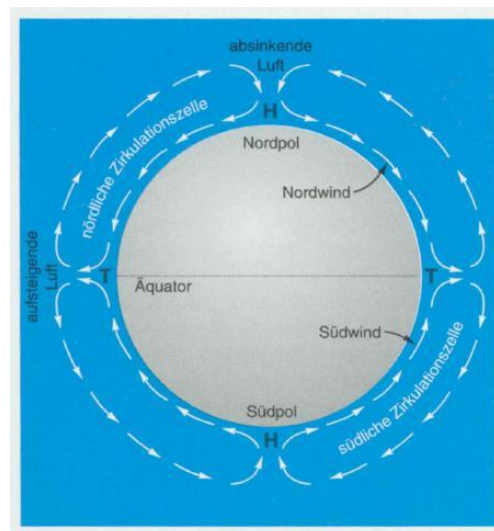


Abbildung 2.1: Modellvorstellung eines atmosphärischen Zirkulationssystems auf nicht-rotierender Erde, aus Strahler/Strahler, S.110

Die globalen Winde bilden somit 2 Zirkulationszellen, eine auf jeder Halbkugel. Solange am Äquator ständig Wärme zugeführt wird, bleibt dieses Windsystem in Betrieb.

Kapitel 3

Atmosphärische Zirkulation auf rotierender Erde

Das in diesem Kapitel vorgestellte Modell bestehend aus drei Zirkulationszellen beschreibt, im Gegensatz zum im Kapitel 2 vorgestellten Modell mit einer Zirkulationszelle, die globale Zirkulation der Atmosphäre weitaus realistischer, denn hierbei wird die Erdrotation mit den sich daraus ergebenden Folgen berücksichtigt. Das Dreizellenmodell wird durch drei stark vereinfacht dargestellte Kreisläufe bzw. Zellen charakterisiert. Dabei handelt es sich um die tropisch/subtropische Hadley-Zelle, die in den mittleren Breiten gelegene Ferrel-Zelle und die Polar-Zelle.

3.1 Hadleyzelle

Bei einer Hadley-Zelle handelt es sich um ein thermisch bedingtes Zirkulationssystem der Luft, das nach dem britischen Arzt und Meteorologen George Hadley (1685 -1768) benannt wurde.

Angetrieben wird das System durch die zunehmende Erwärmung der Luftmassen im Bereich des Äquators, denn hier steht die Sonne im Zenit, das heißt, der Einstrahlungswinkel beträgt 90° . Die feuchte Luft erwärmt sich und steigt auf, wodurch am Boden eine erdumspannende äquatoriale Tiefdruckrinne entsteht. Die aufsteigende und sich dabei abkühlende Luft erreicht den Kondensationspunkt, was Wolkenbildung und schließlich Niederschläge zur Folge hat. Bei diesem Vorgang wird Wärme freigesetzt. Es handelt sich hierbei um die Wärme, die die Luft in Form von Wasserdampf am Boden aufgenommen hat, man spricht von latenter Wärme, weil sie zwar vorhanden, aber vor der Kondensation nicht spürbar ist. Die Aufwärtsbewegung der Luft findet daher erst bei Erreichen der Tropopause (Inversionsschicht) ein Ende. Der Grund dafür ist, dass die aufsteigenden Luftmassen kälter sind, als die darüberliegende Schicht, d.h. sie sind dichter und damit schwerer. Folglich gibt es keine Aufwärtsbewegung mehr. Stattdessen fließt die Luft nun seitlich zu den Polen hin ab (Antipassat). Zwischen dem 25. und 35. Breitengrad folgen die mittlerweile abgekühlten Luftmassen einer Abwärtsbewegung (Urpasat) und erwärmen sich dabei, es bildet sich

der subtropische Hochdruckgürtel. Von hier aus folgt die Luft dem Druckgefälle und strömt in die äquatornahe Tiefdruckrinne zurück. Die Passate gehen aus der Meridionalströmung der kühleren Bodenluft durch Einflussnahme der Coriolis- und Reibungskraft in der Bodenschicht hervor. In der Höhe wehen östliche Winde, die als Urpassat bezeichnet werden. Passat und Urpassat werden durch eine meist markante Temperaturinversion voneinander getrennt (Passatinversion). Zurückzuführen ist diese Inversion auf die Flächendivergenz, unter der ein Auseinanderlaufen der Meridiane von den Polen Richtung Äquator zu verstehen ist. Dadurch muss eine meridional äquatorwärts bewegte Luftmasse ihre anfänglich eingenommene Grundfläche laufend vergrößern. Dies ist jedoch nur möglich, wenn sie ihre Schichtdicke verringert. Aus dieser vertikalen Schrumpfung folgt ein Absinken von Luft aus größerer Höhe mit entsprechender Erwärmung und Bildung einer Absinkinversion. In einer Passatströmung herrscht somit durch Flächendivergenz und Absinkinversion eine weitgehend stabile atmosphärische Schichtung, die sich im Bereich der innertropischen Konvergenzzone jedoch auflöst. Die Passatwinde sind anfangs sehr trocken und nehmen auf ihrem Weg in die inneren Tropen somit viel Wasser auf, das vor allem aus dem Ozean verdunstet. Inmitten der subtropischen Hochdruckgebieten liegen die Rossbreiten (ca. bei 30°). Da in diesem Gebiet die Luft auf die Erdoberfläche sinkt, herrscht hier fast immer Windstille. Der Herkunft des Namens ist vermutlich darauf zurückzuführen, dass in dieser Zone Segelschiffe oft wochenlang in der Windstille festsaßen. Man trennte sich deshalb in diesen Breiten häufig aus Wassermangel von den auf diesen Schiffen mitgeführten Pferden, die meist die größten Frischwasserverbraucher an Bord darstellten.

Die Passate der Nordhalbkugel und der Südhalbkugel laufen an der äquatorialen Tiefdruckrinne innerhalb einer 200 km breiten Konvergenzzone, der innertropischen Konvergenzzone (ITC) zusammen. Die ITC bildet den meteorologischen Äquator. Hier stoßen die Passate der beiden Erdhalbkugeln zusammen und werden so zum Aufsteigen gezwungen. Die ITC wandert zusammen mit den Gebieten der stärksten Erwärmung nach Norden und Süden und ist somit auch von der Land-Wasser-Verteilung abhängig. Das Mittel der ITC liegt etwa bei 5° Nord.

In der Hadleyzelle ist der horizontale Temperaturgradient sehr gering. Dies zeigt, dass der meridionale Wärmetransport sehr effektiv und das System sehr stabil ist. Die Bedeutung der Hadleyzelle im Klimasystem ist jedoch nicht nur die Umverteilung von Wärme, sondern auch der Transport von Impuls (Bewegung) und Drehimpuls (Drehbewegung): Die Antipassate sind starke, westliche Winde, verbunden mit dem polwärtigen Transport von Drehimpuls, die Passate sind geschwächt aufgrund der Bodenreibung und transportieren somit weniger Drehimpuls Richtung Äquator. Aufgrund der Drehimpulserhaltung wird der restliche Drehimpuls durch den Subtropen-Jetstream, der sich in der über dem subtropischen Hochdruckgürtel liegenden ausgebildet, transportiert. Begünstigt wird die Entstehung des Subtropenjetstreams weiterhin durch die Ausbildung eines größeren horizontalen Temperaturgradienten im Winter. Der Subtropenjet

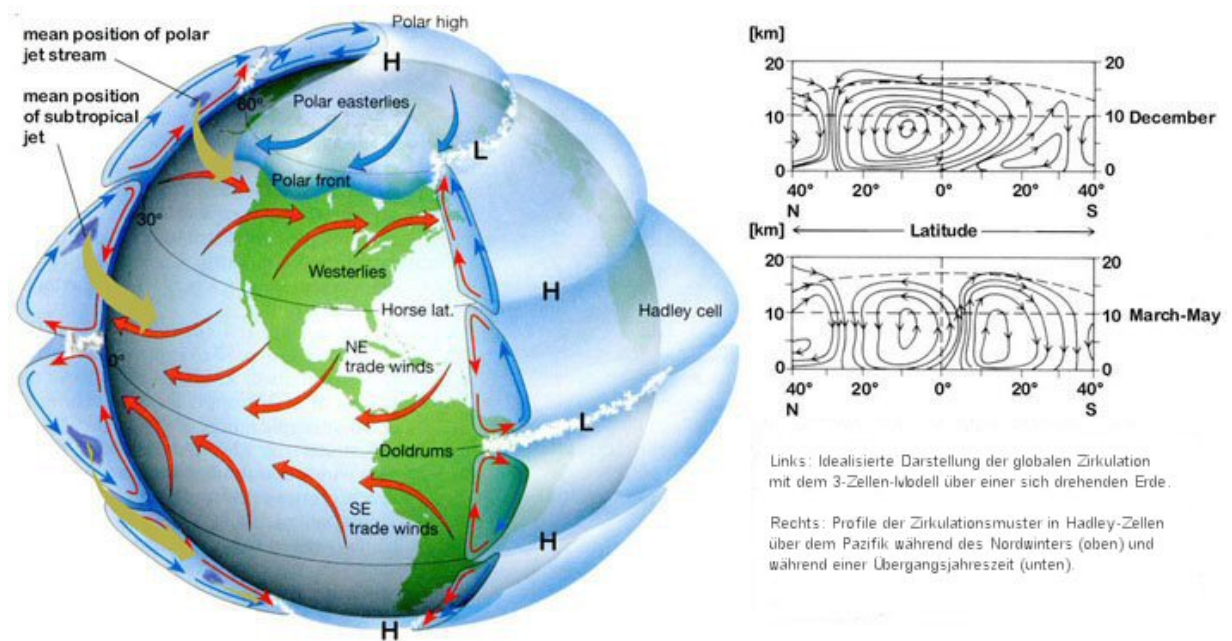


Abbildung 3.1: Hadleyzelle

3.2 Polar-Zelle

Über den Polkappen sinkt dichte Kaltluft ab, dadurch entsteht ein Polares Hoch. Die Luftmassen strömen in Bodennähe Richtung Äquator und werden dabei von der Corioliskraft nach Westen hin abgelenkt (polare Ostwinde). Etwa ab dem 60. Breitengrad haben sie sich genügend erwärmt, steigen dadurch wieder auf und fließen entlang der Tropopause zu der Polarregion zurück. Richtung Äquator wird die Polar-Zelle durch instabile Rossby-Wellen mit Polarfronten von der Ferrel-Zelle getrennt. Die Polar-Zelle besitzt also eine eigene thermische Zirkulation mit vorherrschenden Ostwinden in Polnähe.

3.3 Ferrel-Zelle

Die Ferrel-Zelle stellt das Verbindungsstück zwischen der Hadley-Zelle und der Polar-Zelle dar. Sie befindet sich in den mittleren Breiten, also etwa zwischen 30° und 60°. Der Name geht zurück auf den amerikanischen Meteorologen William Ferrel (1817-1891).

Warme, feuchte Luft steigt um den 60. Breitengrad herum auf, diese wird ersetzt durch vom 30. Breitengrad polwärts strömende Luft. Im Bereich des 60. Breitengrads entsteht so die subpolare Tiefdruckrinne. Die warme Luft gewinnt an Höhe und fließt Richtung Äquator, wobei sie sich abkühlt und sinkt. Dabei trifft sie auf die Luftmassen der Hadley-Zelle. Die Luft von beiden Zellen bewegt sich Richtung Boden und fließt dann nach beiden Seiten hin ab, um den

jeweiligen Kreislauf zu schließen. Die abgesunkene Luft der Ferrel-Zelle strömt polwärts und wird dabei von der Corioliskraft nach rechts (bzw. links auf der Südhalbkugel) abgelenkt. Somit entstehen die in dieser Zone vorherrschenden Westwinde.

Da das Aufsteigen der Luft in der Ferrelzelle auf der kalten Seite und Absinken im warmen Bereich erfolgt, spricht man von einer thermisch indirekten Zirkulation. Die Ferrelzelle ist jedoch nur im zeitlichen und zonalen Mittel als solch ein Zirkulationsrad zu erkennen. Es addieren sich dabei die Luftmassentransporte der Tiefdruckgebilde der mittleren Breiten gerade zu dieser mittleren Zirkulation auf.

3.3.1 Frontalzone

Auf der Erde gibt es 2 große Luftmassen. Eine warme in den strahlungsreichen Zonen und je eine kalte in den strahlungsarmen, höheren Breiten. Entsprechend der geographischen Lage bezeichnet man sie als tropische und polare Luftmasse. Innerhalb einer Luftmasse nimmt die Temperatur zu den Polen hin ab, allerdings nur gering. Dies führt nun zu einem Temperatursprung an der Grenze der Luftmassen. Es entsteht eine relative schmale Zone, genannt Frontalzone, die vertikal geneigt ist. Die Temperatur in horizontaler Richtung ändert sich sehr schnell, ca. 10 K auf 100 km.

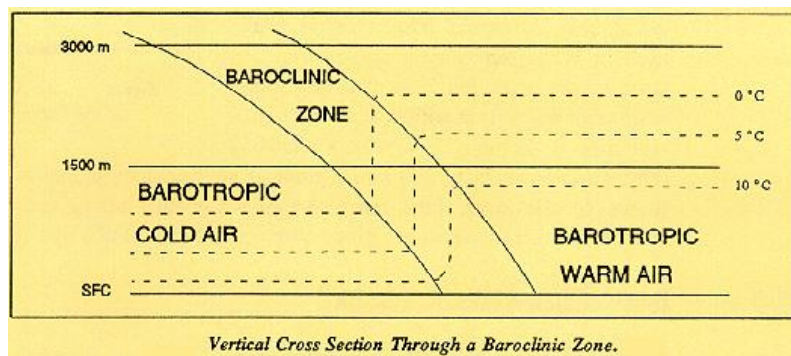


Abbildung 3.2: Temperatur in der Frontalzone

Im Bereich warmer Luft befindet sich stets höherer Luftdruck als in gleicher Höhe der polaren Luft. Diese Tatsache führt zu großen horizontalen Druckunterschieden.

Die Frontalzone ist also ein Gebiet maximaler Baroklinität (Isothermen und Isobaren schneiden sich).

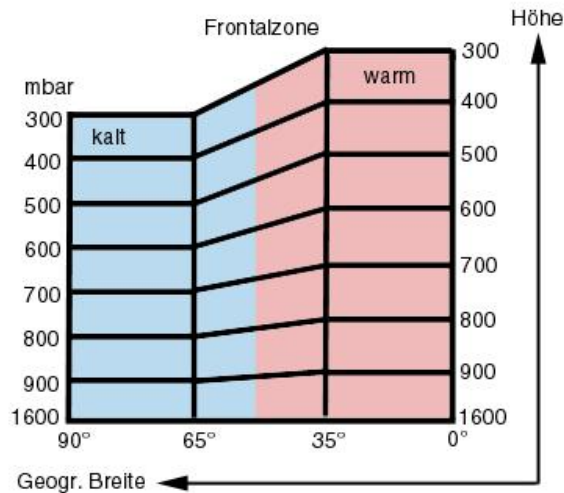


Abbildung 3.3: Druck in der Frontalzone

3.3.2 Polarfront-Jetstream (PFJ)

Unter einem Jetstream oder Stahlstrom versteht man ein schmales Starkwindband im Bereich der oberen Troposphäre. Durch die thermisch bedingten horizontalen Luftdruck- und Temperaturunterschiede wird in der Frontalzone eine Ausgleichsströmung erzeugt. Vor allem die großen Luftdruckunterschiede führen zu extremen Windgeschwindigkeiten. Da der Luftdrucksprung mit zunehmender Höhe immer schärfer ausfällt, befinden sich die höchsten Windgeschwindigkeiten in einem etwa 100 km breiten, bis zu einigen km mächtigen ost-westlich gerichteten Starkwindfeld unmittelbar unterhalb der Tropopause. Dieses Starkwindfeld heißt Polarfront-Jetstream und tritt in Bändern mit bis zu einigen 1000 km Länge auf. Es werden hohe Windgeschwindigkeiten bis zu $80 \frac{m}{s}$ (Spitze: $150 \frac{m}{s} = 540 \frac{km}{h}$) erreicht. Dies sind die stärksten natürlich auftretenden Winde.

Der Verlauf des PFJ ist nicht streng zonal, sondern bildet mächtige Wellen nach Norden und Süden (Rossby-Wellen, siehe nächster Abschnitt). Die Wellenbildung wird aufgrund dynamischer Strömungsinstabilitäten (z.B. meridionale Gebirge, jahreszeitliche unterschiedliche Erwärmung von Land und Meer, sowie deren räumliche Verteilung) bereits durch kleine Störungen erreicht. Der PFJ ist stabil und tritt ganzjährig auf. Er erreicht sein Maximum im Winter (hier sind die Temperaturunterschiede größer als im Sommer) und beeinflusst maßgeblich das europäische Wetter. Für die Luftfahrt ist der PFJ von großer Bedeutung. Auf Linienflügen über größere Entfernungen, beispielsweise zwischen Nordamerika und Europa, ist der Effekt des Jetstreams deutlich spürbar. Da es sich um einen starken und recht verlässlichen Höhenwind handelt, können Flugzeuge ihn nutzen, um eine höhere Geschwindigkeit und auch einen niedrigeren Treibstoffverbrauch zu erreichen. Sowohl Flughöhen als auch Reiserouten werden deshalb an den Verlauf des Jetstreams so angepasst, dass man ihn als Rückenwind nutzen

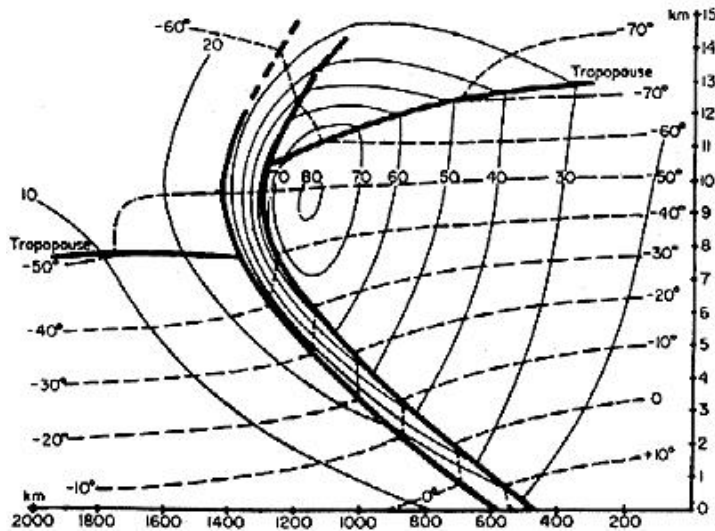


Abbildung 3.4: Querschnitt durch Frontalzone

oder als Gegenwind meiden kann. Er ist also unter anderem dafür verantwortlich, dass Flughöhen von 10 bis 12 Kilometer, je nach Höhe des Jetstreams, und Reiserouten weit abseits einer direkten Luftlinie favorisiert werden.

3.3.3 Barotrope Rossby-Wellen

Rossby-Wellen (benannt nach dem Entdecker Carl-Gustav Rossby) werden definiert als horizontal-transversale atmosphärische Wellen, welche in einem reibungsfreien und inkompressiblen Medium bei rein horizontalen scherungsfreien Strömungen den stabilen Grundzustand bilden.

Diese Definition beinhaltet 4 Annahmen:

- rein horizontale Bewegung (dadurch werden Schwerewellen (= Wellen, bei deren Ausbreitung Schwerkraft dominierende Kraft ist) herausgefiltert)
- keine Scherung in y -Richtung
- reibungsfreie Atmosphäre (geostrophischer Wind)
- inkompressibles Medium (keine Schallwellen) $\Rightarrow \rho = konst.$ (Barotropie)
 Mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung lässt sich zeigen, dass dies gleichbedeutend mit einer divergenzfreien Strömung ist.

Nun wird eine Ost-West-Strömung (= x -Richtung) betrachtet (z.B. Jet-Stream), die die 4 getroffenen Annahmen erfüllt. Meridionale Auslenkungen (= y -Richtung) werden durch Hindernisse ausgelöst, z.B. durch meridionale Gebirge (Rocky Mountains) aufgrund des Prinzips der Erhaltung der potentiellen Vorticity. Die letzte Annahme berechtigt nun auch zur Verwendung der divergenzfreien barotropen Vorticitygleichung, nach der die absolute Vorticity eine Erhaltungsgröße darstellt.

$$\frac{d\eta}{dt} = \frac{d\zeta}{dt} + \frac{df}{dt} = \frac{d\zeta}{dt} + \frac{df}{dy} \cdot \frac{dy}{dt} = \frac{d\zeta}{dt} + \frac{df}{dy} \cdot v_y = 0$$

Es gilt mit $y = r_e \cdot (\varphi - \varphi_0)$:

$$\frac{df}{dy} = \frac{df}{d\varphi} \cdot \frac{d\varphi}{dy} = 2 \cdot \Omega \cdot \cos(\varphi) \cdot \frac{1}{r_e} = \beta$$

β wird als Rossby-Parameter bezeichnet. Somit ergibt sich nun:

$$\frac{d\zeta}{dt} = -2 \cdot \Omega \cdot \cos(\varphi) \cdot \frac{1}{r_e} \cdot v_y = -\beta \cdot v_y$$

Anschaulich bedeutet dies:

- Bei Luftpaketen, die meridional polwärtig verschoben werden, d.h. $v_y > 0$, nimmt ζ ab (bei steigender Erdvorticity), da $\frac{d\zeta}{dt} < 0$. Somit entsteht eine antizyklonale Krümmung der Strömung und bewirkt eine Rückkehr in den anfänglichen Breitengrad, wobei ζ allmählich zunimmt.
- Verschiebt sich das Luftpaket nun meridional äquatorwärts, d.h. $v_y < 0$, so nimmt ζ zu (bei abnehmender Erdvorticity) und bewirkt eine zyklonale Krümmung, die die Strömung in die Ausgangsposition zurückführt.

Dieser hier beschriebene Vorgang ist auch als β -Effekt bekannt.

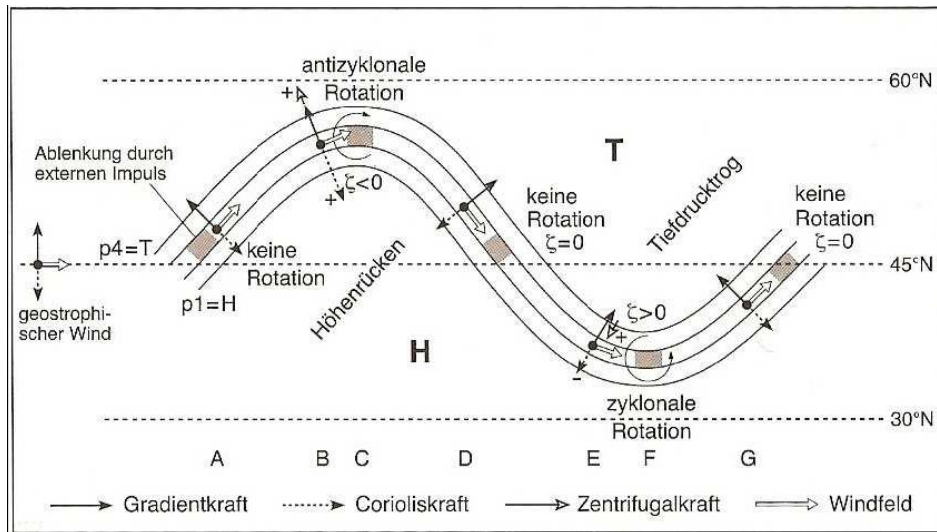


Abbildung 3.5: Entstehung einer Rossby-Welle

Die in diesem Abschnitt erläuterten barotropen Rossby-Wellen in der Atmosphäre sind als mäandrierender Verlauf des PFJ beobachtbar (auf der Südhalbkugel weniger ausgeprägt). Da Barotropie in der Westwindzone aufgrund des zonalen Temperaturgradienten nicht erfüllt ist, spricht man meist von quasi-barotropen Rossby-Wellen. Sie befinden sich in der mittleren Troposphäre in

ca. 5 - 6 km Höhe. Die bestimmen das Strömungsverhalten in allen Atmosphärenschichten mit, d.h. die Atmosphärenschichten darüber und darunter sind dynamisch miteinander verknüpft. Sie sind damit verantwortlich für das Großwetter. Wellenlänge und Amplitude sind variabel. Schon kleine Störungen der Zonalstruktur führen zu großen Auslenkungen der Grundströmung und es bilden unterschiedliche Schwingungsmuster aus. Insgesamt teilt man diese in 3 verschiedene Arten der Höhenzirkulation ein:

- High-Index-Zirkulation: geringe Amplitude, Strömung fließt nahezu zonal
 ⇒ Energieaustausch vom Äquator zu den Polen gering ausgeprägt
- Low-Index-Zirkulation: Rossby-Wellen mit labil wachsenden Wellenlängen und Wellenamplituden
 ⇒ effektiver meridionaler Luftmassentransport (Tiefdrucktröge bringen kaltes, Hochdruckrücken warmes Wetter)
- Cut-Off-Effekt und Blocking action: Zunehmende Schwingungsamplitude führt zu Abschnürung (Cut-Off-Effekt) von Tiefdrucktrögen (Zyklone/ Kaltlufttropfen, bringen Wolken und Niederschlag) und Höhenrücken (Antizyklonen/Warmluftinseln, bringen wolkenfreies und warmes Wetter mit sich). Durch diese Abschnürung wird eine zeitweise Blockierung bzw. Aufspaltung der Westwinddrift eingeleitet (Blocking action), die langanhaltende Witterungsanomalien in Mitteleuropa nach sich ziehen.
 ⇒ großer meridionaler Austausch von Energie und Impuls

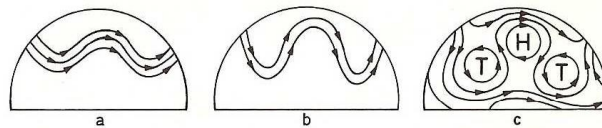


Abbildung 3.6: Zonale und meridionale Höhenströmung, a) High-Index, b) Low-Index, c) Cut-Off-Effekt

Überlagert man einem konstanten zonalen Grundstrom $v_{x,0}$ Störungen, so erhält man für die Geschwindigkeitskomponenten:

$$\begin{aligned} v_x &= v_{x,0} + v'_x \\ v_y &= v'_y \end{aligned}$$

Die gestörten Größen können durch Einführung einer Stromfunktion ψ dargestellt werden in der Form:

$$\begin{aligned} v'_x &= -\frac{\partial \psi}{\partial y} \\ v'_y &= \frac{\partial \psi}{\partial x} \end{aligned}$$

Somit ergibt sich aus dem Erhaltungssatz der absoluten Vorticity unter Beachtung von $\zeta = \zeta' = \nabla^2 \psi$ die Wellengleichung der Rossby-Wellen:

$$\frac{d}{dt} \nabla^2 \psi + \beta \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0$$

Die Wellengleichung wird gelöst durch ein partikulares Integral von der Form

$$\psi = \psi_0 \cdot \exp(k_x x + k_y y - \omega t)$$

Für die Phasengeschwindigkeit der Rossby-Wellen folgt:

$$v_{ph} = v_x - \frac{\beta}{k_x^2 + k_y^2}$$

Dies beschreibt 2-dimensionale, horizontale Wellenvorgänge. Die Phasengeschwindigkeit der Wellen (die Dispersion aufweisen) wird von der Änderung des Coriolisparameters mit der geographischen Breite kontrolliert. Außerdem zeigt die Gleichung, dass die Phasengeschwindigkeit der Rossby-Wellen bezogen auf den zonalen Grundstrom stets negativ ist (es gilt immer: $v_{ph} < v_x$). Für reine Rossby-Wellen gilt $k_y = 0$. Bei statischen Verhältnissen verschwindet die Phasengeschwindigkeit ($v_{ph} = 0 \frac{m}{s}$).

Für stationäre Wellenlängen ergibt sich damit:

$$\lambda_s = 2\pi \sqrt{\frac{v_x}{\beta}} = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{v_x \cdot r_e}{2 \cdot \Omega \cdot \cos(\varphi)}}$$

Setzt man in diese Formel Werte ein, z.B. $\varphi = 45^\circ$ und $v_x = 10 \frac{m}{s}$, so folgt:
 $\lambda = 4950 km$

In den mittleren Breiten beträgt die Phasengeschwindigkeit von nicht-stationären Rossby-Wellen im Mittel 6 Längengrade pro Tag nach Osten. Auf der täglichen Wetterkarte erkennt man fast immer 3 - 5 Rossby-Wellen. Da ihre Position häufig langanhaltend und ortsfest ist, treten sie auch im langjährigen Mittel in Erscheinung.

3.3.4 Barokline Wellen/Entstehung von Zyklonen und Antizyklonen in der Westwinddrift

Unter baroklinen Wellen versteht man wellenförmig verlaufende Strömungsstrukturen im Druck-, Temperatur- bzw. Dichtefeld eines geschichteten und rotierenden Mediums. Carl-Gustav Rossby beschrieb sie als Erster für die Atmosphäre, daher sind sie auch bekannt als barokline Rossby-Wellen.

In einer baroklinen Atmosphäre ist der geostrophische Höhenwind nicht konstant. Er ändert seine Stärke und seine Richtung und bildet damit die Voraussetzung für die Bildung von Zyklonen und instabilen Wellenstörungen.

In tieferen Schichten herrscht eine niedrigere Windgeschwindigkeit, eine höhere in den höheren Schichten. Durch das Mäandrieren des Jet-Streams entstehen Verwirbelungen, die Strömung erhält somit eine Wirbelstruktur. Damit verknüpft ist die relative Vorticity ζ . Je größer die Windgeschwindigkeit, desto größer ist ζ . Das hat zur Folge, dass eine Strömung in einer vertikalen Luftsäule je

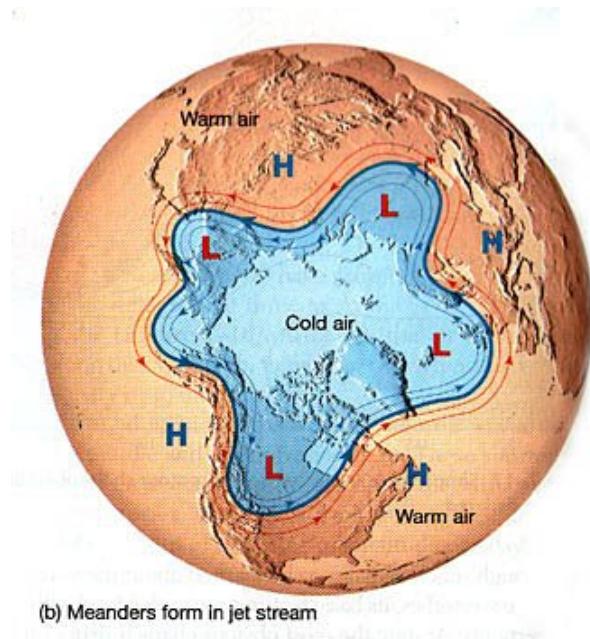


Abbildung 3.7: Rossbywelle

nach Höhe eine unterschiedliche Vorticity besitzt. Die Strömung in den Schichten unterhalb und oberhalb der quasi-barotropen Strömung (hier gilt: $\eta = konst.$, siehe Abschnitt vorher) ist gezwungen, die Vorticity ständig zu ändern: Reduktion von ζ in den hohen Schichten, Erhöhung von ζ in den niedrigeren Schichten. Erreicht wird dies durch Verlagerung von Masse (Pirouetteneffekt):

- Strömung erhöht ζ durch Massenzufluss (Konvergenz)
- Strömung erniedrigt ζ durch Massenabfluss (Divergenz)

Damit lässt sich nun die Entstehung von dynamischen Zyklonen und Antizyklonen in der Westwinddrift erklären:

- Zyklone
 Im Falle der Divergenz fließt Masse ab. Es gilt: $\nabla \cdot \vec{v} > 0$. Es bildet sich aber kein luftleerer Raum. Denn am Divergenzpunkt entspringt ein Massenfluss (physikalischer Begriff: Quelle), was nur durch eine nach oben gerichtete Vertikalströmung geschehen kann ($\zeta > 0$). In der bodennahen Atmosphäre erfolgt dadurch eine Luftdruckabnahme.
- Antizyklone
 Bei Massenzufluss gilt: $\nabla \cdot \vec{v} < 0$ (Senke). Durch den bodenwärtigen Vertikaltransport verschwindet Masse ($\zeta < 0$). Damit steigt der Luftdruck in der bodennahen Atmosphäre an.

Die Atmosphäre gleicht Druckunterschiede zwischen höheren und niedrigeren Schichten aus. Damit ist ein dynamisches Tiefdruckgebiet bzw. Hochdruckgebiet in der Höhe und am Boden einheitlich ein Tief bzw. Hoch. Bedingt durch die Entstehung unterscheiden sich dynamische Hochs und Tiefs von ihren thermischen Kontrahenten auch hinsichtlich des Wetters:

- Zyklone
Aufsteigende Luft kühlt sich ab und kann dadurch weniger Wasser aufnehmen. Die Feuchtigkeit kondensiert, es bilden sich Wolken. Das Tief bringt also kaltes und niederschlagsreiches Wetter mit sich.
- Antizyklone
Die absteigende Luft erwärmt sich, kann dadurch mehr Wasser aufnehmen und verliert dadurch an relativer Luftfeuchte. Dadurch lösen sich die Wolken auf. Das Hoch bringt damit warmes und niederschlagsarmes Wetter.

Zyklonen und Antizyklonen unterliegen dem Einfluss der Corioliskraft. Die Corioliskraft lässt Hochdruckgebiete nach Süden, Tiefdruckgebiete nach Norden ausscheren. Dadurch entsteht die kalte und niederschlagsreiche subpolare Tiefdruckrinne (bekannt z.B. Islandtief) bei etwa 55° - 65° Breite und der warme, niederschlagsarme subtropische Hochdruckgürtel (z.B. Azorenhoch). Die Westwindzone bringt abwechslungsreiches und unbeständiges Wetter aufgrund durchziehender Hochs und Tiefs, abgeschnürter Wärme- und Kälteinseln, thermischer Druckgebiete über Kontinente und Mäandrieren dieser Zone.

3.4 Übersicht über die globale Zirkulation

Ausgehend vom Äquator schließen sich an die ITC in Richtung Wendekreise die windbeständigsten Gebiete der Erde, die Passatgebiete, an. Die dort befindlichen Passatwinde werden im Wesentlichen aus den Zonen der subtropischen Hochdruckgebiete (Rossbreiten) gespeist und strömen als Nord-Ost- bzw. Süd-Ost-Passate der ITC zu. Passate sind insbesondere über den Ozeanen gut ausgebildet. Über den Kontinenten ist ihre Strömung häufig durch starke Konvektionsprozesse gestört. Die englische Bezeichnung der Passate, „trade winds“ weist auf die Beständigkeit und damit Verlässlichkeit dieser für die Segelschifffahrt außerordentlich bedeutsamen Winde bei der Überquerung der Ozeane hin. Die Rossbreiten liegen im Kernbereich der Passate und zeichnen sich durch langanhaltende Windstille oder nur schwach umlaufende Luftbewegung aus, bedingt durch absteigende Luft in den subtropischen Gebieten (Gebiete der Steppen und Wüsten). Passate sind überaus trockene und niederschlagsarme Winde (Passatwüsten), die nur dort, wo sie nach langem Überströmen von Wasserflächen auf Küsten- oder Hochgebirge treffen, zu starken Niederschlägen an Gebirgsflanken führen. Da sich die ITC mit dem Sonnenstand im Jahresgang verändert (im Nordsommer (Südsommer) daher überwiegend nördlich (südlich) des mathematischen Äquators liegt) entwickeln sich aus den Passaten nach Übertritt auf die

jeweils andere Halbkugel Teilzirkulationen, die mit jahreszeitlichem Richtungswechsel auftretenden Monsune.

Der subtropische Hochdruckgürtel stellt eine Zone von meist einzelnen, hochreichenden warmen Hochdruckgebieten dar. Bekannteste Vertreter dieser quasi-stationären Druckgebilde sind das Azorenhoch und das Pazifikhoch. In ca. 12 km Höhe befindet sich der Subtropen-Jetstream, der sich durch große Beständigkeit auszeichnet und im Jahresgang kaum eine Lageänderung erfährt.

Polwärts an die Rossbreiten schließt sich der außertropische Westwindgürtel an. Es handelt sich hierbei um das Gebiet der mittleren Breiten, das von der Wasserversorgung Waldbestände und Graswuchs zulässt. Unter der Westwindzone sollte man sich eher eine diskontinuierlich statt richtungskonstant auftretende Westströmung vorstellen, die starken Wellencharakter hat und oft durch unterschiedliche Druckgebilde unterbrochen wird (Cut-Off-Effekte und Blocking Actions). Unbeständigkeit in Richtung und Geschwindigkeit ist vielmehr das hervorstechende Merkmal dieser Strömung, was sich natürlich auch auf die Witterung dieses Gebiets auswirkt. Der Grund dafür ist der Massenaustausch zwischen subtropischer Warm- und polarer Kaltluft, die durch die wandernden Zyklonen stark verwirbelt werden.

Polwärts an die Westwindzone schließt sich die Polarfront an, deren Verlauf außerordentlich variabel ist und die mit der Entstehung dynamischer Tiefdruckgebiete in Verbindung zu bringen ist. Es handelt sich hierbei um eine geneigte Fläche, die die Grenze zwischen der warmen tropischen und der kalten polaren Luft bildet. Die Polarfront fällt in der Höhe mit einem Starkwindband (Polar-Jetstream) zusammen, das stärker ist als dasjenige des Subtropenstahlstroms. Im Vergleich zu Letzteren zeichnet sich der Polarfront-Jetstream durch stärkere jahreszeitliche Lageveränderungen aus.

Die polare Zone wird am Boden durch kalte Ostwinde charakterisiert, die aus dem Polarhoch mit geringer Geschwindigkeit ausströmen.

KAPITEL 3. ATMOSPHÄRISCHE ZIRKULATION AUF ROTIERENDER
 3.4. ÜBERSICHT ÜBER DIE GLOBALE ZIRKULATION ERDE

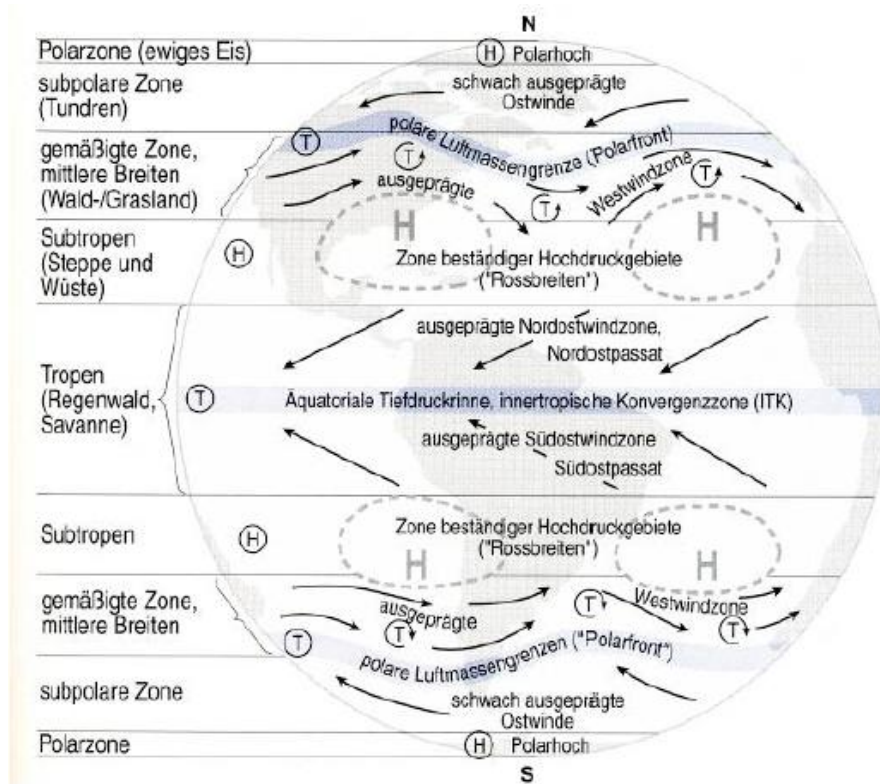


Abbildung 3.8: Schema der bodennahen planetarischen Zirkulation

Kapitel 4

Literaturverzeichnis

- Christian-Dietrich Schönwiese: *Klimatologie*, Eugen Ulmer Verlag Stuttgart, 2003
- Wilhelm Kuttler: *Klimatologie*, Schöningh Verlag, 2009
- Wilhelm Lauer und Jörg Bendix: *Klimatologie*, Westermann Verlag Braunschweig, 2006
- Murry L. Salby: *Atmospheric Physics*, Academic Press, 1995
- Helmut Pichler: *Dynamik der Atmosphäre*, Bibliographisches Institut, 1986
- José Peixoto und Abraham Oort: *Physics of Climate*, American Institute of Physics, 1992
- Strahler
- URL: <http://www.diplomet.info>