

# **Einführung in die Meteorologie: Teil III**

Roger K. Smith

Version: WS 2004/2005 8. November 2004



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Aerosol und Wolkenphysik</b>	<b>4</b>
1.1	Aerosol . . . . .	5
1.2	Die Physik der Wasserdampfkondensation . . . . .	11
1.3	Warme Wolken . . . . .	16
1.4	Die Entstehung von Regen in warmen Wolken . . . . .	19
1.5	Kalte Wolken . . . . .	21
1.6	Niederschlagsbildung in kalten Wolken . . . . .	26
<b>2</b>	<b>Wolken und Gewitter</b>	<b>29</b>
2.1	Wolkenbildungsprozesse . . . . .	29
2.2	Die Wolkenklassifikation . . . . .	31
2.3	Konvektionswolken . . . . .	37
2.4	Schichtwolken . . . . .	43
2.5	Orographische Wolken . . . . .	46
2.6	Luftmassengewitter . . . . .	47
2.7	Frontgewitter . . . . .	50
2.8	Konvektive Systeme . . . . .	50
2.9	Squall lines . . . . .	51
2.10	Multizellengewitter . . . . .	54
2.11	Superzellengewitter . . . . .	55
<b>3</b>	<b>Strahlung und Strahlungsgesetze</b>	<b>57</b>
3.1	Das elektromagnetische Spektrum . . . . .	58
3.2	Absorption und Emission von Strahlung durch Moleküle . . . . .	59
3.3	Definition von Strahlungsgrößen . . . . .	60
3.4	Strahlungsmessung . . . . .	61
3.5	Schwarzkörperstrahlung . . . . .	63
3.6	Wiensches Verschiebungsgesetz . . . . .	63
3.7	Stefan-Boltzmannsches Gesetz . . . . .	65
3.8	Berechnung der effektiven Strahlungstemperatur der Erde . . . . .	66
3.9	Absorptionsgrad und Emissionsgrad . . . . .	66
3.10	Kirchhoffsches Gesetz . . . . .	67

3.11	Wellenlängenabhängige Absorption und Emission . . . . .	68
3.12	Strahlungstransport durch ein Medium . . . . .	70
3.13	Absorption von solarer Strahlung . . . . .	75
3.14	Streuung von solarer Strahlung . . . . .	76
3.15	Optische Erscheinungen in der Atmosphäre . . . . .	79
<b>4</b>	<b>Die globale Energiebilanz</b>	<b>87</b>
4.1	Die global gemittelte atmosphärische Energiebilanz . . . . .	87
4.2	Die Energiebilanz der Troposphäre . . . . .	93
4.3	Der Einfluß der Bodenbeschaffenheit auf das Energiegleichgewicht der Erdoberfläche . . . . .	100
4.4	Veränderungen im Energiegleichgewicht . . . . .	102
4.5	Klimaänderungen . . . . .	112
<b>5</b>	<b>Zusätzlicher Treibhauseffekt und stratosphärischer Ozonabbau</b>	<b>118</b>
5.1	Natürlicher Treibhauseffekt . . . . .	118
5.2	Konzentrationsanstieg der atmosphärischen Treibhausgase . . . . .	119
5.3	Zusätzlicher Treibhauseffekt . . . . .	121
5.4	Mögliche Klimaänderungen . . . . .	123
5.5	Bildung, Verteilung und Variabilität des stratosphärischen Ozons . . . . .	128
5.6	Bedeutung des stratosphärischen Ozons . . . . .	130
5.7	Chemie des stratosphärischen Ozonabbaus . . . . .	131
5.8	Anthropogene Ursachen des stratosphärischen Ozonabbaus . . . . .	132
<b>6</b>	<b>Allgemeine Zirkulation</b>	<b>138</b>
6.1	Thermisch ausgelöste Zirkulationsbewegungen in Abwesenheit von Ro- tation . . . . .	138
6.2	Erzeugung von kinetischer Energie . . . . .	141
6.3	Die Auswirkungen der Erdrotation . . . . .	142
6.4	Thermisch ausgelöste Zirkulationsbewegungen in den Tropen . . . . .	146
6.5	Barokline Störungen . . . . .	153
6.6	Die Rolle der allgemeinen Zirkulation im hydrologischen Kreislauf . . . . .	159
6.7	Energietransport in der Atmosphäre . . . . .	161

# Kapitel 1

## Aerosol und Wolkenphysik

In diesem Kapitel werden die mikrophysikalischen Prozesse erläutert, die bei der Bildung von Wolken und Niederschlag (Regentropfen, Schneeflocken usw.) ablaufen. Bisher wurde die Wolkenbildung dadurch erklärt, daß oberhalb des Kondensationsniveaus, in dem die relative Feuchte der aufsteigenden Luft 100% beträgt, irgendwie Wassertröpfchen (Wolken) entstehen. In Wirklichkeit sind die Verhältnisse jedoch erheblich komplizierter: Die aufsteigende Luft erreicht zwar den Zustand der Sättigung bezüglich einer ebenen Wasseroberfläche, nur ist in der freien Atmosphäre keine derartige Wasseroberfläche vorhanden, an der sich der Wasserdampf auskondensieren könnte. Wie man im Labor zeigen kann, tritt Kondensation in absolut sauberer Luft erst bei einer relativen Feuchte von rund 800% auf. So hohe Übersättigungen werden in der Atmosphäre aber nicht beobachtet. Die gemessenen Maximalwerte liegen nur wenig über 100%. Daher müssen Prozesse wirksam werden, die in der Atmosphäre zur Kondensation bei einer relativen Feuchte um 100% führen. Im Gegensatz zu dem Laborversuch besteht die Atmosphäre nicht aus absolut sauberer Luft, sondern enthält eine Vielzahl von festen und flüssigen Luftbeimengungen (z. B. Staubpartikel, Seesalzteilchen). Diese feinen und feinsten Partikel nennt man *Aerosolteilchen*. Häufig wird die Bezeichnung "Aerosols" als Synonym für "Aerosolteilchen" gebraucht, obwohl man im ursprünglichen Sinne unter einem Aerosol das System aus Luft *und* den darin enthaltenen Aerosolteilchen versteht. Die Aerosolpartikel spielen bei der Wolkenbildung eine wichtige Rolle, denn sie wirken als Kondensationskerne (bzw. Gefrierkerne) für die Wolkentropfen. Außerdem bestimmt die Zahl der in der Luft enthaltenen Aerosolpartikel die Sichtweite, die in absolut sauberer Luft ungefähr 300 km betragen würde.

Das wahrscheinlich kleinste meteorologische Phänomen, das man ohne spezielle Meßinstrumente beobachten kann, ist ein Regentropfen oder eine Schneeflocke. Für den Wolkenphysiker ist ein Regentropfen jedoch ein sehr großes Gebilde, denn er entsteht aus Millionen von Wolkentropfen. Die Wolkentropfen sind wiederum hundertmal größer als die Kondensationskerne, deren Radius nur etwa  $0,1 \mu\text{m}$  beträgt. Abb. 1.1 zeigt einen Vergleich der relativen Größen von Regentropfen, Wolkentropfen und Kondensationskernen

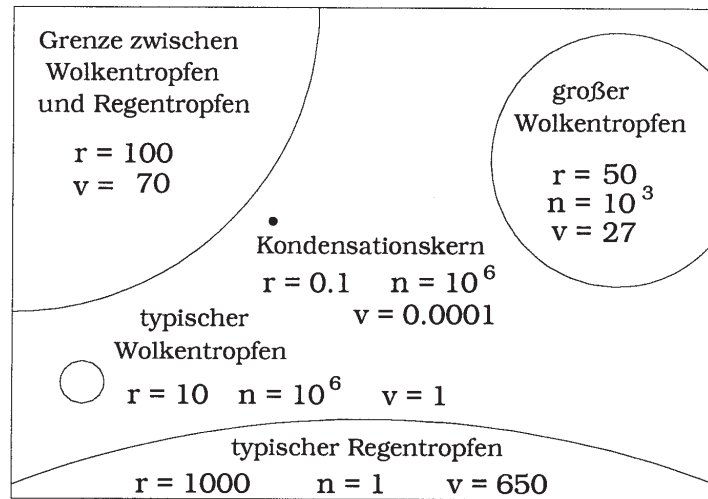


Abbildung 1.1: Größenvergleich von Regentropfen, Wolkentropfen und Kondensationskernen: hier sind  $r$  das Radius in  $\mu\text{m}$ ,  $n$  die mittlere Anzahl pro Liter Luft, und  $v$  die Fallgeschwindigkeit im  $\text{cm s}^{-1}$ .

## 1.1 Aerosol

Zur Messung der Aerosolkonzentration wird vielfach der von dem schottischen Physiker John Aitken (1839-1919) entwickelte Kondensationskernzähler verwendet. In diesem Gerät wird gesättigte Luft schnell expandiert, wodurch die abgekühlte Luft dann gegenüber Wasser um einige hundert Prozent übersättigt ist. Bei einer derartig hohen Übersättigung kondensiert der Wasserdampf auf nahezu allen Aerosolpartikeln, so daß eine Wolke von kleinen Wassertröpfchen entsteht. Die Tröpfchen werden auf einer Glasplatte mit eingraviertem Zählgitter gesammelt und unter dem Mikroskop ausgezählt. Auf diese Weise läßt sich die Konzentration der Tröpfchen in der Wolke bestimmen, die annähernd gleich der Aerosolkonzentration ist.

Die Aerosolkonzentration variiert zwischen verschiedenen Orten auf der Erde sehr stark. Auch an einem festen Ort gibt es zeitliche Schwankungen um eine Größenordnung. Typische Teilchenanzahlen sind 1000 pro  $\text{cm}^3$  über den Ozeanen, 10000 pro  $\text{cm}^3$  über den Kontinenten und bis weit über 100 000 pro  $\text{cm}^3$  in verschmutzter Stadtluft. Die Teilchenanzahl nimmt in größeren Höhen stark ab (Abb. 1.2).

Diese Beobachtungen zeigen, daß die Kontinente eine wichtige Aerosolquelle sind und daß dort insbesondere in Großstädten und Industriegebieten viele Teilchen freigesetzt werden.

Der Durchmesser der Aerosolpartikel variiert zwischen  $10^{-4} \mu\text{m}$  und  $10^2 \mu\text{m}$ . Die Konzentration schwankt in Abhängigkeit von Ort und Teilchengröße zwischen  $10^7$  pro  $\text{cm}^3$  und  $10^{-6}$  pro  $\text{cm}^3$ . Meßtechniken zur Bestimmung von Größe und Konzen-

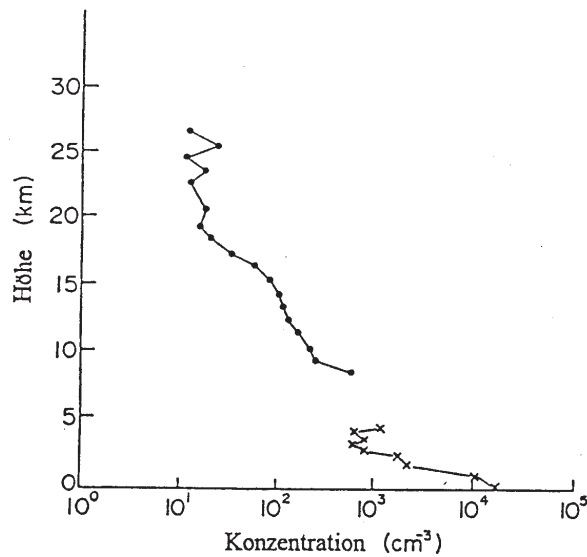


Abbildung 1.2: Höhenabhängigkeit der Aerosolkonzentration über Deutschland am 5. Oktober 1973; unter 5 km Höhe sind Flugmessungen, über 9 km Höhe sind Ballonmessungen eingetragen.

tration der Aerosolteilchen über einen so großen Bereich werden von Wallace und Hobbs (S. 145) beschrieben. Abb. 1.3 zeigt die Anzahlverteilung der Aerosolpartikel in kontinentaler Luft, maritimer Luft und verschmutzter Stadtluft. Die Kurven wurden durch Mittelung zahlreicher Messungen gewonnen. Unter Anzahlverteilung versteht man die Darstellung der Teilchenkonzentration  $N$  (Anzahl pro Volumeneinheit) als Funktion der Teilchengröße (Durchmesser  $D$ ).

Aus Abb. 1.3 lassen sich einige Schlußfolgerungen ziehen:

- Mit wachsendem Teilchendurchmesser nimmt die Aerosolkonzentration sehr stark ab. Deshalb haben die kleineren Teilchen an der Gesamtzahl der Teilchen (Messung mit dem Kondensationskernzähler nach Aitken) den größten Anteil. Die Teilchen mit einem Durchmesser kleiner als  $0,2 \mu\text{m}$  nennt man *Aitkenteilchen*.
- Die Gesamtkonzentration des Aerosols ist über Großstädten und Industriegebieten am höchsten und in maritimer Luft am niedrigsten.
- Die Konzentration von Teilchen mit einem Durchmesser über  $2 \mu\text{m}$  (sogenannte *Riesenteilchen*) ist im Mittel in kontinentaler Luft, maritimer Luft und verschmutzter Stadtluft ungefähr gleich groß.

Man kann zeigen (s. Wallace und Hobbs S. 147), daß die Riesenteilchen und die Aerosolteilchen mit einem Durchmesser zwischen  $0,2 \mu\text{m}$  und  $2 \mu\text{m}$  (sogenannte *große*

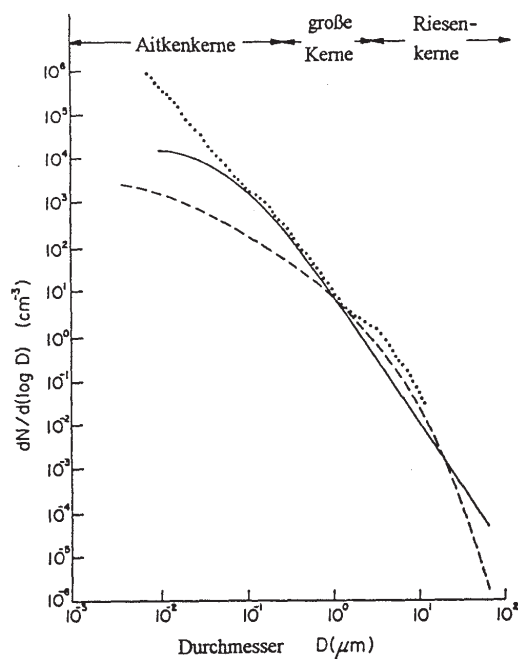


Abbildung 1.3: Anzahlverteilung der Aerosolteilchen in kontinentaler Luft (—) maritimer Luft (- - -) und verschmutzter Stadtluft (· · ·).

*Teilchen*) an der Gesamtmasse des kontinentalen Aerosols einen gleich großen Anteil haben, und dies, obwohl es wesentlich mehr große Teilchen als Riesenteilchen gibt. So haben auch die Aitkenkerne eine hohe Anzahlkonzentration, tragen jedoch nur ungefähr 10% bis 20% zur Gesamtmasse des Aerosols bei.

Die kleinsten Teilchen (Aitkenkerne) entstehen hauptsächlich bei Verbrennungsprozessen. Wichtige Quellen sind menschliche Aktivitäten (Heizung, Industrie, Verkehr), sowie Waldbrände und Vulkanausbrüche. Dies steht in Übereinstimmung zu Abb. 1.3: In verschmutzter Stadtluft ist die Konzentration der Aerosolteilchen mit einem Durchmesser unter  $0,2 \mu\text{m}$  am höchsten. Aitkenkerne kommen aber auch in kontinentaler und maritimer Luft in beachtlichen Mengen vor. Diese Tatsache deutet darauf hin, daß es noch weitere Quellen für Aitkenkerne geben muß. Eine solche Quelle ist die chemische Umwandlung von atmosphärischen Spurengasen zu Aerosolpartikeln, die in der Fachliteratur als *gas-to-particle* conversion bezeichnet wird. Aerosol kann sich auf diese Weise in übersättigten Gasen bilden, infolge chemischer Reaktionen entstehen (wie z. B. Schwefelsäuretröpfchen durch Oxidation von Schwefeldioxid) oder ein Produkt photochemischer Reaktionen sein, verbunden mit der Absorption von solarer Strahlung durch die Moleküle.

Weitere Quellen für Aerosolteilchen sind die Aufwirbelung von Staub (besonders in ariden Gebieten) oder von pflanzlichen Sporen und Pollen, sowie das Zerplatzen

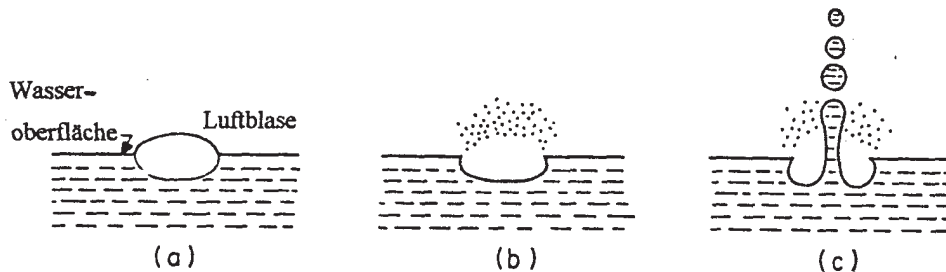


Abbildung 1.4: Vorgänge beim Zerplatzen einer Luftblase auf der Ozeanoberfläche.

von Luftblasen an der Wasseroberfläche der Ozeane. Durch diese Produktionsmechanismen entstehen hauptsächlich große Teilchen und Riesenteilchen.

Über den Ozeanen gelangen Seesalzteilchen in die Atmosphäre, wenn die in der Gischt der Wellen erzeugten Luftbläschen zerplatzen. Einige Tropfen werden auch direkt von den Schaumkronen der Wellen in die Luft gewirbelt. Diese Tropfen sind aber so groß, daß ihre Verweildauer in der Atmosphäre nur sehr klein ist. Abb. 1.4 zeigt die Vorgänge beim Zerplatzen einer Luftblase auf der Ozeanoberfläche.

Zunächst entstehen aus dem dünnen Wasserfilm an der Oberseite der Luftblase kleine Tröpfchen (Abb. 1.4b). Aus einer Luftblase mit 2 mm Durchmesser werden 100 bis 200 solcher Tröpfchen freigesetzt. Verdunsten die Tröpfchen, bleiben Seesalzteilchen mit einem Durchmesser von ungefähr  $0,3 \mu\text{m}$  zurück. Nach der Auflösung des Wasserfilms der Luftblase stößt Ozeanwasser schlagartig nach oben (Abb. 1.4c). Dabei lösen sich 1 bis 5 Tropfen und werden ungefähr 15 cm in die Luft geschleudert. Einige dieser Tropfen verdunsten und es bleiben dann Riesenteilchen mit einem Durchmesser von  $2 \mu\text{m}$  übrig. Die Produktion von Seesalzaerosol ist natürlich stark von der Windgeschwindigkeit abhängig. Der mittlere Wert liegt in der Größenordnung von  $100 \text{ Teilchen pro cm}^2 \text{ s}^{-1}$ .

Tab. 1.1 enthält eine Schätzung der weltweiten Aerosolproduktion pro Jahr, aufgliedert nach natürlichen und anthropogenen Quellen.

Die Gesamtmasse der aus natürlichen Quellen freigesetzten Aerosolteilchen ist demnach fünfmal so hoch wie die aus anthropogenen Quellen im Jahr 1968. Diese Schätzung ist jedoch relativ unsicher: Einige Autoren setzen den anthropogenen Anteil an den atmosphärischen Aerosolquellen mit nur 5% an, andere dagegen mit 45%. Bekannt ist jedoch, daß die Aerosolteilchen in der Großstadtluft hauptsächlich anthropogenen Ursprungs sind. Für das Jahr 2000 wird mit einer Verdoppelung der anthropogenen Aerosolproduktion gerechnet.

Im Mittel müssen die aus den verschiedenen Quellen freigesetzten Aerosolteilchen aus der Atmosphäre wieder abgeschieden werden, denn sonst würde die Aerosolkonzentration ständig steigen. Es gibt also auch Senken für Aerosolpartikel. Oft



Tabelle 1.1: Weltweite Aerosolproduktion (Angaben in  $10^{12}$  g pro Jahr)

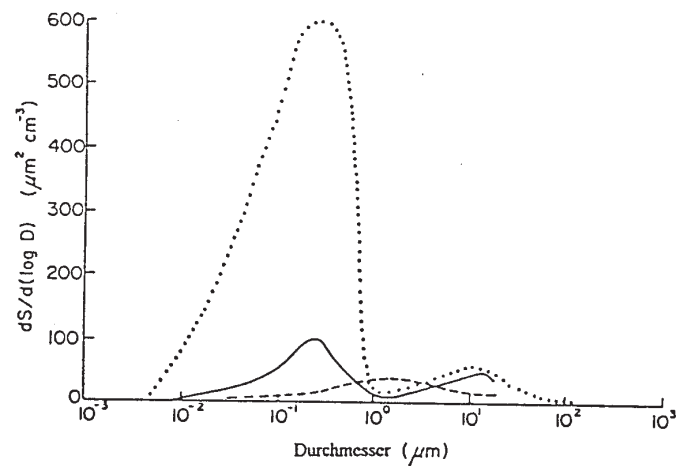
Durchmesser	Durchmesser der Aerosolteilchen	
	$> 5 \mu\text{m}$	$< 5 \mu\text{m}$
Natürliche Quellen		
Seesalz	500	500
gas-to-particle conversion	100	470
aufgewirbelter Staub	250	250
Waldbrände	30	5
Meteoritenstaub	10	0
Vulkanausbrüche (stark variabel)	?	25
Summe	890 (+?)	1250
Anthropogene Quellen (1968)		
gas-to-particle conversion	25	250
Industrie	44	12
fossile Brennstoffe (stationäre Quellen)	34	10
direkte Partikelinjektion	2	0,5
Verkehr	0,5	2
sonstige Quellen	23	5
Summe	128,5	279,5

verbessert sich nach dem Durchzug eines Niederschlagsgebietes die Sichtweite, weil die aerosolhaltige Luft durch die Niederschlagsteilchen gereinigt wurde. Man schätzt, daß 80% bis 90% der Aerosolmasse, die pro Jahr weltweit aus der Atmosphäre wieder zur Erdoberfläche gelangt, durch Niederschläge ausgewaschen wird. Zuvor dienen die Aerosolpartikel als Kondensations- bzw. Gefrierkerne für die Wolkenteilchen aus Wasser bzw. Eis.

Die Fallgeschwindigkeiten von Aerosolpartikeln mit einem Durchmesser von mehr als  $1 \mu\text{m}$  sind so groß, daß viele Partikel auf Grund ihrer Schwerkraft ausfallen (“trockene Ablagerung”). Beispielsweise beträgt die Fallgeschwindigkeit eines Aerosolteilchens mit einem Durchmesser von  $1 \mu\text{m}$  ( $10 \mu\text{m}$ ) ungefähr  $3 \times 10^{-5} \text{ m s}^{-1}$  ( $3 \times 10^{-3} \text{ m s}^{-1}$ ). Ungefähr 10% bis 20% der jährlich produzierten Aerosolmasse erreicht durch trockene Ablagerung wieder die Erdoberfläche. Eine weitere Senke für Aerosolteilchen, insbesondere für die in großer Anzahl vorhandenen Aitkenkerne, ist die Koagulation. Darunter versteht man das Zusammentreffen und Zusammenbleiben von Teilchen etwa gleicher Größe. Dem Verlust kleiner Teilchen steht also eine Zunahme größerer Teilchen gegenüber. In Abb. 1.5 sind die verschiedenen Quellen und Senken für Aerosolpartikel zusammengefaßt. Außerdem ist die Oberflächenverteilung (d.h. die Oberfläche  $S$  als Funktion des Teilchendurchmessers  $D$ ) für maritime, kontinentale und verschmutzte Luft angegeben. Die Kenntnis der Oberflächenverteilung

ist wichtig bei der Untersuchung der optischen Wirksamkeit der Aerosole.

Aerosole spielen eine wichtige Rolle bei vielen in der Atmosphäre ablaufenden chemischen Prozessen. Auf der Oberfläche fester Aerosole können Spurengase angelagert werden, die dann untereinander reagieren. Sind Spurengase in flüssigen Aerosolpartikeln gelöst, können ebenfalls chemische Reaktionen ablaufen. Besonders deutlich wird der Zusammenhang zwischen Aerosolen und Atmosphärenchemie in stark verschmutzter Luft.



Bezeichnung	Altkerne	grosse Kerne	Riesenkern	
Quellen	Verbrennung		aufgewirbelter Staub	
	Gas-to-particle conversion	Flugesche. Seesalz, Pollen		
	Koagulation von Altkernen		Emission von Riesenkernen durch die Industrie	
	Verdunstung von Wolkentropfen			
Senken	Koagulation		Auswaschung durch Niederschlag	
	Aufnahme in Wolkentropfen		trockene Ablagerung	
Verweilzeit	weniger als eine Stunde in verschmutzter Luft oder in Wolken	Tage	Stunden bis Tage	Minuten bis Stunden

Abbildung 1.5:

Oberflächenverteilung der Aerosolteilchen in kontinentaler Luft: (—), maritimer Luft (- - -) und verschmutzter Stadtluft (·····) sowie Übersicht über die Quellen, Senken und Verweilzeiten der Aerosolteilchen in der Troposphäre.

In einer feuchten, stabil geschichteten Luftmasse unterhalb einer Inversion kann

sich das von Industrie und privaten Haushalten produzierte Aerosol und Schwefeldioxid (neben anderen Abgasen) immer mehr ansammeln. Unter diesen Bedingungen bilden sich Sulfate und Schwefelsäuretröpfchen in hohen Konzentrationen. Derartigen "Smog" gab es häufig in London, bevor es verboten wurde, fossile Brennstoffe (u. a. Holz, Kohle) im offenen Feuer zu verbrennen. Der Ausdruck *Smog* bezeichnete ursprünglich das Aerosol, das im mit Rauch (*smoke*) verschmutzten Nebel (*fog*) entsteht. Heute wird der Begriff auch auf eine durch photochemische Reaktionsprodukte (z. B. Ozon) verunreinigte Luft angewandt. Diese Art (Photo-) Smog kommt besonders in Los Angeles vor, weil dort oft starke Sonneneinstrahlung herrscht und gleichzeitig die Luft stabil geschichtet ist (kühle Seeluft in Bodennähe, heiße Kontinentalluft in der Höhe).

Die Streuung und Absorption von Strahlung durch die Aerosole hat wichtige Auswirkungen auf die Sichtweite und den Strahlungshaushalt in der Atmosphäre. Für die Streuung von Strahlung im sichtbaren Wellenlängenbereich sind vor allem die Aerosolteilchen mit einem Durchmesser zwischen  $0,2 \mu\text{m}$  und  $2 \mu\text{m}$  verantwortlich. Viele dieser Teilchen quellen bei zunehmender relativer Feuchte auf, denn sie haben die Fähigkeit, die Feuchtigkeit in der umgebenden Luft teilweise zu absorbieren. Bei hoher relativer Feuchte vermindern diese Teilchen die Sichtweite durch die erhöhte Streuung des Lichts; es entsteht *Dunst*. Seesalzteilchen vergrößern beispielsweise bei einem Anstieg der relativen Feuchte von 60% auf 80% ihre Streuwirkung um das Dreifache.

Obwohl die Aerosole nur einen geringen Teil der Strahlung absorbieren oder streuen (Wolken und Spurengase haben einen wesentlich größeren Einfluß), könnte ein stetiges Wachstum der Aerosolkonzentration infolge menschlicher Aktivitäten die Strahlungsbilanz der Erde und damit das Klima ändern. Die Absorption solarer Strahlung durch eine größere Anzahl von Aerosolteilchen führt zu einer Erwärmung. Andererseits wird durch mehr Aerosolteilchen auch mehr Strahlung zurück in den Weltraum gestreut, gleichbedeutend mit einer Abkühlung der Atmosphäre. Daher sind die Auswirkungen des Anstiegs der Aerosolkonzentration seit Beginn dieses Jahrhunderts auf die globale Mitteltemperatur noch umstritten. Fest steht jedoch, daß die starke Erhöhung der Aerosolkonzentration nach heftigen Vulkanausbrüchen in der Stratosphäre eine Erwärmung bis zu 3K zur Folge hat. Während die in die Troposphäre geschleuderten Teilchen relativ schnell wieder ausgewaschen werden, kann die Störung der Teilchenkonzentration in der Stratosphäre über ein Jahr andauern. Die Troposphäre erreicht während dieser Zeit weniger Sonnenstrahlung, was zu einem geringen Temperaturrückgang am Erdboden führt.

## 1.2 Die Physik der Wasserdampfkondensation

In Kapitel 4 wurde die Wolkenuntergrenze mit der Höhe des Hebungs- bzw. Konvektionskondensationsniveaus gleichgesetzt. Es wurde also angenommen, daß die Kondensation in einem aufsteigenden Luftpaket sofort beginnt, wenn die Luft mit Wasserdampf gesättigt ist, d.h. bei einer relativen Feuchte von 100%. Diese Annahme ist

in der Atmosphäre recht gut erfüllt, weil immer Aerosolpartikel vorhanden sind, an denen Kondensation stattfindet. Wie der Kondensationsprozeß im einzelnen verläuft, soll in diesem Abschnitt erläutert werden.

Zuerst wird die Bildung eines Tropfens untersucht, der aus absolut reinem, übersättigtem Wasserdampf kondensiert. *Übersättigung* bedeutet, daß der Dampfdruck  $e$  der Luft größer als der Sättigungsdampfdruck über einer ebenen Wasseroberfläche  $e_s(T)$  ist (zum Begriff "Sättigungsdampfdruck" vgl. Teil I, S. 46f.). Analog definiert man Übersättigung bezüglich Eis. Wenn nicht näher bezeichnet, ist im folgenden immer Übersättigung bezüglich Wasser gemeint. In reinem Wasserdampf beginnt die Bildung eines Wassertropfens mit dem zufälligen Zusammentreffen von mehreren Wassermolekülen infolge der ständigen Molekülbewegungen. Das Resultat ist ein winzig kleiner Wassertropfen.

Angenommen es bildet sich ein winziger Wassertropfen mit dem Volumen  $V$  und der Oberfläche  $A$  spontan in übersättigtem Wasserdampf der Temperatur  $T$ . Man kann zeigen (s. Wallace und Hobbs S. 159), daß mit dem Übergang vom System Dampf auf das System Dampf + Tropfen folgende Änderung der Gesamtenergie  $\Delta E$  verbunden ist

$$\Delta E = A\sigma - nV kT \ln(e/e_s). \quad (1.1)$$

In dieser Formel bezeichnet  $\sigma$  die Arbeit pro Flächeneinheit, die für den Aufbau einer Grenzfläche zwischen Dampf und Wasser nötig ist (entspricht der *Oberflächenspannung* von Wasser),  $n$  steht für die Anzahl der Wassermoleküle pro Volumeneinheit Wasser und  $k$  ist die Boltzmann-Konstante. Für einen Tropfen mit Radius  $R$  wird die Formel zu

$$\Delta E = 4\pi R^2 \sigma - \frac{4}{3}\pi R^3 n kT \ln(e/e_s). \quad (1.2)$$

In *untersättigter* Luft gilt  $e < e_s$ . Deshalb ist  $\ln(e/e_s) < 0$  und  $\Delta E$  immer positiv, wobei  $\Delta E$  mit  $R$  anwächst (s. Abb. 1.6).

Mit anderen Worten, je mehr ein winziger Tropfen in untersättigter Luft anwächst, desto höher ist die Energie des Systems Dampf + Tropfen. Da das System jedoch einen Gleichgewichtszustand anstrebt, in dem die Energie ein Minimum erreicht, wird das Wachstum von Tropfen in nicht gesättigter Luft gestoppt. Dennoch können auf Grund der zufälligen Zusammenstöße der Wassermoleküle auch in nicht gesättigter, reiner Luft immer wieder sehr kleine Tröpfchen entstehen (die sofort wieder verdunsten), die aber nicht die Größe von Wolkentropfen erreichen und daher unsichtbar bleiben.

In *übersättigter* Luft ist  $e > e_s$  und  $\ln(e/e_s) > 0$ . Deshalb wird  $\Delta E$  in Gleichung (1.2) positiv für  $R < R_0$ , und negativ für  $R > R_0$ , wobei

$$R_0 = \frac{3\sigma}{nkT \ln(e/e_s)}. \quad (1.3)$$

Die Änderung von  $\Delta E$  mit  $R$  ist auch für diesen Fall in Abb. 1.6 dargestellt. Das Maximum von  $\Delta E$  liegt bei  $r = 2R_0/3$ , d.h. bei

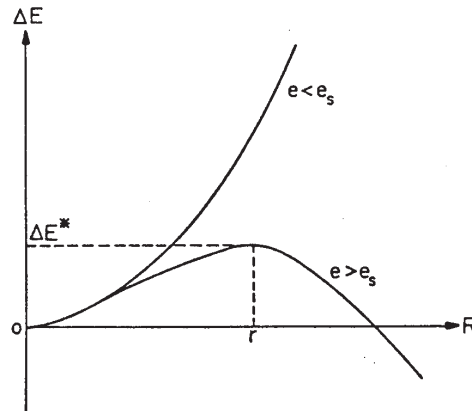


Abbildung 1.6: Die Energieänderung  $\Delta E$  eines Systems bei der Entstehung eines Wassertropfens mit Radius  $R$  in der Luft mit Dampfdruck  $e$ ;  $e_s$  ist der Sättigungsdampfdruck über einer ebenen Wasseroberfläche.

$$r = \frac{2\sigma}{nkT \ln(e/e_s)}. \quad (1.4)$$

Das bedeutet, daß winzige Tropfen mit dem Radius  $R < r$  wieder verdunsten, weil dabei die Energieänderung im System Dampf + Tropfen kleiner wird. Für Tropfen mit  $R > r$  nimmt dagegen  $\Delta E$  bei der Vergrößerung von  $R$  ab, d.h. diese Tropfen können spontan durch Kondensation von Wassermolekülen aus der Dampfphase anwachsen. Ist  $R$  nur wenig größer oder kleiner als  $r$ , kann ein Tropfen infinitesimal wachsen oder verdunsten, ohne daß sich dabei die Energie des Systems Dampf + Tropfen ändert (weil  $\partial(\Delta E)/\partial R = 0$  bei  $R = r$ ).

Gleichung (7.4), die sogenannte Kelvin-Formel, läßt sich folgendermaßen anwenden:

- i) Ist der Dampfdruck  $e$  der Luft vorgegeben, kann man den Radius  $r$  der Tropfen berechnen, die sich im (instabilen) Gleichgewicht mit dem Wasserdampf in der Luft befinden. Es handelt sich um ein instabiles Gleichgewicht zwischen Tropfen und Dampf, denn kommt zu dem winzigen Tropfen noch ein Molekül hinzu, vergrößert er sich durch Kondensation immer mehr; verliert der Tropfen jedoch ein Molekül, geht die Verdunstung weiter.
- ii) Man kann das Verhältnis  $e/e_s$  für Tropfen mit gegebenem Radius  $r$  bestimmen. Es stellt - mit 100 multipliziert - die relative Feuchtigkeit dar, die in der Luft wenigstens erreicht sein muß, damit der Wasserdampf auf Tropfen aus reinem Wasser kondensieren kann. Der Dampfdruck  $e$  der Luft ist dann gleich dem Sättigungsdampfdruck über der gekrümmten Tropfenoberfläche.

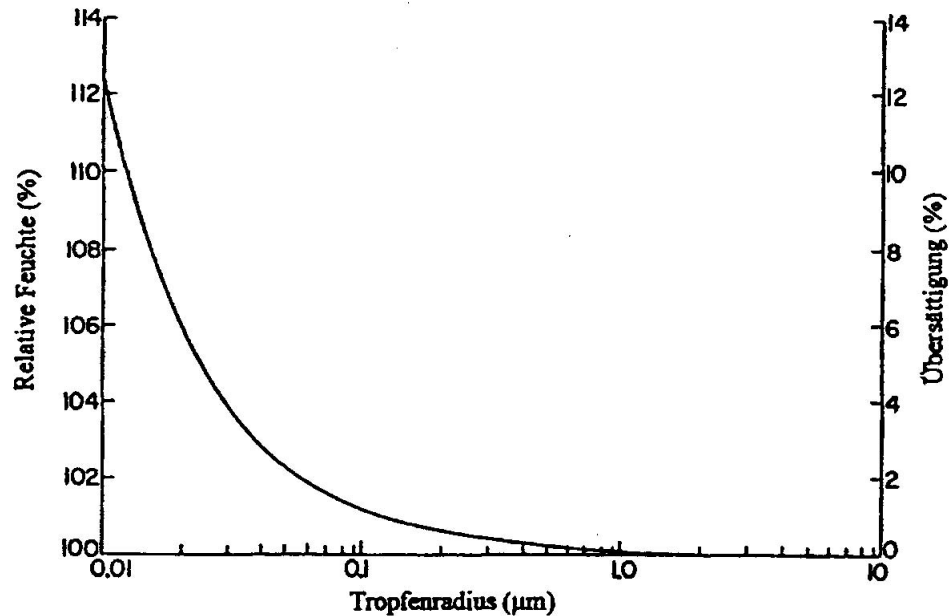


Abbildung 1.7: Die relative Feuchte und Übersättigung bezüglich einer ebenen Wasseroberfläche, bei der zwischen Tropfen (aus reinem Wasser) und Dampf bei 5°C ein (instabiles) Gleichgewicht bestehen kann.

Aus (7.4) folgt für die Abhängigkeit der relativen Feuchte vom Tropfenradius  $100e/e_s = 100 \exp[2\sigma/(nkrT)]$ . Die zur Bildung von Tropfen erforderliche Übersättigung nimmt demnach exponentiell mit dem Tropfenradius  $r$  ab (s. Abb. 1.7).

Ein Tropfen mit Radius  $0,01 \mu\text{m}$  kann nach Abb. 1.7 nur bei einer relativen Feuchte von 112,5%, d.h. bei einer Übersättigung von 12,5%, im (instabilen) Gleichgewicht mit seiner Umgebung sein. Für einen Tropfen mit Radius  $1 \mu\text{m}$  genügt dagegen eine relative Feuchte von 100,12%, d.h. eine Übersättigung von 0,12%.

In den Wolken liegt die Übersättigung der adiabatisch aufsteigenden Luft nur selten über 1%. Deshalb sind auch die größten Tropfen, die gerade noch durch zufällige Zusammenstöße von Wassermolekülen entstehen, mit einem Radius von ungefähr  $0,01 \mu\text{m}$  kleiner als der kritische Radius  $r = 0,1 \mu\text{m}$ , der für das Wachstum von Tropfen bei 1% Übersättigung erforderlich wäre. Daraus folgt, daß sich die Wolkentropfen nicht durch Kondensation aus reinem Wasserdampf bilden können. Dennoch wachsen in der Atmosphäre bei so geringen Übersättigungen Tropfen, weil der Kondensationsprozeß durch die in der Luft schwebenden Aerosolpartikeln eingeleitet wird.

Aus dem letzten Abschnitt ist bekannt, daß in der Atmosphäre viele Aerosolteilchen vorhanden sind, deren Größe meist zwischen  $0,01 \mu\text{m}$  und  $10 \mu\text{m}$  liegt.

An denjenigen Teilchen, die wasseranziehend (hydrophil) sind, kann Wasserdampf kondensieren. Eine Oberfläche ist vollständig *wasseranziehend*, wenn sich darauf ein dünner Wasserfilm bilden kann. Eine Oberfläche ist dagegen vollständig *wasserabweisend* (hydrophob), wenn sich kleine Tröpfchen bilden. Um wasseranziehende Aerosole bildet sich ein Wasserfilm; die Größe der "Tropfen" ist dann auch bei den geringen atmosphärischen Übersättigungen für weiteres Anwachsen ausreichend. Kondensiert beispielsweise auf einem wasseranziehenden Aerosolteilchen mit einem Radius von  $0,3 \mu\text{m}$  genügend Wasser zu einem Film auf der gesamten Oberfläche, folgt aus Abb. 1.7, daß der Wasserfilm im (instabilen) Gleichgewicht mit zu 0,4% übersättigter Luft steht. Bereits bei einer geringfügig höheren Übersättigung würde mehr Wasser auf dem Film kondensieren und der Tropfen würde größer werden.

Einige Aerosolteilchen sind wasserlöslich, so daß sie sich aufzulösen beginnen, sobald Wasser auf ihnen kondensiert. Dadurch wird der Kondensationsprozeß beeinflusst, denn der Sättigungsdampfdruck über der Oberfläche einer Lösung (z. B. Wasser + Salz, Wasser + Ammoniumsulfat) ist kleiner als über reinem Wasser, weil die Wassermoleküle in der Lösung eine größere Bindungsenergie als in reinem Wasser haben. Diese Herabsetzung des Sättigungsdampfdruckes wird als *Lösungseffekt* bezeichnet. Der Lösungseffekt wirkt dem *Krümmungseffekt* (Erhöhung des Sättigungsdampfdruckes infolge der Krümmung der Tropfenoberfläche) entgegen. Wenn der Tropfen sehr klein und die Konzentration der Lösung daher groß ist, überwiegt der Lösungseffekt und es können Tropfen sogar bei einer relativen Feuchte von 80% entstehen. Mit zunehmendem Radius und abnehmender Salzkonzentration kommt der Krümmungseffekt mehr zur Geltung, da in diesem Fall die Luft über den Tropfen erst bei einer relativen Feuchte von mehr als 100% gesättigt ist. (Eine ausführliche Diskussion des Lösungseffekts findet sich bei Wallace und Hobbs auf S. 161 ff.)

Die Aerosolteilchen, die in der Atmosphäre als Kerne für die Kondensation von Wasserdampf dienen, nennt man (Wolken-) *Kondensationskerne* (KK). Es zeigte sich, daß bei wachsendem Teilchenradius die Aerosolpartikel bei immer kleineren Übersättigungen als KK wirken können, weil mit wachsendem Radius der Krümmungseffekt abnimmt. Dazu müssen die Aerosolpartikel wasseranziehend sein, denn sonst kann sich kein Wasserfilm bilden. Als KK können auch wasserlösliche Aerosolpartikel dienen; dabei gilt: je besser die Wasserlöslichkeit, desto größer ist der Lösungseffekt. Damit vollständig wasseranziehende aber wasserunlösliche Teilchen bei einer Übersättigung von 1% als KK wirken, müssen sie mindestens einen Radius von ca.  $0,1 \mu\text{m}$  haben, während für wasserlösliche Teilchen bereits der Radius  $0,01 \mu\text{m}$  genügt. Wegen dieser Anforderungen (Größe, Wasserlöslichkeit, Benetzbarkeit) ist nur ein kleiner Bruchteil der Aerosolteilchen als KK geeignet (ca. 1% in kontinentaler Luft und ca. 10% bis 20% in maritimer Luft). Die meisten KK bestehen vermutlich aus einem unlöslichen Kern und angelagerten löslichen Komponenten (sogenannte gemischte Kerne).

Weltweite Messungen haben keine systematischen breitenabhängigen oder jahreszeitlichen Schwankungen der KK-Konzentration ergeben. In der unteren Troposphäre gibt es jedoch in kontinentalen Luftmassen im allgemeinen mehr KK als in maritimen

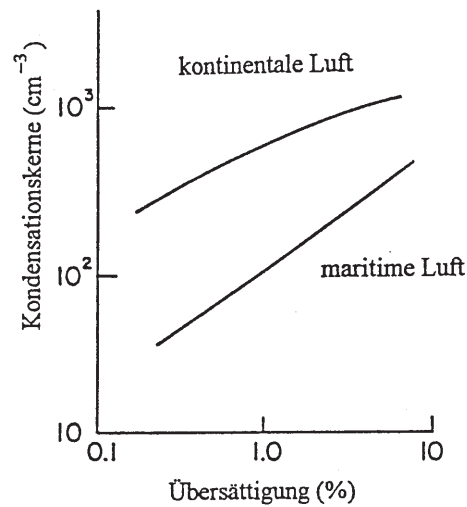


Abbildung 1.8: Anzahl der Kondensationskerne in kontinentaler und maritimer Luft (Mittelwerte aus Messungen).

Luftmassen (s. Abb. 1.8).

Beträgt die Übersättigung der Luft 1%, sind nach Abb. 1.8 in kontinentaler Luft ungefähr 500 KK pro cm<sup>3</sup> vorhanden, in maritimer Luft ungefähr 100 KK pro cm<sup>3</sup>. Die Konzentration der KK verringert sich über Land von der Erdoberfläche bis in 5 km Höhe um den Faktor 5 während über den Ozeanen die Konzentration der KK im gleichem Höhenbereich nahezu konstant bleibt. Messungen in Bodennähe zeigen einen Tagesgang der KK-Konzentration mit einem Minimum um 6 Uhr und einem Maximum um 18 Uhr.

### 1.3 Warme Wolken

Wolken, die sich vollständig unterhalb der Nullgradgrenze befinden, nennt man *warme Wolken*. In solchen Wolken bestehen alle Tropfen aus Flüssigwasser. Um Aussagen über die mikrophysikalischen Prozesse in warmen Wolken machen zu können, benötigt man folgende Größen:

- die Menge des Flüssigwassers pro Volumeneinheit Luft (der sogenannte *Flüssigwassergehalt*, üblicherweise in  $g$  pro m<sup>3</sup> angegeben),
- die Gesamtzahl der Wassertropfen pro Volumeneinheit Luft (die sogenannte *Tropfenkonzentration*, üblicherweise in Anzahl  $n$  pro cm<sup>3</sup> angegeben) und
- die Größenverteilung der Wolkentropfen (das sogenannte *Tropfenspektrum*, üblicherweise in einem Histogramm als Anzahl  $n$  der Tropfen pro cm<sup>3</sup> für verschie-



dene Tropfengrößen dargestellt).

Im Rahmen dieser Vorlesung würde es zu weit führen, die Meßmethoden für die einzelnen Größen vorzustellen; eine kurze Beschreibung geben Wallace und Hobbs (S. 167f.). Hier sollen nur einige Ergebnisse betrachtet werden.

Abb. 1.9 zeigt die Ergebnisse der Messungen von Tropfenkonzentration und Tropfenspektrum für Cumulus-Wolken in maritimer Luft und für Cumulus-Wolken in kontinentaler Luft. Die Tropfenkonzentration in maritimen Wolken war meistens kleiner als  $100 \text{ cm}^{-3}$  und nie größer als  $200 \text{ cm}^{-3}$  (Abb. 1.9a). Im Gegensatz dazu wurde in einigen kontinentalen Cumulus-Wolken eine Tropfenkonzentration von  $900 \text{ cm}^{-3}$  gemessen. In den meisten kontinentalen Wolken lag die Konzentration bei ein paar hundert Tropfen pro  $\text{cm}^3$  (Abb. 1.9c). Diese Unterschiede sind eine Folge der höheren KK-Konzentration in kontinentaler Luft. Da andererseits der Flüssigwassergehalt in einem maritimen Cumulus nahezu gleich groß wie in einem kontinentalen Cumulus ist, müssen die höheren Tropfenkonzentrationen in kontinentalen Wolken gleichzeitig mit einer geringeren durchschnittlichen Tropfengröße verbunden sein. Der Vergleich von Abb. 1.9b und 1.9d zeigt, daß das Tropfenspektrum für kontinentale Cumulus-Wolken nicht nur viel schmaler als das für maritime Cumulus-Wolken ist, sondern daß auch der durchschnittliche Tropfenradius wesentlich kleiner ist. So findet sich in maritimen Quellwolken pro Liter Luft ein Tropfen mit einem Radius von ungefähr  $30 \mu\text{m}$ , während in kontinentalen Wolken die gleiche Tropfenkonzentration erst bei einem Radius von  $20 \mu\text{m}$  auftritt. Diese Ergebnisse verdeutlichen den großen Einfluß der KK auf Konzentration und Größenverteilung der Wolkentropfen. Es stellt sich heraus, daß die Unterschiede in der Mikrostruktur der Wolken wichtige Auswirkungen auf die Niederschlagsentstehung in warmen maritimen bzw. kontinentalen Cumulus-Wolken haben.

In warmen Wolken können sich Tropfen durch Kondensation in der über-sättigten Luft oder durch Kollision und Koaleszenz (Zusammenwachsen) mit anderen Wolkentropfen vergrößern. Zunächst soll das Wachstum durch Kondensation betrachtet werden. Steigt ein Paket mit ungesättigter Luft auf, dehnt es sich aus und kühlt sich adiabatisch ab, bis es in einer bestimmten Höhe bezüglich einer (ebenen) Wasseroberfläche gesättigt ist. Weitere Hebung führt zu einer Übersättigung, die anfangs proportional zur Aufwindgeschwindigkeit anwächst. Bei weiter zunehmender Übersättigung werden die KK mit der größten Wirksamkeit aktiviert. Wird durch die adiabatische Abkühlung genausoviel Feuchte "verfügbar" wie durch die Kondensation auf den KK und den Wolkentropfen verloren geht, dann erreicht die Übersättigung den Maximalwert. Die Konzentration der Wolkentropfen ist in diesem Niveau (ungefähr 100 m über der Wolkenbasis) gleich der Anzahl der KK, die bis dorthin aktiviert worden sind. Darüber beginnt die Übersättigung abzunehmen, weil beim Tropfenwachstum mehr Wasser verbraucht wird, als durch die Abkühlung der Luft hinzukommt. Das führt dazu, daß die kleinsten Tropfen langsam verdunsten und nur die großen, aktivierten Tropfen (d.h. Tropfen mit einem Radius größer als der kritische Radius  $r_c$ ) durch Kondensation weiter anwachsen können. Man kann nachweisen, daß das Wachstum eines Tropfens durch Kondensation umgekehrt proportional zu dessen

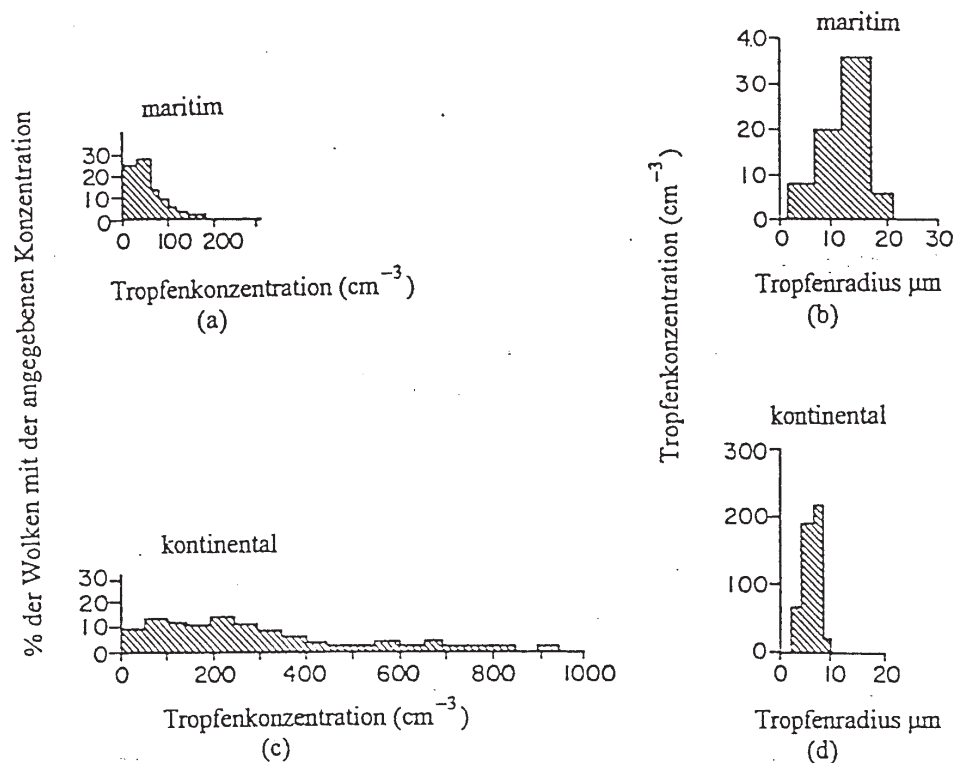


Abbildung 1.9: Häufigkeit der angegebenen Tropfenkonzentrationen in (a) maritimen und (c) kontinentalen Cumulus-Wolken; Tropfenspektrum für (b) maritime und (d) kontinentale Cumulus-Wolken.

Radius ist. Die kleineren aktivierten Tropfen wachsen also schneller als die größeren Tropfen. Das bedeutet, daß die Größe der Wolkentropfen mit der Zeit immer einheitlicher wird. Die in einigen hundert Metern über der Wolkenbasis gemessene Größenverteilung der Tropfen zeigt daher einen scharfen Peak (s. Abb. 1.10). Bei der zum Vergleich eingetragenen berechneten Größenverteilung wurde ein Tropfenwachstum ausschließlich durch Kondensation über 5 Min. angenommen. Zwischen beiden Kurven besteht gute Übereinstimmung.

Der Tropfenradius liegt jedoch noch unter 10  $\mu\text{m}$  und ist damit weit vom Radius eines Regentropfens entfernt. Bereits 1877 wies Osborne Reynolds darauf hin, daß das Wachstum durch Kondensation in warmen Wolken viel zu langsam ist, um dadurch die Entstehung von Regentropfen mit einem Durchmesser von einigen Millimetern erklären zu können. Tatsache ist aber, daß es aus warmen Wolken regnet - in den Tropen sogar in großen Mengen. Diese Tropfen bilden sich nicht durch Kondensation, sondern durch Kollision und Koaleszenz. Bereits in Abb. 1.1 wurde gezeigt, welche Größenunterschiede zwischen Wolken- und Regentropfen liegen. Wenn ein Wolken-

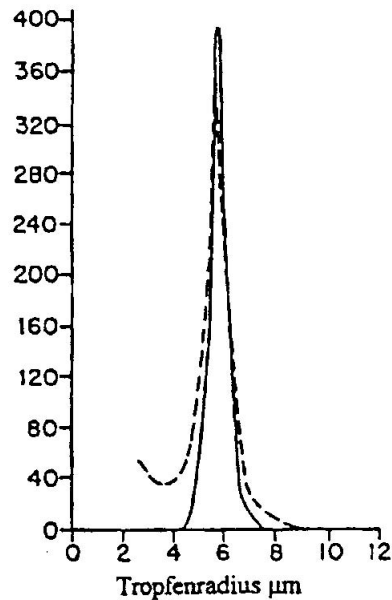


Abbildung 1.10: Beobachtetes Tropfenspektrum in einer warmen Cumulus-Wolke 244 m über der Basis (- - - -) und das unter der Annahme von Tropfenwachstum ausschließlich durch Kondensation berechnete Tropfenspektrum (—).

tropfen mit einem Radius von  $10 \mu\text{m}$  zu einem Regentropfen mit einem Radius von  $1 \text{ mm}$  anwächst, vergrößert sich das Volumen um den Faktor  $10^6$  ! Es muß allerdings von einer Million Tropfen nur ungefähr 1 Tropfen (d.h. ca. 1 Tropfen pro Liter Luft) zum Regentropfen anwachsen, damit aus der Wolke Regen fällt.

## 1.4 Die Entstehung von Regen in warmen Wolken

In warmen Wolken erreichen die kleinen, in der übersättigten Luft kondensierten, Wolkentropfen durch Kollision und Koaleszenz mit anderen Tropfen die Größe von Regentropfen. Für so kleine Teilchen wie Wolken- oder Regentropfen gilt, daß die Reibungskraft pro Masseneinheit  $F$ , die dem freien Fall entgegenwirkt, zur Fallgeschwindigkeit  $v$  proportional ist, d.h.  $F = Dv$ . Die Konstante  $D$  hängt von der Viskosität der Luft  $\mu$  und vom Radius des fallenden Teilchens  $R$  ab ( $D = 9\mu/2R^2$ ). Daher lautet die Bewegungsgleichung für den freien Fall kleiner Tropfen (für Tropfen

mit  $R > 0,6$  mm ist  $F \sim v^2$ ) nach dem Newtonschen Gesetz<sup>1</sup>

$$m \frac{dv}{dt} = mg - mDv \quad (1.5)$$

Für  $v = 0$  bei  $t = 0$  ergibt sich folgende Lösung der Differentialgleichung

$$v = (g/D) [1 - e^{-Dt}]. \quad (1.6)$$

Die Fallgeschwindigkeit erreicht nach einer bestimmten Zeitspanne den konstanten Wert  $g/D$ . Zum Zeitpunkt  $t = 3/D$  beträgt die Geschwindigkeit 95% des Maximalwerts. Da  $D$  mit zunehmendem Teilchenradius abnimmt, haben die Wolkentropfen, deren Radius etwas über dem Durchschnitt liegt, eine größere Fallgeschwindigkeit. Diese Tropfen kollidieren auf ihrem Fallweg mit kleineren, langsameren Tropfen, wobei jedoch nicht alle der kleineren Tropfen mit dem größeren Tropfen zusammenfließen (ein Vorgang, den man Koaleszenz nennt). Einige werden im Luftstrom um den größeren Tropfen herumgeführt, ohne ihn zu berühren, andere prallen an dessen Oberfläche ab. Dies macht die Berechnung der Wirksamkeit des sogenannten Kollision-Koaleszenz-Prozesses recht kompliziert. Hinzu kommt, daß zu große Regentropfen in mehrere kleine Tropfen zerplatzen. Einige dieser Probleme werden von Wallace und Hobbs diskutiert (s. S. 173 ff.).

Numerische Simulationen der Kollision-Koaleszenz-Prozesse ergeben eine Zeitdauer für die Entstehung von Regen in Cumulus-Wolken, die mit den Beobachtungen ungefähr übereinstimmt. Insbesondere zeigen die Berechnungen, daß der Regen in warmen Wolken mit starken Aufwinden schneller entsteht als in Wolken mit schwachen Aufwinden. Damit sich Regentropfen in Wolken mit starken Aufwinden bilden können, müssen diese jedoch vertikal ziemlich mächtig sein. Die Regentropfen, die aus solchen Wolken fallen, sind dann wesentlich größer als die Regentropfen aus Wolken mit schwachen Aufwinden.

Es wurden theoretische Modelle entwickelt, mit denen der Lebenslauf einer Wolke in einer vorgegebenen Umgebung vorhergesagt werden kann. In diesen Modellen simuliert man die Kollisionen der Tropfen als räumlich und zeitlich statistisch verteilte Ereignisse (sogenannte stochastische Kollisions-Modelle). Die Berechnungen werden an leistungsfähigen Computern durchgeführt. In Abb. 1.11 sind einige Ergebnisse zusammengefaßt.

Die numerische Simulation des Tropfenwachstums durch Kondensation und Kollision bestätigt die bereits am Anfang dieses Abschnitts erwähnten Unterschiede zwischen warmen maritimen und warmen kontinentalen Cumulus-Wolken. Für nichtregnende Cumulus-Wolken in maritimer Luft ergab sich im Mittel ein deutlich größerer Tropfenradius und ein wesentlich breiteres Tropfenspektrum als für Wolken in kontinentaler Luft (Abb. 1.9). Dies wurde durch die höhere KK-Konzentration in der

---

<sup>1</sup>Vernachlässigt wird dabei die archimedische Auftriebskraft des Tropfens, die gleich der Gewichtskraft der von ihm verdrängten Luft ist, weil die Luft eine wesentlich kleinere Dichte als Wasser hat.

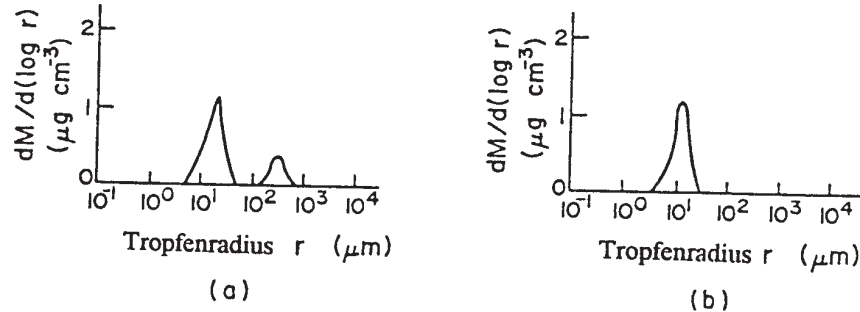


Abbildung 1.11: Berechnetes Massenspektrum der Tropfen in der Mitte (a) einer warmen maritimen Cumulus-Wolke und (b) einer warmen kontinentalen Cumulus-Wolke nach 67 Min. Wachstum.

kontinentalen Luft erklärt. Abb. 1.11 zeigt die Wirkung des unterschiedlichen Aufbaus der Wolken auf die Entstehung von größeren Tropfen. Die im Modell für die zwei Wolken verwendeten KK-Spektren basieren auf Messungen, nach denen die KK-Konzentrationen in der kontinentalen Luft wesentlich höher liegt als in der maritimen Luft (ungefähr 200 pro  $\text{cm}^3$  gegenüber 45 pro  $\text{cm}^3$  bei 0,2% Übersättigung). In der 67 Minuten lang bestehenden maritimen Cumulus-Wolke haben sich einige Tropfen mit Radien zwischen  $100 \mu\text{m}$  und  $1000 \mu\text{m}$  (d.h. Regentropfen) entwickelt, während in der kontinentalen Wolke nur Tropfen mit Radien unter  $20 \mu\text{m}$  enthalten sind. Diese Unterschiede treten auf, weil in der maritimen Wolke ein kleiner Bruchteil der größeren Tropfen (anfänglich möglicherweise durch Kondensation auf den Riesenseesalzteilchen oder durch zufällige Kollision von zwei kleinen Tropfen entstanden) durch Kollision und Koaleszenz wächst. Dagegen ist in kontinentalen Wolken die Anzahl der Tropfen, die groß genug sind, um durch Kollisionen zum Regentropfen zu wachsen, nicht ausreichend. Diese Modellergebnisse bestätigen die Beobachtung, daß aus einer maritimen Cumulus-Wolke bei gleicher vertikaler Mächtigkeit eher Regen fällt als aus einer kontinentalen Cumulus-Wolke.

## 1.5 Kalte Wolken

In mittleren Breiten liegen die Temperaturen in den Wolken häufig unter  $0^\circ\text{C}$ . Auch in diesen sogenannten *kalten Wolken* gibt es Tropfen aus flüssigem Wasser (Unterkühlte Tropfen). Bei Temperaturen unter  $-10^\circ\text{C}$  enthält eine kalte Wolke sowohl Eiskristalle als auch unterkühlte Wassertropfen (*Mischwolke*). Wolken, die ausschließlich aus Eiskristallen bestehen (*Eiswolken*), bilden sich meist erst unter  $-35^\circ\text{C}$ , d.h. in Höhen oberhalb 6000 m bis 7000 m. Im folgenden wird das Wachstum der Eiskristalle und die Niederschlagsbildung in kalten Wolken erläutert.

Ein unterkühlter Wassertropfen befindet sich in einem instabilen Gleichgewicht. Der Tropfen gefriert jedoch erst, wenn im Tropfen ausreichend viele Wassermoleküle so zusammenkommen, daß ein genügend großer Eiskeim entsteht. Die Situation ist ähnlich wie bei der Bildung eines Wassertropfens aus der Dampfphase. Überschreitet er eine bestimmte Größe, wächst er von allein weiter, weil dabei die Gesamtenergie des Systems Wasser + Eis abnimmt. Dagegen hat das Wachstum von Eiskeimen, die kleiner als die kritische Größe sind, eine Zunahme der Gesamtenergie zur Folge. Diese Eiskeime brechen deshalb wieder auseinander.

Wenn ein Wassertropfen keine Fremdkörper enthält, können sich Eiskerne nur durch zufälliges Ordnen mehrerer Wassermoleküle bilden. Die Anzahl und Größe der Eiskerne, die auf diese Weise entstehen, nimmt bei tieferen Temperaturen zu. Ab einer bestimmten Temperatur (die vom Tropfenvolumen abhängt) setzt die Eisbildung mit großer Wahrscheinlichkeit ein. Tropfen aus reinem Wasser mit einem Radius zwischen  $20\ \mu\text{m}$  und  $60\ \mu\text{m}$  gefrieren bei ungefähr  $-36^\circ\text{C}$ , Tropfen mit einem Radius von einigen Mikrometern bei ungefähr  $-39^\circ\text{C}$ . Diese Art der Eiskristallbildung spielt daher nur in sehr hohen Wolken eine Rolle.

Sind in den Wassertropfen Fremdkörper vorhanden, erfolgt das Gefrieren der Tropfen bei geringeren Unterkühlungen. Denn auf der Oberfläche dieser sogenannten *Gefrierkerne* können sich Wassermoleküle so anordnen, daß eine eisähnliche Struktur entsteht, deren Größe für ein weiteres Wachstum ausreicht. Als Gefrierkerne eignen sich Teilchen, die einen ähnlichen Aufbau wie die Eiskristalle haben (z. B. Mineralkristalle). Außerdem sollten die Teilchen wasserunlöslich sein. (Verschiedene Methoden zur Messung der Konzentration von Gefrierkernen werden von Wallace und Hobbs auf S. 184 beschrieben.) Abgesehen von den Eiskristallen selbst zählen Silberjodidkristalle zu den besten bisher bekannten Gefrierkernen. Sie werden ab  $-5^\circ\text{C}$  wirksam. Je geringer die Unterkühlung ist, desto größer müssen die Gefrierkerne sein, um die kritische Größe zu überschreiten. Weil die Anzahl der in der Atmosphäre vorhandenen Gefrierkerne mit wachsendem Kernradius jedoch abnimmt, werden zwischen  $0^\circ\text{C}$  und  $-10^\circ\text{C}$  nur wenige Gefrierkerne aktiviert. In diesem Temperaturbereich gefrieren daher nur wenige Wolkentropfen. Mit tieferen Temperaturen nimmt die Zahl der aktivierbaren Kerne stetig zu. Bei  $-35^\circ\text{C}$  sind meist alle Gefrierkerne wirksam geworden. Die Anzahl der Gefrierkerne (ca. 1 pro  $\text{cm}^3$ ) ist allgemein wesentlich kleiner als die der Kondensationskerne ( $> 100$  pro  $\text{cm}^3$ ).

Bis jetzt wurde angenommen, daß die Gefrierkerne im Tropfen enthalten sind. Wolkentropfen können aber auch gefrieren, wenn sie in Berührung mit einem Gefrierkern kommen. Laborversuche ergeben, daß die Gefrierkerne in diesem Fall bereits bei um einige Grad höheren Temperaturen wirken können.

Zur Bildung von Eiskristallen in der Atmosphäre gibt es noch einen weiteren Prozeß, denn an bestimmten Kernen geht der Wasserdampf direkt in die Kristallform über. Diese sogenannten *Sublimationskerne* müssen einen Radius von mehr als  $0,1\ \mu\text{m}$  besitzen und wasserunlöslich sein. Außerdem sind sehr tiefe Temperaturen und große Eisübersättigungen erforderlich. Ist die Luft gegenüber Wasser und Eis gesättigt, kann ein geeignetes Teilchen entweder als Gefrierkern oder als Sublimationskern die-

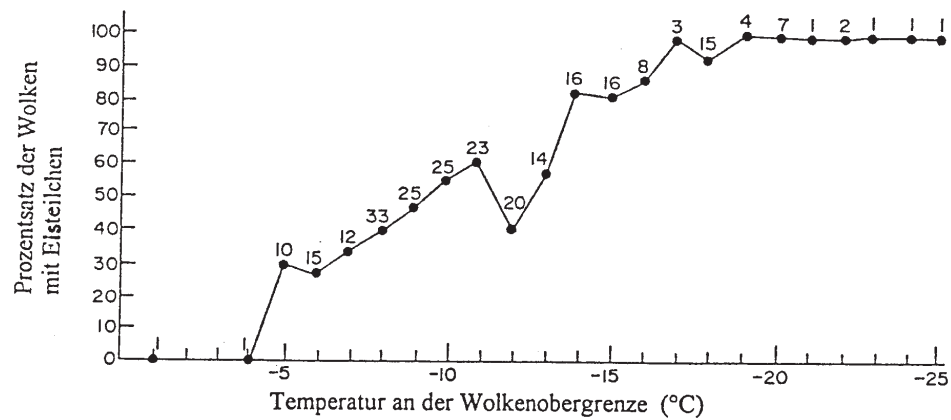


Abbildung 1.12: Die Wahrscheinlichkeit (in %) für Eisteilchen in Wolken als Funktion der Temperatur an der Wolkenobergrenze. Gemessen wurde in 30 orographischen Wolken und 228 Cumulus-Wolken. Die Zahl über jedem Punkt gibt an, wieviele Messungen bei der jeweiligen Temperatur zur Verfügung standen.

nen. Im ersten Fall kondensiert der Wasserdampf auf der Partikeloberfläche und gefriert danach, während im zweiten Fall die flüssige Phase nicht durchlaufen wird.

Die Temperatur, bei der die Eisbildung in einer Wolke einsetzt, hängt von Eigenschaften der Gefrier- bzw. Sublimationskerne und von dem ausgelösten Kristallisationsmechanismus ab. Man kann daher nur die Wahrscheinlichkeit angeben, mit der bei einer bestimmten Temperatur Eiskristalle in den Wolken vorkommen. Abb. 1.12 zeigt die Ergebnisse von Beobachtungen in verschiedenen Wolken. Bei Temperaturen zwischen  $0^{\circ}\text{C}$  und  $-4^{\circ}\text{C}$  an der Wolkenobergrenze bestehen die Wolken ausschließlich aus unterkühlten Tropfen. In solchen Wolken ist die Vereisungsgefahr für Flugzeuge am größten, da die Wolkentropfen beim Aufprall auf die Flugzeugoberfläche sofort festfrieren. Beträgt die Temperatur an der Wolkenobergrenze  $-10^{\circ}\text{C}$ , kann man mit einer Wahrscheinlichkeit von 50% Eiskristalle in den Wolken erwarten. Unter  $-20^{\circ}\text{C}$  steigt die Wahrscheinlichkeit auf 95% an. Die Messung der Konzentration von Eiskristallen in einer Wolke ist sehr schwierig. Einige damit verbundene Probleme und Meßtechniken diskutieren Wallace und Hobbs auf S. 186 ff.

Für das Wachstum von Eiskristallen bis zur Größe von Niederschlagsteilchen gibt es verschiedene Möglichkeiten.

- a) **Wachstum durch Sublimation:** In Mischwolken, die überwiegend aus unterkühlten Tropfen bestehen, ist die Luft gegenüber Flüssigwasser gesättigt und gleichzeitig bezüglich Eis stark übersättigt. Bei  $-10^{\circ}\text{C}$  beträgt diese Übersättigung 10% und bei  $-20^{\circ}\text{C}$  sogar 21%. Dagegen überschreitet die Übersättigung gegenüber Flüssigwasser in der Wolkenluft selten 1%. Deshalb strömt ständig

Wasserdampf aus der Umgebung der Tropfen zu den Eiskristallen und gefriert hier an, d.h. die Eiskristalle wachsen auf Kosten der Tropfen.

Die Eiskristalle, die aus der Dampfphase durch Sublimation wachsen, können eine vielfältige Form und Größe annehmen. Die einfachsten Kristalle bestehen aus ebenen hexagonalen Platten (Abb. 1.13a) oder hexagonalen Prismen (Abb. 1.13b).

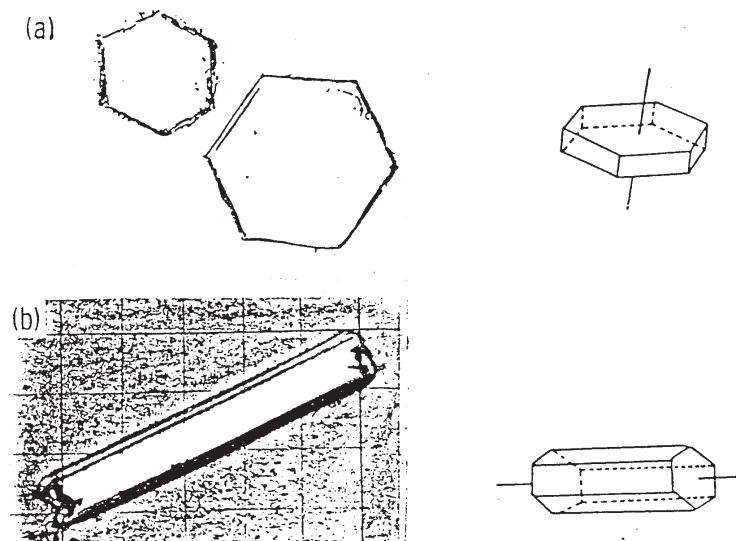


Abbildung 1.13: Die einfachsten atmosphärischen Eiskristalle (a) Platten, (b) Prismen.

Laborversuche, in denen das Wachstum von Eiskristallen durch Sublimation unter kontrollierten Bedingungen untersucht wurde, und Beobachtungen in realen Wolken zeigen, daß die Eiskristallart von der beim Kristallwachstum herrschenden Temperatur bestimmt wird (1.14). In der Natur sind die Kristalle auf ihrem Weg durch eine Wolke ständig wechselnden Temperaturen und Übersättigungen ausgesetzt. Daher können ziemlich komplexe Formen entstehen, auch wenn die Kristalle ausschließlich durch Sublimation wachsen.

- b) **Wachstum durch Koagulation:** Wenn Eiskristalle durch eine Mischwolke fallen, kollidieren sie mit unterkühlten Wolkentropfen. Durch das Anfrieren der Tropfen (man nennt diesen Vorgang, wie das Zusammentreffen und Zusammenbleiben von Aerosolteilchen, Koagulation) wachsen die Eiskristalle und ändern dabei ihre Gestalt so sehr, daß man die ursprüngliche Kristallform oft nicht mehr erkennen kann (Abb. 1.15). Häufig bilden sich poröse Kugeln mit einem Durchmesser von einigen Millimetern (*Graupel*). In konvektiven Wolken mit kräftigen Aufwinden und hohem Flüssigwassergehalt kann das Wachstum





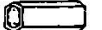




Temperaturbereich (C°)	Grundform	Eiskristallart bei geringer Übersättigung gegenüber Wasser	
0 bis -4	Platten	dünne hexagonale Platten	
-4 bis -10	Prismen	Nadeln (-4 bis -6°C)	
		Hohlprismen (-5 bis -10°C)	
-10 bis -22	Platten	Sektorplatten (-10 bis -12°C)	
		Dendriten (-12 bis -16°C)	
-22 bis -50	Prismen	Sektorplatten (-16 bis -22°C)	
		Prismen	

Abbildung 1.14: Die Eiskristallarten in Abhängigkeit von der Bildungstemperatur.

durch Koagulation extreme Ausmaße annehmen. Es entsteht dann *Hagel* mit einem Durchmesser von bis zu 10 cm.

- c) **Wachstum durch Adhäsion:** Die Eiskristalle können sich auch vergrößern, wenn sie im freien Fall mit anderen Kristallen zusammenstoßen und sich dabei verhaken oder aneinander kleben bleiben (*Adhäsion*). Voraussetzung ist, daß die Teilchen unterschiedliche Fallgeschwindigkeiten haben. Die Wahrscheinlichkeit für Kollisionen steigt an, sobald sich auf den Kristallen einige Wolkentropfen angelagert haben, denn dann erhöht sich die Fallgeschwindigkeit der Teilchen (Graupelkorn mit 1 mm Durchmesser  $\rightarrow 1 \text{ m s}^{-1}$ , Graupelkorn mit

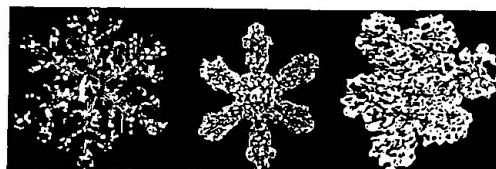


Abbildung 1.15: Zunehmende Vergraupelung von Schneesternen

4 mm Durchmesser  $\rightarrow 2,5 \text{ m s}^{-1}$ ). Ob die Teilchen nach einer Kollision zusammenbleiben oder nicht, hängt hauptsächlich von der Eiskristallart und von der Temperatur ab. Kompliziert aufgebaute Kristalle, wie z. B. dendritische Kristalle (Schneesterne mit vielen Verzweigungen), verhaken sich bei einer Kollision, während einfache Platten aneinander abprallen. Bei Temperaturen über  $-5^\circ\text{C}$  werden die Eisoberflächen "klebrig", weshalb in diesem Temperaturbereich die Adhäsion von Eisteilchen am häufigsten vorkommt.

## 1.6 Niederschlagsbildung in kalten Wolken

Berechnungen ergeben, daß eine hexagonale Platte, wenn sie durch Sublimation in gegenüber Wasser gesättigter Luft bei  $-5^\circ\text{C}$  anwächst, in 30 Min. eine Masse von höchstens  $7 \mu\text{g}$  (d.h. einen Durchmesser von ca. 1 mm) erreichen kann. Ist die Aufwindgeschwindigkeit der Luft kleiner als die Fallgeschwindigkeit des Eiskristalls (ca.  $0,3 \text{ m s}^{-1}$ ), kann sich der Eiskristall nicht mehr in der Wolke halten und fällt als kleiner Nieseltröpfchen mit einem Radius von ca.  $130 \mu\text{m}$  zu Boden, vorausgesetzt der Tröpfchen verdunstet nicht zwischen Wolkenbasis und Erdoberfläche. Ausschließlich durch Sublimation vergrößern sich die Eiskristalle demnach so langsam, daß keine großen Regentropfen entstehen können.

Anders als beim Wachstum durch Sublimation wachsen die Teilchen durch Koagulation und Adhäsion mit zunehmendem Radius immer schneller. Die gleiche hexagonale Platte wie oben kann sich daher innerhalb von 10 Min. zu einem kugelförmigen Graupelteilchen mit einem Durchmesser von 1 mm entwickeln. Ein Graupelkorn dieser Größe hat eine Dichte von  $100 \text{ kg m}^{-3}$  eine Fallgeschwindigkeit von  $1 \text{ m s}^{-1}$  und würde zu einem Tropfen mit einem Radius von ca.  $230 \mu\text{m}$  schmelzen. Der Durchmesser einer Schneeflocke kann sich durch Verhaken von mehreren Eiskristallen in 30 Min. von 1 mm auf 1 cm erhöhen, falls der Eisgehalt der Wolke  $1 \text{ g m}^{-3}$  beträgt. Eine solche Schneeflocke hat eine Masse von ca. 3 mg und eine Fallgeschwindigkeit von  $1 \text{ m s}^{-1}$ . Schmilzt der Schneekristall, entsteht ein Tropfen mit einem Radius von ca. 1 mm. Aus diesen Angaben folgt, daß Eiskristalle in Mischwolken, zuerst durch Sublimation von Wasserdampf und dann durch Koagulation und Adhäsion, innerhalb einer realistischen Zeitspanne (ca. 40 Min.) die Größe von Niederschlagsteilchen erreichen können. Diese Art der Niederschlagsbildung bezeichnet man als Bergeron-Findeisen-Prozeß. Abb. 1.16 zeigt die Niederschlagsbildung in warmen und kalten Wolken im Vergleich.

Radarmessungen bestätigen die Bedeutung der Eisphase bei der Entstehung von Niederschlag in kalten Wolken. Überstreicht der Radarstrahl eine vertikale Ebene, werden die Impulse besonders stark aus der Höhe reflektiert, in der die Eisteilchen zu schmelzen beginnen.

Die hohe Radarreflektivität schmelzender Eisteilchen wird durch den dünnen Wasserfilm verursacht, der die Oberfläche überzieht, sobald die Niederschlagsteilchen den warmen Teil der Wolke erreichen. Mit einem Doppler-Radar läßt sich nachweisen, daß sich die Fallgeschwindigkeit der Niederschlagsteilchen beim Übergang von

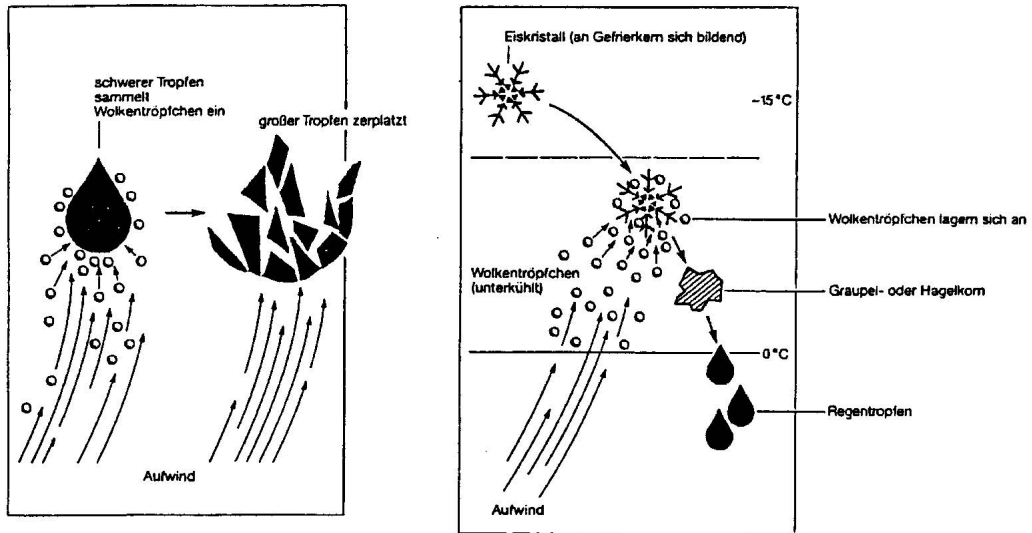


Abbildung 1.16: Links: Entstehung von Regentropfen in Wasserwolken durchh Kollision und Zusammenfließen grosser und kleiner Tröpfchen (Koaleszenz). Rechts: Entstehung von Regentropfen in Mischwolken (nach der Bergeron-Findeisen-Theorie).

Eiskristallen zu Regentropfen erhöht. In Abb. 1.17 sind die Fallgeschwindigkeiten in Abhängigkeit von der Höhe angegeben. In 2,2 km Höhe liegt in dieser Wolke die Übergangszone zwischen Eiskristallen und Tropfen. Darüber bestehen alle Teilchen aus Eis und haben eine mittlere Fallgeschwindigkeit von  $2 \text{ m s}^{-1}$ . Unter 2,2 km Höhe sind alle Eiskristalle zu Tropfen geschmolzen. Deren Fallgeschwindigkeit beträgt im Mittel  $7 \text{ m s}^{-1}$ .

Sehr kleine Tropfen, die wasserlösliche Aerosolteilchen in hoher Konzentration enthalten, können auf Grund des Lösungseffekts auch bei geringen Übersättigungen in einem stabilen Gleichgewicht mit der Umgebung stehen. Diese Tropfen sind für Entstehung von Dunst verantwortlich (s. Wallace und Hobbs S.163).

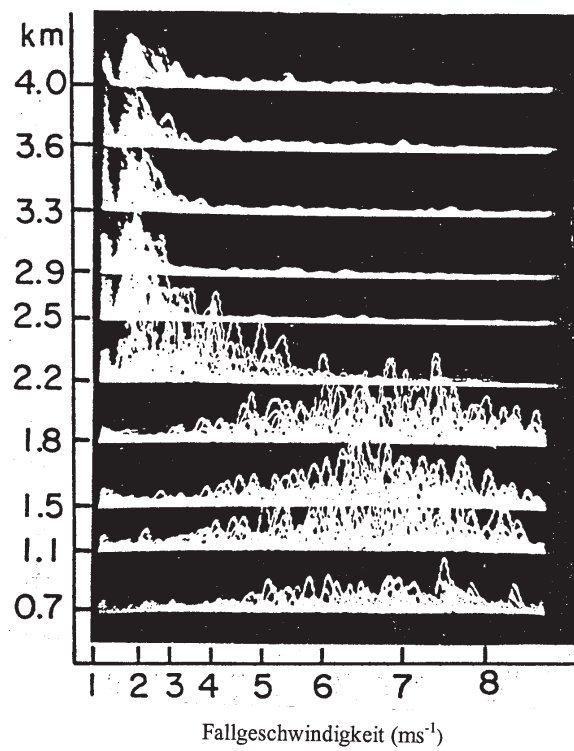


Abbildung 1.17: Die Spektren der Doppler-Fallgeschwindigkeiten für Niederschlags-  
teilchen in zehn verschiedenen Höhen.

# Kapitel 2

## Wolken und Gewitter

Besonders auffällig sind auf den Bildern von der Erde aus dem Weltraum die vielfältigen Bewölkungsmuster (in Form von Bändern, Wirbeln, Zellen usw.). Ungefähr die Hälfte der Erdoberfläche ist ständig mit Wolken bedeckt. Fast alle Wolken befinden sich unterhalb von 20 km Höhe. Nur zwei Wolkenarten, deren genaue Zusammensetzung jedoch unbekannt ist, kommen gelegentlich in größeren Höhen vor: Die *Perlmutterwolken* zwischen 20 km und 30 km Höhe und die *leuchtenden Nachtwolken* in etwa 80 km Höhe entstehen, wenn in der Stratosphäre bzw. Mesosphäre bei extrem tiefen Temperaturen der in geringen Konzentrationen vorhandene Wasserdampf auf Sublimationskernen gefriert.

Dieses Kapitel beginnt mit einem Überblick über die Wolkenklassifikation und die wichtigsten Wolkenbildungsprozesse. Danach werden die Konvektionswolken, Schichtwolken und orographischen Wolken näher beschrieben. In Abhängigkeit von der atmosphärischen Schichtung können aus Konvektionswolken verschiedene Arten von Gewittern entstehen. Wie sich im zweiten Teil des Kapitels zeigen wird, lassen sich Luftmassengewitter, Frontgewitter und konvektive Systeme unterscheiden.

### 2.1 Wolkenbildungsprozesse

Wolken entstehen durch Kondensation oder Sublimation von Wasserdampf in gegenüber Wasser oder Eis übersättigter Luft (vgl. Kapitel 7). Deshalb sind alle Prozesse, die zu einer Übersättigung des Wasserdampfes führen, Wolkenbildungsprozesse.

**a) Wolkenbildung durch adiabatische Abkühlung bei Hebung:** Am häufigsten kommt es zur Wasserdampfübersättigung, wenn sich aufsteigende Luft ausdehnt und dabei adiabatisch abkühlt. Es gibt drei Arten der Hebung, die zu verschiedenen Wolkenformen führen:

- Durch kleinräumiges Aufsteigen von warmen Luftpaketen auf Grund deren Auftriebskraft bilden sich bei *feuchtlabiler* Schichtung *Konvektionswolken*. Diese Wolken haben eine horizontale Ausdehnung zwischen 100 m und 10 km und

die Vertikalgeschwindigkeit der Luft beträgt in ihnen einige  $ms^{-1}$ . In vertikal mächtigen Konvektionswolken beobachtet man auch Vertikalgeschwindigkeiten bis über  $30 ms^{-1}$ . Der Wassergehalt der Wolkenluft (flüssig oder fest), der durch die Aufwinde entsteht, liegt meist in der Größenordnung von  $1gm^3$ , in Wolken mit starken Aufwinden können jedoch wesentlich größere Werte auftreten. Konvektionswolken haben eine Lebensdauer von Minuten bis Stunden.

- Ursache für die Bildung von *Schichtwolken* ist die Hebung von *stabil* geschichteter Luft. Schichtwolken kommen in allen Höhen zwischen der Erdoberfläche und der Tropopause vor und haben teilweise eine horizontale Ausdehnung von über 100 000 km. Die Vertikalgeschwindigkeit der Luft ist mit  $1 cm s^{-1}$  bis  $10 cm s^{-1}$  wesentlich kleiner als in Konvektionswolken. Der Wassergehalt beträgt in allgemeinen nur  $0,1gm^{-3}$  bis  $0,5gm^{-3}$ . Schichtwolken bleiben meist einen Tag lang bestehen.
- Die erzwungene Hebung von stabil geschichteter (feuchter) Luft führt beim überqueren von Hindernissen zur Entstehung von *orographischen Wolken*. Dabei wird die Wellenbewegung sichtbar, zu der die Luft durch die Orographie angeregt wird. Die Stärke der erzeugten Vertikalgeschwindigkeit hängt von der Geschwindigkeit und Richtung der Strömung gegen das Hindernis ab, von der Höhe der Barriere und von der Stabilität der Luftschichtung; es können bis zu einigen  $ms^{-1}$  erreicht werden. Der Wassergehalt in orographischen Wolken ist vergleichbar mit dem in Schichtwolken ( $0,1gm^{-3}$  bis  $0,5gm^{-3}$ ). Orographische Wolken lösen sich oft recht schnell wieder auf. Wenn die Luftströmung gegen ein Hindernis jedoch konstant ist, bleiben sie über längere Zeit bestehen.

Neben der adiabatischen Abkühlung in aufsteigender Luft gibt es noch weitere Prozesse, die eine Wasserdampfübersättigung bewirken können.

**b) Wolkenbildung durch diabatische Abkühlung:** Kommt die bodennahe Luft in Berührung mit einer kalten Oberfläche, kühlt sie sich unter Umständen so weit ab, daß die Temperatur bis zum Taupunkt sinkt. Die besten Beispiele dafür sind die Nebelbildung in wolkenlosen, windschwachen Nächten auf Grund der Strahlungsabkühlung der Erdoberfläche (*Strahlungsnebel*) und die Bildung von *Advекtionsnebel*, wenn warme Luft über kalten Untergrund (kalte Wasserfläche oder kaltes winterliches Festland) strömt. Durch die Bodenturbulenz kann die Abkühlung eine mehrere hundert Meter mächtige Schicht erfassen. Der Nebel liegt dann nicht am Boden auf, sondern erscheint als gleichförmig graue Schicht von tiefliegenden Stratuswolken, die oft nicht dicker als 300 m ist. Neben der Bodenabkühlung führt auch die Abkühlung durch Wärmeabstrahlung von Dunstschichten zur Wolkenbildung. Solche Dunstschichten, die sich häufig unterhalb einer Inversion befinden und aus Aerosolkernen und Wasserdampf bestehen, strahlen Wärme in die höheren, kälteren Schichten und in den Weltraum ab. Besonders nachts kühlen sie sich dadurch von oben her ab. Wenn der Taupunkt erreicht wird, bilden sich unter der Inversion ausgedehnte Wolkenfelder (Stratocumulus- oder Altocumuluswolken).

**c) Wolkenbildung durch Wasserdampfzunahme:** Wenn sehr kalte Luft über warmes Wasser fließt, so daß ein sehr starkes Taupunktgefälle zwischen der Wasseroberfläche und der Luft herrscht, verdunstet warmes Wasser in die kalte Luft. Dadurch kommt es unmittelbar über der Wasseroberfläche zur Übersättigung und zur Bildung von Nebeltröpfchen. Diese werden in der von unten erwärmten labilen Kaltluft aufwärts transportiert und verdunsten in der trockenen Umgebungsluft. Es entsteht der Eindruck einer rauchenden Wasseroberfläche (*Seerauch*). Im Binnenland kann man diese Nebelart über Bächen, Seen und feuchten Äckern bei einem Kälteeinbruch beobachten. Auf ähnliche Weise bilden sich Verdunstungswolken, wenn warmer Niederschlag aus höheren Schichten in kältere darunter fällt und verdunstet. Solche Verhältnisse findet man unter aufgleitender Warmluft, insbesondere im Winter in einer bodennahen Kaltluftschicht. Die plötzliche Zunahme von Wasserdampf ist auch die Ursache für die Entstehung der bekanntesten künstlichen Wolken, der *Kondensstreifen*. Die Flugzeuge stoßen heiße und mit Wasserdampf angereicherte Abgase in die kalte Umgebungsluft aus. Durch die starke Abkühlung ist der Wasserdampf schnell übersättigt und kondensiert bzw. sublimiert schlagartig. Beständig sind die Kondensstreifen bei Temperaturen unter  $-40^{\circ}\text{C}$ , d.h. in Flughöhen über 8 km bis 10 km, vorausgesetzt die Luft ist relativ feucht.

**d) Wolkenbildung durch adiabatische Abkühlung bei starkem Druckfall:** In Tornados und Wasserhosen herrscht auf engstem Raum ein sehr niedriger Druck. Die von außen einströmende Luft dehnt sich deshalb adiabatisch aus und kühlt sich ab, was zur Bildung von trichterförmigen Wolken (“Rüssel”) führt.

## 2.2 Die Wolkenklassifikation

Die heute verwendete Wolkenklassifikation, die 1803 von dem englischen Meteorologen Luke Howard (1772-1864) aufgestellt wurde, unterscheidet die Wolken nach ihren charakteristischen Erscheinungsformen und nach ihrer Höhenlage. Howard teilte die Wolken in vier Hauptklassen ein und gab ihnen lateinische Namen:

- *Cumulus* (lat. = Haufen) für Konvektionswolken,
- *Stratus* (lat. = ausgebreitet) für Schichtwolken,
- *Cirrus* (lat. = Haarlocke, Federbusch) für faserige Wolken und
- *Nimbus* (lat. = Regen) für Regenwolken.

Durch Kombination der Begriffe (z. B. Cirrostratus, Stratocumulus) werden die Hauptklassen weiter unterteilt. In der international gültigen Wolkenklassifikation verwendet man heute die Bezeichnung “Nimbo- oder -nimbus” nur als Zusatz für Wolken mit Niederschlag (z. B. Nimbostratus, Cumulonimbus). Mittelhohe Wolken erhalten die Vorsilbe “Alto-” (lat. altus = hoch, tief; z. B. Altostratus, Altocumulus).

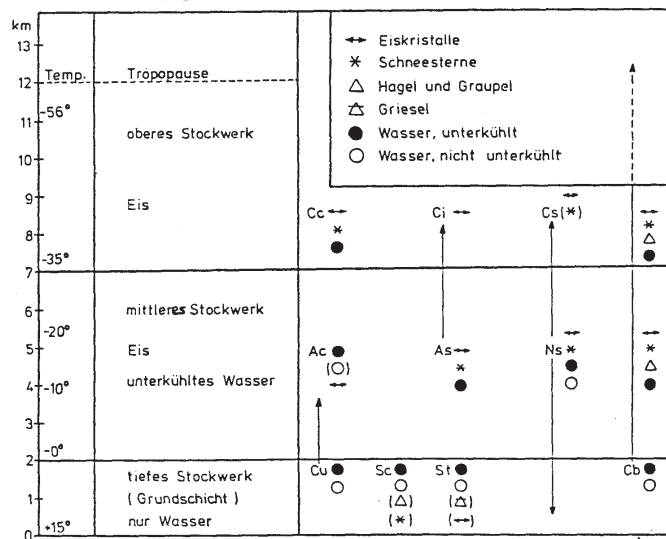


Abbildung 2.1: Temperatur- und Höhenbereiche der Wolkengattungen sowie Art der Wolkenbestandteile.

Die Wolkenklassifikation umfaßt in den drei verschiedenen Höhenbereichen, in denen die hohen, mittelhohen und tiefen Wolken vorkommen (*Wolkenstockwerke*), insgesamt zehn Hauptwolkentypen (*Wolkengattungen*) und zwar

- Cirrus (Ci), Cirrocumulus (Cc), Cirrostratus (Cs) (hohe Wolken zwischen 5 km und 13 km),
- Altocumulus (Ac), Altostratus (As), Nimbostratus (Ns) (mittelhohe Wolken zwischen 2 km und 7 km),
- Stratocumulus (Sc), Stratus (St), Cumulus (Cu), Cumulonimbus (Cb) (tiefe Wolken zwischen 0 km und 2 km)

Die Höhenangaben gelten für mittlere Breiten; je nach Jahreszeit und Luftmasse können sich Abweichungen ergeben. Wolken mit großer Vertikalbewegung erstrecken sich über mehrere Wolkenstockwerke. Die Cumuli reichen beispielsweise oft bis ins mittelhohe Niveau und die Cumulonimbuswolken bis ins obere Stockwerk (häufig bis zur Tropopause). Abb. 2.1 zeigt eine schematische Darstellung der Wolkenstockwerke mit den jeweiligen Wolkengattungen und den Wolkenbestandteilen.

Zur genaueren Kennzeichnung werden die Wolkengattungen nach mehreren Arten und Unterarten weiter unterschieden (s. Tab. 8.1.). Die *Wolkenart* bezeichnet im allgemeinen die äußere Form oder die Mächtigkeit bestimmter Gattungen näher (z. B. lenticularis = linsenförmig, castellanus = türmchenförmig). Die *Wolkenunterart*

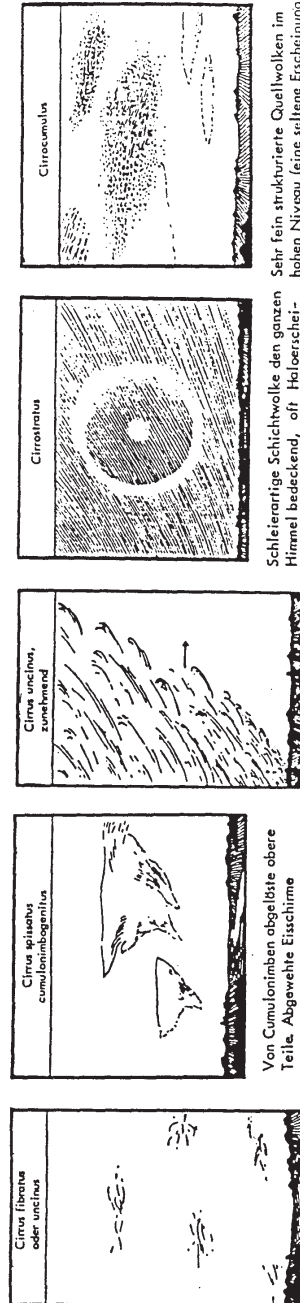


kennzeichnet die Form noch näher (z. B. undulatus = wellenförmig) oder gibt spezielle Eigenschaften an (z. B. translucidus = durchscheinend). Außerdem können noch bestimmte Sonderformen und Begleitwolken (z. B. incus = mit Amboß, mamma = mit beutelförmigen Auswüchsen an der Wolkenunterseite) gekennzeichnet werden. Eine ausführliche Beschreibung der Wolkenklassifikation findet sich im „Internationalen Wolkenatlas“ (herausgegeben von der Weltorganisation für Meteorologie, WMO), der auch charakteristische Wolkenbilder enthält. Empfehlenswert ist außerdem ein Blick in das Buch „Clouds of the World“ von Scorer (mit Wolkenbildern und physikalischen Erläuterungen) und in den „Wolkenatlas“ von de Bont.

HOHE WOLKEN 5 – 13 km

Gattungen: Cirrus, Cirrostratus, Cirrocumulus

Gattung	Art	Unterart	Sonderformen und Begleitwolken
Cirrus (C) isolierte Wolken, zarte Fäden, dichtere Flecken, weiß, faserig, seidiger Glanz	fibratus (fib) = faserig	intortus (in) = verflochten	mamma (mam) = mit beutelförmigen Auswüchsen
	uncinus (unc) = haken-, krallenförmig	radiatus (ra) = strahlenförmig	
	spissatus (spi) = dicht	verebriatus (ve) = gratenförmig	
	castellatus (cas) = türmchenförmig	duplicatus (du) = doppelschichtig	
Cirrocumulus (Cc) Flecken, Felder, Schichten, weiß, körnig geripelt	floccus (flo) = flockenförmig	undulatus (un) = wogenförmig	virga (vir) = mit Fallschneeflocken
	stratiformis (str) = schichtförmig	lacunosus (la) = durchlöchert	mamma (mam) = mit beutelförmigen Auswüchsen
	lenticularis (len) = linsen-, mandelförmig		
	castellanus (cas) = türmchenförmig		
Cirrostratus (Cs) weißlicher Schleier, faserig oder glatt	floccus (flo) = flockenförmig	duplicatus (du) = doppelschichtig	
	fibratus (fib) = faserig	undulatus (un) = wogenförmig	
	nebulosus (neb) = nebelartig		



Sehr fein strukturierte Quellwolken im hohen Nivou (eine seltene Erscheinung)

Schleierartige Schichtwolke den ganzen Himmel bedeckend, oft Haloerscheinungen bei Sonne und Mond

Aufziehende bzw. zunehmende meist hakenförmige Federwolken

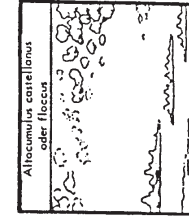
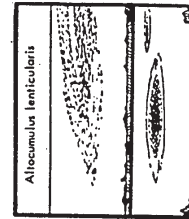
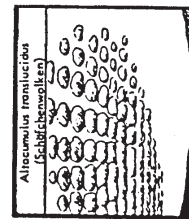
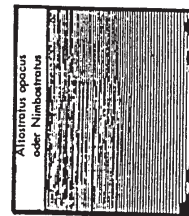
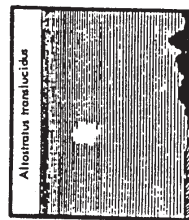
Feine, bisweilen hakenförmige Federwolken

Tab. 8.1 Wolkenklassifikation mit Beispielen

Abbildung 2.2: Wolkenklassifikation mit Beispielen

**MITTELHOHE WOLKEN**      2 – 7 km      Gattungen: *Alto cumulus*, *Altostratus*, *Nimbostratus*

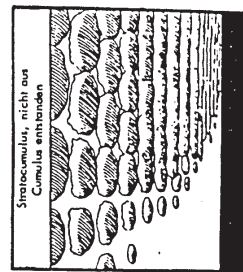
Gattung	Art	Unterart	Sonderformen und Begleitwolken
<i>Alto cumulus</i> (Ac) weißliche bis graue Flecken, Felder, Schichten, mosaikartig, wogenförmig, Eigenschatten	stratiformis (str) = schichtförmig lenticularis (len) = linsen-, mandelförmig castellanus (cas) = türmchenförmig floccus (flo) = flockenförmig	translucidus (tr) = durchscheinend perluucidus (pe) = durchsichtig (Lücken) opacus (op) = nicht durchscheinend duplicatus (du) = doppelschichtig undulatus (un) = wogenförmig radiatus (ra) = strahlenförmig lacunosus (la) = durchlöchert	virga (vir) = mit Fallstreifen mamma (mam) = mit beutelförmigen Auswüchsen
<i>Altostratus</i> (As) manchmal bläuliche, graue, einförmige Wolkenschicht		translucidus (tr) = durchscheinend opacus (op) = nicht durchscheinend duplicatus (du) = doppelschichtig undulatus (un) = wogenförmig radiatus (ra) = strahlenförmig	virga (vir) = mit Fallstreifen praecipitatio (pra) = mit Niederschlag pannus (pan) = mit Fetzen mamma (mam) = mit beutelförmigen Auswüchsen
<i>Nimbostratus</i> (Ns) graue bis dunkle Wolken			praecipitatio (pra) = mit Niederschlag virga (vir) = mit Fallstreifen pannus (pan) = mit Fetzen



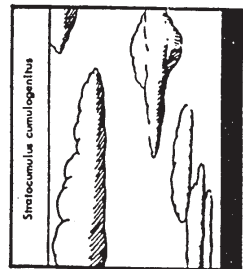
Dünne (schleierartige) Schichtwolken, Sonne und Mond schimmern durch  
 Dichte Schichtwolken, teilweise mit der Untergrenze bis zum Niveau der tiefen Wolken reichend (Nimbostratus)  
 Schichtwolken mit flachen Quellungen oft linsenförmig, auch in verschiedenen Niveaus auftretend, z. B. Föhnwolken  
 Quellwolken mit zinnen- und türmchen ähnlicher Form oder flockenartige Quellwolken, oft Gewittervorboten

TIEFE WOLKEN      0 – 2 km      Gattungen: *Cumulus*, *Cumulonimbus*, *Stratocumulus*, *Stratus*

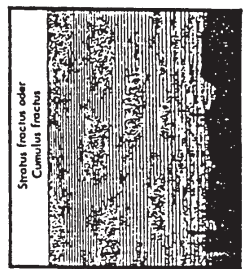
Gattung	Art	Unterart	Sonderformen und Begleitwolken
<i>Stratocumulus</i> (Sc) graue, teils weißliche Flecken, Felder, Schichten, mosaikartig, wogenförmig, Eigenschatten	stratiformis (str) = schichtförmig lenticularis (len) = linsen-, mandelförmig castellanus (cas) = türmchenförmig	translucidus (tr) = durchscheinend perlucidus (pe) = durchsichtig (Lücken) opacus (op) = nicht durchscheinend duplicatus (du) = doppelschichtig undulatus (un) = wogenförmig radiatus (ra) = strahlenförmig lacunosus (la) = durchlöchert	mamma (mam) = mit beutelförmigen Auswüchsen virga (vir) = mit Fallstreifen praecipitatio (pra) = mit Niederschlag
<i>Stratus</i> (St) durchweg graue, einförmige Schicht	nebulosus (neb) = nebelartig fractus (fra) = zerrissen	opacus (op) = nicht durchscheinend translucidus (tr) = durchscheinend undulatus (un) = wogenförmig radiatus (ra) = strahlenförmig	praecipitatio (pra) = mit Niederschlag
<i>Cumulus</i> (Cu) Einzelwolke mit Vertikalentwicklung, bei scharfen Rändern glänzend weiß, teils blumenkohlartig geformte Gipfel	humilis (hum) = wenig entwickelt mediocris (med) = mittelmäÙig congestus (con) = mächtig aufquellend fractus (fra) = zerrissen		pileus (pil) = mit Kappe velum (vel) = mit Schleier virga (vir) = mit Fallstreifen praecipitatio (pra) = mit Niederschlag arcus (arc) = mit Böenkragen pannus (pan) = mit Fetzen tuba (tu) = mit Wolkenschlauch
<i>Cumulonimbus</i> (Cb) vertikal sehr mächtige Wolke, Ränder schlierig, streifig; Gipfel glatt oder ausgefranst, gelegentlich amboßförmig ausgebildet; Basis dunkel, teils drohendes Aussehen	calvus (cal) = kahl (nicht faserig) capillatus (cap) = behaart (faserig)		praecipitatio (pra) = mit Niederschlag virga (vir) = mit Fallstreifen pannus (pan) = mit Fetzen incus (inc) = mit Amboß mamma (mam) = mit beutelförmigen Auswüchsen pileus (pil) = mit Kappe velum (vel) = mit Schleier arcus (arc) = mit Böenkragen tuba (tub) = mit Wolkenschlauch



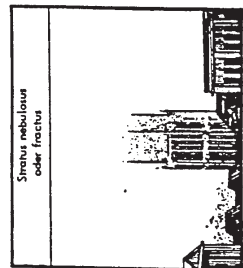
Schichtwolken mit mehr oder weniger deutlichen flachen Quellungen



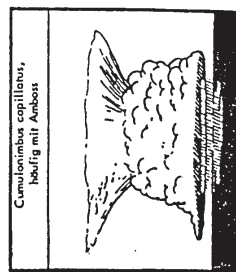
Aus Quellwolken entstandene, nicht einformige Schichtwolken



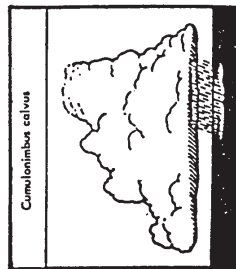
Feizenwolken bei schlechtem Wetter



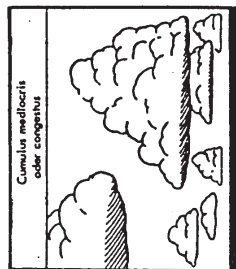
Meist einformige Schichtwolken, oft Hochnebel



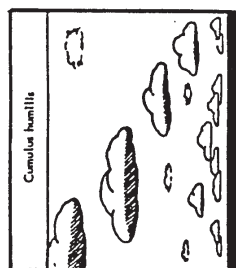
Schauer- und vor allem Gewitterwolken mit deutlichem Eisschirm



Schauer- und Gewitterquellwolken ohne deutlich erkennbaren Eisschirm



Aufgetürmte Quellwolken



Flache Quellwolken o. Feizenwolken, aber keine Schlechtwetterwolken

## 2.3 Konvektionswolken

Abb. 2.3 zeigt (leider in nicht allzu guter Bildqualität) verschiedene Entwicklungsstadien von Konvektionswolken. Die Fotos sind dem Buch von Wallace und Hobbs (Fig. 5.1 auf S. 219) entnommen. Auf dem ersten Bild (Abb. 2.3a) haben die Wolken eine einheitliche Untergrenze, was auf gute konvektive Durchmischung in den unteren Luftschichten hindeutet. Das Konvektionskondensationsniveau (KKN) liegt in diesem Fall überall in der gleichen Höhe. Solange die Wolken noch am Anfang ihrer Entwicklung stehen, lassen sich die einzelnen Quellungen an den Wolken gut unterscheiden.

Auffallend sind außerdem die scharfen Umrisse. Im Hintergrund ist vermutlich über besonders aufgeheiztem Untergrund eine mächtig aufgetürmte, blumenkohlähnliche Wolke (*Cumulus congestus*) entstanden. Die Wolken bestehen in diesem Entwicklungsstadium überwiegend aus Flüssigwasser, obwohl ein Teil der Wolken möglicherweise bis über die Nullgradgrenze reicht. Wenn die Auftriebskraft der in der Wolke aufsteigenden Luftpakete nachläßt, erscheinen die Wolkenränder nicht mehr scharf. Das "Ausfransen" von vertikal stark entwickelten Quellwolken hat häufig noch eine weitere Ursache: In übersättigter Wolkenluft wachsen die Eispartikel schneller als die Wassertropfen (s. Kapitel 7). Andererseits verdunsten in der untersättigten Luft knapp außerhalb der Wolke die Eisteilchen langsamer als die Wassertropfen, weil der Sättigungsdampfdruck über Eis kleiner ist als über unterkühltem Wasser mit derselben Temperatur. Im Mischungsgebiet von Wolkenluft und trockener Umgebungsluft halten sich daher die Eispartikel länger als die Wassertropfen; der Wolkenrand wird faserig. Am Beginn dieser sogenannten Vereisung steht die große Wolke in der Mitte von Abb. 2.3b. Der obere Teil breitet sich durch den Wind seitwärts aus und nimmt eine *Amboßform* an. Da in dieser Entwicklungsphase die Niederschlagsbildung beginnt, bezeichnet man eine solche Wolke als *Cumulonimbus*.

In Abb. 2.3c und 2.3d nimmt die Konzentration der Eispartikel besonders im rechten Teil der Cumulonimbuswolke zu, erkennbar am faserigen Wolkenrand. Gleichzeitig vergrößert sich der Amboß immer mehr. Während der weiteren Entwicklung wird der Eisschirm durch den mit der Höhe zunehmenden Wind in Windrichtung über die Wolke hinausgetragen (Abb. 2.3e). Der Oberteil der Wolke ist jetzt *vereist*, d. h. er besteht überwiegend aus Eispartikeln. Die Amboßwolke reicht offenbar bis zur Tropopause, wo die sehr stabile Luftschichtung das vertikale Wachstum beendet. Die Eisschirme von Cumulonimben (*Cirrus cumulonimbogenitus*) können sich daher nur horizontal ausbreiten und überdecken am Ende ihrer Entwicklung oft große Gebiete.

Die Höhen von weniger mächtigen Konvektionswolken werden vielfach durch stabile Schichten (Inversionen) in der unteren Troposphäre begrenzt. Breiten sich diese Wolken unterhalb der Inversion horizontal aus, entstehen Stratocumuluswolken. Sowohl die Eisschirme von Cumulonimben als auch die Stratocumuluswolken können die Aufheizung der Erdoberfläche stark abschwächen und deshalb die Bildung von neuen Konvektionswolken behindern.

Beobachtet man Konvektionswolken genauer, zeigt sich, daß sie aus mehreren einzelnen Haufen oder Türmen zusammengesetzt sind, deren Wachstum und Auflösung innerhalb von Minuten abläuft. Zahlreiche dieser Wolkentürme sind in Abb. 2.3 zu sehen. Sie werden alle durch aufsteigende Warmluftblasen (*Thermikelemente*) gebildet. Die Auftriebskraft der Luft in solchen Thermikelementen nützen Segelfluggpiloten und Vögel zum Höhengewinn. Der Übergang vom unsichtbaren Thermikelement zum Wolkenturm ist in Abb. 2.4 schematisch dargestellt.

Wenn ein Thermikelement aufsteigt, verdrängt es an dessen Oberseite die Umgebungsluft, während in die Schleppe unter dem Thermikelement Umgebungsluft von der Seite her nachströmt. In Abb. 2.4a sind die Luftbewegungen skizziert, die dabei

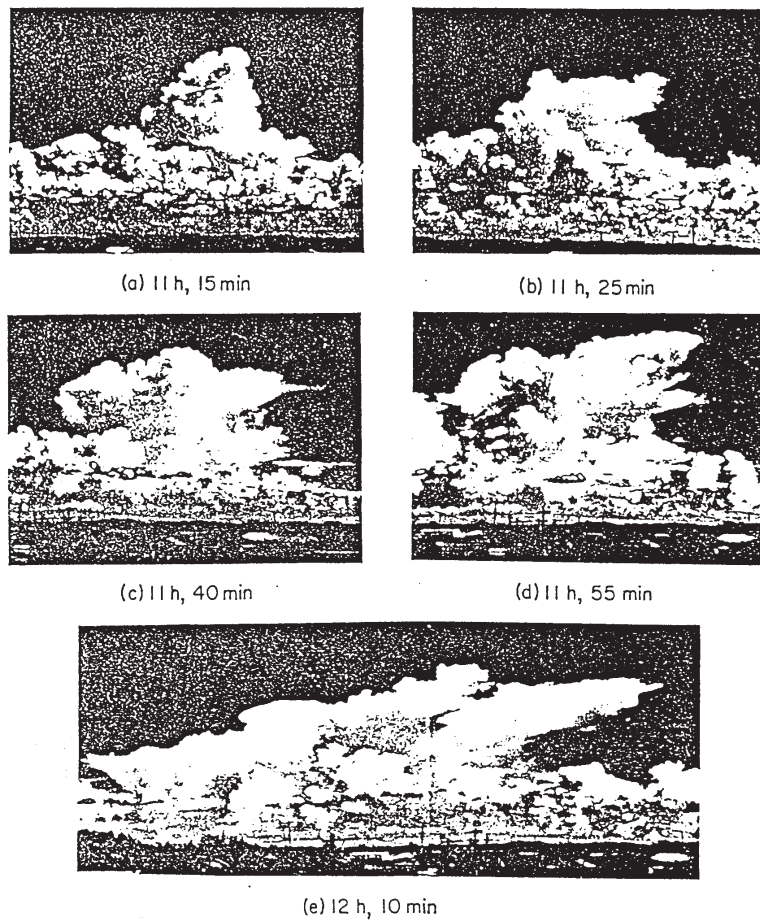


Abbildung 2.3: Die Fotos zeigen den Übergang eines Cumulus congestus zu einem Cumulonimbus während 55 Min.

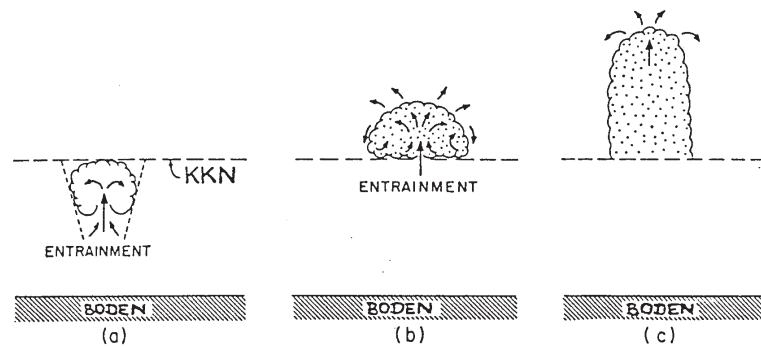


Abbildung 2.4: Ein Thermikelement in verschiedenen Entwicklungsstadien. Die Pfeile zeigen die Luftbewegungen an.

- Unterhalb des Konvektionskondensationsniveaus (KKN) nimmt der Durchmesser des aufsteigenden Thermikelements zu.
- über dem KKN wird das Thermikelement als Wolkenturm sichtbar. Es wächst nicht mehr weiter, weil die eingemischte Umgebungsluft die Auftriebskraft vermindert.
- Der Wolkenturm hat seine maximale Höhe erreicht. Danach fällt er langsam in sich zusammen und verdunstet. Eine Cumuluswolke besteht aus zahlreichen Thermikelementen in den verschiedenen Entwicklungsstadien.

Die Fotos zeigen den Übergang eines Cumulus congestus zu einem Cumulonimbus während 55 Min.



entstehen. Besonders im unteren Bereich des Thermikelements findet eine Mischung mit der Luft in der Umgebung statt. In geringem Maße trägt auch der kleinskalige turbulente Austausch durch die Seitenflächen und die Oberseite der Thermikblase zur Mischung bei. Eine Folge dieser *Mischung* (oft wird auch der englische Begriff "*Entrainment*" verwendet) ist, daß der Durchmesser aufsteigender Thermikblasen zunächst anwächst, wie die gestrichelten Linien in Abb. 2.4a andeuten. Dagegen vergrößert sich über dem KKN das Thermikelement (jetzt als kleiner Wolkenturm sichtbar) normalerweise nicht weiter (Abb. 2.3b, c). In der eingemischten kühlen und trockenen Luft verdunstet nämlich ein Teil der Wolkentropfen, weshalb sich die Luft in der (Wolken-) Thermikblase etwas stärker als feuchtadiabatisch abkühlt. Die Auftriebskraft wird daher immer kleiner und verschwindet schließlich ganz, wenn der Temperaturunterschied zur Umgebungsluft nicht mehr besteht. Zu diesem Zeitpunkt hat die Thermikblase eine Höhe über der Wolkenbasis erreicht, die ungefähr das Ein- einhalbfache ihres Durchmessers beträgt. Die Luft im Thermikelement ist bis dahin fast vollständig durch Umgebungsluft ersetzt.

Die Verdunstung an den Rändern der Wolken führt in der Umgebungsluft zu Abkühlung und Absinken. Thermikelemente können wegen der Abwinde über dem KKN nur innerhalb der Wolken aufsteigen. Cumuluswolken haben deshalb scharfe Umrisse. Absinkende Luftbewegungen beobachtet man jedoch nicht nur an den Wolkenrändern sondern im gesamten Bereich zwischen den Konvektionswolken. Durch dieses großflächige langsame Absinken wird die relativ starke (im Mittel) aufwärts gerichtete Bewegung der Luft in den Cumuluswolken kompensiert. Die mit dem Absinken verbundene Erwärmung und Abtrocknung unterdrückt das Aufsteigen von Thermikelementen im Gebiet zwischen den Wolken. Neue Thermikelemente nehmen daher häufig den gleichen Weg wie ihre Vorgänger und geben bereits bestehenden Wolken neue Nahrung. Da von jedem aufsteigendem Thermikelement etwas Feuchte zurückbleibt, wird die Verdunstung in den neuen Thermikelementen vermindert, d.h. deren Auftriebskraft schwächt sich langsamer ab. Angenommen ein Thermikelement läßt sich als kugelförmige Luftblase mit Radius  $b$  idealisieren. Außerdem soll  $b$  proportional zur Höhe des Thermikelements  $z$  sein, d.h.  $b = \alpha z$ , wobei  $\alpha$  eine Konstante ist. Dann ergibt sich für die Entrainmentrate  $E$ , definiert als relativer Massenzuwachs pro Zeiteinheit

$$\begin{aligned} E &= \frac{1}{m} \frac{dm}{dt} = \frac{1}{\frac{4}{3}\pi b^3 \rho} \frac{d}{dt} \left( \frac{4}{3}\pi b^3 \rho \right) \\ &= \frac{3}{b} \frac{db}{dt} = \frac{3\alpha}{b} \frac{dz}{dt} = \frac{3\alpha w}{b}, \end{aligned}$$

mit  $w = dz/dt$  als Vertikalgeschwindigkeit des Thermikelements und als (konstanter) Luftdichte. Es folgt, daß  $E$  zu  $w$  direkt proportional und zu  $b$  umgekehrt proportional ist. Die Mikrostruktur von Konvektionswolken läßt sich beispielsweise mittels Flugzeugmessungen untersuchen. Abb. 2.5 zeigt die beim Flug durch eine Cumuluswolke gemessene Aufwindgeschwindigkeit, den Flüssigwassergehalt und die Tropfenspektren. Die Cumuluswolke hatte eine relativ geringe vertikale Mächtigkeit von 2 km und aus der Wolke fiel kein Niederschlag. Innerhalb der Wolke ist die Luftbewegung fast überall nach oben gerichtet. Im Gegensatz dazu sinkt die Luft in der

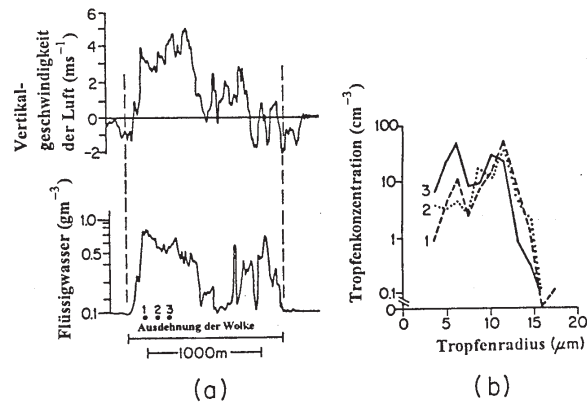


Abbildung 2.5: (a) Vertikalgeschwindigkeit, Flüssigwassergehalt und (b) Größenverteilung der Tropfen in der Mitte einer mächtigen Cumuluswolke. Die in (a) eingezeichneten Punkte 1,2,3 geben die Meßorte der in (b) dargestellten Tropfenspektren an.

Umgebung der Wolke ab.

Hoher Flüssigwassergehalt (Werte bis ca.  $1 \text{ g m}^{-3}$  wurden gemessen) ist im allgemeinen mit hoher Aufwindgeschwindigkeit verbunden. Aus dem Teil der Wolke mit nahezu einheitlich hohen Werten von Aufwindgeschwindigkeit und Flüssigwassergehalt (ungefähr 100 m vom Wolkenrand entfernt) stammen die drei Tropfenspektren. Sie unterscheiden sich kaum und zeigen zwei Maxima der Tropfenkonzentration bei Tropfenradien von ungefähr  $6 \mu\text{m}$  bzw.  $11 \mu\text{m}$ . Eine solche Verteilung beobachtet man am häufigsten, wenn sich die Wolke in labil geschichteter Umgebung bildet. Man glaubt daher, daß die Tropfenverteilung eine Folge der Mischung von Wolkenluft und trockener Umgebungsluft ist.

In größeren Konvektionswolken (z. B. Cumulus congestus oder Cumulonimbus) werden Aufwindgeschwindigkeiten von  $30 \text{ m s}^{-1}$  gemessen. Der Flüssigwassergehalt erreicht dann einige  $\text{g m}^{-3}$  (Werte von  $20 \text{ g m}^{-3}$  wurden in Hagelwolken festgestellt) bei einer Tropfenkonzentration von einigen hundert pro  $\text{cm}^3$ .

Unter bestimmten Voraussetzungen können sich Wolken auch von oben nach unten entwickeln. So bilden sich an der Unterseite von Amboßwolken oft hängende, beutelförmige Quellformen (Cumulonimbus *mamma*; vgl. Wallace und Hobbs, Fig. 5.4, S. 222). Auf diese Weise werden die Abwinde sichtbar, die entstehen, wenn fallende Niederschlagsteilchen Luft aus der Wolke mitreißen. Eine weitere Ursache für die Abwinde ist die Verdunstung der Niederschlagsteilchen unterhalb der Wolkenbasis, wodurch die Luft dort kälter und schwerer wird.

## 2.4 Schichtwolken

Die Bildung von Schichtwolken ist in den meisten Fällen die Folge der großräumigen Hebungsprozesse bei der Entstehung von Tiefdruckgebieten. Manchmal können Schichtwolken auch durch die Hebung von Nebel (Bildung von Hochnebel, Stratus) oder durch die Ausbreitung von Cumuluswolken in der feuchten Schicht unterhalb einer Inversion (Bildung von Stratocumulus) verursacht werden.

Der Durchzug einer Warmfront bietet eine gute Gelegenheit, Schichtwolken in verschiedenen Entwicklungsstadien zu beobachten (Abb. 2.6). Auf der Vorderseite der Bodenwarmfront gleitet die Luft des Warmsektors langsam auf die darunterliegende kühlere Luft auf. Dabei entstehen Schichtwolken, die mit Frontannäherung immer mächtiger werden und deren Untergrenze immer weiter absinkt. Erstes Anzeichen der Warmfront ist der Aufzug von sehr hohen *Cirruswolken* (in ca. 9 km Höhe; meist aus Westen). Sie bestehen aus Eisteilchen, die eine Größe von mehreren Millimetern erreichen können, aber nur in niedrigen Teilchenkonzentrationen vorkommen (ca.  $0,1 \text{ cm}^{-3}$ ). Weil die Eispartikel vergleichsweise groß sind und weil der Sättigungsdampfdruck über Eis relativ klein ist, fallen die Eispartikel aus den Cirren häufig mehr als 1 km weit, ehe sie verdunsten. Die fallenden Eisteilchen sieht man als dünne streifenförmige Wolken, die an der Unterseite der Cirren (oder anderer Wolken) vertikal oder schräg herabhängen (*Fallstreifen*, lat. *virga*; s. Wallace und Hobbs, S. 224, Fig. 5.6). Durch den Einfluß der vertikalen Windscherung entsteht das charakteristische hakenförmige oder kommaähnliche Aussehen der Fallstreifen.

Rückt die Warmfront näher heran, gehen die einzelnen Cirren in einen dünnen weißlichen Wolkenschleier (*Cirrostratus*) über. Um Sonne und Mond bilden sich die für Eiswolken typischen Haloerscheinungen (z. B. farbige Ringe, Nebensonne). Allmählich, d.h. während einiger Stunden, wird die Wolkendecke dicker und gleichmäßig grau; Sonne und Mond scheinen nur anfangs noch als blasse Scheibe durch. Die Eiskristallschicht kann eine Dicke von 2 km bis 3 km erreichen und eine Fläche von einigen hunderttausend

Quadratkilometern überdecken. In diesem Stadium nennt man die Wolke *Altostratus*. Mit zunehmender vertikaler Ausdehnung des Altostratus - die Wolkenuntergrenze sinkt bis in die Höhe der tiefen Wolken ab - kommt es durch das weitere Anwachsen der Wolkentropfen zur Niederschlagsbildung. Die Wolke wird jetzt als *Nimbostratus* bezeichnet. Der Nimbostratus erstreckt sich oft nicht lückenlos bis zur oberen Troposphäre; es gibt normalerweise viele verschiedene Wolkenschichten. Eispartikel aus den hohen Wolken können auf dem Weg durch tiefere Wolken zu Schneeflocken wachsen. Bei Temperaturen über  $0^\circ\text{C}$  schmelzen die Schneeflocken und erreichen den Boden dann als Regen.

Die Cirrostratus- und Altostratusbewölkung zu Beginn des Wolkenaufzuges unterdrückt die Bildung von Wolken in niedrigen Niveaus, weil mit der Sonneneinstrahlung auch die Bodenerwärmung und damit der Auftrieb der Thermikelemente reduziert wird. Bei Niederschlagsbeginn wird jedoch die Luft unterhalb der Wolkenbasis durch die Verdunstung des Regens so feucht, daß häufig in nur 100 m Höhe

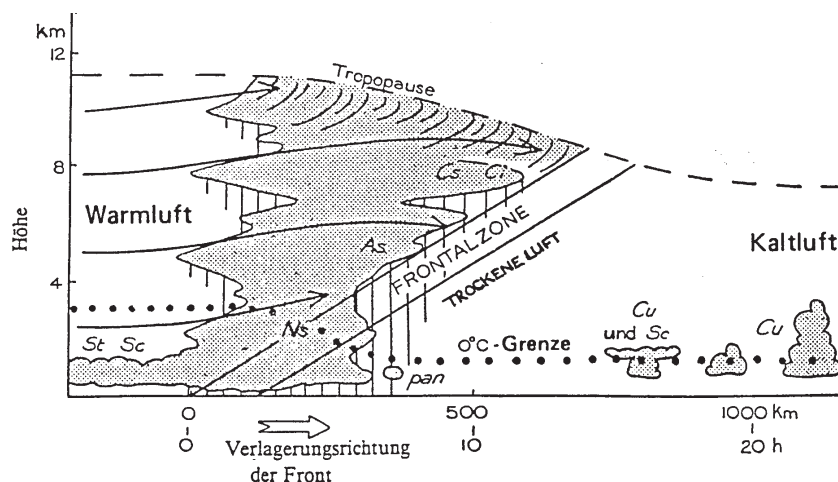


Abbildung 2.6: Querschnitt durch eine Warmfront; an der Abszisse ist die Entfernung von der Bodenfront und die Zeitdauer bis zum Frontdurchgang aufgetragen (vorausgesetzt die Front verlagert sich mit der konstanten Geschwindigkeit von 50 km/h).

fetzenförmige Wolken entstehen (lat. *pannus* = mit Fetzen).

Der Flüssigwassergehalt von Nebel und warmen Schichtwolken, wie z. B. Stratus, ist über große horizontale Flächen relativ einheitlich. Im allgemeinen beträgt der Flüssigwassergehalt ca.  $0,1 \text{ gm}^{-3}$ . Abb. 2.7 zeigt vier Tropfenspektren, die im Nebel gemessen wurden. Der Nebel bildete sich zuerst über Wasser und zog dann landeinwärts.

Der Tropfenradius liegt zwischen einigen  $\mu\text{m}$  und  $30\text{-}40 \mu\text{m}$ , der Flüssigwassergehalt zwischen  $0,05 \text{ g m}^{-3}$  und  $0,1 \text{ g m}^{-3}$ . Im Durchschnitt beträgt der Tropfenradius im Nebel und in nichtregnenden Stratuswolken ungefähr  $15 \mu\text{m}$ , wobei die mittlere Tropfengröße in den Wolken mit der Höhe zunimmt.

Es gibt noch andere Wolkengattungen, die zur Gruppe der Schichtwolken gehören. Es sind dies *Cirrocumulus*, *Alto cumulus* und *Stratocumulus*. Man erklärt sich das Aufbrechen der Schichtwolken in cumulusartige und/oder wellenförmige Elemente durch bestimmte regelmäßig angeordnete Luftbewegungen.

Die cumulusartigen Elemente, z. B. in Cirrocumuluswolken (s. Wallace und Hobbs, S. 229, Fig. 5.12), stehen mit der Bildung von kleinen Konvektionszellen innerhalb der Wolkenschicht in Zusammenhang. Diese Konvektionszellen entstehen, wenn die Wolkenbasis durch die langwellige (Wärme-) Abstrahlung der Erdoberfläche erwärmt wird und sich gleichzeitig die Oberseite der Wolke durch die Abstrahlung in den Welt- raum abkühlt.

Konvektive Bewegungen dieses Typs wurden in Laborexperimenten untersucht. Man benutzt dazu eine Flüssigkeit der Tiefe  $d$ , deren Dichte konstant sein soll. In der

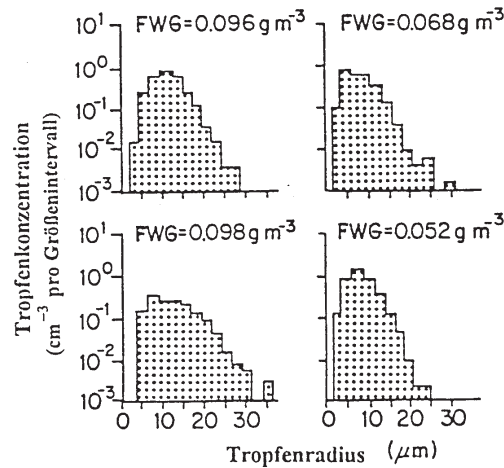


Abbildung 2.7: Größenverteilung der Tropfen im Nebel (die vier Messungen stammen aus Falmouth, Massachusetts); angegeben ist außerdem der jeweils gemessene Flüssigwassergehalt (FWG).

Flüssigkeit wird dann eine instabile Temperaturschichtung aufgebaut, beispielsweise durch Erwärmung von unten her.

Der englische Wissenschaftler Lord Rayleigh zeigte, daß es für ein bestimmtes  $d$  ab einer kritischen Temperaturdifferenz in der Schicht zu zellularen Bewegungen kommt (*Rayleigh-Konvektion*). Die Konvektionszellen bezeichnet man nach dem französischen Physiker H. Benard als *Benard-Zellen*.

Wird die Flüssigkeit am Boden erwärmt und herrscht in ihr außerdem eine mit der Höhe zunehmende horizontale Strömung (d.h. eine vertikale Scherung), können die klassischen Benard-Zellen zusammenbrechen. Es bilden sich dann lange, walzenähnliche Zirkulationen, orientiert in Richtung des Schervektors (d.h. in Richtung des Differenzvektors der Geschwindigkeitsvektoren benachbarter Flüssigkeitsschichten). In der Atmosphäre verursacht diese Zirkulationsform die Aufreihung der Wolken in langen Linien (*Wolkenstraßen*). Die Bildung von Wolkenstraßen aus Cumulus- oder Stratocumuluswolken beobachtet man am häufigsten bei starkem Wind ( $\geq 6 \text{ m s}^{-1}$  am Boden) und trockenadiabatischer Schichtung unterhalb der Wolkenbasis. Die Wolken reihen sich nahezu parallel zur Windrichtung auf, die im allgemeinen nur wenig von der Richtung der Windscherung abweicht. Der horizontale Abstand zwischen den Wolken liegt in der Größenordnung von 10 km und steht zur Höhe der konvektiven Schicht im Verhältnis von ungefähr 10:1.

Wellenähnliche Luftbewegungen können auch in einer stabil geschichteten Atmosphäre entstehen, wenn die vertikale Windscherung einen kritischen Wert überschreitet. Bei genügend hoher Feuchte bilden sich senkrecht zur Richtung der Windsche-

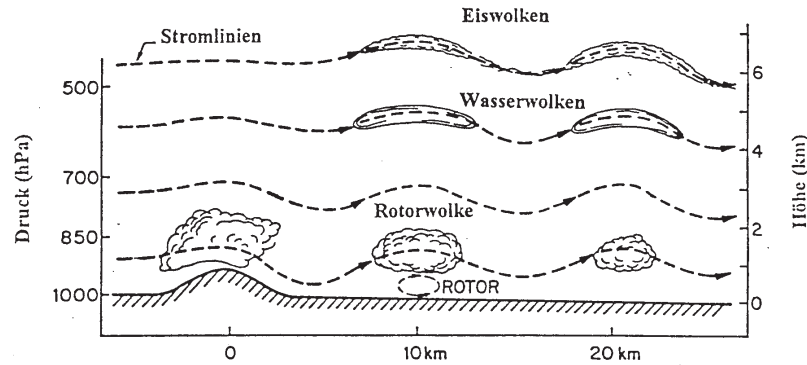


Abbildung 2.8: Überströmung eines Hindernisses, Bildung von Leewellen und orographischen Wolken.

rung *wogenförmige Wolken* (vor allem in Altocumulus- und Cirrocumuluswolken). In wolkenfreier Luft kann man die Wellenbewegung mit einem Radargerät nachweisen, das auf die Änderungen des Brechungsindex der Luft (eine Folge der Dichteschwankungen) anspricht. Unter bestimmten Bedingungen brechen sich die Luftwellen wie Wasserwellen. Dabei entstehen turbulente Bewegungen, die oft nicht durch Wolken gekennzeichnet sind (*Clear-air-Turbulenz*). Die auftretenden Vertikalbeschleunigungen können so hoch sein, daß Flugzeuge gefährdet werden. Da die Physiker Kelvin und Helmholtz als erste die bei großer Scherung ausgelösten Wellenbewegungen untersuchten, spricht man in diesem Zusammenhang von *Kelvin-Helmholtz-Wellen*.

## 2.5 Orographische Wolken

Orographische Wolken entwickeln sich je nach Luftschichtung in verschiedenen Formen und Höhen, wenn die Luft über ein Hindernis (Hügel, Bergkette) strömt. Ist die Schichtung feuchtlabil oder beinahe feuchtlabil, wird die Luft durch die Hebung weiter labilisiert. Auf der Luvseite (d.h. der dem Wind zugewandten Seite des Hindernisses) bilden sich dann Wolken vom Cumulus- oder Cumulonimbustyp, mit oder ohne Niederschlag. Auf der Leeseite (d.h. der dem Wind abgewandten Seite des Hindernisses) erfolgt in der absinkenden Luft Wolkenauflösung.

Bei stabiler Schichtung verursacht die Überströmung eines Hindernisses eine gleichmäßige Hebung der Luft in einer sehr mächtigen Schicht, die sogar Teile der Stratosphäre erfassen kann. Auf der Leeseite entstehen interne stehende Wellen. Da bei diesen Wellen die Schwerkraft als rücktreibende Kraft wirkt, bezeichnet man sie als Schwerkwellen. Wird die Luft in den Wellen über das Hebungskondensationsniveau gehoben, kommt es zur Wolkenbildung.

Die erste Welle in den Stromlinien bildet sich direkt über der Bergkette (s. Abb. 2.8). Die Wolkenbasis ist auf der Leeseite des Berges höher als auf der Luvseite, wenn aus der Wolke Niederschlag fällt. Mit dem Niederschlag wird nämlich Feuchte aus der Luft entfernt. Sind in der Luft abwechselnd trockene und feuchte Schichten enthalten, entstehen über dem Berg mehrere orographische Wolken in verschiedenen Niveaus. Das Aufsteigen bzw. Absinken der Luft an Hindernissen hat wichtige Auswirkungen auf die Bewölkungs- und Niederschlagsverhältnisse. Besonders deutlich wird dies dort, wo feuchte Meeresluft über küstennahe Gebirge strömt (z. B. Kaskadengebirge und Sierra Nevada im Westteil der USA, neuseeländische Alpen). Während sich auf der Luvseite verstärkt Wolken bilden und hohe Niederschlagsmengen auftreten, lösen sich im Lee die Wolken in der absinkenden Luft auf und es fällt zum Teil so wenig Niederschlag, daß Trockengebiete entstanden sind (z. B. Steppe und Wüste im Lee der Sierra Nevada).

Bei geeigneter atmosphärischer Schichtung nimmt die Amplitude der Schwerkwellen nur langsam mit der Entfernung vom Hindernis ab. In den Stromlinien zeigt sich dies in einer ganzen Reihe von Schwingungen (*Leewellen*). Wie in Abb. 2.8 angedeutet ist, bilden sich in den Wellenbergen durch Hebung Wolken in verschiedenen Höhen.

In der Troposphäre liegt die Wellenlänge im allgemeinen zwischen 5 km und 25 km; manchmal werden mehr als sechs aufeinanderfolgende Wellen beobachtet. Die Leewellenwolken sind stationär und wandern nicht, obwohl sie von der Luft mit der Geschwindigkeit des Höhenwindes durchströmt werden. Die Wolke setzt sich ständig aus neuen Wolkentropfen zusammen, die sich beim Eintritt in die Wolke im aufwärts gerichteten Ast der Leewelle immer wieder neu bilden und beim Austritt aus der Wolke im absteigenden Teil der Welle verdunsten. Leewellenwolken haben häufig ein linsenförmiges Aussehen und erhalten daher zum Wolkennamen den Zusatz *lenticularis* (z. B. *Alto cumulus lenticularis*). Wie sich im letzten Abschnitt zeigte, können bei stabiler Schichtung linsen- oder wogenförmige Wolken nicht nur an orographischen Hindernissen sondern auch bei hoher vertikaler Windscherung entstehen.

Untersuchungen der Leewellenbildung haben ergeben, daß die Vertikalprofile von Wind und Temperatur sowie die Form des überströmten Berges eine wichtige Rolle spielen. Die Amplitude der Leewellen ist um so größer, je mehr die Windgeschwindigkeit mit der Höhe zunimmt und die vertikale Stabilität zwischen der unteren und der oberen Troposphäre abnimmt. Besonders geeignet für die Entstehung von Leewellen ist die mit einer Inversion verbundene stabile Schicht, die als "Wellenleiter" wirkt.

## 2.6 Luftmassengewitter

Über den relativ warmen und feuchten Gebieten der Erde entstehen aus Cumuluswolken häufig Gewitter, die einen wichtigen Beitrag zur Gesamtregenmenge liefern. Zahlreiche Gewitter gibt es in den feuchten Regionen der Tropen und im Sommer über den Kontinenten in mittleren Breiten, wenn warme maritime Luftmassen herangeführt werden. Beispielsweise bilden sich in Bayern Gewitter im Sommer bevorzugt

bei einer warmen und feuchten südlichen oder südwestlichen Luftströmung. Diese lokalen Sommergewitter nennt man *Luftmassengewitter*, um sie von den Gewittersystemen mit größerer Ausdehnung in Verbindung mit synoptischen Störungen (z. B. Kaltfronten) zu unterscheiden (näheres dazu in den nächsten Abschnitten). Zu den Luftmassengewittern gehören Wärmegewitter und orographische Gewitter. *Wärmegewitter* entstehen durch Aufheizung einer feuchtwarmen Luftmasse von der Erdoberfläche her und sind überwiegend im Sommer am Nachmittag und Abend zu beobachten. Während bei Wärmegewittern die Wolkenbildung durch aufsteigende Thermikelemente ausgelöst wird, haben *orographische Gewitter* ihre Ursache in der erzwungenen Hebung bei Überströmung eines Hindernisses. Sie sind ortsgebunden, da nur am Gebirge das Hebungskondensationsniveau erreicht wird. Manchmal werden Wärmegewitter, die sich infolge der günstigen Einstrahlungsbedingungen an Gebirgshängen entwickeln, ebenfalls als orographische Gewitter bezeichnet.

Die Erforschung der Luftmassengewitter war das Ziel einer großen Meßkampagne Ende der 40er Jahre. Für das sogenannte "Thunderstorm Project" wurden zahlreiche Messungen in Gewittern über Florida und Ohio durchgeführt. Das aus den Daten gewonnene idealisierte Modell einer Gewitterzelle zeigt Abb. 2.9. Die meisten Luftmassengewitter bestehen aus mehreren solchen Zellen, die sich der Reihe nach aufbauen und auflösen. Jede Zelle hat eine Lebensdauer von ungefähr einer halben Stunde. Im Lebenszyklus einer Gewitterzelle unterscheidet man drei Entwicklungsstadien.

Im *Cumulusstadium* (Abb. 2.9a) ist das Innere der Zelle wärmer als die Umgebung. Deshalb wirken in der ganzen Wolke auf die Luft Auftriebskräfte, d.h. es herrscht überall Aufwind. Die Aufwindgeschwindigkeit nimmt innerhalb der Wolke mit der Höhe zu und es strömen infolge des Entrainments beträchtliche Luftmengen durch die seitlichen Begrenzungen ein. Der Gipfel der Wolke bewegt sich mit einer Geschwindigkeit von ungefähr 10 ms nach oben. Wegen der großen Aufwindgeschwindigkeiten können unterkühlte Wolkentropfen noch deutlich über der Nullgradgrenze vorkommen (was für Flugzeuge Vereisungsgefahr bedeutet).

Für das *Reifestadium* (Abb. 2.9b) ist eine Zweiteilung der Wolke in einen Aufwindsektor (updraught) und einen Abwindsektor (downdraught) charakteristisch. In der Wolke entstehen starke Abwinde dort, wo am meisten Regen fällt, denn auf Grund der Reibungskräfte wird die Luft von den Regentropfen mitgerissen. Man kann zeigen, daß die abwärts gerichteten Kräfte nicht von der Fallgeschwindigkeit der Tropfen abhängen, sondern allein vom Gewicht der Tropfen bestimmt werden.

Die in die Abwindzone eingemischte trockene Umgebungsluft (am rechten Rand der Wolke in Abb. 2.9b) sowie die Luft unterhalb der Wolkenbasis wird durch die Verdunstung des fallenden Niederschlags gekühlt. Die dabei entstehenden Kaltluftkörper sinken beschleunigt ab, weshalb die Verdunstungsabkühlung die Abwinde beträchtlich verstärken kann.

Im Reifestadium gibt es (wie im Cumulusstadium) in der Aufwindzone bei Temperaturen weit unter 0° C noch unterkühlte Tropfen. In der Abwindzone findet man dagegen Schneeflocken und Hagelkörner auch unterhalb der Nullgradgrenze. Am größten sind die Vertikalgeschwindigkeiten in der Mitte der Wolke. über die-



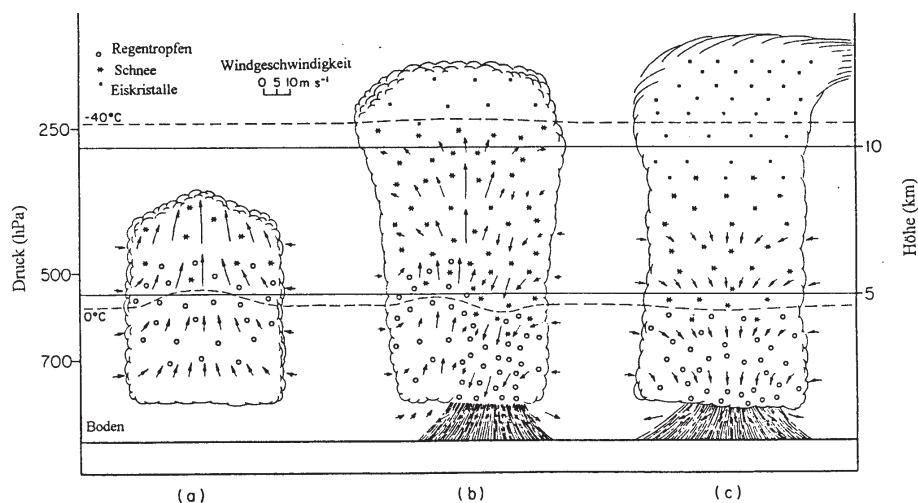


Abbildung 2.9: Entwicklungsstadien einer Gewitterzelle in einem Luftmassengewitter: (a) Cumulusstadium, (b) Reifestadium, (c) Auflösungsstadium (die Daten stammen aus dem Thunderstorm Project). Der horizontale Maßstab ist im Verhältnis zum vertikalen Maßstab um 30% gestaucht.

sem Niveau strömt die Luft seitlich aus (“Detrainment”). Der obere Teil der Wolke erreicht im Reifestadium die Tropopause und beginnt auseinanderzuffließen.

Sobald Niederschlag aus der ganzen Wolke fällt, dehnt sich auch der Abwindsektor aus. Die Gewitterzelle befindet sich im *Auflösungsstadium* (Abb. 2.9c), wenn sich die Abwinde über den ganzen unteren Teil der Wolke ausgebreitet haben. Die Wolkentropfen erhalten dann keinen Wasserdampfnachschub mehr aus der übersättigten Aufwindluft und wachsen daher nicht mehr weiter. In der Folge klingt der Niederschlag ab und die Wolkenreste verdunsten.

Aus den durch das Thunderstorm Project gewonnenen Daten ergibt sich, daß nur ca. 20% des in der aufsteigenden Wolkenluft kondensierten Wasserdampfs die Erdoberfläche in Form von Niederschlag erreicht. Der übrige Teil verdunstet in der Abwindzone oder bleibt in den Wolkenresten zurück, deren Wasserdampf in die Umgebungsluft verdunstet. Zu den Resten einer Gewitterwolke gehören auch große Felder von durch Ausbreitung der Amboßwolke entstandenen Cirren.

Die Gewitterzellen in Luftmassengewittern sind kurzlebig. Es entstehen selten starke Winde oder Hagel, weil in den Zellen ein “Selbsterstörungsmechanismus” abläuft. Dieser Mechanismus beginnt mit der Bildung der Abwindzone bei einsetzendem Niederschlag, denn ohne vertikale Windscherung ist damit die Zerstörung der Aufwinde verbunden, die für das Wachstum der Niederschlagsteilchen verantwortlich sind. Es gibt also für die Wolke keine Möglichkeit, den Niederschlag loszuwerden, ohne sich dabei selbst zu zerstören.

Die Elektrisierungsprozesse in Gewitterwolken sowie Blitz und Donner werden

im Rahmen dieser Vorlesung nicht behandelt (s. Wallace und Hobbs Kapitel 4.6, S. 202ff oder DWD-Leitfaden Nr. 1 “Allgemeine Meteorologie”, S. 112ff).

## 2.7 Frontgewitter

Frontgewitter entstehen, wenn die an einer Front aufgleitende Warmluft feuchtlabil oder latent labil geschichtet ist. Ihre Auslösung erfolgt also nicht wie bei Luftmassengewittern durch Labilisierung auf Grund starker Erwärmung der Luft vom Boden her. Frontgewitter sind deshalb an keine Tages- oder Jahreszeit gebunden, jedoch wird ihre Intensität von diesen beeinflusst. Typisch für alle Frontgewitter ist ihre wesentlich größere Ausdehnung im Vergleich zu den Wärmegewittern. Senkrecht zur Front sind 10 km bis 20 km und entlang der Front Ausdehnungen bis zu mehreren 100 km beobachtet worden.

Grundsätzlich können sich Frontgewitter an jeder Frontart bilden. Es gibt aber wesentlich mehr Kaltfrontgewitter als *Warmfrontgewitter*, weil der Entwicklung von Gewittern an Warmfronten normalerweise die stabile Schichtung (Aufgleiten von Warmluft über kälterer Luft) entgegensteht. Warmfrontgewitter können sich nur dann bilden, wenn die aufgleitende Warmluft schon vorher labil geschichtet war. Am bekanntesten sind Warmfrontgewitter in den USA, wo sie häufiger beim Vorstoß von sehr warmer und feuchter Luft aus dem Golf von Mexiko in den Südstaaten auftreten. In Mitteleuropa kommen sie am ehesten bei der Zufuhr von Mittelmeerwarmluft aus südöstlichen Richtungen vor.

*Kaltfrontgewitter* sind im allgemeinen schwerer als Warmfrontgewitter, weil die vorgelagerte Warmluft durch die hinter der relativ steilen Frontfläche vorstoßende Kaltluft kräftig und rasch gehoben wird. Außerdem kann ein Voreilen von Kaltluft in der Höhe zu einer zusätzlichen Labilisierung der Warmluft führen. Für die Intensität eines Kaltfrontgewitters ist neben der Stärke der Hebung die Feuchte und der Grad der Aufheizung der vorgelagerten Warmluft entscheidend. Mit Kaltfrontgewittern ist ein deutlicher Temperaturrückgang verbunden. Dabei wird die advective Abkühlung durch die Verdunstung des Niederschlags noch verstärkt.

## 2.8 Konvektive Systeme

Die Mehrzahl der schweren Gewitter, mit denen sintflutartige Regenfälle, große Hagelkörner, hohe Windgeschwindigkeiten und Tornados verbunden sind, bilden sich nur, wenn die Luft feuchtlabil geschichtet ist und eine große vertikale Windscherung zwischen der Strömung in Bodennähe und in der oberen Troposphäre besteht. In einer derartigen Umgebung können sich konvektive Niederschlagssysteme schnell entwickeln und lange im Reifestadium sein, ohne daß die Abwinde den Aufwindsektor zerstören. Schwere Gewitter setzen sich im allgemeinen aus mehreren Gewitterzellen zusammen, die im mesoskaligen Bereich (entspricht ungefähr 30-200 km) organisiert sind. Häufig beobachtet werden *Squall lines*, Multizellengewitter und Superzellen-

gewitter. Jeder dieser Gewittertypen kann mit Hilfe eines idealisierten Modells beschrieben werden, wodurch man die Vorgänge bei der Entstehung von Unwettern zumindest prinzipiell verstehen kann.

## 2.9 Squall lines

Relativ häufig bilden sich linienförmige Aneinanderreihungen von Cumulonimben, so daß in erster Näherung das mesoskalige konvektive System als "Liniengewitter" betrachtet werden kann. Mit solchen Gewittern sind am Boden oft heftige Windböen verbunden; daher verwendet man die Bezeichnung *Böenlinie* (engl. *squall line*). Squall lines kommen während des Sommers häufig über dem westlichen Afrika (südlich der Sahara) und über bestimmten Landgebieten der mittleren Breiten vor (insbesondere im zentralen und östlichen Teil der USA). Auch in Mitteleuropa ordnen sich manchmal in der Warmluftmasse vor einer Kaltfront Gewitterzellen linienförmig parallel zur Front an.

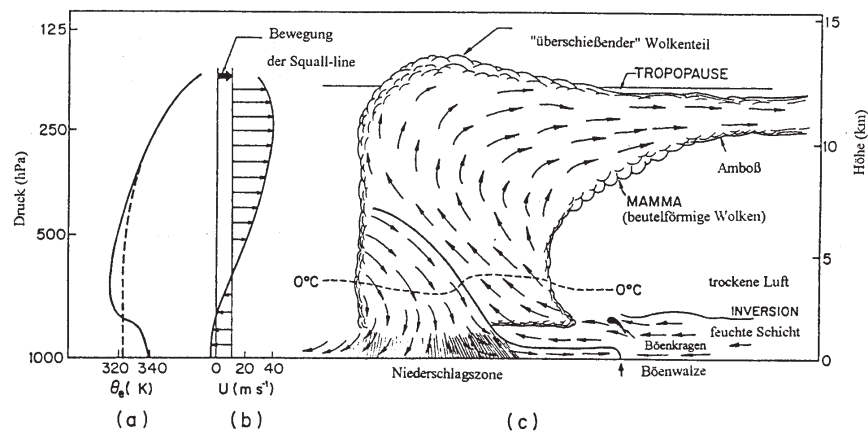


Abbildung 2.10: Querschnitt durch eine Squall line, die Verlagerungsrichtung ist von links nach rechts:

- (a) Vertikalprofil der Äquivalent-potentiellen Temperatur  $\theta_e$  in der Umgebungsluft vor dem Gewitter (—) und nach dem Durchgang der Squall line (- - - -).
- (b) Vertikalprofil der Windkomponente in Verlagerungsrichtung der Squall line, die Geschwindigkeitsskala gibt Windgeschwindigkeiten relativ zur Erdoberfläche an, die Pfeile stehen dagegen für Geschwindigkeiten relativ zur Squall line.
- (c) Wolkenumrisse und Luftbewegungen relativ zur Squall line.

Abb. 2.10b zeigt ein idealisiertes Vertikalprofil der Winde in der Umgebung einer Squall line. Angegeben ist die Windkomponente senkrecht zur Squall line. In dieser Abbildung verlagert sich die Squall line von links nach rechts. Die Windkom-

ponente in Richtung der Bewegung des Gewitters nimmt schnell mit der Höhe zu. Die Verlagerungsgeschwindigkeit der Squall line stimmt ungefähr mit der Windgeschwindigkeit in der mittleren Troposphäre überein. Demgemäß wird die vor dem Gewitter liegende bodennahe Luft von der Squall line eingeholt. Dagegen stellt in der oberen Troposphäre die Squall line für den Höhenwind ein massives Hindernis dar, weil sie sich dort vergleichsweise langsam bewegt.

Die idealisierte, zweidimensionale Luftbewegung relativ zur Squall line ist in Abb. 2.10c dargestellt. Die Pfeile, die in den untersten Luftschichten in das Gewitter von rechts nach links zeigen, befinden sich in dem Teil der Umgebungsluft, der von der Squall line eingeholt wird. Diese Schicht von warmer, feuchter Luft ist gewöhnlich nach oben durch eine schwache Inversion begrenzt, die die Ausbildung von hochreichender Konvektion in der Umgebungsluft vor dem Gewitter verhindert. Innerhalb der Squall line entsteht ein Kaltluftkörper aus Abwindluft. Diese Kaltluft breitet sich in Richtung der Vorderseite des Gewitters aus und hebt dabei die warme, feuchte Luftschicht bis zum Hebungskondensationsniveau (HKN) und darüber. Das HKN liegt in der Höhe der dunklen, scharf abgegrenzten Wolkenbasis im vorderen Teil des Gewitters. Oberhalb des HKN erreicht die Luft bei andauernder Hebung in einer bestimmten Höhe das Niveau freier Konvektion. Darüber steigt die Luft wegen ihrer Auftriebskraft von allein bis in die Nähe der Tropopause auf. Dabei kondensieren große Wasserdampfmenngen im Aufwindsektor des Gewitters.

Die Pfeile, die in der mittleren Troposphäre in das Gewitter von links nach rechts zeigen, markieren einem Strom trockener Umgebungsluft mit niedrigen Äquivalentpotentiellen Temperaturen. Diese Luft holt die Squall line von der Rückseite her ein. Sobald Niederschlag aus der Aufwindzone in diese trockene Luft fällt, verdunstet er schnell, wodurch die Temperatur der Luft allmählich bis zu ihrer Feuchttemperatur abnimmt. Wenn sich die Luft abkühlt, wird sie schwerer als die Luft in der Umgebung und beginnt deshalb abzusinken. Zusätzliche abwärts gerichtete Kräfte verursachen die fallenden Niederschlagsteilchen.

In dem Gewitter bestehen große horizontale Druckgradientkräfte. Aus diesem Grund wirken auf die aufsteigenden und absinkenden Luftpakete auch horizontale Kräfte. Relativ zur Squall line erhält die Aufwindluft eine hohe Geschwindigkeitskomponente nach rechts (vorn) und breitet sich daher auf der Vorderseite der Squall line schneller als diese selbst aus. Es bildet sich ein ausgedehnter Amboß (Abb. 2.10c), dessen Eiskristalle langsam verdunsten. Der Aufzug der Amboßbewölkung ist für den Beobachter am Boden üblicherweise das erste Anzeichen eines aufziehenden Gewitters. Ein Großteil der kühlen und ziemlich feuchten Abwindluft bleibt nach dem Gewitter in einer flachen auf dem Boden aufliegenden Schicht zurück. Diese Schicht kann über einige Stunden erhalten bleiben. Squall lines verändern ihre Umgebung in einem großen Gebiet, indem sie enorme Mengen an Luft mit hoher Äquivalentpotentieller Temperatur<sup>1</sup> von der Erdoberfläche nach oben verfrachten und sie durch

---

<sup>1</sup>Äquivalent-potentielle Temperatur: diejenige Temperatur einer feuchten Luftmenge, die diese Luftmenge annimmt, nachdem sie zuerst isobar durch Zufuhr von Kondensationswärme des gesamten darin enthaltenen Wasserdampfs erwärmt und dann trockenadiabatisch auf einen Druck von

Abwindluft mit wesentlich niedrigeren Äquivalent-potentiellen Temperaturen ersetzen. Durch diesen vertikalen Austausch ergibt sich netto eine Verminderung bzw. Eliminierung des vertikalen Gradienten der Äquivalent-potentiellen Temperatur in der unteren Troposphäre (s. Abb. 2.10a). Die vor dem Gewitter vorhandene konvektive Instabilität wird also teilweise bzw. vollständig beseitigt.

Im Gegensatz zum Luftmassengewitter wirken in Squall lines Aufwind- und Abwindgebiete so zusammen, daß das Gewitter über längere Zeit bestehen bleibt. Die Abwindzone wird durch den Niederschlag erhalten, die auf der Vorderseite des Gewitters die Hebung der Luft bis zum Niveau freier Konvektion auslöst. Ein derartiges Zusammenwirken ist nur möglich, weil die Auf- und Abwindzonen geneigt sind, so daß der Niederschlag nicht (wie im Luftmassengewitter) in den Aufwindbereich fällt und die Aufwinde dadurch zum Erliegen bringt. Die Neigung der Vertikalbewegungen in der Squall line ermöglicht die starke vertikale Windscherung in der Umgebungsluft.

**Die Böenwalze:** Ein eigenständiger Teil der meisten Squall lines ist die Böenwalze oder Böenlinie (engl. *gust front*), die den vorderen Rand der sich am Boden ausbreitenden kalten Abwindluft markiert. Die Böenwalze hat viele Eigenschaften einer starken (mesoskaligen) Kaltfront. Mit ihrem Durchgang ist eine ausgeprägte Windänderung und der Beginn einer kurzen Periode mit stark fallenden Temperaturen verbunden. Direkt hinter der Böenwalze erreicht der bodennahe Ausfluß der Abwindluft gewöhnlich die maximale Geschwindigkeit und vertikale Mächtigkeit. Vor kräftigen Gewittern haben die Windböen häufig Geschwindigkeiten über  $25 \text{ ms}^{-1}$ . Im wesentlichen verhält sich die Strömung in der Nähe der Böenwalze wie eine Dichteströmung. Dichteströmungen kann man im Labor simulieren, indem man es einer dichten, d.h. relativ schweren, Flüssigkeitsschicht ermöglicht, sich am Boden eines mit einer leichteren Flüssigkeit gefüllten Behälters auszubreiten.

Die Lage der Böenwalze relativ zum übrigen Teil der Squall line ist sehr unterschiedlich. In jungen Gewitterzellen befindet sie sich in der Nähe des vorderen Randes der Niederschlagszone. Dagegen kann sie sich in auflösenden Gewittern von der Cumulonimbuswolke, aus der die Böenwalze hervorgegangen ist, recht weit entfernen (und/oder die Gewitterwolke ganz verlassen). Die Böenwalze erscheint dann als eigenständiges Phänomen. Böenwalzen entstehen nicht nur vor Squall lines sondern auch bei anderen Gewitterarten.

Unter bestimmten Bedingungen ist das Vorrücken der mit der Böenwalze verbundenen kalten, dichten Luftschicht für den Bodenbeobachter gut sichtbar. In Gebieten mit trockenem, unbewachsenem Boden wirbelt der starke Wind unmittelbar hinter der Böenwalze Staubpartikel auf und verteilt sie über die gesamte Kaltluftschicht. Ein Beispiel dafür ist der sogenannte "Haboobin Afrika" (s. auch Wallace und Hobbs, S. 243, Abb. 5.22). Eine riesige Staubwolke macht die vordere Begrenzung der kalten Abwindluft deutlich sichtbar. Ist genügend Feuchte vorhanden, findet entlang der Vorderseite der Böenwalze, wo die warme Luft gehoben wird, und über dem vorrückendem Kaltluftkörper Kondensation statt (s. Wallace und Hobbs, S. 243,

---

1000 hPa gebracht wurde.

Abb. 5.22a). Dabei entsteht manchmal eine um eine horizontale Achse rotierende Wolkenwalze, die dann als dunkler Wolkenbogen (arcus) oder Böenkragen heranrollt und sehr eindrucksvoll ist. Einige Beispiele dazu werden in der Vorlesung gezeigt. Arcus-Wolken kann man auch in einem Loop aus Satellitenbildern sehen, wenn sich die Wolken radial vom Gewittersystem weg bewegen. Die Stellen, an denen Arcus-Wolken aufeinandertreffen, sind bevorzugte Entstehungsgebiete für neue Gewitter.

## 2.10 Multizellengewitter

*Multizellengewitter* bestehen aus mehreren Gewitterzellen, die sich auf einer Seite des Systems immer wieder bilden und auf der anderen auflösen. In jeder der Zellen gibt es Aufwind- und Abwindgebiete wie in den bereits früher beschriebenen Gewitterzellen eines Luftmassengewitters. Die Form, Größe und Intensität von Multizellengewittern kann sehr unterschiedlich sein. Für den hier beschriebenen Typ ist charakteristisch, daß sich das System nicht in Richtung der Luftströmung der mittleren Troposphäre bewegt, sondern davon nach rechts abweicht. Viele der schweren Gewitter, die sich im Sommer über dem zentralen Teil der USA bilden, gehören zu diesem Typ. Beobachtet man die Bewegung von Radarechos, zeigt sich, daß sich die einzelnen Zellen der Multizellengewitter in Richtung des Windes in der mittleren Troposphäre bewegen. Das ganze Gewittersystem verlagert sich jedoch mehr nach rechts. Ursache dafür ist die Rechtsdrehung des Windes in der Umgebung des Multizellengewitters mit zunehmender Höhe.

Günstige synoptische Voraussetzungen für die Entwicklung von Multizellengewittern über den zentralen USA sind eine bodennahe feuchte südliche Strömung vom Golf von Mexiko und darüber eine trockene südwestliche bis westliche Strömung. Der Wind dreht also mit der Höhe nach rechts (d.h. im Uhrzeigersinn). Aus diesem Grund strömt in Bodennähe die Luft in das Gewittersystem vorwiegend auf der rechten Seite ein (in Bewegungsrichtung des Systems gesehen). Da der schmale Streifen, wo die einströmende Luft über die in dem Gewittersystem entstandene kalte Abwindluft gehoben wird, ein geeigneter Ort für die Entwicklung neuer Zellen ist, entstehen immer wieder neue Zellen auf der rechten Seite des Gewitters. Damit wird der Abstand zwischen den alten Zellen und der Stelle, wo die bodennahe Luft einströmt, größer. Die ältesten Zellen auf der linken Seite des Gewitters bekommen daher immer weniger Nachschub an warmer, feuchter Luft, die zur Erhaltung der Auftriebskraft der Luft in der Aufwindzone notwendig ist. Sobald sich die Aufwinde in diesen Zellen abschwächen, lösen sich die Zellen langsam auf.

Die Entwicklung neuer Zellen auf der rechten Seite des Gewittersystems bei gleichzeitiger Auflösung von alten Zellen auf der linken Seite hat zur Folge, daß die Bewegungsrichtung des Gesamtsystems von der Richtung des Höhenwindes nach rechts abweicht. Diesen Vorgang zeigt Abb. 2.11 schematisch.

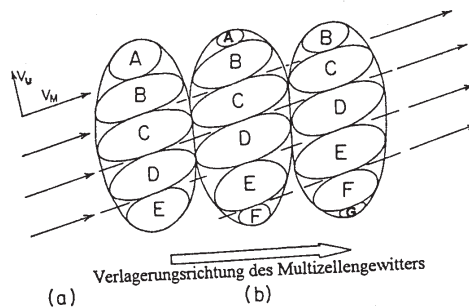


Abbildung 2.11: Multizellengewitter mit nach rechts abweichender Verlagerungsrichtung. (a) Windvektoren für die untere Troposphäre ( $v_u$ ) und die mittlere Troposphäre ( $v_m$ ). (b) Lage der einzelnen Zellen in Abständen von ungefähr 15 min; die Zelle A löst sich auf, die Zellen F und G bilden sich neu.

## 2.11 Superzellengewitter

Bei einem kleinen Bruchteil der schweren Gewitter sind die mesoskaligen Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Zellen so groß, daß sich das konvektive System wie eine einzige riesige Zelle verhält und nicht wie eine Gruppe von Zellen. Mit diesen sogenannten Superzellengewittern (engl. supercell storms) sind oft Tornados und/oder Hagelunwetter verbunden. Während der Verlagerung vieler Superzellengewitter beobachtet man eine Rechtsabweichung von der Richtung des Windes in der Umgebung (zumindest auf der Nordhalbkugel). Im Gegensatz zu den Multizellengewittern verläuft diese Rechtsabweichung nicht in diskreten Sprüngen, wenn sich neue Zellen bilden und alte auflösen, sondern kontinuierlich. Die Abbildungen 5.25 und 5.26 im Buch von Wallace und Hobbs (S. 246) zeigen zwei Fotos von Superzellengewittern (aufgenommen vom Satelliten bzw. von einem Aufklärungsflugzeug). Zur Entwicklung von Superzellengewittern ist neben einer potentiell labilen Schichtung eine starke vertikale Windscherung bis in Höhen von 4-6 km erforderlich. Dann können am Rand der Aufwindzone Rotationsbewegungen entstehen, wodurch die aufsteigende Luft zusätzlich beschleunigt wird. Ein Beispiel für ein Superzellengewitter ist das Münchner Hagelunwetter vom 12. Juli 1984. Es bildete sich in feuchtwarmer und potentiell labil geschichteter Luft tropischen Ursprungs. Die Auslösung der Labilität wurde bis zum Nachmittag des 12.07. durch eine Inversion in 2 km Höhe verhindert. Erst die großräumige Hebung vor einem von Frankreich nordostwärts ziehenden Höhentrog bewirkte den Abbau der Inversion. Sehr schnell entstanden dann die ersten Gewitterzellen in der Nähe des Bodensees. Sie wanderten nordostwärts und intensivierten sich durch Einbeziehen der nördlich der Alpen lagernden feuchten Luft. Die am stärksten entwickelte Zelle zeigte das charakteristische Verhalten eines Superzellengewitters und produzierte an ihrem Südrand den 250 km langen und 5-15

km breiten Hagelstrich, der auch über München hinwegführte (weitere Einzelheiten s. Kurz, M., 1986. Die Entwicklung der Wetterlage des Münchner Hagelunwetters vom 12. Juli 1984. Berichte des Deutschen Wetterdienstes, Nr. 170).

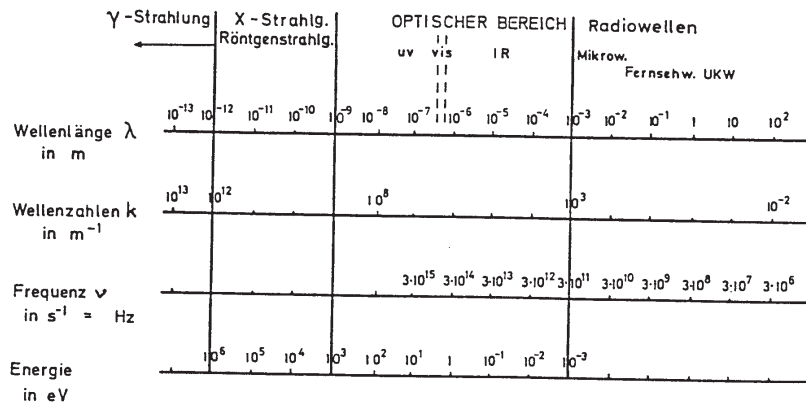


# Kapitel 3

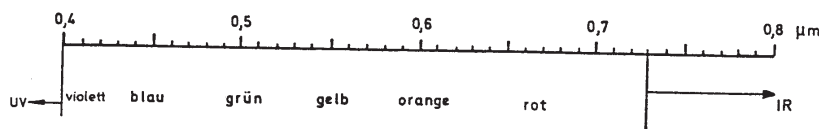
## Strahlung und Strahlungsgesetze

Unter Strahlung versteht man den Energietransport in Form von elektromagnetischen Wellen (elektromagnetische Strahlung) oder den Fluß schnell bewegter Teilchen (Teilchenstrahlung, Korpuskularstrahlung). Die Teilchenstrahlung aus Ionen, Elektronen, Protonen und Neutronen ist nur in der oberen Atmosphäre (Thermosphäre und Ionosphäre) von Bedeutung. Die elektromagnetische Strahlung spielt dagegen eine wichtige Rolle, denn der gesamte Energieaustausch zwischen der Erde und dem Weltraum geschieht durch diese Art von Strahlung. Die elektromagnetische Strahlung unterscheidet sich wesentlich von anderen Energietransporten, wie z. B. dem Transport fühlbarer Wärme: Sie benötigt kein übertragendes Medium und kann daher den luftleeren Weltraum durchdringen. Erde und Atmosphäre absorbieren ständig solare Strahlung und emittieren ihre eigene Strahlung in den Weltraum. über einen längeren Zeitraum entsprechen sich die absorbierte und die emittierte Strahlung fast ganz genau, d.h. das System Erde-Atmosphäre befindet sich nahezu vollständig im Strahlungsgleichgewicht (vgl. Kapitel 10).

Der Energietransport durch Strahlung ist auch für den Energieaustausch zwischen der Atmosphäre und der Erdoberfläche sowie zwischen den verschiedenen Schichten der Atmosphäre von Bedeutung. Wichtige chemische Reaktionen in der Atmosphäre (z. B. die Ozonbildung in der Stratosphäre) laufen nur ab, wenn elektromagnetische Strahlung bestimmter Wellenlänge vorhanden ist. Das Gleiche gilt auch für die Photosynthesereaktion. Zwischen der von der Sonne kommenden elektromagnetischen Strahlung und der Atmosphäre gibt es Wechselwirkungen. Im sichtbaren Bereich der elektromagnetischen Strahlung entsteht dabei das Himmelsblau, das Erscheinungsbild der Wolken, die Sichtweite usw. Die von der Erde emittierte infrarote Strahlung und die emittierten Mikrowellen werden von den Satelliten aufgefangen. Daraus lassen sich Rückschlüsse auf die Temperaturverteilung in der Atmosphäre ziehen. Da man dadurch Informationen über die Atmosphäre erhält, ohne mit ihr in Kontakt zu kommen, spricht man in diesem Zusammenhang von Fernerkundung.



Übersicht über das elektromagnetische Spektrum



Übersicht über den sichtbaren Bereich des Spektrums

Abbildung 3.1:

### 3.1 Das elektromagnetische Spektrum

Die elektromagnetische Strahlung kann entweder aus einer einzigen, ganz bestimmten Wellenlänge bestehen - man spricht dann von monochromatischer (einfarbiger) Strahlung - oder aus einer Summierung von verschiedenen Wellenlängen. Dabei kann ein ganzer Bereich von Wellenlängen kontinuierlich überdeckt sein. Die Gesamtheit aller möglichen monochromatischen Bestandteile der Gesamtstrahlung ergibt das *elektromagnetische* (Strahlungs-) *Spektrum*. Das menschliche Auge reagiert nur auf einen sehr kleinen Teil des elektromagnetischen Spektrums (sichtbarer Bereich des Spektrums, Licht). Von diesem Teil des Spektrums kann das Auge bestimmte Wellenlängenbereiche unterscheiden (Farben).

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit beträgt für alle elektromagnetische Wellen im Vakuum ungefähr  $300\,000\text{ km s}^{-1}$  und ist in Luft nur wenig niedriger.

## 3.2 Absorption und Emission von Strahlung durch Moleküle

Jedes einzelne Molekül besitzt eine bestimmte Energie (abgesehen von der Energie, die mit der Bewegung des Moleküls verbunden ist). Den größten Anteil hat die kinetische und elektrostatische potentielle Energie der um die Atomkerne kreisenden Elektronen. Einen geringen Beitrag zur Gesamtenergie liefern die Schwingungen der einzelnen Atome im Molekül um deren Mittellagen und die Rotation des Moleküls um den Schwerpunkt.

In der Quantenmechanik kann man zeigen, daß nur bestimmte Elektronenbahnen um die Atomkerne, nur bestimmte Schwingungsfrequenzen und -amplituden sowie nur bestimmte Rotationsgeschwindigkeiten für die Moleküle erlaubt sind. Jede mögliche Kombination aus Elektronenbahnen, Schwingung und Rotation kann mit einem bestimmten Energieniveau in Verbindung gebracht werden, das der Summe der drei Energiearten entspricht. Durch Absorption (Emission) von elektromagnetischer Strahlung kann das Molekül in ein höheres (niedrigeres) Energieniveau übergehen. Nur diskrete Energieänderungen sind erlaubt. Die Energieänderungen sind bei Absorption und Emission gleich groß.

Eine weitere Aussage der Quantentheorie ist, daß die elektromagnetische Strahlungsenergie  $W$  in diskreten Einheiten (Photonen) übertragen wird, d.h.

$$W = h\nu \quad (3.1)$$

mit  $h$  als Planckscher Konstante ( $h = 6,626 \cdot 10^{-34} Js$ ) und  $\nu$  als der Frequenz der Strahlung (entspricht der Zahl der Wellen, die einen bestimmten Punkt in einer Sekunde durchlaufen). Da die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Strahlung gleich der Lichtgeschwindigkeit  $c^*$  ist, sind Frequenz  $\nu$  und Wellenlänge  $\lambda$  durch folgende Beziehung verknüpft.

$$\nu = \frac{c^*}{\lambda} \quad (3.2)$$

Statt (3.1) kann man daher auch schreiben

$$W = h \frac{c^*}{\lambda}.$$

Je kleiner die Wellenlänge der Strahlung, desto höher ist also die Energie der Photonen<sup>1</sup>.

Einzelne Moleküle können, wie oben beschrieben, nur diskrete Energiemengen absorbieren, bzw. emittieren und deshalb auch nur mit Strahlung bestimmter, diskreter Wellenlängen wechselwirken. Die Absorptions- und Emissionseigenschaften führen daher für jede Molekülart zu einem charakteristischen Linienspektrum. Es besteht

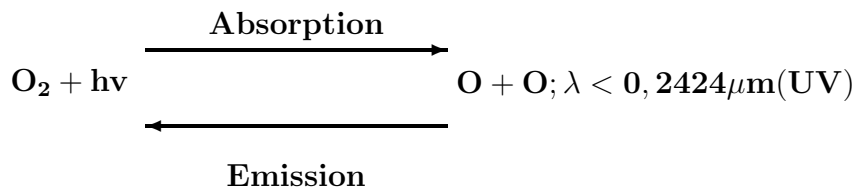
---

<sup>1</sup>Aus dem Kehrwert der Wellenlänge erhält man die Wellenzahl, d. h. die Anzahl der Wellenlängen pro Längeneinheit. Deshalb ist die Photonenenergie direkt proportional zur Wellenzahl.

aus schmalen Absorptions- oder Emissionslinien, zwischen denen Wellenlängenbereiche liegen, für die Absorption- und Emission von Strahlung unmöglich ist. Derartige Linienspektren haben jedoch nur einatomige Gase; Flüssigkeiten und Festkörper haben Bandenspektren, d.h. Absorption und Emission findet über einen kontinuierlichen Wellenlängenbereich statt (wegen der starken Wechselwirkungen zwischen den elektrostatischen Kräftefeldern der einzelnen Moleküle). Auch bei mehratomigen Gasen beobachtet man Absorptions- bzw. Emissionsbanden, die jedoch die Wellenlängenbereiche nicht kontinuierlich überdecken, sondern eine Gruppe von sehr vielen Spektrallinien sind. Die Energieübergänge können nämlich in molekularen Gasen durch beliebige Kombinationen der drei verschiedenen Energiearten (Energieniveau der Elektronen, Schwingungsenergie, Rotationsenergie) zustandekommen. Für den Strahlungshaushalt des Systems Erde-Atmosphäre sind die Absorptions- bzw. Emissionsbanden der Gase  $CO_2$ ,  $H_2O$  und  $O_3$  sehr wichtig (vgl. Kapitel 10). Die  $O_2$ - und  $N_2$ -Moleküle können dagegen nicht auf diese Weise mit der Strahlung wechselwirken, so daß deren Bandenspektren im solaren und terrestrischen Wellenlängenbereich nur sehr wenige oder keine Linien aufweisen.

Es gibt noch weitere Prozesse, bei denen Strahlung durch Moleküle absorbiert bzw. emittiert werden kann.

- Photochemische Reaktionen: Durch Absorption von Strahlung (entspricht Energiezufuhr) kann ein Molekül in seine atomaren Bestandteile auseinanderbrechen. Instabile Atome können unter Emission von Strahlung (entspricht Energiefreisetzung) ein stabileres Molekül bilden, z. B.:



Photochemische Reaktionen laufen ab, wenn die Wellenlänge  $\lambda$  einen bestimmten Schwellenwert unterschreitet, weil dann die Photonen genügend Energie haben (in der Atmosphäre im sichtbaren und im UV-Bereich).

- Photoionisation: Strahlung mit sehr kleinen Wellenlängen (meist kleiner als  $0,1 \mu\text{m}$ ) kann die Atome ionisieren, denn die Photonen haben dann so große Energien, daß die äußeren Elektronen losgelöst werden.

### 3.3 Definition von Strahlungsgrößen

Zur Beschreibung der Strahlung werden (verwirrend) viele Größen verwendet. Die Definitionen der Strahlungsgrößen sind in Tab. 3.2 zusammengefaßt. In den folgenden Abschnitten wird am häufigsten die sogenannte "Strahlungsflußdichte" (=

Strahlungsfluß pro Flächeneinheit) verwendet. Die Strahlungsflußdichte ist die Energiemenge, die eine bestimmte Flächeneinheit (z. B.  $1 \text{ m}^2$ ) in einer bestimmten Zeiteinheit (z. B.  $1 \text{ s}$ ) durchsetzt. (Achtung: Manche Autoren bezeichnen auch die Strahlungsflußdichte als Strahlungsfluß!). Ein Beispiel soll den Unterschied zwischen Strahlungsfluß und Strahlungsflußdichte verdeutlichen: Der solare Strahlungsfluß beträgt ungefähr  $3,90 \cdot 10^{26} \text{ W}$ . Nimmt man einen Sonnenradius von  $7 \cdot 10^8 \text{ m}$  an (Radius der sichtbaren "Sonnenscheibe"), ergibt sich für die pro Zeit- und Flächeneinheit von der Sonne emittierte Strahlungsenergie, d.h. für die solare Strahlungsflußdichte  $E$  (bzw. für die Ausstrahlung der Sonne)

$$E = \frac{3,90 \cdot 10^{26} \text{ W}}{4\pi (7 \cdot 10^8)^2 \text{ m}^2} = 6,34 \cdot 10^7 \text{ W m}^{-2}.$$

In den Definitionen der Strahlungsgrößen wurde keine Rücksicht auf die spektrale Verteilung (Wellenlängenabhängigkeit) der Strahlung genommen. Die spektralen Größen erhält man, indem man sie auf das (differentielle) Wellenlängenintervall  $d\lambda$  bezieht. Dem Formelzeichen wird dann der Index  $\lambda$  hinzugefügt. Beispielsweise gibt es zwischen der spektralen Strahlungsflußdichte  $E_\lambda$  und der Strahlungsflußdichte  $E$  die Beziehung

$$E_\lambda = \frac{dE}{d\lambda}.$$

Umgekehrt ergibt sich durch Integration von  $E_\lambda$  über alle Wellenlängen wieder die gesamte Strahlungsflußdichte  $E$ :

$$E = \int_0^\infty E_\lambda d\lambda. \quad (3.3)$$

Zeichnet man  $E_\lambda$  in Abhängigkeit von  $\lambda$  (vgl. Abb. 3.3), ist die Fläche unter der Kurve gleich der Strahlungsflußdichte  $E$ .

### 3.4 Strahlungsmessung

Zur Messung der Strahlungsintensität gibt es mehrere Methoden.

- In Pyrheliometern wird die einfallende direkte Sonnenstrahlung von geschwärzten Empfangsflächen absorbiert. Die dabei produzierte Strahlungswärme führt zu einer Temperaturerhöhung des Strahlungsempfängers, die mit Thermoelementen gemessen wird.
- Das Pyranometer zur Messung der Globalstrahlung (Summe aus direkter, gestreuter und an der Erdoberfläche reflektierter Sonnenstrahlung) besteht aus einer geschwärzten Säule mit hintereinander geschalteten Thermoelementen. Die

Strahlungsgröße [englische Bezeichnung]	Symbol	Einheit	Formel	Bedeutung der Formel	Erläuterung
Strahlungsenergie [radiant energy]	Q, (W)	J = Ws			Menge der emittierten, transmittierten oder absorbierten Strahlungsenergie
Strahlungsfluß, Strahlungsleistung, [radiant flux]	$\Phi$ , (P)	W	$\Phi = \frac{dQ}{dt}$	$\frac{\text{Strahlungsenergie}}{\text{Zeit}}$	Pro Zeiteinheit emittierte, transmittierte oder absorbierte Strahlungsenergie
Strahlungsflußdichte [radiant flux density]	E, (M), (F)	Wm <sup>-2</sup>	$\frac{d\Phi}{dA} = \frac{d^2Q}{dAdt}$	$\frac{\text{Strahlungsenergie}}{\text{Zeit} \times \text{Fläche}}$	Strahlungsenergie, die pro Zeiteinheit ein Flächenelement durchquert
(spezifische) Ausstrahlung [radiant exitance]	M, (E)	Wm <sup>-2</sup>	$M = \frac{d\Phi}{dA}$	$\frac{\text{Strahlungsenergie}}{\text{Zeit} \times \text{Fläche}}$	Strahlungsenergie, die pro Zeiteinheit von einem Flächenelement emittiert wird
Bestrahlungsstärke [irradiance]	E	Wm <sup>-2</sup>	$E = \frac{d\Phi}{dA}$	$\frac{\text{Strahlungsenergie}}{\text{Zeit} \times \text{Fläche}}$	Strahlungsenergie, die pro Zeiteinheit auf ein Flächenelement einfällt
Strahldichte [radiance]	L	Wm <sup>-2</sup> sr	$L = \frac{d^2\Phi}{d\Omega dA \cos \vartheta}$	$\frac{\text{Strahlungsenergie}}{\text{Zeit} \times \text{Raumwinkel} \times \text{Fläche}}$	Strahlungsenergie, die pro Zeiteinheit senkrecht durch ein Flächenelement in ein Raumwinkелеlement geht oder von diesem kommt
Bestrahlung [radiant exposure]	H	Jm <sup>-2</sup> (in der Zeit zwischen t <sub>1</sub> und t <sub>2</sub> )	$H = \frac{dQ}{dA} = \int_{t_1}^{t_2} Edt$	$\frac{\text{Strahlungsenergie}}{\text{Zeitraum } (t_2 - t_1) \times \text{Fläche}}$	Summe der Strahlungsenergie, die in einem bestimmten Zeitraum auf ein Flächenelement einfällt (z. B. Tagessumme, Jahressumme)
Strahlungsstärke, (Intensität) [radiant intensity]	I	W sr <sup>-1</sup>	$I = \frac{d\Phi}{d\Omega}$	$\frac{\text{Strahlungsenergie}}{\text{Zeit} \times \text{Raumwinkel}}$	Strahlungsenergie, die pro Zeiteinheit von einer punktförmigen Strahlungsquelle emittiert wird

Abbildung 3.2: Definitionen der Strahlungsgrößen

geschwärzten Empfangsflächen der aktivierten Lötstellen absorbieren die einfallende Strahlung und erwärmen sich gegenüber den “kalten Lötstellen. Die Temperaturdifferenzen erzeugen Thermospannungen, die ein Maß für die empfangene Strahlung sind. Eine halbkugelförmige Glashaube schützt die Meßfühler gegen Witterungseinflüsse.

### 3.5 Schwarzkörperstrahlung

Ein *schwarzer Körper* ist ein hypothetischer Körper<sup>2</sup>, der aus Molekülen besteht, die in allen Teilen des elektromagnetischen Spektrums Strahlung absorbieren und emittieren, so daß

- alle einfallende Strahlung vollständig absorbiert wird (daher die Bezeichnung “schwarz”) und
- für alle Wellenlängen und in alle Richtungen die größtmögliche Emission erreicht wird.

Die Menge der Strahlung, die von einem schwarzen Körper emittiert wird, hängt allein von der Temperatur des schwarzen Körpers ab. Dies folgt aus dem Planckschen Gesetz, das besagt, daß für die spektrale Ausstrahlung (Emission) eines schwarzen Körpers der (absoluten) Temperatur  $T$  gilt

$$E_{\lambda}^* = \frac{c_1}{\lambda^5 [\exp(c_2/\lambda T) - 1]} \quad (3.4)$$

wobei

$$c_1 = 3,74 \cdot 10^{-16} \text{Wm}^2,$$

$$c_2 = 1,44 \cdot 10^{-2} \text{mK}.$$

Schwarzkörperstrahlung ist isotrop, d.h. die Strahlung ist unabhängig von der Richtung. Trägt man  $E_{\lambda}^*$  als Funktion der Wellenlänge für verschiedene Temperaturen auf, ergibt sich für die spektrale Ausstrahlung der charakteristische Kurvenverlauf wie in Abb. 3.3 dargestellt (steiler Abfall der Kurve im kurzwelligen Bereich, langsame Abnahme von  $E_{\lambda}^*$  in Richtung der größeren Wellenlängen).

### 3.6 Wiensches Verschiebungsgesetz

Der Exponentialterm (3.4) ist bei fast allen Wellenlängen (abgesehen vom langwelligen Ende der Kurven) wesentlich größer als 1, daher gilt

$$E_{\lambda}^* \approx c_1 \lambda^{-5} \exp(-c_2/\lambda T).$$

---

<sup>2</sup>Unter Körper ist in diesem Zusammenhang jede Substanz mit einheitlicher Temperatur und Zusammensetzung zu verstehen (z. B. eine Gasschicht mit einer bestimmten Dicke oder die Oberfläche eines Festkörpers).

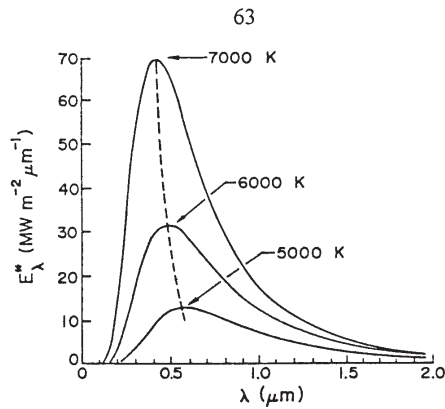


Abbildung 3.3: Emissionsspektren für Schwarzkörper mit den angegebenen Temperaturen.

Daraus erhält man für die Wellenlänge  $\lambda_m$ , bei der die Emission eines schwarzen Körpers der Temperatur  $T$  maximal ist, folgende Beziehung

$$\lambda_m = \frac{2897}{T}, \quad (3.5)$$

wobei in  $\lambda_m$  und  $T$  in K einzusetzen sind. (9.5) nennt man das Wiensche Verschiebungsgesetz. Das Maximum der Emissionsenergie verschiebt sich mit steigender Temperatur zu kürzeren Wellenlängen, wie die gestrichelte Linie in Abb. 3.3 andeuten soll. Mit Hilfe des Wienschen Verschiebungsgesetzes läßt sich die Temperatur einer Strahlungsquelle abschätzen, wenn ihr Emissionsspektrum bekannt ist. Beispiel: Aus  $\lambda_{m,Sonne} = 0,475$  (entspricht blauem Licht) folgt  $T_{Sonne} = 6100$  K. Die Sonne erscheint wegen der Asymmetrie des Schwarzkörperspektrums (mehr Strahlung wird bei größeren Wellenlängen emittiert) nicht blau sondern gelb. Sterne, die kälter als die Sonne sind, emittieren die maximale Strahlung bei größeren Wellenlängen (d.h. sie erscheinen rötlicher) und umgekehrt.

Eine wichtige Folge aus dem Wienschen Verschiebungsgesetz ist die Tatsache, daß sich die solare Strahlung auf den ultravioletten, sichtbaren und nahen infraroten Bereich beschränkt, während die Erde und Atmosphäre fast ausschließlich im infraroten Bereich emittieren. Diese Trennung wird in Abb. 3.4 deutlich, wo die normierten Schwarzkörperkurven für  $T = 5780$  K und  $T = 255$  K aufgetragen sind. Die beiden Kurven überlappen sich nur sehr wenig, was die Trennung von solarer und terrestrischer Strahlung bei der Untersuchung der Strahlungsübertragung möglich macht.



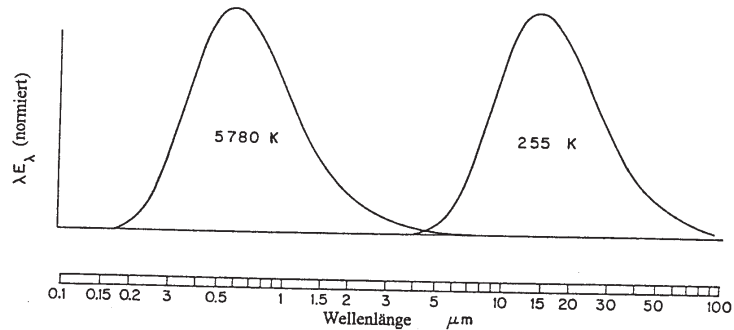


Abbildung 3.4: Normierte Schwarzkörperspektren für die Sonne (links) und die Erde (rechts) in halblogarithmischer Darstellung; die Ordinate wurde mit  $\lambda$  multipliziert, damit die Flächen unter den Kurven gleich sind.

### 3.7 Stefan-Boltzmannsches Gesetz

Integriert man (3.4) über alle Wellenlängen, erhält man die von einem schwarzen Körper pro Zeit- und Flächeneinheit emittierte Strahlungsenergie

$$E^* = \sigma T^4 \quad (3.6)$$

mit  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{Wm}^{-2} \text{K}^{-4}$  (Stefan-Boltzmann-Konstante). (3.6) wird Stefan-Boltzmannsches Gesetz genannt. Die Abhängigkeit der Schwarzkörperemission von der Temperatur wird auf Infrarot-Satellitenbildern deutlich. Der Satellit mißt die Emission von Erde bzw. Atmosphäre zwischen 10,5 und 12,5  $\mu\text{m}$ , in der Nähe des Maximums des Schwarzkörperspektrums für terrestrische Strahlung. Warme Gebiete (tiefe Wolken, Landoberfläche) lassen sich von kalten Gebieten (hohe Wolken) unterscheiden.

Bereits früher wurde die Strahlungsenergie berechnet, die pro Zeit- und Flächeneinheit die äußerste Schicht der Sonne durchsetzt

$$(E = 6,34 \cdot 10^7 \text{Wm}^{-2}).$$

Daraus läßt sich die effektive Strahlungstemperatur  $T_E$  dieser Schicht berechnen, d.h. die Temperatur, die ein schwarzer Körper haben müßte, um die gleiche Strahlungsenergie emittieren zu können:

$$T_E = \left(\frac{E}{\sigma}\right)^{1/4} = \left(\frac{6,34 \cdot 10^7}{5,67 \cdot 10^{-8}}\right)^{1/4} \text{K} = 5780 \text{K}.$$

Tabelle 3.1: Effektive Strahlungstemperaturen  $T_E$  einiger Planeten

Planet	Entfernung von der Sonne (Einheit: 10 km)	Albedo	$T_E$ (in K)
Merkur	58	0,06	442
Venus	108	0,78	227
Erde	150	0,30	255
Mars	228	0,17	216
Jupiter	778	0,45	105

### 3.8 Berechnung der effektiven Strahlungstemperatur der Erde

Die planetare Albedo, d.h. der Bruchteil der einfallenden Sonnenstrahlung, der in den Weltraum reflektiert wird, sei 0,30. Außerdem wird angenommen, daß sich die Erde im Strahlungsgleichgewicht befindet, so daß netto durch die Strahlung kein Energiegewinn oder -verlust entsteht.  $S$  sei die Bestrahlungsstärke der auf die Erde einfallenden solaren Strahlung ( $1380 \text{ W m}^{-2}$ ),  $E$  die pro Zeit- und Flächeneinheit von der Erde in den Weltraum emittierte Strahlungsenergie,  $R_E$  der Erdradius und  $A$  die planetare Albedo. Da Strahlungsgleichgewicht angenommen wurde, gilt: Strahlungsfluß zur Erde hin = Strahlungsfluß von der Erde weg (s. Abb. 3.5), d.h.

$$(1 - A) S \pi R_E^2 = E 4 \pi R_E^2$$

daher

$$E = (1 - A) S / 4 = 241 \text{ W m}^{-2}.$$

Daraus folgt

$$T_{E, Erde} = \left( \frac{E}{\sigma} \right)^{1/4} = 255 \text{ K } (-18^\circ \text{C}).$$

Tab. 3.1 enthält die Ergebnisse für andere Planeten.

### 3.9 Absorptionsgrad und Emissionsgrad

Reale Körper haben höchstens in bestimmten Wellenlängenbereichen die Eigenschaften eines schwarzen Körpers. Die Schwarzkörperstrahlung gibt daher eine obere Grenze für die Ausstrahlung eines Körpers bei gegebener Temperatur an. Die reale Emission ist meist kleiner. Das Verhältnis von realer Emission  $E_\lambda$  zur Schwarzkörperemission  $E_\lambda^*$  von Strahlung mit der Wellenlänge  $\lambda$  nennt man *Emissionsgrad*  $\varepsilon_\lambda$

$$\varepsilon_\lambda = \frac{E_\lambda}{E_\lambda^*} \tag{3.7}$$

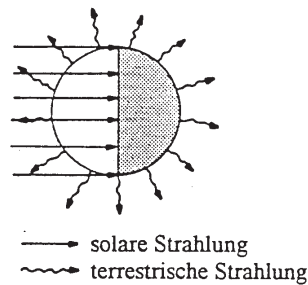


Abbildung 3.5: Zur Berechnung der effektiven Strahlungstemperatur der Erde.

Für den Emissionsgrad eines schwarzen Körpers gilt definitionsgemäß für alle Wellenlängen  $\varepsilon_\lambda = 1$ . Der Emissionsgrad eines realen Körpers liegt zwischen 0 und 1 und ist im allgemeinen von der Wellenlänge abhängig.

Es ist nützlich, den Emissionsgrad eines "grauen Körpers" zu definieren:

$$\varepsilon = \frac{E}{E^*} = \frac{E}{\sigma T^4} \quad (3.8)$$

Ein grauer Körper ist also eine Substanz, deren Emissionsgrad nicht von der Wellenlänge (Farbe) abhängig ist.

Analog kann man den Absorptionsgrad  $a_\lambda$  eines schwarzen Körpers und den Absorptionsgrad eines grauen Körpers  $a$  definieren. Der Absorptionsgrad gibt das Verhältnis der absorbierten Strahlung zur einfallenden Strahlung an. Schwarzkörper haben definitionsgemäß den Absorptionsgrad 1 für alle Wellenlängen.

### 3.10 Kirchhoffsches Gesetz

Der Absorptionsgrad eines realen Körpers betrage  $a_\lambda$ . Die von einem solchen Körper emittierte Strahlungsenergie  $E$  ist kleiner als die eines schwarzen Körpers  $E_\lambda^*$  gleicher Temperatur. Für die emittierte Strahlungsenergie gilt (zur Herleitung der Beziehung s. Wallace und Hobbs S. 291f.)

$$E_\lambda = a_\lambda E_\lambda^*$$

Zusammen mit (3.7) folgt daraus das Kirchhoffsche Gesetz

$$\varepsilon_\lambda = a_\lambda \quad (3.9)$$

d.h. der Emissionsgrad eines beliebigen Körpers ist gleich seinem Absorptionsgrad bei der betreffenden Wellenlänge  $\lambda$ . Körper, die bei einer bestimmten Wellenlänge Strahlung stark emittieren, absorbieren bei dieser Wellenlänge die Strahlung ebenso stark. Das Kirchhoffsche Gesetz kann auch für Gase angewandt werden, vorausgesetzt

die Häufigkeit der Molekülzusammenstöße ist groß gegenüber der Häufigkeit der einzelnen Absorptions- und Emissionsereignisse. In der Atmosphäre ist diese Bedingung bis ungefähr 60 km Höhe erfüllt.

Das folgende Beispiel ist eine einfache Anwendung des Kirchhoffschen Gesetzes. Berechnet werden soll die Oberflächentemperatur  $T_E$  einer “grauen ebenen Fläche ( $a_\lambda = 0,9$ ) auf dem Mond. Dabei wird angenommen, daß die einfallende solare Strahlung senkrecht auf die Fläche trifft und daß die Fläche im Strahlungsgleichgewicht ist. Da der Mond keine Atmosphäre besitzt, gibt es außer der solaren Strahlung keine weitere Strahlung, die auf die Fläche einwirken könnte. Für Strahlungsgleichgewicht gilt

$$\begin{aligned} E(\text{absorbiert}) &= E(\text{emittiert}) \\ aS &= \varepsilon\sigma T_E^4 \end{aligned}$$

Nach dem Kirchhoffschen Gesetz ist

$$a = \varepsilon.$$

Daher erhält man für die Strahlungsgleichgewichtstemperatur

$$T_E = \left( \frac{1380 \text{ W m}^{-2}}{\sigma} \right)^{1/4} = 395 \text{ K}.$$

Aus irgendeinem Grund sei nun die Temperatur der Oberfläche nur 300 K. Die Fläche steht in diesem Fall nicht im Strahlungsgleichgewicht; netto ergibt sich eine nach unten gerichtete Strahlungsflußdichte:

$$\begin{aligned} E_{\text{netto}} \downarrow &= aS \downarrow - a\sigma T^4 \uparrow \\ &= 1242 \text{ W m}^{-2} - 412 \text{ W m}^{-2} = 830 \text{ W m}^{-2}. \end{aligned}$$

### 3.11 Wellenlängenabhängige Absorption und Emission

Die Strahlungsgleichgewichtstemperatur wurde in obigem Beispiel für eine “graue Fläche berechnet und hängt in diesem Fall nicht vom Absorptionsgrad der Fläche ab. Ist die Fläche nicht “grau”, d.h. ist der Absorptionsgrad von der Wellenlänge abhängig, verändert sich die Strahlungsbilanz der Fläche und damit auch ihre Oberflächentemperatur. Eine ebene Fläche soll beispielsweise wie vorher der Sonnenstrahlung ausgesetzt sein. Der Absorptionsgrad sei jetzt 0,1 für solare Strahlung und 0,8 im infraroten Wellenlängenbereich, wo die größte Emission stattfindet. (Dabei wird die spektrale Trennung zwischen solarer und terrestrischer Strahlung benutzt, wie sie in Abb. 3.4 gezeigt wurde.) Die Strahlungsgleichgewichtstemperatur läßt sich dann wie folgt berechnen:

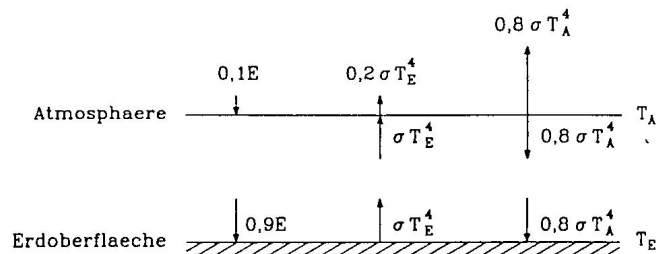


Abbildung 3.6: Zur Berechnung der Strahlungsgleichgewichtstemperaturen von Atmosphäre und Erdoberfläche.

$$E(\text{absorbiert}) = E(\text{emittiert})$$

$$0,1S = 0,8\sigma T_E^4$$

Die bisherigen Berechnungen der Strahlungsgleichgewichtstemperatur sind nicht typisch für die Verhältnisse auf der Erde, weil der Einfluß der Atmosphäre nicht berücksichtigt wurde. Im folgenden sollen die Strahlungsgleichgewichtstemperaturen von Erde und Atmosphäre unter der Annahme berechnet werden, daß die Atmosphäre als dünne Schicht mit einem Absorptionsgrad von 0,1 für solare Strahlung und 0,8 für terrestrische Strahlung betrachtet werden kann. Die Erdoberfläche soll bei allen Wellenlängen wie ein schwarzer Körper strahlen. Die solare Strahlung, die netto vom System Erde-Atmosphäre absorbiert wird, sei (wie auf S. 66 berechnet)  $E = 241 \text{ W m}^{-2}$ .

Herrscht Strahlungsgleichgewicht, gilt nach Abb. 3.6 für die Erdoberfläche

$$0,9E + 0,8\sigma T_A^4 = \sigma T_E^4$$

und für die Atmosphäre

$$0,1E + 0,8\sigma T_A^4 = 2(0,8\sigma T_E^4)$$

Multipliziert man die erste Gleichung mit 2, addiert beide Gleichungen und löst nach  $T_E$  auf, ergibt sich

$$T_E = \left( \frac{1,9E}{1,2\sigma} \right)^{1/4}$$

und daher

$$T_E = 286 \text{ K.}$$

Für die Strahlungsgleichgewichtstemperatur der Atmosphäre erhält man aus

$$T_A = \left( \frac{0,1E + 0,8\sigma T_E^4}{1,6\sigma} \right)^{1/4}$$

das Ergebnis

$$T_A = 245K.$$

Die Temperatur der Erdoberfläche (286 K) ist wesentlich höher als die effektive Strahlungstemperatur der Erde (255 K). Wenn keine Atmosphäre vorhanden wäre, würde die Temperatur der Erdoberfläche gleich der effektiven Strahlungstemperatur sein. Zur Temperaturerhöhung tragen die atmosphärischen Gase bei, die die Strahlung im sichtbaren Wellenlängenbereich schwach und im IR-Bereich stark absorbieren<sup>3</sup>. Die einfallende solare Strahlung wird von diesen Gasen auf ihrem Weg zum Boden nur geringfügig durch die Absorption geschwächt, während der größte Teil der emittierten Strahlung von der Atmosphäre “eingefangen” und zurück zur Erdoberfläche emittiert wird. Diese Wirkung der atmosphärischen Treibhausgase muß die Erdoberfläche durch erhöhte Emission kompensieren, um im Strahlungsgleichgewicht mit der einfallenden solaren Strahlung zu stehen, und, um mehr Strahlung emittieren zu können, muß die Erdoberfläche bei einer höheren Temperatur strahlen. Eine “graue” Atmosphäre würde diesen Effekt nicht produzieren.

### 3.12 Strahlungstransport durch ein Medium

Fällt Strahlung einer bestimmten Wellenlänge auf ein undurchlässiges Medium, wird sie entweder absorbiert oder reflektiert. Für jede Wellenlänge  $\lambda$  gilt also

$$E_\lambda(\text{absorbiert}) + E_\lambda(\text{reflektiert}) = E_\lambda(\text{einfallend}).$$

Teilt man jeden Term in dieser Beziehung durch den pro Einheitsfläche einfallenden spektralen Strahlungsfluß, ergibt sich für alle Wellenlängen

$$a_\lambda + r_\lambda = 1, \tag{3.10}$$

mit  $a_\lambda$  als Absorptionsgrad (wie vorher definiert) und  $r_\lambda$  als Reflexionsgrad (Verhältnis der von der Oberfläche reflektierten Strahlung zur einfallenden Strahlung). Bei jeder Wellenlänge gilt: Stark reflektierende Substanzen absorbieren schwach (z. B. Schnee im sichtbaren Wellenlängenbereich); schwach reflektierende Substanzen absorbieren stark (z. B. Asphalt im sichtbaren Wellenlängenbereich). Die Reflexionsgrade für einige ausgewählte Substanzen im solaren Wellenlängenbereich enthält Tab. 3.2.

---

<sup>3</sup>Diese Temperaturerhöhung wird allgemein als “Treibhauseffekt” bezeichnet. Der Name ist jedoch irreführend, denn die höheren Temperaturen in Treibhäusern kommen hauptsächlich dadurch zustande, daß die Glasscheiben den konvektiven Wärmeaustausch der von der solaren Strahlung erwärmten Luft mit der Umgebung unterbinden.

Tabelle 3.2: Reflexionsgrade verschiedener Bodenarten im solaren Wellenlängenbereich.

Substanz	Reflexionsgrad in %
unbewachsener Boden	10-25
Sand, Wüste	25-40
Gras	15-25
Wald	10-20
Schnee (sauber, trocken)	75-95
Schnee (schmutzig und/oder feucht)	25-75
Wasseroberfläche (Sonne > 25% über dem Horizont)	< 10
Wasseroberfläche (Sonne in gerin- ger Höhe über dem Horizont)	10-70

Die Strahlung einer bestimmten Wellenlänge, die ein durchlässiges Medium durchquert, kann reflektiert (bzw. gestreut), absorbiert oder transmittiert (=hindurchgelassen) werden. Streuung und Absorption zusammen nennt man Extinktion. Analog zu (3.10) gilt

$$a_\lambda + r_\lambda + \tau_\lambda = 1, \quad (3.11)$$

mit  $\tau_\lambda$  als Transmissionsgrad der Schicht (Verhältnis der transmittierten Strahlung zur einfallenden Strahlung).

Im folgenden wird die Absorption eines Strahlenbündels beim Durchqueren einer horizontalen Gasschicht der infinitesimalen Dicke  $dz$  betrachtet (s. Abb. 3.7). Dabei wird angenommen, daß die einzelnen Strahlen parallel sind und daß keine Streuung stattfindet. Die Absorption  $da_\lambda$  (der Teil der Gesamtenergie, der absorbiert wird) beträgt  $-dE_\lambda/E_\lambda$ , wobei  $E_\lambda$  die Energieflußdichte an der Obergrenze der Schicht ist und  $-dE_\lambda$  die Energiemenge, die pro Flächeneinheit des Strahlenbündels absorbiert wird. Die absorbierte Energiemenge ist zur Zahl der Moleküle proportional, die pro Flächeneinheit entlang dem Weg des Strahlenbündels absorbieren. Die Molekülzahl ist dem Volumen proportional, das von dem Strahlenbündel durchquert wird. Dieses Volumen errechnet sich aus der Höhe des grauen Quaders in Abb. 3.7 ( $-(1/\cos \Phi)dz = -\sec \Phi dz$ ;  $dz < 0$ ) multipliziert mit der Flächeneinheit, wobei  $\Phi$  der Zenitwinkel ist. In dem Volumen ist die Masse  $-\rho \sec \Phi dz$  ( $\rho =$  Gasdichte) enthalten. Es folgt, daß

$$da_\lambda = -\frac{dE_\lambda}{E_\lambda} = -k_\lambda \rho \sec \Phi dz, \quad (3.12)$$

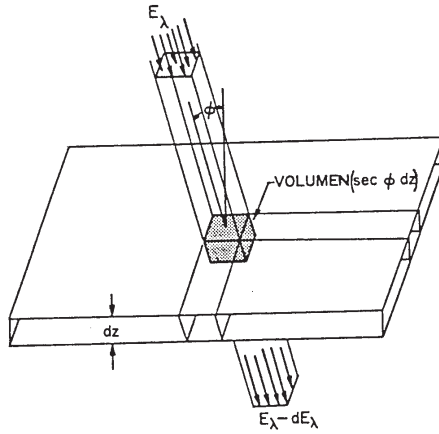


Abbildung 3.7: Abschwächung eines einfallenden Strahlenbündels durch Absorption in einer infinitesimal dünnen Schicht.

mit  $k_\lambda$  als *Absorptionskoeffizient*. Der Absorptionskoeffizient ist ein Maß dafür, wieviele der Gasmoleküle Strahlung der Wellenlänge  $\lambda$  absorbieren.

$k_\lambda$  hängt von der Zusammensetzung, von der Temperatur und vom Druck im Gas innerhalb der Schicht ab. Die Einheit von  $k_\lambda$  ist  $m^2$  pro kg, so daß das Produkt  $k_\lambda \rho dz$  dimensionslos wird.

Nun soll (3.12) von der Höhe  $z$  bis zur "Obergrenze" der Atmosphäre (gekennzeichnet durch das Symbol für unendlich) integriert werden. Das Ergebnis ist

$$\ln E_{\lambda\infty} - \ln E_\lambda = \sec \Phi \int_z^\infty k_\lambda \rho dz. \quad (3.13)$$

Daraus erhält man

$$E_\lambda = E_{\lambda\infty} \exp(-\sigma_\lambda) \quad (3.14)$$

mit

$$\sigma_\lambda = \sec \Phi \int_z^\infty k_\lambda \rho dz.$$

Diese Beziehung wird häufig als Bouguer-Lambert-Gesetz oder Beersches Gesetz bezeichnet. Sie sagt aus, daß die Strahlungsflußdichte monoton mit der Weglänge durch die Schicht abnimmt. Die dimensionslose Größe  $\sigma_\lambda$  wird *optische Dicke* genannt. Sie ist ein Maß für die Abschwächung, die das Strahlenbündel beim Durchqueren der Schicht erfährt. Durchquert der Strahl eine Schicht mit der optischen Dicke  $\sigma_\lambda = 1$ , wird er um den Faktor  $e$  abgeschwächt.

Der Transmissionsgrad der Gasschicht, die über der Höhe  $z$  liegt, ergibt sich zu

$$\tau_\lambda = \frac{E_\lambda}{E_{\lambda\infty}} = e^{-\sigma_\lambda} \quad (3.15)$$



und es folgt, daß sich der Absorptionsgrad (bei vernachlässigbarer Streuung)

$$a_\lambda = 1 - \tau_\lambda = 1 - e^{-\sigma_\lambda} \quad (3.16)$$

mit zunehmender optischer Dicke 1 annähert. Für Wellenlängen in der Nähe des Zentrums der Absorptionslinien ist  $k_\lambda$  so groß, daß eine sehr kurze Weglänge ausreicht, um die gesamte einfallende Strahlung zu absorbieren. Für Wellenlängen außerhalb der Absorptionslinien ist die Weglänge, bei der eine merkliche Absorption auftritt, um viele Größenordnungen größer.

**Beispiel:** Parallele Strahlung durchquert eine 100 m dicke Schicht, die ein Gas der mittleren Dichte  $0,1 \text{ kg m}^{-3}$  enthalten soll. Die Strahlrichtung weicht  $60^\circ$  von der Normalen ab. Berechnet werden soll die optische Dicke, der Transmissionsgrad und der Absorptionsgrad der Schicht bei den Wellenlängen  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$ ,  $\lambda_3$ , für die die Absorptionskoeffizienten  $10^{-3}$ ,  $10^{-1}$  und  $1 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$  betragen.

Da Dichte und Absorptionskoeffizienten nicht von der Weglänge durch die Schicht abhängen, ergibt sich die optische Dicke zu

$$\sigma_\lambda = \rho k_\lambda \sec \Phi \int_{\text{Schicht}} dz$$

$$\sigma_\lambda = 0,1 \text{ kg m}^{-3} \cdot \frac{1}{\cos 60^\circ} \cdot 100 \text{ m} \cdot k_\lambda,$$

außerdem

$$\tau_\lambda = e^{-\sigma_\lambda}$$

$$a_\lambda = 1 - \tau_\lambda.$$

Setzt man die Werte für  $k_{\lambda_1}$ ,  $k_{\lambda_2}$ ,  $k_{\lambda_3}$ , ein, erhält man

	$\lambda = \lambda_1$	$\lambda = \lambda_2$	$\lambda = \lambda_3$
$\sigma_\lambda$	0,02	2	20
$\tau_\lambda$	0,98	0,135	$2 \cdot 10^{-9}$
$a_\lambda$	0,02	0,865	1,00 0,6

Die nichtlineare Beziehung (9.16) zwischen Absorptionsgrad und optischer Dicke bewirkt, daß für größere Weglängen die einzelnen Linien im Absorptionsspektrum (graphische Darstellung von in Abhängigkeit von  $\lambda$ ) zu *Absorptionsbanden* anwachsen (s. Wallace und Hobbs, Abschnitt 6.6.1, S. 298f.).

**Indirekte Bestimmung des solaren Spektrums:** Die indirekte Berechnung der Obergrenze der Atmosphäre aus den Messungen auf der Erdoberfläche ist ein interessantes Beispiel zur Anwendung des Beerschen Gesetzes. Solche Berechnungen wurden recht erfolgreich über viele Jahre durchgeführt, bevor mit Hilfe von Satelliten die unbeeinflusste Sonnenstrahlung direkt gemessen werden konnte.

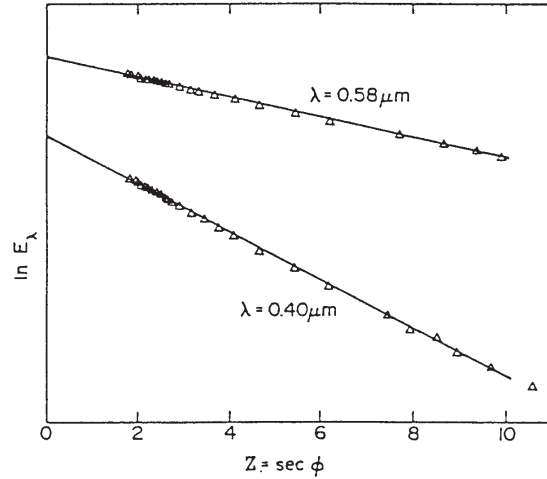


Abbildung 3.8: Spektrale Bestrahlungsstärke der solaren Strahlung, gemessen am Boden bei ungehinderter Einstrahlung und gleichbleibenden atmosphärischen Bedingungen (Langley-Plot).

Gleichung (3.13) läßt sich auch in folgender Form schreiben<sup>4</sup>.

$$\ln E_\lambda = \ln E_{\lambda\infty} - \sec\Phi \int_z^\infty k_\lambda \rho dz.$$

Über einen ganzen Tag wird  $E_\lambda$  an einer Bodenstation in kurzen Zeitabständen gemessen. Während dieser Periode ändert sich der numerische Wert des Integrals in der obigen Beziehung nur sehr wenig im Vergleich zu den Änderungen des Zenitwinkels der Sonne. Deshalb gilt in guter Näherung

$$\ln E_\lambda = A - BZ,$$

mit  $Z = \sec \Phi$  und A, B als Konstanten; trägt man also die Meßwerte von  $E_\lambda$  logarithmisch in Abhängigkeit von  $\sec\Phi$  auf, ergibt sich eine abfallende Gerade (Abb. 3.8).

Da die Weglänge der solaren Strahlung durch die Atmosphäre direkt proportional zu  $Z$  ist, kann man die Bestrahlungsstärke an der Obergrenze der Atmosphäre ermitteln, wenn man die Geraden bis zum Punkt  $Z = 0$  (entspricht der Weglänge null durch die Atmosphäre) extrapoliert.

<sup>4</sup>Die Sonnenstrahlung wird durch die atmosphärischen Bestandteile nicht nur absorbiert, sondern auch gestreut. Der Koeffizient  $k_\lambda$  schließt deshalb in diesem Ausdruck beide Effekte ein. Man bezeichnet  $k_\lambda$  dann als Extinktionskoeffizient.

### 3.13 Absorption von solarer Strahlung

Untersucht werden soll die Veränderung von paralleler Sonnenstrahlung in einer gut durchmischten isothermen Atmosphäre, in der  $k_\lambda$  unabhängig von der Höhe ist. In einer isothermen Atmosphäre gilt

$$\rho = \rho_0 \exp(-z/H) \quad (3.17)$$

mit  $\rho_0$  als Dichte im Meeresniveau. Setzt man (3.17) in die Beziehung für die optische Dicke (3.14) ein, erhält man

$$\sigma_\lambda = k_\lambda \rho_0 \int_z^\infty \exp(-z/H) dz.$$

Integration liefert einen genaueren Ausdruck für die optische Dicke als Funktion der Höhe

$$\sigma_\lambda = H k_\lambda \rho_0 \exp(-z/H). \quad (3.18)$$

Der absorbierte Teil der einfallenden Strahlung in einer beliebigen (dünnen) Atmosphärenschicht ist durch

$$dE_\lambda = E_{\lambda\infty} \tau_\lambda da_\lambda \quad (3.19)$$

gegeben mit  $\tau_\lambda$  als Transmissionsgrad des Teils der Atmosphäre, der über der betreffenden Schicht liegt. Verwendet man die Beziehung (3.15) für  $\tau_\lambda$ , (3.12) für  $da_\lambda$  und (3.17) für  $\rho$ , nimmt die differentielle Absorption folgende Form an:

$$dE_\lambda = (E_{\lambda\infty} k_\lambda \rho_0) e^{-z/H} e^{-\sigma_\lambda} dz.$$

Ersetzt man  $\exp(-z/H)$  mit Hilfe von (3.18), ergibt sich die von der Schicht absorbierte Strahlungsenergie in Abhängigkeit von der optischen Dicke

$$\frac{dE_\lambda}{dz} = \frac{E_{\lambda\infty}}{H} \sigma_\lambda e^{-\sigma_\lambda}.$$

In der Höhe, in der die Absorption am stärksten ist, gilt

$$\frac{d}{dz} \left( \frac{dE_\lambda}{dz} \right) = \frac{E_{\lambda\infty}}{H} \frac{d}{dz} (\sigma_\lambda e^{-\sigma_\lambda}) = 0.$$

Führt man die Differentiation aus, zeigt sich sofort, daß für  $\sigma_\lambda = 1$  die stärkste Absorption stattfindet, d.h. in der Höhe, in der die optische Dicke eins ist.

Das Vertikalprofil der Absorptionsrate  $\partial E_\lambda / \partial z$  zeigt Abb. 3.9, zusammen mit der vertikalen Änderung von  $E_\lambda$  und  $\rho$ . Aus (3.12) folgt

$$\frac{\partial E_\lambda}{\partial z} \sim E_\lambda \rho.$$

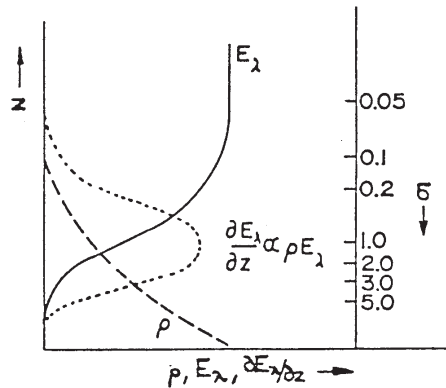


Abbildung 3.9: Einfallende Strahlung  $E_\lambda$ , Absorptionsrate  $\partial E_\lambda/\partial z$  und Luftdichte  $\rho$  als Funktion der Höhe und der optischen Dicke in einer isothermen Atmosphäre mit höhenunabhängigem Extinktionskoeffizienten  $k_\lambda$ .

Am rechten Rand der Abbildung ist die Skala für die optische Dicke angegeben. In den Höhen, wo  $\sigma_\lambda \ll 1$  ist, wird der einfallende Strahl nicht abgeschwächt; die Dicke ist so niedrig, daß es zu wenige Moleküle gibt, um nennenswerte Absorption zu produzieren. In den Höhen mit  $\sigma_\lambda \gg 1$  gibt es zwar keinen Mangel an Molekülen, aber dort bleibt nur mehr sehr wenig Strahlung zur Absorption übrig. Je größer der Wert des Absorptionskoeffizienten  $k_\lambda$  ist, desto kleiner ist die Dichte, die zur Entstehung von nennenswerter Absorption nötig ist, und desto höher liegt das Niveau, in dem die optische Dicke eins wird. Für kleine Werte von  $k_\lambda$  kann die Strahlung die gesamte Atmosphäre durchqueren, ohne daß die optische Dicke eins erreicht.

Die Annahme einer isothermen Atmosphäre mit einem konstanten Absorptionskoeffizienten wurde gemacht, um die obige Herleitung mathematisch zu vereinfachen. Es stellt sich jedoch heraus, daß auch für realistische Vertikalprofile von  $T$  und  $k_\lambda$  das Ergebnis zumindest qualitativ richtig bleibt; d.h. der größte Teil der Absorption findet auf dem Teil des Strahlungsweges statt, wo die optische Dicke in der Größenordnung von eins liegt.

### 3.14 Streuung von solarer Strahlung

Es ist möglich, eine Beziehung analog zu (3.12) für  $ds_\lambda$  zu formulieren. Mit  $ds_\lambda$  ist der Teil der (parallelen) Strahlung gemeint, der beim Durchqueren einer dünnen Schicht gestreut wird. Die Beziehung lautet

$$ds_\lambda \frac{dE_\lambda}{E_\lambda} = K A \sec \Phi dz, \quad (3.20)$$

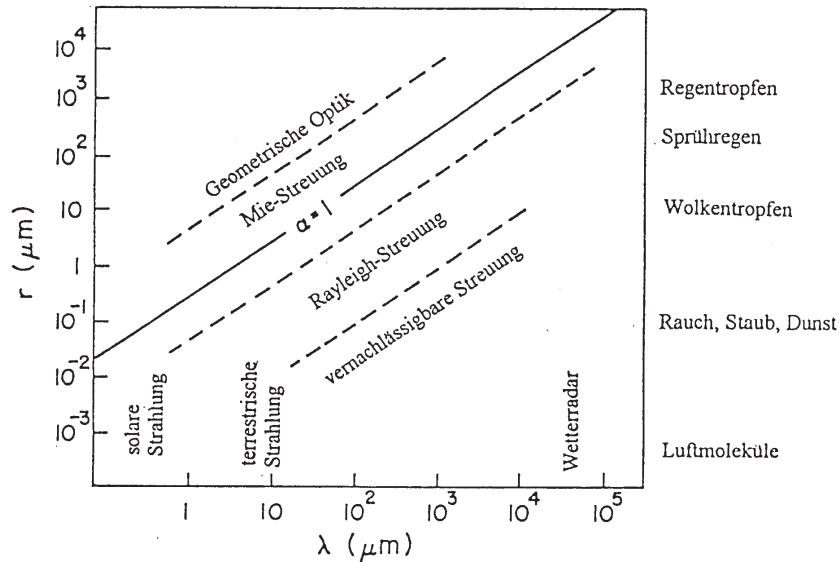


Abbildung 3.10: Der Größenparameter  $\alpha$  in Abhängigkeit von der Wellenlänge  $\lambda$  und dem Teilchenradius  $r$ .

mit  $K$  als dimensionslosen Koeffizienten und  $A$  als der Querschnittsfläche, die die Teilchen in einem Einheitsvolumen senkrecht einfallender Strahlung zur Verfügung stellen.  $K$  spielt die Rolle eines Streukoeffizienten, der das Verhältnis des effektiven Streuquerschnitts der Teilchen zu deren geometrischen Querschnitt angibt. Durch Integration von (3.20) erhält man analog zu (3.13), (3.14), (3.15) und (3.16) die Beziehungen für  $\tau_\lambda$  und  $s_\lambda$ . Zu jedem Zeitpunkt tragen verschiedene Teilchenformen und ein ganzes Spektrum von Teilchengrößen zum effektiven Streuquerschnitt bei. Dennoch ist es lohnend, den idealisierten Fall der Streuung durch kugelförmige Teilchen mit einheitlichem Radius  $r$  zu betrachten. In diesem Fall hängt  $K$  vor allem von dem dimensionslosen Größenparameter  $\alpha = 2\pi r/\lambda$  ab, der ein Maß für die Teilchengröße im Verhältnis zur Wellenlänge der einfallenden Strahlung ist. Abb. 3.10 zeigt die graphische Darstellung der Funktion  $\alpha = \alpha(r, \lambda)$ .

Für den Spezialfall  $\alpha \ll 1$  zeigte Rayleigh, daß  $K$  proportional zu  $\alpha^4$  ist und daß sich die gestreute Strahlung gleichmäßig zwischen dem vorderen und dem rückwärtigen Halbraum aufteilt (s. Abb. 3.11). Man erkennt in Abb. 3.10, daß die Streuung von solarer Strahlung durch die Luftmoleküle zu dieser sogenannten *Rayleigh-Streuung* zu rechnen ist. Interessant ist, daß durch die Luftmoleküle gestreute dunkelblaue ( $\lambda \approx 0,47\mu m$ ) und rote ( $\lambda \approx 0,64\mu m$ ) Licht zu vergleichen:

$$\frac{K(\text{blau})}{K(\text{rot})} = \left(\frac{0,64}{0,47}\right)^4 = 3,45,$$

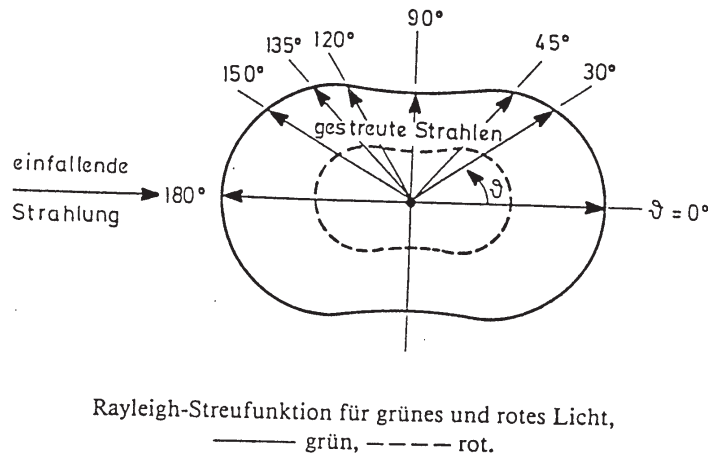


Abbildung 3.11:

d.h. der Anteil von kurzwelligem Licht in der durch die Luftmoleküle gestreuten Strahlung ist wesentlich größer als der langwellige Anteil. Dadurch erklärt sich die blaue Farbe des Himmels, von Schatten und entfernten Gegenständen. Auf gleiche Weise wirkt sich der hohe langwellige Anteil in der nicht gestreuten solaren Strahlung aus: Gegenstände in direkt von der Sonne kommendem Licht erscheinen rötlich oder orange, besonders bei tiefstehender Sonne (Sonnenanfang bzw. Sonnenuntergang), wenn die Strahlung einen langen Weg durch die Atmosphäre zurücklegt. Die Streuung der Strahlung im Mikrowellenbereich durch Regentropfen gehört ebenfalls zur Rayleigh-Streuung. Die starke Zunahme von  $K$  mit steigender Tropfengröße ermöglicht die Unterscheidung zwischen Niederschlagstropfen und den kleineren Wolkentropfen. Diese Tatsache wird bei der Anwendung des Wetterradars ausgenutzt.

Für  $\alpha \geq 50$ ,  $K \approx 2$  kann die Winkelverteilung der gestreuten Strahlung durch die Gesetze der geometrischen Optik beschrieben werden. Die Streuung der sichtbaren Strahlung durch Wolkentropfen, Regentropfen und Eispartikel fällt in diesen Bereich. Dabei entstehen optische Phänomene wie Regenbogen, Halos usw. (vgl. nächster Abschnitt).

Für Werte von  $\alpha$  zwischen 0,1 und 50 muß die Streuung mit Hilfe einer allgemeineren Theorie erklärt werden. Charakteristisch für diese sogenannte *Mie-Streuung* ist, daß  $K$  mit zunehmenden  $\alpha$  stark schwankt. Die Winkelverteilung der gestreuten Strahlung ist sehr kompliziert und ändert sich schnell mit  $\alpha$ , dabei ist die Vorwärtsstreuung stärker als die Rückwärtsstreuung (s. Abb. 3.12).

Die Streuung des Sonnenlichts an Dunst-, Rauch- und Staubteilchen gehört normalerweise zur Mie-Streuung. Im Gegensatz zu den Luftmolekülen streuen diese Teilchen solare Strahlung fast unabhängig von der Wellenlänge. Dunst und Staub wirken

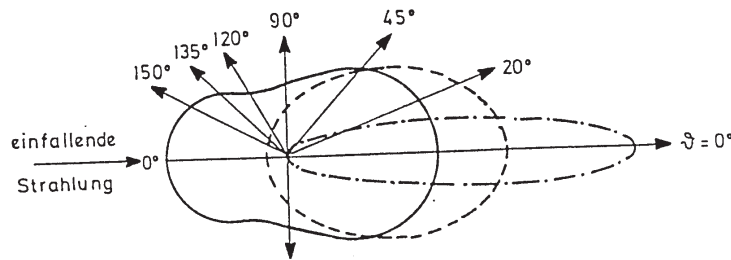


Abbildung 3.12: Streufunktion für Aerosolpartikeln,  
 (—)  $r = 0,05\mu m$ , - - - -  $r = 0,1\mu m$ , - · - · - ·  $r = 0,5\mu m$ .

daher in der Atmosphäre je nach Dichte weiß bis grau. Da die Dunstpartikel die solare Strahlung vor allem vorwärts streuen, d.h. nur wenig aus der ursprünglichen Richtung ablenken, ist ein dunstiger Himmel um die Sonne herum am hellsten.

Es ist klar, daß der Energietransport durch Strahlung eine wichtige und sehr komplizierte Rolle in der globalen Energiebilanz spielt. Jedoch müssen auch andere physikalische Vorgänge von Bedeutung sein, denn die auf der Erdoberfläche beobachteten Temperaturen weichen in großen Teilen der Atmosphäre stark von der Strahlungsgleichgewichtstemperatur ab. Im nächsten Kapitel soll daher die globale Energiebilanz einschließlich dieser Faktoren erläutert werden, um die beobachtete Temperaturverteilung erklären zu können.

### 3.15 Optische Erscheinungen in der Atmosphäre

Am Schluß dieses Kapitels sollen Erscheinungen beschrieben werden, die auf Beugung, Brechung (Refraktion) und Spiegelung (Reflexion) der direkten oder indirekten Sonnenstrahlung an Wassertropfen, Eiskristallen und verschiedenen dichten Luftschichten zurückgehen.

**Regenbogen:** Der Regenbogen entsteht durch Brechung und Reflexion des Lichts in Regentropfen. Abb. 3.13 zeigt den Verlauf eines Sonnenstrahls in einem Regentropfen. Der Sonnenstrahl  $S$  wird zunächst beim Übertritt von der Luft in den Tropfen bei  $B$  gebrochen und dann bei  $R$  an der Tropfenoberfläche reflektiert. Beim Verlassen des Tropfens erfolgt noch eine zweite Brechung  $B_2$ . Insgesamt wurde der Strahl um  $139^\circ$  gedreht, so daß zwischen der ursprünglichen und der jetzigen Richtung ein Winkel von  $41^\circ$  liegt.

Wie in Abb. 3.13 zu sehen ist, verhalten sich nicht alle Wellenlängen gleich. Der blaue und violette Anteil wird stärker gebrochen als der rote, d.h. das weiße Licht wird auf seinem Weg durch den Tropfen in seine Spektralfarben zerlegt und jede

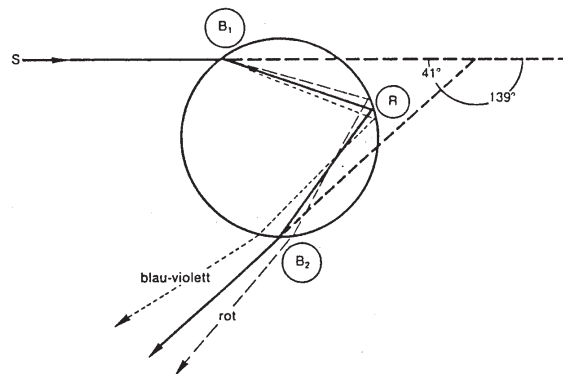


Abbildung 3.13: Brechungs- und Reflexionsvorgänge in einem Regentropfen, die zur Entstehung des Regenbogens führen.

Farbe verläßt den Tropfen in einer etwas anderen Richtung. So bildet das blauviolette Licht mit dem Sonnenstrahl einen Winkel von  $40^\circ$ , das rote Licht einen von  $42^\circ$ .

Blickt der Beobachter, der die Sonne im Rücken hat, in Richtung des Gegenpunktes der Sonne, können genau die Tropfen Licht in sein Auge lenken, die  $41^\circ$  rechts, links, über oder unter seiner Blickrichtung schweben. Diese Tropfen liegen auf einem Kreis, dessen Mittelpunkt mit dem Gegenpunkt der Sonne zusammenfällt und der einen Radius von  $41^\circ$  besitzt. Der Kreis erscheint außen rot und innen violett.

Von der Erdoberfläche aus ist immer nur ein begrenztes Bogenstück dieses Kreises zu sehen. Es wird umso größer, je tiefer die Sonne steht. Hat die Sonne eine Höhe von mehr als  $41^\circ$  über dem Horizont, ist kein Regenbogen sichtbar. Manchmal gibt es noch einen zweiten Regenbogen: größer als der gewöhnliche und in umgekehrter Farbenfolge, also außen blauviolett und innen rot. Dieser sogenannte Nebenregenbogen entsteht, wenn unter bestimmten Voraussetzungen die Sonnenstrahlen in den Regentropfen zweimal reflektiert werden (s. Abb. 3.14). Der Winkel zwischen dem ankommenden Sonnenstrahl und dem reflektierten Strahl beträgt in diesem Fall  $51^\circ$  (rot  $50^\circ$  violett  $53^\circ$ ), d.h. der Nebenregenbogen hat einen Radius von etwa  $51^\circ$ .

**Haloerscheinungen:** Zu den Haloerscheinungen zählt man alle optischen Phänomene, die auf Brechung oder Spiegelung des Sonnenlichtes an atmosphärischen Eiskristallen zurückzuführen sind. Welche Formen Eiskristalle annehmen können, wurde bereits auf S. 24 gezeigt. Haloerscheinungen entstehen vor allem an den hexagonalen Platten oder Prismen, die besonders in dünner, hoher Bewölkung (Cirrus, Cirrostratus) vorkommen. Die Möglichkeiten der Brechung und Reflexion an diesen Eiskristallen zeigt Abb. 3.15.

Bei dem Kristall ganz links erfolgt die Brechung an dem rechten Winkel zwischen der Deckfläche und einer der sechs Seitenflächen. Die Sonnenstrahlen werden



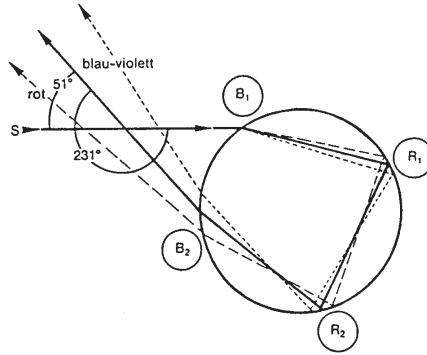


Abbildung 3.14: Brechungs- und Reflexionsvorgänge in einem Regentropfen, die zur Entstehung des Nebenregenbogens führen.

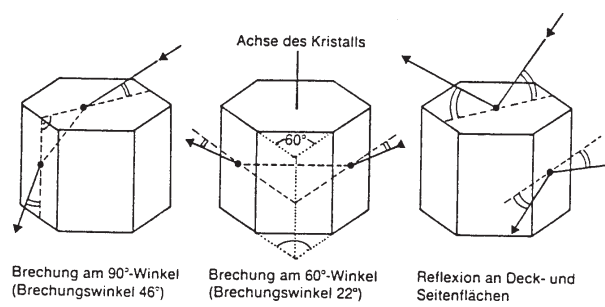


Abbildung 3.15: Brechungs- und Reflexionsvorgänge an Eiskristallen, die zu Haloerscheinungen führen.

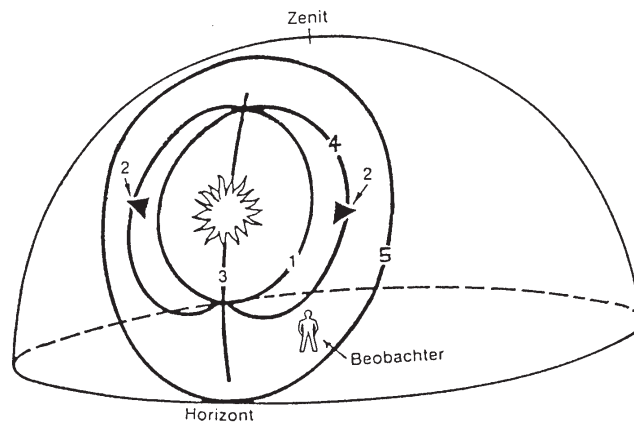


Abbildung 3.16: Die wichtigsten Haloerscheinungen: 1 = kleiner Ring, 2 = Nebensonne, 3 = Lichtsäule, 4 = Berührungsbögen und umschriebener Halo, 5 = großer Ring.

gegenüber ihrer ursprünglichen Richtung um  $46^\circ$  abgelenkt. Bei dem Kristall in der Mitte erfolgt die Brechung an dem  $60^\circ$ -Winkel zwischen je einer Seitenfläche und der übernächsten. Brechung am Winkel von  $120^\circ$  zwischen zwei benachbarten Seitenflächen führt zu innerer Totalreflexion und spielt daher bei Haloerscheinungen keine Rolle. Dagegen ist die Reflexion an den Deck- oder Seitenflächen der Eiskristalle relativ häufig der Grund für die Entstehung von Halos. Sie ist in Abb. 3.15 rechts für zwei Fälle dargestellt. Allgemein gilt, daß Brechungshalos farbig und Reflexionshalos weiß sind. Die Farbigkeit geht wie beim Regenbogen darauf zurück, daß die verschiedenen Wellenlängen des weißen Lichts verschieden stark gebrochen werden. Die Farbenfolge ist jedoch genau umgekehrt.

In Abb. 3.16 sind die wichtigsten Haloerscheinungen skizziert, so wie sie am Himmel zu sehen sind. Am häufigsten ist der kleine Ring oder  $22^\circ$ -Ring (1), der einen Kreis um die Sonne mit einem Radius von  $22^\circ$  bildet. Der Kreis hat einen rötlichen Innenrand; die Kreisform läßt sich auf die gleiche Weise erklären wie beim Regenbogen. Manchmal ist der kleine Haloring von zwei farbigen Flecken flankiert ("Nebensonnen"), die etwas außerhalb des Ringes in Höhe der Sonne zu sehen sind (2). Eine relativ oft zu beobachtende Erscheinung ist die Lichtsäule (3), ein senkrecht Lichtband oberhalb und unterhalb der Sonne. Die Lichtsäule kann schon am Horizont stehen, wenn die Sonne noch gar nicht aufgegangen ist. Ebenfalls recht häufig kann man die oberen und unteren Berührungsbögen (4) sehen. Sie ändern ihre Gestalt stark mit der Höhe der Sonne über dem Horizont. Bei hochstehender Sonne können sie zu einem geschlossenen Halo ("umschriebener Halo") zusammenwachsen. Schließlich sei noch der große Ring oder  $46^\circ$ -Ring (5) erwähnt, der einen Kreis mit einem Radius von  $46^\circ$  um die Sonne bildet. Die Ursachen für die Entstehung der verschie-

denen Haloerscheinungen sind in Tab. 3.2 zusammengefaßt. Halos können nicht nur am Tage sondern auch bei Mondschein auftreten.

**Kränze und Glorien:** Neben Regenbogen und Halos gehören Kränze und Glorien zu den relativ häufigen Erscheinungen am Himmel. Ein Kranz besteht aus einem oder mehreren farbigen Ringen um Sonne oder Mond. Der innerste Teil des Kranzes ist eine helle weißleuchtende Scheibe, die Aureole (s. Abb. 3.17). Gelegentlich spricht man vom Hof des Mondes. Kränze gibt es vor allem in dünnen Wasserwolken; einen Hof um den Mond kann man auch bei dünnen Cirrus-Wolken mit feinverteilten Eisteilchen sehen. Je einheitlicher die Größe der Wolkentröpfchen ist, desto deutlicher sind die Erscheinungen. Die Ringe sind umso größer, je kleiner die Tröpfchen bleiben. Glorien sind ähnliche Phänomene, jedoch um den Gegenpunkt der Sonne. Man kann sie häufig beim Fliegen über einer Wolkendecke um den Schatten des Flugzeuges sehen. Auch sie treten nur in Wasserwolken auf. Kränze und Glorien gehen auf Beugungsvorgänge zurück, d.h. auf Änderungen der Strahlungsrichtung bei gleichzeitiger Zerlegung des Lichtes in seine Spektralfarben. Dieser Vorgang findet an sehr kleinen Objekten statt (hier an den Wolkentröpfchen).

Tabelle 3.3: Die Entstehung der wichtigsten Haloerscheinungen.

Lage der Hauptachse des Kristalls	brechender Winkel $60^\circ$	brechender Winkel $90^\circ$	Spiegelung an den
senkrecht	Nebensonnen		
waagrecht	oberer und unterer Berührungsbogen; umschriebener Halo		Seitenflächen: Lichtsäule; Deckflächen: Horizontalkreis
beliebig	$22^\circ$ -Ring	$46^\circ$ -Ring	

**Atmosphärische Refraktion:** Es gibt zahlreiche Erscheinungen, die auf Lichtbrechung und -spiegelung an verschiedenen dichten Luftschichten zurückgehen. Ein von außen kommender Sonnenstrahl gelangt innerhalb der Atmosphäre in immer dichtere Luftschichten. Da der Brechungsindex der Luft mit zunehmender Luftdichte leicht anwächst, kommt es zu einer konvexen Krümmung der Strahlen (s. Abb. 3.18). Die Krümmung ist umso stärker, je länger der Weg des Strahles durch die Atmosphäre ist. Die Sonne ist deshalb von der Erde aus noch sichtbar, wenn sie bereits etwa  $0,5^\circ$  unter dem Horizont steht. Aus diesem Grund liegt die tatsächliche Tageslänge um

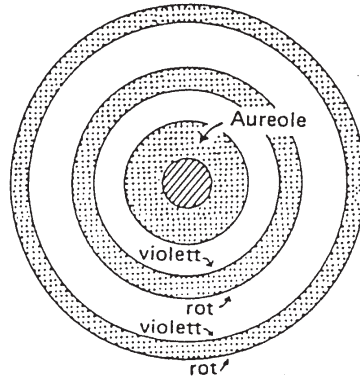


Abbildung 3.17: Prinzip der Kränze

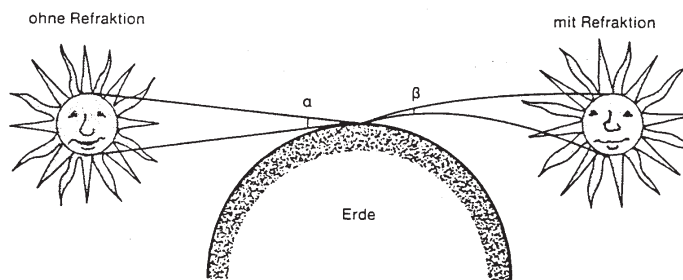


Abbildung 3.18: Wirkungsweise der atmosphärischen Refraktion

einige Minuten über der astronomischen. Außerdem kann man Vollmond und Sonne gleichzeitig knapp über dem Horizont sehen und die Polarnacht ist um 15 Tage kürzer. Steht die Sonne knapp über dem Horizont, wird ihr unterer Rand auf Grund der stärkeren Refraktion optisch mehr gehoben als der obere (s. Abb. 3.18 rechts). Das führt dazu, daß sie besonders bei stark stabiler Luftschichtung abgeplattet erscheint. (Keine Folge der Refraktion sondern eine Wirkung der "falschen menschlichen Wahrnehmung ist es, daß Sonne und Mond am Zenit kleiner sind als in der Nähe des Horizonts.)

Weit entfernte Gegenstände in Horizontnähe "ändern in Abhängigkeit vom vertikalen Dichtegradienten ihre Größe. So wirken die Alpen von München aus nah und groß, wenn die Luft labil geschichtet (und sauber) ist, wie z. B. bei Föhn, da dann die Luftdichte mit der Höhe relativ langsam abnimmt (s. Abb. 3.19).

Ist die Luft in Bodennähe so stark aufgeheizt, daß die Luftdichte mit der Höhe zu-

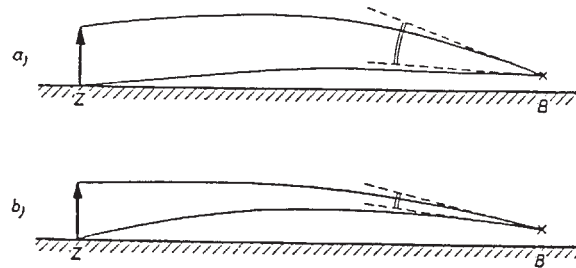


Abbildung 3.19: Eindruck der Nähe (a) oder Ferne (b) durch Unterschiede im vertikalen Dichtegradienten.

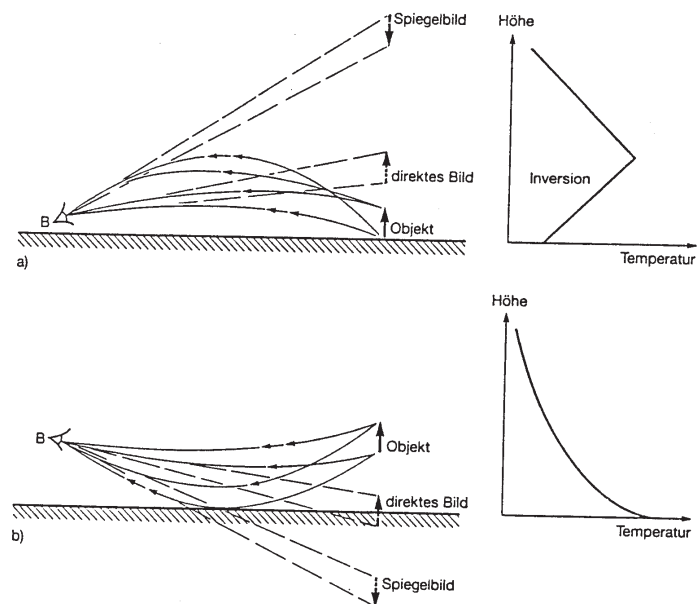


Abbildung 3.20: Luftspiegelungen nach oben (a) und nach unten (b).

nimmt, kommt es zu einer konkaven Krümmung der Lichtstrahlen. Die Gegenstände werden unter ihrer wirklichen Lage gesehen. Gewöhnlich befindet sich das Auge des Beobachters über der bodennahen überhitzten Luftschicht. Das Licht von einem Gegenstand in Horizontnähe erreicht es dann entweder auf dem direkten Weg längs einer wenig gekrümmten Bahn oberhalb der überhitzten Schicht oder auf einer Bahn durch die überhitzte Schicht unter Totalreflexion (Abb. 3.20b). Der Beobachter sieht den Gegenstand selbst und darunter das Spiegelbild des Gegenstandes (untere Luftspiege-

lung). Im Sommer spiegeln sich bei starker Sonneneinstrahlung über Straßenflächen der Himmel und die nahe am Horizont befindlichen Gegenstände in einer wasserähnlichen Fläche. In Wüsten kann dieser Effekt so weit führen, daß hinter dem Horizont liegendes Gelände sichtbar wird (Fata Morgana).

Bei kräftiger Temperaturzunahme mit der Höhe sind die Strahlenbahnen stärker nach unten gekrümmt als "normal". Die Luftspiegelungen, die in diesem Fall auftreten, werden obere Spiegelungen genannt, da die Gegenstände über ihrer wirklichen (normalen) Lage erscheinen (s. Abb. 3.20a). Dieser Typ der Luftspiegelung ist sehr häufig im Polargebiet oder über kalten Meeresgebieten.

# Kapitel 4

## Die globale Energiebilanz

Die Atmosphäre spielt eine komplexe Rolle in der globalen Energiebilanz. Im vorherigen Kapitel wurde gezeigt, daß die Mitteltemperatur auf der Erdoberfläche ohne Atmosphäre beträchtlich niedriger sein würde. Dieser sogenannte atmosphärische "Treibhauseffekt" ist eine Folge der Strahlungsübertragungseigenschaften von Wasserdampf, Kohlendioxid und Spurengasen (z. B. Methan, Distickstoffoxid) sowie der Wolken.

In diesem Kapitel werden die verschiedenen Quellen und Senken in der global gemittelten Energiebilanz für das System Erde-Atmosphäre betrachtet. Außerdem wird beschrieben, wie das Energiegleichgewicht dieses Systems zustande kommt und welchen Einfluß die Wechselwirkungen zwischen Erdoberfläche und Atmosphäre haben.

### 4.1 Die global gemittelte atmosphärische Energiebilanz

Obwohl durch Strahlung und andere Energietransporte ständig große Energiemengen in die Atmosphäre gelangen und daraus wieder entfernt werden, nimmt die Menge der gespeicherten Energie nicht systematisch zu oder ab. In sehr guter Näherung besteht im längeren Mittel für die Gesamtmasse der Atmosphäre ein Gleichgewicht zwischen Energiezufuhr und Energieverlust. Im folgenden geht es um die physikalischen Prozesse, die zu diesem Energiegleichgewicht beitragen.

**Die Quellen und Senken:** Da die Atmosphäre nahezu vollständig im hydrostatischen Gleichgewicht ist, kann die diabatische Erwärmungs- und Abkühlungsrate eines Luftpakets mit der zeitlichen Änderung der Enthalpie und der geopotentiellen Höhe des Luftpakets in Verbindung gebracht werden:

$$\dot{H} = -\frac{d}{dt}(c_p T + \Phi), \quad (4.1)$$

wobei  $\dot{H}$  die diabatische Erwärmungsrate in Watt pro Kilogramm ist. Diese Beziehung ergibt sich, wenn man Gleichung (3.44) in Teil I durch  $dt$  teilt. Die Größe  $c_p T + \Phi$  nennt man *statischen Energiegehalt* (static energy). Sie besteht aus der Summe von innerer Energie ( $c_v T$ ) und dem Term  $p\alpha [= RT(c_p - c_v)]$ , der vom Luftpaket pro Volumeneinheit gegen den Außendruck  $p$  geleisteten Expansionsarbeit. Hinzu kommt die potentielle Energie ( $\Phi$ ) pro Masseneinheit auf Grund der Gravitation. Zur Erwärmungsrate  $\dot{H}$  tragen in (4.1) folgende physikalische Prozesse bei:

- Absorption von solarer Strahlung;
- Absorption und Emission von terrestrischer Strahlung;
- Freisetzung von latenter Wärme durch Wasserdampfkondensation;
- Wärmeaustausch mit der Umgebung durch statistische Molekülbewegungen (Wärmeleitung);
- Wärmeaustausch mit der Umgebung durch Bewegungen von Luftpaketen (Konvektion).

Diese Prozesse lassen sich symbolisch in folgender Form schreiben

$$\dot{H} = \dot{H}_R + LH + S_h \quad (4.2)$$

mit  $\dot{H}_{R(adiation)}$  als (Netto-)Erwärmungsrate durch Strahlung,  $LH$  (latent heat) als der pro Zeitintervall freigesetzten latenten Wärme und  $S_h$  als der Erwärmungsrate durch Wärmeleitung und Konvektion. Die freigesetzte latente Wärme kann man wie folgt in Beziehung zur Änderung des Wasserdampfmischungsverhältnisses  $w$  im Luftpaket setzen. Die zeitliche Änderung des Mischungsverhältnisses besteht aus zwei Teilen:

$$\frac{dw}{dt} = \left( \frac{dw}{dt} \right)_p + \left( \frac{dw}{dt} \right)_A .$$

Im ersten Term auf der rechten Seite ist die Wirkung der Phasenübergänge zwischen gasförmig und flüssig (oder fest) enthalten, im zweiten Teil die Wirkung des Austauschs von Wasserdampfmolekülen mit der Umgebung infolge Wärmeleitung und Konvektion. Die Erwärmung durch Freisetzung von latenter Wärme kann so formuliert werden

$$LH = -L \left( \frac{dw}{dt} \right)_p = -L \frac{dw}{dt} + S_m,$$

wobei  $S_{m(oist)}$  für den Austauschterm  $L(dw/dt)_A$  steht. (4.2) wird dann zu

$$\dot{H} = \dot{H}_R - L \frac{dw}{dt} + S_h + S_m.$$

Setzt man diese Beziehung in (4.1) ein, ergibt sich



$$\frac{d}{dt}(c_p T + \Phi + Lw) = \dot{H}_R + S_h + S_m. \quad (4.3)$$

Die Größe in Klammern ist der (statische) *Gesamtenergiegehalt* (moist static energy), definiert als Summe von Enthalpie, potentieller (Gravitations-)Energie und latentem Wärmegehalt ( $Lw$ ). Sie hat die günstige Eigenschaft, nicht von Kondensationsprozessen beeinflusst zu werden, die hauptsächlich die Energie zwischen den  $Lw$ - und  $c_p T$ -Termen umverteilen.

Betrachtet man die gesamte Atmosphäre über einen längeren Zeitraum, bleibt der Gesamtenergiegehalt konstant, d.h.

$$\frac{d}{dt} \{ \overline{c_p T + \Phi + Lw} \} = 0. \quad (4.4)$$

Aus (4.3) folgt

$$\{ \overline{\dot{H}_R + S_h + S_m} \} = 0. \quad (4.5)$$

Diese Gleichung stellt die Bedingungen für das Energiegleichgewicht.

**Das Gleichgewicht auf der Erdoberfläche:** Der räumlich und zeitlich gemittelte Energiefluß, der von der Erdoberfläche in die Atmosphäre geht, beträgt pro Flächeneinheit

$$[\overline{F}] = [\overline{E}_R] + [\overline{F}_h] + [\overline{F}_m]. \quad (4.6)$$

$E_R$  gibt die (Netto-) Abstrahlung der Erdoberfläche an;  $F_h$  und  $F_m$  sind die Flüsse<sup>1</sup> von fühlbarer und latenter Wärme<sup>2</sup>. Der Klammer-Operator  $[\ ]$  steht für das Mittel über die gesamte Erdoberfläche. Die Abstrahlung läßt sich in kurzwellige und langwellige Anteile wie folgt aufspalten:

$$[\overline{E}_R] = [\overline{E}_L \uparrow] - [\overline{E}_L \downarrow] - [\overline{E}_s] \quad (4.7)$$

mit  $E_s$  als der von der Erdoberfläche tatsächlich absorbierten Sonnenstrahlung (einfallende minus reflektierter Strahlung),  $E_L \uparrow$  als der von der Erdoberfläche emittierten langwelligen Strahlung und  $E_L \downarrow$  als der zur Erdoberfläche gerichteten langwelligen Emission der Atmosphäre (“atmosphärische Gegenstrahlung”). Nach dem Energieerhaltungsgesetz ist klar, daß

<sup>1</sup>Genaugenommen handelt es sich nicht um “Flüsse” sondern um “Flußdichten”.

<sup>2</sup>Gleichung (4.6) bezeichnet man auch als Wärmehaushaltsgleichung der Erdoberfläche. Vor allem in der deutschsprachigen Literatur wird häufig die Schreibweise  $Q + B + L + V = 0$  verwendet, wobei die einzelnen Terme (im Gegensatz zur hier verwendeten Definition) positiv sind, wenn die Wärme zur Erdoberfläche fließt. Die Abkürzungen bedeuten: Q Strahlungsbilanz der Erdoberfläche; B Wärmefluß aus dem Boden zur Erdoberfläche; L, V fühlbarer bzw. latenter Wärmefluß von der Luft zur Erdoberfläche.

$$4\pi R_E^2 [\overline{F}] = -\frac{\partial \overline{W}}{\partial t}, \quad (4.8)$$

wobei mit  $R_E$  der durchschnittliche Radius der Erde gemeint ist und mit  $W$  die Summe aus innerer, potentieller, kinetischer, chemischer und nuklearer Energie der festen Erde, Ozeane, polaren Eiskappen und Biosphäre. Im folgenden geht es um die relative Bedeutung der verschiedenen physikalischen Prozesse, die zu den Änderungen der in diesem System gespeicherten Gesamtenergie beitragen.

- Durch die Verbrennung von fossilen Brennstoffen und die Spaltung in Kernreaktoren wird gegenwärtig eine Energiemenge freigesetzt, die einem global gemittelten Fluß in der Größenordnung von  $0,02 \text{ Wm}^{-2}$  entspricht. Bei weiterem Ausbau der Kernenergie könnte der Wert bis in hundert Jahren auf  $1 \text{ Wm}^{-2}$  ansteigen.
- Die Freisetzung von Erdwärme durch die Erdkruste liegt im globalen Mittel in der Größenordnung von  $0,06 \text{ Wm}^{-2}$ . (Auf dem Jupiter ist dieser Prozeß anscheinend ein wichtiger Term in der Energiebilanz.)
- Zwischen Spätwinter und Spätsommer erwärmen sich die oberen Wasserschichten der Ozeane im Durchschnitt um ca. 5K. Die Ozeane bedecken ungefähr 70% der Erdkugel und die Temperaturerhöhung erfaßt eine ca. 100 m dicke Schicht. Die durch Erwärmung der Ozeane absorbierte Energie entspricht einem nach unten gerichteten Energiefluß von

$$[\overline{F}] = \left( \frac{5K}{180d} \right) \cdot \frac{4,2 \cdot 10^3 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1} \cdot 10^3 \text{ kg m}^{-3} \cdot 100\text{m} \cdot 0,70}{8,65 \cdot 10^4 \text{ s d}^{-1}}$$

oder etwa  $100 \text{ Wm}^{-2}$  im Durchschnitt auf jeder Halbkugel im Sommerhalbjahr. Während eines ganzen Jahres beträgt die Änderung der Meeresoberflächentemperatur im globalen Mittel sicher weniger als ein paar zehntel Grad (vermutlich noch wesentlich weniger). Im letzten Jahrhundert ist die Meeresoberflächentemperatur im globalen Mittel niemals mehr als ein paar zehntel Grad pro Dekade gefallen oder gestiegen. Daher sind die Energieflüsse infolge von Temperaturschwankungen in den oberen Schichten der Ozeane im Jahresmittel nicht größer als einige Watt pro Quadratmeter und über eine Dekade gemittelt nicht größer als einige zehntel Watt pro Quadratmeter.

- Durch die Phasenänderungen, die mit dem Aufbau oder Abschmelzen der kontinentalen Eismassen verbunden sind, werden über lange Zeiträume große Energiemengen absorbiert bzw. freigesetzt. Würde man das gegenwärtig in Grönland und in der Antarktis lagernde Eis gleichmäßig über die ganze Erdoberfläche verteilen, ergäbe sich eine 60 m dicke Schicht. Angenommen, die Eiskappen verschwinden oder vergrößern sich um das Doppelte bis in 1000 Jahren ( $\approx 3 \cdot 10^{10} \text{ s}$ ), was eine sehr schnelle Veränderung bedeuten würde. Der damit verbundene global gemittelte Energiefluß wäre

$$[\overline{F}] = \left( \frac{60m}{3 \cdot 10^{10}s} \right) \cdot 3,34 \cdot 10^5 J kg^{-1} \cdot 10^3 kg m^{-3} \approx 0,6 W m^{-2}.$$

Aus diesen Beispielen folgt, daß der Energiefluß durch die Erdoberfläche  $[\overline{F}]$  zumindest im Dekadenmittel mehr als zwei Größenordnungen kleiner als die übrigen Terme in (4.6) ist, die in der Größenordnung von  $30-100 W m^{-2}$  liegen. Deshalb wird das global und zeitlich (über mehr als 10 Jahre) gemittelte Energiegleichgewicht auf der Erdoberfläche in sehr guter Näherung erreicht, wenn gilt

$$[\overline{E}_s] + [\overline{E}_L \downarrow] = [\overline{E}_L \uparrow] + [\overline{F}_h \uparrow] + [\overline{F}_m \uparrow]. \quad (4.9)$$

Da also der Energiefluß durch die Erdoberfläche vernachlässigbar ist und sich die in der Atmosphäre gespeicherte Energie nicht ändert, folgt, daß der (Netto-)Energiefluß durch die Obergrenze der Atmosphäre im globalen Mittel sehr klein sein muß. Weil außerdem der Energietransport zwischen Erde und Weltraum nur durch Strahlung möglich ist<sup>3</sup>, muß das System Erde-Atmosphäre demnach fast vollständig im Strahlungsgleichgewicht sein. Deshalb ist die von der Erde abgestrahlte infrarote Strahlung in sehr guter Näherung gegeben durch

$$[\overline{E}] = \left[ \overline{(1 - A) S/4} \right] \quad (4.10)$$

mit A als der Albedo der Erde und S als der solaren Strahlungsflußdichte, die senkrecht auf eine ebene Fläche an der Obergrenze der Atmosphäre einwirkt (Solarkonstante  $S = 1380 W m^{-2}$ ).

**Strahlungsbilanz der Erdoberfläche:** Abb. 4.1 zeigt eine Schätzung der globalen Energiebilanz für das System Erde-Atmosphäre, berechnet auf der Grundlage von gemessenen Daten, die in geringem Maße so angepaßt wurden, daß die Gleichungen (4.5), (4.9) und (4.10) erfüllt sind. Die einzelnen Strahlungsanteile sind in Prozenten der an der Obergrenze der Atmosphäre einfallenden Sonnenstrahlung ( $S/4 = 345 W m^{-2}$ ) angegeben, wobei dieser Wert mit 100% angesetzt ist.

19 von 100 Einheiten der einfallenden solaren Strahlung werden auf dem Weg durch die Atmosphäre absorbiert: 16 in wolkenfreier Luft und 3 in Wolken. Insgesamt 30% werden in den Weltraum reflektiert: 20 von den Wolken, 6 von wolkenfreier Luft und 4 von der Erdoberfläche. Die verbleibenden 51% werden von der Erdoberfläche absorbiert. Die Erde gibt diese Energie als infrarote Strahlung sowie durch fühlbare und latente Wärmefflüsse ab (rechte Seite von Abb. 4.1).

Die (Netto-)IR-Emission, die sich aus der nach oben gerichteten langwelligen Abstrahlung der Erdoberfläche minus der nach unten gerichteten langwelligen Ab-

---

<sup>3</sup>Der Energiefluß durch den Sonnenwind und die kosmische Strahlung ist mehr als fünf Größenordnungen kleiner als der Energiefluß durch Strahlung.

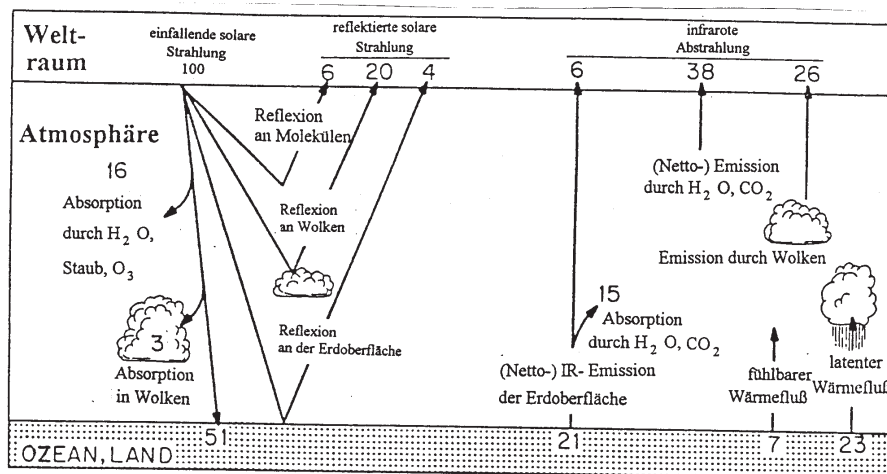


Abbildung 4.1: Globale Strahlungsbilanz für das System Erde-Atmosphäre.

strahlung der Atmosphäre errechnet, beträgt 21 Einheiten<sup>4</sup>, von denen 15 in der Atmosphäre absorbiert werden und 6 den Weltraum erreichen. Die übrigen 30 Einheiten werden durch latente und fühlbare Wärmeflüsse von der Erdoberfläche in die Atmosphäre übertragen. Betrachtet man allein die Atmosphäre, gibt es einen Verlust von 49 Einheiten infraroter Strahlung (70 werden an der Obergrenze der Atmosphäre in den Weltraum emittiert, nur 21 dagegen von der Erdoberfläche). Dieser Verlust übersteigt den Energiegewinn durch die Absorption von solarer Strahlung in der Atmosphäre um 30 Einheiten. Die Bilanz wird jedoch durch die fühlbaren und latenten Wärmeflüsse ausgeglichen (s. Abb. 4.1). Im globalen Mittel erfährt die Atmosphäre demnach eine Abkühlung infolge der negativen Strahlungsbilanz, andererseits aber eine gleich große Erwärmung durch die Freisetzung von latenter Wärme in den Niederschlagsgebieten und durch die Übertragung der fühlbaren Wärme von aufgeheizten Oberflächen. Gäbe es die Flüsse von latenter und fühlbarer Wärme nicht, müßte die Erdoberfläche beträchtlich wärmer sein (ungefähr 340K statt der beobachteten 288K), um so viel infrarote Strahlung emittieren zu können, daß die Bedingung für das thermische Gleichgewicht erfüllt ist.

**Der Einfluß von Wärmeleitung und Konvektion:** Der Wärmeaustausch durch Konvektion ist im größten Teil der Atmosphäre der weitaus effektivere Mechanismus. Wärmeleitung spielt nur in zwei Regionen eine wichtige Rolle:

<sup>4</sup>Man muß darauf hinweisen, daß sich die (Netto-) IR-Emission der Erdoberfläche aus der Differenz zwischen der großen Emission der Erdoberfläche (größer als 100 Einheiten) minus der etwas kleineren entgegengesetzt gerichteten Emission der Atmosphäre ergibt.

- innerhalb der molekularen Randschicht knapp über der Erdoberfläche, wo Luftbewegungen stark durch Reibung unterdrückt werden und große Temperaturgradienten bestehen (diese Schicht ist im allgemeinen weniger als 1 mm dick),
- über der Turbopause ( $\approx 100\text{km}$ ), wo die mittlere freie Weglänge zwischen den Molekülzusammenstößen größer ist als die bei den Luftbewegungen zurückgelegten Entfernungen.

Auf die Bedeutung der Konvektion für den Wärmeaustausch im System Erde-Atmosphäre wird im nächsten Abschnitt genauer eingegangen.

## 4.2 Die Energiebilanz der Troposphäre

Der Aufbau der Troposphäre und die troposphärischen Luftbewegungen werden stark durch die Eigenschaften der Erdoberfläche (Land, Meer, Eis usw.) beeinflusst, denn von der Erdoberfläche gehen die Flüsse von latenter und fühlbarer Wärme aus, die die gesamte Troposphäre bis zur Tropopause durchdringen. Diese Flüsse sind eine wichtige Energiequelle für die Troposphäre und für die Atmosphäre insgesamt (s. Abb. 4.1). Der Energietransport durch Strahlung spielt ebenfalls eine wichtige Rolle, hauptsächlich als Energiesenke, aber auch als Energiequelle für ein Drittel der der Troposphäre zugeführten Energie. In diesem Abschnitt wird die Verbindung zwischen diesen verschiedenen Energietransporten in der troposphärischen Energiebilanz betrachtet.

**Die Rolle des Energietransports durch Strahlung:** Von der einfallenden solaren Strahlung werden in der oberen Atmosphäre (d.h. in Höhen zwischen 10 km und 200 km) weniger als 2% absorbiert (s. Wallace and Hobbs, Kap. 7.2, S. 328). Die verbleibenden 98% mit Wellenlängen größer als  $0,31\mu\text{m}$  werden bis zur Tropopause nur sehr wenig abgeschwächt. Das weitere Schicksal dieser Strahlung hängt stark davon ab, wie die lokale Verteilung von Wolken, Aerosol und Wasserdampf in der Troposphäre ist. Die Absorption kann in wolkenloser, trockener Luft bei hohem Sonnenstand nur wenige Prozent betragen, in feuchter Luft mit Wolken und/oder niedrigem Sonnenstand jedoch sehr hoch sein. Auch die in den Weltraum zurückgestreute Strahlung liegt zwischen ein paar Prozent in wolkenloser Luft und bis zu 50% in Gebieten mit dichter mehrfach geschichteter Bewölkung. Im Hinblick auf die komplizierte kurzwellige Strahlungsbilanz sind die in Abb. 4.1 angegebenen global gemittelten Schätzungen sehr unsicher.

Abb. 4.2 zeigt das Spektrum der solaren Strahlung, die die Erdoberfläche bei hohem Sonnenstand erreicht (untere Kurve) und das Spektrum der an der Obergrenze der Atmosphäre einfallenden solaren Strahlung (obere Kurve). Die Fläche zwischen den beiden Kurven ist ein Maß für die Abschwächung der einfallenden Strahlung auf ihrem Weg durch die Atmosphäre. In der Abbildung werden die zwei Ursachen

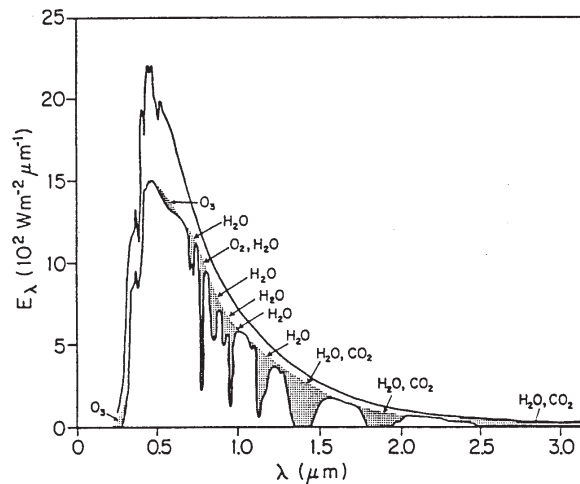


Abbildung 4.2: Spektrum der solaren Strahlung an der “Obergrenze” der Atmosphäre (obere Kurve) und im Meeresniveau (untere Kurve) bei hohem Sonnenstand und normalen atmosphärischen Verhältnissen. Die gerasterten Flächen entsprechen der Absorption durch die angegebenen Gase.

der Abschwächung unterschieden: Die nicht gerasterte Fläche entspricht der Abschwächung durch Reflexion und Absorption an Wolken und Aerosol sowie durch Reflexion an Luftmolekülen. Die gerasterte Fläche entspricht der Abschwächung durch Absorption an Luftmolekülen. Man erkennt in Abb. 4.2, daß die gerasterte Fläche in Absorptionsbänder unterteilt ist; die wichtigsten Absorptionsbänder sind die des Wasserdampfs im nahen Infrarot. Mehr als die Hälfte der solaren Strahlung, die den Boden erreicht, durchdringt die Atmosphäre in einem breiten spektralen “Fenster”, das ungefähr mit dem sichtbaren Wellenlängenbereich übereinstimmt.

Die Bandenstruktur des Absorptionsspektrums einer wolkenlosen Atmosphäre zeigt sich noch deutlicher in Abb. 4.3, wo die Absorption im Wellenlängenbereich der solaren und der terrestrischen Strahlung dargestellt ist. Vergleicht man das Absorptionsspektrum für die ganze Atmosphäre (Abb. 4.3c) mit dem für die obere Troposphäre (Abb. 4.3b), lassen sich einige oben bereits erwähnte Punkte zusammenfassen:

- Praktisch die ganze solare Strahlung mit  $\lambda < 0,31\mu\text{m}$  wird absorbiert, bevor sie das Tropopausenniveau erreicht. Die obere Atmosphäre ist für solare Strahlung mit  $\lambda > 0,35\mu\text{m}$  fast transparent.
- Die Absorption von solarer Strahlung durch die gasförmigen Bestandteile der Atmosphäre ist im sichtbaren Wellenlängenbereich sehr klein. Dieses bemerkenswerte Fenster im Absorptionsspektrum fällt mit den Wellenlängen zusammen, bei denen die solare Emission maximal ist.

- Die Absorption von infraroter Strahlung findet hauptsächlich innerhalb der Troposphäre statt, wo der größte Teil des atmosphärischen Wasserdampfs vorhanden ist.

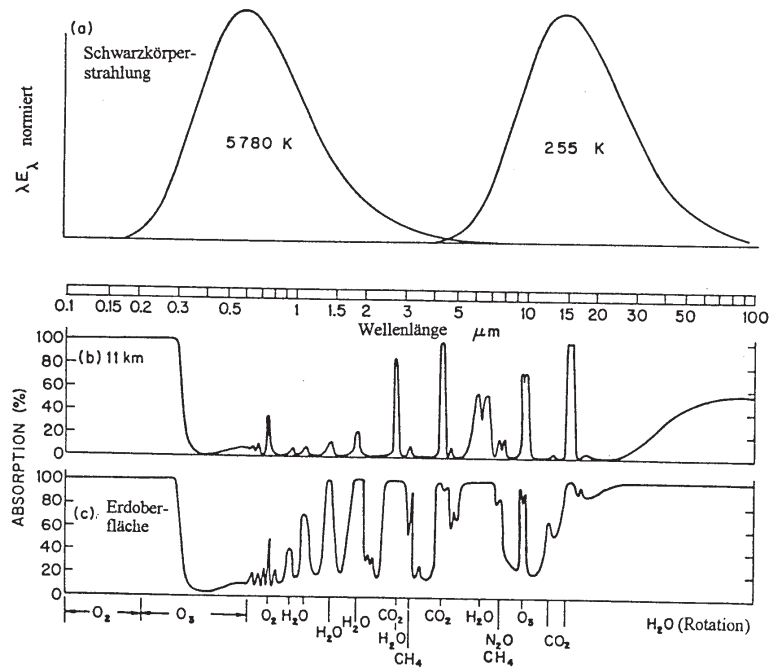


Abbildung 4.3:

- (a) Normierte Schwarzkörperspektren für 5780K und 255K.
- (c) Absorption der Strahlung durch die Atmosphäre in wolkenloser Luft und bei einem Zenitwinkel der Sonne von  $50^\circ$ .
- (b) wie (c), jedoch nur für die Atmosphäre über 11 km Höhe (entspricht dem Tropopausenniveau in mittleren Breiten).

In Abb. 4.3 zeigt sich außerdem deutlich, daß der durchschnittliche Absorptionsgrad der Atmosphäre für den Wellenlängenbereich der terrestrischen Strahlung wesentlich größer ist als für den Wellenlängenbereich der solaren Strahlung. Die von der Erdoberfläche emittierte Strahlung kann die Atmosphäre nur im Wellenlängenbereich der zwei schmalen Fenster bei ca.  $8,5\mu\text{m}$  bzw.  $11\mu\text{m}$  durchdringen. Der größte Teil der terrestrischen Strahlung, die in den Weltraum bei anderen Wellenlängen emittiert wird, stammt von Gasen in der mittleren und oberen Troposphäre, wo die Temperaturen wesentlich niedriger als auf der Erdoberfläche sind. Daher liegt die

“effektive Strahlungstemperatur” der Erde (wie sie auf S. 66 berechnet wurde) wesentlich unter der auf der Erdoberfläche herrschenden Durchschnittstemperatur. Die isolierende Wirkung des troposphärischen Wasserdampfs und Kohlendioxids wird ständig in großen Gebieten der Erde durch die Wolken verstärkt, denn die Wolken blockieren die Emission durch die Fenster. Hohe Cirrus-Wolken sind die wirksamsten Isolatoren (d.h. sie liefern den größten Beitrag zum “Treibhauseffekt”), weil sie in den Weltraum bei niedrigen Temperaturen strahlen.

Es ist lehrreich, das vertikale Temperaturprofil zu betrachten, das sich ergeben würde, wenn die Troposphäre in reinem Strahlungsgleichgewicht wäre. In dieser hypothetischen Situation würde sich (4.9) zu

$$[\overline{E}_s] = [\overline{E}_L \uparrow] - [\overline{E}_L \downarrow]$$

vereinfachen, so daß der Netto-Transport von infraroter Strahlung ungefähr 51% der einfallenden solaren Strahlung betragen müßte (statt der in Abb. 4.1 für die reale Atmosphäre geschätzten 21%). Um einen so großen Fluß von infraroter Strahlung zu ermöglichen, müßte die Erdoberfläche im Vergleich zur realen Atmosphäre sehr warm sein, die mittlere und obere Troposphäre dagegen relativ kalt sein. Den Vergleich des Temperaturprofils für die Atmosphäre im Strahlungsgleichgewicht mit dem Temperaturprofil der Standardatmosphäre zeigt Abb. 4.4. Die Inversion über 10 km im Temperaturprofil bei Strahlungsgleichgewicht entsteht durch die Absorption von solarer Strahlung durch das Ozon in der Stratosphäre (vgl. Kapitel 11). Zu beachten ist, daß der vertikale Temperaturgradient im größten Teil der hypothetischen Troposphäre größer als der trockenadiabatische Temperaturgradient von  $9,8 \text{ K km}^{-1}$  ist, d.h. größer als der Grenzwert für konvektive Umlagerungen. Eine derartige Situation besteht in den Troposphären von Mars und Venus sowie in der solaren Photosphäre.

**Die Rolle der latenten und fühlbaren Wärmeflüsse:** Wie wichtig die latenten und fühlbaren Wärmeflüsse sind, zeigen die Änderungen des Gesamtenergiegehalts in einem idealisierten Luftpaket während der Bewegung durch die Atmosphäre. In einem solchen Paket ändert sich der Gesamtenergiegehalt pro Zeiteinheit gemäß (10.3). Solange das Paket von der Erdoberfläche isoliert ist, nimmt sein Gesamtenergiegehalt ab (eine Folge der negativen Strahlungsbilanz für die Troposphäre). Man schätzt die Abkühlung durch langwellige Ausstrahlung auf  $1\text{K} - 3\text{K}$  pro Tag. Da die Strahlungserwärmung durch Absorption solarer Strahlung nicht größer als  $0,6 \text{ K}$  pro Tag ist, müßte sich das Paket laufend abkühlen. In Wirklichkeit kommen die Luftpakete jedoch in Berührung mit der Erdoberfläche, wo die latenten und fühlbaren Wärmeflüsse den Gesamtenergiegehalt erhöhen. In der Troposphäre wird ständig bodennahe energiereiche Luft nach oben transportiert, während energiearme Luft aus dem oberen Teil der Troposphäre absinkt. Der Gesamtenergiegehalt der troposphärischen Luftpakete bleibt daher über einen längeren Zeitraum gemittelt konstant.

Die Größenordnungen der Bewegungen, die zum vertikalen Fluß von fühlbarer Wärme und Wasserdampf beitragen, sind sehr unterschiedlich. Jede dieser Größen-



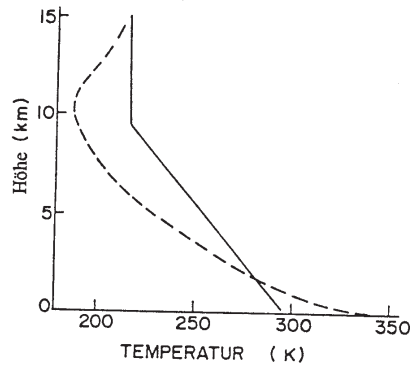


Abbildung 4.4:

Vergleich zwischen dem vertikalen Temperaturverlauf bei Strahlungsgeichgewicht (---) und dem Temperaturprofil der Standard-Atmosphäre (—).

ordnungen dominiert in einer bestimmten Schicht der Troposphäre, wie in Tab. 4.1 zusammengefaßt ist.

Innerhalb der *molekularen Randschicht* werden Luftbewegungen durch die Reibung vollkommen unterdrückt, so daß extrem hohe vertikale Temperaturgradienten entstehen können. Molekulare Wärmeleitung und Diffusion sind daher in der molekularen Randschicht die wichtigsten Mechanismen für den Vertikaltransport von fühlbarer Wärme und Wasserdampf. Weil Luft eine sehr geringe Wärmeleitfähigkeit besitzt, ist der Wärmeaustausch durch molekulare Wärmeleitung jedoch sehr gering.

In der Schicht direkt über der molekularen Randschicht, wird die thermische Konvektion immer noch durch die geringe Höhe über dem Erdboden behindert. Der vorherrschende Bewegungstyp ist deshalb die kleinskalige Turbulenz, die mechanisch bei der Überströmung des unregelmäßig geformten Untergrundes ausgelöst wird. Innerhalb dieser sogenannten *bodennahen Grenzschicht* (oder Prandtl-Schicht) werden fühlbare Wärme und Wasserdampf durch kleinskalige Wirbel (“eddies”) in höhere Schichten übertragen. Diese Wirbel haben die gleiche Funktion wie die einzelnen Moleküle im Fall der molekularen Wärmeleitung. Für die bodennahe Grenzschicht ist eine starke vertikale Windscherung charakteristisch. Die Windgeschwindigkeit ist dem Logarithmus der Höhe über der Erdoberfläche proportional.

Bei starkem nach oben gerichteten Wärmefluß kann der vertikale Temperaturgradient in dieser Schicht stark überadiabatisch sein. In den ersten Metern über dem Erdboden nimmt die Temperatur häufig um 5K ab. Nähert man sich der Obergrenze der bodennahen Grenzschicht, wird die vertikale Windscherung recht klein, der vertikale Temperaturgradient nähert sich dem trockenadiabatischen Wert und die kleinskalige Turbulenz wird schwächer und eher stoßweise mit kurzen “Ausbrüchen” (bursts), die einige Sekunden dauern. Dazwischen liegen längere ruhige Pe-

Tabelle 4.1: Größenordnungen der Bewegungen, die zum Vertikaltransport von latenter und fühlbarer Wärme beitragen.

Schicht	Vertikale Ausdehnung	Arten der Bewegungen
molekulare Randschicht	$< 1mm$ über der Erdoberfläche	molekulare Wärmeleitung und Diffusion
bodennahe Grenzschicht (Prandtl-Schicht)	bis ca. 100 m	kleinskalige Turbulenz
Mischungsschicht (Ekman-Schicht)	$\sim 1km$	Thermikelemente, mesoskalige Zirkulationen (z. B. Land-Seewind-Zirkulation)
Troposphäre	$\sim 10km$ (mittlere Breiten) $\sim 17km$ (Tropen)	hochreichende Konvektion und großräumige thermisch angetriebene Zirkulationen

rioden (s. Abb. 4.5). Ursache dafür ist der Einfluß der Bewegungen mit größeren Skalen (wie z. B. aufsteigende Thermikelemente). Die vertikale Mächtigkeit der bodennahen Grenzschicht beträgt bei schwachem Wind und starker Bodenerwärmung weniger als 1 m, kann aber bei starkem Wind und schwacher Bodenerwärmung mehr als 50 m erreichen.

Über der bodennahen Grenzschicht haben die konvektiv angetriebenen Thermikelemente am Vertikaltransport von latenter und fühlbarer Wärme einen immer größeren Anteil, bis sie schließlich dominierend werden. Die thermische Konvektion ist ein für den Vertikaltransport von fühlbarer Wärme, Feuchte und Impuls so wirksamer Mechanismus, daß sich in der Schicht, in der die Thermikblasen aufsteigen, die potentielle Temperatur, das Mischungsverhältnis und der Wind mit der Höhe nur wenig ändern (*Mischungsschicht* oder Ekman-Schicht). Die vertikale Ausbreitung von Thermikelementen wird oft durch eine Inversion an der Obergrenze der Mischungsschicht behindert.

Von der Obergrenze der durchmischten Schicht ( $\approx 1 - 2km$ ) bis zur Tropopause wird die latente und fühlbare Wärme nach oben durch hochreichende Cumulus-Konvektion und großräumige Zirkulationen (z. B. synoptische Wettersysteme) transportiert. Diese Bewegungen sind außerdem für die Umwandlung von latenter in fühlbare Wärme verantwortlich und sie beeinflussen die Thermikelemente in der Mischungsschicht, so wie die Thermikelemente die kleinskaligen Turbulenzen in der

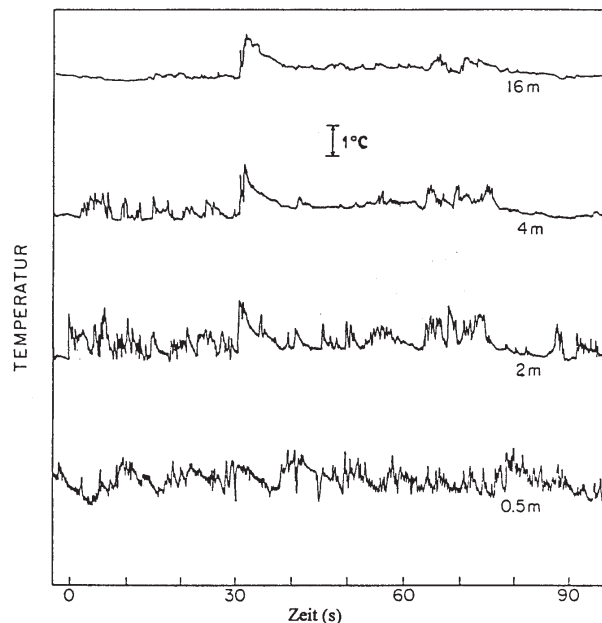


Abbildung 4.5: Gleichzeitig gemessene Temperaturen in 0,5m, 2m, 4m und 16m Höhe über ebenem Ackerboden an einem wolkenlosen, windschwachen Tag. Der unterste Temperatursensor war 50m von den anderen drei Sensoren entfernt. Die Abbildung zeigt den Übergang von der bodennahen Grenzschicht zur Mischungsschicht.

bodennahen Grenzschicht beeinflussen.

In den Gebieten, wo Kaltluft über warmen Untergrund strömt, sind die Flüsse von latenter und/oder fühlbarer Wärme im allgemeinen groß. Der Aufbau der unteren Troposphäre stimmt dann sehr gut mit dem oben beschriebenen überein. Ein Beispiel hierfür ist eine relativ kühle Luftströmung über einer warmen Landfläche. Ein anderes Beispiel ist eine kalte trockene Luftströmung über dem warmen Golf-Strom (s. Wallace und Hobbs, Fig. 7.11, S. 336/337). Der Temperaturgradient ist in der bodennahen Grenzschicht in diesen Fällen häufig überadiabatisch. Die latenten und fühlbaren Wärmeflüsse sind umso größer, je höher die konvektive Instabilität und die Windgeschwindigkeit in der bodennahen Grenzschicht sind. Der latente Wärmefluß hängt außerdem von der Feuchtigkeit der Luft in der bodennahen Grenzschicht ab; je trockener die Luft ist, desto höher ist die Verdunstung vom Erdboden.

Im entgegengesetzten Fall, d.h. bei einer warmen Luftströmung über kaltem Untergrund, ist der Temperaturgradient in der bodennahen Grenzschicht kleiner als trockenadiabatisch (stabile Schichtung). Die latenten und fühlbaren Wärmeflüsse sind daher sehr gering. Häufig gibt es dann keine klar abgegrenzte Mischungsschicht.

Die Intensität der Wärmeübertragung in die Troposphäre hängt auch davon ab, wie stark die Erdoberfläche als Heizfläche von der Sonne erwärmt wird. Der Son-

nenstand bestimmt also indirekt die wesentlichen mittleren Eigenschaften der Troposphäre, insbesondere ihre Temperatur und ihre vertikale Mächtigkeit. Die Temperaturabnahme mit der Höhe ist am Äquator am stärksten, denn dort ist die Heizkraft der Erdoberfläche am größten; die vertikale Temperaturabnahme geht in den mittleren Breiten im Winter vor allem in den unteren Troposphärenschichten deutlich zurück. An den Polen ist im Winter sogar eine Temperaturumkehrschicht vorhanden, in der die Temperatur vom Boden aus zunächst um mehr als 10 K ansteigt. Auch die Schwankungen der Tropopausenhöhe können als Folge der unterschiedlichen Aufheizung der Troposphäre durch die fühlbaren und latenten Wärmeflüsse betrachtet werden. Je stärker die Aufheizung ist, um so mächtiger ist die Schicht, die von ihr erfaßt wird. Die Obergrenze der Troposphäre, die Tropopause, liegt deshalb um so höher, je wärmer die Troposphäre ist. Sie erreicht am Äquator Höhen von ungefähr 16 bis 17 km, am Pol nur von 7,5 km (Winter) bis 9,5 km (Sommer). Außerdem schwankt sie in mittleren und hohen Breiten in Abhängigkeit von den wetterbedingten Änderungen der Troposphärentemperatur kurzfristig um bis zu 4 km.

Im Gegensatz zur Troposphäre stehen Stratosphäre und Mesosphäre im Strahlungsgleichgewicht, d.h. allein Absorption und Emission von Strahlung bestimmen den mittleren vertikalen Temperaturverlauf. Der Temperaturanstieg in der Stratosphäre von ca.  $-60^{\circ}\text{C}$  (im Tropopausenniveau) auf ca.  $0^{\circ}$  (im Stratopausenniveau) erklärt sich durch die Absorption von UV-Strahlung in der Ozonschicht. Bis zur Mesopause in 80 km gehen die Temperaturen infolge der geringeren Strahlungsabsorption auf  $-80^{\circ}\text{C}$  zurück.

### 4.3 Der Einfluß der Bodenbeschaffenheit auf das Energiegleichgewicht der Erdoberfläche

Die von der Erdoberfläche absorbierte solare Strahlungsenergie wirkt sich je nach Bodenbeschaffenheit (Land, Wasser, Eis) sehr unterschiedlich auf die Bodentemperatur aus. Die Temperaturerhöhung hängt hauptsächlich davon ab, wie dick die Bodenschicht ist, die die Strahlungserwärmung erfaßt.

In fester Erde erfolgt der Wärmetransport nur durch molekulare Wärmeleitung in die Tiefe und, da die Wärmeleitfähigkeit der festen Erde sehr klein ist, wird die Wärme nur sehr langsam transportiert. Die Strahlungserwärmung bleibt deshalb auf die oberen Schichten beschränkt. Einen Tagesgang der Bodentemperatur kann man bereits in 50 cm Tiefe fast nicht mehr feststellen (s. Abb. 4.6) und sogar die jährlichen Temperaturschwankungen erfassen nur eine wenige Meter dicke Schicht.

Wegen der geringen Wärmekapazität der Landoberflächen (die Wärmekapazität von Sand, Lehm oder Gestein beträgt ungefähr ein Viertel der Wärmekapazität von Wasser) wirken sich Änderungen der Strahlungsflüsse auf den Kontinenten sehr schnell aus. Bereits über einige Wochen gemittelt ist Gleichung (4.9) erfüllt, d.h. es stellt sich in kurzer Zeit ein nahezu vollständiges Gleichgewicht zwischen zugeführter

und abgeführter Energie ein. Beispielsweise hat die erhöhte Absorption von solarer Strahlung im Sommerhalbjahr einen Anstieg der Oberflächentemperatur zur Folge. Das neue Gleichgewicht wird durch die Erhöhung der langwelligen Abstrahlung sowie der fühlbaren und latenten Wärmeflüsse erreicht.

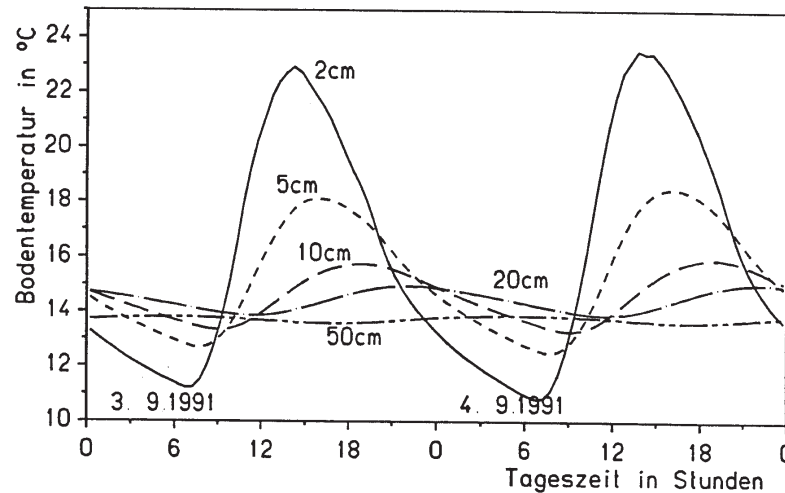


Abbildung 4.6: Tagesgang der Bodentemperaturen in 2 cm bis 50 cm Tiefe an zwei wolkenlosen Tagen (gemessen auf einer Grasfläche bei Melpitz, Sachsen); man beachte neben der Dämpfung die Phasenverschiebung der Temperaturwelle mit zunehmender Tiefe.

Im Gegensatz zu den Landmassen können die Ozeane große Wärmemengen speichern. Die an der Meeresoberfläche absorbierte solare Energie wird durch den vom Wind erzeugten turbulenten Austausch in einer "Mischungsschicht" verteilt (die einige Gemeinsamkeiten mit der Mischungsschicht in der Atmosphäre hat). Die Mischungsschicht ist ungefähr 50 m bis 100 m dick (s. Abb. 4.13). Zwischen dem kalten Tiefenwasser der Ozeane und der Mischungsschicht liegt eine Zone, in der sich die Temperatur rasch mit der Tiefe ändert, die sogenannte *Sprungschicht* (thermocline). In höheren Breiten ist die Ausprägung der Sprungschicht von der Jahreszeit abhängig. In der Sprungschicht herrscht, wie bei einer Inversion in der Atmosphäre, große Stabilität, so daß der Vertikalaustausch zwischen den verschiedenen Wasserschichten behindert wird.

Die von den Ozeanen absorbierte solare Energie verteilt sich im Vergleich zur festen Erde nicht nur über eine dickere Schicht, sondern kann durch die Meeresströmungen auch horizontal transportiert werden. An einem bestimmten Ort auf der Meeresoberfläche besteht daher im allgemeinen kein Gleichgewicht mit der Atmosphäre zwischen zugeführter und abgeführter Energie. Die globale Verteilung der Meeres-

oberflächentemperatur, wie sie Abb. 4.7 zeigt, wird also nicht durch die Gleichgewichtsbedingungen für die Energieflüsse gemäß Gleichung (4.9) bestimmt. Beispielsweise ist das Aufsteigen von kaltem Tiefenwasser verantwortlich für die niedrigen Meeresoberflächentemperaturen vor den Küsten von Kalifornien, Peru, Chile, Westafrika (nördlich von  $20^\circ$  N) und am Äquator im östlichen Atlantik und Pazifik. In diesen Gebieten absorbieren die oberen Schichten der Ozeane wesentlich mehr Energie als sie in die Atmosphäre abgeben, d.h. der Wärmehaushalt des Ozeans (s. Abb. 4.8) weist einen großen Überschuß auf. Ein großer Teil dieser zusätzlich absorbierten Energie gelangt von den westlichen Teilen der Ozeane zurück in die Atmosphäre. Dort wird durch die Meeresströmungen warmes Oberflächenwasser aus den Tropen in höhere Breiten geführt. Die Ozeane geben auf der Winterhalbkugel besonders große Energiemengen in den Gebieten ab, wo kalte trockene Kontinentalluft über warmes Wasser strömt. Der Wärmehaushalt des Ozeans hat dann ein großes Defizit.

Unterschiede zwischen Land- und Meeresoberfläche gibt es auch hinsichtlich der Bedeutung der latenten und fühlbaren Wärmeflüsse für die Energiebilanz<sup>5</sup>. Über alle Landflächen gemittelt sind die zwei Flüsse ungefähr gleich wichtig. Der latente Wärmefluß dominiert in Gebieten mit Vegetation, während der fühlbare Wärmefluß in Steppen, Wüsten und Städten größeren Anteil hat. Dagegen ist der latente Wärmefluß über den Ozeanen (wie man aus den durchschnittlichen Regenmengen auf der Erde schließen kann) ungefähr eine Größenordnung höher als der fühlbare Wärmefluß.

Ist die Erdoberfläche mit Schnee oder Eis bedeckt, ergeben sich eine Reihe von Auswirkungen auf die Energiebilanz:

- Die Absorption von solarer Strahlung wird durch das hohe Reflexionsvermögen wesentlich vermindert.
- Auch wenn die Lufttemperatur hoch ist, bleibt die Bodentemperatur in der Nähe von  $0^\circ\text{C}$ . Strahlungsüberschuß führt nicht zur Erwärmung sondern zur Schmelzung oder Sublimation.
- Während Kälteperioden wirkt besonders frischer Schnee als Isolator, d.h. der Wärmeverlust des darunterliegenden Bodens wird stark reduziert.

## 4.4 Veränderungen im Energiegleichgewicht

Einen Teil der zeitlichen Veränderungen im Aufbau der Atmosphäre kann man direkt in Zusammenhang mit Änderungen in der Verteilung der Energiequellen und -senken bringen. Im folgenden werden Änderungen betrachtet, die in sehr unterschiedlichen Zeiträumen ablaufen: der Tagesgang, jahreszeitliche Schwankungen und (im nächsten Abschnitt) Klimaänderungen.

---

<sup>5</sup>Der Quotient  $F_h/F_m$  wird manchmal Bowen-Verhältnis genannt.

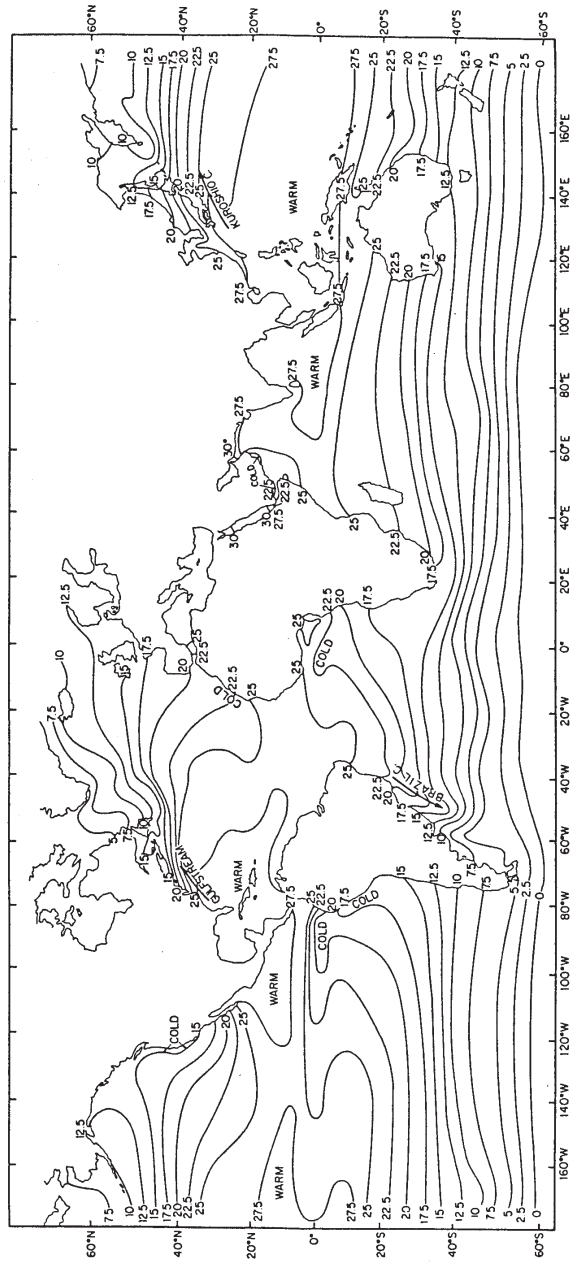


Abbildung 4.7: Meeresoberflächentemperatur im August (in °C).

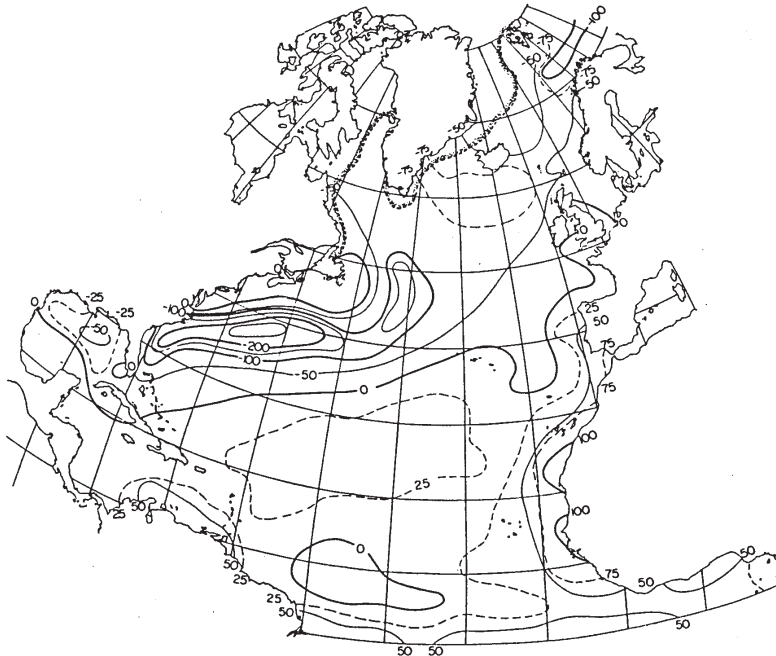


Abbildung 4.8: Durchschnittlicher jährlicher Energiefluß durch die Meeresoberfläche (in  $Wm^{-2}$ ); positive Werte zeigen einen nach unten (d.h. von der Atmosphäre in den Ozean) gerichteten Fluß an.

**Der Tagesgang:** Die tägliche Periodizität der solaren Energiezufuhr wirkt sich auf das System Erde-Atmosphäre auf zwei verschiedene Arten aus: Direkt durch die (in diesem Kapitel bereits früher erläuterten) verschiedenen Absorptionsmechanismen und indirekt durch die Änderungen der einzelnen Terme in der Energiebilanz auf der Erdoberfläche. Die direkten Auswirkungen sind in der oberen Atmosphäre am stärksten, wo große tägliche und halbtägliche Schwankungen von Temperatur, Druck und Wind beobachtet werden. Diese thermisch verursachten atmosphärischen Gezeiten sind wesentlich größer als die durch die Gravitation verursachten Gezeitenbewegungen in der Atmosphäre (im Gegensatz zu den Verhältnissen in den Ozeanen, wo die Gezeiten infolge der Gravitation wichtiger sind). Im folgenden sollen hauptsächlich die indirekten Auswirkungen des Tagesganges der Sonneneinstrahlung beschrieben werden, die für den größten Teil der täglichen Temperaturschwankungen in der Mischungsschicht über Land verantwortlich sind.

An einem windschwachen, wolkenlosen Abend ist die Emission von infraroter Strahlung normalerweise stark genug, um innerhalb der ersten Stunden nach Sonnenuntergang die Landoberfläche unter die Temperatur der Umgebungsluft abzukühlen. Daher verliert die bodennahe Luft fast während der ganzen Nacht Energie durch Strahlungsemission sowohl nach oben wie auch nach unten. Diese Abkühlung durch



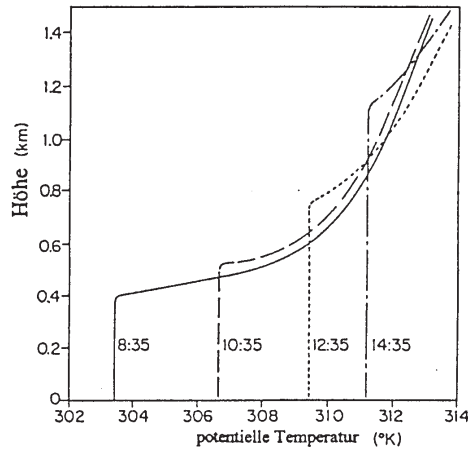


Abbildung 4.9: Entstehung der Mischungsschicht an einem Sommertag (ONeill, Nebraska, 25. August 1953).

Ausstrahlung führt zum Entstehen einer bodennahen Inversion, die kurz vor Sonnenaufgang ihre maximale Stärke erreicht.

Bereits kurze Zeit nach dem Sonnenaufgang steigt die Temperatur der Landoberfläche bis zur Temperatur der Umgebungsluft an (gilt für mittlere Breiten nur im Sommerhalbjahr und bei nicht allzu feuchtem Boden). Durch die weitere Absorption von solarer Strahlung auf der Landoberfläche wächst der vertikale Temperaturgradient in der bodennahen Grenzschicht bis über den adiabatischen Wert an und es entsteht kleinskalige Turbulenz. Bald darauf beginnen aufgeheizte Luftblasen auf Grund ihrer Auftriebskraft bis über die bodennahe Grenzschicht aufzusteigen, wodurch sich eine gut durchmischte Schicht aufbaut. Die ersten Thermikelemente können nur innerhalb einer dünnen bodennahen Schicht aufsteigen, da sie, sobald sie die Untergrenze der Inversion erreichen, schnell ihre Auftriebskraft verlieren. Allmählich steigt die potentielle Temperatur der Luft in der Mischungsschicht, weil ständig fühlbare Wärme von der Erdoberfläche weg nach oben in die Mischungsschicht transportiert wird. Mit der Erwärmung der Mischungsschicht ist ein langsames Anwachsen ihrer vertikalen Mächtigkeit verbunden (s. Abb. 4.9), denn die Auftriebskraft der Thermikelemente wird immer größer, so daß diese immer tiefer in die Inversion eindringen können. Dieser Prozeß hält solange an, bis entweder die Inversion ganz weggeheizt ist oder bis die Zufuhr von solarer Energie am Nachmittag nachläßt. Wenn die Schichtung der Atmosphäre über der Inversion potentiell labil ist und wenn die Thermikelemente das Konvektionskondensationsniveau erreichen, können die ersten Thermikelemente, die die Obergrenze der Inversion durchbrechen, bis in große Höhen aufsteigen und damit das Einsetzen von hochreichender Konvektion signalisieren.

Im folgenden soll ein spezielles Beispiel betrachtet werden. Angenommen, die

Mischungsschicht reicht an einem Sommermorgen über Land bis in eine Höhe von 400 m über Grund und darüber ist eine Inversionsschicht mit einer Temperaturzunahme von 10 K pro km. Der fühlbare Wärmefluß von der Erdoberfläche betrage  $500 \text{ W m}^{-2}$ , der vertikale Fluß von infraroter Strahlung sei vernachlässigbar. Berechnet werden soll der Anstieg der Inversionsuntergrenze pro Stunde.

Gleichung (4.3) kann man in diesem Beispiel für eine Luftsäule anwenden, die sich von der Erdoberfläche bis zur Obergrenze der Mischungsschicht erstreckt:

$$\frac{d}{dt} \int_0^{400\text{m}} \rho (c_p T + \Phi + Lw) dz = \int_0^{400\text{m}} \rho (\dot{H}_R + S_h + S_m) dz.$$

Unter den hier gegebenen Bedingungen ändern sich  $\Phi$  und  $w$  zeitlich nicht und  $\dot{H}_R = S_m = 0$ . Deshalb vereinfacht sich obige Gleichung zu

$$\frac{d}{dt} \int_0^{400\text{m}} \rho c_p T dz = \int_0^{400\text{m}} \rho S_h dz.$$

Da der fühlbare Wärmefluß vom Boden vollständig durch die Luft in der Mischungsschicht absorbiert wird, ist das Integral auf der rechten Seite der Gleichung gleich  $500 \text{ W m}^{-2}$ . Für die dünne Schicht von 400 m kann eine konstante Dichte von  $1,25 \text{ kg m}^{-3}$  angenommen werden und, da die potentielle Temperatur in der Mischungsschicht konstant ist, kann  $dT/dt$  auch als von der Höhe unabhängig betrachtet werden. Daher ergibt sich eine Temperaturerhöhung pro Stunde von

$$\frac{dT}{dt} = \frac{500 \text{ W m}^{-2} \cdot 3600 \text{ s h}^{-1}}{1,25 \text{ kg m}^{-3} \cdot 400 \text{ m} \cdot 1004 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}} = 3,58 \text{ K h}^{-1}.$$

Aus Abb. 4.9 wird klar, daß die Untergrenze der Inversion  $z$  mit folgender Geschwindigkeit ansteigt

$$\frac{dz_u}{dt} = \frac{dT/dt}{(dT/dz)_{inv}}. \quad (4.11)$$

Aus der Definitionsgleichung für die potentielle Temperatur folgt bei konstantem Druck

$$\frac{d\theta}{dz} = \frac{\theta}{T} \frac{dT}{dz}.$$

Außerdem gilt nach Teil I S. 50:

$$\frac{d\theta}{dz} = \frac{\theta}{T} \left( \frac{dT}{dz} + \frac{g}{c_p} \right).$$

Setzt man diese beiden Beziehungen in (4.11) ein, erhält man

$$\frac{dz_u}{dt} = \frac{dT/dt}{(dT/dz) + (g/c_p)} = \frac{3,58 \text{ K h}^{-1}}{(10 + 9,8) \text{ K km}^{-1}} = 181 \text{ m h}^{-1}.$$

Den Tagesgang der einzelnen Terme, die gemäß Gleichung (4.6) zum Energiegleichgewicht auf der Erdoberfläche beitragen, zeigt Abb. 4.10 für Grasland (a) und für einen ausgetrockneten See (b). Die Vorzeichen von  $E_R$  und  $F$  wurden geändert, um in der Abbildung den Vergleich der Größenordnungen der verschiedenen Flüsse zu erleichtern. Folgende Punkte sind erwähnenswert:

- Sogar während eines Tages ist der Nettofluß  $F$  klein im Vergleich zu den wichtigsten Termen in der Energiebilanz.
- Das Verhältnis  $F_h/F_m$  ist an den beiden Orten sehr unterschiedlich.
- Sowohl  $F_m$  als  $F_h$  auch sind während der Nacht sehr klein. Die konvektive Grenzschicht ist nur tagsüber vorhanden.

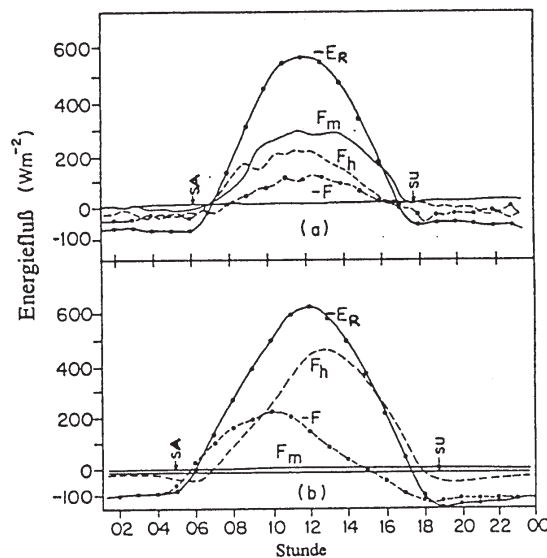


Abbildung 4.10: Der Tagesgang der einzelnen Terme in der Energiebilanz (a) für Grasland und (b) für einen ausgetrockneten See.

Die Wärmekapazität der Mischungsschicht der Ozeane ist so groß, daß die Auswirkungen des Tagesganges der solaren Erwärmung fast vollständig vernachlässigbar sind. Da die Meeresoberflächentemperatur im Verlauf eines Tages also nahezu konstant bleibt, gibt es auch fast keine täglichen Schwankungen des von der Meeresoberfläche in die Atmosphäre gerichteten fühlbaren Wärmeflusses. Die Schwankungen der Lufttemperatur liegen daher über den Ozeanen während eines Tages nur in der Größenordnung von 1K.

Auf Grund der stark unterschiedlichen Absorptionseigenschaften von Land und Meer ist die Luft über Land tagsüber wärmer als über den benachbarten Ozeanen und in der Nacht kälter. Dieser Temperaturgegensatz ist hauptsächlich auf die unterste Schicht der Atmosphäre bis etwa 1 km Höhe beschränkt. Während des Nachmittages herrscht am Boden häufig eine Strömung vom Meer zum aufgeheizten Land, wo die Luft aufsteigt und in der Höhe wieder in Richtung Meer strömt (Seewindzirkulation). Während der Nacht kehrt sich die Zirkulation um, d.h. die Luft strömt am Boden vom Land zum Meer (Landwindzirkulation). Die nächtliche Landwindzirkulation ist im allgemeinen deutlich schwächer und weniger hochreichend als die des Seewindes, da sich die nächtliche Ausstrahlung nur auf eine vertikal wenig mächtige Luftschicht beschränkt. In manchen Gebieten ist das Vordringen der kühlen Seeluft an der Vorgrenze so stark ausgeprägt, daß die Seewindfront einer mesoskaligen Kaltfront ähnlich ist. Die über Land sich entwickelnde aufsteigende Luftbewegung führt häufig zur Bildung von Konvektionsbewölkung und teilweise zur Auslösung von Schauern oder Gewittern, während sich über See die Wolken in der absinkenden Luft tagsüber auflösen.

**Jahreszeitliche Schwankungen:** Die auf eine horizontale Fläche an der Obergrenze der Atmosphäre einfallende solare Strahlung kann man als parallele Strahlung mit einer Bestrahlungsstärke von

$$E = E_s \cos \Phi_s (R/R_m)^{-2} \quad (4.12)$$

betrachten, wobei für  $R$  und  $R_m$  die wirkliche bzw. die mittlere Entfernung zwischen Erde und Sonne einzusetzen ist;  $E_s$  ist die solare Bestrahlungsstärke, die auf eine Fläche senkrecht zur Strahlungsrichtung im Abstand  $R_m$  von der Sonne einwirkt ( $1380 \text{ W m}^{-2}$ ), und  $\Phi$  ist der solare Zenitwinkel, der von der geographischen Breite, von der Tageszeit und von der Jahreszeit abhängt. Der augenblickliche Wert der Bestrahlungsstärke  $E$  kann über die gesamte Tageslänge integriert werden, wodurch man die gesamte täglich von der Sonne kommende Energie (die Tagessumme der Bestrahlungsstärke) erhält, die eine Funktion der Breite und Jahreszeit ist, wie Abb. 4.11 zeigt.

In der Abbildung erkennt man, daß zum Zeitpunkt der äquinoktien (Tag- und Nachtgleichen), wenn die Tageslänge auf allen Breiten gleich ist, die Tagessumme der Bestrahlungsstärke dem Cosinus des Breitenwinkels proportional ist, mit einem Maximum am Äquator, wo die Sonne am Mittag senkrecht steht und dem Wert null an den Polen, wo die Sonne am Horizont ist. Auf den Sommerhalbkugeln kompensiert die in höheren Breiten zunehmende Tageslänge den größeren Zenitwinkel der Sonne in niedrigeren Breiten, so daß die Bestrahlungsstärke über viele Breitengrade fast konstant ist, mit einem leichten Maximum am Pol. Auf den Winterhalbkugeln tragen sowohl die abnehmende Tageslänge als auch der abnehmende solare Zenitwinkel zur schnellen Abnahme der Bestrahlungsstärke in höheren Breiten bis zum Rand der Polarnacht bei. Das Verhältnis der Bestrahlungsstärke am Tag der Sommersonnenwende (Sommersolstitium) zur Bestrahlungsstärke am Tag der Wintersonnenwende

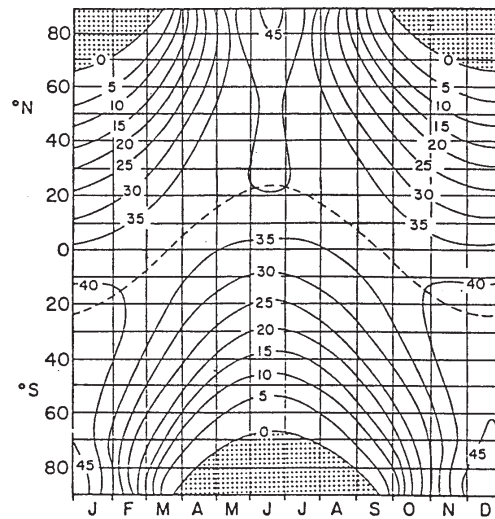


Abbildung 4.11: Auf eine horizontale Fläche an der Obergrenze der Atmosphäre einfallende Sonnenstrahlung für alle Tage des Jahres und für alle Breiten (in Megajoule pro Quadratmeter und Tag), die gestrichelte Linie bezeichnet die Gebiete, in denen mittags die Sonne im Zenit steht ( $\Phi_s = 0^\circ$ ).

(Wintersolstitium) ist in  $30^\circ$  ungefähr 2:1, in  $40^\circ$  ungefähr 3:1 und in  $50^\circ$  Breite ungefähr 5:1. Die kleine Asymmetrie in der Verteilung der Bestrahlungsstärke auf der Nord- und Südhalbkugel wird durch die schwache Exzentrizität der Erdumlaufbahn hervorgerufen. Der Jahresgang der Bestrahlungsstärke hat verschiedene Auswirkungen auf die Temperatur der Erdoberfläche:

- Auf den Landoberflächen gibt es im Verlauf eines Jahres in mittleren und hohen Breiten starke Temperaturschwankungen. Zwischen Minimum- und Maximumtemperatur können in hohen Breiten auf den Kontinenten 50 K liegen (z. B. Sibirien). Im Erdboden wird die jährliche Temperaturschwankung mit zunehmender Tiefe schnell gedämpft (s. Abb. 4.12).
- Die Meeresoberflächentemperaturen zeigen wesentlich kleinere aber immer noch signifikante Temperaturschwankungen. Die Maxima und Minima treten erst ungefähr sechs Wochen nach den Solstitien auf. Die Absorption von solarer Strahlung während des Sommers verursacht die Entstehung einer flachen, warmen Mischungsschicht, die mit der Zeit tiefer wird (Abb. 4.13).
- Die Größe der in den Polargebieten und Gebirgsregionen von Schnee und Eis bedeckten Flächen hängt stark von der Jahreszeit ab. Ein Beispiel dafür ist die Ausdehnung des antarktischen Packeises zwischen März und September (s. Abb. 4.14).

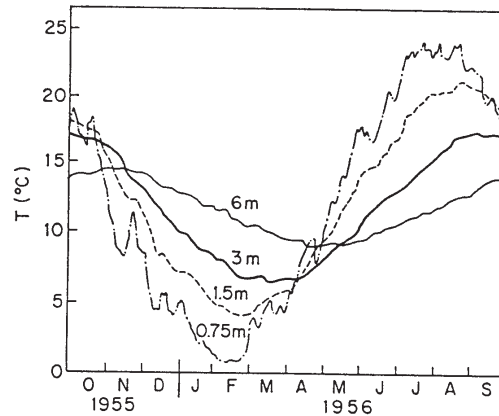


Abbildung 4.12: Jahresgang der Bodentemperaturen in 0,75 m bis 6 m Tiefe (nord-amerikanisches Steppenklima).

Die unterschiedliche Reaktion der Land- und Meeresoberflächen auf die jährlichen Schwankungen der Bestrahlungsstärke hat großen Einfluß auf das globale Klima. Während des Sommers sind die Kontinente wesentlich wärmer als die angrenzenden Ozeane, während des Winters sind sie kälter. Der Temperaturkontrast zwischen Land und Meer ist kurz nach den Solstitien am größten. Die starken Monsun-Zirkulationen in den Tropen und Subtropen werden durch die jahreszeitliche Umkehr der horizontalen Temperaturgradienten angetrieben. Auf allen Breitengraden nördlich bzw. südlich von ungefähr  $15^\circ$  hängt die Stärke der jährlichen Temperaturschwankungen stark von der geographischen Lage relativ zu Land und Meer ab, wie Abb. 4.15 zeigt.

Wegen der ungleichmäßigen Verteilung von Land und Meer auf den beiden Halbkugeln ist die Amplitude der jährlichen Temperaturschwankung an den meisten Orten auf der Südhalbkugel kleiner als am gleichen Breitengrad auf der Nordhalbkugel und dies, obwohl die Bestrahlungsstärke auf der Südhalbkugel eine größere jahreszeitliche Schwankung aufweist.

Die Ursachen für die Entstehung von großen jahreszeitlichen Temperatur- und Niederschlagsanomalien (Abweichungen vom klimatologischen Mittelwert) sind noch nicht vollständig verstanden worden. Fest steht, daß die Kopplung der Zirkulationen von Ozeanen und Atmosphäre bei der Erhaltung der Anomalien über einen längeren Zeitraum eine wichtige Rolle spielt. Weichen die bodennahen Winde aus irgendeinem Grund vom normalen Wert ab, hat dies Folgen für die von Wind angetriebenen Meeresströmungen. Unter bestimmten Voraussetzungen können diese Änderungen der Meeresströmungen große Auswirkungen auf die Meeresoberflächentemperaturen haben (besonders in Äquaturnähe und an den Küsten, wo kaltes Tiefenwasser nach oben gelangt). Die Anomalien in der Verteilung der Meeresoberflächentemperaturen beeinflussen umgekehrt die atmosphärische Zirkulation durch die Änderung der

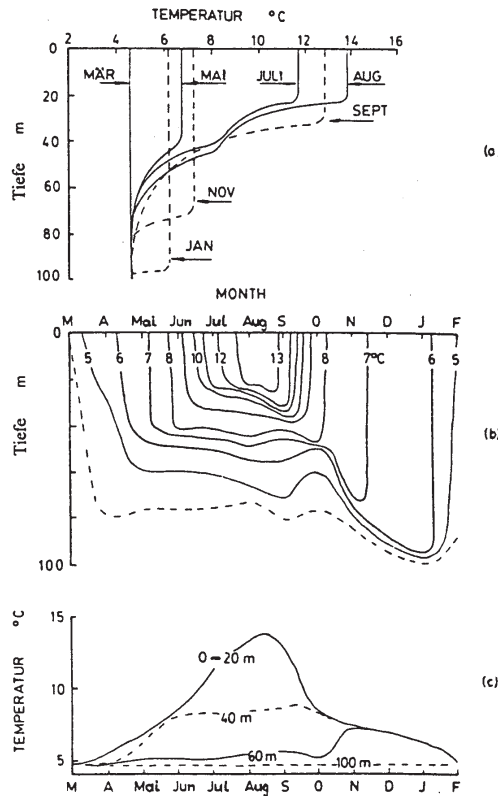


Abbildung 4.13: Jahresgang der Wassertemperaturen im östlichen Nord-Pazifik (bei 50°N, 145°W); a) Vertikale Mächtigkeit der Mischungsschicht bzw. Höhe der Sprungschicht; b) Zeit-Höhenschnitt der Wassertemperaturen; c) Jahresgang der Wassertemperaturen in verschiedenen Tiefen.

Energieflüsse an der Grenzfläche Meer - Luft. Insgesamt handelt es sich also um eine positive Rückkopplung. Wenn sich eine Anomalie der Meeresoberflächentemperaturen in einem größeren Gebiet etabliert hat, kann diese über eine Jahreszeit oder länger bestehen bleiben, weil sich die Zirkulation im Ozean nur sehr langsam an Veränderungen in der Atmosphäre anpaßt.

Ein Beispiel für großräumige Wechselwirkungen zwischen Atmosphäre und Ozean ist das El-Niño-Phänomen (span. el El-Niño = das Christkind). So wird eine Anomalie der Meeresoberflächentemperatur bezeichnet, die in Abständen von einigen Jahren an der Küste von Peru und Ecuador um die Weihnachtszeit (Südsommer) auftritt. Im Normalzustand treibt der Südostpassatwind die oberflächennahen Wassermassen des Pazifiks von Südamerika Richtung Indonesien. Dadurch wird die Schicht warmen Oberflächenwassers im Westen mächtiger und an der Küste von Peru und Ecuador dünner. Hier steigt kälteres Tiefenwasser nach oben und schafft

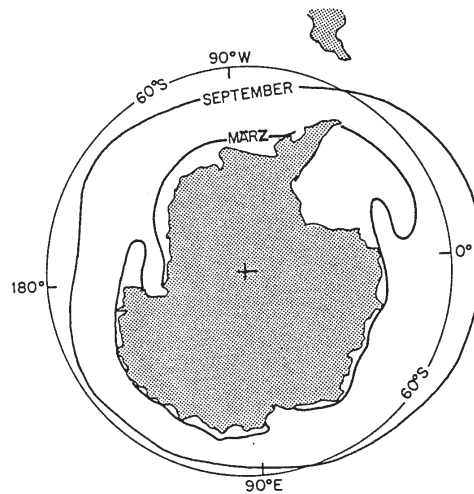


Abbildung 4.14: Grenze des antarktischen Packeises im März und September.

mit seinem Reichtum an Meeresplankton die Lebensgrundlage für zahlreiche Fische und Seevögel. Mit einer Periode von etwa drei bis fünf Jahren schwächen sich die äquatorialen Ostwinde ab (“Southern Oscillation”). Sobald die Windschubspannung der Passate nachläßt, setzen sich die im Westen angestauten warmen Wassermassen nach Osten in Bewegung und breiten sich bis zur südamerikanischen Küste aus. Das kältere, nahrungsreiche Tiefenwasser bleibt dann aus und es kommt zu einem verbreiteten Sterben und Abwandern von Fischen und Seevögeln mit entsprechenden Schäden für das ökosystem der Küste und für die Fischindustrie von Peru und Ecuador. Das extreme El Niño-Ereignis 1982/83 war mit Temperaturanomalien im äquatorialen Ostpazifik von teilweise über  $5^{\circ}\text{C}$  verbunden. Die innertropische Konvergenzzone (Konvergenzzone zwischen den Passatwindgürteln der Nord- und Südhalbkugel, verbunden mit Hebung, Wolkenbildung und starken Regenschauern) veränderte ihre Lage. Die Folge waren ergiebige Niederschläge in den sonst trockenen Gebieten des zentralen und östlichen äquatorialen Pazifik und eine ungewöhnliche Trockenheit in Südost-Australien und Indonesien. In den nördlichen Provinzen von Peru gab es große Überschwemmungen.

## 4.5 Klimaänderungen

Paläoklimatologische Forschungsmethoden: Eine wichtige Voraussetzung für das Verständnis von gegenwärtigen oder zukünftigen Klimaänderungen ist die Kenntnis des Klimas in der Vergangenheit der Erde. Instrumentelle Beobachtungen liegen jedoch erst seit 250-300 Jahren vor, was, gemessen am Alter der festen Erde von 2,6 Mrd. Jahren, nur einen winzigen Bruchteil der Klimageschichte ausmacht. Beispielsweise liegt





Abbildung 4.15: Wo sind die Kontinente? Differenz zwischen der jährlichen Minimum- und Maximumtemperatur in °C.

die letzte Eiszeit rund 20 000 Jahre zurück.

Der Zweig der Klimatologie, in dem das vorgeschichtliche Klima erforscht wird, nennt man Paläoklimatologie. Die paläoklimatologische Forschung ist auf indirekte Methoden angewiesen, d.h. auf Rückschlüsse über den Zusammenhang zwischen der Entstehung geologischer Erscheinungen und dem Klima. So setzt chemische Verwitterung (z. B. Bildung von Kalkstein) Wasser voraus und zeigt somit feuchtes Klima an. Salzlager deuten auf trockene Klimaverhältnisse mit starker Verdunstung hin (vgl. die Verhältnisse in den gegenwärtigen warmen trockenen Gebieten, z. B. um das Tote Meer), Moränen (abgesehen von den heutigen Gletschermoränen) und Gletscherschliffe auf dem Gesteinsuntergrund geben Hinweise auf eine stärkere Vergletscherung als die gegenwärtige, eventuell auf eine frühere Eiszeit. Kohleflöze sind

aus Flachmooren hervorgegangen und weisen auf einen hohen Grundwasserstand und gelegentliche Überschwemmungen hin.

Ein Anhaltspunkt zur Temperatur- und Niederschlagseinordnung von Zeitabschnitten ist die Analyse von Fossilien, d.h. von Tier- und Pflanzenresten, die mit jetzt lebenden Arten verwandt sind. Beispielsweise kann man durch die Analyse von Blütenstaub in Bodenproben die fossilen Pflanzenarten bestimmen. Durch Vergleich dieser Pflanzen mit dem Auftreten der Arten in der Gegenwart in tropischen, subtropischen, warmgemäßigten oder kühlen Klimaregionen läßt sich auf die Klimabedingungen am Standort in der damaligen Zeit schließen. Ein wichtiges Hilfsmittel ist in diesem Zusammenhang auch die Auswertung der Jahresringe in fossilen Bäumen.

Eine weitere Methode paläoklimatologischer Forschung ist die Sauerstoffisotopenmethode. Wie der amerikanische Nobelpreisträger H. Urey feststellte, hängt in Kalkverbindungen (Kalziumkarbonaten) das Verhältnis der beiden Sauerstoffisotope  $^{18}\text{O}$  und  $^{16}\text{O}$  von der Temperatur ab, bei der die Kalkverbindungen gebildet werden. Man bestimmt daher mit Massenspektrometern das Verhältnis  $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$  in den Kalkschalen fossiler Organismen und erhält auf diese Weise ihre Bildungstemperatur. Auch bei Eis kann man aus dem Sauerstoffisotopenverhältnis  $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$  auf die Temperatur schließen, bei der sich das Eis gebildet hat.

Eine Möglichkeit zur absoluten Altersbestimmung von Sediment- oder Eisschichten, Gesteinen sowie von fossilen Pflanzen ergibt sich aus dem radioaktiven Zerfallsgesetz:

$$n = n_0 \exp(-\lambda t) \quad \text{bzw.} \quad T_H = \ln 2 / \lambda.$$

Dabei ist  $n_0$  die Zahl der radioaktiven Atome zur Zeit  $t = 0$ ,  $n$  die Zahl der zur Zeit  $t$  noch strahlenden Atome und  $\lambda$  die Zerfallskonstante. Die Halbwertszeit  $T_H$  gibt an, nach welcher Zeit die Zahl der strahlenden Atome auf die Hälfte abgenommen hat. Sie beträgt z. B. für den radioaktiven Kohlenstoff  $^{14}\text{C}$  ungefähr 5400 Jahre. Radioaktive  $^{14}\text{C}$ -Atome kommen in sehr geringer Anzahl in der Atmosphäre vor und werden daher auch von den Organismen aufgenommen. Nach dem Absterben der Organismen kommen keine  $^{14}\text{C}$ -Atome mehr dazu, die vorhandenen zerfallen aber. Je weniger  $^{14}\text{C}$ -Atome strahlen, desto älter ist das untersuchte Material. Mit der C-14-Methode (Radiokarbonmethode) können organische Funde bis maximal 50 000 Jahre in die Vergangenheit datiert werden.

**Paläoklima:** Das frühgeschichtliche Klima der Erde läßt sich auf Grund der beschriebenen indirekten Methoden für etwa 500 Mio. Jahre abschätzen. Jedoch kann man erst seit dem Beginn des Quartärs vor rund 1 Mio. Jahre mit Hilfe der Sauerstoffisotopenmethode den Klimaverlauf genauer angeben.

Seit dem Kambrium, also in den vergangenen 500 Mio. Jahren, hat es auf der Erde überwiegend Warmzeiten gegeben. Seit 1 Mio. Jahren herrscht dagegen ein ständiger Wechsel von Eiszeiten und wärmeren Zwischeneiszeiten. In Abb. 4.16 ist die Klimakurve der letzten 750 000 Jahre wiedergegeben, wie sie sich nach Sauerstoffisotopendaten von einzelligen Kleinlebewesen der Ozeane (Planktonforaminiferen)

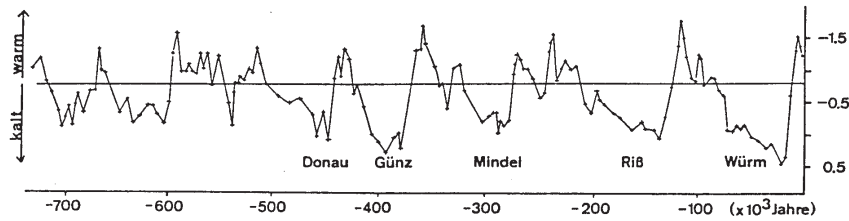


Abbildung 4.16: Klimakurve der letzten 750 000 Jahre durch Anwendung der Sauerstoffisotopenmethode (die höchsten positiven Werte bedeuten die niedrigsten Temperaturen).

ergeben hat, deren Reste in einem Tiefseebohrkern aus dem äquatorialen Atlantik gefunden wurden.

Die Klimakurve in Abb. 4.16 zeigt acht Wechsel zwischen glazialen Epochen und relativ warmen Zwischenzeiten, die im Abstand von etwa 100 000 Jahren aufeinanderfolgten. Große Fluktuationen der Eisausdehnung und Schwankungen des Meeresspiegels waren die Folge. Auf Grund der einzelnen Eisvorstöße von Norden unterscheidet man in Norddeutschland die Elster-, Saale- und als jüngste vor 20 000 Jahren die Weichseleiszeit, während in Süddeutschland auf Grund der Alpenvergletscherung in den letzten 450 000 Jahren zwischen Donau-, Günz-, Mindel-, Riß- und Würmeiszeit unterschieden wird. Die gesamte weltweite Temperaturänderung zwischen dem Höhepunkt einer zwischeneiszeitlichen Wärmewelle und der vollentwickelten Eiszeit beträgt rund 10°C. Dabei sind die Änderungen in den niedrigen Breiten, v.a. über der tropischen und subtropischen Ozeanen, deutlich kleiner als dieser Wert; die Abkühlung bzw. Erwärmung in den höheren und den mittleren Breiten ist dagegen wesentlich größer. Dort gab es deshalb die stärksten Auswirkungen auf die Tier- und Pflanzenwelt.

Der Höhepunkt der letzten Eiszeit war etwa 18 000 v. Chr. Zu diesem Zeitpunkt betrug die Masse der Kryosphäre<sup>6</sup> etwas mehr als das Doppelte der heutigen Masse. Über den nördlichen Teilen von Europa und Nordamerika lag eine ungefähr 2 km dicke Eisschicht. Die meisten Gebirgsregionen (einschließlich der Anden auf der Südhalbkugel) waren wesentlich stärker vergletschert als heute und der Meeresspiegel war etwa 100 m tiefer (vgl. Wallace und Hobbs Fig. 7.21, S. 352).

Vor ca. 17 000 Jahren setzte (aus unbekanntem Grund) eine Klimaerwärmung ein und der langsame Rückzug des Eises begann. Norddeutschland war um 15 000 v. Chr. eisfrei; die letzten Reste des nordamerikanischen Eisschildes verschwanden erst

<sup>6</sup>Die Kryosphäre umfaßt die gesamte Masse von gefrorenem Wasser auf der Erdoberfläche (Schnee, Gletscher, Packeis, polare Eisgebiete). Gegenwärtig enthält das antarktische Eis mehr als 90% der Masse der Kryosphäre und das grönländische ungefähr 8%. Die Kryosphäre überdeckt im Sommer ungefähr 5% der Fläche der Nordhalbkugel und im Winter ungefähr 25%.

ungefähr 4000 v. Chr.

Abb. 4.17 zeigt die Temperaturentwicklung in Zentraleuropa seit der letzten Eiszeit. Den bisher höchsten Wert der Nacheiszeit erreichte die Temperatur vor ungefähr 7000 Jahren (“Klimaoptimum”). Seit dieser Zeit gab es mehrere Wechsel zwischen kühleren und wärmeren Perioden. Besonders auffällig ist das kleine Klimaoptimum zwischen 900 und 1300 n. Chr. Damals war beispielsweise die Eisbedeckung von Grönland niedriger als heute, weshalb die Wikinger der Insel den Namen “Grünland” gaben. Relativ kalt war dagegen die Zeit zwischen 1500 und 1850 n. Chr. In dieser sogenannten “kleinen Eiszeit” kam es unter anderem zu einem Gletschervorstoß in den Alpen.

**Ursachen von Klimaänderungen:** Viele Theorien wurden aufgestellt, um die in der Vergangenheit beobachteten Klimaschwankungen zu erklären und um den zukünftigen Klimatrend vorherzusagen. Prinzipiell kann man diese Theorien in zwei Kategorien einteilen:

- Theorien, die die Klimaschwankungen als Antwort des gekoppelten Systems Atmosphäre- Ozean-Kryosphäre (-Biosphäre) auf Änderungen in der globalen Strahlungsbilanz sehen;
- Theorien, nach denen im System Atmosphäre-Ozean-Kryosphäre auch ohne externe Einflüsse physikalische Prozesse ablaufen können, die durch positive Rückkopplung Klimaänderungen produzieren.

Es gibt zahlreiche mögliche Ursachen für langfristige Änderungen in der globalen Strahlungsbilanz: Schwankungen der Solarkonstanten (z. B. durch chemische Reaktionen im Sonneninneren), Änderungen der Erdbahnelemente (periodische Änderungen der Elliptizität der Erdbahn, der Präzessionsbewegung der Erdachse oder des Winkels zwischen Ekliptik und äquatorebene der Erde), Schwächung der Einstrahlung (z. B. durch Vulkanausbrüche).

Schwankungen der langwelligen Strahlungsflüsse können durch Änderungen der Spurengaskonzentrationen (z. B. durch anthropogene Quellen; s. nächstes Kapitel) verursacht werden.

Die Änderungen in der Strahlungsbilanz wären allein zu gering, um große Klimaschwankungen auszulösen, wenn es keine Wechselwirkung mit der Kryosphäre gäbe. Nimmt die von der Erdoberfläche absorbierte solare Energie über einen längeren Zeitraum ab, kommt es zu einer Vergrößerung der von Schnee und Eis bedeckten Flächen. Dadurch erhöht sich die planetare Albedo, d.h. es wird noch weniger solare Energie von der Erdoberfläche absorbiert. Dieser Rückkopplungsmechanismus führt dazu, daß eine kleine Änderung der solaren Strahlung wichtige Auswirkungen auf das globale Klima haben kann.

Die Theorien, nach denen es auch ohne externe Einflüsse zu Klimaschwankungen kommen kann, gehen davon aus, daß bei gleichbleibender solarer Strahlung unterschiedliche Zustände des Systems Atmosphäre-Ozean-Kryosphäre möglich sind. Beispielsweise könnte die globale Energiebilanz gegenwärtig auch von einer völlig mit

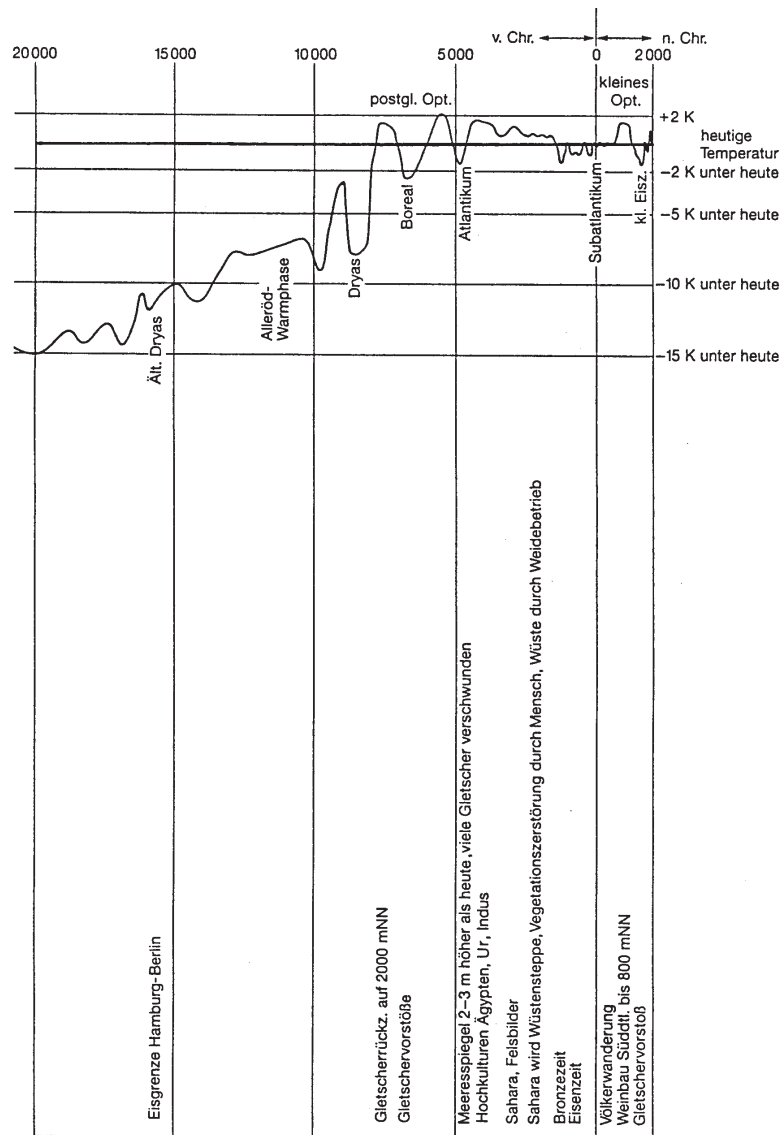


Abbildung 4.17: Verlauf der Mitteltemperaturen in Zentraleuropa von der letzten Eiszeit (etwa 20 000 v. Chr.) bis heute.

Eis bedeckten Erde erfüllt werden, denn dann hätte die Erde eine viel höhere Albedo und damit eine wesentlich niedrigere Strahlungsgleichgewichtstemperatur, so daß die Eisdecke sogar in den Tropen nicht abschmelzen würde. Das Klimasystem befindet sich nach dieser Theorie in keinem stationären Zustand, sondern ständig im Wechsel zwischen den zahlreichen möglichen Zuständen.

Wodurch der Wechsel zwischen Kalt- und Warmzeiten letztendlich verursacht wird, ist noch umstritten. Wahrscheinlich spielen mehrere Faktoren eine Rolle.

# Kapitel 5

## Zusätzlicher Treibhauseffekt und stratosphärischer Ozonabbau

Die anthropogenen Aktivitäten seit Beginn der Industrialisierung veränderten die chemische Zusammensetzung der Atmosphäre. Damit sind globale Umweltprobleme verbunden, deren Ausmaß bisher nur teilweise bekannt ist. In diesem Kapitel werden zwei dieser Probleme beschrieben: der zusätzliche Treibhauseffekt und die daraus möglicherweise resultierenden Klimaänderungen sowie der Abbau der Ozonschicht in der Stratosphäre.

### 5.1 Natürlicher Treibhauseffekt

Wie in Kapitel 9 und 10 erläutert wurde, absorbieren die optisch aktiven Substanzen in der Atmosphäre (Gase, Aerosole, Wolken) einen Teil der von der Erdoberfläche abgestrahlten langwelligen Strahlung. Sie erwärmen dadurch die Atmosphäre und strahlen die Wärme zum Teil wieder zur Erdoberfläche zurück, so daß ein Unterschied von  $33^{\circ}\text{C}$  zwischen der effektiven Strahlungstemperatur des Gesamtsystems Erde-Atmosphäre ( $-18^{\circ}\text{C}$ ) und der Temperatur an der Erdoberfläche ( $15^{\circ}\text{C}$ ) entsteht. Die wichtigsten Beiträge zu diesem sogenannten Treibhauseffekt liefern nicht die atmosphärischen Hauptbestandteile Stickstoff und Sauerstoff sondern die in der Atmosphäre enthaltenen Spurengase, wie Tab. 5.1 zeigt.

Der Wasserdampf hat demnach die größte Strahlungswirkung. Er absorbiert die von der Erdoberfläche emittierte Strahlung in einem großen Wellenlängenbereich (vgl. Abb. 4.3). Zwischen den Gebieten starker Absorption im Bereich der  $6,3\mu\text{m}$ -Bande und den Rotationsbanden über  $18\mu\text{m}$  liegt das sogenannte "Wasserdampffenster". Andere Spurengase tragen nur dann zur Strahlungsabsorption bei, wenn sie in jenen Bereichen optisch aktiv sind, in denen der Wasserdampf die Wärmestrahlung nahezu ungehindert passieren läßt.

Da die klimawirksamen Gase ("Treibhausgase")  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{O}_3$ ,  $\text{N}_2\text{O}$  und  $\text{CH}_4$  natürliche Bestandteile der Erdatmosphäre sind, wird ihre Wirkung auch als natürlicher Treibhauseffekt bezeichnet. Ohne diesen natürlichen Treibhauseffekt wäre die

Tabelle 5.1: Derzeitiger Treibhauseffekt der wichtigsten klimawirksamen Spurengase.

Spurengas	derzeitige atmosphärische Konzentration	derzeitiger Erwärmungseffekt
Wasserdampf ( $H_2O$ )	2ppm –3 %	20, 6°C
Kohlendioxid ( $CO_2$ )	350,0 ppm	7, 2°C
Ozon, bodennah ( $O_3$ )	0,03 ppm	2, 4°C
Distickstoffoxid ( $N_2O$ )	0,3 ppm	1, 4°C
Methan ( $CH_4$ )	1,7 ppm	0, 8°C
weitere		ca. 0, 6°C
<b>Summe</b>		ca. 33, 0°C

oberflächennahe Temperatur gleich der effektiven Strahlungstemperatur des Gesamtsystems Erde-Atmosphäre.

## 5.2 Konzentrationsanstieg der atmosphärischen Treibhausgase

Durch die Analyse der in Eisbohrkernen eingeschlossenen kleinen Luftblasen ist nachgewiesen worden, daß sich die Konzentration der Treibhausgase seit Beginn der Industrialisierung erheblich verändert hat (s. Abb. 5.1).

Der Gehalt der Atmosphäre an Kohlendioxid ist von ungefähr 280 ppm vor ca. 200 Jahren auf heute rund 350 ppm gestiegen. Dies liegt in erster Linie an dem ansteigenden Verbrauch fossiler Brennstoffe zur Energiegewinnung, d.h. von Kohle, Öl und Gas. Ungefähr 85% der Energie, die von der Menschheit verbraucht wird, stammt aus der Verbrennung fossiler Brennstoffe. Auf diesem Wege wurden in den letzten 200 Jahren rund 200 Milliarden Tonnen Kohlenstoff in der Form von Kohlendioxid in die Atmosphäre freigesetzt. Gleichzeitig haben größere Veränderungen in der Landnutzung stattgefunden. So wurden vor einigen Jahrhunderten nur rund 2% der Landoberfläche landwirtschaftlich genutzt, heute sind es 10%. Bewaldete Gebiete und Grasland wurden und werden in Ackerboden umgewandelt, was zu einem erhöhten Abbau von organischem Material in den Böden und zur Verbrennung großer Mengen Holz geführt hat. Schätzungen beziffern die Nettomenge, die auf diesem Weg als Kohlendioxid in die Atmosphäre gelangte, auf 100 bis 200 Milliarden Tonnen Kohlenstoff. Nur zwischen 40 und 50% dieser  $CO_2$ -Emissionen sind in der Atmosphäre geblieben, denn die Ozeane sind fähig, Kohlendioxid zu lösen. Sie bilden ein sehr großes Reservoir an Kohlendioxid, dennoch ist ihre Kapazität zur Absorption von Kohlendioxid begrenzt. Zwar erreicht die Meeresoberfläche relativ schnell,

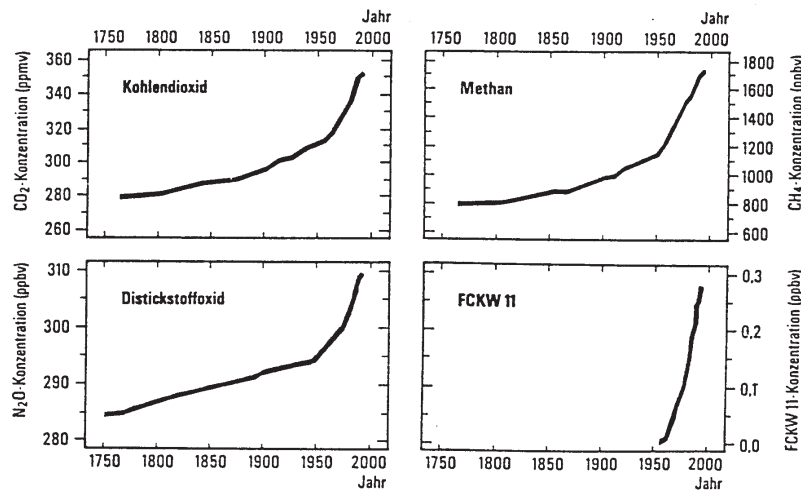


Abbildung 5.1: Konzentrationsanstieg von  $CO_2$ ,  $CH_4$ ,  $N_2O$  und dem Fluorchlorkohlenwasserstoff F 11 zwischen 1750 und 1990; Angaben in ppmv (millionstel Volumenanteil) bzw. ppbv (milliardstel Volumenanteil).

d.h. innerhalb weniger Jahre, ein Gleichgewicht mit höheren atmosphärischen Konzentrationen, aber die schrittweise Erneuerung des Oberflächenwassers durch einen Austausch mit tieferen Wasserschichten braucht einige hundert Jahre im Atlantik und sogar rund 1000 Jahre im Pazifik. Nur ein begrenzter Teil der Weltozeane ist deshalb bisher als Speicher für das zusätzliche, in die Atmosphäre freigesetzte Kohlendioxid verfügbar gewesen.

Während des letzten Jahrzehnts wurde erkannt, daß die Konzentration anderer Treibhausgase in der Atmosphäre ebenfalls ansteigt:

- Die Methankonzentration ist von ca. 0,8 ppm auf ca. 1,7 ppm angewachsen. Die Ursache liegt in der Ausweitung des Naßreisanbaus und in der vermehrten Rinderhaltung. Außerdem wird Methan bei der Öl- und Erdgasförderung und durch Lecks in Erdgasleitungen frei.
- Distickstoffoxid (Lachgas) ist um ca. 10% in der Atmosphäre angestiegen, hauptsächlich verursacht durch den hohen und weiter ansteigenden Einsatz von Düngemitteln in der Landwirtschaft.
- Zwar verringert sich das Ozon in der Stratosphäre auf Grund der Fluorchlorkohlenwasserstoff (FCKW)-Emissionen (näheres dazu im zweiten Teil des Kapitels), in den unteren Schichten der Atmosphäre steigt jedoch der Ozongehalt vor allem in der nördlichen Hemisphäre an. Ursache sind die zunehmenden Stickoxid-Emissionen aus Verbrennungsprozessen, vor allem von Automotoren.



- Besonders wichtig ist schließlich, daß die FCKW selbst sehr aktive Treibhausgase sind. Ihre Wirkung in der Atmosphäre ist ausschließlich eine Folge menschlicher Aktivitäten. FCKW werden weltweit jährlich mit einer Gesamtmenge von fast einer Million Tonnen in die Atmosphäre abgegeben, z. B. als Kühlmittel in Kühlaggregaten oder zum Aufschäumen von Schaumstoffen.

### 5.3 Zusätzlicher Treibhauseffekt

Die Veränderung der Menge und/oder der Verteilung einzelner oder aller klimawirksamen Spurengase beeinflußt den Treibhauseffekt. Der durch die anthropogenen Emissionen verursachte Effekt wird als anthropogener oder zusätzlicher Treibhauseffekt bezeichnet.

Die Änderung der Strahlungsbilanz des Systems Erde-Atmosphäre bei einer Änderung der  $CO_2$ -Konzentration kann recht genau berechnet werden. Der Anstieg des  $CO_2$ -Gehaltes von 279 ppm im Jahr 1765 auf 354 ppm im Jahr 1990, also um 75 ppm, ist einer zusätzlich absorbierten Strahlungsenergie von  $1,5 \text{ Wm}^{-2}$  Äquivalent, verglichen mit  $155 \text{ Wm}^{-2}$  infolge des natürlichen Treibhauseffektes.

Die Strahlungswirkung der anderen Treibhausgase weicht zum Teil erheblich von der des Kohlendioxids ab. In Tab. 5.2 ist das relative Treibhauspotential (Greenhouse Warming Potential, GWP) der wichtigsten anthropogenen Treibhausgase bezogen auf das Kohlendioxid angegeben. Es ist ein Maß dafür, wieviel effektiver ein zusätzliches Molekül oder Kilogramm eines Treibhausgases in der Atmosphäre im Vergleich zu Kohlendioxid absorbiert. Das GWP der Spurengase hängt vor allem von der Lage der Absorptionsbanden ab. Will man wissen, wieviel Strahlung langfristig in der Atmosphäre durch die Emission eines Kilogramms eines Treibhausgases absorbiert wird, muß man zusätzlich die Verweilzeiten der Gase betrachten. Als Verweilzeit definiert man die Zeit, die vergeht bis 36,8% des Treibhausgases in der Atmosphäre abgebaut sind. Von der Verweilzeit der einzelnen Spurenstoffe ist auch die Einstellzeit einer neuen Gleichgewichtskonzentration abhängig. Würden beispielsweise die Emissionsraten des  $N_2O$  auf dem heutigen Niveau eingefroren, dauert es mehrere hundert Jahre bis der neue Gleichgewichtswert des  $N_2O$  in der Atmosphäre erreicht ist. Bis dahin steigt die  $N_2O$ -Konzentration weiter an. Der in der Atmosphäre beobachtete Konzentrationsanstieg der Treibhausgase ist also gegenüber der Zunahme der Emissionsraten zeitlich verzögert. Ähnlich lange Einstellzeiten wie für das  $N_2O$  gelten für das  $CO_2$  und die FCKW. Im Falle des Methans würde der neue Gleichgewichtswert auf Grund der kürzeren Verweilzeit des Methans bereits in 30 bis 50 Jahren erreicht.

- 1) Sämtliche Angaben sind sehr grobe Mittelwerte, da die Ozonkonzentration in der Troposphäre räumlich sehr variabel ist.

Tabelle 5.2: Konzentration ( $c$ ), Verweilzeit ( $t$ ) und Zunahme ( $\Delta c/\Delta t$ ) der Treibhausgase; relatives Treibhauspotential (GWP) bezogen auf das gleiche Volumen  $CO_2$  (Mol.) und bezogen auf die gleiche Masse  $CO_2$  (kg) sowie Anteil der einzelnen Treibhausgase am zusätzlichen Treibhauseffekt in den achtziger Jahren dieses Jahrhunderts.

Treibhausgas	$CO_2$	$CH_4$	$N_2O$	Ozon <sup>1)</sup>	FCKW 11	FCKW 12
c (in ppmv)	354	1,72	0,31	0,03	0,00028	0,00048
t (in Jahren)	120 <sup>2)</sup>	10	150	0,1	60	130
$\Delta c/\Delta t$ in %/Jahr)	0,5	1,0	0,25	0,5 <sup>5)</sup>	5	3
rel. GWP (Mol.)	1	21	206	2000	12400	15800
rel. GWP (kg)	1	58	206	1800	3970	5750
Anteil in %	50	13 <sup>4)</sup>	5	7 <sup>6)</sup>	5	12

- 2) Streng genommen besitzt  $CO_2$  eine wesentlich kürzere Verweilzeit, wenn die Austauschvorgänge zwischen Atmosphäre und Biosphäre einerseits und Atmosphäre und Ozean bis in große Tiefen andererseits betrachtet werden. Die genannte Verweilzeit von 120 Jahren beinhaltet auch Phasen, in denen das  $CO_2$  in andere Kohlenstoffverbindungen überführt wird. Mit dieser Verweilzeit wird zum Ausdruck gebracht, daß es etwa 120 Jahre dauert, bis eine freigesetzte  $CO_2$ -Menge auf etwa ein Drittel ihres ursprünglichen Wertes im wesentlichen durch Aufnahme in den Ozean abgesunken ist.
- 3) Diese Anteile geben in der Summe nur 92 Prozent, da die anderen FCKW nicht enthalten sind. Ihr Anteil liegt etwa bei 5 Prozent, der Anteil des stratosphärischen Wasserdampfes (Bildung durch Methanoxidation) bei 3 Prozent.
- 4) In dem Anteil von  $CH_4$  sind nur die direkten Effekte enthalten.
- 5) Anstieg nur in der Troposphäre der Nordhemisphäre.
- 6) Der Beitrag des Ozons kann nur sehr unsicher quantifiziert werden.

In Tab. 5.2 fällt auf, daß  $CO_2$  das geringste Treibhauspotential aller anthropogenen Treibhausgase hat. Da Kohlendioxid bei  $15\mu m$  die von der Erdoberfläche emittierte Strahlung bereits vollständig absorbiert (s. Abb. 4.3), führt eine Erhöhung der  $CO_2$ -Konzentration nur zu wenig zusätzlicher Absorption im Bereich der  $15\mu m$ -Bande und damit nur zu einer vergleichsweise geringen Veränderung des Treibhauseffekts. Die Zunahme des Treibhauseffekts erfolgt in einer solchen fast gesättigten Bande in guter Näherung logarithmisch, d.h. jede Verdoppelung der  $CO_2$ -Konzentration bewirkt die gleiche Erhöhung der Strahlungsabsorption.

Im Gegensatz zur Erwärmung der Troposphäre führt die Zunahme des atmosphärischen  $CO_2$ -Gehaltes zu einer Abkühlung in der Stratosphäre. Dort ist das Kohlendioxid für einen großen Teil der infraroten Ausstrahlung in den Weltraum

verantwortlich, denn die Stratosphäre enthält etwa einhundertmal mehr  $CO_2$  als Wasserdampf. Da in der Stratosphäre die Temperatur mit der Höhe wieder ansteigt, emittiert das Kohlendioxid mit der Höhe zunehmend wirksam infrarote Strahlung in den Weltraum. Nimmt die  $CO_2$ -Konzentration zeitlich zu, wird die Ausstrahlung besonders im oberen Bereich der Stratosphäre verstärkt. Wie noch erläutert wird, führt die Abkühlung der Stratosphäre zu einer Beschleunigung des Ozonabbaus über den Polargebieten.

Tab. 5.2 zeigt außerdem, daß ein zusätzliches  $CH_4$ -,  $N_2O$ -,  $O_3$ - oder FCKW-Molekül die Strahlungsabsorption viel stärker erhöht als ein zusätzliches  $CO_2$ -Molekül, so daß die anthropogenen Emissionen dieser Gase, obwohl ihre Konzentration wesentlich geringer als die des  $CO_2$  sind, erheblich zum zusätzlichen Treibhauseffekt beitragen. Ursache für das hohe GWP sind die *nicht* gesättigten Absorptionsbanden im "Wasserdampfenster".

Im Falle einer durch den zusätzlichen Treibhauseffekt ausgelösten Klimaerwärmung steigt vor allem über den tropischen Ozeanen die Verdunstung stark an. Die damit verbundene Erhöhung der Wasserdampfkonzentration verstärkt den Treibhauseffekt weiter, d.h. es besteht eine positive Rückkopplung.

Der Anstieg der Treibhausgase gegenüber dem vorindustriellen Zeitraum hat bis Mitte der achtziger Jahre den Treibhauseffekt um ca.  $2,2 \text{ Wm}^{-2}$  erhöht. Insofern haben die menschlichen Aktivitäten den Treibhauseffekt der Atmosphäre um ca. 1,5% gesteigert.

## 5.4 Mögliche Klimaänderungen

Es ist unbestritten, daß durch den zusätzlichen Treibhauseffekt der Strahlungshaushalt des Systems Erde-Atmosphäre verändert wird. Unterschiedliche Auffassungen bestehen jedoch in der Einschätzung des Umfangs, der zeitlichen Entwicklung und der Auswirkungen einer damit verbundenen Klimaänderung.

Um die Reaktion des Klimasystems auf Veränderungen der Konzentration von Treibhausgasen abzuschätzen, verwendet man Computermodelle. Die Modelle zeigen, daß eine Verdoppelung der  $CO_2$ -Konzentration in der Atmosphäre (oder Änderungen der Konzentration anderer Treibhausgase, die die gleiche Wirkung wie eine  $CO_2$ -Verdoppelung hätten) die durchschnittliche globale Oberflächentemperatur um  $1,5^\circ\text{C}$  bis  $4,5^\circ\text{C}$  erhöht. Bei der einfachen Extrapolation der gegenwärtigen Zuwachsraten aller Treibhausgase kann die dem  $2 \cdot CO_2$  gleichkommende Konzentration im Jahr 2030 erreicht werden. Die größte Unsicherheitsquelle bei der Bestimmung der globalen Oberflächentemperaturänderung liegt in der Schwierigkeit, Wolken, Ozeane und die Wechselwirkungen zwischen Kryosphäre und Atmosphäre im Modell darzustellen. Aus vielen Modellläufen für verdoppelten  $CO_2$ -Gehalt haben sich dennoch - neben dem Anstieg der globalen Mitteltemperatur - folgende Aussagen herausgeschält:

- Zu den Polen hin ist die Erwärmung stärker als im Mittel, weil die Abnahme der

eisbedeckten Ozeangebiete wegen der zugehörigen Verminderung der Albedo verstärkend wirkt.

- In Äquatornähe ist die Erwärmung unterdurchschnittlich, weil die bei höheren Temperaturen stark ansteigende Verdunstung einen Teil der Energie wieder verbraucht (s. Abb. 5.2).
- Die Atmosphäre oberhalb 20 km wird generell kälter.
- Die Niederschlagsgürtel verschieben sich und, obwohl global gemittelt die Niederschlagsmenge zunimmt, wird vor allem die Breitenzone um 30°N zumindest in einzelnen Jahreszeiten trockener.

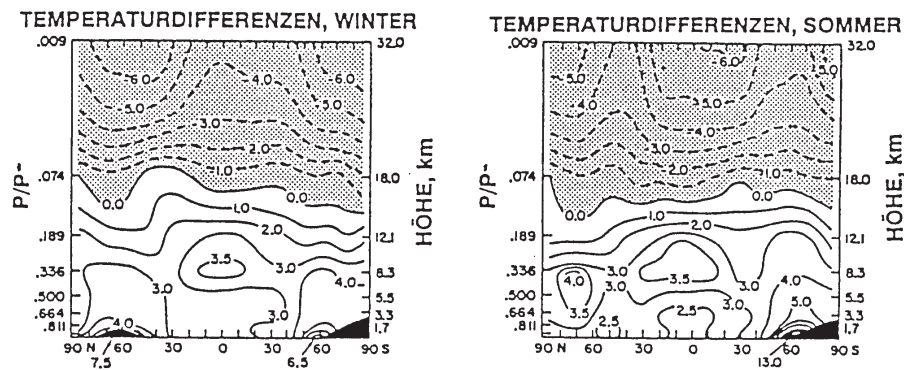


Abbildung 5.2: Temperaturänderung bei verdoppeltem Gehalt an Kohlendioxid als Funktion der geographischen Breite und der Höhe in der Atmosphäre (Modellexperiment).

Die regionalen Veränderungen sind durch die Computerprogramme jedoch nicht präzise vorhersagbar, denn auch mit der gegenwärtigen Generation von Supercomputern können die Klimavariablen nur für Punkte im Abstand von einigen hundert Kilometern berechnet werden. Ein weiterer Grund liegt in der unvollständigen Wiedergabe der ozeanischen Prozesse. Die Zirkulation in der Tiefsee, Ozeanströmungen oder das El Niño/Southern Oscillation-System sind in den Modellen entweder nicht enthalten oder können nicht hinreichend wiedergegeben werden.

Die zu stark vereinfachte Modellierung der Ozeane ist auch die Ursache für die Schwierigkeiten bei der Vorhersage des Meeresspiegelanstiegs. Man vermutet, daß in den nächsten 50 bis 100 Jahren die thermische Ausdehnung der Ozeane und das Abschmelzen von Gletschereis die wichtigsten Faktoren sein werden. Die gegenwärtigen Schätzungen für den weltweiten Anstieg des Meeresspiegels in den nächsten 40 bis 50

Jahren reichen von 20 cm bis 140 cm. Für einen größeren Zeitmaßstab ist zu vermuten, daß das Abschmelzen des antarktischen und grönländischen Eispanzers weitaus stärker zum Anstieg des Meeresspiegels beitragen wird. Aber auch dabei bestehen beträchtliche Unsicherheiten, weil es ebenso zu neuen Eisbildungen im Inneren der Eisflächen, zu höheren Schneefällen und zu aufsteigenden kalten Wasserströmen im Ozean kommen kann.

Die komplexen Regelungsmechanismen zwischen Atmosphäre, Biosphäre und Hydrosphäre können dem zusätzlichen Treibhauseffekt entweder entgegenwirken oder ihn verstärken. Rückkopplungsmechanismen, die den Treibhauseffekt verstärken sind u.a.

- die erhöhte  $CO_2$ -Abgabe aus den Böden durch den schnelleren mikrobiologischen Abbau des im Boden vorhandenen organischen Materials oder
- die zusätzliche Freisetzung von Methan im Falle des Auftauens der Permafrostböden in den hohen Breiten.

Dem Treibhauseffekt vermindern würde z. B.

- die verstärkte Bildung von Biomasse auf Grund der zunehmenden  $CO_2$ -Konzentration oder
- die Erhöhung des Wolkenbedeckungsgrades infolge des mit der Zunahme der Temperatur gekoppelten Anstieges der Wasserverdunstung (gilt nicht für hohe Wolken).

Der Einfluß der Wolken auf den Strahlungshaushalt ist sehr wichtig, kann aber von den Klimamodellen bisher nur unzureichend simuliert werden. Wolken haben zwei gegensätzliche Wirkungen: Einerseits kühlen sie die Erde ab, indem sie Sonnenstrahlung in den Weltraum reflektieren, andererseits verstärken sie den Treibhauseffekt mit der Folge einer Erwärmung, weil sie langwellige Strahlung emittieren. Für die Wolken in niedrigen und mittleren Höhen überwiegt der Abkühlungseffekt. Schon ein um 1 bis 2% höherer Bewölkungsgrad durch solche Bewölkung würde den zusätzlichen Treibhauseffekt wesentlich vermindern. Dagegen verstärken hohe Wolken den Treibhauseffekt (die höhere Reflexion ist geringer als die Erhöhung der langwelligen Strahlung).

Wenn der zusätzliche Treibhauseffekt einen Einfluß auf das Klima hat, sollte eine Klimaänderung bereits feststellbar sein, d.h. man sollte die Vorhersagen der Klimamodelle überprüfen können, da bereits seit mehr als 100 Jahren die Konzentration der Treibhausgase deutlich ansteigt. Das anthropogene Klimasignal hebt sich jedoch aus der natürlichen Klimavariabilität bisher nicht heraus, d.h. der Zusammenhang zwischen der Zunahme der Treibhausgase und einer Klimaänderung kann mit Hilfe der Meßwerte (noch) nicht bewiesen werden. Es gibt aber einige Indizien, die in Einklang mit dem Modellaussagen stehen:

- Globaler Anstieg der Lufttemperatur in der Nähe der Erdoberfläche um im Mittel  $0,7^{\circ}\text{C}$  seit 1860 (s. Abb. 5.3; dabei muß man berücksichtigen, daß die beobachtete Temperaturänderung auf die Spurengaskonzentrationen zurückgeht, die vor 30 bis 50 Jahren geherrscht haben, weil die Ozeane wie ein großer Wärmespeicher wirken).
- Umverteilung der Niederschläge während der vergangenen 40 Jahre: trockener im Bereich  $5\text{-}35^{\circ}\text{N}$ ; feuchter im Breitengürtel  $35\text{-}70^{\circ}\text{N}$ , jedoch konzentriert auf das Winterhalbjahr.
- Eindeutige Abnahme der Temperatur in der mittleren Stratosphäre seit etwa 30 Jahren (s. Abb. 5.4).
- Globaler Anstieg der Temperatur der ozeanischen Deckschicht.
- Abschmelzen der Gebirgsgletscher in allen Breitenzonen seit 1850.
- Zunahme des Wasserdampfgehaltes in der mittleren Troposphäre in den Tropen während der letzten 30 Jahre.
- Anstieg des mittleren globalen Meeresspiegels seit 100 Jahren, mit beschleunigter Rate während der vergangenen 50 Jahre. Die gegenwärtige Rate beträgt etwa 20 cm pro Jahrhundert.
- Schwankung des  $\text{CO}_2$ -Gehaltes der Atmosphäre bei Schwankungen der Vereisung: Nur etwa 190 ppm  $\text{CO}_2$  vor 18 000 Jahren während des Höhepunktes der Vereisung bei etwa  $4^{\circ}\text{C}$  niedrigerer globaler Mitteltemperatur.
- Die fünf wärmsten Jahre seit Beginn direkter Temperaturmessungen liegen in den vergangenen zehn Jahren.

Bisher nicht gestützt werden die Modelle dagegen von der Abkühlungsphase von etwa 1940 bis 1970 in der nördlichen Hemisphäre und der besonders raschen Temperaturzunahme in den Tropen während der vergangenen 20 Jahre. Allerdings sind auch in diesem kleinen Zeitskalenbereich natürliche Klimaschwankungen typisch, die den anthropogenen Anteilen immer überlagert sein werden.

Als mögliche Erklärung für die vorübergehend beobachtete Abkühlung auf der Nordhalbkugel kommt außerdem die durch die anthropogene Partikelemission verursachte Zunahme der Kondensationskerne in Frage. Nehmen die Kondensationskerne zu, wird in den Wolken das flüssige Wasser auf mehr und damit kleinere Wolkentröpfchen verteilt. Da die Rückstreuungsfähigkeit proportional zum Querschnitt eines Tröpfchens ist, streut die gleiche, auf mehr kleine Tröpfchen verteilte, Flüssigwassermenge Sonnenlicht stärker in den Weltraum zurück.

Obwohl sich eine anthropogen verursachte Klimaänderung erst nach dem Jahr 2000 eindeutig nachweisen lassen wird und die Unsicherheiten der Klimamodellaussagen groß sind, erscheint es dennoch nicht ratsam, die Emissionen der Treibhausgase

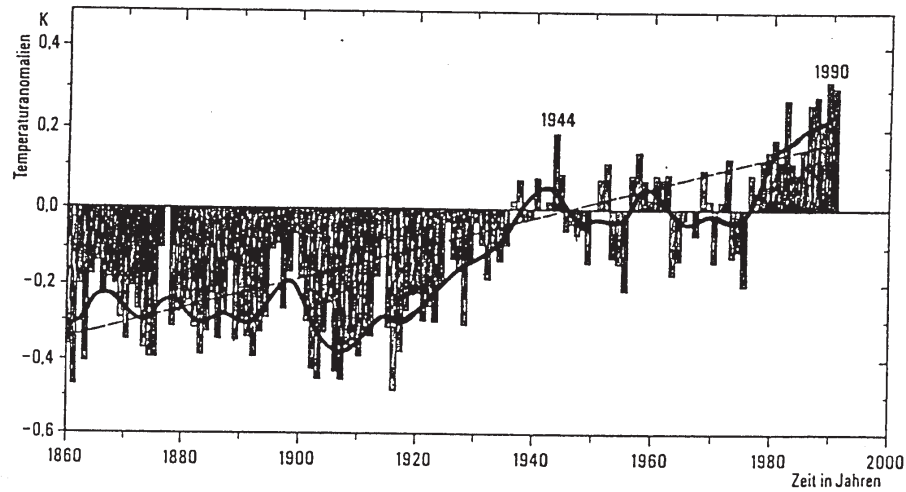


Abbildung 5.3: Abweichung der bodennahen globalen Mitteltemperaturen von Referenz- Mittelwert 1951-1980.

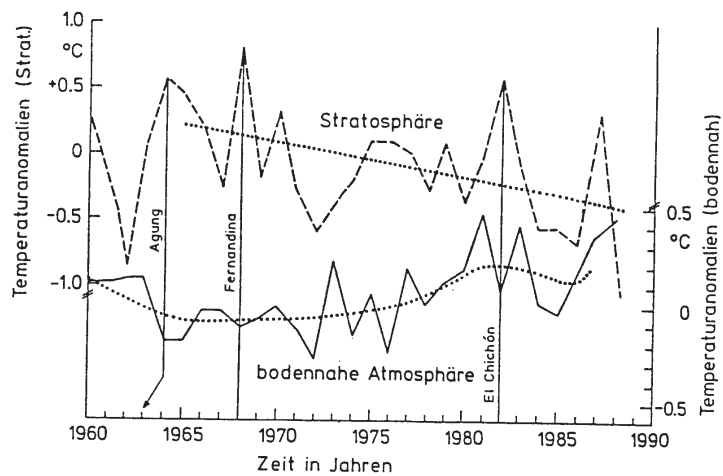


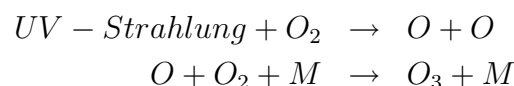
Abbildung 5.4: Mittlere nordhemisphärische Temperatur der Stratosphäre (oben) und mittlere nordhemisphärische Temperatur der bodennahen Atmosphäre (unten). Besonders explosive Vulkanausbrüche (hier Agung, Fernandina und El Chichón) wirken dem Treibhauseffekt durch stratosphärische Erwärmung und bodennahe Abkühlung entgegen.

erst dann zu vermindern, wenn die Ungewißheiten deutlich geringer geworden sind. Steigen die Emissionen der Treibhausgase mit denselben Raten wie zur Zeit bis zum

Jahr 2100 an, wird sich nach dem gegenwärtigen wissenschaftlichen Kenntnisstand die globale Mitteltemperatur um etwa  $5^{\circ}\text{C}$  (wahrscheinlichster Wert, wobei ein Unsicherheitsbereich von  $3^{\circ}\text{C}$  bis  $9^{\circ}\text{C}$  angegeben wird) gegenüber ihrem vorindustriellen Wert erhöhen. Diese Erwärmung in gut 100 Jahren wäre genauso groß wie die globale Erwärmung seit der letzten Eiszeit vor 18 000 Jahren. Die Temperatur wird im Mittel um  $0,3^{\circ}\text{C}$  pro Dekade ansteigen, dreimal so schnell wie es natürliche Ökosysteme nach heutigem Wissen noch vertragen können. Es ist wahrscheinlich, daß wegen der starken natürlichen Schwankungen des Klimasystems zwischenzeitlich noch höhere Erwärmungsraten auftreten. Da die Temperatur so außerordentlich schnell steigt, werden sich die Klimazonen schneller verschieben, als die Vegetationszonen folgen können. Die unbelastete Vegetation kann vermutlich einer Temperaturerhöhung um  $0,1^{\circ}\text{C}$  pro Dekade gerade noch unbeschadet folgen. Eine bereits belastete Vegetation, wie z. B. die Wälder in großen Teilen Europas, wird schon durch eine geringere Erwärmung irreversibel geschädigt. Der Problemdruck erhöht sich außerdem dadurch, daß sich der zusätzliche Treibhauseffekt einerseits und der Ozonabbau durch die FCKW in der Stratosphäre andererseits wechselseitig beeinflussen.

## 5.5 Bildung, Verteilung und Variabilität des stratosphärischen Ozons

Wenn ein Molekül sich bei der Absorption von Strahlung spaltet, spricht man von Photolyse oder Photodissoziation. In der Erdatmosphäre entstehen durch die Photodissoziation von molekularem Sauerstoff ( $O_2$ ) Sauerstoffatome ( $O$ ). Jedes dieser Sauerstoffatome kann sich an Sauerstoffmoleküle anlagern und so dreiatomiges Ozon ( $O_3$ ) bilden:



M ist ein für die Reaktion notwendiger Stoßpartner, der die freiwerdende Energie aufnimmt. Die Voraussetzung dafür, daß ein Photon ein Molekül spalten kann, ist, daß es von dem Molekül absorbiert wird und ausreichend viel Energie besitzt, nämlich mindestens die Bindungsenergie der zu spaltenden Molekülbindung. Da die Bindungen von Sauerstoffmolekülen sehr stabil sind, ist Photodissoziation erst mit energiereicher UV-Strahlung (Wellenlänge unter  $0,24 \mu\text{m}$ ) möglich. Photonen dieser Wellenlänge werden in der Atmosphäre stark geschwächt und sind deshalb nur oberhalb von 20 km Höhe in ausreichender Zahl vorhanden. Unterhalb von 20 km ist eine Photodissoziation des Sauerstoffs und damit eine Ozonbildung über den oben genannten Mechanismus nicht möglich. Da andererseits in größeren Höhen die Ozonproduktion wegen der geringeren Sauerstoff-Konzentration wieder abnimmt, gibt es zwischen 20 und 30 km einen Höhenbereich, in dem die Ozonproduktion maximal ist (vgl. Profil der Absorptionsrate  $\partial E_\lambda / \partial z$  in Abb. 3.9 auf S. 76).



Die vertikale Ozonkonzentrationsverteilung wird nicht nur durch die Sauerstoff-Photolyse sondern auch durch die atmosphärischen Luftbewegungen bestimmt. Die photochemische Bildung von Ozon findet hauptsächlich in der äquatorialen Stratosphäre statt. Dort bleibt im Jahresverlauf die solare Bestrahlungsstärke nahezu gleich, so daß die Ozonverteilung im wesentlichen durch photochemische Prozesse bestimmt wird. Anders ist die Situation in höheren Breiten. Hier wird zwar auch Ozon photochemisch gebildet, die Hauptmenge entsteht jedoch durch den Zufluß aus der äquatorialen Stratosphäre. Dieser Zufluß ist wegen der Charakteristik der meridionalen Zirkulation am stärksten im Frühjahr der jeweiligen Hemisphäre. Abb. 5.5 zeigt gemittelte Vertikalverteilungen des Ozons in verschiedenen geographischen Breiten der Nordhemisphäre im Frühjahr. Oberhalb von 20 km sind die Profile praktisch identisch, während unterhalb von 20 km der ausgeprägte transportbedingte Unterschied zum Tragen kommt. Könnte man das gesamte atmosphärische Ozon auf den Druck am Erdboden komprimieren (auf 1000 hPa bei 22°C, "Gesamtsäulendichte"), ergäbe sich eine Luftschicht, die bei 59°N 0,45 cm dick wäre, bei 9°N dagegen nur 0,25 cm.

Die Photolyse von Sauerstoff ist in der Troposphäre absolut unbedeutend, so daß dort kein Ozon vorkommen sollte. Dies ist aber nicht der Fall, da Ozon durch den vertikalen Transport (z. B. durch die Tropopausenbrüche) auch in niedrigere Höhen gelangt und außerdem durch Photosmog-Reaktionen (z. B.  $NO_2$ -Photolyse) gebildet wird.

Neben den jahreszeitlichen Änderungen der stratosphärischen Ozonkonzentration in mittleren und höheren Breiten gibt es noch eine Reihe von natürlichen Faktoren, die das Ozon beeinflussen. Solche natürlichen Unterschiede sind zum Teil recht groß, sie können aber nach heutiger Kenntnis die global beobachtete Abnahme der stratosphärischen Ozonkonzentration nicht erklären.

Unterhalb von 20 km treten häufig schichtenförmige Veränderungen der Ozonkonzentration auf, die auf antizyklonale Bewegungen von Luftmassen aus der Troposphäre zurückzuführen sind. Die Variation der Ozongesamtsäulendichte auf Grund dieser kurzfristigen Einmischprozesse beträgt bis zu 30% in mittleren Breiten. Eine weitere Ursache von Ozonänderungen sind die quasi-zweijährigen Schwankungen (quasi-biannual oscillation, QBO). Hierunter versteht man die Änderung der Windrichtung in der äquatorialen Stratosphäre mit einer mittleren Periode von 28 Monaten. Damit verbunden sind Änderungen der Temperaturen und der Ozongesamtsäulendichte (um bis zu 4%), nicht nur in tropischen, sondern auch in mittleren und hohen Breiten. Schwankungen der Ozongesamtsäulendichte um einige Prozent werden außerdem durch den Sonnenfleckenzyklus (solare Intensitäts- Änderungen im UV-Bereich) und durch Vulkanausbrüche (Änderungen des stratosphärischen Aerosolgehalts) verursacht.

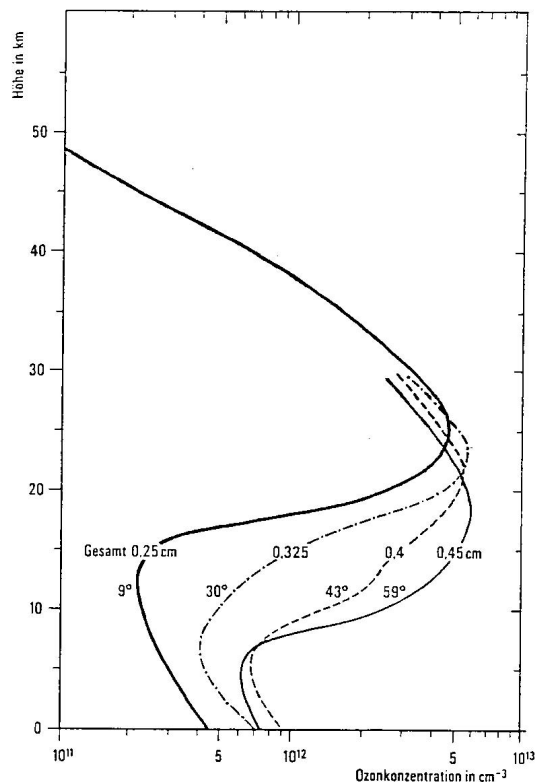


Abbildung 5.5: Gemittelte Vertikalprofile des Ozons für verschiedene geographische Breiten der Nordhämisphäre im Frühjahr, die Ozonkonzentration ist in Molekülen pro  $\text{cm}^3$  Luft angegeben.

## 5.6 Bedeutung des stratosphärischen Ozons

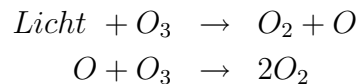
Das Ozon absorbiert nahezu die gesamte solare Strahlung im Wellenlängenbereich von  $0,23 \mu\text{m}$  bis  $0,32 \mu\text{m}$ , die nicht von den Hauptgasen der Atmosphäre, Sauerstoff und Stickstoff, absorbiert werden kann und deshalb ohne Ozonschicht die Erdoberfläche erreichen würde. Strahlung in diesem Wellenlängenbereich greift die charakteristischen Makromoleküle der lebenden Zellen (z. B. Proteine und Nukleinsäuren) an. Zuviel von dieser Strahlung wäre daher schädlich für das Leben auf der Erde. Sie verursacht u. a. Hautkrebs und grauen Star bei Menschen, hemmt die Photosynthese in vielen Pflanzen und kann besonders empfindlich das Meeresplankton schädigen. Man kann davon ausgehen, daß das Leben auf der Erde, wie wir es jetzt kennen, ohne den Ozonschutz gegen UV-Strahlung nicht möglich ist.

Die Stratosphäre steht im Strahlungsgleichgewicht. Sie wird erwärmt durch die Absorption von solarer UV-Strahlung durch das Ozon und durch die Absorption der infraroten Strahlung, die von der Erdoberfläche und von der Troposphäre ausgeht.

Die Abkühlung geschieht im wesentlichen durch die Emission des Kohlendioxids im infraroten Spektralbereich. Die Absorption von UV-Strahlung durch Ozon ist die wichtigste Energiequelle für die Stratosphäre. Sie bewirkt, daß die Temperaturen mit der Höhe ansteigen (bis etwa 0°C in 50 km). Die damit verbundene stabile Schichtung hemmt den vertikalen Luftaustausch. Das Ozon führt deshalb zu langen Verweilzeiten von Teilchen und Spurengasen in der Stratosphäre und es verhindert das Eindringen von Gewittern in die Stratosphäre. Das stratosphärische Ozon hat daher auch eine erhebliche Bedeutung für die Niederschlagsprozesse und das Klima der Erde.

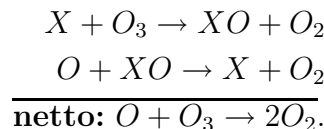
## 5.7 Chemie des stratosphärischen Ozonabbaus

Ozon in der Stratosphäre wird ausschließlich photochemisch gebildet. Die wesentliche Quelle ist die Sauerstoffdissoziation. Wenn sonst keine Reaktionen ablaufen würden, wäre die Ozonkonzentration sehr hoch. Nur durch die gleichzeitige Abbaureaktion



wird das Ozon auf das Konzentrationsniveau eines Spurengases begrenzt. Die Reaktion zwischen Sauerstoffatomen und Ozon ist allerdings sehr langsam. Die Kenntnis der Koeffizienten für die Photodissoziation von  $O_2$  und  $O_3$ , gemeinsam mit den Geschwindigkeitskonstanten, erlaubt es, die stationäre Ozonkonzentration als Funktion der Höhe zu berechnen. Mit diesem einfachen Modell ergeben sich Ozonverteilungen, die in ihrer Form der Realität nahekommen, deren Gesamtsäulendichte aber die beobachteten Mengen um einen Faktor zwei übersteigt, da noch weitere Abbaureaktionen eine wichtige Rolle spielen.

Zusätzlich wird Ozon in Form von katalytischen Prozessen abgebaut. Als Katalysatoren wirken einige der Spurengase. Sie zerstören das Ozon, ohne dabei selbst verändert zu werden:

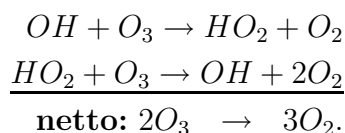


Geeignete Katalysatoren X sind z. B. NO, H, OH, Cl, Br. Es handelt sich hierbei ausschließlich um Radikale, d.h. um Atome und Bruchstücke von Molekülen mit einer ungeraden Anzahl an Elektronen, die deshalb sehr reaktionsfreudig sind.

Die erste Spurenstoffklasse, bei der die katalytische Eigenschaft entdeckt wurde, war die  $HO_x$ -Gruppe ( $X=OH$ ,  $XO = HO_2$ ). Diese Gruppe ist natürlichen Ursprungs. Sie wird gebildet durch die Reaktion von angeregten Sauerstoffatomen

( $O^*$  mit Wasserdampf, Wasserstoff oder Methan. Der Einschluß der  $HO_x$ -Gruppe in ein Ozonmodell reduziert die Ozonmenge in der Gesamtsäulendichte um etwa 30% gegenüber der reinen Sauerstoffatmosphäre. Ein wichtiger Katalysator in der natürlichen Stratosphäre ist auch das NO- Radikal ( $X = NO$ ,  $XO = NO$ ). Es entsteht durch die Reaktion von angeregten Sauerstoffatomen mit Distickstoffoxid ( $N_2O$ ). Die gemeinsame Eigenschaft der katalytischen Zyklen ist, daß die Netto-Reaktion  $O + O_3 \rightarrow 2O_2$ , die in einer reinen Sauerstoffatmosphäre nur sehr langsam abläuft, beschleunigt wird. Diese Zyklen sind an die Gegenwart von Sauerstoffatomen gebunden und daher auf Höhen oberhalb von etwa 25 km begrenzt.

Unterhalb von 25 km Höhe ist für die  $HO_x$ -Gruppe noch ein anderer Zyklus möglich:



Dieser Zyklus besteht aus der Netto-Reaktion  $2O_3 \rightarrow 3O_2$ , die in einer reinen Sauerstoffatmosphäre nicht vorkommt. Ozon ist deshalb unterhalb von 25 km chemisch hauptsächlich durch  $HO_x$  kontrolliert.

## 5.8 Anthropogene Ursachen des stratosphärischen Ozonabbaus

Nach heutiger Kenntnis sind sowohl die beobachtete globale Abnahme der Ozongesamtsäulendichte als auch die jährlich wiederkehrende Ozonabnahme über der Antarktis durch die zunehmende Konzentration anthropogener Spurengase, speziell der FCKW, verursacht. Die Mechanismen des Ozonabbaus in der globalen Stratosphäre unterscheiden sich aber deutlich von den komplizierteren Vorgängen in der polaren winterlichen Stratosphäre.

Das Ausmaß des globalen stratosphärischen Ozonabbaus zeigt eine Trendanalyse der Meßreihen der Ozongesamtsäulendichte im Zeitraum 1970 bis 1986 (s. Tab. 5.3).

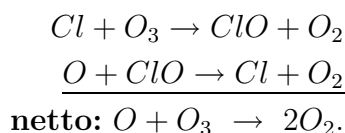
Ursache für den globalen stratosphärischen Ozonabbau sind die Spurengaszyklen, die durch anthropogene Quellgase ausgelöst werden. Von großer Bedeutung ist die  $ClO_x$ -Gruppe ( $X = Cl$ ,  $XO = ClO$ ). Die wesentliche Quelle von ClO in der Stratosphäre ist die Photolyse von FCKW und Tetrachlorkohlenstoff ( $CCL_4$ ). Diese Gase sind chemisch so stabil, daß sie nur in der Stratosphäre durch UV-Strahlung abgebaut werden können. 80% des derzeitigen Chlorgehaltes in der Stratosphäre wird durch anthropogene Verbindungen verursacht. Die bei der Photolyse von FCKW oder  $CCL_4$  freigesetzten Chlor-Atome reagieren katalytisch mit Ozon:

---

<sup>1</sup>Angeregte Sauerstoffatome entstehen durch die Photodissoziation des Ozons im nahen UV-Bereich (Wellenlänge  $0,31\mu\text{m}$  oder darunter).

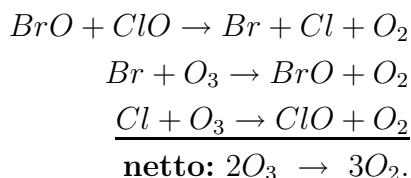
Tabelle 5.3: Änderung der Ozongesamtsäulendichte zwischen 1970 und 1986.

Breitenband	Änderung der Ozongesamtsäulendichte in %			
	Nordhalbkugel			Südhalbkugel
	global	Winter	Sommer	Global
64° - 53°	-3,3	-6,2	+0,4	-10,6
53° - 40°	-3,0	-4,7	-2,1	-4,9
40° - 30°	-1,7	-2,3	-1,9	-2,7
19° - 0°	-1,6			-2,1



Das ClO-Radikal wird auch durch die Reaktion mit OH oder NO in Cl-Atome zurückgeführt. Ein einziges Cl-Atom kann auf diese Weise mehrere tausend Ozonmoleküle zerstören. Der Zyklus wird nur dann unterbrochen, wenn die Kettenträger Cl und ClO mit anderen Stoffen reagieren und in inaktive Senken (z. B. HCl) überführt werden. Da die verschiedenen Spurengase teilweise gemeinsame Senken haben, sind die Spurengasgruppen untereinander gekoppelt. Eine Veränderung von  $ClO_x$  erzeugt beispielsweise nicht nur eine Zunahme des  $ClO_x$ -induzierten Ozonabbaus, sondern auch eine stärkere Bindung von  $NO_x$  (durch die Bildung von  $ClONO_2$ ) und damit eine Schwächung des  $NO_x$ -induzierten Ozonabbaus. Die Rückkopplungen wirken also dem Ozonabbau entgegen.

Neben den Chloratomen der FCKW zerstören die in den Halonen<sup>2</sup> enthaltenen Bromatome Ozonmoleküle ebenfalls sehr wirksam. Dabei läuft wiederum ein katalytischer Zyklus ab ( $X = Br$ ,  $XO = BrO$ ). In Höhen unterhalb von 25 km, wo weniger Sauerstoffatome vorhanden sind, kann Ozon durch einen gekoppelten  $ClO_x/BrO_x$ -Zyklus abgebaut werden:



Dieser Zyklus hat im Gegensatz zum oben genannten  $HO_x$ -Zyklus anthropogene Ursachen. Sein gegenwärtiger Beitrag zum Ozongesamtverlust ist noch klein. Wegen der stark zunehmenden Konzentration der FCKW und Halone ist aber zu erwarten, daß er in naher Zukunft sehr viel bedeutender wird.

<sup>2</sup>Halone sind Kohlenwasserstoffe, die neben Fluor- und Chlor- auch Bromatome enthalten.

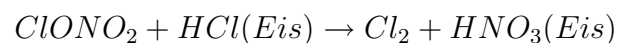
Die beobachteten Trends der Ozonkonzentration im globalen Bereich sind im wesentlichen konsistent mit den Voraussagen der Modelle für den Fall einer veränderten  $ClO_x$ -Konzentration. Dies gilt nicht für die Polargebiete und nicht für die Wintermonate in höheren geographischen Breiten. Hier ist die gemessene Ozonabnahme erheblich stärker, als es die globalen Modelle voraussagen.

Der starke Rückgang der Ozonkonzentration in der Stratosphäre über der Antarktis während der Monate September/Oktobre gehört zu den gravierendsten Störungen der chemischen Zusammensetzung der Erdatmosphäre, die bisher beobachtet wurden. Dieses als "Özonloch" bekannte Phänomen hat sich seit seinem ersten Auftreten Anfang der siebziger Jahre mit einer quasi-zweijährigen Periodizität von Jahr zu Jahr verstärkt. Zur Zeit der maximalen Ausdehnung des Ozonlochs in den Jahren 1987 und 1989 war deutlich mehr als die Hälfte des Ozons in der Gesamtsäule zerstört (s. Abb. 5.6); die Verluste in bestimmten Höhen zwischen 15 und 20 km betragen mehr als 90%.

Die Entstehung des Ozonlochs erklärt sich aus heutiger Sicht durch die besonderen meteorologischen Verhältnisse über der Antarktis und die anthropogene Störung der Ozonchemie. Voraussetzung ist ein abgeschlossenes, über Monate stabiles Tiefdruckgebiet in der Stratosphäre (eine Folge der Strahlungsabkühlung während der Polarnacht). Die Luftmassen in diesem Tiefdruckgebiet sind von einem starken circumpolaren Westwind eingeschlossen; damit wird der Austausch mit Luftmassen in niedrigeren Breiten verhindert. Dieser Prozeß beginnt in der südpolaren Stratosphäre bereits im März/April jedes Jahres, wobei Temperaturen von  $-60^\circ\text{C}$  unterschritten werden. Zum Zeitpunkt der maximalen Abkühlung im Juli/August sinken die Temperaturen auf  $-80^\circ\text{C}$  bis  $-90^\circ\text{C}$ .

Ein wichtiger Effekt, der mit der Temperaturabnahme verbunden ist, ist die Ausbildung von polaren stratosphärischen Wolken (polar stratospheric clouds, PSC). Bei Temperaturen unter  $-80^\circ\text{C}$  entstehen Salpetersäure/Eis-Kristalle, unter  $-90^\circ\text{C}$  reine Eiskristalle. Die Salpetersäuremoleküle ( $HNO_3$ ) bilden sich durch Oxidationsreaktionen aus  $NO$  und  $NO_2$ .

An den Oberflächen der Wolkenpartikel können die Reservoir-Moleküle  $ClONO_2$  und  $HCl$  durch die Reaktion



umgewandelt werden, was einer Umverteilung von Chlor aus wenig aktiven Senken in eine aktivere Form entspricht. Diese Prozesse laufen im Dunkeln während der Polarnacht ab.

Für die Entstehung des Ozonlochs ist das Aufgehen der Frühjahrs-sonne entscheidend. Die Strahlung der tiefstehenden Sonne enthält wenig energiereiche Photonen und vermag nur Moleküle mit genügend langwelliger Absorption zu spalten. Dies ist bei  $Cl_2$  der Fall. Die freigesetzten  $Cl$ -Atome reagieren mit Ozon unter Bildung von  $ClO$ , dessen Konzentration dabei stark ansteigt, ohne daß es zunächst zu einem stärkeren Ozonverlust kommt. Ein Ozonverlust setzt erst dann ein, wenn sich ein katalytischer Zyklus des Ozonabbaus etabliert hat. Da praktisch keine Sauerstoffa-

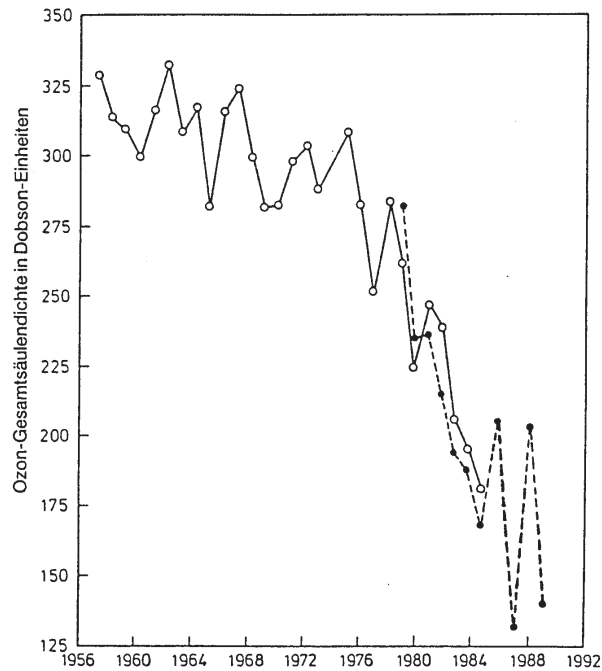
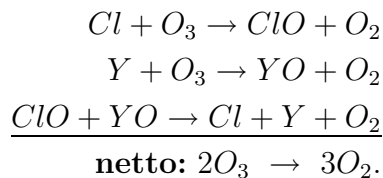


Abbildung 5.6:

Zeitliche Entwicklung der Oktobermittel-Werte der Ozongesamtsäulendichte über der Antarktis-Station Halley Bay in 76°S (—) und Satellitendaten (- - - -); Angaben in Dobson-Einheiten (100 Dobson entsprechen einer Schichtdicke von 1 mm Ozon bei 1000 hPa ).

tome vorhanden sind, die über  $O + ClO \rightarrow Cl + O_2$  die Cl-Atome zurückbilden und den oben beschriebenen  $ClO_x$ -Katalysezyklus schließen könnten, sind modifizierte Katalysezyklen von der Form



notwendig, wobei als Kettenträger Y neben Cl auch Br oder OH in Frage kommen. Die Effizienz dieser Ozonabbaukette hängt quadratisch von der ClO-Konzentration ab, weshalb das Ozonloch mit den Jahren sehr schnell tiefer geworden ist.

Die chemische Theorie des Ozonabbaus führt das Ozonloch auf rein anthropogene Ursachen, nämlich auf eine Zunahme des Chlorgehalts zurück. Die Beobachtungen haben jedoch gezeigt, daß dabei dynamische Ursachen wie die quasi-zweijährige

Schwankung auch berücksichtigt werden müssen. Das Ozonloch ist besonders tief, wenn sich die QBO in der Westphase befindet, denn dann sind die minimalen Temperaturen im winterlichen Südpolarwirbel zwischen 5 und 8°C niedriger.

Die Ausbildung des Ozonlochs dauert etwa einen Monat. Sie beginnt Anfang September mit dem Erscheinen der Frühjahrs Sonne und erreicht zwischen Ende September und Ende Oktober das Maximum. Die "Erholung" der Ozonschicht setzt zwischen Mitte und Ende Oktober ein; die Geschwindigkeit, mit der die Ozonnormalwerte wiederhergestellt werden, hängt von der Tiefe des Ozonlochs und von der großräumigen Dynamik ab. Das Ozonloch beeinflusst die Ozonkonzentration in weiten Teilen der Südhemisphäre, auch über die Südpolarregion hinaus. Die Auswirkungen sind von zweifacher Art:

- Wenn der Polarwirbel sich im späten antarktischen Frühjahr auflöst, wird ozonarme Luft in niedrige Breiten transportiert. Da die Verweilzeit des Ozons in der unteren Stratosphäre etwa ein Jahr beträgt, kann diese Verdünnung nicht sofort photochemisch ausgeglichen werden. Die Folge ist eine Ozonabnahme auch in niedrigen Breiten.
- Der Gesamtverlust an Ozon während des antarktischen Frühjahrs kann besonders stark sein, wenn der Polarwirbel zusätzlich durchströmt wird, so daß ständig ozonarme Luft aus dem chemisch gestörten Zentrum des Polarwirbels in niedrigere Breiten verfrachtet wird.

Welcher von den beiden Mechanismen dominiert, ist noch nicht geklärt. Sicher scheint aber zu sein, daß die starke Ozonabnahme in der Südhemisphäre südlich von 60°S eine Auswirkung des antarktischen Ozonlochs ist.

Ähnlich dramatische Ozonverluste wie über der Antarktis sind bisher in der Nordpolarregion nicht beobachtet worden. Die relativ starke Abnahme der Ozonkonzentration in höheren geographischen Breiten der Nordhemisphäre während der Wintermonate im Zeitraum 1970 bis 1986 (s. Tab. 5.3) ist jedoch ein deutlicher Hinweis darauf, daß ähnliche Prozesse wie in der Antarktis auch hier ablaufen. Ein starker Ozonabbau wird nur durch die anderen meteorologischen Bedingungen verhindert. Die nordpolare Stratosphäre ist auf Grund des stärkeren Wärmetransports aus niedrigeren Breiten im Mittel etwa 10°C wärmer als die des Südpols, d.h. es bilden sich weniger PSC. Außerdem wird sie durch planetarische Wellenbewegungen, die aus der Troposphäre eindringen, beeinflusst. Als Folge ist der Nordpolarwirbel schwächer ausgeprägt und weniger robust gegenüber Störungen als der Südpolarwirbel. In manchen Jahren ist die Wellenbewegung so intensiv, daß der Polarwirbel noch während des Winters aufbricht und sich plötzlich erwärmt.

Die Entstehungsbedingungen für das antarktische Ozonloch begrenzen es zur Zeit auf das Gebiet südlich von 65°S und auf eine vertikale Ausdehnung in Höhen zwischen 12 und 24 km. Die geographische Grenze des Ozonlochs ist identisch mit der Region der PSC-Bildung. Die PSC können sich aber auch auf niedrigere Breiten ausdehnen und/oder im Nordpolargebiet häufiger werden, beispielsweise durch



- Kühlung der Stratosphäre infolge der Zunahme der Treibhausgase, insbesondere Kohlendioxid;
- Zunahme des Wasserdampfgehaltes wegen zunehmender  $CH_4$ -Konzentrationen und zunehmenden Flugverkehrs;
- Zunahme des Stickoxidgehaltes ( $NO_x$ ) durch wachsende  $N_2O$ -Konzentrationen und zunehmendem Flugverkehr;
- Änderungen der atmosphärischen Zirkulation.

Diese Möglichkeiten können zur Zeit jedoch nicht quantifiziert werden. Die Frage, ob und in welchem Maße sich das Ozonloch horizontal und vertikal ausweiten kann, läßt sich daher zur Zeit nicht mit Sicherheit beantworten. Fest steht aber, daß das antarktische Ozonloch wegen der langen Verweilzeiten der FCKW in der Stratosphäre noch viele Jahrzehnte auftreten wird, selbst wenn die FCKW-Emissionen drastisch reduziert werden.

Weitere Einzelheiten zum Thema dieses Kapitels finden sich beispielsweise im “Bericht der Enquete-Kommission des 11. Deutschen Bundestages ‘Vorsorge zum Schutz der Erdatmosphäre’ ” (Bonn, 1990).

# Kapitel 6

## Allgemeine Zirkulation

Die atmosphärischen Luftbewegungen werden durch die ungleiche Verteilung der diabatischen Erwärmung in der Atmosphäre verursacht. Es treten sowohl horizontale als auch vertikale Gradienten der Erwärmung auf:

- Für 98% der atmosphärischen kinetischen Energie ist direkt oder indirekt der horizontale Temperaturunterschied zwischen den tropischen Wärmeüberschuß- und den polaren Wärmedefizitgebieten verantwortlich. Das horizontale Windfeld der synoptischen Störungen und der planetaren Wellen enthält den größten Teil dieser kinetischen Energie.
- Den restlichen Beitrag zur atmosphärischen kinetischen Energie liefern die Luftbewegungen, die durch konvektive Instabilität ausgelöst werden. Konvektion ist eine Folge der vertikal unterschiedlichen Erwärmung der Luft (die von der Sonne aufgeheizte Erdoberfläche erwärmt nur die bodennahen Luftschichten, da Luft ein schlechter Wärmeleiter ist). Die Luftbewegungen, die dabei entstehen, haben in großen Gewittern eine räumliche Ausdehnung von 30 km, in der bodennahen Grenzschicht dagegen nur von 1 mm. Auch wenn die konvektiv angetriebenen Luftbewegungen einen kleinen Anteil an der gesamten atmosphärischen kinetischen Energie haben, so spielen sie dennoch beim Vertikaltransport von fühlbarer und latenter Wärme eine wichtige Rolle.

Die Gesamtheit aller großräumigen Luftbewegungen auf der Erde wird als allgemeine Zirkulation bezeichnet.

### 6.1 Thermisch ausgelöste Zirkulationsbewegungen in Abwesenheit von Rotation

Die physikalischen Prozesse, die für die Entstehung und Erhaltung der großräumigen atmosphärischen Bewegungen verantwortlich sind, lassen sich durch zwei einfache Gedankenexperimente veranschaulichen.

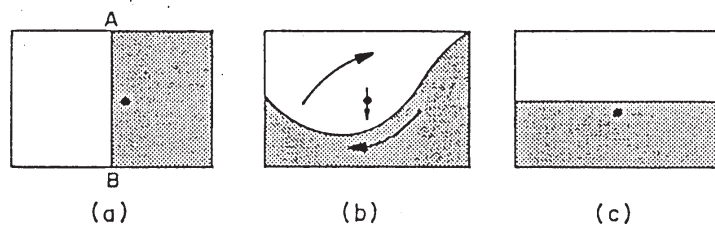


Abbildung 6.1: Durch Herausziehen der Trennwand AB ausgelöste Zirkulationsbewegung (grau: schwerere Flüssigkeit, weiß: leichtere Flüssigkeit). Der Punkt gibt die Lage des Schwerpunkts des Gesamtsystems an.

Abb. 6.1a zeigt ein Gefäß, dessen gleich große Kammern mit zwei homogenen, nicht mischbaren Flüssigkeiten verschiedener Dichte gefüllt sein sollen. Die graue Flüssigkeit habe eine größere Dichte als die weiße. Entfernt man die Zwischenwand AB, so stellt sich eine Flüssigkeitsbewegung ein (Abb. 6.1b). Nachdem die Flüssigkeit durch die Reibung an den Gefäßwänden wieder zur Ruhe gekommen ist, herrscht ein neuer Gleichgewichtszustand, in dem die schwerere Flüssigkeit horizontal unter der leichteren liegt (Abb. 6.1c).

Durch das Absinken der dichteren Flüssigkeit und die Hebung der leichteren Flüssigkeit ändert sich der gemeinsame Schwerpunkt der beiden Flüssigkeitskörper. Vor Beginn der Bewegung liegt der Schwerpunkt genau in der Mitte zwischen Boden und Deckel des Gefäßes. Im Endzustand, wenn die schwerere Flüssigkeit die untere Hälfte des Gefäßes ausfüllt, befindet sich der Schwerpunkt etwas tiefer. Bei der Umschichtung der Flüssigkeiten wird diese potentielle Energie in kinetische Energie umgewandelt. Durch die Reibungsdissipation geht die Flüssigkeitsbewegung schließlich in eine ungeordnete Bewegung der einzelnen Moleküle über, d.h. im Endzustand zeigt sich das Absinken des Schwerpunkts nur in einem geringen Temperaturanstieg (oder Anstieg der inneren Energie) in den beiden Flüssigkeiten. Dieser Energiekreislauf ist in Abb. 6.2 zusammengefaßt. Zu beachten ist, daß für die Energieumwandlungen nicht die gesamte potentielle Energie zur Verfügung steht, sondern nur ein kleiner Teil davon. Man bezeichnet diesen Teil als *verfügbare potentielle Energie* (available potential energy, APE). Der APE entspricht die Differenz der Schwerpunkthöhen im Anfangs- und Endzustand.

In der Atmosphäre sorgen die diabatischen Wärmequellen für einen ständigen Nachschub an verfügbarer potentieller Energie, so daß es einen ununterbrochenen Energiefluß durch den in Abb. 6.2 dargestellten Energiekreislauf gibt. Diesen stationären Zustand soll ein zweites Experiment veranschaulichen. Abb. 6.3 zeigt einen mit Flüssigkeit gefüllten Behälter, an dessen Wänden sich Wärmequellen und -senken befinden sollen. Da sich die Flüssigkeit bei zunehmender Temperatur ausdehnt, entsteht auf Grund der unterschiedlich starken Erwärmung eine Zirkulationsbewegung im Uhrzeigersinn: Die warmen Flüssigkeitspakete steigen an der linken Behälter-

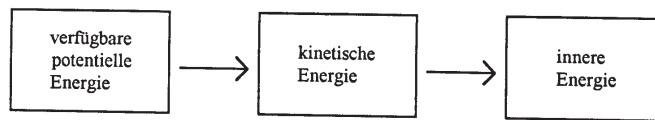


Abbildung 6.2: Energieumwandlungen während der in Abb. 6.1 dargestellten Zirkulationsbewegung.

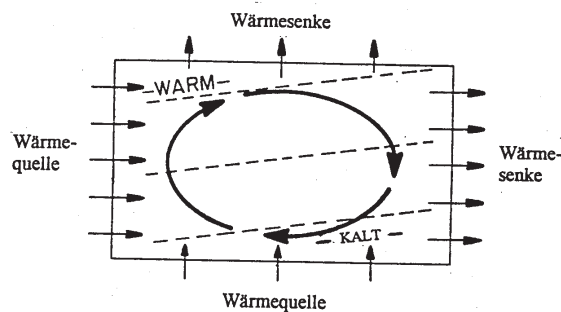


Abbildung 6.3: Zirkulationsbewegung im stationären Zustand, angetrieben durch die Wärmequellen und -senken. Die gestrichelten Linien sind Isothermen.

wand auf, werden dann abgekühlt und sinken an der rechten Behälterwand wieder ab. In Abb. 6.3 sind auch die Isothermen eingetragen. Sie verlaufen geneigt und die Temperatur nimmt mit der Höhe zu, d.h. die Flüssigkeit ist stabil geschichtet.

Die Hebung der leichteren Flüssigkeit und das Absinken der schwereren Flüssigkeit bedeutet einen Massenfluß nach unten und eine Erniedrigung des Schwerpunkts. Es wird also verfügbare potentielle Energie in kinetische Energie umgewandelt. Durch die Reibungsdissipation käme die Zirkulation bald zum Erliegen, wenn die Erwärmung unten und die Abkühlung oben nicht dem Absinken des Schwerpunkts entgegenwirken würden. Im stationären Zustand ist der Zuwachs an verfügbarer potentieller Energie durch die Wärmequellen und -senken gleich dem Verlust an kinetischer Energie durch die Reibung.

Bei der Anwendung der Ergebnisse auf die Atmosphäre muß man die Kompressibilität der Luft berücksichtigen. Deshalb betrachtet man statt Temperaturänderungen die Änderungen der potentiellen Temperatur während der Zirkulationsbewegung. Den Isothermen in Abb. 6.3 entsprechen daher in der Atmosphäre Isentropen, wobei die Zunahme der potentiellen Temperatur mit der Höhe das Kriterium für stabile Schichtung ist (vgl. Teil I, S. 45).

So wie die Zirkulation in Abb. 6.3 wird auch die atmosphärische Zirkulation durch diabatische Wärmequellen und -senken angetrieben. Zwischen Modellexperiment und

realer Atmosphäre gibt es folgende Beziehungen:

- Wärmequellen und -senken an den Seiten des Behälters  $\hat{=}$  horizontal unterschiedliche Erwärmung in niedrigen und hohen Breiten;
- Wärmequelle am Boden des Behälters  $\hat{=}$  Absorption von solarer und terrestrischer Strahlung durch die Luftmoleküle, Übertragung von fühlbarer Wärme von der Erdoberfläche in die Atmosphäre durch die konvektiven Bewegungen in der Mischungsschicht und Freisetzung von latenter Wärme in den Wolken;
- Wärmesenke am Deckel des Behälters Emission von infraroter Strahlung in den Weltraum.

In den großräumigen thermischen Zirkulationen spielt der Wasserdampf eine wichtige Rolle. Kondensiert Wasserdampf im aufsteigenden Ast der Zirkulation, wird latente Wärme in fühlbare Wärme umgewandelt. Dadurch erhöht sich der horizontale Temperaturgradient, was einen zusätzlichen Antrieb für die thermische Zirkulation bedeutet.

Für die Aufrechterhaltung der großräumigen thermischen Zirkulation sind sowohl horizontale als auch vertikale Gradienten der diabatischen Erwärmung nötig. Gäbe es keinen horizontalen Gradienten, würden die Wärmequellen und -senken am Boden bzw. in der Höhe die stabile Schichtung zerstören. Die Folge wären kleinräumige Bewegungen (aufsteigende Warmluftblasen). Gäbe es keine vertikalen Erwärmungsgradienten, würde die Stabilität der Schichtung zunehmen und die Zirkulation immer schwächer werden.

## 6.2 Erzeugung von kinetischer Energie

Die Atmosphäre befindet sich fast vollständig im hydrostatischen Gleichgewicht. Die kinetische Energie einer thermischen Zirkulationsbewegung mit aufsteigender warmer, leichter Luft und absinkender kalter, schwerer Luft wird in diesem Fall durch die von der Druckgradientkraft verrichteten mechanischen Arbeit erzeugt. Abb. 6.4 zeigt die Lage der Druckflächen in zwei einfachen Zirkulationszellen. Der Abstand zwischen den Druckflächen (die Schichtdicke) ist auf der warmen Seite größer als auf der kalten Seite (vgl. Teil I, S. 28). Bei der Druckverteilung in Abb. 6.4a strömt die Luft am Boden und in der Höhe vom höheren zum tieferen Druck, d.h. die Druckgradientkraft verstärkt in beiden Niveaus die Horizontalbewegungen. Sind sonst keine horizontalen Kräfte vorhanden, erfährt ein Luftpaket in Richtung des Druckgradienten die Beschleunigung

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = \mathbf{P}_n,$$

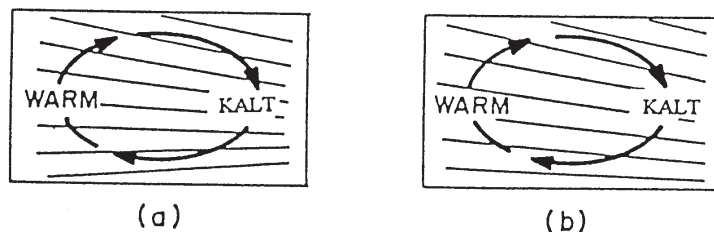


Abbildung 6.4: Mögliche Lage der Druckflächen in einer Zirkulationszelle, in der potentielle Energie in kinetische Energie umgewandelt wird.

mit  $\mathbf{V}$  als horizontalem Windvektor und  $P_n$  als der horizontalen Druckgradientkraft (senkrecht zu den Isobaren). Da in diesem Beispiel die Richtung der Beschleunigung mit der Bewegungsrichtung übereinstimmt, gilt für die zeitliche Änderung der kinetischen Energie eines Luftpakets (pro Masseneinheit)

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{V^2}{2} \right) = V \frac{dV}{dt} = P_n V.$$

Der Term  $P_n$  hat die Einheit [Arbeit/Zeit]. Demnach ist der Zuwachs an kinetischer Energie gleich der von der Druckgradientkraft geleisteten Arbeit.

In Abb. 6.4b beschleunigt die horizontale Druckgradientkraft die Luft in der Höhe; am Boden wirkt die Druckgradientkraft jedoch entgegen der Strömungsrichtung, so daß die Luft hier abgebremst wird. Betrachtet man die Neigung der Druckflächen genauer, erkennt man aber, daß der horizontale Druckgradient in der Höhe größer als am Boden ist. Deshalb übersteigt der Zuwachs an kinetischer Energie im oberen Ast der Zirkulation den Verlust im unteren Ast, d.h. netto ergibt sich für die Zirkulationszelle ein Gewinn an kinetischer Energie.

Eine Zirkulation, in der warme Luft gehoben wird und kalte Luft absinkt, wobei verfügbare potentielle Energie in kinetische Energie umgewandelt wird, bezeichnet man als *thermisch direkte Zirkulation*. Im umgekehrten Fall spricht man von einer *thermisch indirekten Zirkulation*. Beide Zirkulationsarten kommen in der Atmosphäre vor; die thermisch direkten Zirkulationen sind jedoch häufiger.

### 6.3 Die Auswirkungen der Erdrotation

Die kinetische Energie der allgemeinen Zirkulation in der Erdatmosphäre ist zum größten Teil mit isobarenparalleler Strömung verbunden, d.h. die Luftbewegungen sind häufig in guter Näherung im geostrophischen Gleichgewicht. Um die Entwicklung und Erhaltung der geostrophischen Strömungen in der Atmosphäre zu verste-

hen, ist es nötig, die Auswirkungen der Erdrotation auf die thermisch angetriebenen Zirkulationen zu untersuchen.

**Drehimpulserhaltung:** Betrachtet werden soll ein hypothetisches Bewegungsfeld, in dem Druck und Geschwindigkeit unabhängig vom Längengrad  $\lambda$  sind; der zonale Druckgradient  $\partial p/\partial \lambda$  ist dann gleich Null. Kann man die Reibungskräfte vernachlässigen, bleibt der Drehimpuls eines Luftpakets bei dessen meridionaler Verlagerung erhalten. Der Drehimpuls (pro Masseneinheit) eines solchen Luftpakets ist gegeben durch

$$M = R_E \cos \phi (\Omega R_E \cos \phi + u),$$

wobei  $R_E$  der mittlere Erdradius ist, die Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation und  $u$  die zonale Geschwindigkeit der Luft relativ zur rotierenden Erde. Der Term in Klammern ist gleich der absoluten Tangentialgeschwindigkeit des Luftpakets, die sich aus der Tangentialgeschwindigkeit infolge der Erdrotation (z. B.  $465 \text{ m s}^{-1}$  am Äquator) plus der relativen Tangentialgeschwindigkeit  $u$  bezüglich der Erdoberfläche errechnet. Der Term vor der Klammer gibt die Entfernung von der Rotationsachse an.

Nun soll gezeigt werden, wie sich die Drehimpulserhaltung auf ein Luftpaket während der Meridionalbewegung auswirkt. Das Luftpaket sei ursprünglich in Ruhe und bewege sich vom Äquator bis zum 30. Breitengrad. Welche zonale Geschwindigkeit erreicht es dort? Für den Drehimpuls des Luftpakets gilt

$$\begin{aligned} M(\phi) &= M(\text{quator}) = \Omega R_E^2 \\ \Omega R_E^2 &= R_E \cos \phi (\Omega R_E \cos \phi + u). \end{aligned}$$

Daraus erhält man

$$\begin{aligned} u &= \frac{\Omega R_E (1 - \cos^2 \phi)}{\cos \phi} = \Omega R_E \sin \phi \tan \phi \\ u &= 465 \text{ m s}^{-1} (0,500) (0,576) = 134 \text{ m s}^{-1}. \end{aligned}$$

Verlagert sich das Luftpaket (z. B. in einer thermisch direkten Zirkulation) vom hohen zum tiefen Druck, hat die resultierende Beschleunigung die gleiche Richtung wie der geostrophische Wind.

Abb. 6.5 zeigt die Bewegung eines Luftpakets auf der Nordhalbkugel (a) nach Norden bzw. (b) nach Süden.

Im folgenden wird von einem Bewegungsfeld ausgegangen, das nicht - wie oben - rotationssymmetrisch zur Erdachse ist, sondern rotationssymmetrisch um ein Tiefdruckzentrum in der Breite  $\phi_c$ . Für den Drehimpuls (pro Masseneinheit) eines Luftpakets, das sich in der Entfernung  $r$  vom Tiefdruckzentrum befindet, gilt dann

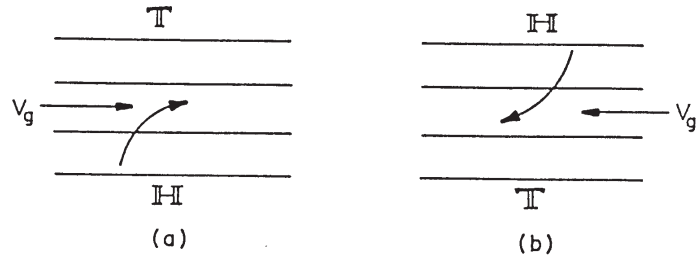


Abbildung 6.5: Horizontale Trajektorien von Luftpaketen, die sich auf der Nordhalbkugel aus der Ruhelage (a) nach Norden bzw. (b) nach Süden bewegen.

$$M_c = r^2 (\Omega \sin \phi_c + \hat{\omega}),$$

wobei  $\Omega \sin \phi_c$  die Komponente der Erdrotation senkrecht durch das Tiefdruckzentrum ist ( $\Omega_z$  in Abb 6.5, Teil II) und  $\hat{\omega}$  die Winkelgeschwindigkeit des Luftpakets relativ zur rotierenden Erde. Für kreisförmige Bewegungen im Drehsinn der Erdrotation (zyklonale Bewegungen) wird positiv gezählt; umgekehrt gilt Richtung der Erdrotation (antizyklonale Bewegungen).

Bewegt sich ein Luftpaket aus der Ruhelage ( $\hat{\omega} = 0$ ) quer zu den Isobaren in Richtung Tiefdruckzentrum (konvergierende Luftbewegung), wird  $r$  kleiner. Da während der Bewegung der Drehimpuls erhalten bleibt, muß positiv sein und stark anwachsen, um die Abnahme von  $r$  zu kompensieren. In einem Gebiet, in dem die Luftbewegungen konvergieren, entwickelt sich daher eine zyklonale Zirkulation. Dieser Mechanismus ist für die Entstehung von synoptisch-skaligen zyklonalen Zirkulationen verantwortlich (teilweise auch für die Entstehung von Hurrikanen und Tornados).

Als Beispiel für die Wirkung der Drehimpulserhaltung auf konvergierende Luftbewegungen soll nun ein Hurrikan (mit Zentrum bei  $\phi_c = 20^\circ$ ) betrachtet werden. Angenommen ein Luftpaket befindet sich anfangs 500 km vom Zentrum entfernt in Ruhe. Welche Tangentialgeschwindigkeit erreicht es, wenn es sich dem Zentrum bis auf 100 km nähert? Dabei soll der Drehimpuls des Luftpakets erhalten bleiben. Es gilt also

$$M_c(\text{Ende}) = M_c(\text{Anfang}).$$

Daraus folgt

$$r_e^2 \left( \Omega \sin \phi_c + \frac{V_e}{r_e} \right) = r_a^2 (\Omega \sin \phi_c)$$



$$V_e = \Omega \sin \phi_c \left( \frac{r_a^2 - r_e^2}{r_e} \right)$$

$$V_e = 59,8 \text{ms}^{-1}.$$

Bewegt sich ein Luftpaket, das anfangs in Ruhe ist, aus einem Hochdruckgebiet heraus in Richtung tieferen Druck, wird  $\hat{\omega}$  negativ und muß schnell abnehmen, um den Anstieg von  $r$  zu kompensieren. In Gebieten mit Divergenz wird die Luft deshalb zu einer antizyklonalen Zirkulation angeregt.<sup>1</sup>

**Die Erhaltung des geostrophischen Gleichgewichts:** Unabhängig von der Isobarenkrümmung führt jede Strömung vom hohen zum tiefen Druck zu einer Erhöhung der geostrophischen Windgeschwindigkeit, da die damit verbundene Corioliskraft immer in Richtung des geostrophischen Windes wirkt. Umgekehrt schwächt eine Strömung vom tiefen zum hohen Druck den geostrophischen Wind ab, d.h. die Windkomponente quer zu den Isobaren (die sogenannte ageostrophische Windkomponente) spielt eine wichtige Rolle bei der Erhaltung des geostrophischen Gleichgewichts.

Abb. 6.6 zeigt eine Strömung, bei der die Windkomponente parallel zu den Isobaren leicht subgeostrophisch (kleiner als geostrophisch) ist. In diesem Fall kann die senkrecht zu den Isobaren in Richtung hohen Druck wirkende Corioliskraft die in entgegengesetzter Richtung wirkende Druckgradientkraft nicht ganz ausgleichen. Die Folge des Kräfteungleichgewichts ist die in Abb. 6.6 angedeutete Strömungskomponente quer zu den Isobaren. Die Corioliskraft dieser Windkomponente verstärkt den geostrophischen Wind parallel zu den Isobaren und sorgt dafür, daß die Strömung dem geostrophischen Gleichgewicht näher gebracht wird. Eine derartige Störung des geostrophischen Gleichgewichts beobachtet man vor allem in Bodennähe, wo die Reibungskräfte den Wind unter den geostrophischen Wert abbremsen.

Auf ähnliche Weise läßt sich zeigen, daß durch supergeostrophische Windgeschwindigkeiten (d.h. Windgeschwindigkeiten, die den geostrophischen Wert überschreiten) eine Strömungskomponente in Richtung hohen Druck erzeugt wird, die den Wind abschwächt und zurück in den geostrophischen Gleichgewichtszustand bringt.

**Die Erhaltung des Gleichgewichts zwischen geostrophischem Wind und Temperaturverteilung:** Die Strömung quer zu den Isobaren und die damit verbundenen Vertikalbewegungen sorgen dafür, daß die geostrophische Windkomponente und die Temperaturverteilung im Gleichgewicht bleiben. Die vertikale Änderung des geostrophischen Windes (der thermische Wind) wird allein durch die horizontale Verteilung der Mitteltemperatur in der betrachteten Luftschicht bestimmt.

Mit Hilfe von Abb. 6.7 soll für den Fall einer äquivalent barotropen Schichtung gezeigt werden, wie sich das Gleichgewicht zwischen vertikaler Windscherung und

---

<sup>1</sup>Auch wenn die Strömung nicht rotationssymmetrisch um das Tiefdruckzentrum verläuft, gelten die Beziehungen zwischen zyklonaler (antizyklonaler) Rotation und Konvergenz (Divergenz). Eine Diskussion dieses sogenannten Zirkulationstheorems findet sich z. B. in J. R. Holton, "An Introduction to Dynamic Meteorology", 1972, S. 61-65.

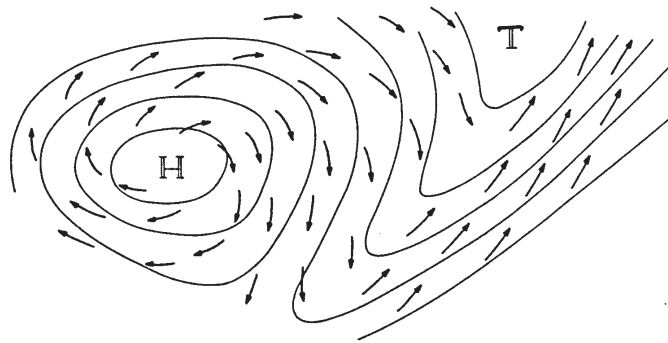


Abbildung 6.6:

Horizontale Strömung (————→) und Lage der Isobaren (————) bei leicht subgeostrophischer Windgeschwindigkeit.

horizontaler Temperaturverteilung einstellt. Angenommen, die Windgeschwindigkeit parallel zu den Isobaren ist in beiden Niveaus subgeostrophisch, so daß die vertikale Windscherung zwischen den zwei Flächen zu klein ist, um im Gleichgewicht mit dem horizontalen Temperaturgradienten in der Luftschicht stehen zu können. Dann wird durch das Ungleichgewicht zwischen der Druckgradientkraft und der Corioliskraft die in Abb. 12.7 dargestellte thermisch direkte Zirkulation angeregt.

Die ageostrophische Bewegung beschleunigt oben und unten die isobarenparallele Luftströmung und erhöht deshalb die vertikale Windscherung. Gleichzeitig wird der horizontale Temperaturgegensatz durch die ausgelösten Vertikalbewegungen vermindert (in der Warmluft: adiabatische Abkühlung durch Hebung, in der Kaltluft: adiabatische Erwärmung durch Absinken). Die thermisch direkte Zirkulation wandelt also die mit dem horizontalen Temperaturgradienten verbundene potentielle Energie direkt in kinetische Energie der geostrophischen Windkomponente um, wobei der thermische Wind den "Gleichgewichtswert erreicht. Auf ähnliche Weise entsteht dort, wo die vertikale Windscherung zu groß ist, um im Gleichgewicht mit dem horizontalen Temperaturgradienten stehen zu können, eine thermisch indirekte Zirkulation. Dies erklärt, warum die Richtung des tatsächlichen Windes von der Richtung des geostrophischen Windes nur wenig abweicht, ausgenommen in Äquatornähe, wo die horizontale Komponente der Corioliskraft sehr klein ist, und in Bodennähe, wo die Reibungskräfte groß sind.

## 6.4 Thermisch ausgelöste Zirkulationsbewegungen in den Tropen

In den Tropen gibt es viel Bewölkung und kräftigen Regen im Bereich der innertropischen Konvergenzzone (ITCZ) und über den Landflächen der Sommerhalbkugel. Die wichtigsten Trockenzonen sind die subtropischen Ozeane (äquatoriale Trockenzonen

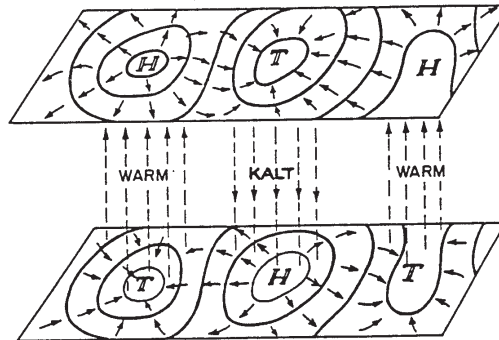


Abbildung 6.7:

Thermisch direkte Zirkulation in einer äquivalent barotropen Störung, angeregt durch subgeostrophische Strömung; eingetragen sind die Isobaren/Isohypsen (—), die ageostrophischen Strömungen (—→) und die Vertikalbewegungen (— — — →).

im Atlantik und Pazifik), die Landflächen auf der Winterhalbkugel und die Wüsten auf der Sommerhalbkugel. Größtenteils sind die feuchten Gebiete relativ warm im Vergleich zur Temperatur der Erdoberfläche in der Umgebung; die trockenen Gebiete sind dagegen relativ kalt (abgesehen von den Wüsten). Beispielsweise liegt im Bereich der ITCZ ein Gürtel mit warmem Ozeanwasser und im Bereich der äquatorialen Trockenzone ein schmaler Streifen, in dem kaltes Auftriebswasser aus tieferen Ozeanschichten an die Oberfläche gelangt. Die Landmassen sind auf der Sommerhalbkugel wärmer als der angrenzende Ozean und im Winter kälter.

Die klimatologische Niederschlagsverteilung und die Vertikalbewegungen stehen in einem engen Zusammenhang. Im großräumigen Mittel über eine längere Zeit steigt die Luft in den feuchten Gebieten auf und sinkt in den trockenen Gebieten ab. Die Zirkulationen in den Tropen sind daher im klimatologischen Mittel durch aufsteigende Warmluft und absinkende Kaltluft gekennzeichnet, d.h. es handelt sich vorherrschend um thermisch direkte Zirkulationen. Für den aufsteigenden Ast einer solchen Zirkulation, in dem sich Wolken und Niederschlag bilden, gilt (vgl. Abb. 6.7):

- Die Temperaturen sind fast in der gesamten Troposphäre höher als in der Umgebung.
- In der unteren Troposphäre befindet sich ein schwaches Tief (zyklonale Strömung), in der oberen Troposphäre ein schwaches Hoch (antizyklonale Strömung).
- Der Massenfluß ist nach oben gerichtet, mit einem Maximum in der mittleren Troposphäre.

- In der unteren Troposphäre konvergieren die horizontalen Luftbewegungen, in der oberen Troposphäre divergieren sie.

**Monsunzirkulationen:** Abb. 6.8 zeigt eine idealisierte Darstellung des dreidimensionalen Aufbaus der sommerlichen Monsunzirkulationen. “Feuchte Monsune sind mit aufsteigenden Luftbewegungen über den warmen Landmassen verbunden. Die durch die unterschiedliche Erwärmung von Land und Meer erzeugte verfügbare potentielle Energie wird freigesetzt durch das Aufsteigen von warmer (leichter) Luft und das Absinken von kalter (schwerer) Luft. Diese Vertikalbewegungen werden von Horizontalbewegungen begleitet, die in allen Höhen quer zu den Isobaren vom hohen zum tiefen Druck gerichtet sind, d.h. in der unteren Troposphäre Richtung Land und in der oberen Troposphäre Richtung Meer. Die Vertikalbewegungen und die ageostrophischen Horizontalbewegungen sind demnach Teil einer thermisch direkten Zirkulation, die potentielle Energie in kinetische Energie umwandelt. Durch die infolge der Erdrotation wirkenden Corioliskräfte wird dabei auch eine Strömung parallel zu den Isobaren angeregt. Der gerade beschriebene Mechanismus ist für die Entstehung der Monsunzirkulation im Frühsommer nach der Erwärmung der Kontinente verantwortlich. Die im aufsteigenden Ast der Zirkulation durch Kondensation freigesetzte latente Wärme verstärkt die Erwärmung über den Kontinenten und damit den Antrieb für die sommerlichen Monsunzirkulationen erheblich. Es würde zwar Monsunzirkulationen auch in einer trockenen Atmosphäre geben, diese würden aber bei weitem nicht so stark wie die beobachteten sein.

Das Modell für die Monsunzirkulation gilt im Prinzip auch für die Zirkulation über den tropischen Ozeanen. Diese Zirkulationen sind größtenteils in meridionaler Richtung orientiert, wobei die warme Luft in der Nähe der ITCZ aufsteigt und die kalte Luft über den subtropischen Ozeanen absinkt. In der unteren Troposphäre hat der Wind eine Komponente vom subtropischen Hochdruckgürtel (über dem Atlantik und Pazifik auf der Nord- und Südhalbkugel) in Richtung der äquatorialen Tiefdruckrinne (auf der äquatorialen Seite der ITCZ). Durch die Wirkung der Corioliskraft auf die zum Äquator gerichteten Strömungen entstehen auf beiden Halbkugeln östliche Winde, die Nordostpassate auf der Nordhalbkugel und die Südostpassate auf der Südhalbkugel. In der oberen Troposphäre verläuft die Zirkulationsbewegung in umgekehrter Richtung: über der ITCZ liegt ein Hochdruckgürtel und die polwärts gerichtete ageostrophische Strömung erzeugt westliche Winde.

Abb. 6.9-6.10 zeigen das Windfeld in der Umgebung der ITCZ über dem tropischen Atlantik an einem bestimmten Tag. Die angegebenen Windvektoren basieren auf Wolkenbewegungen (Passatcumuluswolken in den unteren Schichten und aus Cumuluswolken entstandene Cirren in den höheren Schichten), wie sie von einem geostationären Satelliten aus beobachtet wurden. Dunkelgrau markiert sind die Gebiete mit hochreichender Cumulus-Konvektion entlang der ITCZ. Knapp südlich der ITCZ erkennt man in Abb. 6.9 einen schmalen Streifen von westlichen Winden. Diese Luftströmung entsteht, wenn der Südostpassat den Äquator überquert und auf der Nordhalbkugel von der Corioliskraft nach rechts abgelenkt wird. Abb. 6.10 bestätigt,

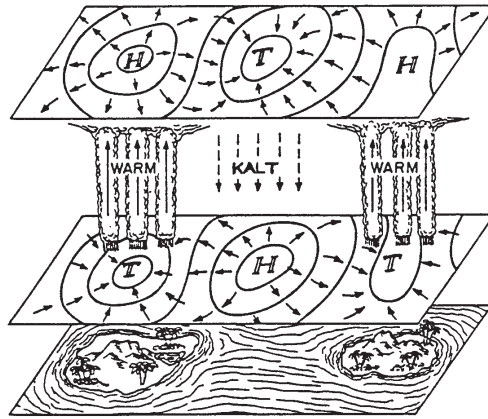


Abbildung 6.8:

Idealisierte Darstellung der Monsunzirkulationen. Den Inseln in der Abbildung entsprechen die tropischen Kontinente auf der Sommerhalbkugel. Angegeben sind die Isobaren/Isohypsen (—) für das Meeressniveau (entspricht ca. 1000 hPa, untere Fläche) und für 14 km Höhe (entspricht ca. 200 hPa, obere Fläche), sowie die Strömungen quer zu den Isobaren ( $\rightarrow$ ) und die Vertikalbewegungen in der mittleren Troposphäre ( $\longrightarrow$ ,  $-\ - - \rightarrow$ ).

daß die Strömungen in der unteren und oberen Troposphäre fast überall entgegengesetzt gerichtet sind.

**Die Hadley-Zirkulation:** Mittelt man Wind- und Druckfelder in den Tropen entlang der Breitenkreise über ein Jahr, ergibt sich eine relativ einfache Zirkulation, die fast symmetrisch zum Äquator ist und die qualitativ mit den Zirkulationen in Abb. 6.3 bzw. Abb. 6.4a (linke  $\hat{=}$  Seite Äquator, rechte Seite Subtropen) übereinstimmt. Diese meridionale, thermisch direkte Zirkulation nennt man Hadley-Zirkulation. Wegen der Erdrotation haben die mit der Hadley-Zirkulation verbundenen Luftströmungen auch zonale Komponenten (Ostwinde in der unteren Troposphäre, Westwinde in der oberen Troposphäre). Betrachtet man die Luftbewegungen in den Tropen an einem bestimmten Tag, können je nach Sonnenstand und Bodenbeschaffenheit regional große Abweichungen von der Hadley-Zirkulation auftreten.

Die Wüsten: Die extreme Hitze und Trockenheit in einigen Gebieten ist die Folge von großräumigem Absinken, wobei die Luft durch adiabatische Kompression erwärmt wird. Außerdem nimmt dabei die relative Feuchte so stark ab, daß die Cumulus-Konvektion fast vollständig unterdrückt wird. Absinkende Luftbewegungen über einem relativ warmen Gebiet können nur Teil einer thermisch indirekten Zirkulation sein. Angetrieben wird die Zirkulation über den Wüsten also nicht durch

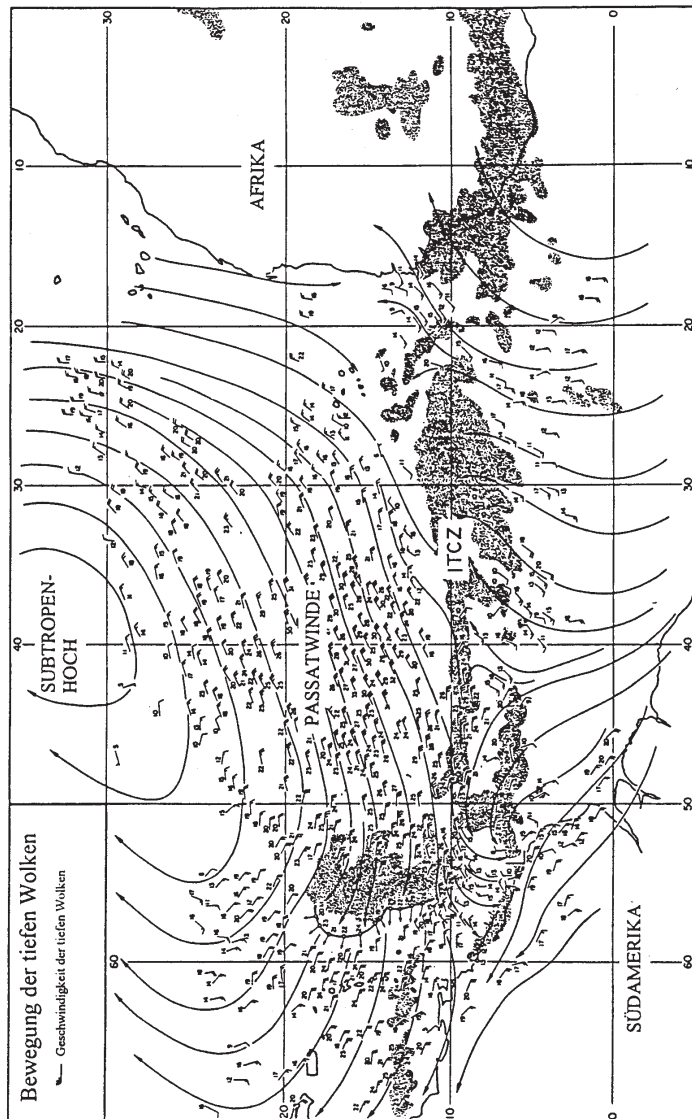


Abbildung 6.9: Bewegung der tiefen Wolken in der Umgebung der ITCZ am 14. Juli 1969, 15 GCT.

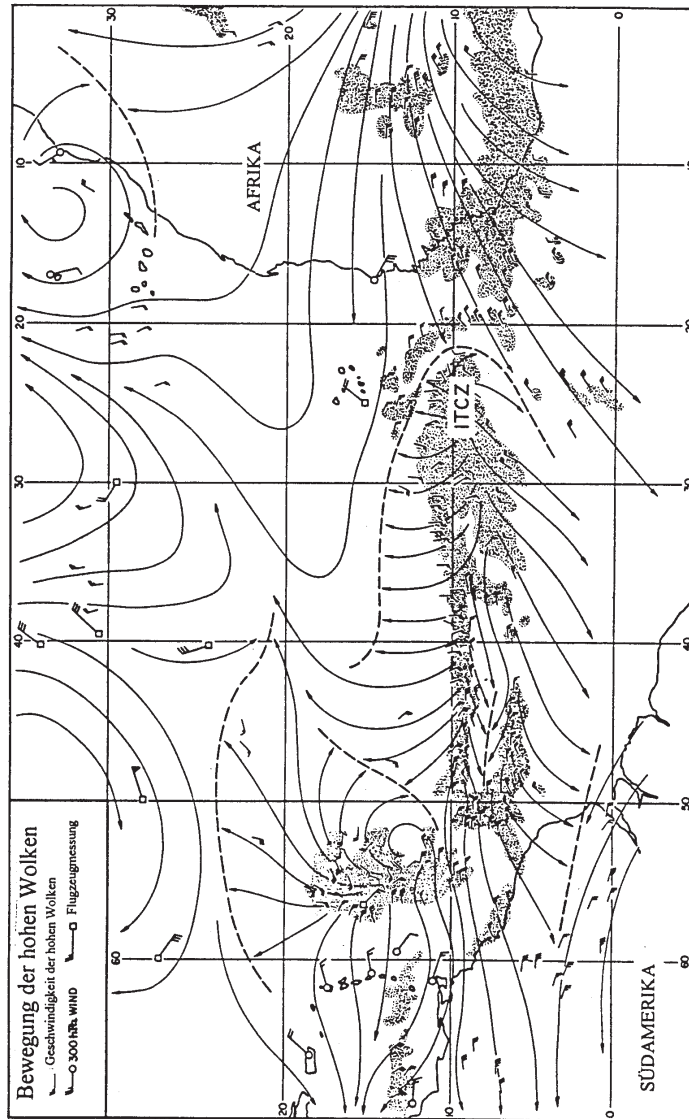


Abbildung 6.10: Bewegung der hohen Wolken und Windmessungen in der oberen Troposphäre in der Umgebung der ITCZ am 14. Juli 1969, 15 GCT.

lokale Temperaturunterschiede, sondern durch ständige Zufuhr von kinetischer Energie aus anderen Teilen der Tropen.

Hurrikane<sup>2</sup> sind gekennzeichnet durch eine starke thermisch direkte Zirkulation (Aufsteigen von warmer Luft in der Nähe des Zentrums, Absinken von kalter Luft am Rande des Hurrikans; s. Abb. 6.11.) Das Einströmen in den unteren Schichten ist vom hohen zum tiefen Druck gerichtet; das Ausströmen geschieht in höheren Schichten, wo der Druckgradient sehr schwach ist. Charakteristisch für Hurrikane ist das warme Zentrum, das sich unabhängig von der Temperaturverteilung in der Umgebungsluft ausbildet. Verursacht wird es durch die in den unteren Schichten einströmende Luft, die über der Meeresoberfläche Wärme und Feuchte aufnimmt und die dann in den hochreichenden Cumuluswolken am Rande des Auges aufsteigt, wobei zusätzlich latente Wärme frei wird. Der warme Kern dient als Vorrat für die potentielle Energie, die durch die thermisch direkte Zirkulation in kinetische Energie umgewandelt wird. Diese Energieumwandlung ist für die Entstehung der hohen tangentialen Windgeschwindigkeit und für den Ausgleich der "Energieverluste" infolge der Reibung verantwortlich.

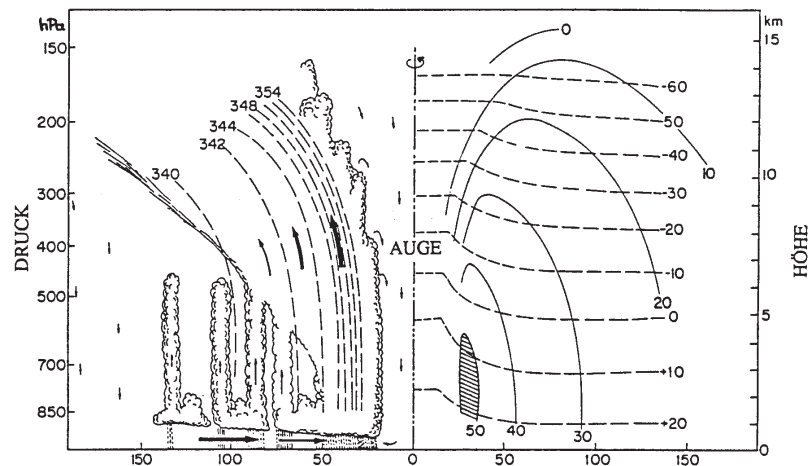


Abbildung 6.11:

Idealisierter Vertikalschnitt durch einen Hurrikan. Links: Radiale und vertikale Massenflüsse (—>), äquivalent-potentielle Temperaturen in K (- - -). Rechts: Tangentiale Windgeschwindigkeiten in  $ms^{-1}$  (—), Temperaturen in  $^{\circ}C$  (- - -).

<sup>2</sup>Entsprechend ihrer geographischen Herkunft führen tropische Orkane unterschiedliche Namen. Am bekanntesten sind die Hurrikane östlich der Westindischen Inseln und in der Karibik. Im Pazifik, vor der Westküste Mexikos, entstehen die Mexikanischen Orkane, die Cordonazos. In den Gewässern Chinas und Japans heißen die tropischen Orkane Taifun, in Nordaustralien Willy-Willy.



## 6.5 Barokline Störungen

Folgendes Experiment läßt sich mit Hilfe numerischer Simulationen durchführen: Die gesamte Atmosphäre soll sich anfangs relativ zur Erdoberfläche in Ruhe befinden und es sollen keine horizontalen Druckgradienten auftreten. Zu einem bestimmten Zeitpunkt werden dann die diabatischen Wärmequellen “eingeschaltet”, mit den gleichen meridionalen und vertikalen Unterschieden in der Wärmezufuhr, wie sie in der Erdatmosphäre auftreten (zur Vereinfachung wird von zonalen Mittelwerten ausgegangen).

Im Anfangsstadium des Experiments beobachtet man eine thermisch angetriebene Zirkulation mit aufsteigender Warmluft in den Tropen und absinkender Kaltluft in den Polargebieten. Die Strömung quer zu den Isobaren, die mit dieser Hadley-Zirkulation verbunden ist, führt zur Entstehung von Ostwinden in Bodennähe und Westwinden in der Höhe, wobei der thermische Wind im Gleichgewicht mit dem meridionalen Temperaturgradienten steht. Mit zunehmender Experimentdauer zeigt sich jedoch, daß der meridionale Temperaturgradient und der zonale Wind anwachsen, d.h. der meridionale Wärmeaustausch über die Hadley-Zirkulation reicht nicht aus. Der größte Teil der verfügbaren potentiellen Energie wird nämlich wegen der Erdrotation in kinetische Energie der zonalen Strömung umgewandelt und nicht in kinetische Energie der meridionalen Strömung.

Nach einiger Zeit erreicht der meridionale Temperaturgradient einen kritischen Wert und es geschieht eine dramatische Veränderung des Strömungszustandes. Die zonale Symmetrie wird durch die Entwicklung von großskaligen Wellen in mittleren Breiten gestört. Diese Wellenstörungen wachsen sehr schnell an, bis sie schließlich ungefähr die Hälfte der atmosphärischen kinetischen Energie beinhalten. Die Hadley-Zirkulation zieht sich in die Tropen zurück, während sich in mittleren Breiten eine schwache thermisch indirekte Zirkulation ausbildet. Die kinetische Energie der atmosphärischen Bewegungen steigt nicht mehr an und es stellt sich eine Art Gleichgewicht ein. Mit diesem Gleichgewichtszustand sind jedoch keine stationären Strömungen verbunden, denn ständig bilden sich neue Wellenstörungen, während andere zerfallen. Dieser chaotische Gleichgewichtszustand ähnelt dem in der realen Atmosphäre in großem Maße. Auch mit einem Laborexperiment erhält man ähnliche Ergebnisse: Abb. 12.11a zeigt einen rotierenden Flüssigkeitsbehälter, der außen und unten erwärmt wird, sowie innen und oben gekühlt wird. Zunächst stellt sich eine thermisch direkte Zirkulation ein (Abb. 6.12b; analog Abb. 6.3). Erhöht man den radialen Erwärmungsgradienten langsam, entwickeln sich nach dem Erreichen eines Schwellenwerts Wellenstörungen (Abb. 6.12c). Diese Wellen werden *barokline Wellen genannt*, weil bei ihrer Entstehung die horizontale Temperaturadvektion eine wichtige Rolle spielt. Unter bestimmten Voraussetzungen können die Wellen immer weiter anwachsen; diesen Vorgang bezeichnet man als *barokline Instabilität*.

In Abb. 6.13 sind die in der Atmosphäre beobachteten mittleren Strömungsverhältnisse wiedergegeben. Zusätzlich zu den zwei oben erwähnten Zirkulationszellen tritt noch eine dritte, thermisch direkte Zirkulationszelle in Polnähe auf. Die “wetteraktiven” Gebiete liegen dort, wo die bodennahen Winde konvergieren (ITCZ

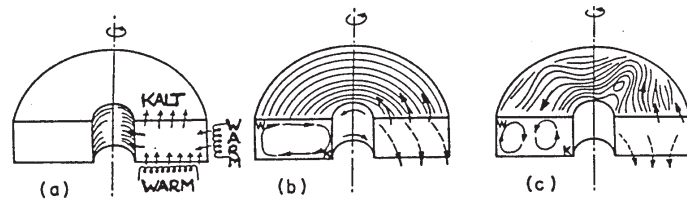


Abbildung 6.12: Strömungsverhältnisse in einem rotierenden Flüssigkeitsbehälter bei unterschiedlichen Erwärmungsgradienten. (a) Die Verteilung der Wärmequellen und -senken. (b) Hadley-Zirkulation (links: Vertikalzirkulation, rechts: Horizontalströmungen in verschiedenen Höhen). (c) Vertikale und horizontale Strömungen nach der Entstehung von Wellenstörungen.

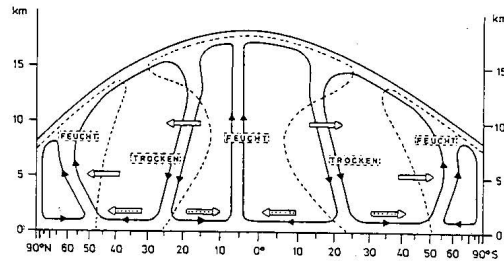
am Äquator, barokline Störungen in mittleren Breiten).

Barokline Instabilität: Im folgenden wird beschrieben, wie eine barokline Welle in einer Zone mit starkem meridionalen Temperaturgradienten anwächst. Angenommen, eine schwache wellenähnliche Störung in einer sonst rein zonalen Strömung besteht bereits. Die Verlagerungsgeschwindigkeit der Störung soll gleich der zonalen Windgeschwindigkeit sein, d.h. die Welle soll nicht von Luft aus der Umgebung durchströmt werden. In einem Koordinatensystem, das sich mit der Welle bewegt, treten dann nur die mit der Welle verbundenen meridionalen Strömungen auf.

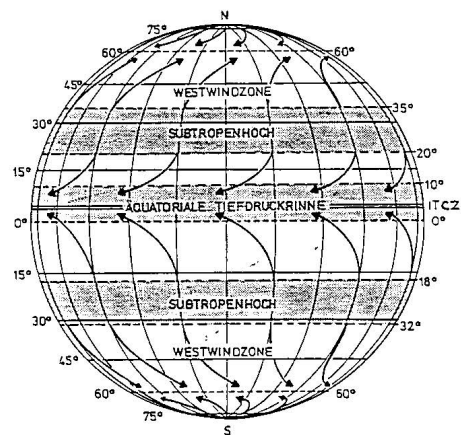
Die meridionalen Strömungen verändern die Lage der Isothermen. In Abb. 6.14 erkennt man, daß in der Umgebung von A Kaltluft nach Süden, in der Umgebung von B dagegen Warmluft nach Norden strömt. Dadurch wird der Temperaturunterschied zwischen A und B erhöht, d.h. die Amplitude der "Temperaturwelle" wächst. Gleichzeitig setzt eine thermisch direkte Zirkulation ein, die dafür sorgt, daß Wind- und Temperaturfeld während der gesamten Wellenentwicklung im Gleichgewicht stehen. Demnach sinkt die in A nach Süden strömende Luft ab, während die in B nach Norden strömende Luft aufsteigt. In dieser Zirkulation wird kinetische Energie erzeugt, was zu einer Verstärkung der baroklinen Welle führt.

In Abb. 6.15 ist der Verlauf der meridionalen Vertikalbewegungen in einer anwachsenden baroklinen Störung und die Lage der Isentropen in der "ungestörten Luft dargestellt. Die Trajektorien der Luftpakete sind weniger geneigt als die Isentropen. Hätten die Trajektorien und die Isentropen genau die gleiche Neigung, würden die meridionalen Bewegungen in der Welle das Temperaturfeld nicht verändern, d.h. die Temperaturwelle würde sich nicht verstärken. Wäre die Neigung der Trajektorien größer als die der Isentropen, würden meridionale Bewegungen die Temperaturwelle abschwächen.

Im allgemeinen ist die zonale Windgeschwindigkeit nicht - wie oben angenommen - gleich der Verlagerungsgeschwindigkeit der baroklinen Welle, sondern größer. In



(a)



(b)

Abbildung 6.13: Allgemeine Zirkulation. (a) Vertikalzirkulation (im Mittel über alle geographischen Längen). Die obere Begrenzung der Zirkulation wird durch die Tropopause gegeben. Eingezeichnet sind die Feuchtigkeitsverhältnisse und die meridionalen Transporte von latenter ( ) und von fühlbarer ( ) Wärme. (b) Großräumige bodennahe Windsysteme, wie sie sich aus (a) unter dem Einfluß der Corioliskraft ergeben.

diesem Fall verringert sich die Phasendifferenz zwischen Temperatur- und Geopotentialwelle.

**Vertikaler Aufbau der baroklinen Wellen:** Der aus theoretischen Überlegungen abgeleitete Aufbau einer anwachsenden baroklinen Welle stimmt sehr gut mit den Beobachtungen (s. Kapitel 5, Teil II) überein. Abb. 6.16 zeigt einen idealisierten Vertikalschnitt in zonaler Richtung. In dieser Darstellung sind absichtlich die an Fronten vorhandenen mesoskaligen Strukturen weggelassen. Bei der Interpretation des Diagramms ist es wichtig in Erinnerung zu behalten, daß sich barokline Wellen in Gebieten mit starker vertikaler Windscherung bilden. In der gesamten Troposphäre nimmt der (im Mittel) westliche Wind mit der Höhe zu, was in Übereinstimmung

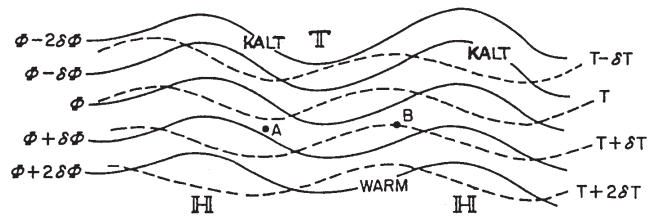


Abbildung 6.14:

Isohypsen (—) und Isothermen (----) in einer anwachsenden baroklinen Welle auf der Nordhalbkugel. Die Druckfläche liegt in der Nähe des Niveaus, in dem die Verlagerungsgeschwindigkeit der Welle gleich der mittleren zonalen Windgeschwindigkeit ist. Man beachte die Phasendifferenz zwischen Temperatur- und Geopotentialwelle.

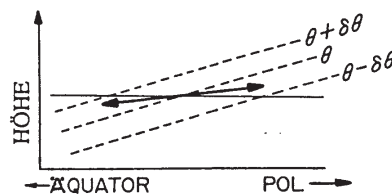


Abbildung 6.15: Idealisierter Vertikalschnitt durch eine anwachsende barokline Welle. Eingezeichnet ist der Verlauf der meridionalen Vertikalbewegungen ( ) und die Lage der Isentropen in der Umgebungsluft (----).

mit der thermischen Windgleichung steht. Die Verlagerungsgeschwindigkeit der Wellen entspricht ungefähr der mittleren zonalen Windgeschwindigkeit im 700 hPa-(3 km-)Niveau. Unterhalb von 700 hPa ist die Luftbewegung relativ zu den Wellen von Osten nach Westen gerichtet, darüber von Westen nach Osten. In Abb. 6.16 erkennt man:

- In der Nähe des 700 hPa-Niveaus liegt die kälteste (wärmste) Luft eine viertel Wellenlänge westlich des Trog (Rückens) im Druckfeld, d.h. die Wellenstruktur ist ähnlich wie in Abb. 6.14. In der unteren Troposphäre ist die Phasendifferenz größer, in der oberen Troposphäre kleiner.
- Die Achsen der Tröge und Rücken sind mit zunehmender Höhe nach Westen geneigt, so daß sich der Wellentrog in der oberen Troposphäre über der Kaltluft in der unteren Troposphäre befindet (und der Rücken über der Warmluft).
- Das Maximum der großräumigen Hebung (in der Größenordnung von einigen

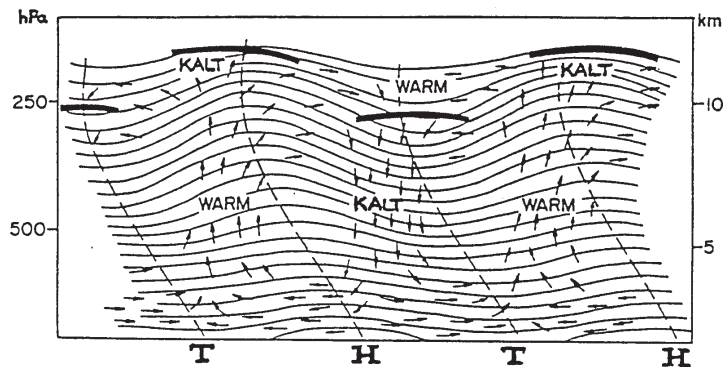


Abbildung 6.16: Idealisierte Darstellung der thermisch direkten Zirkulation in einer anwachsenden baroklinen Welle (Vertikalschnitt in zonaler Richtung). Die Neigung der Druckflächen ( ) ist fünffach überhöht. Die Pfeile geben die Richtung der Vertikalbewegungen bzw. der Strömungen quer zu den Isobaren an. Außerdem ist die Achsenneigung der Tröge und Rücken ( - - - - ) sowie die Höhe der Tropopause ( ) eingetragen.

$\text{cm s}^{-1}$ ) liegt etwas östlich des Bodentiefs und etwas westlich des Rückens im 500 hPa-Niveau.

- In der gesamten Troposphäre besteht eine positive Korrelation zwischen Hebung und Warmluft bzw. zwischen Absinken und Kaltluft.
- Die Temperaturverteilung ändert sich sprunghaft an der Tropopause, denn in der sehr stabil geschichteten stratosphärischen Luft haben die Vertikalbewegungen einen wesentlich größeren Einfluß auf die Temperaturverteilung als die horizontalen Advektionen. In der unteren Stratosphäre ist demnach die aufsteigende Luft kalt und die absinkende Luft warm, d.h. es wird kinetische Energie in potentielle Energie umgewandelt.

Betrachtet man den Aufbau der baroklinen Wellen detaillierter, zeigt sich, daß die horizontalen Temperaturunterschiede vor allem in Bodennähe häufig auf mesoskalige barokline Zonen (Frontalzonen) konzentriert sind. Die Vertikalgeschwindigkeit erreicht hier im Mittel einige  $\text{ms}^{-1}$ . Der größte Teil des in Abb. 6.16 angegebenen Massenflusses findet im Bereich dieser Frontalzonen statt. Dies gilt besonders für aufsteigende Luftbewegungen, die durch freiwerdende latente Wärme zusätzlichen Auftrieb erhalten können.

Der Energiezyklus in der Atmosphäre In Abb. 6.17 sind die Prozesse zusammengefaßt, die in der Atmosphäre zur Erzeugung bzw. zum Abbau von kinetischer Energie führen.

1. Im globalen Mittel ist die Erdoberfläche eine Wärmequelle (Absorption von solarer Strahlung) und die obere Troposphäre eine Wärmesenke (Emission von infraroter Strahlung). Die damit verbundene Hebung des Schwerpunkts der Atmosphäre und Erhöhung der (verfügbaren) potentiellen Energie ist der Antrieb für alle Arten von atmosphärischen Bewegungen.
2. Ein Großteil der durch die vertikalen Erwärmungsunterschiede erzeugten potentiellen Energie wird durch konvektive Instabilität frei. Voraussetzung dafür ist eine labile atmosphärische Schichtung. In Gebieten mit Konvektion gibt es Bewegungen sehr unterschiedlicher Größenordnungen, z. B. kleinskalige Turbulenz, aufsteigende Warmluftblasen und große Gewitterzellen.
3. Da die Atmosphäre überwiegend stabil geschichtet ist, entsteht ein wichtiger Teil der verfügbaren potentiellen Energie durch die unterschiedliche Erwärmung der Erdoberfläche in niedrigen und hohen Breiten, verbunden mit großräumigen (meist meridionalen) Temperaturgradienten.
4. In den letzten Abschnitten wurden zwei physikalische Mechanismen beschrieben, in denen durch thermisch direkte Zirkulationen verfügbare potentielle Energie in kinetische Energie umgewandelt wird:
  - (a) Thermisch angetriebene Zirkulationsbewegungen sind Luftströmungen, die in direktem Zusammenhang zur horizontalen Temperaturverteilung stehen. Beispiele sind die quasi stationären tropischen Zirkulationen (Monsune, ITCZ).
  - (b) Barokline Instabilität ist für das Anwachsen von synoptisch-skaligen Wellen in mittleren und hohen Breiten verantwortlich. Voraussetzung ist ein hoher horizontaler Temperaturgradient (größer als ungefähr  $6\text{K}/1000\text{ km}$ ).
  - (c) Ein dritter Mechanismus, die “bedingte Instabilität der zweiten Art” (Conditional Instability of the Second Kind, CISK), führt zur Bildung von Hurrikanen und anderen Störungen mit einem warmen Zentrum. Das warme Zentrum entsteht, wenn die bodennahe Luft über dem Meer fühlbare und latente Wärme aufnimmt, von allen Seiten in Richtung Zentrum strömt und dort aufsteigt. In den Regengebieten in der Nähe des Zentrums geht ein Teil der latenten Wärme in fühlbare Wärme über. Im Fall der CISK wird demnach verfügbare potentielle Energie von den Störungen selbst erzeugt und dann in kinetische Energie umgewandelt (während bei barokliner Instabilität die verfügbare potentielle Energie bereits vorhanden sein muß).
5. Bei der Überströmung der Erdoberfläche entstehen an Hindernissen meso- und kleinskalige Wellen und Wirbel, durch die die kinetische Energie der großräumigen Luftbewegung vermindert wird. In geringerem Maße trägt dazu auch die Scherungsinstabilität bei. Darunter versteht man das Anwachsen von Störungen in stabil geschichteter Luft bei starker Windscherung.

6. In der “Energiekaskade” geht die kinetische Energie der kleinskaligen Bewegungen in kinetische Energie der Molekülbewegungen (innere Energie) über. Die dabei vor allem in Bodennähe freiwerdende Wärmemenge ist jedoch so klein, daß sie auf die Prozesse 1 und 3 keinen Einfluß hat.

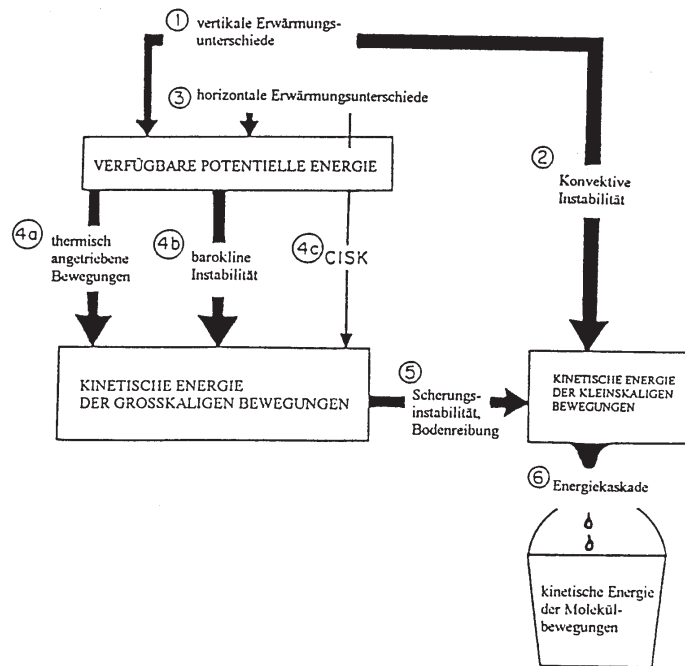


Abbildung 6.17: Der Energiezyklus in der Atmosphäre. Die einzelnen Prozesse sind in der Reihenfolge numeriert, in der sie im Text beschrieben werden.

In den beiden parallelen Ästen (2) und (4) des Energiezyklus wird ungefähr gleichviel kinetische Energie erzeugt. Dennoch ist in den großräumigen Bewegungen etwa hundertmal mehr kinetische Energie als in den konvektiven Bewegungen gespeichert. Die großräumigen Bewegungen werden nämlich erst bei sehr starker vertikaler Windscherung wirksam durch Scherungsinstabilität abgebremst. Würden die Quellen der kinetischen Energie in der Atmosphäre “ausgeschaltet”, kämen die großräumigen Bewegungen nach einer Woche durch Reibungsdissipation zum Erliegen, die konvektiven Bewegungen dagegen bereits nach einigen Stunden.

## 6.6 Die Rolle der allgemeinen Zirkulation im hydrologischen Kreislauf

Die gesamte in der Atmosphäre enthaltene Wassermenge ändert sich nur wenig von Tag zu Tag und ist nicht größer als die wöchentliche Niederschlagsmenge auf der

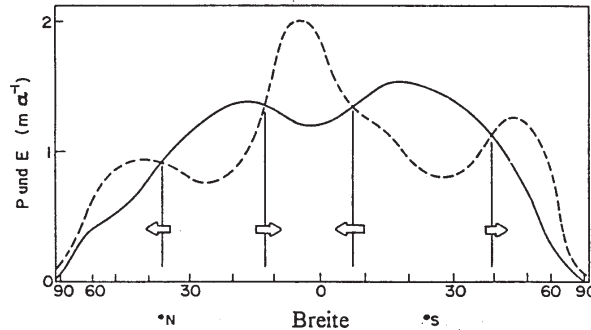


Abbildung 6.18:

Jahresmittelwerte für Verdunstung (—) und Niederschlag (- - - -) pro Flächeneinheit. Die Pfeile geben die Richtung des atmosphärischen Wasserdampftransportes an.

Erde. Bereits über einen Zeitraum von einer Woche müssen daher globaler Niederschlag (precipitation,  $P$ ) und globale Verdunstung (evaporation,  $E$ ) im Gleichgewicht stehen. Lokal gilt dies jedoch meistens nicht:

- Im Bereich der bodennahen Hochdruckgebiete über den subtropischen Ozeanen, wo das großräumige Absinken die Wolken- und Niederschlagsbildung unterdrückt, ist  $E \gg P$ .
- Im Bereich der feuchten Monsune, der ITCZ und der außertropischen Tiefdruckgebiete ist  $P > E$ .
- Für die Kontinente insgesamt gilt  $P > E$ . Der überschüssige Niederschlag ist die einzige Wasserquelle für die großen Flußsysteme. Umgekehrt gilt für die Ozeane im Mittel  $E > P$ .
- über den Landgebieten ohne Abfluß zum Meer (z. B. im Großen Becken in den westlichen USA) ist  $P \approx E$ .

Abb. 6.18 zeigt die zonalen Mittelwerte für Niederschlag und Verdunstung. Die Abszisseneinteilung ist entsprechend der breitenabhängigen Flächenverteilung auf der Erde gewählt. Da die globale Feuchtebilanz ausgeglichen ist, müssen die Flächen unter den zwei Kurven gleich sein. In subtropischen Breiten überwiegt auf beiden Halbkugeln die Verdunstung. Die Subtropen sind daher Quellgebiete für atmosphärischen Wasserdampf. In Äquatornähe sowie ab dem 40. Breitengrad überwiegt der Niederschlag, diese Gebiete sind Wasserdampfsenken.

Durch die Luftströmungen wird Wasserdampf von den Quellen ( $E > P$ ) zu den Senken ( $P > E$ ) transportiert. Auf der Erdoberfläche sorgen die Flüsse, Grundwasserströme und Meeresströmungen für den Wassertransport in umgekehrter Richtung,



d.h. von Gebieten mit einem Niederschlagsüberschuß zu Gebieten mit einem Niederschlagsdefizit. Dadurch wird der sogenannte hydrologische Kreislauf im System Erde-Atmosphäre geschlossen.

Die allgemeine Zirkulation kann man als atmosphärische Komponente des hydrologischen Kreislaufs betrachten. Im unteren Ast der Hadley-Zirkulationszelle strömt wasserdampfreiche Luft aus dem subtropischen Hochdruckgürtel in Richtung äquatoriale Tiefdruckrinne und Monsuntiefdruckgebiete (vgl. Abb. 6.13a). Die Luft im oberen Ast der Hadley-Zirkulation ist dagegen so trocken, daß der Nettotransport fast vollständig von der bodennahen Störung bestimmt wird. In mittleren und hohen Breiten ist die mit den baroklinen Wellen verbundene horizontale Advektion von unterschiedlichen Luftmassen für den Wasserdampftransport verantwortlich. Polwärts strömende Luft enthält im allgemeinen mehr Wasserdampf als äquatorwärts strömende Luft.

## 6.7 Energietransport in der Atmosphäre

Im globalen Mittel gilt nach (10.10) am Oberrand der Atmosphäre

$$[(1 - A)S/4] - E = 0$$

wobei  $A$  die Albedo ist,  $S$  die Solarkonstante und  $E$  die infrarote Emission der Erde in den Weltraum. Betrachtet man die zonalen Mittelwerte von  $(1 - A)S/4$  und  $E$  in Abb. 6.19, zeigt sich jedoch, daß zwar die Flächen unter beiden Kurven gleich groß sind, daß aber auf den einzelnen Breitenkreisen zum Teil beträchtliche Unterschiede zwischen  $(1 - A)S/4$  und  $E$  bestehen. Die (Netto-)Sonneneinstrahlung  $(1 - A)S/4$  ist am Äquator viermal so hoch wie an den Polen. Ursache für die starke Breitenabhängigkeit sind der Jahresgang der solaren Einstrahlung (vgl. Abb. 4.11) und die hohe Albedo der Polargebiete (wegen der Eiskappen und der häufigen Bewölkung im Sommerhalbjahr). Im Vergleich dazu ist die Breitenabhängigkeit der terrestrischen Emission  $E$  wesentlich kleiner. Nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz (9.6) müßte die Abstrahlung am Äquator bei der gegebenen Temperaturdifferenz Äquator-Pol doppelt so groß sein. In Äquatornähe wird die Abstrahlung jedoch infolge der größeren Wasserdampfkonzentration und der hochreichenden Wolken stärker als am Pol reduziert (höherer "Treibhauseffekt"), so daß die Abstrahlung am Äquator nur ca. 40% größer als an den Polen ist.

Die beiden Kurven in Abb. 6.19 schneiden sich ungefähr bei  $35^\circ$ . In niedrigeren Breiten wird vom System Erde-Atmosphäre mehr solare Strahlung absorbiert als infrarote Strahlung in den Weltraum emittiert. Umgekehrt wird in mittleren und höheren Breiten mehr Strahlung emittiert als absorbiert. Dieses große Ungleichgewicht in der Strahlungsbilanz wird durch die Energietransporte in der Atmosphäre und in den Ozeanen ausgeglichen. Für etwas mehr als die Hälfte des Transports sind die mit der allgemeinen Zirkulation verbundenen fühlbaren und latenten Wärmeströme verantwortlich.

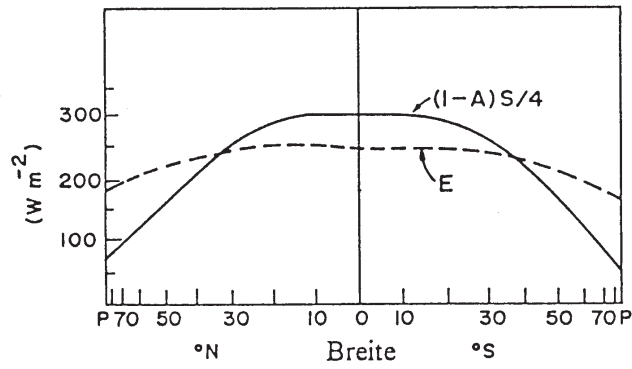


Abbildung 6.19:  
 Jahresmittelwerte für die am Oberrand der Atmosphäre einfallende solare Strahlung (—) und emittierte terrestrische Strahlung (- - -) in Abhängigkeit von der Breite.