

Einführung in die Meteorologie: Teil I

Roger K. Smith

Fassung: WS 02/03

Inhaltsverzeichnis

1	Unsere Atmosphäre	5
1.1	Die Uratmosphäre und Entstehung der Hydrosphäre	5
1.2	Atmosphärischer Sauerstoff und biologische Evolution	8
1.3	Atmosphärisches und gespeichertes Kohlendioxid	10
1.4	Weitere atmosphärische Bestandteile	12
1.5	Bestandteile mit variabler Konzentration: Wasserdampf und Ozon	14
1.6	Höhenabhängigkeit von Luftdruck und Luftdichte	15
1.7	Höhenabhängigkeit der Zusammensetzung der Atmosphäre . .	16
1.8	Entweichen der leichten Bestandteile	17
1.9	Mittlere vertikale Temperaturverteilung	19
1.10	Breitenabhängige und zeitliche Temperaturschwankungen . . .	21
1.11	Großräumige Windsysteme in der Erdatmosphäre	24
2	Mechanisches über Gase	26
2.1	Vorbemerkungen	26
2.2	Das Gas als Vielteilchensystem	27
2.3	Thermodynamische Systeme	31
2.4	Das einatomige ideale Gas	32
2.5	Gleichgewichtszustand von Gasen	34
2.6	Irreversibilität und Entropie	37
2.7	Kinetische Energie der Gasmoleküle	40
2.8	Innere Energie	41
2.9	Die Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung	42
2.10	Der Gasdruck	44
2.11	Temperatur und Wärme	47
2.12	Zum 1. Hauptsatz der Thermodynamik	51

2.13	Über die adiabatische Zustandsänderung	53
2.14	Über die spezifischen Wärmekapazitäten	54
2.15	Phasenänderungen	56
2.16	Verdunstung und Sättigungszustand	57
3	Thermodynamik der Atmosphäre	64
3.1	Die hydrostatische Grundgleichung	68
3.2	Geopotential	69
3.3	Schichtdicke und Höhe von Druckflächen	72
3.4	Luftdruckreduktion auf Meereshöhe	74
3.5	Barometrische Höhenmessung	75
3.6	Der 1. Hauptsatz der Thermodynamik	76
3.7	Spezifische Wärmekapazitäten	79
3.8	Enthalpie	81
3.9	Graphische Darstellung von Zustandsänderungen	82
3.10	Adiabatische Zustandsänderungen	84
3.11	Adiabaten in einem $p\alpha$ -Diagramm	85
3.12	Gleichgewicht und Stabilität in der Atmosphäre	87
3.13	Die trockenadiabatische Temperaturabnahme	92
3.14	Beispiele vertikaler Temperatur- und Feuchteprofile	93
3.15	Der Begriff "Luftpaket"	97
3.16	Latente Wärme	98
3.17	Feuchtemeßgrößen und Sättigung	99
4	Luftmassen und Fronten	108
4.1	Fronten	109
4.2	Entstehung von Luftmassen	110
4.3	Transformation durch thermodynamische Einflüsse	112
4.4	Luftmassentransformation durch dynamische Einflüsse	114
4.5	Übersicht über die Luftmassen Europas	115
5	Thermodynamische Diagramme	117
5.1	Feuchtadiabaten	124
5.2	Latente Labilität	127
5.3	Anwendung der thermodynamischen Diagramme	128
5.4	Übungen zu Anwendungen des Tephigramms	133

Einführung

Regnet es morgen? Wie wird das Wetter am Wochenende? Meteorologiestudenten werden solche Fragen beliebig oft gestellt. Jeder scheint über die Arbeit der Meteorologen Bescheid zu wissen: Die machen doch Wettervorhersagen. Um Wettererscheinungen und die Grundlagen der Wettervorhersage geht es in dieser Vorlesung natürlich auch.

Meteorologie darf jedoch nicht mit Wettervorhersage gleichgesetzt werden, denn neben dem Wetter versucht man zahlreiche andere atmosphärische Erscheinungen und Vorgänge (z. B. Kondensation, Turbulenz, globale Zirkulation, Klima) zu erklären. Dafür werden physikalische Prinzipien (Newton'sche Gesetze, Gesetze der Thermodynamik usw.) zusammen mit mathematischen Hilfsmitteln (z. B. Vektorrechnung) auf die Atmosphäre angewendet. Schwierigkeiten entstehen dadurch, daß viele Vorgänge sehr komplex (Rückkopplungen mit Ozean, Vegetation) und schwer zu messen sind (keine Laborexperimente möglich, um störende Einflüsse auszuschalten). Auch kann der Zustand der Atmosphäre durch Messungen auf keinen Fall lückenlos erfaßt werden. Bei der Bewältigung dieser Probleme helfen neue globale Beobachtungssysteme (Satellitenmessungen) und numerische Simulationen atmosphärischer Prozesse durch leistungsfähige Großrechenanlagen. Letztere sind für die Prognose von Klimaänderungen infolge menschlicher Aktivitäten wichtig, der heute wohl größten Aufgabe der Meteorologie. Neben der Einführung in die "Physik der Atmosphäre" soll auch diese Problematik nicht zu kurz kommen.

Die Grundlagen der Meteorologie werden in unzähligen (Lehr-)Büchern behandelt, die dieses Skript nicht ersetzen kann. Hier eine kleine Auswahl:

Ahlheim, K.-H. (Hrsg.): Wie funktioniert das? Wetter und Klima. Meyers Lexikonverlag, Mannheim 1989. (Lexikonartig, viele Graphiken, sehr übersichtlich).

*Bohr, P. u.a.: Allgemeine Meteorologie, Leitfaden für die Ausbildung im Deutschen Wetterdienst Nr. 1. Selbstverlag des DWD, Offenbach a.M. 1987 (3. Auflage).(Anschaulich und doch exakt).

Etling, D.: Theoretische Meteorologie - Eine Einführung. Vieweg, Braunschweig 1996. (Eine gute Einführung in die Dynamik der Atmosphäre).

Fabian, P.: Atmosphäre und Umwelt. Springer, Berlin 1989. (Entstehung der Erdatmosphäre, chemische Reaktionen der Ozonbildung, Luftverschmutzung).

*Häckel, H.: Meteorologie. UTB 1338 Ulmer, Stuttgart 1985. (Beschreibend, ohne Mathematik, mit ausführlichem Literaturverzeichnis).

*Kurz, M.: Synoptische Meteorologie, Leitfaden für die Ausbildung im Deutschen Wetterdienst Nr. 8. Selbstverlag des DWD, Offenbach a.M. 1990 (2. Auflage). (Theoretische Grundlagen der Wettervorhersage).

*Liljequist, G.H., Cihak, K.: Allgemeine Meteorologie. Vieweg, Braunschweig 1984. (Standardwerk) (3. Auflage)

Malberg, H.: Meteorologie und Klimatologie. Springer, Berlin 1985. (Verständliche Herleitung der wichtigsten Formeln)

*Möller, F.: Einführung in die Meteorologie. BI 276 und 288 Bibliographisches Institut, Mannheim 1973. (Achtung Druckfehler, teilweise veraltet)

Schirmer, H. (Bearb.): Meyers kleines Lexikon Meteorologie. Meyers Lexikonverlag, Mannheim 1987. (Alphabetisch angeordnete Stichworte).

Wallace, J.M., Hobbs, P.V.: Atmospheric Science, an Introductory Survey. Academic Press, New York 1977. (An dieses Buch lehnt sich die Vorlesung an)

Warnecke, G.: Meteorologie und Umwelt, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1997. (Als Einführung in die Allgemeine Meteorologie gedacht, zahlreiche Abbildungen und umfangreiche Literatur- und Filmliste).

Wells, N: The atmosphere and ocean: A physical introduction. Taylor and Francis, London and Philadelphia, 1986.

Alle Bücher stehen in der Bibliothek im 1.Stock. Die mit * gekennzeichneten Bücher sind im Lesesaal der Präsenzbibliothek Mathematik/ Physik/Meteorologie (ebenfalls im 1.Stock) vorhanden.

Kapitel 1

Unsere Atmosphäre

Etwas über Entwicklungsgeschichte, Bestandteile und vertikale Struktur der Atmosphäre zu wissen, ist Voraussetzung für die Diskussion wichtiger aktueller Probleme wie Klimaveränderung und "Ozonloch".

Heute nimmt man an, daß es zum Zeitpunkt der Erdentstehung vor etwa $4,5 \times 10^9$ Jahren bzw. kurz danach keine Atmosphäre gab.

1.1 Die Uratmosphäre und Entstehung der Hydrosphäre



Abbildung 1.1: Aktive Vulkane

Die Uratmosphäre bildete sich aus den Entgasungsprodukten des Erdmantels, die durch große vulkanische Aktivität freigesetzt wurden. Die Gaszusammensetzung heute noch tätiger Vulkane (1.1) sollte also Anhaltspunkte für die Zusammensetzung der Atmosphäre liefern. Doch hier stößt man auf

eine Überraschung: Vulkanische Gase enthalten ungefähr 85% Wasserdampf, 10% Kohlendioxid, einige Prozent Schwefelverbindungen (z. B. Schwefeldioxid und Schwefelwasserstoff) sowie etwas Stickstoff, jedoch keinen freien Sauerstoff. Im Gegensatz dazu sind heute in der Atmosphäre ca. 78% Stickstoff und 21% Sauerstoff vorhanden (siehe Tab. 1.1).

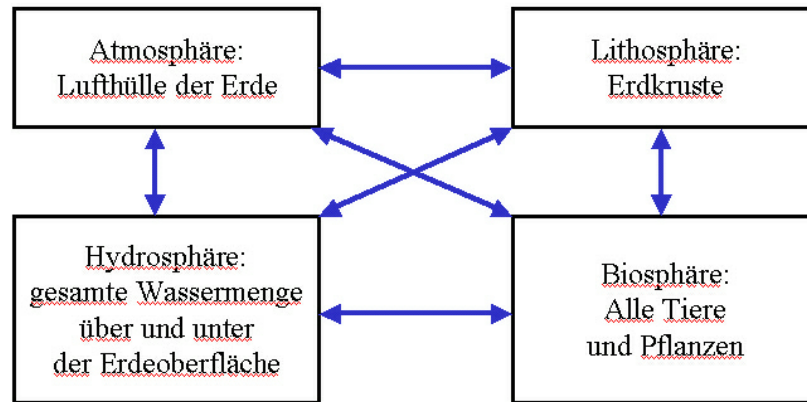


Abbildung 1.2: Wechselwirkung der gekoppelten Systeme

Die Erdatmosphäre hat also eine lange Entwicklungsgeschichte durchlaufen. Diese wird verständlich, wenn man die Atmosphäre als Teil eines gekoppelten Systems betrachtet, das neben der Lufthülle auch die Erdkruste, die Ozeane und das Festland mit der Biosphäre umfaßt. Die einzelnen Teile standen und stehen immer noch in ständiger Wechselwirkung untereinander (siehe Abbildung 1.2).

Die Masse der Gase in diesem System ist vergleichsweise klein: Sie beträgt gerade 0,025% der Erdmasse und etwa 0,3% der Hydrosphärenmasse.

In unserem Planetensystem entstand lediglich auf der Erde eine Hydrosphäre mit allen drei Aggregatzuständen des Wassers. Auf den Nachbarplaneten Mars und Venus gibt es Wasser nur als Eis bzw. Dampf. Dies war möglich, da die Erde dafür genau den richtigen Abstand zur Sonne besitzt. Bei den gemäßigten Erdtemperaturen kann sich nur ein winziger Teil des ständig durch die Vulkane ausgestoßenen Wasserdampfs in der Atmosphäre halten (die Temperaturabhängigkeit des Wasserdampfgehalts der Luft wird später noch erklärt). Der Großteil des Wassers regnete aus. In der Atmosphäre sind heute 0,001% der gesamten Wassermenge von $1,36 \times 10^{21}$ kg bzw. $2,66 \times 10^6$ kg m⁻² (siehe Tab. 1.2).

Nimmt man an, daß während der gesamten Erdgeschichte soviel Dampf freigesetzt worden ist, wie im vergangenen Jahrhundert durch vulkanische

Tabelle 1.1: Zusammensetzung der Atmosphäre bis 100 km Höhe

Gas	Moleküle in g/mol	Anteil am Gesamtvolumen der trockenen (feuchten) Luft	Anteil der Gesamtmasse der trockenen Luft
Stickstoff (N ₂)	28,02	78,08% (74,96%)	75,51%
Sauerstoff (O ₂)	32,00	20,95% (20,11%)	23,15%
Argon (Ar)	39,94	0,93% (0,89%)	1,28%
Wasserdampf (H ₂ O)	18,02	– (4,00%)	
Kohlendioxid (CO ₂)	44,01	347 ppm = 3,47 × 10 ⁻² %	
Neon (Ne)	20,18	18,2 ppm	
Helium (He)	4,00	5,2 ppm	
Methan (CH ₄)	16,04	2,0 ppm	
Krypton (Kr)	83,80	1,1 ppm	
Wasserstoff (H ₂)	2,02	0,5 ppm	
Distickstoffoxid (N ₂ O)	44,02	0,5 ppm	
Ozon (O ₃)			
Troposphäre	48,00	0,06 ppm	
Stratosphäre	48,00	5-10 ppm	

Aktivitäten, so würde man eine noch um zwei Größenordnungen höhere Masse der Hydrosphäre erhalten. Es muß also im Laufe der Zeit Wasser aus der Hydrosphäre “verschwunden” sein. Dies geschieht z. B. an Spalten in der Erdkruste am Ozeanboden (Plattengrenzen). Eine gewisse Wassermenge wurde durch die ultraviolette Strahlung zerstört. Bei diesem Prozeß, der oft als Photodissoziation bezeichnet wird, entsteht aus Wasser Wasserstoff und Sauerstoff.

Die Wechselwirkung der Atmosphäre mit den entstandenen Ozeanen hatte entscheidenden Einfluß auf die Bildung des freien Sauerstoffs und die Verringerung des Kohlendioxidgehalts, beide sind Besonderheiten der Erdatmosphäre.

Tabelle 1.2:

	Anteil der Gesamtmasse der Hydrosphäre in %
Ozeane	97
Eis	2,4
Süßwasser (Grundwasser)	0,6
Süßwasser (Flüsse, Seen)	0,02
Atmosphäre	0,001

1.2 Atmosphärischer Sauerstoff und biologische Evolution

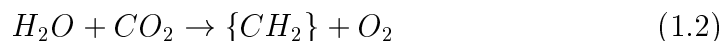
Es läßt sich ausschließen, daß der atmosphärische Sauerstoff aus dem Material von Erdkruste und Erdmantel stammt (zu feste chemische Bindung), sodaß als Quelle nur oxidische Gase wie Wasserdampf und Kohlendioxid übrig bleiben. Somit bleiben zwei Möglichkeiten:

- a) Photodissoziation des Wassers (oder analog des Kohlendioxids)



Diese Reaktion läuft ab, wenn genügend Energie durch die ultraviolette Sonnenstrahlung zugeführt wird. Da der entstehende freie Sauerstoff jedoch die Eigenschaft hat, ultraviolette Strahlung zu absorbieren, die dann für weitere Reaktionen als Energiequelle ausscheidet, kann nur ein bestimmtes Sauerstoff-Niveau erreicht werden. Dieses Gleichgewicht pendelt sich aber schon bei einem tausendstel des heutigen Sauerstoffanteils ein.

- b) Photosynthese



Aus den zwei energiearmen Verbindungen Wasser und Kohlendioxid entsteht der Kohlehydratbaustein $\{CH_2O\}$ mit viel gespeicherter Energie, wobei der Sauerstoff hier als "Abfallprodukt" freigesetzt wird. Für diese Reaktion ist Sonnenstrahlung im sichtbaren Spektralbereich (Licht) nötig.

Fossile Funde in Zimbabwe und Australien belegen, daß sich das Leben auf der Erde bereits vor fast 4×10^9 Jahren bis zu einer so fortgeschrittenen Form

wie der Photosynthese entwickelt hatte. Wichtig dafür war die Existenz der Ozeane, denn nur eine mehrere Meter dicke Wasserschicht bot Schutz vor der für die Zellen schädlichen ultravioletten Strahlung. Die primitiven Blaualgen bauten die Kohlehydrate zur Deckung ihres Energiebedarfs durch Gärung ab, wobei Alkohol und Kohlendioxid entstand. Der bei der Photosynthese freiwerdende Sauerstoff war also Zellgift, welches allerdings über lange Zeit durch die Oxidation von im Meer gelöstem Eisen beseitigt wurde.

Als vor etwa 2×10^9 Jahren jedoch das unoxidierte Eisen aufgebraucht war und sich das "Gift" ansammelte, entwickelte sich als neuer Stoffwechselmechanismus die Atmung. Bei diesem wesentlich effektiveren Prozeß zur Energiegewinnung handelt es sich um die Umkehrung der Photosynthesereaktion. Wegen des evolutionären Fortschritts nahmen die biologische Aktivität und Sauerstoffproduktion stark zu, so daß erstmals an Land eisenhaltiges Gestein durch freien Sauerstoff oxidiert wurde. Jedoch verhinderte die ultraviolette Strahlung noch die Besiedelung des Landes.

Erst nachdem 10% des heutigen atmosphärischen Sauerstoffanteils erreicht waren, begann die Bildung einer Ozonschicht in der höheren Atmosphäre. Die Ozonmoleküle (O_3) haben die Eigenschaft, genau den Teil der ultravioletten Strahlung aus der einfallenden Sonnenstrahlung zu filtern, der für Pflanzen schädlich ist. (Welche Vorgänge in der Ozonschicht genau ablaufen, welche Wirkung Ozon in Bodennähe hat und wie das "Ozonloch" entsteht, wird noch erläutert.) Das Ozon schaffte für das Leben im Ozean die Voraussetzung, unter einer immer dünner werdenden Wasserschutzschicht existieren zu können, wodurch dann mehr sichtbare Strahlung zur Verfügung stand (siehe Abbildung 1.3).

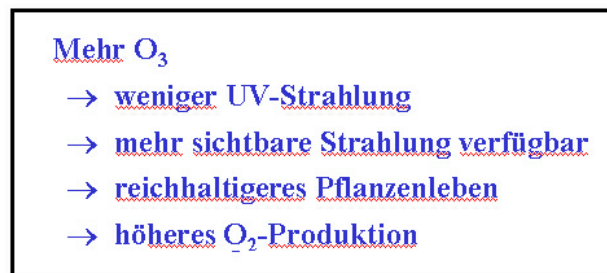


Abbildung 1.3: Entstehung von Sauerstoff in der Atmosphäre

Der Übertritt des Lebens von den geringen Wassertiefen auf das Land war dann vor etwa 500 Mio. Jahren möglich. Seit 350 Mio. Jahren beträgt der Sauerstoffgehalt der Atmosphäre 21%. Diese 21% bedeuten jedoch nur 5% der Gesamtmenge des produzierten Sauerstoffs, denn 95% wurden in

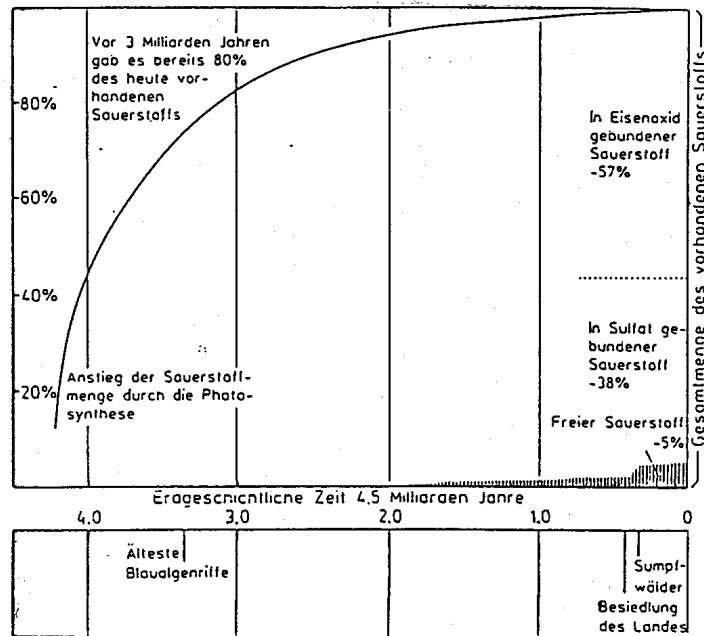


Abbildung 1.4: Evolution der Sauerstoff

Eisenoxid und Sulfat (Oxidation der Schwefelverbindungen) gebunden (siehe Abbildung 1.4).

1.3 Atmosphärisches und gespeichertes Kohlendioxid

Eine wichtige Voraussetzung bei der Entstehung des Lebens war die Verringerung des Kohlendioxidgehalts von 10 % in der Uratmosphäre auf den heutigen Wert von 0,03%. CO_2 -Moleküle besitzen die Eigenschaft, Sonnenstrahlung nahezu ungehindert durchzulassen, die langwellige Strahlung der Erdoberfläche aber teilweise zu absorbieren und zurückzustrahlen ("Treibhauseffekt"). Auf der Venus herrschen Temperaturen von $470^\circ C$, weil sich alles entgaste CO_2 in der Atmosphäre anreichern konnte. Ein Großteil des in die Erdatmosphäre ausgestoßenen CO_2 ist dagegen in den Sedimenten gespeichert bzw. im Ozean gelöst worden (siehe Tab. 1.3).

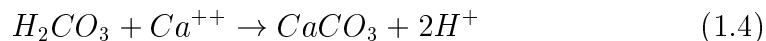
Für den im Vergleich zu anderen Planeten einmaligen Vorgang der CO_2 -Speicherung auf der Erde waren die Ozeane und das darin entstandene Leben die Ursache. Das CO_2 kann sich im Meerwasser lösen:

Tabelle 1.3:

	Kohlenstoffmenge in relativen Einheiten
Biosphäre Ozean	1
Land	1
Atmosphäre (CO_2)	70
fossile Brennstoffe	800
Ozean (gelöstes CO_2)	4000
Schiefergestein	800 000
Karbonatgestein	2 000 000



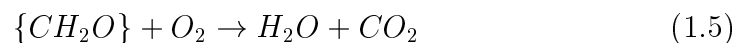
Zusammen mit metallischen Ionen (Kalzium, Magnesium) entstehen Karbonate. Die dabei ablaufenden Ionenaustauschreaktionen lassen sich in folgender Bilanzgleichung zusammenfassen:



Kalziumkarbonat ($CaCO_3$) setzt sich als Kalkgestein ab oder ist der Grundstoff für Kalkschalen bestimmter Meeresorganismen (z. B. Foraminifera). Diese werden dann nach dem Absterben als Sedimente in das Kalkgestein der Erdkruste eingebaut, wo man heute häufig fossile Reste findet.

Die in (1.4) freigesetzten H^+ -Ionen reagieren mit einem Sauerstoffatom zu Wasser. Das Sauerstoffatom stammt aus den Metalloxiden der Erdkruste, die auf diese Weise wieder Luftsauerstoff aufnehmen können. Durch die Bildung von Karbonaten geht somit der Atmosphäre Sauerstoff verloren, der aber bei Auflösung dieser Karbonate wieder freigesetzt wird. Karbonatproduzierende Meereslebewesen wie Foraminifera können also die Sauerstoff- und Kohlendioxidmenge der Atmosphäre regulieren.

Eine weitere Möglichkeit für die CO_2 -Speicherung ist die Photosynthesereaktion (1.2). Immer wenn ein O_2 -Molekül produziert wird, entsteht gleichzeitig ein organisches Molekül, in dem ein C-Atom gebunden ist. Die meisten der C-Atome werden allerdings durch die Atmung der Pflanzen und die Verrottung von organischem Material erneut oxidiert:



Ein Teil der abgestorbenen organischen Substanz geht jedoch diesem Kreislauf durch Konservierung unter Luftabschluß verloren (ungefähr eines von 3×10^4 C-Atomen). Die größte Menge davon ist fein verteilt, nur etwa $1^0/_{00}$ liegt in Form abbauwürdiger Kohle-, Erdöl- und Erdgaslagerstätten vor.

Die Verbrennung der fossilen Brennstoffe vernichtet jedes Jahr das Produkt von 1000 Jahren Photosynthese. Die Photosynthese gibt es aber glücklicherweise schon seit einigen hundert Millionen Jahren. Der größte Teil der organischen Kohlenstoffmenge in der Lithosphäre ist schon, wie erwähnt, in, für die anthropogene Nutzung, zu verdünnter Form gespeichert. Die Verbrennung stellt also für den atmosphärischen Sauerstoffhaushalt kein Problem dar. Das freigesetzte Kohlendioxid kann dagegen durchaus zu Konsequenzen führen. Langjährige Meßreihen zeigen einen ständigen Anstieg der atmosphärischen CO_2 -Konzentration auf mittlerweile über 350 ppm (englisch: parts per million). Mit Hilfe von CO_2 -Analysen der Gaseinschlüsse in Eisbohrkernen aus der Antarktis konnte der CO_2 -Anteil im Jahr 1750, vor Beginn der Industrialisierung, bestimmt werden. Er betrug damals nur 280 ppm. Die Zunahme entsteht durch die Störung des Gleichgewichts zwischen Quellen und Senken im CO_2 -Kreislauf. Abbildung 1.5 zeigt die Messungen am Mauna Loa auf Hawaii. Dem langjährigen Trend ist eine jahreszeitliche Variation überlagert. Während der Sommermonate sinkt durch die höhere Photosynthese-Aktivität die CO_2 -Konzentration und steigt dann den Winter über bis zu einem Maximum im Frühjahr wieder an. Diese Schwankungen sind auf der Südhalbkugel wegen der geringeren Landmasse kleiner.

Zwischen Atmosphäre, Biosphäre, Ozeanen und Gesteinen gibt es einen ständigen Austausch von CO_2 . Ein gutes Beispiel für die Wirkung des früher beschriebenen gekoppelten Systems. In diesem CO_2 -Kreislauf werden jedes Jahr beträchtliche Mengen umgesetzt (vereinfachte Darstellung siehe Abbildung 1.6).

1.4 Weitere atmosphärische Bestandteile

Ein kleiner Teil (ungefähr 20%) des in die Atmosphäre entgasten **Stickstoffs** wurde in den Nitraten im Erdboden gebunden. Dies geschah durch Ionenaustauschreaktionen ähnlich wie in (2.5) und Mikroorganismen im Boden, die den Stickstoff binden. Da jedoch Stickstoff ein chemisch inertes (nur wenig mit anderen Substanzen reagierendes) Gas ist, und außerdem eine geringe Wasserlöslichkeit besitzt (etwa $1/_{70}$ des Kohlendioxids), blieb der größte Teil des von Vulkanen freigesetzten Stickstoffs in der Atmosphäre. Nach dem fast vollständigen Verschwinden von CO_2 und Wasserdampf wurde schließ-

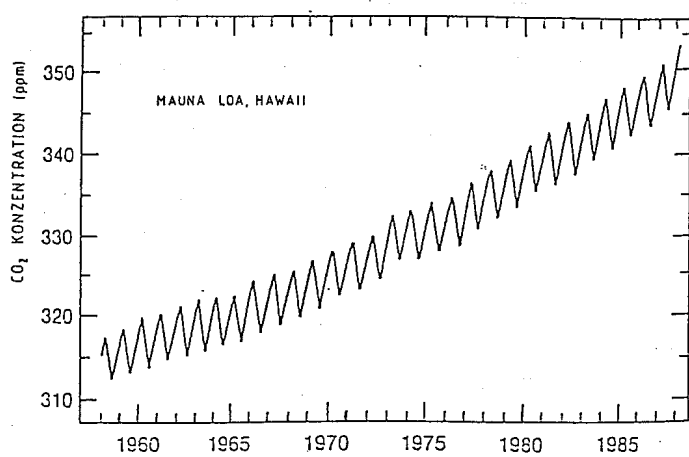


Abbildung 1.5: CO₂ Konzentration (ppm) Messung auf dem Mauna Loa, Hawaii

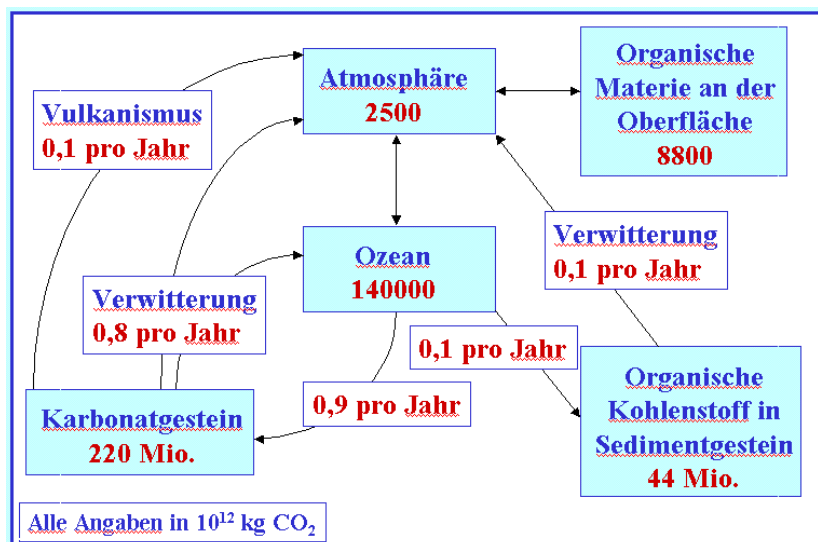


Abbildung 1.6: CO₂ Austausch zwischen den gekoppelten Systemen

lich Stickstoff das Gas mit dem größten Volumenanteil in der Luft.

Schwefel und **Schwefelverbindungen** (H₂S, SO₂) von Vulkanausbrüchen werden schnell zu Sulfaten (SO₄²⁻) oxidiert und in Wolkentröpfchen gelöst, wodurch eine verdünnte Schwefelsäurelösung entsteht. Auch den “Sauren Regen” in der Abgasfahne von großen Industriezentren erklärt man sich durch

die bei der Verbrennung von Kohle und Öl freigesetzten schwefelhaltigen Verbindungen. Nach dem Abregnen werden die Sulfationen durch die Reaktion mit Metallionen im Boden gebunden. Eine weitere Schwefelverbindung wird später noch für die Erklärung der Niederschlagsbildung wichtig werden, nämlich das aus Schwefeldioxid und Ammoniak entstehende Ammoniumsulfat.

Ähnlich wie die Schwefelverbindungen sind noch zahlreiche weitere Gase in nur geringer Konzentration vorhanden (**ppm-Gase** oder **Spurengase**). Manche (CH_4 , N_2O und auch H_2O) haben aber wie das CO_2 großen Einfluß auf die "Treibhauswirkung" der Atmosphäre, so daß bereits geringe Konzentrationsänderungen das Gleichgewicht Atmosphäre - Biosphäre - Hydrosphäre stören können.

Beim Vergleich der Volumenanteile in Tab. 1.1 steht **Argon** mit 0,93% in trockener Luft an dritter Stelle. 99,7% davon bestehen aus dem Argon-Isotop mit der Massenzahl 40, welches durch radioaktiven Zerfall des im Erdmantel enthaltenen Kalium-40 im Laufe der Erdgeschichte gebildet wurde. Auch das Helium stammt überwiegend aus radioaktiven Zerfällen.

1.5 Bestandteile mit variabler Konzentration: Wasserdampf und Ozon

Im Gegensatz zu den anderen in Tab. 1.1 aufgeführten Gasen sind die Konzentrationen von Wasserdampf und Ozon sowohl räumlich als auch zeitlich stark variabel. Obwohl beides Spurengase sind, haben sie doch große Bedeutung auf Grund ihrer Wirkung auf die langwellige Ausstrahlung der Erde bzw. die kurzwellige Sonnenstrahlung. Durch Verdunstung (Energieverbrauch) und Kondensation (Energiefreisetzung) von Wasserdampf wird außerdem der Energiekreislauf der Atmosphäre entscheidend beeinflusst (Transport von latenter Wärme).

Die Hauptquelle für den Wasserdampf ist die Verdunstung an der Erdoberfläche (besonders über den tropischen Ozeanen), die größte Senke die Kondensation in den Wolken. Die Konzentration erreicht mit bis zu 4% Anteil am Gesamtvolumen ihr Maximum in den untersten Luftschichten. Mit zunehmender Höhe erfolgt jedoch wegen der niedrigen Temperaturen eine starke Abnahme. Über 10 km Höhe sind nur noch Bruchteile der Menge in Bodennähe vorhanden. Die typische "Lebensdauer" eines Wasserdampfmoleküls in der Atmosphäre beträgt etwa eine Woche. In dieser Zeit wird der gesamte atmosphärische Wasserdampf in einem hydrologischen Kreislauf einmal umgewälzt.

Ozon entsteht durch photochemische Reaktionen in einer Schicht zwischen 20 und 60 km Höhe. In geringeren Mengen bildet sich das sehr reaktive, giftige Gas auch in Bodennähe. Günstige Bedingungen hierfür herrschen in einer mit Kohlenwasserstoffen (u. a. aus Autoabgasen) angereicherten Luft, mit intensiver Sonnenstrahlung. Der Abbau des Ozons geht in verschmutzter Luft mit vielen Reaktionspartnern wesentlich schneller als in Reinluftgebieten. In Höhen von 10 bis 25 km herrscht ein chemisches Gleichgewicht zwischen Produktion und Abbau des Ozons bei einer stark höhenabhängigen Lebensdauer der Moleküle (Minuten bis Monate). Über einen längeren Zeitraum hinweg beobachtet man einen leichten abwärts gerichteten Ozonfluß von der Quelle in der Höhe hin zu den Senken in Bodennähe (Pflanzen, Gewässer).

1.6 Höhenabhängigkeit von Luftdruck und Luftdichte

Die Änderung von Druck und Dichte mit der Höhe ist wesentlich größer als die Schwankung dieser Größen im zeitlichen Verlauf an einem bestimmten Ort. 300 m Höhenänderung entsprechen dem Druckunterschied zwischen Hochdruck- und Tiefdruckgebiet. Mittelt man die Meßwerte von verschiedenen Orten zeitlich, so bleibt nur noch die Höhenabhängigkeit übrig. Diese Mittelwerte definieren die Standardatmosphäre (siehe Abbildung 1.7). Bis zu einer Höhe von 100 km ergibt es sich, daß der Logarithmus des Luftdrucks p mit zunehmender Höhe z linear abnimmt, d. h.

$$\ln p(z) = \ln p(0) - z/H \quad (1.6)$$

Die Gleichung kann auch folgendermaßen geschrieben werden:

$$p(z) = p(0)\exp(-z/H) \quad (1.7)$$

H ist eine Konstante und wird "Skalenhöhe" der Atmosphäre genannt. In der Höhe $z = H$ beträgt der Druck ungefähr 37% ($\exp(-1) \approx 0.37$) des Wertes in Meereshöhe bei $z = 0$. Für den mittleren Druck in Meereshöhe $p(0)$ wurden 1013,25 hPa (Hektopascal; 1 hPa = 100 Pa) errechnet. Ein Druck von 1 Pa entsteht, wenn auf eine Fläche von 1 m² die Kraft von 1 N (Newton) wirkt. In der meteorologischen Literatur wird oft noch das Millibar verwendet (1000 mbar = 1 bar; Bar war die alte Druckeinheit). Die Umrechnung ist jedoch einfach: 1 mbar = 1 hPa.

Die Abnahme der Dichte mit der Höhe erfolgt nach fast dem gleichen linearen Zusammenhang (siehe Abbildung 1.7), so daß wieder die Konstante

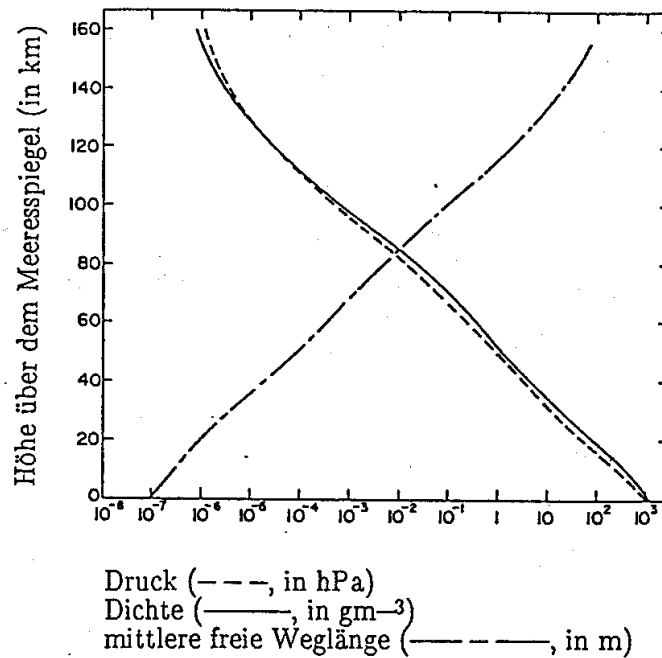


Abbildung 1.7: Höhenabhängigkeit von Druck, Dichte und mittleren freien Weglänge

H als Maß für die Geschwindigkeit der exponentiellen Abnahme auftaucht:

$$\rho(z) \approx \rho(0) \exp(-z/H) \quad (1.8)$$

Aus der Steigung der Kurve in Abbildung 1.7 ergibt sich für H ungefähr 7 km. Auch sieht man, daß sich die Hälfte der Atmosphärenmasse unterhalb des 500 hPa-Niveaus befindet (im Mittel liegt dieses in einer Höhe von 5,5 km, weniger als $1/1000$ des Erdradius'). In 30 km Höhe hat man dann schon 99% der Atmosphärenmasse unter sich.

1.7 Höhenabhängigkeit der Zusammensetzung der Atmosphäre

Die Zusammensetzung des Gasmisches Luft in verschiedenen Höhen ist, weit entfernt von Quellen oder Senken, davon abhängig, welcher von den folgenden zwei physikalischen Vorgängen den größeren Einfluß hat: molekulare Diffusion oder Durchmischung auf Grund von Gasströmungen.

Die Diffusion entsteht durch die ständigen, rein zufälligen Molekülbewegungen im Erdschwerefeld. Weil die Schwerkraft zur Erde hin zunimmt, sammeln sich die schwereren Bestandteile des Gasgemisches hier an, d. h. die mittlere Masse nimmt mit der Höhe allmählich ab. Die einzelnen Gaskomponenten können unabhängig voneinander betrachtet werden. Die Dichte jedes Gases verringert sich exponentiell, aber mit unterschiedlichen Skalenhöhen H . Je schwerer das Gas, desto kleiner ist H . In großen Höhen sind also die leichtesten Gase (Wasserstoff und Helium) angereichert.

Die molekulare Diffusion gewinnt an Bedeutung, wenn (i) die mittlere Geschwindigkeit der zufälligen Molekülbewegungen oder (ii) die mittlere freie Weglänge zwischen den Molekülzusammenstößen zunehmen. Der Einfluß der mittleren freien Weglänge läßt sich vielleicht mit folgender Analogie veranschaulichen: Am Nachmittag ist es wesentlich schwieriger, durch das Menschengewühl am Marienplatz "hindurch zu diffundieren" als am späten Abend, wenn die freie Weglänge zwischen zwei Zusammenstößen recht groß ist. In der Atmosphäre nimmt das "Gedränge" von unten nach oben ab.

In den untersten Luftschichten ist die mittlere freie Weglänge sehr klein (siehe Abbildung 1.7). Die Trennung der leichten von schweren Bestandteilen durch molekulare Diffusion geht deshalb nur sehr langsam. Weil aber der ständig stattfindende, viel schnellere turbulente Gasaustausch entstehende Dichteunterschiede sofort wieder ausgleicht, ergibt sich eine höhenunabhängige Gaszusammensetzung. Die mittlere freie Weglänge nimmt jedoch mit der Höhe stark zu (siehe Abbildung 1.7), so daß schließlich über 100 km Höhe die molekulare Diffusion bestimmend ist. Dieser Teil der Atmosphäre wird *Heterosphäre* genannt, das Übergangsniveau *Turbopause* und der Bereich darunter *Homosphäre*.

In der unteren Heterosphäre gibt es viele freie Sauerstoffatome, die durch die Photodissoziation des zweiatomigen Sauerstoffmoleküls entstehen. In größeren Höhen wächst der Anteil von leichteren Gasen an der Gesamtmasse der Luft immer mehr. Das recht schwere zweiatomige Stickstoffmolekül kommt in 500 km Höhe nur noch in Spuren vor; dominierend ist der atomare Sauerstoff. Über 1000 km dominieren dann die leichtesten Gase, wie Helium und Wasserstoff.

1.8 Entweichen der leichten Bestandteile

Über 500 km sind Molekülzusammenstöße wegen der großen mittleren freien Weglänge relativ selten. Unter diesen Bedingungen können einige der Moleküle, die sich zufällig gerade schnell bewegen, dem Schwerefeld der Erde entkommen und in den Weltraum entweichen. Die dazu nötige Fluchtge-

schwindigkeit ist für alle Moleküle gleich groß; sie hängt nur von der Höhe z ab. Damit ein Teilchen mit der Masse m entweichen kann, muß dessen kinetische Energie $\frac{1}{2}mv^2$ größer als das Gravitationspotential GMm/r sein. M steht für die Erdmasse, r für die Entfernung vom Erdmittelpunkt und G für die Gravitationskonstante. Als Fluchtgeschwindigkeit ergibt sich deshalb $V_f = \sqrt{2GM/r}$. In einer Höhe von 500 km über der Erdoberfläche beträgt $r = (6,37 + 0,5) \times 10^6$ m. In die Formel eingesetzt erhält man

$$V_f = \sqrt{[2 \times 6,67 \times 10^{-11} \times 5,97 \times 10^{24} / (6,87 \times 10^6)]}$$

oder ungefähr 11 km s^{-1} .

Die wahrscheinlichste der verschiedenen Geschwindigkeiten von mehreren Teilchen mit der Masse m ist

$$V_w = \sqrt{[2kT/m]} \quad (1.9)$$

mit k als Boltzmann-Konstante ($1,38 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$) und T als absoluter Temperatur. Die kinetische Energie $\frac{1}{2}mV_w^2$ hat also für alle Bestandteile den konstanten Wert kT , wobei sich die leichteren Moleküle mit einer höheren Durchschnittsgeschwindigkeit bewegen. Die Geschwindigkeiten einer Anzahl von Teilchen mit gleicher Masse sind um den wahrscheinlichsten Wert V_w statistisch verteilt. Nach der kinetischen Gastheorie haben 2% der Moleküle eine größere Geschwindigkeit als $2V_w$ und nur eines von 10^4 erreicht eine Geschwindigkeit größer als $3V_w$ (siehe Tab. 1.4).

Tabelle 1.4: Bruchteile der Gasmoleküle bei bestimmten Geschwindigkeiten V .

V	Bruchteil der Gasmoleküle mit mindestens
$1V_w$	0,5
$2V_w$	0,02
$3V_w$	10^{-4}
$4V_w$	10^{-6}
$6V_w$	10^{-20}
$10V_w$	10^{-50}
$15V_w$	10^{-90}

In der Erdatmosphäre herrschen in der unteren *Exosphäre* (500-1000 km), wo bestimmte Gase entweichen können, Temperaturen von 600 K. Nach (2.9) ergibt sich dann für ein Wasserstoffatom ($m = 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$) die wahrscheinlichste Geschwindigkeit von 3 km s^{-1} . Im statistischen Mittel befindet

sich unter einigen hunderttausend Atomen ein Atom mit einer Geschwindigkeit von mindestens 11 km s^{-1} . In erdgeschichtlichen Zeiträumen führt dieser Effekt zu einem völligen Verschwinden des Wasserstoffs aus der Atmosphäre. Geringe Mengen sind dennoch vorhanden, weil ständig neuer Wasserstoff produziert wird (z. B. durch Photodissoziation des Wassers). Die gleiche Rechnung liefert für atomaren Sauerstoff ($m = 16 \times 1,67 \times 10^{-27} \text{ kg}$ die wahrscheinlichste Geschwindigkeit von $V_w = 0,8 \text{ km s}^{-1}$. Somit erreicht nur eines von 10^{84} Atomen die Fluchtgeschwindigkeit. Die Wahrscheinlichkeit für das Entweichen von Sauerstoff ist also sehr klein und kann selbst für die Dauer der gesamten Erdgeschichte vernachlässigt werden.

1.9 Mittlere vertikale Temperaturverteilung

Den vertikalen Temperaturverlauf in der Standardatmosphäre zeigt Abbildung 1.8.

Obwohl die Temperaturen auch in höheren Atmosphärenschichten von der Jahreszeit und der geographischen Lage abhängen, lassen sich immer vier verschiedene Schichten unterscheiden: *Troposphäre*, *Stratosphäre*, *Mesosphäre* und *Thermosphäre*. Mit den jeweiligen Obergrenzen *Tropopause*, *Stratopause*, *Mesopause* und *Thermopause*, welche durch die Wendepunkte der Temperaturkurve festgelegt werden.

Die Troposphäre enthält mehr als 80% der Atmosphärenmasse und fast den gesamten Wasserdampf. Deshalb spielen sich auch alle Wettererscheinungen wie Wolken oder Niederschlag in der Troposphäre ab. Nur gelegentlich reichen große Gewitterwolken bis in die untere Stratosphäre.

Eine weitere Eigenschaft der Troposphäre ist der starke vertikale Luftaustausch. Es ist üblich, daß die Moleküle die ganze Troposphäre in ein paar Tagen durchqueren. In den Aufwindgebieten kräftiger Gewitterwolken dauert dies oft nur 10 Minuten.

Oberhalb der Tropopause beginnt die Temperatur mit der Höhe anzusteigen. Diese stabile Schichtung behindert den Luftaustausch zwischen Troposphäre und Stratosphäre. An der Tropopause beobachtet man deshalb eine markante Änderung bestimmter Spurengaskonzentrationen, z. B. die Abnahme von Wasserdampf, oder die Zunahme von Ozon. Eine weitere Folge ist die lange Verweilzeit des durch Vulkanausbrüche, Nuklearexplosionen oder Gewitterwolken in die Stratosphäre geschleuderten Materials. Hier wurden einige Jahre gemessen, im Gegensatz zu einigen Tagen bis Wochen in der Troposphäre. Deshalb bildet die Stratosphäre auch ein "Reservoir" für bestimmte luftverschmutzende Gase.

Bis zum Stratopausenniveau nimmt der Luftdruck von über 1000 hPa in

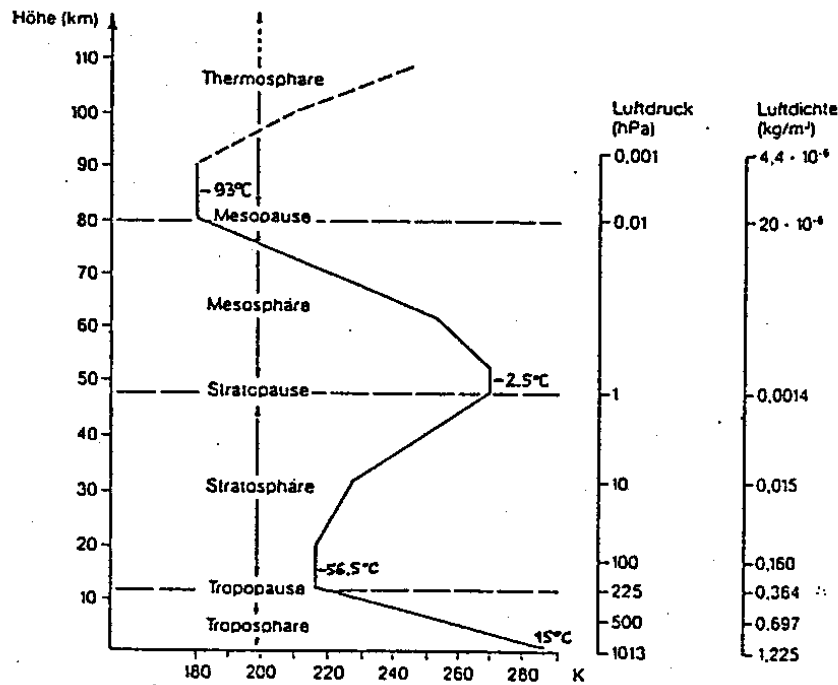


Abbildung 1.8: Vertikaler Temperaturverlauf in der Standardatmosphäre

Meereshöhe bis auf 1 hPa ab, d. h. 99,9% der Atmosphärenmasse befinden sich in der Troposphäre und Stratosphäre. Von der restlichen Masse enthält 99% die Mesosphäre und nur 1% die Thermosphäre.

In der Mesosphäre nimmt, wie in der Troposphäre, die Temperatur mit der Höhe so stark ab, daß Vertikalbewegungen nicht durch eine stabile Luftschichtung gebremst werden. Im Sommer ist über den Polargebieten die Hebung manchmal so groß, daß sogar dünne Wolken in der oberen Mesosphäre entstehen. Diese Wolken werden dann am Abend von der Sonne angestrahlt, wenn in Bodennähe bereits Dunkelheit herrscht ("nachleuchtende Wolken").

Oberhalb der Mesopause beginnt die bis in Höhen von mehreren hundert Kilometern reichende Thermosphäre. In ihr steigt die Temperatur je nach Sonnenaktivität auf 500 K bis 2000 K an. Die Thermopause liegt im Übergangsbereich zum isothermen Temperaturverlauf in noch größeren Höhen (siehe Abbildung 1.9).

Wegen der sehr geringen Luftdichte gibt es oberhalb der Mesopause viel weniger Molekülzusammenstöße. Die Luft ist deswegen nicht mehr in der Lage, Wärme an ein Thermometer oder den menschlichen Körper zu übert-

ragen. Trotz der hohen Temperaturen würde man sie nicht als heißempfinden. Die Temperaturwerte ergeben sich nur rechnerisch aus physikalischen Gesetzen (vgl. Abschnitt 2.11).

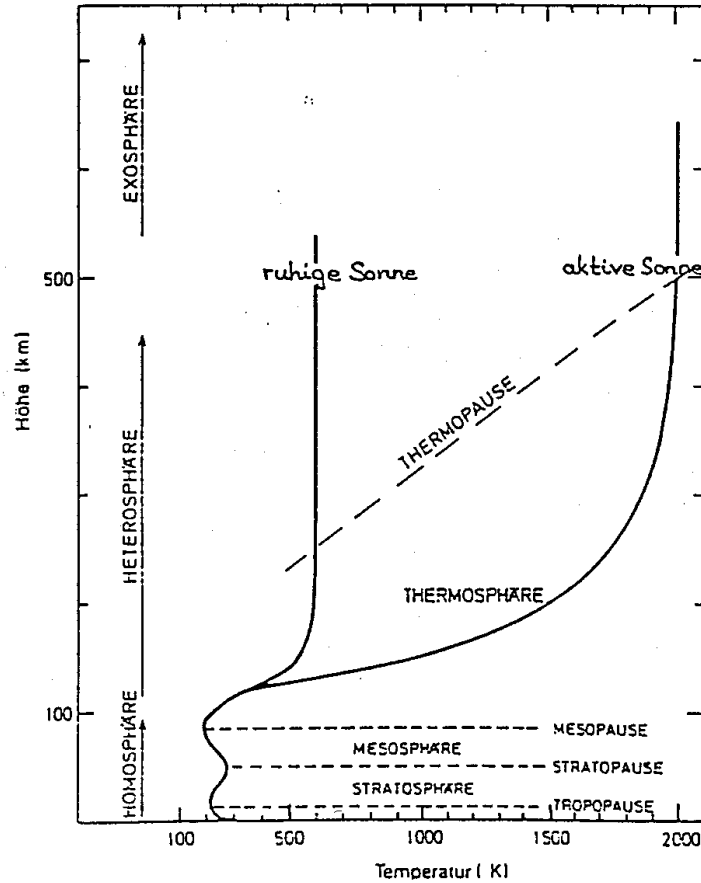


Abbildung 1.9: Vertikaler Temperaturverlauf bei aktiver und ruhiger Sonne

1.10 Breitenabhängige und zeitliche Temperaturschwankungen

Je nach Jahreszeit und geographischer Breite gibt es beträchtliche Abweichungen von den Mittelwerten (siehe Abbildung 1.10).

In der Troposphäre nimmt die Temperatur vom Äquator zu den Polen hin ab, wobei auf der Winterhalbkugel ein doppelt so großer Temperaturgradient

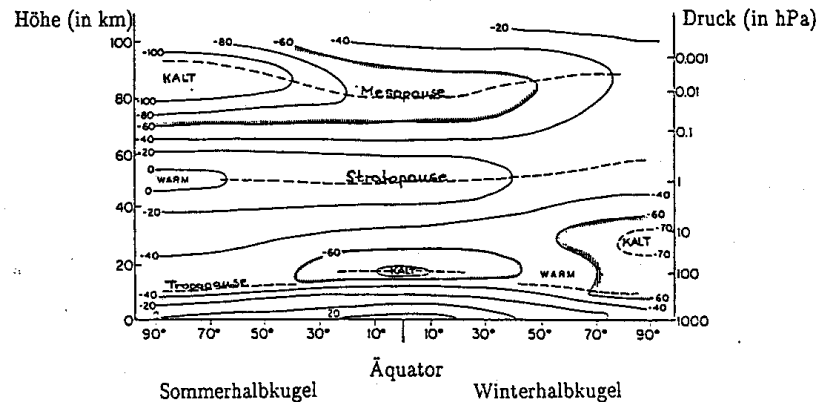


Abbildung 1.10: Meridionaler Querschnitt der Temperaturmittelwerte (in °C) zur Zeit der Sonnenwenden.

herrscht wie auf der Sommerhalbkugel. Ferner besteht zwischen der kalten tropischen und der warmen polaren Tropopause ein Höhenunterschied von mehreren Kilometern.

Die Temperaturverteilung in der unteren Stratosphäre ist recht kompliziert. So befindet sich auf der Winterhalbkugel zwischen den Kältegebieten am Äquator bzw. Pol ein wärmerer Bereich über den mittleren Breiten. Die Bildung von stratosphärischer Kaltluft in der Polarnacht wird aber gelegentlich unterbrochen. Während einiger Wochen im Hochwinter steigen dann die Temperaturen plötzlich um 70 K an („sudden warmings“).

Entlang der Stratopause sinkt die Temperatur kontinuierlich vom Sommerpol bis zum Winterpol. Die Erklärung dafür und auch für das genau umgekehrte Verhalten an der Mesopause wird noch nachgeliefert.

Abbildung 1.11 zeigt die Verhältnisse in der Troposphäre und unteren Stratosphäre etwas detaillierter. Auffällig ist der Tropopausenbruch in den mittleren Breiten, wo sich die zur warmen Subtropikluft gehörende hohe Tropopause mit der niedrigen Tropopause über der kalten Polarluft überlappt. Der Sprung liegt im Winter dann weiter südlich und ist (a) schärfer ausgeprägt als im Sommer (b) (siehe Abbildung 1.11).

In bestimmten Teilen der Atmosphäre beobachtet man nicht nur deutliche Jahresschwänge sondern auch große Tagesschwankungen der Temperaturen. Die größten Unterschiede treten mit einigen hundert Grad Differenz zwischen Tag und Nacht in der oberen Thermosphäre auf. Tägliche (wesentlich kleinere) Temperaturänderungen im Stratopausenniveau führen zu ausgleichenden

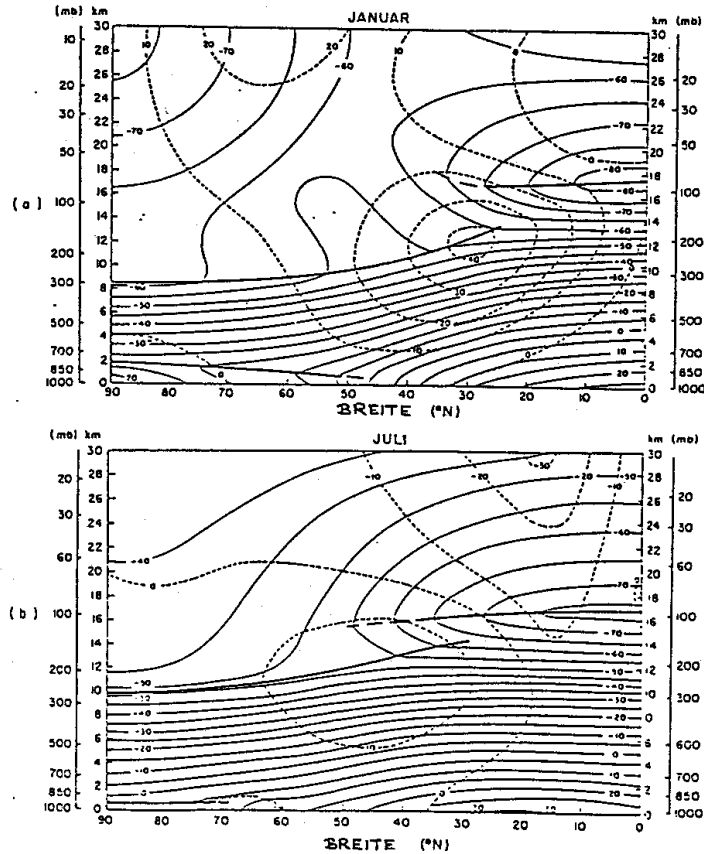


Abbildung 1.11: Meridionaler Querschnitt der Mittelwerte von Temperatur (—, in °C) und Windgeschwindigkeit (- - -, in m s^{-1}) auf der Nordhalbkugel; negative Windgeschwindigkeiten bedeuten Ostwind.

Luftbewegungen in der oberen Atmosphäre. Der dadurch entstehende wellenförmige Luftdrucktagesgang ist typisch für die Tropen. In den mittleren Breiten überdeckt meistens der Wechsel zwischen Hoch- und Tiefdruckgebieten diese regelmäßigen Schwingungen.

Die täglichen Temperaturschwankungen betragen in der mittleren und oberen Troposphäre oft weniger als 1 K. über den Kontinenten sind jedoch in den untersten Schichten 10 K die Regel, in Wüstengebieten sogar mehr als 20 K.

Der augenblickliche Zustand der Troposphäre wird immer von den in Abbildung 1.11 dargestellten Verhältnissen (Monatsmittel aller Meßwerte auf den einzelnen Breitenkreisen) abweichen. Oft konzentriert sich ein Großteil des Temperaturgradienten zwischen Äquator und Pol auf engstem Raum

in einer "Frontalzone". Die dabei auftretenden Wettererscheinungen kennt jeder Mitteleuropäer. Sie werden später noch genauer erklärt.

1.11 Großräumige Windsysteme in der Erdatmosphäre

Die mittlere vertikale Windverteilung zur Zeit der Sonnenwenden zeigt Abbildung 1.12.

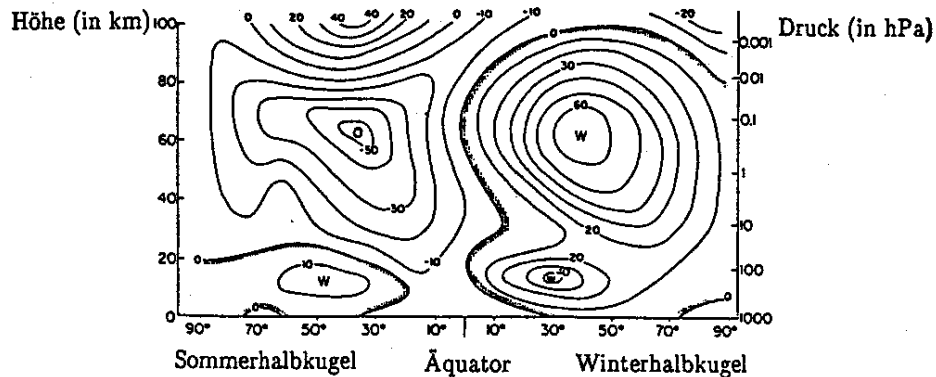


Abbildung 1.12: Mittlere Windverteilung zur Zeit der Sonnenwenden als Funktion der Breite

Hier sind die Mittelwerte der zonalen (West-Ost gerichteten) Windkomponente (in m s^{-1}) auf den einzelnen Breitenkreisen gegen die Höhe aufgetragen. Die meridionale (Süd-Nord gerichtete) Komponente ist im Mittel um eine Größenordnung kleiner als die zonale.

In der Atmosphäre gibt es mehrere Bereiche mit hohen Windgeschwindigkeiten. Die beiden Maxima in 10 km Höhe über den mittleren Breiten liegen nahe bei den Tropopausenbrüchen (siehe Abbildung 1.11). Im Winterhalbjahr ist der sogenannte Strahlstrom (jet stream) wegen des höheren horizontalen Temperaturgradienten am stärksten ausgeprägt. Wie noch gezeigt wird, beeinflusst diese Wechselwirkung auch die Entstehung von Tiefdruckgebieten und damit das Wetter der mittleren Breiten.

Die höchsten Windgeschwindigkeiten treten in den Starkwindbändern der unteren Mesosphäre auf. Zur Zeit der Wintersonnenwende beobachtet man über den mittleren Breiten in 60 km Höhe starken Westwind, während der Sommersonnenwende einen etwas schwächeren Ostwind. Die Windrichtung

wechselt im März bzw. Oktober auf Grund der Umkehrung des Temperaturgradienten zwischen Äquator und Pol (vgl. Abb. 1.10).

Gewisse Besonderheiten der mittleren vertikalen Windverteilung gehen nicht direkt aus Abbildung 1.12 hervor. So wird ein winterliches "sudden warming"-Ereignis von einer deutlichen Abschwächung der stratosphärischen Westwinde in hohen Breiten begleitet. Manchmal verschwinden sie in dieser Höhe vorübergehend sogar völlig. Derartige Windänderungen haben jedoch nur geringen Einfluß auf die Windverteilung in der Troposphäre.

In den Tropen ändert der mittlere zonale Wind in der höheren Atmosphäre jedes halbe Jahr die Richtung (siehe Abbildung 1.13). Weiter unten findet der Windrichtungswechsel dagegen nur ungefähr alle zwei Jahre statt (quasi-zweijährige Schwingung).

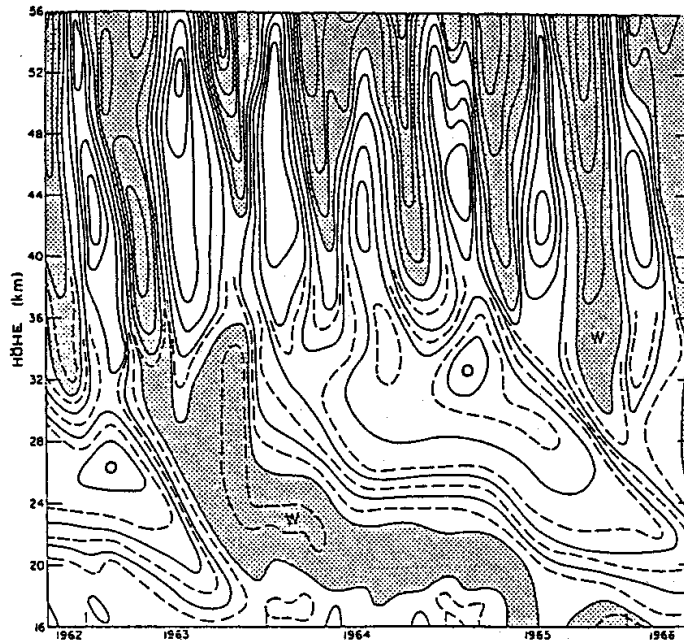


Abbildung 1.13: Zeitlicher Verlauf des zonalen Windes in den Vertikalen

Kapitel 2

Mechanisches über Gase

2.1 Vorbemerkungen

Beim Studium der Meteorologie beschäftigen wir uns mit der Physik der Atmosphäre. Da die Atmosphäre die Gashülle unseres Planeten Erde ist, liegt es nahe, sich zunächst mit der Natur der Gase vertraut zu machen.

Das geschieht am besten im Rahmen der *Thermodynamik*, die sich mit dem thermischen Verhalten von Materie beschäftigt: Aufbau und Struktur von Materie und deren Änderungen bei physikalischen Vorgängen sind von der Temperatur abhängig. Die *phänomenologische* Betrachtung beschränkt sich im wesentlichen auf die Untersuchung der temperaturabhängigen Veränderung von Form, Dichte und Zustandsform der Stoffe (fest, flüssig und gasförmig), ohne Vorgänge im Inneren der Stoffe zu berücksichtigen. Die physikalische Größe Temperatur wird dann experimentell zum Beispiel über die Formänderung (Volumenausdehnung) definiert.

Bei der *atomaren Betrachtungsweise der kinetischen Gas- und Wärmetheorie*, die wir in diesem Kapitel in den Vordergrund stellen wollen, werden Änderungen von Temperatur und Zustandsformen mit Energieänderungen erklärt, die auf das Verhalten der einzelnen, am Aufbau der Stoffe beteiligten Moleküle zurückzuführen sind. Die physikalischen Größen Druck, Temperatur, Wärme und Entropie können dann anschaulich gedeutet werden.

In dieser Theorie werden Gase als *Vielteilchensysteme* (das sind Kollektive aus zahlreichen, voneinander unterscheidbaren Molekülen) aufgefaßt und ihre thermischen Eigenschaften aus den mechanischen Bewegungen der einzelnen Moleküle abgeleitet. Bei dieser Gelegenheit erinnern wir an einige wichtige Begriffe und Prinzipien der Physik, die Ihnen schon im Schulunterricht begegnet sind, und geben gleichzeitig einen kurzen und anschaulichen Überblick über für uns wichtige Aspekte der Thermodynamik der Gase.

Die mikrophysikalische Betrachtungsweise ist von großem Nutzen im Zusammenhang mit meteorologischen Messungen und wolkenphysikalischen Prozessen. Auch lassen sich bei atmosphärischen Vorgängen wichtige Zustandsänderungen und die damit verbundenen Auswirkungen auf die Temperatur, den Druck oder das Volumen anschaulich begreifen.

Mit einfachen mikrophysikalischen Überlegungen gelingt schließlich die anschauliche Einführung der physikalischen Größen Wärme, Volumenarbeit und Innere Energie und damit des 1. Hauptsatzes der Thermodynamik, der in der gesamten Meteorologie von fundamentaler Bedeutung ist.

Die folgenden, bewußt qualitativ gehaltenen Überlegungen zu den Eigenschaften von Gasen sollen die in späteren Kapiteln durchgeführte mathematische Ableitung physikalischer Gesetzmäßigkeiten motivieren und durch anschauliche Beispiele unterstützen. Um einer konkreten Vorstellung der Natur der Gase näher zu kommen, erinnern wir zunächst an einige, in unserem Kontext wichtige Befunde der Naturwissenschaften. Es ist das Ziel, eine Idee der grundsätzlichen Strukturen von Gasen als Vielteilchensysteme entstehen zu lassen.

2.2 Das Gas als Vielteilchensystem

Bereits vor mehr als 2000 Jahren gingen die griechischen Naturphilosophen Leukipp und Demokrit davon aus, daß die verschiedenen Stoffe und ihre festen, flüssigen oder gasförmigen Zustandsformen (auch *Aggregatzustände* oder *Phasen* genannt) aus kleinsten, unteilbaren “Atomen” bestehen. Diese Atome sind nach Leukipp und Demokrit zwar unterschiedlicher Gestalt und Größe, bestehen aber sonst aus demselben “Urstoff” und besitzen keine innere Struktur. Die Zustandsformen der Stoffe unterscheiden sich vor allem durch die unterschiedlich dichte Lagerung der am Aufbau beteiligten Atome: In festen Körpern sind die Atome mehr oder weniger dicht gelagert und miteinander “verhakt”, in flüssigen und gasförmigen Stoffen gibt es größere Zwischenräume zwischen den Atomen, und die Atome selbst sind in dauernder Bewegung.

Trotz zahlreicher physikalischer Befunde, die auf den atomaren Aufbau von Materie hindeuteten, lehnten noch vor 100 Jahren namhafte Physiker die Atomvorstellung als “zwecklose Spekulation” ab. Erst die jüngere Forschung konnte den Beweis erbringen, daß alle Stoffe tatsächlich aus Atomen oder Molekülen, die sich aus einzelnen Atomen zusammensetzen, aufgebaut sind. Da die einzelnen Moleküle nur Durchmesser von etwa 1 bis 5×10^{-10} m haben, können sie von uns, allein mit Hilfe unserer Sinnesorgane, nicht wahrgenommen werden. Erst mit dem 1937 entwickelten Feldelektronenmi-

kroskop konnten Atome in millionenfacher Vergrößerung direkt beobachtet werden.

Für unsere Zwecke ist die einfache Atomvorstellung der beiden griechischen Philosophen fast ausreichend. Nur die Vorstellung, daß die Atome einer Substanz miteinander verhakt sind ersetzen wir durch die Vorstellung, daß zwischen den Atomen (und Molekülen) *anziehende* elektrische Kräfte wirken (*Molekularkräfte*), die mit zunehmendem Abstand voneinander rasch abnehmen: Dabei sind die *Bindungskräfte* zwischen den Atomen eines Moleküls etwa 10 bis 100 mal stärker als jene Molekularkräfte zwischen verschiedenen Molekülen, die man *Van-der-Waals-Kräfte* nennt. Die sogenannte *Wirkungssphäre*, die jedes Molekül umgibt, hat einen typischen Radius von nur 10^{-9} m.

Von großer Bedeutung für unsere weiteren Überlegungen ist die Tatsache, daß die Atome und Moleküle aller Stoffe in ständiger Bewegung sind. In einem Gas kann diese *Molekularbewegung* mit einem einfachen Mikroskop (indirekt) beobachtet werden: Kleine, mikroskopisch gerade noch sichtbare Teilchen wie etwa Rauchpartikel beschreiben innerhalb des Gases eine völlig regellose Zickzackbewegung (Abbildung 2.1). Der englische Botaniker

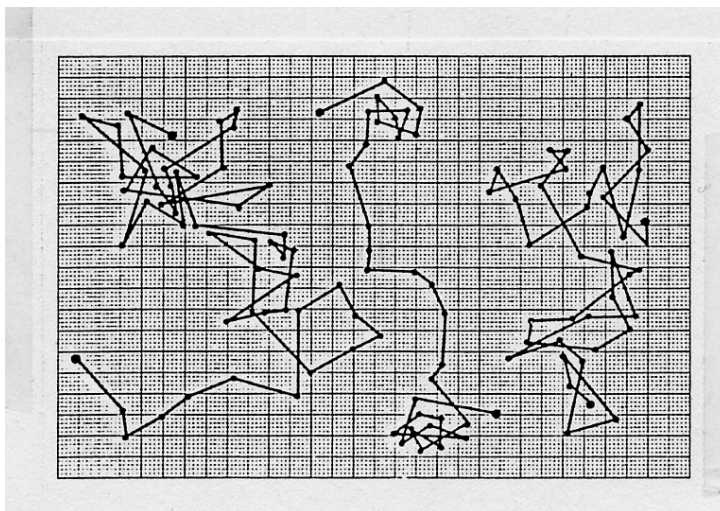


Abbildung 2.1: Brownsche Bewegung von drei Teilchen in einer Rauchkammer. Die eingezeichneten Punkte markieren die Orte, an denen sich die Teilchen nach gleichen Zeitabschnitten befanden.

Brown hat bereits 1827 diese Bewegungsform entdeckt, ohne jedoch die Ursache dafür angeben zu können. Nach Brown heißt sie *Brownsche Bewegung*. Eine Erklärung für dieses Phänomen wurde erst 1905 von Einstein gegeben: Die beobachtete Zickzackbewegung wird hervorgerufen durch die zahlreichen

unsichtbaren Gasmoleküle, die von allen Seiten völlig unregelmäßig auf ein im Gas schwebendes Rauchpartikel stoßen. Das kleine Rauchpartikel hat eine sehr geringe Masse und bewegt sich deshalb in jene Richtung, in welche die momentan resultierende Kraft gerichtet ist. Somit kann die Brownsche Bewegung als Beweis für die Molekularbewegung gelten.

Die Tatsache, daß es die Brownsche Bewegung überhaupt gibt, läßt auf Kollisionen von Gasmolekülen auch untereinander schließen. Wegen der chaotischen Bewegungsvorgänge, die offensichtlich in einem Gas herrschen, kann man eine Kollision zwischen zwei Gasmolekülen als *Zufallsprozeß* auffassen: Das Ereignis "Kollision von zwei Gasmolekülen" ist mit einer gewissen *Wahrscheinlichkeit* behaftet. Diese *zufälligen* Molekülkollisionen sind Ergebnis und Ursache der unregelmäßigen Bewegungsvorgänge in einem Gas.

Nach der atomaren Auffassung sind die Moleküle und Atome *aller* Stoffe in Bewegung, unabhängig davon, ob ihr Aggregatzustand fest, flüssig oder gasförmig ist. Allein die Existenz der drei verschiedenen Zustandsformen deutet darauf hin, daß Materie ein *dynamisches System* sein muß, in dem *kinetische Energie* bewegter Teilchen mit deren *potentieller Energie*, die durch den Abstand der Teilchen zueinander bestimmt ist, konkurriert.

Bei Festkörpern führen die Atome nur geringe Schwingungsbewegungen um bestimmte Gleichgewichtslagen aus, die in stoffspezifischen Raumgittern (Kristallgittern) angeordnet sind. Abbildungen eines Kristalls mit einem Feldelektronenmikroskop werden deshalb bei längeren Belichtungszeiten unscharf. Diese festen, geordneten Bindungsstellen fehlen bei Flüssigkeiten und Gasen, die sich nur durch die Packungsdichte ihrer Bestandteile voneinander unterscheiden (Abbildung 2.2).

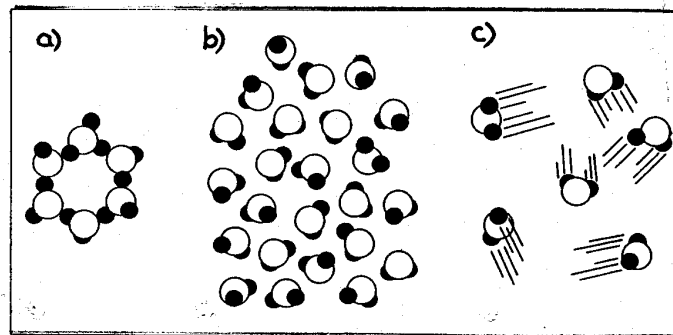


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Aggregatzustände von Wasser: a) fest, b) flüssig, c) gasförmig.

Die mittlere Verteilung der Gasmoleküle im Raum läßt sich charakterisie-

ren durch die statistische Größe *mittlerer Molekülabstand*. (Die individuellen Abstände zwischen zwei Molekülen streuen um diesen Mittelwert, und möglicherweise existiert kein einziger individueller Abstand, der diesen Mittelwert annimmt.) Den mittleren Abstand können wir einfach bestimmen, wenn wir wissen, wie viele Moleküle eine bestimmte Stoffmenge eines Gases aufbauen und welches Volumen sie einnehmen.

Als Stoffmenge wurde von Chemikern aus rein praktischen Erwägungen heraus die individuelle Masseneinheit *Mol* (als Einheit: mol) in die Naturwissenschaften eingeführt. Es hat sich gezeigt, daß *jeder* Stoff der Menge 1 mol *immer* genau $6,022 \times 10^{23}$ Atome oder Moleküle enthält, und zwar unabhängig von physikalischen Bedingungen (wie Druck, Volumen, Temperatur oder Aggregatzustand) oder seiner chemischen Beschaffenheit (Man nennt diese Zahl auch *Avogadro-Konstante*). Ein einfaches Beispiel soll verdeutlichen, wie riesig diese Teilchenzahl ist: Ein Zählmaschine, die pro Sekunde 1 Million Moleküle erfassen könnte, bräuchte 20 Milliarden Jahre, um die Moleküle von 1 Kilomol (1 kmol = 1000 mol) eines Stoffes zu zählen!

Wenn man weiß, daß die rund 6×10^{26} Moleküle eines Kilomols trockener Luft unter *Normalbedingungen* (das heißt bei einem Druck von 1013 Hektopascal (hPa) und einer Temperatur von 0°C) ein Volumen von genau 22,4 m³ einnehmen, läßt sich ein durchschnittlicher Abstand der Moleküle in Bodennähe angeben: Auf ein einzelnes Molekül entfällt dann ein Raumanteil von $22,4/6 \times 10^{26} \text{ m}^3$ mit einem Durchmesser von $35 \times 10^{-10} \text{ m}$. Unter typischen atmosphärischen Bedingungen haben die Gasmoleküle der Luft also einen, relativ zu ihrem Durchmesser, großen *mittleren* Abstand voneinander, und wir dürfen deshalb als gute Näherung annehmen, daß anziehende Kräfte, wie sie zwischen den enger gepackten Molekülen von Festkörpern oder Flüssigkeiten wirken, bei Gasen nicht oder kaum wirksam sind. Zwischen zwei Kollisionen werden sich die Gasteilchen also von Molekularkräften nahezu unbeeinflusst bewegen können.

Zusammenfassend stellen wir fest, daß mit Hilfe des Atombegriffs, der Brownschen Bewegung, der Avogadro-Konstante und einer einfachen statistischen Überlegung (mit der Mittelung über ein Teilchenkollektiv charakterisierten wir die mittlere Verteilung der Teilchen) der grundsätzliche Aufbau eines (realen) Gases abgeleitet werden konnte: Ein Gasvolumen ist ein *Vielteilchensystem*, bei dem sich eine immense Zahl von Gasmolekülen völlig ungeordnet im Raum bewegt. Charakteristisch für die chaotischen Bewegungsvorgänge sind die zufälligen Molekülkollisionen. Das Gesamtvolumen aller Moleküle ist klein im Vergleich zum von ihnen eingenommenen Volumen, das bedeutet, daß der vom Gas eingenommene Raum relativ "leer" ist. Zwischen zwei Kollisionen bewegt sich ein Gasteilchen deshalb nahezu unbeeinflusst von Molekularkräften.

2.3 Thermodynamische Systeme

Im folgenden wollen wir zwei Bereiche deutlich voneinander unterscheiden: den *mikroskopischen* Bereich von eher atomaren Dimensionen, und den *makroskopischen* Bereich, der wesentlich grösser ist im Vergleich zur Grösse von Atomen oder Molekülen. Bevor wir uns etwas genauer mit den mikrophysikalischen Bewegungsvorgängen und ihrer Bedeutung für ein makroskopisches Gasvolumen befassen, zuerst einige grundsätzliche Erläuterungen zum Begriff “System”.

Unter einem *physikalischen System* verstehen wir eine beliebige Menge von Materie, die physikalische Veränderungen erfährt und mit der *Umgebung*, die nicht zum System gehört, “irgendwie” in Wechselwirkung stehen kann (Abbildung 2.3). Je nachdem, ob ein System Energie und/oder Masse mit seiner Umgebung austauscht, spricht man von einem *offenen* System (Energie und Masse können ausgetauscht werden), von einem *geschlossenen System* (Masse kann *nicht* ausgetauscht werden und ist deshalb eine *Erhaltungsgröße*) oder von einem *isolierten* (oder *abgeschlossenen*) *System* (*weder* Energie *noch* Masse können ausgetauscht werden, Energie und Masse sind Erhaltungsgrößen).

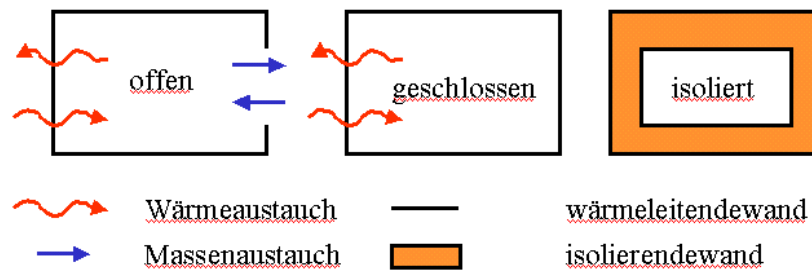


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung von physikalischen Systemen, die auf verschiedene Weise mit ihrer Umgebung wechselwirken.

Um den *mikroskopischen Zustand* (*Mikrozustand*) eines Vielteilchensystems zu erfassen, wäre es notwendig, das Verhalten jedes einzelnen Moleküls mit Hilfe der Gesetze der Mechanik zu beschreiben, wobei die *typische Längenskala* dann von atomarer Größenordnung ist. Das ist aber praktisch undurchführbar!

Meistens interessieren wir uns für den *makroskopischen Zustand* (*Makrozustand*) eines Vielteilchensystems, und Details von atomarer Größenordnung werden unwichtig. Jedem makroskopischen System lassen sich dann *physikalische Größen* (*makroskopische Parameter*) wie Druck, Temperatur, Masse,

Geschwindigkeit, Energie u.a. zuordnen. Ändern sich diese Größen *nicht* mit der Zeit, nennt man sie *Zustandsgrößen*, weil sie den physikalischen (*Makro*-) Zustand des Systems *im Gleichgewicht* beschreiben. (Wie makroskopisches Gleichgewicht zu verstehen ist, wird im Abschnitt 2.5 erläutert).

Die *einfachen Zustandsgrößen* eines Gases, die durch makroskopische Messungen direkt bestimmt werden können, sind das Volumen, der Druck und die Temperatur. (Mit dem funktionalen Zusammenhang zwischen den Zustandsgrößen, der mit einer *Zustandsgleichung* dargestellt wird, beschäftigen wir uns in späteren Kapiteln.) In einem *homogenen* System ist der Wert einer Zustandsgröße vom Ort im System unabhängig. Ändert sich der Wert der Zustandsgröße räumlich, nennt man das System *inhomogen*. Physikalische Größen, die von der Masse m abhängig sind, nennt man *extensiv* (zum Beispiel die Teilchenzahl N oder das Gasvolumen V), *intensiv* Größen sind massenunabhängig (zum Beispiel die Temperatur T oder der Druck p). Abbildung 2.4 verdeutlicht diese Zusammenhänge: Befinden sich zwei voneinander isolierte, homogene Gasvolumina im selben Zustand, nehmen die Zustandsgrößen an jedem beliebigen Ort in jedem der Systeme dieselben Werte an. Wurden nun beide Volumina zu einem homogenen Gasvolumen vereinigt, addieren sich die extensiven Zustandsgrößen zu neuen Zustandsgrößen, während die intensiven Zustandsgrößen ihre Werte beibehalten.

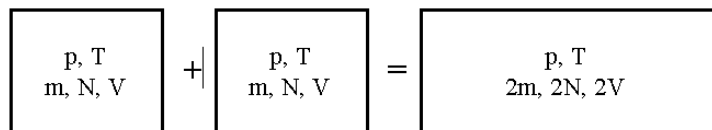


Abbildung 2.4: Mischung zweier gleicher Gasvolumina.

Die Zustandsgrößen beschreiben also den Makrozustand von Vielteilchensystemen und sind deshalb das Resultat des Zusammenwirkens einer riesigen Anzahl von Molekülen. Um makrophysikalische Erscheinungen eines Gases wie Druck, Wärme oder Volumenausdehnung mit Hilfe seiner Mikrozustände anschaulich erklären zu können, definieren wir im nächsten Abschnitt ein einatomiges “ideales Gas”, das modellhaft für das reale Gas(gemisch), “trockene Luft”, stehen soll.

2.4 Das einatomige ideale Gas

Unsere inzwischen sehr konkreten Vorstellungen von der Struktur realer Gase lassen sich zu einem *konzeptionellen Modell* zusammenfassen, das wir “ein-

atomiges ideales Gas" nennen. Dieses Modellgas soll aus einer großen Anzahl gleichartiger, einatomiger (d. h. kugelförmiger) Gasmoleküle gleicher Masse bestehen, die folgende Grundannahmen erfüllen müssen (Abbildung 2.5):

1. Das Volumen der Moleküle ist im Vergleich zu ihren gegenseitigen Abständen verschwindend klein.
2. Die Moleküle üben, außer im Augenblick der Kollision, keine Kräfte aufeinander aus.
3. Der Stoß zwischen zwei Molekülen oder eines Moleküls mit der Gefäßwand gehorcht den Gesetzen des *vollelastischen Stoßes*.
4. Es gilt das *Prinzip der molekularen Unordnung*.

(Anmerkung: Mit dem Begriff "Molekül" bezeichnen wir fortan auch den einatomigen Baustein unseres Modellgases, und bei allen folgenden Überlegungen gehen wir davon aus, daß die Moleküle ohne Probleme voneinander zu unterscheiden sind. Begriffe wie "Gas" oder "Modellgas" beziehen sich immer auf unser ideales Gas.)

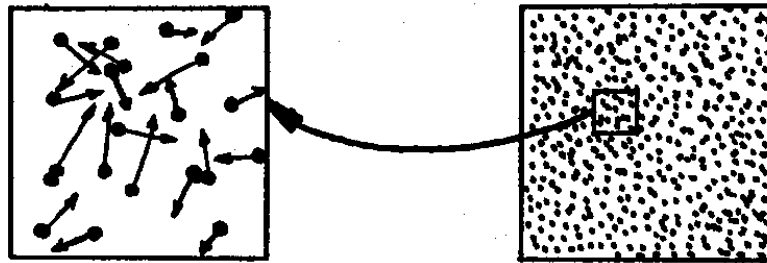


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung eines makroskopischen Gasvolumens und seiner Mikrostruktur. Die Pfeile bedeuten die ebene Projektion der Geschwindigkeitsvektoren.

Was bedeuten die vier Grundannahmen im einzelnen? Die massebehafteten gleichartigen Moleküle unseres idealen Gases bewegen sich völlig frei im Raum und verhalten sich wie Kugeln, die keine Kräfte aufeinander ausüben, solange sie sich geradlinig bewegen und sich dabei nicht berühren. Dabei legt ein Gasteilchen im Vergleich zu seinem Durchmesser eine relativ lange Strecke zurück, die *freie Weglänge* heißt. Erst dann kommt es zur Kollision mit einem anderen Gasmolekül oder einer Gefäßwand. Bei dieser Kollision ändern die

kugelförmigen Gasteilchen in Analogie zu Billardkugeln im allgemeinen nur Richtung und Betrag ihrer Geschwindigkeit: Die Kollisionspartner werden nicht deformiert (*vollelastischer Stoß*).

Die vierte Bedingung bedeutet, daß bei der geradlinigen Bewegung der Gasteilchen keine Raumrichtung bevorzugt wird. Zu jedem beliebigen Geschwindigkeitsvektor gibt es in jedem Augenblick einen gleich großen mit genau entgegengesetzter Richtung. Diese kräftefreie, ungeordnete Bewegung besitzt wegen der drei Raumrichtungen 3 *Freiheitsgrade der Bewegung*. Da wir uns praktisch die ganze Masse im Atomkern vereinigt denken, sind Trägheitsmomente um jede mögliche Rotationsachse unserer einatomigen Moleküle ohne Bedeutung. (Bei mehratomigen Molekülen findet zusätzlich zur Translation auch Rotation um bis zu 3 Raumachsen statt, wodurch sich insgesamt höchstens 6 Freiheitsgrade der Bewegung ergeben.)

Individuelle Größen wie Molekülabstände zwischen benachbarten Molekülen oder freie Weglängen streuen innerhalb des Gasteilchenkollektivs räumlich und zeitlich sehr stark, haben also statistischen Charakter. Weil sich der genaue Mikrozustand des Modellgases nicht erfassen läßt, bedient man sich mit Erfolg statistischer Überlegungen und gelangt so zu Aussagen über die *mittleren Eigenschaften der Gasteilchen* und damit zu Aussagen über das *Gesamtverhalten des Kollektivs*: Beispielsweise konnten wir mit unserer Abschätzung des mittleren Abstands zwischen benachbarten Gasmolekülen (mittlere Eigenschaft von vielen Teilchen) die mittlere Verteilung der Gasmoleküle unter Normalbedingungen charakterisieren (mittlere Eigenschaft des Kollektivs).

Bei dieser Vorgehensweise ist die große Anzahl von Gasmolekülen in einem makroskopischen Gasvolumen von Vorteil, weil erst durch sie eine hohe Genauigkeit statistischer Resultate garantiert wird. Das soll im nächsten Abschnitt erläutert werden.

2.5 Gleichgewichtszustand von Gasen

Eine wichtige Frage ist, wie in unserem Modellgas als makroskopisches System die Moleküle im Raum verteilt sind. Zur Beantwortung dieser Frage gehen wir von einer großen Anzahl N von Gasmoleküle aus, die in einem Behälter eingeschlossen sind (Abbildung 2.6). Dieses Gas soll mit keinem anderen System wechselwirken und bleibt ohne irgendeine äußere Störung über einen längeren Zeitraum sich selbst überlassen (es ist also isoliert).

Es ist leicht vorstellbar, daß wegen der zahlreichen Stöße untereinander - die Gasteilchen bewegen sich streng nach den Bewegungsgesetzen der Mechanik - innerhalb des Modellgases chaotische Bewegungsvorgänge ablau-

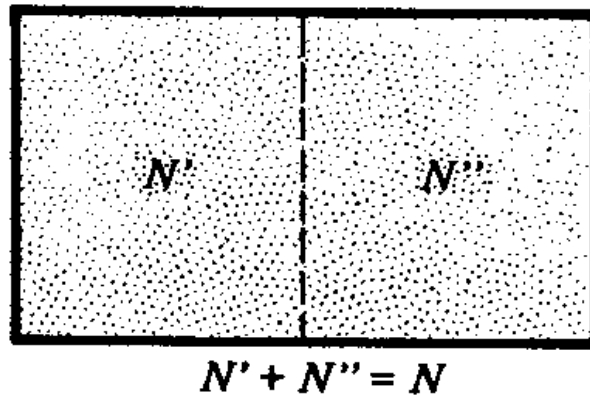


Abbildung 2.6: Behälter mit N Gasmolekülen, den wir uns in zwei gleiche Hälften geteilt denken. Im Gleichgewicht schwanken N' und N'' nur wenig um denselben Mittelwert $N/2$.

fen. Wenn wir lange genug warten, führen diese Bewegungsvorgänge zu einer weitgehend gleichmäßigen Verteilung der Gasmoleküle im verfügbaren Raum. Unterteilt man den Behälter durch eine gedachte Trennwand in zwei genau gleich große Hälften, so würden wir mit großer Wahrscheinlichkeit in jeder Hälfte etwa gleich viele Teilchen feststellen: Die Zahl der Moleküle in einer Hälfte schwankt in der Zeit also nur wenig um den wahrscheinlichsten Wert $N/2$, größere Schwankungen erscheinen eher unwahrscheinlich. Eine Verteilung, wo die Moleküle derart gleichmäßig im Raum verteilt sind, heißt *zufällig* oder *ungeordnet*: Sie ist die *wahrscheinlichste* aller möglichen Verteilungen.

Wir können nun einen makroskopischen Standpunkt einnehmen: Das Verhalten des einzelnen Moleküls bleibt außer acht. Den Makrozustand eines Gases hinsichtlich der Verteilung seiner Teilchen können wir dann angeben, indem wir die *Dichte* definieren: Sie ist die "Gesamtmasse der Teilchen pro eingenommenes Volumen". Die Dichte kann über eine Gewichtsmessung bestimmt werden und steht als makrophysikalische Größe in engem Zusammenhang mit den mikrophysikalischen Bewegungsvorgängen, die für die Verteilung der einzelnen Teilchen verantwortlich sind: In diesem Sinne ist die Dichte von statistischem Charakter.

Wie ist das zu verstehen? Abbildung 2.7a demonstriert, daß für mikroskopisch kleine Gasvolumina große Schwankungen der Teilchendichte sehr wahrscheinlich werden: Die Angabe der Dichte für eine Hälfte des Volumens macht in diesem Fall keinen Sinn, weil sie stark zufallsbedingt ist und sich ständig ändert. (Es sind gerade solche lokalen Schwankungen der Teilchen-

dichte, die zur Brownschen Bewegung führen!) Mit zunehmender Größe der Teilchen-Volumina in einem Gas nehmen die (*relativen*) Schwankungen der Teilchendichten innerhalb dieser Volumina wegen der wachsenden Zahl der Gasmoleküle jedoch ab (Abbildung 2.7b). Erst wenn wir ein Volumen makroskopischer Dimensionen mit zahlreichen Gasmolekülen betrachten, dürfen wir davon ausgehen, daß überall im isolierten Gasvolumen - das heißt genauer: in allen makroskopischen Teilvolumina - nach hinreichend langer Zeit dieselbe Dichte beobachtet würde.

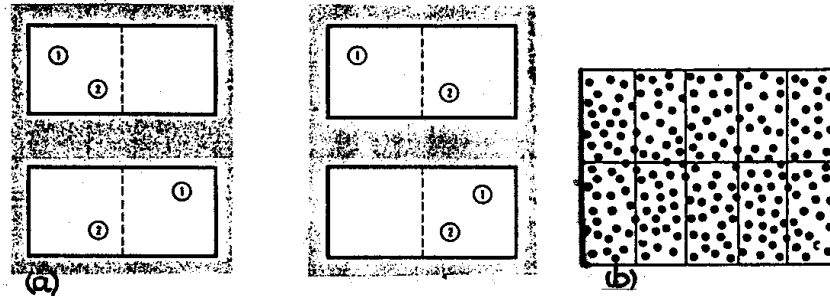


Abbildung 2.7: a) Die Wahrscheinlichkeit, daß in der linken (oder rechten) Hälfte gleichzeitig 2 Moleküle sind (entspricht 1 aus 4 möglichen Verteilungen), ist nur halb so groß wie die Wahrscheinlichkeit, daß in je einer Hälfte 1 Molekül ist (2 aus 4 Möglichkeiten). b) Momentaufnahme eines Stahlkugelmodells. Die mittlere Teilchendichte für ein Teilvolumen ist 21. Die Teilchendichten der Teilvolumina sind zwischen 17 und 24. Die *relativen* Schwankungen der Teilchendichte in den Teilvolumina nehmen für größere Teilvolumina ab.

Gibt es keine zeitliche Änderung des Makrozustandes eines Gases - das bedeutet, daß die lokalen Dichteschwankungen gering sind - so hat das Gas seinen *Gleichgewichtszustand* erreicht. Selbst wenn sich ein Gas im Gleichgewicht befindet, streuen die individuellen freien Weglängen, die von einzelnen Molekülen zwischen zwei Kollisionen durchflogen werden, um einen statistischen Mittelwert: *mittlere freie Weglänge*. Das gleiche gilt auch für die individuelle Zahl der Kollisionen, die ein einzelnes Teilchen pro Sekunde erfährt (*Stoßzahl*). Im Gleichgewichtszustand sind allerdings *mittlere freie Weglänge* und die *mittlere Stoßzahl* zeitlich konstante Merkmale eines makroskopischen Gasvolumens.

Zusammenfassend läßt sich also feststellen, daß der makroskopische Gleichgewichtszustand eines Gases als ein statistischer mittlerer Zustand (Lage und Bewegung) einer großen Zahl miteinander wechselwirkender Gasmoleküle zu

verstehen ist, und die physikalische Größe “Dichte eines Gases” hat statistischen Charakter. Während die makrophysikalische Größe Dichte eine exakt zu bestimmende Stoffkonstante ist, verliert sie im Mikrophysikalischen ihre Bedeutung wegen der dort auftretenden großen Schwankungen.

Mit Hilfe der kinetischen Gastheorie ergibt sich für die meisten Gase unter Normalbedingungen, daß im Durchschnitt jedes Molekül in einer Sekunde 10^9 bis 10^{10} Kollisionen mit anderen Molekülen erfährt (mittlere Stoßzahl) und sich zwischen zwei Kollisionen 10^{-6} bis 10^{-7} m weit bewegt hat (mittlere freie Weglänge). Es ist plausibel, daß in einem Gas hoher Dichte die mittlere Stoßzahl größer und die mittlere freie Weglänge kürzer ist als in einem Gas mit geringerer Dichte (Abbildung 2.8).

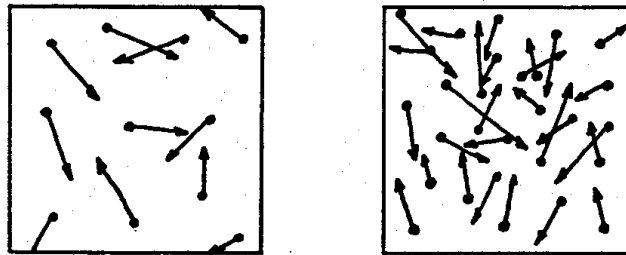


Abbildung 2.8: Schematisch dargestellte Mikrozustände des Modellgases mit hoher und niedriger Teilchendichte.

2.6 Irreversibilität und Entropie

In der Natur vorkommende Gase sind nie lange genug isoliert und ungestört um wirklich einen Gleichgewichtszustand zu erreichen: Ihr Zustand ändert sich zeitlich ständig. (Den Übergang von einem Zustand in einen anderen nennt man *thermodynamischen Prozeß*). Um herauszufinden, wie diese Zustandsänderung vonstatten geht, gehen wir von einem hochgradig *nicht-zufälligen* Zustand aus. Molekülverteilungen sind fast immer auf äußere Einflüsse zurückzuführen.

Wir nehmen an, daß sich alle Gasmoleküle in einer Hälfte eines Behälters befinden und das Gas sich zunächst im Gleichgewichtszustand befindet. Durch eine bewegliche, aber gasdichte Wand ist unser Gas von der zweiten, absolut leeren Hälfte abgetrennt, und das ganze System sei isoliert. Dann wird die Trennwand “weggezaubert” (Abbildung 2.9a) und so ein Nicht-Gleichgewichtszustand erzeugt. Was wird jetzt geschehen?

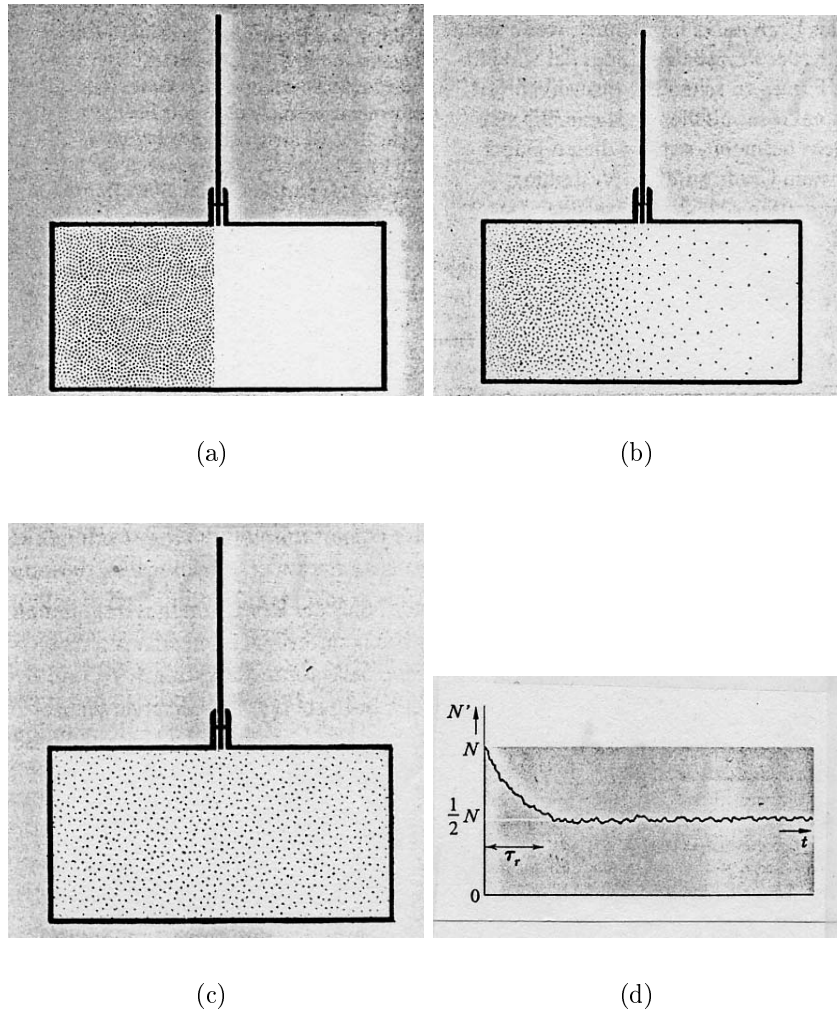


Abbildung 2.9: Zustandsänderungen in einem isolierten System verlaufen irreversibel. (a) getrennte Gase im Gleichgewicht; (b) Nicht-Gleichgewichtszustand; (c) Gleichgewichtszustand nach Diffusion; (d) Teilchenzahl in der linken Hälfte.

Das Modellgas muß aufgrund der herrschenden Molekularbewegung ganz zwangsläufig den leeren Raum besetzen! Alle Gasteilchen am rechten Rand des Gases, deren Geschwindigkeit im Augenblick des Verschwindens der Trennwand in die leere Hälfte des Behälters gerichtet ist, werden den leeren Raum ungehindert durchfliegen, wobei die schnellsten Teilchen zuerst mit der rechten Wand kollidieren und zurückprallen. Für die ersten Moleküle ist die

freie Weglänge also plötzlich sehr groß geworden. Für die nachfolgenden Moleküle nimmt die Wahrscheinlichkeit, daß sie in der zunächst nur dünn mit zurückfliegenden Molekülen besetzten Hälfte des Behälters Kollisionen erleiden, im Laufe der Zeit ständig zu. Die weitere Besetzung der vormals leeren Hälfte verlangsamt sich deshalb, schreitet aber unaufhaltsam voran. Im Zwischenstadium der Abbildung 2.9b, das nur eine "Momentaufnahme" des sich ändernden Gaszustands zeigt, nimmt deshalb die Teilchendichte von links nach rechts ab, mit größeren freien Weglängen im rechten Teil des Behälters. Warten wir lange genug, werden wir feststellen, daß sich ein anderer Gleichgewichtszustand eingestellt hat: Die Gasmoleküle sind aufgrund der zahlreichen Kollisionen untereinander wieder gleichmäßig (oder zufällig) im nun doppelt so großen verfügbaren Raum verteilt (Abbildung 2.9c). Der neue Gleichgewichtszustand ist nun charakterisiert durch eine, verglichen mit der Ausgangssituation nur noch halb so große Teilchendichte, und einer größeren mittleren freien Weglänge. Die Zustandsänderung ist also charakterisiert durch zeitlich und räumlich *variable* Teilchendichten und mittlere freie Weglängen.

Das Gas hat sich rasch auf das ganze verfügbare Volumen ausgebreitet und gleichmäßig verteilt. Abbildung 2.9d zeigt schematisch, daß die Zahl der Moleküle im linken Teil des Behälters nach einer *Relaxationszeit* τ nur noch wenig um ihren statistischen Mittelwert $N/2$ schwankt. Zwei verschiedene Gase (zum Beispiel eines mit roten und eines mit gelben Molekülen), die in zwei, zunächst getrennten Volumina enthalten sind, mischen sich nach Verschwinden der Trennwand so, daß das gesamte Volumen im neuen Gleichgewichtszustand gleichmäßig mit roten und gelben Gasmolekülen besetzt ist.

Beide Vorgänge werden als *Diffusion* bezeichnet und sind mit einem Teilchentransport verbunden, der offensichtlich von Bereichen hoher Teilchenkonzentrationen (oder Teilchendichten) in Bereiche mit niedriger Teilchenkonzentration gerichtet ist. Durch die Natur der Molekularbewegung ist im Makroskopischen ein umgekehrter Teilchentransport äußerst unwahrscheinlich. Der Diffusionsprozeß bewirkt eine (statistische) Gleichverteilung der beteiligten Gasteilchen im verfügbaren Raum und ist wie die Brownsche Bewegung ein Beweis für die Molekularbewegung.

Ein isoliertes Vielteilchensystem, das sich zeitlich ändert, tut dies offensichtlich nur in eine ganz bestimmte Richtung: Es wird eine im höheren Grade zufällige - oder gleichmäßige - Verteilung (verglichen mit der momentanen) anstreben. Diese Verteilung ist gleichzeitig die wahrscheinlichste aller möglichen Verteilungen. So eine Zustandsänderung heißt *irreversibel*, da sie von selbst (d. h. ohne zusätzlichen Energieaufwand) nicht in umgekehrter Richtung ablaufen würde. (In unserem Beispiel müßten sich alle Gasmoleküle ohne äußere Einwirkung wieder in der linken Hälfte des Behälters anordnen,

was unserer Erfahrung nach allerdings ganz und gar unwahrscheinlich ist.) Intuitiv ist klar, daß die Irreversibilität eines Vielteilchensystems mit wachsender Zahl der Moleküle zunimmt: Es wird mit wachsender Teilchenzahl unwahrscheinlicher, daß sich alle Teilchen von selbst in nur einer Behälterhälfte aufhalten.

Später werden wir die Zustandsgröße *Entropie* kennenlernen, die ein direktes Maß für den Grad der Unordnung (“Zufälligkeit”), oder anders ausgedrückt, für die Wahrscheinlichkeit einer bestimmten Molekülverteilung eines makroskopischen Systems ist. Zustandsänderungen verlaufen in isolierten Systemen immer so, daß die Entropie (also der Grad der Unordnung) zunimmt, bis sie einen Maximalwert erreicht hat. Im Ergebnis führt eine Zustandsänderung im isolierten Gasvolumen nach hinreichend langer Zeit immer zu einem Gleichgewichtszustand mit (statistischer) Gleichverteilung aller Moleküle: Dann haben die Moleküle die wahrscheinlichste Verteilung angenommen.

Die makroskopische Zustandsgröße Entropie ist eine extensive (also additive) Größe und hat wie die Dichte statistischen Charakter. Auf mikroskopischer Skala können durchaus kurzzeitig Vorgänge stattfinden, die zu einer lokalen Entropieabnahme führen (mikroskopische Dichteschwankungen). Im makroskopischen Bereich muß die Entropie bei irreversiblen Zustandsänderungen jedoch *immer* zunehmen.

Im Unterschied zu irreversiblen Prozessen bezeichnet man Zustandsänderungen, die man sich als Sequenz von Gleichgewichtszuständen vorstellt, als *reversibel*. Sie lassen sich näherungsweise realisieren, wenn der ursprüngliche Gleichgewichtszustand schrittweise nur wenig (infinitesimal) und (im Vergleich zur Relaxationszeit des Systems) sehr langsam verändert wird. Solche Prozesse nennt man auch *quasi-reversibel*.

2.7 Kinetische Energie der Gasmoleküle

Ohne Rechenschaft darüber abzulegen, warum Gasteilchen sich ständig bewegen, wollen wir die physikalische Bedeutung dieser Bewegung erläutern.

Jede an einem Körper verrichtete *Arbeit* erfordert einen gewissen Kraftaufwand, vergrößert dessen Energie und versetzt ihn in die Lage, seinerseits Arbeit zu verrichten. Diese wichtigen Zusammenhänge wollen wir etwas genauer erläutern. Nehmen wir an, ein Gasmolekül bewegt sich anfangs nicht, ist also in Ruhe. Wird es durch eine *Kraft* beschleunigt, entsteht Bewegung: Das bewegte Molekül besitzt jetzt einen *Impuls* (Produkt von Masse und Geschwindigkeit; Impuls ist eine extensive Größe).

Um diese Bewegung entstehen zu lassen, ist Beschleunigungsarbeit gelei-

stet worden, die dem Gasmolekül erhalten bleibt als Energie der Bewegung oder *kinetische Energie*. (Da die kinetische Energie neben dem Quadrat der Geschwindigkeit auch von der Masse des Gasteilchens abhängt, ist sie ebenfalls eine extensive Größe.) So ausgestattet kann das Gasteilchen nun selbst Beschleunigungsarbeit leisten und zum Beispiel ein anderes, ruhendes Gasmolekül anstoßen und in Bewegung versetzen. Beschleunigungsarbeit und kinetische Energie sind in diesem Sinne ineinander überführbare extensive physikalische Größen, wobei der physikalische Begriff Arbeit keine neue Energieform, sondern eine Form der *Energieübertragung* (Arbeit ist eine sogenannte *Austauschgröße*) bedeutet, und der Begriff Energie läßt sich als “Arbeitsvermögen” deuten.

Was geschieht nun physikalisch bei der Kollision beider Gasteilchen in unserem Modellgas? Beim Aufprall übt das stoßende Molekül auf das (in unserem Beispiel) ruhende Molekül einen *Kraftstoß* aus und beschleunigt es. Mit jeder Impulsänderung ist also eine Kraftwirkung verbunden. Während das stoßende Molekül Geschwindigkeit, Impuls und damit kinetische Energie verliert, gewinnt das zunächst ruhende Molekül Geschwindigkeit, Impuls und kinetische Energie. Die Masse der beteiligten Moleküle hat sich dabei nicht verändert. Für den vollelastischen Stoß (eine Deformation der Moleküle ist ausgeschlossen) gilt das *Prinzip der Impulserhaltung*: Die Summe der Einzelimpulse *vor* dem Stoß ist gleich der Summe der Einzelimpulse *nach* dem Stoß. Im Spezialfall des zentralen Stoßes gleichartiger Moleküle bedeutet das, daß das stoßende Molekül nach dem Stoß ruht, während das andere Molekül mit derselben Geschwindigkeit wie das zuvor anfliegende Molekül wegfliegt: Der Impuls wurde weitergereicht. Das zuvor ruhende Molekül übte einen Kraftstoß gleicher Größe, nur in entgegengesetzte Richtung, auf das heranfliegende Molekül aus und stoppte es (*allgemeines Wechselwirkungsgesetz*). Was sich in unserem Modellgas also ständig ändert, sind nur die *individuellen* Geschwindigkeiten und damit die *individuellen* kinetischen Energien der einzelnen Moleküle.

2.8 Innere Energie

Beim Stoß wurde neben Impuls auch kinetische Energie weitergegeben und es gilt das *Prinzip der Energieerhaltung für den vollelastischen Stoß*: In einem isolierten Modellgasvolumen, in welchem ständig eine riesige Anzahl von kugelförmigen Gasteilchen miteinander vollelastisch kollidieren und dessen Schwerpunkt ruht, ergibt sich die momentane gesamte kinetische Energie aus der Summe aller individuellen kinetischen Energien der Moleküle und ist konstant (*Energiesatz für abgeschlossene Systeme*).

Diese gesamte kinetische Energie, die nur durch die ungeordnete Translationsbewegung aller Moleküle verursacht wird, heißt *Innere Energie*. Bewegt sich unser Modellgas “als Ganzes”, das heißt der ungeordneten Molekularbewegung ist eine allen Molekülen eigene, Translation überlagert (Wind), dann unterscheidet sich seine Gesamtenergie von seiner Inneren Energie gerade um die kinetische Energie des Schwerpunktes.

2.9 Die Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung

Wegen der chaotischen Bewegungsvorgänge in unserem Modellgas streuen die individuellen Geschwindigkeiten über einen weiten Bereich. Besonders interessant ist deshalb die Frage nach der *mittleren Geschwindigkeit* der Teilchen eines Gasvolumens. Sie gibt einen Hinweis darauf, wie die gesamte kinetische Energie (Innere Energie) im Mittel auf die einzelnen Moleküle verteilt ist (als fiktive mittlere kinetische Energie eines Moleküls).

Wie könnten wir diese mittlere Geschwindigkeit bestimmen? Wenn wir ein einzelnes Molekül herausgreifen und über einen längeren Zeitraum beobachten könnten, würden wir feststellen, daß es nach jedem Stoß eine andere Geschwindigkeit (Richtung und Betrag) und deshalb eine andere kinetische Energie besitzt. Mit statistischen Methoden könnten wir aus unserer Beobachtungsreihe eine mittlere Geschwindigkeit und damit eine mittlere kinetische Energie dieses Moleküls *ermitteln* (*zeitliche Mittelung*). Wegen des Prinzips der molekularen Unordnung würden wir auf diese Weise für das ganze Kollektiv (also für jedes beliebige andere Gasteilchen) repräsentative Ergebnisse *nur bei einer hinreichend langen Zeitreihe* erhalten.

Wir könnten aber auch versuchen, zu einem beliebigen Zeitpunkt über alle momentanen individuellen Geschwindigkeiten und kinetischen Energien zu mitteln (Mittelung über das ganze Kollektiv). Die Ergebnisse beider Mittelungsverfahren würden übrigens sehr gut übereinstimmen, wenn nur die Zeitreihe hinreichend (möglichst unendlich!) lange wäre und das Kollektiv aus sehr (möglichst unendlich!) vielen Teilchen bestünde. Jedenfalls sind beide Verfahren praktisch undurchführbar!

Ganz einfach könnten wir unser Problem lösen, wenn wir wüßten, wie die Geschwindigkeiten in jedem Augenblick auf alle Gasteilchen verteilt sind. Maxwell gelang es 1859, mit Hilfe einer Wahrscheinlichkeitsrechnung die molekulare Geschwindigkeitsverteilung, die für alle idealen Gase gilt, theoretisch herzuleiten (siehe Abbildung 2.10). Dabei fragte er sich, wie groß die Wahrscheinlichkeit ist, unter allen Teilchen eines Gases eines zu finden, dessen

Geschwindigkeit in einem vorgegebenen Geschwindigkeitsintervall liegt.

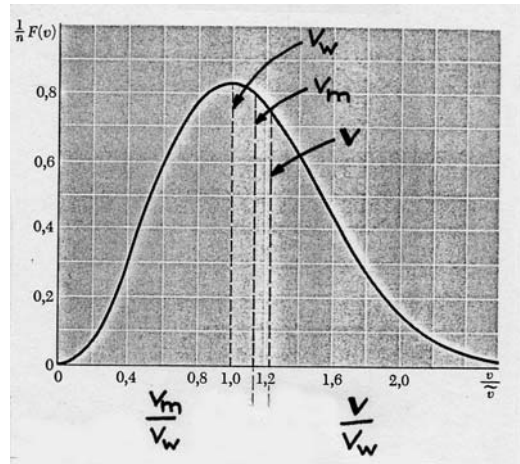


Abbildung 2.10: Maxwell-Verteilung, aus der die mittlere Anzahl $F(v)dv$ von Molekülen pro Volumeneinheit zu ersehen ist, die eine Geschwindigkeit zwischen v und $v + dv$ haben.

In Abbildung 2.10 erkennt man, daß die Geschwindigkeit v_w die *wahrscheinlichste*, weil die am häufigsten vorkommenden Geschwindigkeit ist: Das Maximum der mittleren Zahl der Gasteilchen befindet sich bei v_w . Die Verteilungskurve liegt aber nicht symmetrisch zu ihrem Maximum: Die Anzahl der Teilchen mit *höherer* Geschwindigkeit als v_w ist größer als diejenige mit *geringerer* Geschwindigkeit. Deshalb ist die Durchschnittsgeschwindigkeit v_m aller Moleküle (arithmetischer Mittelwert) etwas größer als die *wahrscheinlichste Geschwindigkeit* v_w . Die der mittleren kinetischen Energie entsprechende *mittlere Molekülgeschwindigkeit* v (sie wird aus dem *mittleren Geschwindigkeitsquadrat* bestimmt) ist noch etwas größer als v_m ($v_m \cong 0.92 v$ und $v_w \cong 0.82 v$). Im folgenden beziehen wir uns immer auf die mittlere Geschwindigkeit v .

Typische Werte mittlerer Molekülgeschwindigkeiten realer Gase liegen, je nach Temperatur der Gase, im Bereich von einigen 100 m/s bis weit über 1000 m/s. Für Stickstoff, welcher der Hauptbestandteil unserer Luft ist, ergibt sich unter Normalbedingungen eine mittlere Geschwindigkeit von 453 m/s.

Ohne uns um die mikrophysikalischen Bewegungsvorgänge im einzelnen zu kümmern, können wir nun den energetischen Makrozustand unseres Modellgases mit den statistischen Größen *mittlere Geschwindigkeit* oder *mittlere kinetische Energie* eines einzelnen Teilchens charakterisieren. Für ein Modellgasgemisch mit Molekülen *unterschiedlicher* Masse ist die Angabe der

mittleren kinetischen Energie notwendig. Kennen wir die Anzahl der Moleküle in einem isolierten Gasvolumen, können wir nun die Innere Energie einfach als Produkt aus Anzahl der Moleküle und mittlerer kinetischer Energie bestimmen.

2.10 Der Gasdruck

Nun wollen wir die Zusammenhänge zwischen den physikalischen Kenngrößen “mittlere Geschwindigkeit” und “mittlere kinetische Energie” eines Gasteilchens und den einfachen Zustandsgrößen Druck und Temperatur herstellen.

Die ungeordnete Molekularbewegung verursacht auch den makroskopisch meßbaren Gasdruck. In Abbildung 2.11 ist unser Modellgas eingeschlossen in einem Behälter mit festen Wänden dargestellt. Auf die Fläche A prallen pro Zeiteinheit unzählige Gasteilchen und bewirken eine resultierende Kraft auf diesen Wandabschnitt. Der Quotient aus dieser Kraft (senkrecht auf A) und der Fläche A entspricht dem *mittleren* Druck, den die stoßenden Gasteilchen überall auf die Wand ausüben. Beteiligt daran sind diejenigen Gasteilchen, die sich auf die Wand zubewegen und nahe genug zur Wand sind, um innerhalb eines kurzen Zeitintervalls mit der Wand zu kollidieren und einen Kraftstoß auf sie auszuüben.

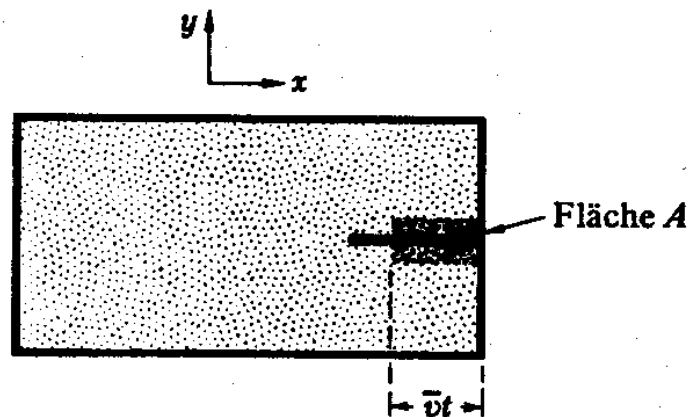


Abbildung 2.11: Darstellung zur kinetischen Erklärung des Gasdrucks.

Da die Molekularbewegung in unserem Modellgas völlig ungeordnet und keine Raumrichtung ausgezeichnet ist, könnte die Meßfläche A beliebig im Raum orientiert sein. Wenn sich das Gasvolumen im Gleichgewicht befindet,

würde sich immer derselbe mittlere Gasdruck ergeben, da auf jede beliebig orientierte, gleich große Meßfläche im Mittel gleich viele Gasmoleküle mit derselben mittleren Intensität prallen wie auf das Wandsegment A .

In Abbildung 2.12 ist eine Anordnung dargestellt, wie die makroskopische Zustandsgröße Druck direkt gemessen werden kann. Solange die Meßfläche (in der Abbildung ist das der Rohrquerschnitt) makroskopische Abmessungen annimmt, wird der gemessene Druck für ein Gas im Gleichgewichtszustand nicht schwanken, weil immer unzählig viele Gasteilchen an der Druckmessung beteiligt sind und unser träges Meßgerät den tatsächlichen, minimalen Druckschwankungen nicht folgen kann. Der makroskopisch gemessene Gasdruck ist also eine Zustandsgröße mit statistischem Charakter. Im Mikroskopischen führt die stark zufallsbestimmte Zahl der auf eine winzige Meßfläche auftreffenden Gasteilchen zu großen relativen Druckschwankungen. Die Zeiger sehr empfindlicher Meßinstrumente mit sehr kleinen Meßsystemen nehmen so selbst an der Brownschen Bewegung teil.

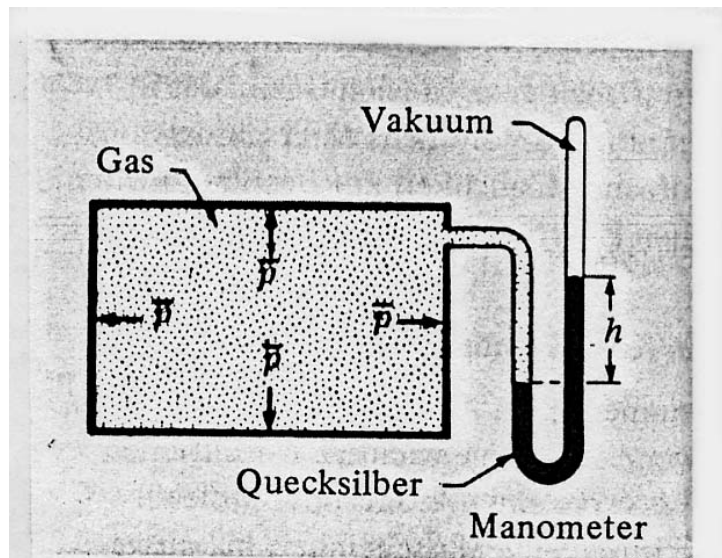


Abbildung 2.12: Der mittlere Druck \bar{p} eines Gases wird mit einem Manometer bestimmt, das aus einem mit Quecksilber gefüllten U-förmigen Rohr besteht. Damit mechanisches Gleichgewicht bestehen kann, muß sich die Quecksilbersäule so einstellen, daß die Differenz ihrer beiden Niveaus h die Höhe einer Quecksilbersäule ist, deren Quotient aus Gewicht und Querschnitt gleich dem vom Gas ausgeübten Druck ist.

Die Größe des Gasdrucks hängt bei unserem Modellgas (eiatomig, mit einheitlicher Molekülmasse) nur von der mittleren Geschwindigkeit und der

mittleren (Teilchen-) Dichte ab. Bei gegebener mittlerer Geschwindigkeit gilt, daß der Gasdruck um so größer ist, je mehr Teilchen pro Zeiteinheit auf eine Meßfläche stoßen. Das bedeutet, daß in zwei Gasvolumina mit unterschiedlicher Teilchendichte, aber identischer mittlerer Teilchengeschwindigkeit, voneinander verschiedene Gasdrücke herrschen müssen (Abbildung 2.13).

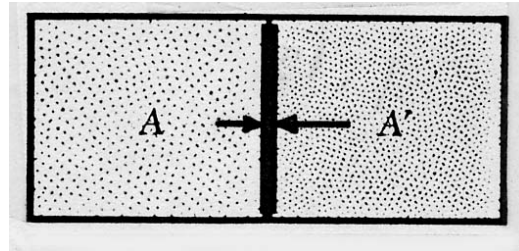


Abbildung 2.13: Falls in A und A' die mittlere Teilchengeschwindigkeit übereinstimmt, muß in A' auf Grund der höheren Teilchendichte ein höherer Gasdruck herrschen als in A .

Bei vorgegebener Teilchendichte (und einheitlicher Teilchenmasse) gilt, daß der Gasdruck nur von der mittleren Teilchengeschwindigkeit abhängt: Je größer die mittlere Teilchengeschwindigkeit ist, desto größer ist der Gasdruck.

Allgemeiner gilt (zum Beispiel für Gasgemische mit Molekülen unterschiedlicher Masse): Der mittlere Gasdruck ist direkt proportional zur mittleren kinetischen Energie eines Gasteilchens. Diese Aussage gilt für alle Gase, unabhängig von ihrer stofflichen Zusammensetzung.

Zusammenfassend stellen wir fest, daß der gemessene makroskopische Druck also bestimmt ist durch 1. die Teilchendichte und 2. die mittlere kinetische Energie der Teilchen. Außerdem wird er durch alle Gasteilchen erzeugt, die pro Zeiteinheit im Mittel auf eine Meßfläche prallen. Diese Aussagen gelten auch für Gasgemische mit mehreren *Komponenten*, zum Beispiel mit gleich vielen roten und gelben Gasteilchen mit ansonsten identischer Teilchenmasse. Im Gleichgewicht wären beide Farben auf Grund diffusiver Vorgänge gleichmäßig im gesamten Gasvolumen verteilt, und deshalb würden im Mittel gleich viele rote wie gelbe Gasteilchen pro Zeiteinheit auf die Meßfläche prallen: gemeinsam erzeugen sie den mittleren *Gesamtdruck*.

Denken wir uns die roten Gasteilchen aus unserem Gasvolumen weg, so bleiben nur die gelben Gasteilchen übrig: Die Teilchendichte hat sich also gerade halbiert. Der Druck, der durch sie erzeugt wird, ist deshalb nur noch halb so groß wie der zuvor im Gasgemisch gemessene Gesamtdruck. Den Druckanteil, der in unserem "bunten" Gasgemisch nur durch *eine* Gaskom-

ponente erzeugt wird, nennt man *Partialdruck*.

Allgemein gilt: Der Gesamtdruck eines Gasgemisches (in dem weder zu hohe Drücke noch zu tiefe Temperaturen herrschen dürfen) ist gerade gleich der Summe der Partialdrücke seiner Komponenten (*Gesetz von Dalton*). Dabei spielt es keine Rolle, aus welchen verschiedenen Komponenten sich das Gasgemisch zusammensetzt. Nur die Teilchendichte und die mittlere kinetische Energie sind entscheidend für den Gasdruck!

2.11 Temperatur und Wärme

Unsere sinnliche Wahrnehmung gestattet es uns, den “Wärmezustand” von verschiedenen Stoffen als warm oder kalt zu fühlen, wir können ihn aber nicht quantifizieren. Dabei hilft uns aber die Erfahrungstatsache, daß sich (die meisten) Stoffe bei Erwärmung ausdehnen. Dieses thermische Verhalten der Stoffe wird beispielsweise bei der Temperaturmessung mit Flüssigkeitsthermometern ausgenutzt. Die willkürliche Festlegung von Temperaturskalen (z. B. Celsius-Skala oder Fahrenheit-Skala) mit Hilfe von Fixpunkten (z. B. dem Gefrierpunkt und Siedepunkt bei der Celsius-Skala) ermöglicht dann die direkte Messung der Temperatur, die ein Maß für diesen “Wärmezustand” eines Stoffes ist (“Wärmezustand” ist *kein* physikalischer Begriff. Wir werden später verstehen, was damit eigentlich gemeint ist). Für die Temperaturmessung eignen sich grundsätzlich alle Eigenschaften von Stoffen, die gesetzmäßig von der Temperatur abhängen.

Hält man den Druck in einem realen Gas konstant, dann ist bei Erwärmen die Volumenänderung direkt proportional zur Temperaturänderung (das Gasvolumen muß bei dieser Zustandsänderung isoliert sein und es dürfen keine chemischen Prozesse stattfinden). Dieses lineare *Gesetz von Gay-Lussac* ist in Abbildung 2.14 für zwei verschiedene Ausgangsvolumina dargestellt. Die rein formale Verlängerung der verschiedenen Geraden zeigt, daß alle Geraden die Temperaturachse bei $-273,16\text{ °C}$ schneiden. (Dieses formale Verfahren macht physikalisch zunächst keinen Sinn, da im Schnittpunkt das massebehaftete Volumen zu Null verschwindet.)

Nach Vorschlag von Lord Kelvin wird dieser Schnittpunkt als *absoluter Nullpunkt* einer neuen Temperaturskala definiert, (*thermodynamische Temperaturskala*) mit deren Hilfe die *absolute Temperatur* (in Kelvin) gemessen werden kann. Wir haben sie durch eine formale Nullpunktverschiebung in der Celsius-Skala erhalten, deshalb haben gleiche Temperaturdifferenzen auf beiden Skalen genau denselben Zahlenwert, aber unterschiedliche Einheiten.

Die Beobachtung, daß die Intensität der Brownschen Bewegung bei ansteigenden Gastemperaturen zunimmt, weist auf einen direkten Zusammen-

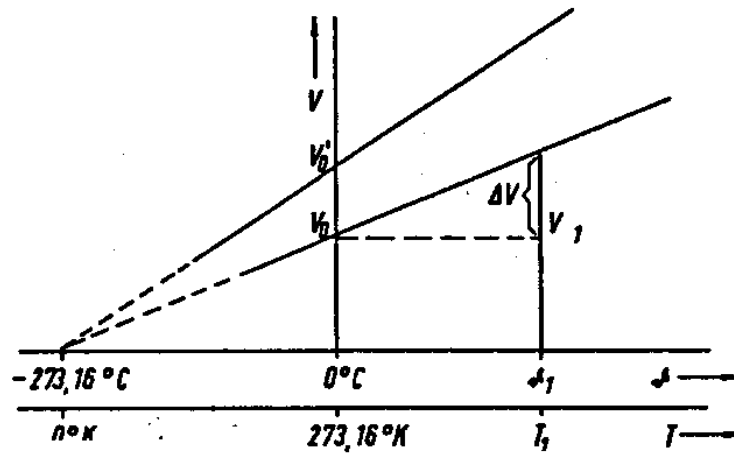


Abbildung 2.14: V , t -Diagramm eines Gases (t in $^\circ\text{C}$). Zur Einführung des absoluten Nullpunktes und der absoluten Temperaturskala.

hang zwischen Gastemperatur und Molekularbewegung hin. Dieser ist in Abbildung 2.15 dargestellt: Die Geschwindigkeitsverteilung eines Gases ist von der absoluten Temperatur abhängig. Je höher die Gastemperatur ist, desto größer ist die wahrscheinlichste und damit auch die mittlere Geschwindigkeit. Mit der kinetischen Gastheorie kann gezeigt werden, daß die absolute Temperatur eines idealen Gases direkt proportional zu der mittleren kinetischen Energie eines Gasteilchens ist. Diese Aussage gilt für alle Gase. Für unser einatomiges Modellgas mit einheitlichen Teilchenmassen folgt daraus, daß bei ansteigender Temperatur die mittlere Molekülgeschwindigkeit zunehmen muß: Erwärmen bedeutet also eine Erhöhung der mittleren Teilchengeschwindigkeit.

Diese kinetische Deutung der makroskopischen Zustandsgröße "absolute Temperatur" bedeutet, daß für ein Gas, dessen Bestandteile keine Bewegung ausführen, die also "in Ruhe" sind, die absolute Temperatur Null sein muß, da auch die mittlere kinetische Energie Null ist.

Die beobachtete Volumenänderung bei Erwärmen findet somit eine einfache gaskinetische Erklärung. Der größere Raumbedarf der Moleküle, die sich bei Erwärmung immer heftiger bewegen, ist die Ursache der Volumenvergrößerung. Je geringer die anziehenden Molekularkräfte sind, desto stärker kann sich ein erwärmter Stoff ausdehnen. Deshalb dehnen sich Flüssigkeiten im allgemeinen stärker aus als Festkörper. Die (bei konstant gehaltenem

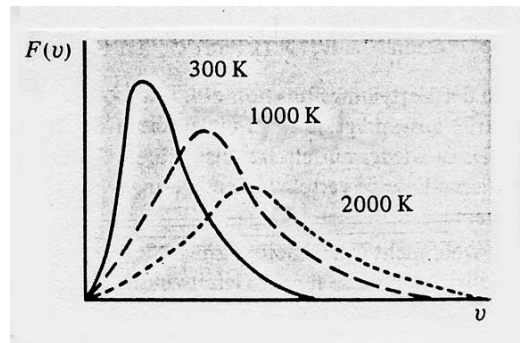


Abbildung 2.15: Maxwell-Verteilung der Molekulargeschwindigkeitsbeträge als Funktion der absoluten Temperatur T (Wiensche Verschiebung).

Druck) fast gleich große Wärmeausdehnung aller Gase ist durch ihren einheitlichen Aufbau bedingt.

Die Tatsache, daß die absolute Temperatur von der *mittleren* Teilchenenergie abhängt, unterstreicht den statistischen Charakter dieser makroskopischen Zustandsgröße, welche sich wieder nur durch das Zusammenwirken einer riesigen Anzahl von Gasteilchen ergibt, welche sich ungeordnet im Raum bewegen. (Die Molekularbewegung wird deshalb auch als *Wärmebewegung* bezeichnet.) Einem individuellen Teilchen eine Temperatur zuzuordnen, macht also keinen Sinn.

Die absolute Temperatur beschreibt einen mikrophysikalischen Zustand: die Verteilung der gesamten kinetischen Energie auf alle Gasmoleküle eines Gasvolumens. Die Temperatur als makroskopische Zustandsgröße kennzeichnet somit einen statistischen Zustand eines Stoffes, der von seiner Masse und seiner stofflichen Zusammensetzung unabhängig ist. Temperatur ist deshalb eine intensive Größe. Jetzt können wir den unklaren Begriff "Wärmezustand" physikalisch als Energieinhalt oder Innere Energie unseres Modellgases deuten. Wir können uns jetzt auch anschaulich erklären, wie uns die Innere Energie der uns umgebenden Luft als Wärme mitgeteilt wird. Dies geschieht miteinander wechselwirkende Moleküle der Luft und unserer Haut. Werden die Moleküle an unserer (trockenen) Hautoberfläche durch die zahlreich auftreffenden Gasteilchen zu heftigeren Bewegungen (Schwingungen um ihre Bindungsstellen) angeregt, empfinden wir eine Erwärmung der Hautoberfläche. Ist die mittlere kinetische Energie der Gasteilchen geringer als die der Hautmoleküle (die Luft ist also kälter als unsere Hautoberfläche), wird die Bewegung der Hautmoleküle langsamer (gleichzeitig die der beteiligten Gasmoleküle schneller!) und wir empfinden Kälte.

Diese Form der Energieübertragung im molekularen Bereich nennt man

thermische Wechselwirkung. Die Molekularbewegung ermöglicht, daß (bereits vorhandene) kinetische Energie als *Wärme(-energie)* zwischen zwei Systemen, die miteinander in Kontakt stehen, ausgetauscht werden kann. Wärme (-energie) ist *in diesem Sinne keine neue Energieform*, sondern eine Form der Energieübertragung (Wärme ist wie Arbeit eine Austauschgröße): Ein Körper hat eine bestimmte Energie und Temperatur (aber keinen Wärmezustand im physikalischen Sinn!) und gibt Wärme ab oder nimmt sie auf. (Lange Zeit glaubte man, daß Wärme ein Stoff mit Namen "Caloricum" sei, der weder erzeugt noch vernichtet werden kann.) An den Temperaturänderungen in beiden Systemen erkennen wir, welches System Energie aufnimmt oder abgibt: Ein positiver Wärmetransport findet immer *zum energieärmeren* (also kälteren) System statt. Auch im Fall der Wärmeübertragung ist durch das Wesen der Molekularbewegung die Richtung des Wärmetransports vorgegeben. Die ungeordnete Molekularbewegung bewirkt, daß die einheitliche Energieverteilung über beide in Kontakt stehenden Systeme am wahrscheinlichsten ist und deshalb angestrebt wird: Ohne äußere Einwirkung muß die Entropie des gesamten Systems bei Zustandsänderungen zunehmen (Abbildung 2.16).

Wenn wir einem Gasvolumen Wärme zuführen, erhöht sich die Temperatur. Die mittlere kinetische Energie der Gasmoleküle und damit die Innere Energie nimmt zu. Es zeigt sich, daß die Wärmemenge, die notwendig ist um die Temperatur eines Gasvolumens um einen bestimmten Betrag zu erhöhen, von der gesamten Gasmasse abhängt. Wir verstehen leicht, warum das so sein muß: Um die mittlere kinetische Energie der Teilchen zu vergrößern, müssen bei der herrschenden ungeordneten Molekularbewegung alle Teilchen beschleunigt werden. Die gesamte aufgewendete Beschleunigungsarbeit ist dann gerade gleich dem Energiegewinn des Gasvolumens.

Wir verstehen nun auch, warum zwei Körper aus verschiedenen Stoffen sich lange genug berühren müssen, bevor sie dieselbe Temperatur haben und miteinander im Gleichgewicht sind: Es dauert einfach eine gewisse Zeit (die von der *Wärmeleitfähigkeit* der Stoffe abhängt), bis durch die thermische Wechselwirkung und die Molekularbewegung innerhalb der Systeme die Energie gleichmäßig auf alle Stoffteilchen verteilt und der gemeinsame Gleichgewichtszustand mit identischer Temperatur erreicht ist. Dieser Zusammenhang ist für die Temperaturmessung von großer Bedeutung.

Es wird auch klar, warum der Meßfühler des Thermometers klein sein muß im Vergleich zum Gasvolumen, dessen Temperatur gemessen werden soll. Sonst würde das Thermometer selbst (als makroskopisches System) die Gastemperatur beeinflussen und die somit Messung verfälschen.

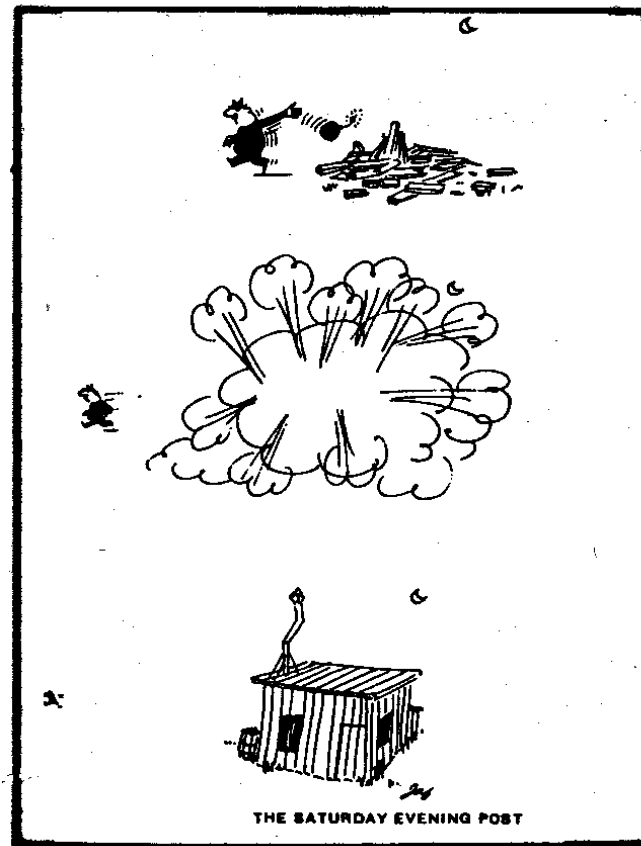


Abbildung 2.16: Diese Bildfolge wirkt nur deshalb so komisch, weil sie die Umkehr eines irreversiblen Prozesses darstellt. Diese Reihenfolge der Ereignisse *könnte* vorkommen - ist jedoch außerordentlich unwahrscheinlich.

2.12 Zum 1. Hauptsatz der Thermodynamik

Wir können einem Gasvolumen (geschlossenes System) auch Energie zuführen, indem wir *makroskopische Arbeit* am Gasvolumen verrichten. Durch eine äußere Kraft, die wir auf den beweglichen Kolben in Abbildung 2.17 ausüben, komprimieren wir das Gas und halten den Kolben schließlich gegen den Gasdruck in Stellung (b). Die Teilchendichte nimmt wegen der Volumenverkleinerung zu und der Gasdruck muß ansteigen, weil nun mehr Teilchen pro Zeiteinheit auf den Kolben prallen.

Die mittlere Teilchengeschwindigkeit (und damit die Temperatur) hat ebenfalls zugenommen. Warum? Gasteilchen, die sich auf den sich nach

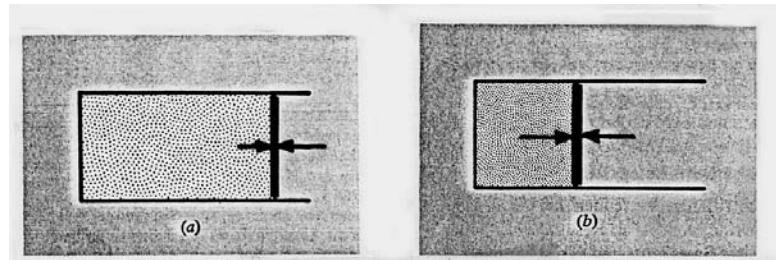


Abbildung 2.17: Ein Gasvolumen wird rasch komprimiert: Temperatur und Gasdruck steigen.

links bewegenden Kolben zubewegen und mit ihm kollidieren, werden nach links beschleunigt. Diese zusätzliche Beschleunigungsarbeit bleibt den Gaspartikeln als zusätzliche kinetische Energie erhalten und wird im Gleichgewichtszustand der Kolbenstellung (b) - die Kolbenbewegung ist dann schon beendet - gleichmäßig auf alle Teilchen verteilt. Die mittlere kinetische Energie jedes Teilchens wird dadurch vergrößert und damit auch die Temperatur des komprimierten Gasvolumens.

Bei geschlossenen Systemen kann die so gewonnene Energie über thermische Wechselwirkung als Wärme an die Umgebung abgeführt werden. Eine Fahrradpumpe zusammen mit einem Fahrradschlauch ist ein Beispiel für ein offenes System. Beim Aufpumpen spüren wir, wie sich die Luftpumpe erwärmt.

Die *am* Gas verrichtete makroskopische Arbeit erhöht also wie jede (mikroskopische) Wärmezufuhr auch die Innere Energie. Dieser Zusammenhang ist im 1. *Hauptsatz der Thermodynamik* zusammengefaßt: Die Zunahme (Abnahme) der Inneren Energie eines Gases setzt sich zusammen aus Wärmezufuhr (Wärmeabfuhr) und der makroskopischen Arbeit, die *am (vom)* Gas verrichtet wird.

In Abschnitt 2.8 haben wir uns klargemacht, daß die Innere Energie eines *abgeschlossenen* makroskopischen Systems konstant ist. Der 1. Hauptsatz erweitert diese Aussage auf geschlossene Systeme, die mit ihrer Umgebung (makroskopische und mikroskopische) Energie austauschen können (Arbeit und Wärme): Die Änderung der Inneren Energie ist dann gerade gleich der Summe aus mit der Umgebung ausgetauschten Arbeit und Wärme (Arbeit und Wärme sind als Formen der *Energieübertragung* zu verstehen. Siehe Abschnitt 2.7 und 2.11).

2.13 Über die adiabatische Zustandsänderung

Mit Hilfe der Abbildung 2.18 wollen wir demonstrieren, wie *vom* Gasvolumen Arbeit geleistet werden kann. Der bewegliche Kolben sei zunächst in Stellung (1) arretiert: Da beide Gasvolumen bei *gleicher* Temperatur verschiedene Dichte haben, wirken auf beiden Seiten des Kolbens verschiedene Drücke. Wir wollen annehmen, daß beide Gasvolumen geschlossene Systeme darstellen und die Systeme *thermisch* oder *adiabatisch isoliert* sind, das bedeutet, es findet keine thermische Wechselwirkung sowohl zwischen den Systemen als auch zwischen den Systemen und deren Umgebungen statt (die Behälterwände und der Kolben sind also *nicht-* wärmeleitend).

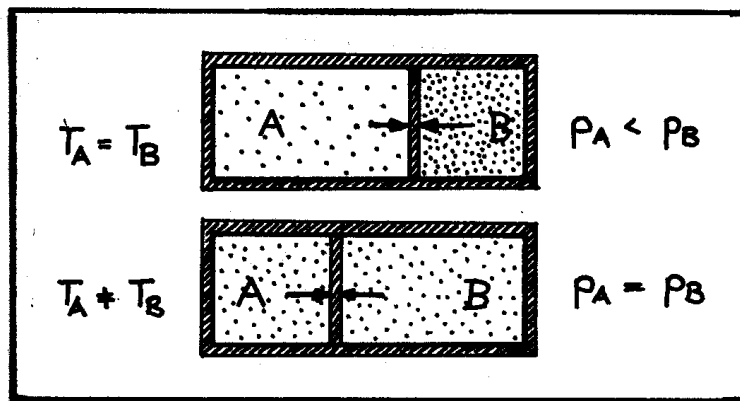


Abbildung 2.18: Das Gasvolumen B verrichtet makroskopische Arbeit am Volumen A und vergrößert so dessen Innere Energie.

Was passiert nun, wenn wir die Arretierung lösen? Das Gasvolumen B leistet makroskopische Arbeit am Gasvolumen A . Nach Lösen der Arretierung bewegt sich der Kolben nach links, weil der Gasdruck im Volumen B höher ist als im Volumen A (resultierende Kraft nach links). Wegen der Impulserhaltung bei voll elastischen Stößen verlieren die auf den nach links bewegten Kolben stoßenden Moleküle im Volumen B Impuls und damit kinetische Energie (vergleiche Abschnitt 2.8). Dieser Energieverlust geht zu Lasten der Inneren Energie, und als Folge davon sinkt die Temperatur im Volumen B , das gleichzeitig größer wird. Da die mittlere kinetische Energie der Gasteilchen und gleichzeitig die Teilchendichte in B abnehmen, sinkt der Gasdruck im Volumen B .

Im Volumen A muß nach dem 1. Hauptsatz die Innere Energie zugenommen haben: Die Temperatur ist gestiegen. Da in beiden Ausgangsvolumina dieselbe Temperatur herrschte, muß nun die Temperatur im Volumen A höher

sein als im Volumen B . Bei gleichem Gasdruck in A und B (Kolben in Ruhe) ist dann die Teilchendichte in A etwas niedriger als in B .

Zwischen A und B wurde mittels makroskopischer Arbeit Energie ausgetauscht (beide Volumina waren also *nicht* abgeschlossen). Makroskopische Arbeit, die am oder vom Gasvolumen verrichtet wird, heißt *Volumenarbeit* und bedeutet normalerweise auch eine Änderung der Inneren Energie. Bei unserem Versuch konnten beide Volumina mit ihrer Umgebung (also auch untereinander) nicht in thermische Wechselwirkung treten und Wärmeenergie aufnehmen oder abgeben. Die Zustandsänderungen in geschlossenen, thermisch isolierten Systemen nennt man *adiabatisch* (vom Griechischen abgeleitet und bedeutet: "(Wärme) kann nicht hindurchgehen"). Adiabatische Zustandsänderungen sind von großer Bedeutung bei atmosphärischen Vertikalbewegungen.

2.14 Über die spezifischen Wärmekapazitäten

Das Gasvolumen der Abbildung 2.19 ist in einem festen Behälter und kann sich deshalb während der Wärmezufuhr von außen nicht verändern (*isochore Erwärmung*).

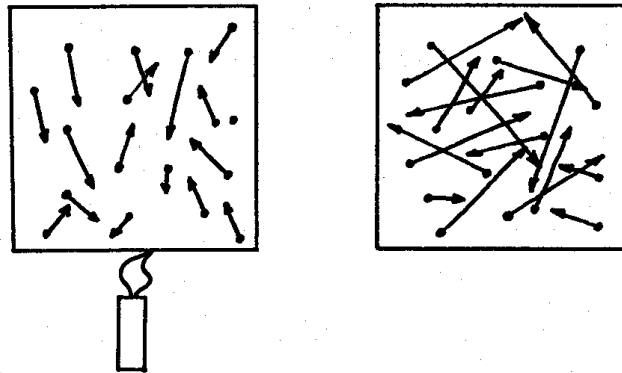
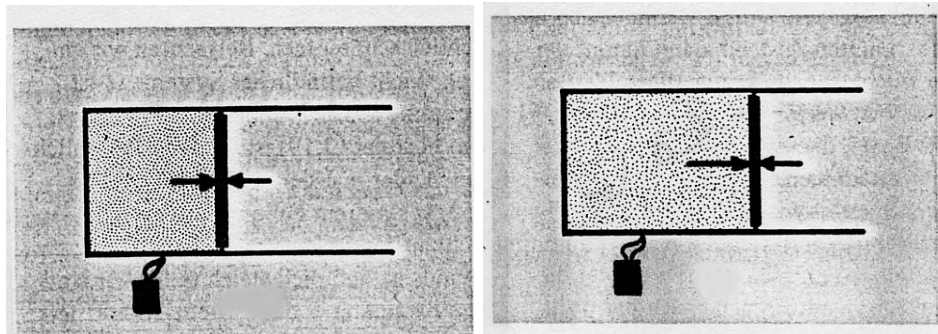


Abbildung 2.19: Isochore Erwärmung des Modellgases aus mikroskopischer Sicht.

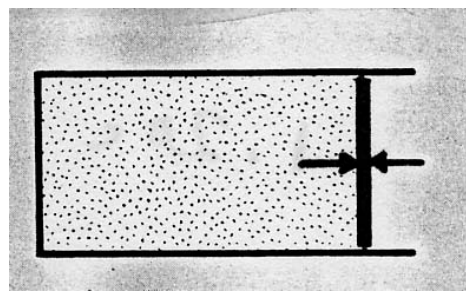
Beim Erwärmen erhöht sich die mittlere kinetische Energie der Gasteilchen (und damit auch ihre mittlere Geschwindigkeit): Temperatur und Innere Energie nehmen zu. Im geschlossenen System bleibt die Teilchendichte zwar konstant, jedoch nimmt wegen der erhöhten mittleren Teilchengeschwindigkeit der Gasdruck zu: Es stoßen jetzt mehr Teilchen (weil auch entferntere) innerhalb eines kurzen Zeitintervalls mit größerer Intensität auf eine

Druckmeßfläche. Druck und Temperatur müssen also steigen, wenn bei konstantem Volumen Wärme zugeführt wird. Als *spezifische Wärme (-kapazität)* bezeichnet man allgemein jene Energie, die aufgewendet werden muß, um 1 kg eines Gases (oder anderen Stoffes) um 1 Kelvin zu erwärmen.



(a)

(b)



(c)

Abbildung 2.20: Der Außendruck bleibt während des Erwärmens konstant (isobarer Prozeß).

Abbildung 2.20 zeigt einen ähnlichen Versuch mit einem Gasvolumen, das sich im gleichen Zustand befindet wie jenes der Abbildung 2.19: Nur ist in diesem Fall die rechte Wand ein beweglicher Kolben, der so geführt wird, daß Gasdruck und Außendruck zeitlich konstant bleiben (*isobare Erwärmung*). Würde der Kolben festgehalten werden, wäre das Ergebnis wie im isochoren Fall: Temperatur *und* Gasdruck erhöhen sich beim Erwärmen. Im isobaren Fall kann der bewegliche Kolben nachgeben und das Gasvolumen vergrößert sich während der Gasdruck gleich dem Außendruck bleibt. Das Gasvolumen hat also *gegen den Außendruck* makroskopische Arbeit geleistet. (Es gilt

das Gesetz von Gay-Lussac, Abbildung 2.14 Abschnitt 2.11). Wollen wir das Gasvolumen *isobar* um denselben Temperaturbetrag wie beim isochoren Experiment erwärmen, müssen wir eine *größere* Wärmemenge aufwenden, da die Innere Energie auf denselben Wert wie im isochoren Fall erhöht *und* gleichzeitig Energie für die *zusätzliche* Volumenarbeit aufgebracht werden muß: Die *spezifische Wärme c_p* (bei konstantem Druck) ist immer größer als die *spezifische Wärme c_v* (bei konstantem Volumen). Dies wird klar, wenn wir uns vorstellen, daß zwei Zustandsänderungen nacheinander ablaufen: zuerst die isochore Erwärmung wie in Abbildung 2.19, dann die Ausdehnung des Volumens auf die Kolbenstellung von Abbildung 2.20(c), bei der die Innere Energie des Gasvolumens, wie im adiabatischen Fall beschrieben, abnehmen muß. Ohne zusätzliche Wärmezufuhr können wir also bei sonst gleichem Ausgangszustand im isobaren Fall nicht dieselbe Temperaturerhöhung erzielen.

Als Fazit halten wir fest, daß die spezifische Wärme im isobaren Fall größer sein muß als im isochoren Fall: Die spezifischen Wärmen sind also *prozeßabhängig*.

2.15 Phasenänderungen

Für die meisten meteorologischen Betrachtungen ist es ausreichend, die atmosphärische Luft als Gasgemisch zu betrachten, das nur aus zwei Komponenten besteht: aus trockener Luft (die eigentlich selbst ein Gasgemisch ist) und aus unsichtbarem Wasserdampf. Dieses Gasgemisch nennen wir *feuchte Luft*. Atmosphärischer Wasserdampf entsteht hauptsächlich bei der Verdunstung von flüssigem Wasser an der Oberfläche der Ozeane, und seine Existenz ist Voraussetzung für die *Wolken- und Niederschlagsbildung*.

Im folgenden haben wir es mit heterogenen (thermodynamischen) Systemen zu tun, in welchen verschiedene *Phasen* koexistieren (Phasen sind homogene Teilbereiche eines heterogenen Systems; in homogenen Systemen gibt es nur eine einzige Phase). Eine Schauerwolke ist ein Beispiel für ein kompliziertes heterogenes System: Wasser kommt in der flüssigen Phase als Wolkentröpfchen oder Regentropfen vor, die feste Phase wird durch die verschiedensten Eiskristalle, Schneeflocken oder Graupelkörner repräsentiert, und die umgebende feuchte Luft beinhaltet die gasförmige Phase. Wir erkennen, daß die verschiedenen Phasen durch *Phasengrenzen* markiert sind, die mit sprunghaften Änderungen bestimmter Eigenschaften (wie Teilchendichte und Teilchenbindung) verbunden sind.

Bei Zustandsänderungen eines heterogenen Systems ändern sich nicht nur die physikalischen Größen wie Druck, Temperatur oder Volumen, sondern

es finden auch *Phasenübergänge* statt, die mit Massentransport über die Phasengrenzen hinweg verbunden sind: So gewinnt bei *Kondensation* die flüssige Phase Masse hinzu, während sie bei *Verdunstung* Masse verliert. Phasenübergänge sind auch mit Energieumsätzen verbunden: Im Fall der Kondensation wird genau jene Wärmemenge freigesetzt, die für den Verdunstungsvorgang benötigt wurde. In einem geschlossenen System gilt das Prinzip der Massenerhaltung und im isolierten System *zusätzlich* der Energieerhaltungssatz.

In diesem Abschnitt wollen wir uns mit einigen mikrophysikalischen Aspekten der Verdunstung von Wasser und den speziellen Eigenschaften von Wasserdampf befassen, die sich von denen unseres Modellgases unterscheiden.

2.16 Verdunstung und Sättigungszustand

Was geschieht beim Verdunsten von (reinem) flüssigem Wasser? Bei jeder Wassertemperatur gibt es wegen der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung Moleküle, deren kinetische Energie ausreicht, die anziehenden Molekularkräfte (man nennt sie *Kohäsionskräfte*, wenn sie zwischen gleichartigen Molekülen wirken) an der Oberfläche des Wassers zu überwinden und das Wasser durch die Oberfläche hindurch zu verlassen. Die Zahl der pro Zeiteinheit durch die Wasseroberfläche austretenden Moleküle ist dabei von der Temperatur des Wassers abhängig: Je höher die Temperatur ist, desto mehr Teilchen können das Wasser pro Zeiteinheit verlassen (Abbildung 2.21).

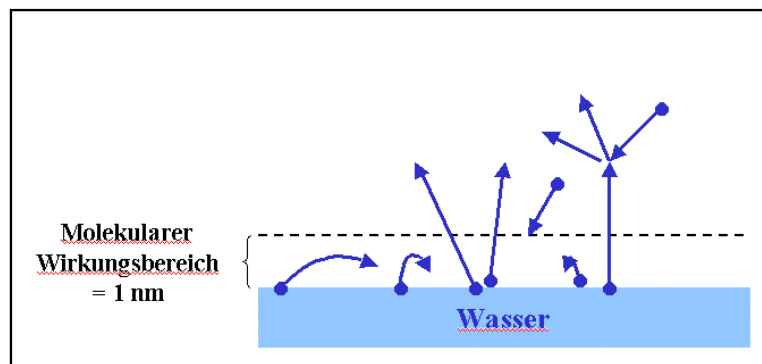


Abbildung 2.21: Schematische Darstellung der Verdunstung an einer ebenen Wasseroberfläche.

Die freien Moleküle, die sich oberhalb des Wassers befinden, bilden eine gasförmige Phase, die man *Wasserdampf* nennt. Freie Dampfmoleküle,

die wegen der ungeordneten Molekularbewegung wieder zufällig auf die Wasseroberfläche prallen, werden vom Wasser wieder “eingefangen”. Werden die Wasserdampfmoleküle über einer Wasseroberfläche jedoch durch den Wind weggetragen, verliert das Wasser mehr Moleküle als es zurückgewinnt, und es wird schließlich vollständig verdunsten (Abbildung 2.22a-c).

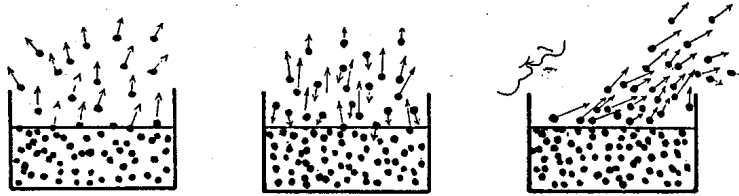


Abbildung 2.22: Wind vergrößert die Verdunstungsrate an Wasseroberflächen.

Weil das verdunstende Wasser nur Moleküle mit höherer kinetischer Energie verliert, nimmt die mittlere kinetische Energie der im Wasser verbleibenden Moleküle ab und die Temperatur des Wassers sinkt (*Verdunstungskälte*), wenn ihm keine Wärme von außen zugeführt wird. Trotzdem ist der Wasserdampf nicht wärmer (er sollte ja nur aus energiereichen Molekülen bestehen) als das Wasser, welches ständig Energie verliert: Wasser und Wasserdampf haben nämlich dieselbe Temperatur! Wie ist das zu erklären?

Beim Austreten aus der Flüssigkeit werden die energiereichen Moleküle durch die Kohäsionskräfte nahe der Oberfläche abgebremst. Während sich nämlich bei einem Molekül im Inneren der Flüssigkeit die nach allen Seiten gleich großen Kohäsionskräfte gerade aufheben, wirkt auf ein Molekül nahe oder direkt an der Oberfläche eine nach innen gerichtete, resultierende Kraft (Abbildung 2.23; sie ist die Ursache der *Oberflächenspannung* von Flüssigkeiten). Gegen diese Kraft müssen aus dem Wasser austretende Moleküle Arbeit verrichten und gewinnen - allerdings auf Kosten ihrer kinetischen Energie - potentielle Energie. Ein Teil der Arbeit wird verrichtet, bis das Molekül an die Oberfläche gelangt ist, ein weiterer, etwa gleich großer Energieaufwand ist notwendig, damit das Molekül schließlich den *molekularen Wirkungsbereich* gegen die Kohäsionskräfte verlassen kann (vgl. Abbildung 1.21).

Im Unterschied zu unserem Modellgas haben die Moleküle eines Dampfes, der in einem isolierten System mit seiner flüssigen Phase in direktem Kontakt steht, neben der kinetischen also auch potentielle Energie. Die gesamte Innere Energie eines Dampfes setzt sich dann aus den Summen der individuellen kinetischen und potentiellen Energien zusammen.

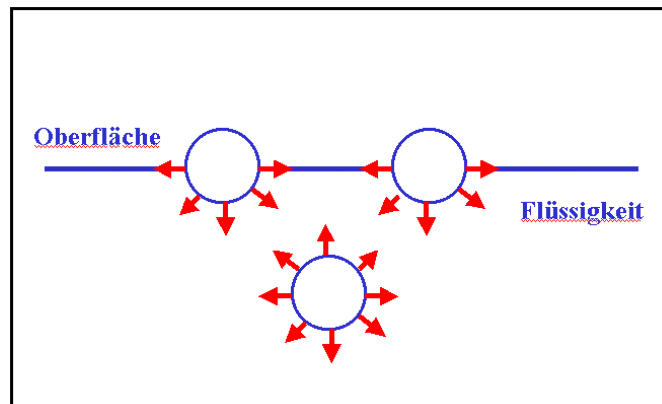


Abbildung 2.23: Schematische Darstellung zur Oberflächenspannung von Flüssigkeiten.

Wir wollen uns nun den speziellen Eigenschaften des Wasserdampfes zuwenden, der mit seiner flüssigen Phase im direkten Kontakt steht, und gehen von einem isolierten heterogenen System aus, in welchem (reines) Wasser zunächst durch eine isolierende Trennwand von einem Vakuum getrennt ist (Abbildung 2.24a). Verschwindet die Trennwand plötzlich, setzt Verdunstung ein und die Zahl der Moleküle im Dampfraum nimmt zunächst ständig zu (Abbildung 2.24b; die Entropie des gesamten Systems nimmt zu).

Der in den Dampfraum gerichtete Molekülstrom hängt von der Temperatur des Systems ab: Je höher die Temperatur ist, desto mehr Moleküle haben gemäß der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung ausreichende kinetische Energie, die flüssige Phase zu verlassen. Im Dampfraum sind dagegen noch zu wenig freie Moleküle, die auf die Oberfläche zuffliegen und wieder in die flüssige Phase eintreten: Der Netto-Molekülstrom bedeutet einen Massenverlust für die Flüssigkeit, und einen Massengewinn für den Dampf. In diesem Stadium nennt man den Dampf *ungesättigt*. Der im Dampfraum meßbare Gasdruck heißt *Dampfdruck*.

Nach einiger Zeit, wenn die Moleküldichte im Dampfraum ausreichend groß ist, stellt sich ein *dynamisches Gleichgewicht* ein: Jetzt wechseln gleich viele Moleküle von der Flüssigkeit in den Dampfraum wie umgekehrt vom Dampfraum in die Flüssigkeit und der Netto-Molekülstrom ist Null (Abbildung 2.24c). Wie stark die beiden, sich gegenseitig ausgleichenden Molekülströme sind, hängt dann nur von der Temperatur ab. Dieses dynamische Gleichgewicht charakterisiert den *Sättigungszustand des Wasserdampfes*: Der Wasserdampf ist gesättigt, das heißt, daß der verfügbare Dampfraum mit der maximal möglichen Anzahl von Molekülen besetzt ist (mehr geht nicht,

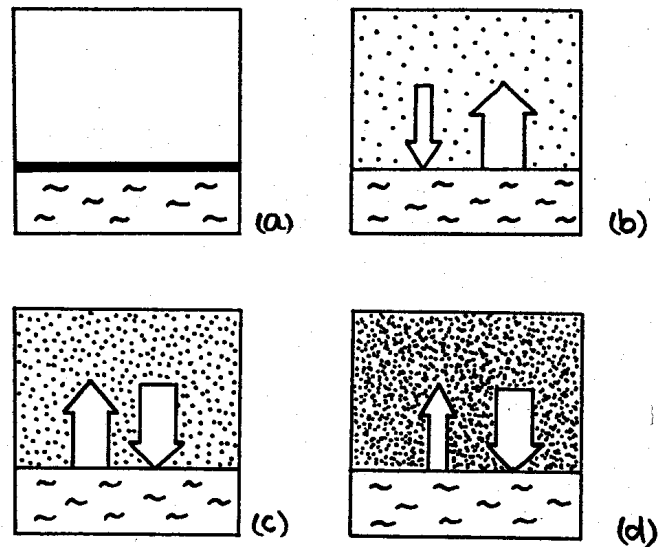


Abbildung 2.24: Flüssige Phase und Dampfphase wechselwirken miteinander: a) Anfangszustand; b) ungesättigter Dampf; c) gesättigter Dampf; d) übersättigter Dampf.

ansonsten tritt Kondensation ein!).

Im Dampfraum herrscht dann der maximal mögliche Dampfdruck, der *Sättigungsdampfdruck*. Der Zusammenhang zwischen Sättigungsdampfdruck und Temperatur ist nicht linear (Abbildung 2.25). Denn, anders als bei der oben beschriebenen isochoren Zustandsänderung unseres Modellgases, nimmt mit ansteigender Temperatur im (geschlossenen) heterogenen 2-Phasensystem sowohl die mittlere kinetische Energie der Moleküle als auch die Teilchendichte im Dampfraum zu, was zu einem überproportionalen Anstieg des Sättigungsdampfdrucks mit der Temperatur führt. Ohne Kontakt zu seiner flüssigen Phase würde sich der Dampf verhalten wie unser Modellgas: bei isochorer Erwärmung bliebe die Moleküldichte im Dampfraum konstant und zwischen Druck und Temperatur bestünde ein linearer Zusammenhang.

Würde man dem Dampf volumen in der Abbildung 2.24c *von außen* mehr Dampf moleküle zuführen, würden wegen der erhöhten Dampf dichte so lange mehr Dampf moleküle in die Flüssigkeit übertreten, bis die Dampf dichte wieder den ursprünglichen Wert des Sättigungszustands erreicht hat: Dann herrscht wieder dynamisches Gleichgewicht. Abbildung 2.24d zeigt einen *übersättigten* Dampf mit ungleichen Molekülströmen, die netto einen Massenzuwachs der Flüssigkeit bedeuten (Kondensation).

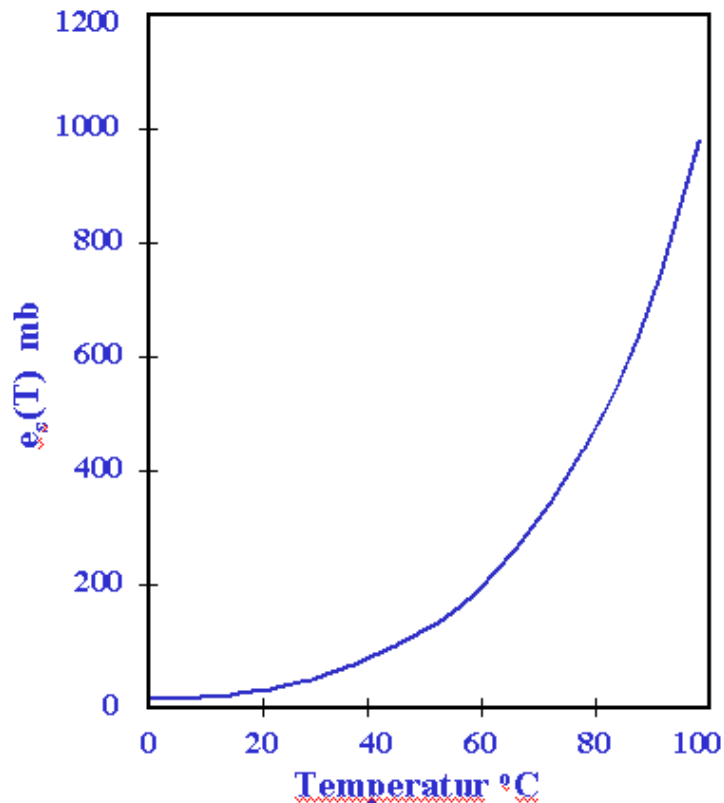


Abbildung 2.25: Der Sättigungsdampfdruck als Funktion der Temperatur über einer ebenen Wasseroberfläche.

Geht man von der Anordnung der Abbildung 2.24c aus und vergrößert das Dampfvolumen bei konstant gehaltener Temperatur (das System sei geschlossen), setzt also die Dampfdichte herab, werden so lange mehr Moleküle aus der Flüssigkeit aus- als eintreten (Verdunstung), bis die ursprüngliche Dampfdichte wieder hergestellt ist. Es stellt sich also wieder der Sättigungszustand mit demselben Sättigungsdruck ein (dynamisches Gleichgewicht).

Verkleinert man das Dampfvolumen und erhöht somit die Dampfdichte bei festgehaltener Temperatur im geschlossenen System, ist der Dampf übersättigt (Abbildung 2.24d) und der ursprüngliche Sättigungszustand wird durch Kondensation wieder hergestellt.

Zusammenfassend stellen wir fest, daß Dampf also ein Gas ist, das mit einer Flüssigkeit in Kontakt steht, die aus gleichartigen Molekülen aufgebaut ist. Ist der Dampf gesättigt, herrscht ein dynamisches Gleichgewicht und im Dampfraum der Sättigungsdampfdruck. Das Niveau des dynamischen Gleichgewichts (das heißt, wie stark die beiden gleich großen, jedoch entge-

gengesetzt gerichteten Molekülströme durch die Flüssigkeitsoberfläche sind) hängt nur von der Temperatur ab (die einer bestimmten Energieverteilung der Moleküle entspricht). Auch der Sättigungsdampfdruck (siehe Abbildung 2.25) hängt deshalb nur von der Temperatur ab und ist unabhängig vom Dampfvolumen (im deutlichen Unterschied zum Verhalten unseres Modellgases).

Falls der Raum über der Flüssigkeit nicht leer ist, sondern zum Beispiel mit trockener Luft besetzt ist, bleiben die oben gemachten Aussagen prinzipiell richtig. Der Dampfdruck ist dann der Partialdruck der Dampfkomponente im Gasgemisch "feuchte Luft". Der Sättigungsdampfdruck ist in sehr guter Näherung vom Partialdruck anderer vorhandener Gase unabhängig. Das dynamische Gleichgewicht des Sättigungszustands stellt sich lediglich langsamer ein, weil die Diffusion der Dampfmoleküle durch andere Gasmoleküle behindert wird.

Der Sättigungsdampfdruck hängt stark von der Form der Flüssigkeitsoberfläche ab und ist über konvexen Oberflächen (zum Beispiel bei Wolkentröpfchen) *größer* als über einer ebenen Oberfläche. In diesem Fall befinden sich aus geometrischen Gründen weniger Flüssigkeitsmoleküle im Wirkungsbereich eines freien Dampfmoleküls, weshalb die Anziehungskräfte geringer sind als im ebenen Fall (bei sonst gleichem Abstand zur Oberfläche). Es kondensieren also weniger Dampfmoleküle, weshalb die Dampfdichte und somit auch der Dampfdruck im dynamischen Gleichgewicht bei Sättigung (und bei festgehaltener Temperatur) höher sind als über einer ebenen Fläche.

Je stärker die konvexe Krümmung (also je kleiner das Wolkentröpfchen) ist, desto größer ist der Sättigungsdampfdruck über der Tröpfchenoberfläche. Deshalb müssen unter geeigneten Umständen in einer Wolke die kleinen Tröpfchen zugunsten der größeren Wolkentröpfchen verdunsten (Abbildung 2.26).

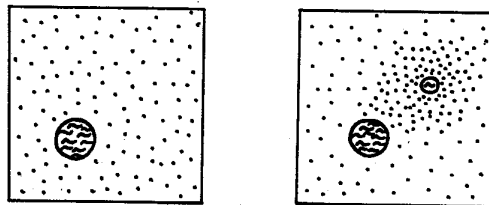


Abbildung 2.26: Im linken Bild ist der Dampf gegenüber der Tröpfchenoberfläche gesättigt: Bringt man ein kleineres Tröpfchen in die Nähe des Größeren, muß das Kleine vollständig verdunsten.

Am Ende des ersten Kapitels sei noch erwähnt, daß sich ungesättigter (oder *überhitzter*) Dampf *ohne* Kontakt zur flüssigen Phase verhält wie ein *quasi-ideales Gas*, und eine Unterscheidung zwischen Gas und Dampf ist nicht mehr gerechtfertigt. Messungen haben ergeben, daß für in der Atmosphäre vorkommende Drücke und Temperaturen Wasserdampf in guter Näherung als ideales Gas behandelt werden kann.

Kapitel 3

Thermodynamik der Atmosphäre

In diesem Kapitel werden die wichtigsten thermodynamischen Gesetze eingeführt. Sie helfen, Stabilität bzw. Labilität bei Vertikalbewegungen und Kondensationsprozesse zu erklären.

Das atmosphärische Gasgemisch kann man in guter Näherung wie ein ideales Gas behandeln. Dieser Begriff stammt aus der kinetischen Gastheorie und steht für ein Modellgas, in dem keine Kräfte zwischen den Molekülen wirken. Außerdem sollen die Molekülzusammenstöße vollkommen elastisch verlaufen, d. h. vergleichbar dem Verhalten zweier Billardkugeln (vgl. Kapitel 2, Abschnitt 2.4).

Laborversuche haben gezeigt, daß der Druck p , die absolute Temperatur T und das Volumen V eines solchen Gases durch eine einfache Zustandsgleichung miteinander verknüpft sind (p und T sind intensive Größen, V ist als materielles Volumen eine extensive Größe). Für m Kilogramm des Gases gilt

$$pV = mRT. \quad (3.1)$$

mit R als Konstante. R wird (spezifische) Gaskonstante genannt (Einheit: Joule pro Kelvin und Kilogramm) und hat für jedes Gas einen anderen Zahlenwert.

Die *Dichte* des Gases ist $\rho = m/V$, weshalb (3.1) auch so geschrieben werden kann:

$$p = R\rho T. \quad (3.2)$$

Das Volumen von 1 kg eines Gases bezeichnet man als spezifisches Volumen α . Also lautet (3.1) für die Einheitsmasse $m = 1$ kg

$$p\alpha = RT. \quad (3.3)$$

Die Masse aller Teilchen eines Kilomol (kmol; entspricht der Zahl von $6,022 \times 10^{26}$) einer Substanz ergibt ihr Molekulargewicht M in Kilogramm. (Vor allem in der älteren Literatur findet man oft die Angaben in Gramm, d. h. die Masse von einem Mol oder $6,022 \times 10^{23}$ Teilchen.) Ein Kilomol Wasser wiegt z. B. 18,016 kg. Die Zahl der Kilomole n einer beliebigen Masse m eines Stoffes läßt sich leicht berechnen:

$$n = m/M. \quad (3.4)$$

Die Teilchenmenge $6,022 \times 10^{26}$ ist eine Universalkonstante und wird *Avogadro-Konstante* genannt.

Legt man Druck und Temperatur fest, so beansprucht die jeweils gleiche Menge verschiedener Gasmoleküle ein konstantes Volumen. Für ein Kilomol Teilchen, d. h. $m = M$ in (3.4), folgt für alle idealen Gase aus (3.1)

$$pV = MRT. \quad (3.5)$$

$R^* = MR$ ist demnach eine stoffunabhängige Konstante. Diese *universelle Gaskonstante* hat den Wert $8314,3 \text{ JK}^{-1} \text{ kmol}^{-1}$.

Für n kmol irgendeines Gases kann man die ideale Gasgleichung (3.1) in folgender Form schreiben:

$$pV = nR^* T. \quad (3.6)$$

Die Luft besteht aus einem Gemisch von Gasen mit verschiedenen Molekulargewichten. Es läßt sich jedoch ein *mittleres Molekulargewicht* M_l definieren, welches für M in (3.5) eingesetzt wird.

m kg *trockene Luft* enthalten m_i kg des Gases i mit dem Molekulargewicht M_i . Der Druck, den die i -te Gaskomponente ausübt, wird Partialdruck genannt. Nach dem Gesetz von Dalton setzt sich der Gesamtdruck im Gasgemisch aus der Summe der Partialdrücke zusammen: $p = \sum p_i$ (siehe Kapitel 2, Abschnitt 2.10). Die m_i/M_i Kilomole der einzelnen Bestandteile nehmen unabhängig von der Teilchensorte immer das gesamte Volumen V ein. Für das Gas i wird dann (3.6) zu

$$p_i V = \left(\frac{m_i}{M_i} \right) R^* T$$

und die Addition dieser i Gleichungen ergibt

$$pV = \left[\sum_i \left(\frac{m_i}{M_i} \right) \right] R * T. \quad (3.7)$$

Auch für ein Gasgemisch kann man also (3.6) anwenden, wenn man $n = \sum_i \left(\frac{m_i}{M_i} \right)$ setzt. Zusammen mit (3.4) läßt sich jetzt auch das mittlere Molekulargewicht bestimmen:

$$M_d = \frac{\sum_i m_i}{\sum_i (m_i/M_i)}. \quad (3.8)$$

Für trockene Luft beträgt $M_d = 28,97 \text{ kg/kmol}$. Wird nur 1 kg trockene Luft untersucht, vereinfacht sich (3.7) zu

$$p\alpha = R_d T \quad (3.9)$$

mit

$$R_d = R * /M_d = 287 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}.$$

Feuchte Luft ist ein Gemisch aus trockener Luft und Wasserdampf, so daß die Rechnung ähnlich verläuft.

Volumen V , Druck p und die Temperatur T der feuchten Luft seien vorgegeben. Die Gleichungen für die Komponenten Wasserdampf und trockene Luft mit den Partialdrücken e bzw. p_d lauten

$$p_d V = m_d R_d T \quad (3.10)$$

und

$$e V = m_w R_w T. \quad (3.11)$$

Die Addition der beiden Gleichungen liefert

$$pV = (m_d R_d + m_w R_w) T$$

oder

$$p\alpha = R_m T \quad (3.12)$$

mit

$$R_m = \frac{m_d R_d + m_w R_w}{m_d + m_w}. \quad (3.13)$$

Für praktische Anwendungen ist es günstiger, diese Gleichung in einer anderen Form zu schreiben:

$$\begin{aligned} R_m &= R_d \left[\frac{m_d + m_w \frac{R_w}{R_d}}{m_d + m_w} \right] \\ &= R_d \left[\frac{1 + \frac{m_w}{m_d} \times \frac{R_w}{R_d}}{1 + \frac{m_w}{m_d}} \right] \\ &\approx R_d \left(1 + r \frac{R_w}{R_d} \right) (1 - r) \end{aligned}$$

mit $r = m_w/m_d$ und $(1 + r)^{-1} \approx (1 - r)$. Voraussetzung für diese Näherung ist ein kleiner Wert von r . In diesem Fall kann auch das Produkt $rR_w/R_d \times r$ vernachlässigt werden:

$$R_m = R_d \left[1 + r \left(\frac{R_w}{R_d} - 1 \right) \right] \quad (3.14)$$

Das *Wasserdampf-mischungsverhältnis* r ist das Verhältnis der Massen des Wasserdampfes und der trockenen Luft. Aus $R^* = M_w R_w$ folgt $R_w = 8314,3 \text{ J K}^{-1} \text{ kmol}^{-1} / 18,016 \text{ kg kmol}^{-1} = 461 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$. In (3.14) eingesetzt erhält man

$$R_m = R_d [1 + 0,61r]. \quad (3.15)$$

Die Gaskonstante R_m der feuchten Luft ist demnach immer größer als die der trockenen Luft. Das bedeutet nach (3.12), daß bei gleicher Temperatur und gleichem Druck feuchte Luft eine geringere Dichte bzw. ein größeres spezifisches Volumen hat.

Mit (3.15) lautet die Zustandsgleichung für feuchte Luft

$$p\alpha = R_d(1 + 0,61r)T.$$

Anstatt den Feuchtegehalt in einer variablen "Gaskonstante" zu berücksichtigen, ist es praktischer, eine *virtuelle Temperatur* T_v zu definieren. Mit $T_v = T(1 + 0,61r)$ folgt dann

$$p\alpha = R_d T_v. \quad (3.16)$$

Erwärmt man trockene Luft auf die virtuelle Temperatur T_v , so hat sie bei konstantem Druck das gleiche spezifische Volumen wie die feuchte Luft mit der Temperatur T .

Gleichung (3.16) behält also die einfache Form von (3.9). Durch die Verwendung von T_v ist sie aber die *Zustandsgleichung feuchter Luft mit der Dichte* $1/\alpha$, wobei α nun eine Funktion von T_v und p ist. Einerseits wird also der Einfluß von Wasserdampf *auf die Dichte* berücksichtigt, andererseits kann feuchte Luft nun rechnerisch weiterhin wie trockene Luft mit einer etwas höheren Temperatur $T = T_v$ behandelt werden.

Normalerweise bleibt das Mischungsverhältnis kleiner als ein bis zwei Prozent und wird in Gramm Wasserdampf pro Kilogramm trockener Luft angegeben. Die Voraussetzung für die Näherung bei der Herleitung von (3.14) ist also erfüllt. Um T_v zu bestimmen, muß man den Wert auf kg/kg umrechnen. Außerdem ist die Temperatur in Kelvin einzusetzen!

3.1 Die hydrostatische Grundgleichung

Die Atmosphäre befindet sich fast vollständig im hydrostatischen Gleichgewicht. Nur bei kleinräumigen Bewegungen (z. B. in Gewittern) können stärkere Abweichungen auftreten. Hydrostatisches Gleichgewicht bedeutet, daß die Gewichtskraft eines Luftpaketes von dessen Auftriebskraft aufgehoben wird. Der Druck auf das Luftvolumen ist nämlich von unten größer als von oben.

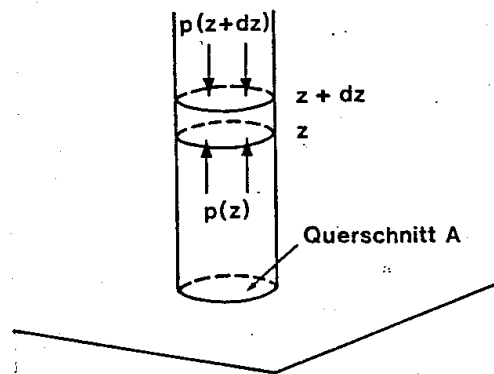


Abbildung 3.1: Kräftegleichgewicht zur Herleitung der hydrostatischen Grundgleichung

Mathematisch läßt sich das Kräftegleichgewicht so formulieren:

$$p(z)A - p(z + dz)A = \rho g A dz.$$

Der Übergang zu kleinen dz liefert schließlich die Differentialgleichung

$$\frac{dp}{dz} = -g\rho(z), \quad (3.17)$$

die *hydrostatische Grundgleichung* genannt wird. Das Minuszeichen kommt durch die vertikale Druckabnahme zustande.

Ist die vertikale Dichteänderung $\rho(z)$ bekannt, kann man (3.17) bezüglich z integrieren:

$$p(z) = \int_z^\infty g\rho(z)dz. \quad (3.18)$$

Dabei gilt die Randbedingung $p(z) \rightarrow 0$ für $z \rightarrow \infty$. Der Druck in der Höhe z entsteht nach (3.18) durch das Gewicht, mit dem die vertikale Luftsäule auf einer Einheitsfläche lastet.

Weiterhin folgt, daß das Produkt des mittleren Luftdrucks in Meereshöhe ($= 10^5$ Pa) mit der Erdoberfläche ($= 5 \times 10^{14}$ m²) geteilt durch die Schwerkbeschleunigung g ($= 10$ m s⁻²) ungefähr die gesamte Atmosphärenmasse (5×10^{18} kg) ergibt.

Das vertikale Dichteprofil $\rho(z)$ ist schwierig zu messen, kann aber mit Hilfe der idealen Gasgleichung $p = \rho RT$ durch die leichter bestimmbare Temperatur ersetzt werden:

$$\frac{1}{p} \frac{dp}{dz} = -\frac{g}{RT}.$$

Integriert man die hydrostatische Grundgleichung in dieser Form, ergibt sich

$$p(z) = p(0) \exp \left[-\frac{1}{R} \int_0^z \frac{g(z') dz'}{T(z')} \right] \quad (3.19)$$

Die vertikale Druckabnahme hängt von der Temperaturschichtung $T(z)$ der Atmosphäre *und* vom Ausgangswert am Boden $p(0)$ ab. In warmer Luft nimmt der Druck langsamer mit der Höhe ab als in kalter Luft. Der Bodendruck $p(0)$ läßt sich mit (3.19) nicht bestimmen, er muß z. B. durch eine Messung gegeben sein.

3.2 Geopotential

Das *Geopotential* ϕ an einer beliebigen Stelle in der Atmosphäre wird durch die Arbeit definiert, die man leisten muß, um vom Meeresniveau eine Masse von 1 kg im Erdschwerefeld auf die Höhe des gewählten Punktes zu heben.

Oder anders ausgedrückt: ϕ ist das Gravitationspotential für die Einheitsmasse (Einheit Jkg^{-1} bzw. m^2s^{-2}).

Die Schwerkraft (in Newton), die auf 1 kg in der Höhe z wirkt, entspricht dem Zahlenwert der Schwerebeschleunigung g . Um 1 kg von z auf die Höhe $z + dz$ zu bringen, ist deshalb die Arbeit gdz nötig. Es folgt $d\phi = gdz$ und nach Integration:

$$\phi(z) = \int_0^z g(z)dz. \quad (3.20)$$

Für das Bezugsniveau $z = 0$ gilt die Konvention $\phi(0) = 0$.

Angemerkt werden muß noch, daß das Geopotential einer Masse nur von deren Höhe abhängt, nicht aber vom Weg, auf dem sie dorthin gebracht wurde. Der mathematische Beweis hierfür stammt aus der Vektoranalysis. Wird die Masse von der Höhe A auf die Höhe B gehoben, so benötigt man also immer die Energie $\phi(B) - \phi(A)$. Auf dem Weg zurück zu A wird die gleiche Energiemenge wieder verfügbar.

Die *geopotentielle Höhe* Z ergibt sich aus der Division des Geopotentials durch die mittlere Schwerebeschleunigung an der Erdoberfläche ($g_* = 9,8 \text{ ms}^{-2}$):

$$Z = \frac{\phi(z)}{g_*} = \frac{1}{g_*} \int_0^z g(z)dz. \quad (3.21)$$

In der unteren Atmosphäre besteht zwischen Höhenangaben in z und Z fast kein Unterschied, weil sich die zunehmende Erdentfernung erst in größeren Höhen stärker auf g auswirkt. Tabelle 3.1 zeigt den Vergleich zwischen z und Z in Abhängigkeit von $g(z)$ für den 40. Breitengrad.

Die Schwerebeschleunigung variiert wegen der Erdrotation und der dadurch entstandenen Abplattung der Erdkugel auch mit der geographischen Breite. In den niedrigen Breiten, wo g durch die Zentrifugalkraft vermindert wird ($g_{\text{Äq}} = 9,78 \text{ m s}^{-2}$, $g_{\text{Pol}} = 9,83 \text{ m s}^{-2}$), kann man mit einer vorgegebenen Energiemenge eine Masse etwas höher heben als am Pol. Deshalb verlaufen die Geopotentialflächen (Flächen mit $\phi = \text{const.}$) in der Atmosphäre über dem Pol in geringerer Entfernung vom Meeresniveau als über dem Äquator. Auf diesen leicht geneigten Flächen wirkt in jedem Punkt als einzige Kraft die Schwerkraft genau senkrecht zur Fläche. Auf einer nicht geneigten Fläche $z = \text{const.}$ tritt dagegen zusätzlich eine zum Äquator hin gerichtete Kraftkomponente auf. Die Meeresoberfläche ist die Geopotentialfläche $\phi = 0$, auf welcher die Schwerkraft ebenfalls senkrecht zur Fläche wirkt. Selbst hier, wie auf allen anderen Geopotentialflächen auch, ist die Schwerkraft nur am Äquator und an den Polen genau zum Erdmittelpunkt

Tabelle 3.1: Vergleich zwischen z und Z in Abhängigkeit von $g(z)$ für den 40. Breitengrad

$z(\text{km})$	$Z(\text{km})$	$g(\text{ms}^{-2})$
0	0	9.802
1	1.000	9.798
10	9.986	9.771
20	19.941	9.741
30	29.864	9.710
60	59.449	9.620
90	88.758	9.531
120	117.795	9.443
160	156.096	9.327
200	193.928	9.214
300	286.520	8.940
400	376.370	8.677
500	463.597	8.427
600	548.314	8.186

hin gerichtet, weil wegen der Abplattung der Erde die Wasserverteilung nicht kugelsymmetrisch ist.

Sind in der Zustandsgleichung für feuchte Luft (3.16) drei von den Größen p , α , w und T durch Messungen bestimmt, kann man die vierte daraus berechnen. Häufig wird mit (3.16) die schwer meßbare Dichte ρ in den Gleichungen eliminiert. Die hydrostatische Gleichung läßt sich beispielsweise so umschreiben:

$$\frac{dp}{dz} = -\frac{pg}{RT} = -\frac{pg}{R_d T_v}$$

Setzt man die Beziehung $gdz = d\phi$ ein, ergibt sich

$$d\phi = -R_d T_v \frac{dp}{p}$$

und nach Integration

$$\phi_2 - \phi_1 = -R_d \int_{p_1}^{p_2} T_v \frac{dp}{p}$$

oder

$$Z_2 - Z_1 = \frac{R_d}{g_*} \int_{p_2}^{p_1} T_v \frac{dp}{p}. \quad (3.22)$$

Die geopotentielle Höhe kann also ermittelt werden, wenn die Änderung der Temperatur und des Mischungsverhältnisses (für die Berechnung von T_v nötig) in Abhängigkeit vom Druck bekannt ist. Genau diese Größen messen die Radiosonden in der Atmosphäre.

Die Integration von (3.22) für den Fall einer trockenen und isothermen Atmosphäre, d. h. $T_v = T = const.$, liefert

$$Z_2 - Z_1 = \frac{R_d T}{g_*} \ln \frac{p_1}{p_2} \quad (3.23)$$

oder mit $p_1 = p_b$ (Bodendruck), $Z_1 = 0$, $Z_2 = Z$ und $p_2 = p(Z)$

$$p(Z) = p_b \exp \left[-\frac{Z}{H} \right]. \quad (3.24)$$

Die Konstante $H = R_d T / g_*$ wird *Skalenhöhe* genannt. Bis zu dieser Höhe nimmt der Druck auf $1/e$ des Bodenwertes ab. Für die mittlere Temperatur an der Erdoberfläche von 288 K beträgt H ungefähr 8,5 km.

In der Troposphäre ändert sich zwar die virtuelle Temperatur mit der Höhe, die Formel (3.23) kann aber dennoch verwendet werden, wenn man statt T_v eine mittlere virtuelle Temperatur \bar{T}_v bezüglich $\ln p$ definiert:

$$\bar{T}_v = \frac{\int_{\ln p_2}^{\ln p_1} T_v d(\ln p)}{\int_{\ln p_2}^{\ln p_1} d(\ln p)} = \int_{p_2}^{p_1} T_v \frac{dp}{p} / \ln \left(\frac{p_1}{p_2} \right)$$

3.3 Schichtdicke und Höhe von Druckflächen

Der geopotentielle Höhenunterschied $Z_2 - Z_1$ zwischen zwei beliebigen Niveaus in der Atmosphäre wird als *Schichtdicke* bezeichnet. Aus den im letzten Abschnitt abgeleiteten Gleichungen folgt, daß die Schichtdicke zwischen den Druckflächen p_1 und p_2 nur von der mittleren virtuellen Temperatur der eingeschlossenen Luft abhängt. Steigt T_v an, so dehnt sich die Luft aus und die Schichtdicke wächst. Die Masse der Luft ändert sich jedoch dabei nicht.

Bei der Wettervorhersage werden Karten der Schichtdicke zwischen 1000 hPa und 500 hPa benutzt (relative Topographie). Dargestellt sind Linien konstanter Schichtdicke (Einheit: geopotentielle Dekameter, abgekürzt: gpdam), so daß die Temperaturverteilung in der unteren Troposphäre zu erkennen ist. Die im Abstand von 4 gpdam gezeichneten Isolinien entsprechen einem Unterschied der virtuellen Temperatur von 2 K. Die Drängungszonen

sind mit den thermischen Frontalzonen identisch und geben Hinweise auf die Lage der Fronten in der Bodenwetterkarte (Beispiel vom 12.02.1992, 13 MEZ siehe Abbildung 3.2).

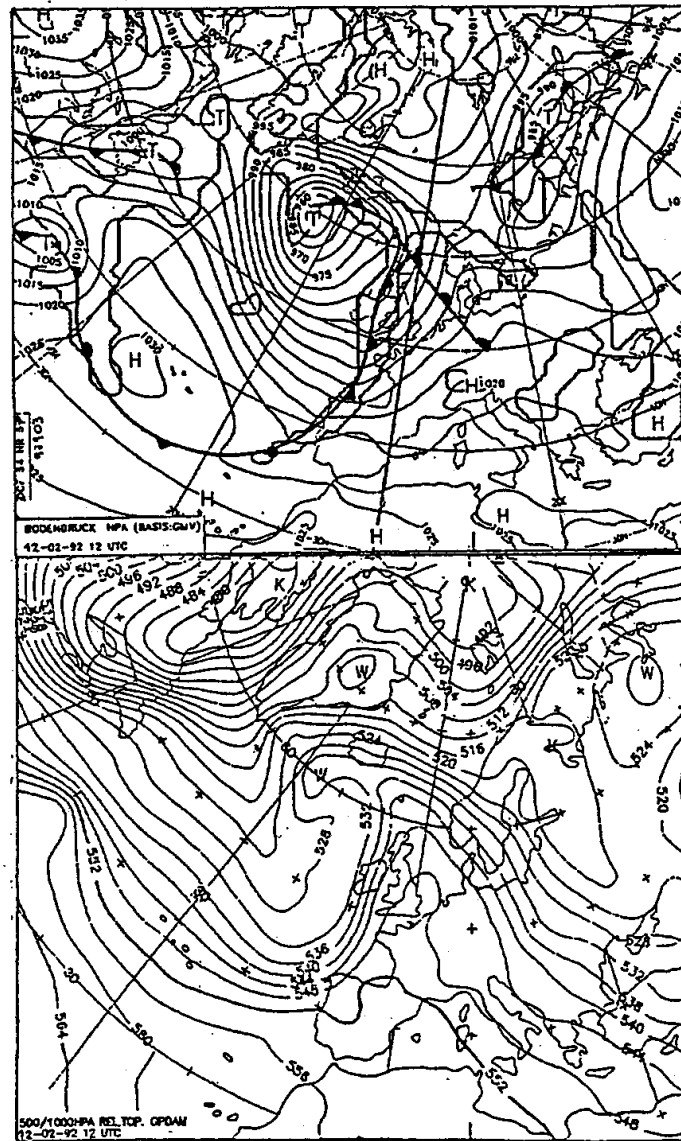


Abbildung 3.2: Bodendruck und relative Topographie (1000 hPa - 500 hPa) mit Warm- und Kaltfront

Karten der Schichtdicke kann man recht schnell aus den Daten (Druck, Temperatur, Feuchte) der Radiosondenaufstiege konstruieren. Diese Aufstie-

ge werden alle 12 Stunden in einem internationalen Meßnetz durchgeführt.

3.4 Luftdruckreduktion auf Meereshöhe

Die vertikale Druckänderung übertrifft bei weitem die horizontalen Druckunterschiede in verschiedenen Wettersystemen. Dies führt dazu, daß der Luftdruck an einer Station hauptsächlich von deren Höhenlage bestimmt wird. Zum Studium von Wettersystemen mit ihren horizontalen Druckverteilungen, die sich im allgemeinen zeitlich verändern, müssen die verschiedenen Druckmessungen auf ein gemeinsames Bezugsniveau (*mittlere Meereshöhe*) reduziert werden. Erst dann sind Druckmessungen von verschiedenen Orten untereinander vergleichbar und es läßt sich aus einer Druckverteilung die Windverteilung ableiten.

Eine Methode für die Druckreduktion ist, den zusätzlichen Druck einer fiktiven Luftsäule zwischen Beobachtungsort und Meeressniveau zum Meßwert an der Station p_{st} zu addieren: Wir denken uns also unterhalb unserer Station eine Luftsäule, die bis auf Meereshöhe hinabreicht und dort eine Druckerhöhung (zum gemessenen Stationsdruck) aufgrund ihres Gewichts bewirkt.

Zunächst bestimmen wir die Mitteltemperatur T der gedachten Luftsäule, indem wir annehmen, daß die Temperatur nach unten um 0.65 K pro 100 m zunimmt (siehe Abbildung 3.3). Mit Hilfe der an der Station gemessenen Luftfeuchte kann schließlich die virtuelle Mitteltemperatur \bar{T}_v bestimmt werden. Der Druck in Meereshöhe $p(0)$ ergibt sich dann aus 3.24.

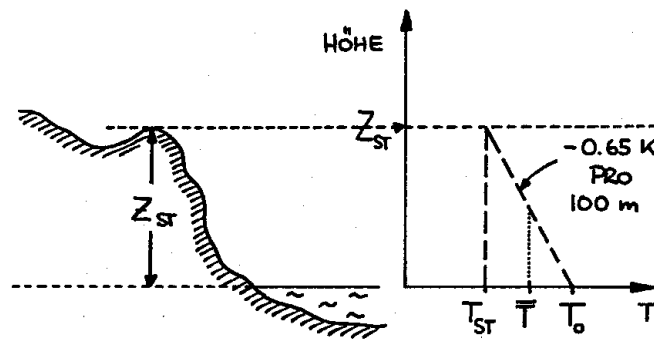


Abbildung 3.3: Bestimmung des reduzierten Luftdrucks mit einer gemittelten Temperatur \bar{T}

$$p(0) = p_{st} \exp\left(\frac{Z_{st}}{H}\right) \quad (3.25)$$

mit Z_{st} als geopotentieller Stationshöhe und $H = R_d \bar{T}_v / g^*$. So lange Z_{st} nicht größer ist als einige hundert Meter, gilt $Z_{st}/H \ll 1$ und für (3.25) in guter Näherung

$$p(0) = p_{st} \left(1 + \frac{g^*}{R_d} \frac{Z_{st}}{\bar{T}_v}\right) \quad (3.26)$$

Für höhergelegene Stationen verwendet man eine andere Näherungsformel. Wegen der bei noch größeren Stationshöhen zunehmenden Ungenauigkeiten der Luftdruckreduktion wird der Meeresspiegel nur unterhalb von 700 m Höhe als Bezugsniveau gewählt. Bei höhergelegenen Orten (Bergstationen) berechnet man aus der Luftdruck- und Temperaturmessung die Höhe der nächstgelegenen Hauptdruckfläche (850 hPa, 700 hPa).

3.5 Barometrische Höhenmessung

Die Höhenmesser in Flugzeugen funktionieren nach dem Prinzip der barometrischen Höhenmessung: Die Höhendifferenz zwischen zwei Punkten wird durch Messung des Luftdrucks an diesen beiden Punkten bestimmt. Für die exakte Ermittlung der Höhe ist jedoch nach Gleichung (3.23) die Kenntnis der Temperatur- und Feuchteverteilung erforderlich. Da man diese normalerweise nicht kennt, werden den Skalen der Höhenmesser die Werte der US-Standardatmosphäre zugrunde gelegt. In ihr beträgt der vertikale Temperaturgradient bis zur Tropopause 6,5 K/km. Ausgangspunkte in Meereshöhe sind $p_* = 1013,25$ hPa und $T_* = 288$ K; außerdem wird die Luft als trocken angenommen. Die Höhenmessereinstellung vor dem Flugzeugstart erfolgt mit Hilfe des QNH-Wertes, wie man in der Luftfahrt den mit dem Temperaturverlauf der Standardatmosphäre auf Meeressniveau reduzierten Luftdruck bezeichnet. Die angezeigte Flugplatzhöhe stimmt dann mit der tatsächlichen Höhe nur überein, wenn die atmosphärischen Verhältnisse zufällig denen in der Standardatmosphäre entsprechen. Auch die aktuelle Temperaturschichtung der Atmosphäre während des Fluges wird von der Skala des Höhenmessers nicht erfaßt. Dies führt dazu, daß die angezeigte Höhe mehr oder weniger stark von der tatsächlichen Höhe abweicht.

Das Flugzeug soll sich in der Höhe z über dem Meeresspiegel und in der Höhe z' über der Druckfläche der Standardatmosphäre bewegen. Es gilt

$$T = T_* - \Gamma z', \quad (3.27)$$

wobei Γ der vertikale Temperaturgradient ist. Aus der hydrostatischen Grundgleichung erhält man

$$\frac{dp}{p} = -\frac{g}{RT} dz = -\frac{g dz'}{R(T_* - \Gamma z')}.$$

Die Änderung von g bis zur Höhe z' kann vernachlässigt werden. Deswegen läßt sich die Integration über p bzw. z' so durchführen:

$$\int_{p_*}^p \frac{dp}{p} = -\frac{g}{R} \int_0^{z'} \frac{dz'}{T_* - \Gamma z'}$$

woraus folgt

$$\ln \frac{p}{p_*} = \frac{g}{R\Gamma} \ln \left[\frac{T_* - \Gamma z'}{T_*} \right],$$

nach z' aufgelöst

$$z' = \frac{T_*}{\Gamma} \left[1 - \left(\frac{p}{p_*} \right)^{R\Gamma/g} \right]. \quad (3.28)$$

Der aktuelle Bodendruck (dieser Druckwert heißt in der Luftfahrt QFE-Wert), auf QNH umgerechnet, also auf $z = 0$, sei gleich p_b . Die Höhe dieser Druckfläche über dem Niveau p^* in der Standardatmosphäre ergibt sich aus (3.28) zu

$$z'_b = \frac{T_*}{\Gamma} \left[1 - \left(\frac{p_b}{p_*} \right)^{R\Gamma/g} \right]. \quad (3.29)$$

Der Höhenmesser zeigt eine Flughöhe von $z = z' - z'_b$ an, wenn für den QNH-Wert p_b die Höhe $z = 0$ eingestellt wurde. Ist die Mitteltemperatur der Luft zwischen Boden und Flugzeug höher (niedriger) als die der Standardatmosphäre, mißt man im Vergleich zur tatsächlichen Höhe eine zu kleine (zu große) Flughöhe. Zusätzliche Abweichungen können durch die Änderung des QNH-Wertes beim Durchfliegen von Wettersystemen entstehen.

3.6 Der 1. Hauptsatz der Thermodynamik

Energie kann zwar in verschiedene Formen überführt werden (z. B. Versuch von Joule: durch mechanische Arbeit wird Wärme erzeugt: Abbildung 3.4),

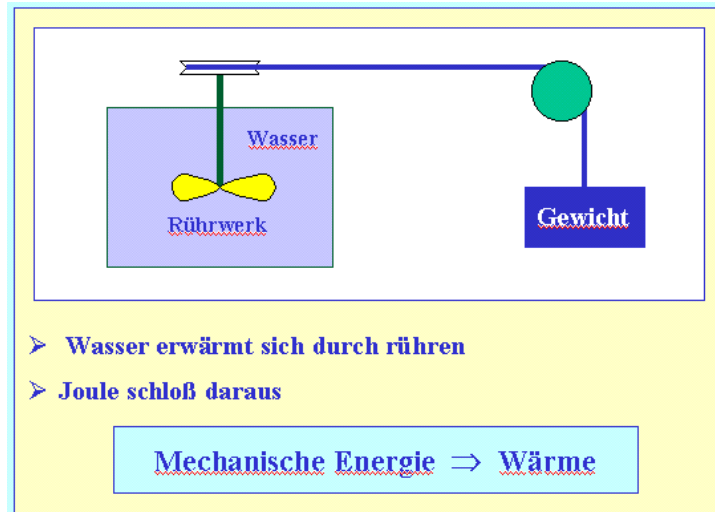


Abbildung 3.4: Joules Versuch zur Erzeugung von Wärme mittels mechanischer Arbeit.

sie kann aber weder neu geschaffen noch vernichtet werden. In einem geschlossenen System muß also die Summe der verschiedenen Energieformen immer konstant bleiben (siehe Kapitel 2, Abschnitt 2.3 und 2.13). Führt man beispielsweise einem Gas die Wärmemenge dQ zu, dann erhöht sich seine innere Energie um dU und das Gas verrichtet die Arbeit dW , weil es sich ausdehnt und dabei Gas in der Umgebung verdrängt:

$$dQ = dU - dW. \quad (3.30)$$

Dies ist die mathematische Formulierung des 1. Hauptsatzes (siehe Kapitel 2, Abschnitt 2.12). Die vom System abgegebene Arbeit dW wird negativ gezählt. Im folgenden sollen die Terme dU und dW für das ideale Gas erklärt werden.

- i) Volumen(änderungs)arbeit (dW): Der Kolben eines Zylinders (siehe Abbildung 3.5) verschiebt sich bei Erwärmung des eingeschlossenen Gases von P nach Q um die Strecke dx .

Das Gas leistet dabei die Arbeit $-dW$, die gleich der auf den Kolben wirkenden Kraft pA (p : Gasdruck, A : Kolbenfläche) mal der Wegstrecke dx ist. Mit $A dx = dV$ (Volumenänderung) ergibt sich

$$-dW = pA dx = p dV.$$

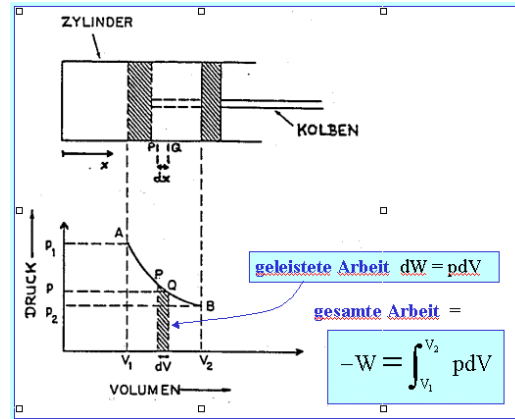


Abbildung 3.5: Verrichten von Arbeit durch Ausdehnen des Volumens bei Erwärmung

Die Arbeit dW entspricht der schraffierten Fläche im pV -Diagramm (Abbildung 3.5). Die pV -Kurve gibt die physikalisch möglichen Werte der beiden thermodynamischen Variablen Druck und Volumen an (Beispiel für ein *thermodynamisches Diagramm*). Ändert sich der Zustand des Gases im Zylinder von $A(p_1, V_1)$ nach $B(p_2, V_2)$, so gilt für die verrichtete Arbeit (Fläche unter der Kurve AB)

$$-W = \int_{V_1}^{V_2} p dV. \quad (3.31)$$

Das Volumen von 1 kg eines Gases wird spezifisches Volumen α genannt und ist eine intensive Größe. Die bei der Zunahme von $d\alpha$ geleistete Arbeit beträgt für 1 kg des Gases

$$-dw = p d\alpha. \quad (3.32)$$

Für *spezifische*, d. h. auf die Einheitsmasse 1 kg bezogene, Größen verwendet man üblicherweise Kleinbuchstaben. Alle spezifischen Größen sind intensive Größen. Der 1. Hauptsatz lautet dann für 1 kg eines idealen Gases

$$dq = du - dw = du + p d\alpha. \quad (3.33)$$

- ii) Änderung der inneren Energie (dU): Wärmezufuhr bewirkt nicht nur eine Ausdehnung sondern auch eine Temperaturerhöhung des Gases. Damit verbunden ist eine Änderung der inneren Energie. Als *innere Energie* bezeichnet man die kinetische und potentielle Energie der

Moleküle bzw. Atome. Die mittlere kinetische Energie (Bewegungsenergie) ist der Gastemperatur proportional. Ein Anstieg der Gastemperatur bedeutet, daß sich die Teilchen im Mittel schneller bewegen. Die potentielle Energie wird von den Anziehungskräften zwischen den Gasmolekülen verursacht, wobei sie beim idealen Gas definitionsgemäß (keine Wechselwirkung zwischen den Gasteilchen) zu vernachlässigen ist. Die innere Energie einer bestimmten Menge eines idealen Gases hängt also nur von der Temperatur ab. Für die Berechnung der Energieänderung dU benötigt man neben der Temperaturänderung noch die spezifische Wärmekapazität der Substanz (siehe Kapitel 2, Abschnitt 2.8 und 2.11).

3.7 Spezifische Wärmekapazitäten

Das Verhältnis der zugeführten Wärmemenge dQ zur erzielten Temperaturerhöhung dT wird als Wärmekapazität C bezeichnet. Die *spezifische Wärmekapazität* c ist die Wärmemenge, die notwendig ist, um 1 kg eines Stoffes um 1 K zu erwärmen (Phasenübergänge sollen hierbei ausgeschlossen sein):

$$c = \frac{dq}{dT}.$$

Bei Gasen muß man zwei Arten der spezifischen Wärmekapazität unterscheiden: Wärmekapazität bei konstantem Volumen (c_v) und Wärmekapazität bei konstantem Druck (c_p). Bei festen und flüssigen Körpern ist dieser Unterschied wegen der wesentlich geringeren thermischen Ausdehnung vernachlässigbar klein (siehe Kapitel 2, Abschnitt 2.14).

Hält man den Kolben des Zylinders (Abbildung 3.5) fest und erwärmt das eingeschlossene Gas, so kann das Gas keine Volumenänderungsarbeit leisten ($dw = 0$). Für die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen ergibt sich dann mit $dq = du$

$$c_v = \left(\frac{du}{dT} \right)_{\alpha=const.} \quad (3.34)$$

Da die innere Energie u von 1 kg eines idealen Gases nicht vom Volumen abhängt, folgt aus (3.34)

$$du = c_v dT \quad (3.35)$$

Diese Beziehung, in (3.33) eingesetzt, führt zu folgender Form des 1. Hauptsatzes:

$$dq = c_v dT + pd\alpha. \quad (3.36)$$

Angenommen der Kolben des Zylinders bewegt sich bei der Erwärmung des Gases gerade so mit, daß der Druck konstant bleibt, dann läßt sich die *spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck* definieren:

$$c_p = \left(\frac{dq}{dT} \right)_{p=const.} \quad (3.37)$$

In diesem Fall erhöht die zugeführte Wärmemenge die Temperatur und es wird gleichzeitig der Kolben vom Gas nach außen gedrückt ($dw \neq 0$). Es ist deshalb eine größere Wärmemenge als bei konstantem Volumen erforderlich, um das Gas um dT zu erwärmen.

Dies kann man mit Hilfe der idealen Gasgleichung (3.3) zeigen. Sie lautet in differentieller Form

$$pd\alpha + \alpha dp = RdT. \quad (3.38)$$

Auflösen nach $pd\alpha$ und Einsetzen in (3.33) ergibt

$$dq = (c_v + R)dT - \alpha dp. \quad (3.39)$$

Bei konstantem Druck ist $dp = 0$. Aus (3.37) folgt dann

$$c_p = c_v + R. \quad (3.40)$$

Die spezifische Gaskonstante (siehe Seite 64, Gleichung (3.1)), hat dieselbe Einheit wie eine spezifische Wärmekapazität und entspricht genau der Volumenarbeit, die 1 kg eines Gases verrichtet, wenn es bei konstantem Druck um den Temperaturbetrag 1 K erwärmt wird. Die Werte für trockene Luft sind $c_v = 717 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$ und $c_p = 1004 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$. (3.40) in (3.39) führt zu einer weiteren Schreibweise des 1. Hauptsatzes:

$$dq = c_p dT - \alpha dp. \quad (3.41)$$

Auch wenn die Terme αdp und $pd\alpha$ ähnlich ausschauen, sollten sie nicht verwechselt werden, denn αdp ist *nicht* die vom Gas verrichtete Arbeit.

Da die spezifischen Wärmekapazitäten für Wasserdampf deutlich größere Werte annehmen als jene für trockene Luft, sollten die spezifischen Wärmekapazitäten für feuchte Luft größer sein als c_v und c_p . Unter Annahme einer durchschnittlichen Luftfeuchte findet man aber, daß die Zunahme nur etwa 1% beträgt. Für die meisten meteorologischen Betrachtungen kann deshalb der Einfluß der Feuchte auf die spezifischen Wärmekapazitäten unberücksichtigt bleiben.

3.8 Enthalpie

Wird einer Substanz bei konstantem Druck (z. B. Atmosphärendruck) Wärme zugeführt, wodurch sich das spezifische Volumen von α_1 auf α_2 vergrößern soll, beträgt die verrichtete Arbeit pro Einheitsmasse $p(\alpha_2 - \alpha_1)$. Es folgt

$$\Delta q = (u_2 - u_1) + p(\alpha_2 - \alpha_1) = (u_2 + p\alpha_2) - (u_1 + p\alpha_1),$$

wobei u_1, u_2 die inneren Energien pro Einheitsmasse des Anfangs- bzw. Endzustandes bezeichnen und q die gesamte zugeführte Wärmemenge ist.

Bei konstantem Druck gilt also

$$\Delta q = k_2 - k_1$$

mit

$$k_i = u_i + p\alpha_i \quad (3.42)$$

als *spezifischer Enthalpie*. Die differentielle Form liefert

$$dk = du + d(p\alpha) = c_v dT + R dT = c_p dT. \quad (3.43)$$

Die Integration von (3.43) ergibt die spezifische Enthalpie des idealen Gases:

$$k = c_p T. \quad (3.44)$$

Für $T = 0$ K wurde *festgelegt*: $k = 0$.

Wird ein (makroskopisches) Luftvolumen als Ganzes in der Atmosphäre gehoben oder gesenkt, kann man Druckänderungen nicht vernachlässigen. Die differentielle Form von (3.20) lautet

$$d\phi = g dz = -\alpha dp,$$

vorausgesetzt die Atmosphäre befindet sich im hydrostatischen Gleichgewicht. Diese Beziehung, zusammen mit (3.43) in den 1. Hauptsatz (3.41) eingesetzt, ergibt

$$dq = d(k + \phi) = d(c_p T + \phi). \quad (3.45)$$

Findet zwischen dem Luftpaket und seiner Umgebung kein Wärmeaustausch statt (adiabatische Bewegung), ist $k + \phi$ eine Erhaltungsgröße.

3.9 Graphische Darstellung von Zustandsänderungen

Um Bewegungsvorgänge in der Atmosphäre zu beschreiben, bedient man sich in der Meteorologie des physikalischen Konzepts "Luftpaket" (manchmal auch als "Luftteilchen", "Luftpartikel" oder "Luftvolumen" bezeichnet). Unter einem Luftpaket versteht man ein Kollektiv aus einer ausreichenden Zahl von "Luftmolekülen", so daß es als makroskopisches System gelten kann und mit makroskopischen Parametern wie Druck, Temperatur oder (materiell besetztes) Volumen beschrieben werden kann (siehe Kapitel 2, Abschnitt 2.3). Je nach Problemstellung kann ein Luftpaket ein isoliertes, geschlossenes oder offenes thermodynamisches System sein. Häufig wird angenommen, daß sich das Luftpaket - ohne Widerstand zu erfahren - in einer ansonsten ruhenden Atmosphäre bewegt.

Die Beschreibung komplizierter räumlicher Bewegungen von Luftpaketen geschieht analog zur Beschreibung der Bewegung von Festkörpern in der Mechanik. Mit dem Konzept "Luftpaket" ist es möglich, die Atmosphäre (oder das Gasgemisch feuchte Luft) als kontinuierliches Medium zu betrachten. (Im Abschnitt 3.15 geben wir weitere Erklärungen zum Begriff "Luftpaket").

Der thermodynamische Zustand trockener Luft läßt sich durch einen Punkt im pV - oder $p\alpha$ -Diagramm angeben (siehe auch Abbildung 3.5). Zustandsänderungen kann man durch Kurven in diesem Diagramm darstellen. Die Kurve der isochoren Zustandsänderung ($\alpha = \text{const.}$) verläuft parallel zur p -Achse, die der isobaren Zustandsänderung ($p = \text{const.}$) parallel zur α -Achse (Abbildung 3.6). Die Kurve der isothermen Zustandsänderung ($T = \text{const.}$) ist im $p\alpha$ -Diagramm die gleichseitige Hyperbel ($p\alpha = \text{const.}$), deren Lage von der Temperatur T bestimmt wird (folgt aus der idealen Gasgleichung $p\alpha = RT$).

Im $p\alpha$ -Diagramm der Abbildung 3.7(a) sind Isothermen ($T = (p\alpha)/R = \text{const.}$) für verschiedene Temperaturen T eingetragen. Ein derartiges Diagramm kann dazu verwendet werden, die Temperatur eines Luftpakets mit dem Druck p und dem spezifischen Volumen α zu bestimmen. Bei einer Zustandsänderung dieses Luftpakets (z. B. entlang der Kurven in Abbildung 3.6) läßt sich dessen Temperaturänderung verfolgen.

Die Verwendung eines $p\alpha$ -Diagramms ist für die Darstellung der Zustandsänderungen von trockener oder feuchter Luft nützlich. Handelt es sich um ein *feuchtes* Luftvolumen, muß dessen Zustand allerdings (wegen des enthaltenen Wasserdampfs) durch einen weiteren Punkt, also durch insgesamt zwei Punkte im $p\alpha$ -Diagramm beschrieben werden. (Wir werden uns damit ausführlicher im Abschnitt 4.5 befassen.) Da in der Atmosphäre der

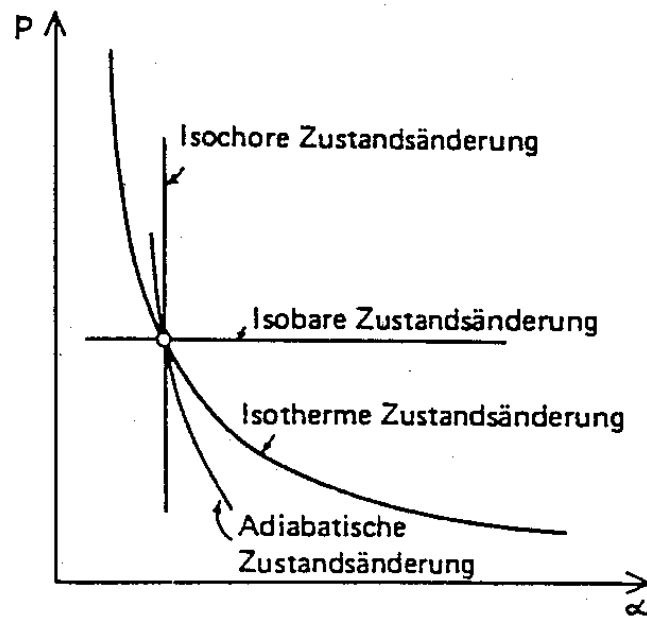
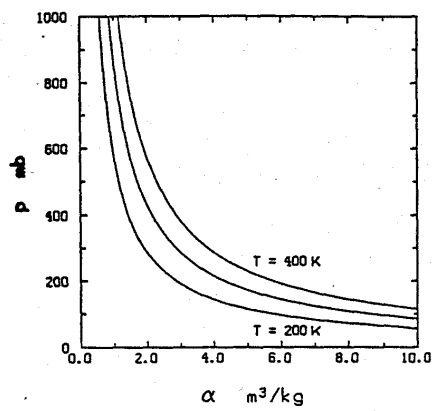
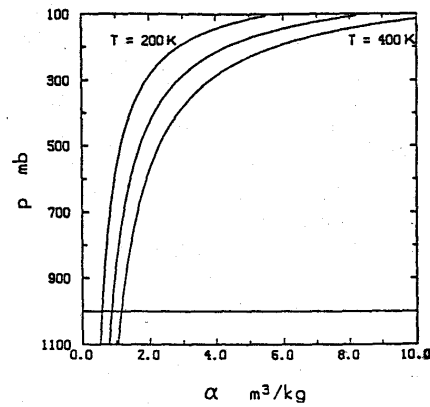


Abbildung 3.6: Verschiedene Zustandsänderungen in einem $p\alpha$ -Diagramm



(a)



(b)

Abbildung 3.7: Isotherme Zustandsänderung bei verschiedenen Ausgangstemperaturen

Druck nach oben abnimmt, stellt man das Diagramm für die Auswertung von Luftbewegungen auf den Kopf (Abbildung 3.7(b)). Außerdem genügt es, die p -Achse bei einem bestimmten Bodenluftdruck (z. B. 1050 hPa) beginnen zu lassen, denn höhere Werte kommen nur sehr selten vor. Ein Diagramm dieser Art ist die Grundlage für ein sogenanntes *thermodynamisches (aerologisches) Diagramm*. Neben p und α kann man genausogut irgendeine andere Kombination der drei Variablen p , T und α wählen. Thermodynamische Diagramme sind ein wichtiges Hilfsmittel bei der Analyse des vertikalen Aufbaus der Atmosphäre. Auf diese Weise können aus den Meßdaten der Radiosondaufstiege die Wolkenbasis oder die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Schauern und Gewittern bestimmt werden. Vor der Anwendung des thermodynamischen Diagramms müssen noch ein paar Grundbegriffe erläutert werden.

3.10 Adiabatische Zustandsänderungen

Bei der Bewegung eines Luftpakets in der Atmosphäre kann zumindest für ein paar Stunden die von außen zugeführte Wärmemenge vernachlässigt werden, da die Luft nur eine geringe Wärmeleitfähigkeit besitzt. Angenommen die Mischung mit der umgebenden Luft und die absorbierte bzw. emittierte Strahlungsenergie sind ebenfalls klein, so bleibt das Luftpaket bei dessen Verlagerung fast völlig wärmeisoliert von der Umgebung (adiabatische Zustandsänderung). Zunächst soll das Verhalten von trockener Luft untersucht werden. Ohne Wärmezufuhr dq vereinfacht sich Gleichung (3.36) zu

$$0 = c_v dT + p d\alpha . \quad (3.46)$$

Bewegt sich das Luftpaket in die Höhe, dehnt es sich wegen des abnehmenden Außendrucks aus ($d\alpha > 0$). Nach (3.46) führt die bei der Verdrängung des umgebenden Gases verrichtete Arbeit ($p d\alpha$) zu einer Abkühlung des Luftpakets ($dT < 0$).

Nach Gleichung (3.41) läßt sich die Abkühlung des Luftpakets auch durch die Druckabnahme beim Aufsteigen ($-dp > 0$) erklären:

$$0 = c_p dT - \alpha dp .$$

Mit Hilfe der idealen Gasgleichung erhält man

$$0 = c_p dT - \frac{RT}{p} dp$$

oder, nach Division durch T

$$d \ln T = \frac{R}{c_p} d \ln p .$$

Die Integration dieser Gleichung liefert

$$T = A p^\kappa \quad (3.47)$$

mit A als Integrationskonstante und $\kappa = R/c_p$. Für *trockene Luft* beträgt $\kappa = 0,286$.

Die Gleichung (3.47) beschreibt die Änderung der Temperatur in Abhängigkeit vom Druck bei adiabatischen Vertikalbewegungen. Die Konstante A wird durch die Temperatur des Luftpakets in einem beliebigen Druckniveau bestimmt (z. B. Druck und Temperatur in der Starthöhe des Luftpakets). Diese Konstante ist also für verschiedene Luftpakete im allgemeinen verschieden groß. Angenommen das Luftpaket hat beim Druck $p_* = 1000$ hPa die Temperatur θ . Dann gilt $A = \theta/p_*^\kappa$ und (3.47) wird zu

$$T = \theta \left(\frac{p}{p_*} \right)^\kappa . \quad (3.48)$$

Die Temperatur θ verwendet man in der Meteorologie dazu, den Energieinhalt (trockener) Luftpakete in unterschiedlichen Höhen zu vergleichen. Jedes Paket trockener Luft (Temperatur T , Druck p) wird adiabatisch, d. h. ohne Wärmeaustausch mit der Umgebung, auf das 1000 hPa-Niveau gebracht. Dort hat es nach (3.48) die Temperatur

$$\theta = T \left(\frac{p_*}{p} \right)^\kappa . \quad (3.49)$$

Man nennt θ *potentielle Temperatur* des Luftpakets. Sie bleibt bei adiabatischen Bewegungen erhalten. Wie in einem der nächsten Abschnitte gezeigt wird, ist die Änderung der potentiellen Temperatur mit der Höhe ein Maß für die Stabilität der atmosphärischen Schichtung.

3.11 Adiabaten in einem $p\alpha$ -Diagramm

Die potentielle Temperatur ist nach (3.49) eine Funktion von Druck und Temperatur, also $\theta = \theta(p, T)$ oder mit $T = \alpha p/R$ ist $\theta = \theta(p, \alpha)$. Löst man die Gleichung $\theta = (p\alpha/R)(p_*/p)^\kappa$ nach α auf, ergibt sich

$$\alpha = \frac{R\theta}{p_*} \left(\frac{p_*}{p} \right)^{1-\kappa} . \quad (3.50)$$

Für verschiedene Werte $\theta = \text{const.}$ lassen sich dann die Kurven $\alpha = \alpha(p)$ in ein $p\alpha$ -Diagramm (wie in Abbildung 3.7(b) dargestellt) eintragen. Sie werden *Trockenadiabaten* genannt. Entlang dieser Linien erfolgt die trockenadiabatische Zustandsänderung eines Luftpakets. Die Trockenadiabaten für $\theta = 280 \text{ K}$ und $\theta = 400 \text{ K}$ sind in Abbildung 3.8 eingetragen.

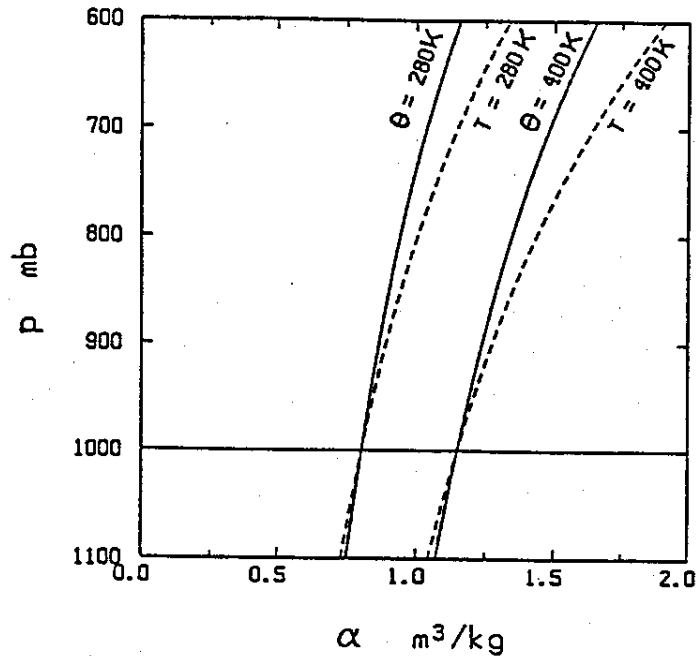


Abbildung 3.8: Trockenadiabaten und Isothermen in einem $p\alpha$ -Diagramm

Für meteorologische Anwendungen ist es günstig, ein $p\alpha$ -Diagramm mit Isobaren, Isothermen und Trockenadiabaten für die in der Atmosphäre vorkommenden Werte zu verwenden. Abbildung 3.9 zeigt einen Ausschnitt davon. Für die Meßwerte von Druck und Temperatur in einer bestimmten Höhe p_A bzw. T_A kann man aus dem Diagramm die zugehörige potentielle Temperatur θ_A ablesen.

Wird dieses Luftpaket durch irgendeinen atmosphärischen Vorgang trockenadiabatisch bis auf die Höhe mit dem Druck p_B gehoben, ändern sich dabei die Zustandsgrößen entlang der Trockenadiabaten $\theta = \theta_A$ bis zum Schnittpunkt mit der Isobare p_B . Die Isotherme durch diesen Punkt gibt die Temperatur T_B des Luftpaketes nach der Hebung an. Für praktische Zwecke sind in einem solchen Diagramm möglichst viele Linien eingetragen, um Vertikalbewegungen von Luftpaketen mit unterschiedlichen Zustandsgrößen verfolgen zu können.

3.12 Gleichgewicht und Stabilität in der Atmosphäre

Beim Wettergeschehen spielen Vertikalbewegungen eine wichtige Rolle. Können beispielsweise an einem Sommertag von der Sonne aufgeheizte Luftpakete vom Boden bis in große Höhe aufsteigen, besteht eine hohe Gewittergefahr. Werden die Luftpakete dagegen weit unten abgebremst, bilden sich höchstens ein paar Wolken. Welche Kräfte auf ein aus der Ruhelage gestörtes Luftpaket wirken und wie sich unterschiedliche Verhalten erklären lassen, wird nun im folgenden Abschnitt erklärt.

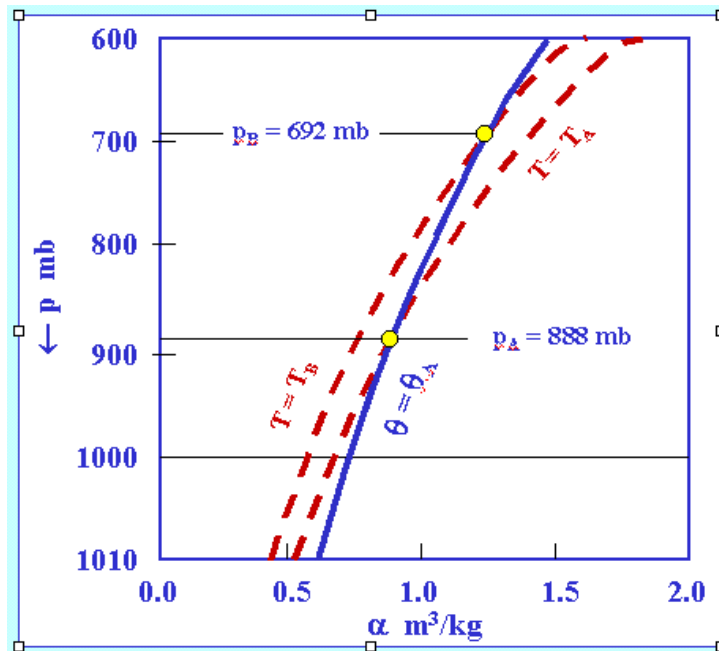


Abbildung 3.9: $p\alpha$ -Diagramm mit Isobaren, Isothermen und Trockenadiabaten zur Auswertung von Atmosphärischen Bewegungen

Zuerst werden die Kräfte untersucht, die auf ein aus dem Gleichgewicht gebrachtes Teilchen in einer inkompressiblen Flüssigkeit wirken. Ein Beispiel für eine inkompressible Flüssigkeit ist Wasser: Am Ozeanboden (in durchschnittlich 4 km Tiefe) herrscht zwar ein gewaltiger Druck, die Dichte des Wassers unterscheidet sich jedoch nur um ein paar Prozent von der des Oberflächenwassers. Das Wasser wird also (im Gegensatz zur Luft) unter seinem eigenen Gewicht nicht zusammengedrückt. Die Dichte hängt somit ausschließlich von der Temperatur ab.

Bei einer kleinen Temperaturänderung von T_0 auf T gilt für die dazugehörige Dichteänderung $\rho(T) - \rho(T_0)$ ein linearer Zusammenhang ($\mu, T_0 = \text{const.}$):

$$\rho(T) - \rho(T_0) = (T - T_0) \mu \rho(T_0)$$

oder

$$\rho(T) = \rho(T_0)[1 + \mu(T - T_0)] . \quad (3.51)$$

Die Dichte von Wasser nimmt mit zunehmender Temperatur ab, d. h. $\mu < 0$ (vorausgesetzt $T, T_0 > 4^\circ\text{C}$). Jetzt soll ein Wasserkörper mit dem Volumen V betrachtet werden, der von seiner Gleichgewichtslage A in der Höhe z auf den benachbarten Punkt B mit der Höhe $z + dz$ gehoben wird (s. Abbildung 3.10). Die Dichte ρ_0 und die Temperatur T_0 des Wassers in diesem Körper ändern sich bei dessen Bewegung nicht, die Temperatur des ihn umgebenden Wassers kann jedoch in der Höhe $z + dz$ einen anderen Wert haben.

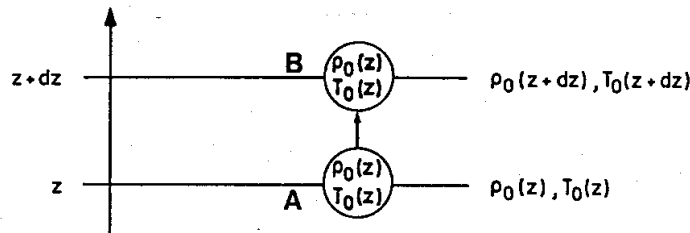


Abbildung 3.10: Auslenkung eines Pakets um dz von A nach B

Bestehen im Punkt B zwischen Wasserkörper und Umgebung Temperatur- und Dichteunterschiede, wirkt auf den Körper eine Kraft. Sie läßt sich mit Hilfe des Archimedischen Prinzips bestimmen. Es besagt, daß der Gewichtskraft des Körpers ($g\rho_0(z)V$) eine Kraft entgegenwirkt, die gleich der Gewichtskraft des von ihm verdrängten Wassers ($g\rho_0(z + dz)V$) ist. Die Nettokraft $F = g(\rho_0(z + dz) - \rho_0(z))V$ bezeichnet man als *Auftriebskraft*. Für kleine Höhenänderungen gilt $\rho_0(z + dz) - \rho_0(z) = d\rho_0$ und

$$F = g \frac{d\rho_0}{dz} V dz . \quad (3.52)$$

Nimmt die Dichte mit der Höhe ab ($d\rho_0/dz < 0$), so wirkt eine *rücktreibende Kraft* auf den Körper im Punkt B . Im Körper ist das Wasser in der

Höhe $z + dz$ kälter und schwerer als das Wasser in der Umgebung und sinkt wieder zum Punkt A ab. Das Wasser ist also *stabil geschichtet*. Nimmt dagegen die Dichte mit der Höhe zu ($d\rho_0/dz > 0$), genügt die kleinste Störung, um eine Umlagerung der ganzen Schicht auszulösen (*labile Schichtung*). Die Bewegungen der Wasserteilchen dauern so lange bis das Wasser durchmischt und $d\rho_0/dz = 0$ ist (*neutrale Schichtung*).

Die Bewegung des Wasserkörpers kann mit Hilfe des 2. Gesetzes von Newton genauer beschrieben werden. Nimmt man an, daß nur die Auftriebskraft wirkt (z. B. keine Reibungskraft), dann folgt aus Masse \times Beschleunigung = Kraft

$$\rho_0(z)V \frac{d^2\xi}{dt^2} = g \frac{d\rho_0}{dz} V \xi . \quad (3.53)$$

$\xi(t)$ gibt (statt dz in (3.52)) die Entfernung von der Ausgangsposition an. Mit

$$N^2 = -\frac{g}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dz} \quad (3.54)$$

(die Auftriebskraft pro Einheitsmasse vereinfacht sich mit dieser Definition zu $-N^2 dz$) erhält man

$$\frac{d^2\xi}{dt^2} + N^2 \xi = 0 . \quad (3.55)$$

Bei vertikaler Dichteabnahme, d.h. $N^2 > 0$, ist (3.55) die Differentialgleichung einer harmonischen Schwingung. Ihre Lösung hat die Form $\xi = \xi_0 \cos(Nt + \chi)$ mit ξ_0 und χ als Konstanten. Der Wasserkörper schwingt also mit der Frequenz N und der Periode $T = 2\pi/N$ auf und ab. N und T bezeichnet man als Brunt-Väisälä-Frequenz (Auftriebsfrequenz) bzw. Brunt-Väisälä-Periode. Für $d\rho_0/dz > 0$, d.h. bei vertikaler Zunahme der Dichte, wird N^2 negativ und die Lösung der Gleichung (3.55) ist proportional zu $\exp(Nt)$. Der Wasserkörper entfernt sich in diesem Fall nach seiner Auslenkung immer schneller von der Ausgangsposition.

Im Prinzip gelten diese Überlegungen auch für Bewegungen in der Atmosphäre. (Wir betrachten zunächst nur *trockene* Luft. Den Einfluß von vorhandenem Wasserdampf auf die Dichte eines Luftpakets berücksichtigen wir später.) Da jedoch die Luft ein kompressibles Gas ist, hängt die Dichte nicht nur von der Temperatur ab (wie in (3.51)), sondern auch von der Menge der Luft, die sich über einem Luftpaket befindet und es mehr oder weniger stark "zusammendrückt":

$$\rho = \rho(p, T) = \frac{p}{RT} . \quad (3.56)$$

Wird ein Luftpaket auf die Höhe $z + dz$ gehoben, dehnt es sich dort wegen des niedrigeren Druckes aus und kühlt sich dabei ab. Beim Absinken führt der umgekehrte Vorgang zu einer Erwärmung. Man kann daher nicht wie im Wasserkörper von einer konstanten Dichte ρ_0 bei der Vertikalbewegung ausgehen. Konstant bleibt dagegen in vielen Fällen die potentielle Temperatur.

Im Punkt B (s. Abbildung 3.9) soll die Dichte im Luftpaket den Wert ρ_B erreichen. Dann beträgt die Auftriebskraft *pro Einheitsmasse*:

$$\sigma = \frac{g(\rho_0(z + dz) - \rho_B)}{\rho_B} . \quad (3.57)$$

Im Luftpaket paßt sich der Druck in der Höhe $z + dz$ auf den in der Umgebung herrschenden Druck $p_0(z + dz)$ an. Mit (3.56) folgt deshalb für die Auftriebskraft

$$\sigma = \frac{g[T_B - T_0(z + dz)]}{T_0(z + dz)}$$

Verwendet man dann noch Gleichung (3.48), ergibt sich

$$\sigma = \frac{g[\theta_B - \theta_0(z + dz)]}{\theta_0(z + dz)} . \quad (3.58)$$

Bei adiabatischen Vertikalbewegungen des Luftpakets (ohne Wärmezufuhr oder Wärmeverlust) ändert sich seine potentielle Temperatur nicht, d. h. $\theta_B = \theta_A = \theta_0(z)$. Für genügend kleine Höhenunterschiede dz gilt:

$$\sigma = -\frac{g}{\theta_0} \frac{d\theta_0}{dz} dz . \quad (3.59)$$

In der kompressiblen Atmosphäre wird demnach die Stabilität der Schichtung durch die vertikale Änderung der potentiellen Temperatur bestimmt (analog der Rolle des vertikalen Dichtegradienten in einer inkompressiblen Flüssigkeit). Auf ein Luftpaket wirken nach der Auslenkung aus seiner Gleichgewichtslage rücktreibende Kräfte, wenn $d\theta_0/dz > 0$ ist (*stabile Schichtung*). Ist dagegen $d\theta_0/dz < 0$ (*labile Schichtung*), entfernt sich das Luftpaket immer weiter von seiner Ausgangsposition. Für $\theta_0(z) = \text{const.}$ befindet sich das Luftpaket in jeder Höhe im Gleichgewicht mit der Umgebung (*indifferente* oder *neutrale Schichtung*).

Die Bewegungsgleichung (3.55) gilt in der gleichen Form für Luftpakete, aber jetzt mit

$$N^2 = \frac{g}{\theta_0} \frac{d\theta_0}{dz} . \quad (3.60)$$

So wird die Brunt-Väisälä-Frequenz in der kompressiblen Atmosphäre definiert.

Die Annahme, daß die Vertikalbewegung adiabatisch verläuft, ist sinnvoll, wenn die Wärmediffusion von der Umgebung in das Luftpaket langsam abläuft. Sie muß viel langsamer sein als die Dauer einer Schwingungsperiode des Luftpakets $2\pi/N$ (typischer Wert in der Troposphäre: 10 Minuten). Messungen zeigen, daß die Wärmediffusion bei Vertikalbewegungen vernachlässigt werden kann. Dennoch verlagern sich Luftpakete oft nicht rein adiabatisch, da Umgebungsluft durch turbulente Bewegungen in das Luftpaket eingemischt wird (entrainment).

Temperatur und Salzgehalt bestimmen die Stabilität der Schichtung des Ozeanwassers. Die Erwärmung des Oberflächenwassers durch die Sonneneinstrahlung ist die Ursache für den vertikalen Temperaturanstieg im Ozean (stabile Schichtung). Andererseits führt die Verdunstung an der Oberfläche zu einer Erhöhung des Salzgehalts, wodurch sich die Dichte der obersten Wasserschichten vergrößert, d. h. die Stabilität wird verringert. Insgesamt überwiegt jedoch der Einfluß der Temperaturverteilung auf die Wasserdichte, so daß die Ozeane stabil geschichtet sind.

In der Atmosphäre beeinflusst nicht nur die Temperatur sondern auch der Feuchtegehalt die Luftdichte (siehe Seite 67). Dieser Effekt läßt sich berücksichtigen, wenn man in der Gleichung (3.49) die Temperatur T durch die virtuelle Temperatur T_v ersetzt. Statt der potentiellen Temperatur θ wird dann die *virtuell-potentielle Temperatur* θ_v verwendet, die folgendermaßen definiert ist:

$$\theta_v = T_v \left(\frac{p_*}{p} \right)^\kappa . \quad (3.61)$$

Der Feuchtegehalt hat auf den Wert von κ nur einen geringen Einfluß, so daß immer der Wert für trockene Luft eingesetzt werden kann. Das Stabilitätskriterium für feuchte Luft lautet also: $d\theta_v/dz > 0$. Die Brunt-Väisälä-Frequenz ergibt sich zu: $N^2 = (g/\theta_v) d\theta_v/dz$.

Schon bei geringer Labilität der atmosphärischen Schichtung finden sofort vertikale Luftumlagerungen statt, solange bis eine indifferente (neutrale) Schichtung entstanden ist, also $d\theta_v/dz = 0$. Labile Schichten kommen deshalb in der Atmosphäre fast nie vor. Eine Ausnahme ist die bodennahe Luftschicht an sonnigen Sommertagen: über dem aufgeheizten Boden entsteht eine etwa 100 m hohe labile Schicht.

Oft wird die Stabilität der Atmosphäre mit Hilfe von aerologischen Diagrammen (sie werden im Kapitel 5 vorgestellt) graphisch untersucht. In derartigen Diagrammen wird θ_v üblicherweise nicht dargestellt. Der Zustand

eines feuchten Luftvolumens wird dort immer durch *zwei* Wertepaare angegeben: (Druck, Temperatur) und (Druck, Feuchtegröße). Eine bedeutsame Form atmosphärischer Labilität, die in engem Zusammenhang mit der atmosphärischen Luftfeuchte steht und einer feuchtlabilen Luftschichtung bedarf, äußert sich erst in sichtbaren Wettererscheinungen, wenn in aufsteigenden Luftpaketen Kondensation eintritt. Dabei wird Wärme frei, das Luftpaket wird wärmer als seine Umgebung und setzt seine Vertikalbewegung beschleunigt fort. Auf diese Weise entstehen mächtige Quellwolken, die sich zu Schauer- und Gewitterwolken entwickeln können. (Die Kriterien zur Unterscheidung von feuchtstabiler und *feuchtlabiler* Schichtung werden später noch aufgeführt.)

An Tagen mit intensiver Sonneneinstrahlung entstehen in Bodennähe immer neue warme Luftpakete, die adiabatisch aufsteigen, und zwar bis zu der Höhe, in der sie sich auf die Temperatur der umgebenden Luft abgekühlt haben. Die Höhe der Schicht, in der diese *thermische Konvektion* stattfindet, wächst vormittags mit zunehmender Sonneneinstrahlung an. Das Kennzeichen dieser *Konvektionsschicht* ist der vertikal konstante Verlauf der (virtuell-) potentiellen Temperatur. In den trockenen subtropischen Wüstengebieten reicht die durchmischte Schicht bis zu einer Höhe von 4 km. In Deutschland sind an warmen Sommertagen Werte von 1–2 km typisch. Eine wichtige Rolle in unseren Breiten spielt der Feuchtegehalt des Bodens. Ist der Boden sehr feucht, wird ein großer Teil der Sonnenwärme zur Wasserverdunstung benötigt und steht daher nicht für die Erwärmung der bodennahen Luft zur Verfügung. Erhöhte Feuchte in Bodennähe hat auch eine erhöhte virtuell-potentielle Temperatur zur Folge.

In windschwachen Nächten, vor allem wenn die Luft trocken und der Himmel klar ist, kühlt sich der Erdboden stark ab. Es kommt in den untersten Luftschichten zur Ausbildung einer starken *Strahlungsinversion*. Als *Inversion* bezeichnet man eine Luftschicht, in der nicht nur die potentielle Temperatur, sondern auch die normale Temperatur zunimmt. Eine derartige Schichtung hat eine hohe Stabilität, d.h. Vertikalbewegungen werden unterbunden. Nächtliche Strahlungsinversionen reichen aber oft nicht einmal 100 m hoch.

3.13 Die trockenadiabatische Temperaturabnahme

Im Mittel nimmt die Temperatur in der Atmosphäre mit der Höhe ab (siehe Kapitel 1). Für den vertikalen Temperaturgradienten wird manchmal der

Buchstabe Γ benutzt: $\Gamma = -dT/dz$.

Jetzt soll die vertikale Temperaturabnahme in einer trockenadiabatisch geschichteten Atmosphäre berechnet werden, d. h. bei $\theta = \text{const.}$ Aus der Definitionsgleichung für die potentielle Temperatur (3.49) erhält man

$$\ln T = \ln \theta + \kappa(\ln p - \ln p_*) .$$

Differenzieren nach z ergibt

$$\frac{1}{T} \frac{dT}{dz} = \frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{dz} + \frac{\kappa}{p} \frac{dp}{dz} . \quad (3.62)$$

Aus der Annahme $\theta(z) = \text{const.}$ folgt $d\theta/dz = 0$. Nimmt man weiter an, daß hydrostatisches Gleichgewicht herrscht, d.h. $dp/dz = -\rho g$ (nach (3.17), und ersetzt T mit Hilfe der idealen Gasgleichung (3.2), so läßt sich die letzte Gleichung umschreiben (mit $\kappa = R/c_p$):

$$\frac{dT}{dz} = -\frac{g}{c_p} . \quad (3.63)$$

Aus den Zahlenwerten von g und c_p errechnet sich die Temperaturabnahme mit der Höhe in trockener, adiabatisch geschichteter Luft (z. B. in einer konvektiv durchmischten Schicht) zu fast genau 10 K pro km Höhenänderung.

Die Gleichung (3.63) beschreibt auch die Temperaturabnahme in einem Luftpaket, das (trocken-)adiabatisch gehoben wird. 100 m Hebung haben also eine Abkühlung von 1 K zur Folge.

Gleichung (3.62) ist für die meisten meteorologischen Betrachtungen hinreichend genau. Berücksichtigt man jedoch den (geringen) Effekt von Wasserdampf auf den trockenadiabatischen Temperaturgradienten, dann zeigt sich, daß die adiabatische Temperaturabnahme in feuchter Luft etwas größer sein muß als in trockener Luft.

3.14 Beispiele vertikaler Temperatur- und Feuchteprofile

In Abbildung 3.11 sind die Meßwerte eines Radiosondenaufstieges dargestellt. Er wurde an einem warmen, sonnigen Tag (7. August 1991) um 13.00 MESZ in Oberschleißheim bei München gemacht. Die Meßsonde hängt bei einem solchen Aufstieg an einem gasgefüllten Ballon. Die Meßwerte von Druck, Temperatur und Feuchte werden durch einen Kurzwellensender zur Station übermittelt. Der Höhenwind läßt sich dabei aus der Ballondrift bestimmen.

In Abbildung 3.11a erkennt man in Bodennähe die durch die starke Sonneneinstrahlung entstandene labile Schicht ($d\theta/dz < 0$; $d\theta_v/dz < 0$). Bis etwa 1 km Höhe reicht die konvektiv durchmischte Schicht, in der θ und θ_v nahezu konstant sind. Darüber herrscht eine stabile Schichtung, d.h. $d\theta_v/dz > 0$. Besonders stabile Schichten liegen zwischen 1,1 und 1,3 km sowie zwischen 2,7 und 3,5 km, was sich auch an der verminderten vertikalen Temperaturabnahme dT/dz zeigt (siehe Abbildung 3.11c). In diesen beiden Schichten nimmt der Feuchtegehalt stark mit der Höhe ab (siehe Abbildung 3.11b). In der durchmischten Schicht ist das Wasserdampf-mischungsverhältnis am höchsten, da die Verdunstung am Erdboden eine ständige Wasserdampfquelle darstellt. Die Feuchteverteilung in größeren Höhen wird dagegen hauptsächlich durch großräumige Luftbewegungen beeinflusst. In Abbildung 3.11c ist die Trockenadiabate $\theta = 305$ K als gestrichelte Linie eingetragen. Entlang dieser Linie verringert sich die Temperatur natürlich gemäß dem trockenadiabatischen Temperaturgradienten $\Gamma = 1$ K/100 m. Bis 1 km verläuft die gemessene Temperaturkurve parallel zur Trockenadiabaten (neutrale Schichtung); in der labilen Schicht in Bodennähe ist die Temperaturabnahme so groß, daß $dT/dz < -\Gamma$.

Abbildung 3.12 zeigt den vertikalen Verlauf der potentiellen Temperatur an einem Nachmittag (15.00 Uhr Ortszeit) in Mount Isa (139° östl. Länge, 21° südl. Breite). Mount Isa ist eine Kleinstadt in einem ariden Gebiet Nordostaustraliens; der Sondenaufstieg wurde während der Trockenzeit (am 16. September 1991) gemacht. Die sehr starke Sonneneinstrahlung führt zu einer Durchmischung der Luft bis knapp 4 km Höhe. Das Anwachsen von $d\theta/dz$ in 16 km Höhe markiert die Tropopause. Sie liegt damit wesentlich höher als in mittleren Breiten in einem für tropische Breiten typischen Niveau. In dieser Abbildung wurde die θ_v -Kurve weggelassen, weil die Luft so trocken ist (Mischungsverhältnis $w(z) < 8$ g/kg), daß selbst in Bodennähe θ und θ_v nur wenig voneinander abweichen.

Zur graphischen Darstellung von Veränderungen der atmosphärischen Schichtung an einem bestimmten Ort konstruiert man Zeit-Höhenschnitte der verschiedenen Größen. In Abbildung 3.13 sind in einem solchen Querschnitt die Isolinien der potentiellen Temperatur eingetragen. Die Meßwerte stammen wieder aus Mount Isa und dokumentieren den Durchzug einer Kaltfront in der bodennahen Luftschicht. Die Zeitachse weist in Abbildung 3.13 nach links, um die West-Ost-Verlagerung der Kaltfront (also im Bild nach rechts) anschaulich zu machen. Diese Vorstellung ist nur richtig, wenn sich der Aufbau der Kaltluftmasse bei der Bewegung nicht verändert, die Kaltluft also nur durch den Wind weitertransportiert (*advehiert*) wird. Zeit-Höhenschnitte enthalten viele Informationen. Am Morgen des 16. September ist beispielsweise eine vertikale Zunahme der potentiellen Temperatur, d.h. ei-

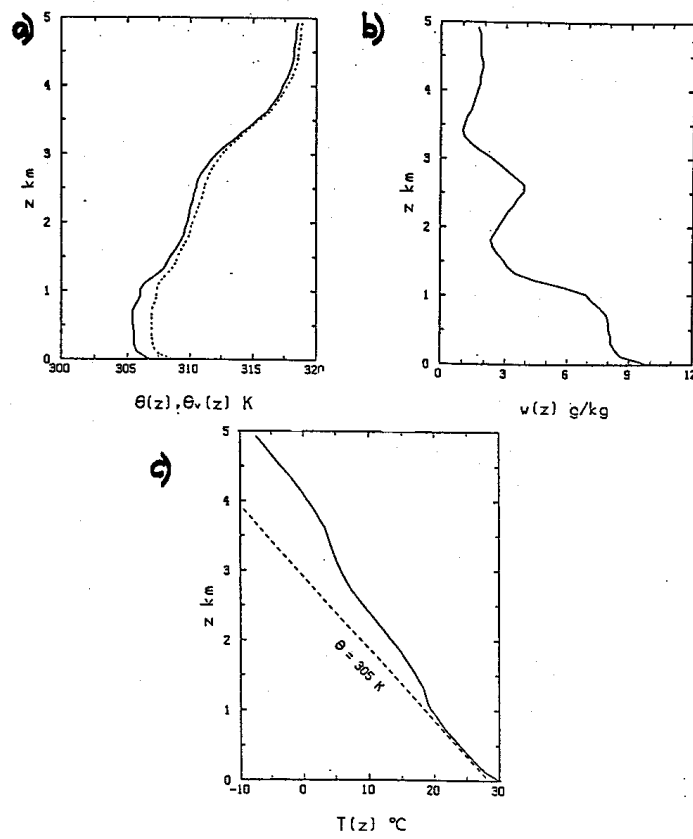


Abbildung 3.11: Vertikale Änderung (a) der potentiellen Temperatur bzw. virtuell-potentiellen Temperatur (gestrichelte Linie), (b) des Wasserdampf-mischungsverhältnisses und (c) der Temperatur; Radiosondenaufstieg vom 7. August 1991, 13.00 MESZ in Oberschleißheim bei München.

ne stabile Luftschichtung, zu sehen. Der stabile Bereich unter 2 km Höhe verschwindet im Tagesverlauf mit zunehmender Erwärmung der Luft vom Boden her. Am Nachmittag bleibt die potentielle Temperatur bis 3 km Höhe konstant; darüber erkennt man eine starke Drängung der θ -Isolinien (die man auch *Isentropen* nennt). Zwischen 3 und 3,5 km ist demnach $d\theta/dz$ sehr groß, die Schichtung somit sehr stabil. Nach Sonnenuntergang, ab ungefähr 19.00 Uhr, kühlt sich die Luft in Bodennähe ab, da der Boden bei wolkenlosem Himmel die Wärme ungehindert abstrahlen kann.

Um 22.30 Uhr erreichte Mount Isa eine Kaltfront, die potentielle Temperatur beginnt stark zu sinken. Über 2 km Höhe wurde jedoch keine Änderung beobachtet, d. h. dort blieb die Luftmasse unverändert und hatte am

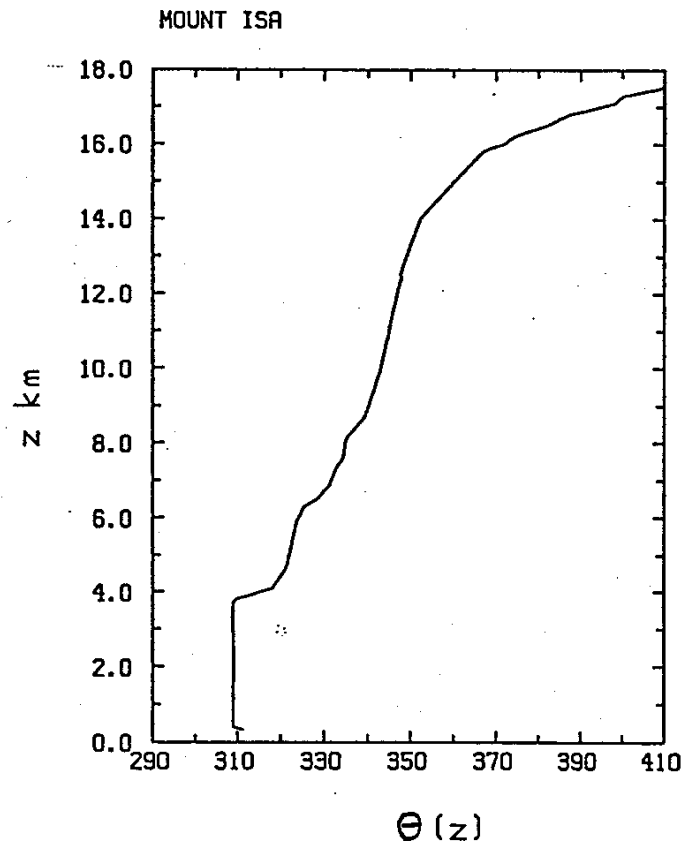


Abbildung 3.12: Vertikale Sondierung der potentiellen Temperatur an einem Sommertag in Mount Isa.

nächsten Morgen immer noch die Temperatur des Vortages.

Eine andere Möglichkeit, derartige Veränderungen in der Atmosphäre zu untersuchen, ist der direkte Vergleich mehrerer Sondenaufstiege. Abbildung 3.14 zeigt drei $\theta(z)$ -Kurven, aus denen wieder ein Zeit-Höhenschnitt konstruiert werden könnte. Man erkennt aber auch in dieser Darstellung, daß sich während der Messungen ein dem vorigen ähnlicher Kaltfrontdurchgang ereignet haben muß. Eingetragen sind die Meßwerte vom Boden bis in 2 km Höhe. In der Nachmittagsmessung sieht man den konstanten Verlauf der θ -Kurve. Bis 21.06 Uhr kühlte sich die Luft unterhalb 1,5 km Höhe leicht ab; in Bodennähe hat sich eine Strahlungsinversion ausgebildet. Der Aufstieg von 3.20 Uhr zeigt den starken Temperaturrückgang nach dem Durchzug der Kaltfront. Über 1,5 km war die Wirkung der Kaltfront schon deutlich geringer.

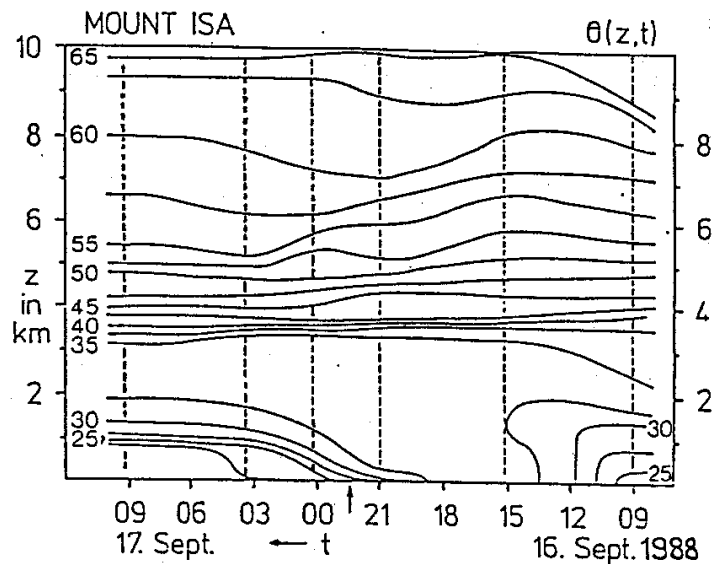


Abbildung 3.13: Zeit-Höhenschnitt der potentiellen Temperatur in Mount Isa mit Durchzug einer Kaltfront.

3.15 Der Begriff “Luftpaket”

Mehrmals war bereits von einem “Luftpaket” die Rede, ohne daß erwähnt wurde, wie gut die gemachten Annahmen auf Luftpakete in der Atmosphäre zutreffen (siehe Abschnitt 3.9). Zunächst ist die Frage zu klären, ob die Mischung mit der Umgebung auf Grund der statistischen Molekülbewegung (Diffusion, siehe Kapitel 2, Abschnitt 2.6) einen Einfluß hat. In der Atmosphäre ist die Mischung nur bei Luftpaketen mit einer Ausdehnung von weniger als 1 cm und über der Turbopause (in 100 km) von Bedeutung. Sonst geschieht der Transport zwischen verschiedenen Luftschichten tatsächlich durch den vertikalen Austausch von Luftpaketen, deren Größe von wenigen Zentimetern bis hin zu mehreren hundert Metern reicht.

Bisher wurde die Vertikalbewegung eines kleinen Luftpakets untersucht.

- Es soll gegen den *Wärmeaustausch* mit der Umgebung isoliert sein.
- Der Druck im Luftpaket soll immer gleich dem Umgebungsdruck in dieser Höhe sein. Hierbei wird hydrostatisches Gleichgewicht angenommen.
- Die Verlagerung des Luftpakets soll so langsam geschehen, daß die ki-

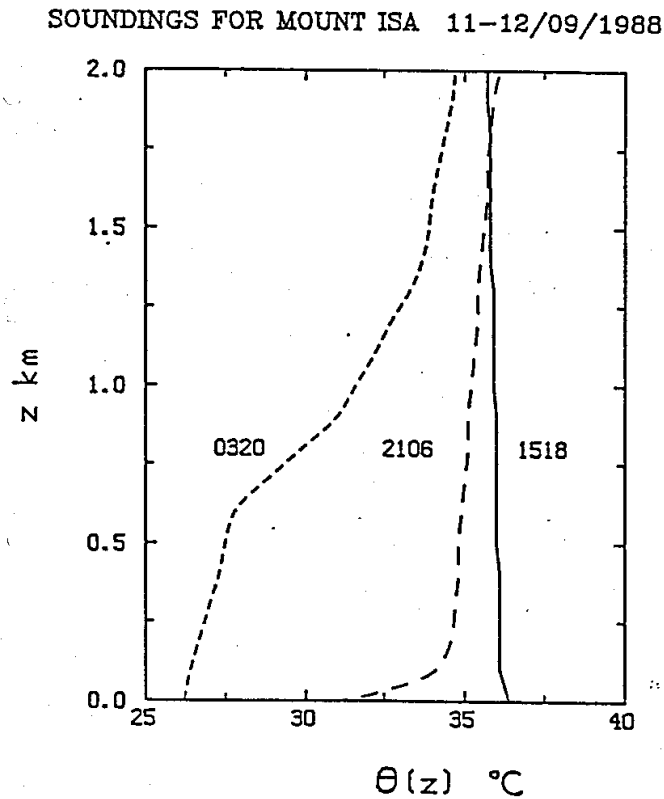


Abbildung 3.14: Sondierung der potentiellen Temperatur in Mount Isa zu unterschiedlichen Tageszeiten.

netische Energie einen vernachlässigbar kleinen Anteil an der Gesamtenergie hat.

Bei der Bewegung realer Luftpakete wird fast immer mindestens eine dieser Annahmen mehr oder weniger stark verletzt. Dennoch hilft das einfache, idealisierte Modell beim Verstehen der physikalischen Vorgänge, die die Vertikalbewegungen und den vertikalen Austausch in der Atmosphäre beeinflussen.

3.16 Latente Wärme

In diesem Fall führt die Zunahme der inneren Energie ausschließlich zu Veränderungen in der Anordnung der Moleküle, mit denen eine Phasenänderung verbunden ist (siehe Kapitel 2, Abschnitt 2.15 und 2.16). Unter ge-

wissen Voraussetzungen bleibt hier die Temperatur einer Substanz auch bei Wärmezufuhr konstant. Erwärmt man beispielsweise Eis bei Normaldruck (1013 hPa) und 0°C , bleibt hier die Temperatur solange konstant, bis das ganze Eis geschmolzen ist. Die Wärmemenge, die nötig ist, um 1 kg einer Substanz (bei gleichbleibender Temperatur) von der festen in die flüssige Phase zu überführen, wird *Schmelzwärme*, die Temperatur beim Phasenübergang *Schmelzpunkt* genannt. Zum Schmelzen von 1 kg Eis bei Normaldruck und 0°C sind $3,34 \times 10^5 \text{ J}$ erforderlich. Als *Verdampfungswärme* bezeichnet man die Wärme, die gebraucht wird, um 1 kg einer Substanz (bei gleichbleibender Temperatur) von der flüssigen in die gasförmige Phase zu überführen. Bei Normaldruck und 100°C beträgt die Verdampfungswärme für Wasser $2,257 \times 10^6 \text{ J kg}^{-1}$, bei 0°C $2,500 \times 10^6 \text{ J kg}^{-1}$. Wasser verdampft (verdunstet) also auch bei Temperaturen weit unterhalb des Siedepunktes. Ein für die atmosphärische Energiebilanz sehr wichtiger Vorgang (siehe Kapitel 1, Abschnitt 2.15 und 2.16), denn die Verdampfungswärme geht nicht verloren, sondern kann mit einem gleich hohen Betrag als *Kondensationswärme* wieder freigesetzt werden, wenn in feuchter Luft (Mischung von trockener Luft und Wasserdampf) Kondensation eintritt. In feuchter Luft ist demnach eine große Menge Wärmeenergie gespeichert. Man spricht in diesem Zusammenhang oft von *latenter* (bedeutet *verborgene*) Wärme. Auch die Schmelzwärme steckt als latente Wärme im flüssigen Wasser und wird beim Gefrieren wieder frei. Schmelz- und Siedepunkt sind druckabhängig. So siedet Wasser bei einem Luftdruck von 700 hPa (in ca. 3 km Höhe) bereits bei 90°C . Außerdem hängen Schmelz- und Verdampfungswärme von der Temperatur ab.

3.17 Feuchtemeßgrößen und Sättigung

Der Gehalt der Luft an Wasserdampf, die Luftfeuchtigkeit, kann je nachdem, welche Zwecke man verfolgt, in verschiedenen Feuchtemeßgrößen angegeben werden.

Mischungsverhältnis: Auf Seite 67 wurde mit dem Mischungsverhältnis w bereits eine der Meßgrößen erwähnt. Es ist als das Verhältnis der Wasserdampfmasse m_w zur Masse der trockenen Luft m_d definiert. Wird einem Luftvolumen weder Wasserdampf zugeführt noch entnommen (keine Verdunstung oder Kondensation) ändert sich das Mischungsverhältnis bei Vertikalbewegungen nicht. Es ist eine *konservative Größe*, vergleichbar mit der potentiellen Temperatur bei einer adiabatischen Bewegung.

Dampfdruck: Der Wasserdampfgehalt eines Luftvolumens wird auch durch die Angabe des Dampfdruckes e festgelegt. Als Dampfdruck bezeichnet man den Partialdruck des Gases Wasserdampf im Gasgemisch Luft (siehe Kapitel 2, Abschnitt 2.10). Eine Beziehung zwischen e und r läßt sich folgendermaßen ableiten: Die ideale Gasgleichung lautet für trockene Luft $p_d V = m_d R_d T$ und für Wasserdampf $e V = m_w R_w T$. Da $p_d + e = p$ folgt

$$\frac{e}{p - e} = \frac{m_w R_w}{m_d R_d} = r \frac{R_w}{R_d}.$$

Löst man die Gleichung nach e auf und definiert $\varepsilon = R_d/R_w = 0,622$, ergibt sich

$$e = \frac{rp}{r + \varepsilon}. \quad (3.64)$$

Der Dampfdruck e hängt also nicht nur vom Mischungsverhältnis r , sondern auch vom Gesamtdruck p ab. Unter den oben genannten Voraussetzungen bleibt r zwar bei Vertikalbewegungen erhalten, dabei ändert sich jedoch p , so daß e im allgemeinen keine Erhaltungsgröße ist. Der Dampfdruck variiert auch bei Temperaturänderungen nur dann nicht, wenn gleichzeitig der Druck konstant bleibt.

In einem geschlossenen Gefäß mit Luft soll der Boden mit reinem Wasser bedeckt sein und die Temperatur auf einem konstanten Wert T gehalten werden. Ist die Luft in dem Gefäß anfangs trocken, verdunstet Wasser, was zu einer Zunahme des Dampfdruckes führt. Irgendwann bei einem Dampfdruck e_s wird ein Gleichgewichtszustand erreicht sein. Die Luft ist *dann gesättigt gegenüber der ebenen Oberfläche aus reinem Wasser*. (Diese durchaus gebräuchliche Formulierung ist nicht ganz korrekt: Es ist nämlich der Wasserdampf gesättigt, nicht die Luft!). Den dazugehörigen Dampfdruck über einer ebenen Wasseroberfläche (aus reinem Wasser) nennt man *Sättigungsdampfdruck*. Auch über einer ebenen Oberfläche aus reinem Eis entsteht nach einiger Zeit ein Gleichgewichtszustand. Die Luft ist dann gegenüber Eis gesättigt und der dabei herrschende Dampfdruck e_{si} ist der *Sättigungsdampfdruck über einer ebenen Eisoberfläche*.

Die Verdunstung des Wassers und die Entstehung des Gleichgewichtszustandes läßt sich durch die kinetische Energie der Moleküle erklären. Die Moleküle im Wasser befinden sich ständig in Bewegung. Dabei haben nicht alle Moleküle dieselbe Geschwindigkeit, vielmehr sind die Geschwindigkeiten statistisch um den wahrscheinlichsten Wert V_w verteilt (siehe Abbildung 2.10 und Tab. 1.4 auf Seite 18). Die durchschnittliche Geschwindigkeit hängt von der Temperatur ab. Einige Wassermoleküle nahe der Wasseroberfläche

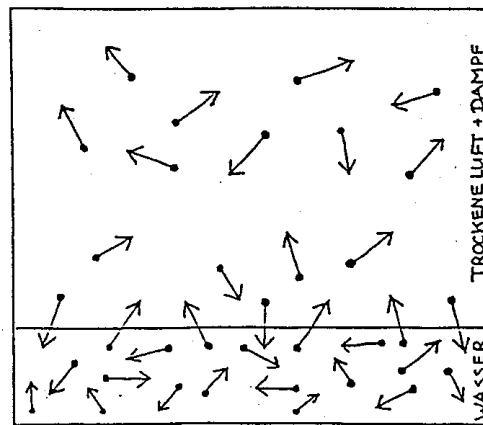


Abbildung 3.15: Statistisch verteilte Geschwindigkeiten mit Übergang Wasser \rightarrow Dampf, Dampf \rightarrow Wasser.

haben also ständig eine genügend hohe Geschwindigkeit (und eine geeignete Bewegungsrichtung), um in die Luft zu entweichen (Abbildung 3.15).

Nach und nach sammeln sich die Moleküle in der Luft an und der Dampfdruck steigt. Diese Moleküle bewegen sich jedoch wieder mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten in alle Richtungen, so daß in der Nähe der Wasseroberfläche einige zurück in das Wasser gelangen können. Der Gleichgewichtszustand ist erreicht, wenn gleichviele Moleküle aus dem Wasser in Dampf übergehen wie umgekehrt. Bei einer höheren Temperatur des Systems steigt die Durchschnittsgeschwindigkeit der Wassermoleküle an und deshalb auch die Anzahl der Moleküle, die das Wasser verlassen. Man wird also erwarten, daß der Sättigungsdampfdruck e_s sich mit zunehmender Temperatur erhöht.

Im Eis bewegen sich die Moleküle langsamer und die Bindungskräfte sind viel stärker als im Wasser. Die im Gitter gebundenen Moleküle benötigen eine höhere kinetische Energie als die Wassermoleküle, um in die Luft zu gelangen. Der Sättigungsdampfdruck muß daher über Eis niedriger sein als über (unterkühltem) Wasser mit derselben Temperatur.

Innerhalb einer konvex gekrümmten Oberfläche, z. B. einem Tropfen, ist die Bindung der Wassermoleküle schwächer als in einer ebenen Oberfläche. Die Moleküle können daher leichter aus einem Wassertropfen entweichen als aus einer ebenen Fläche, somit muß der Sättigungsdampfdruck höher sein. Dagegen wird der Sättigungsdampfdruck durch Salz in wäßriger Lösung im Vergleich zu reinem Wasser herabgesetzt. Den *Krümmungs-* und *Lösungseffekt* muß man berücksichtigen, wenn man das Tropfenwachstum in Wolken

untersuchen möchte.

Aus Messungen und theoretischen Überlegungen folgt, daß der Sättigungsdampfdruck nur von der Temperatur (und nicht vom Luftdruck) abhängt. Abbildung 3.16 zeigt den exponentiellen Anstieg des Sättigungsdampfdruckes über (reinem) Wasser e_s mit zunehmender Temperatur.

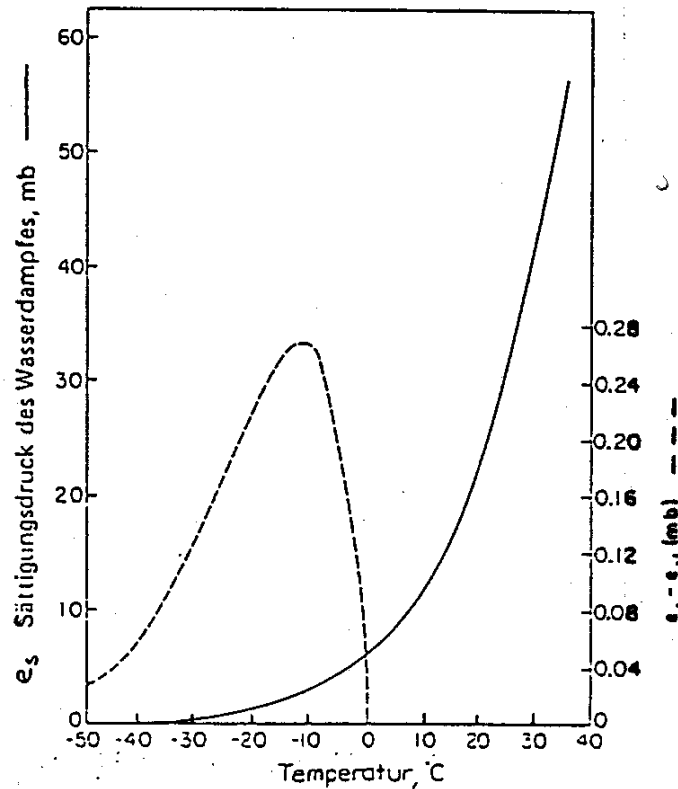


Abbildung 3.16: Temperaturabhängigkeit des Sättigungsdrucks von Wasserdampf und der Differenz von $e_s - e_{si}$

Außerdem ist darin die Differenz $e_s - e_{si}$ als gestrichelte Kurve eingetragen. Der Sättigungsdampfdruck über Eis e_{si} ist (wegen der bei gleicher Temperatur geringeren Verdunstung) kleiner als der über Wasser. Bei -12°C hat die Abweichung den maximalen Wert. Daraus ergibt sich eine weitere Konsequenz für das Wachstum von Niederschlagsteilchen in Wolken: Befindet sich ein Eisteilchen in gegenüber flüssigem Wasser gesättigter Luft, wächst es, weil die Luft gegenüber Eis übersättigt ist und sich deshalb Wasserdampf an seiner Oberfläche anlagert.

Für die Berechnung von $e_s(T)$ für Wasserdampf gibt es eine empirische

Näherungsformel, die sogenannte *Magnus-Formel*:

$$e_s(T) = 6,112 \exp\left(\frac{17,67 T}{T + 243,5}\right) \quad (3.65)$$

mit T in $^{\circ}\text{C}$. Im Bereich $-35^{\circ}\text{C} \leq T \leq 35^{\circ}\text{C}$ beträgt die Ungenauigkeit der Formel maximal 0,3%.

Sättigungsmischungsverhältnis: Das Verhältnis der Masse des Wasserdampfes m_{ws} in einem Luftvolumen, welches gegenüber einer ebenen Wasseroberfläche gesättigt ist, zur Masse der trockenen Luft m_d bezeichnet man als *Sättigungsmischungsverhältnis* r_s (bezogen auf Wasser). r_s ist das in einem Luftvolumen maximal mögliche Mischungsverhältnis und wird wie r in g Wasserdampf pro kg trockener Luft angegeben. Setzt man in (3.64) $e_s(T)$ statt e ein, ergibt sich eine Beziehung für r_s :

$$r_s = \frac{\varepsilon e_s(T)}{p - e_s(T)}, \quad (3.66)$$

wobei $\varepsilon = R_d/R_v = 0.662$. Das Sättigungsmischungsverhältnis hängt also (im Gegensatz zu r) von der Temperatur und vom Luftdruck ab. In der Abbildung 3.17 sind verschiedene Kurven $r_s(p, T)$ für den Bereich von 1000 hPa bis 200 hPa (ca. 11 km Höhe) dargestellt.

Bei einer vorgegebenen Temperatur steigt r_s mit abnehmendem Luftdruck an, so ist z. B. $r_s(1000 \text{ hPa}, 0^{\circ}\text{C}) = 4 \text{ g/kg}$, $r_s(200 \text{ hPa}, 0^{\circ}\text{C}) = 20 \text{ g/kg}$. In einem aufsteigenden Luftpaket wird dieser Effekt jedoch durch die Temperaturabnahme in der Atmosphäre überkompensiert (in 200 hPa liegt die Temperatur unter -40°C).

In der Atmosphäre ist praktisch immer $e_s(T) \ll p$, so daß statt (3.66) in guter Näherung gilt:

$$r_s = \frac{\varepsilon e_s(T)}{p}. \quad (3.67)$$

Die Funktion $r_s = r_s(p, T)$ ist eine Zustandsfunktion. Die Kurven $r_s = \text{const.}$ können deshalb auch in einem $p\alpha$ -Diagramm dargestellt werden (siehe Abbildung 3.18). Wegen der starken Temperaturabhängigkeit von $e_s(T)$ verlaufen sie fast wie Isothermen.

Relative Feuchte, Taupunkt und Reifpunkt: Das Verhältnis zwischen dem aktuellen Dampfdruck e und dem Sättigungsdampfdruck e_s bei der ak-

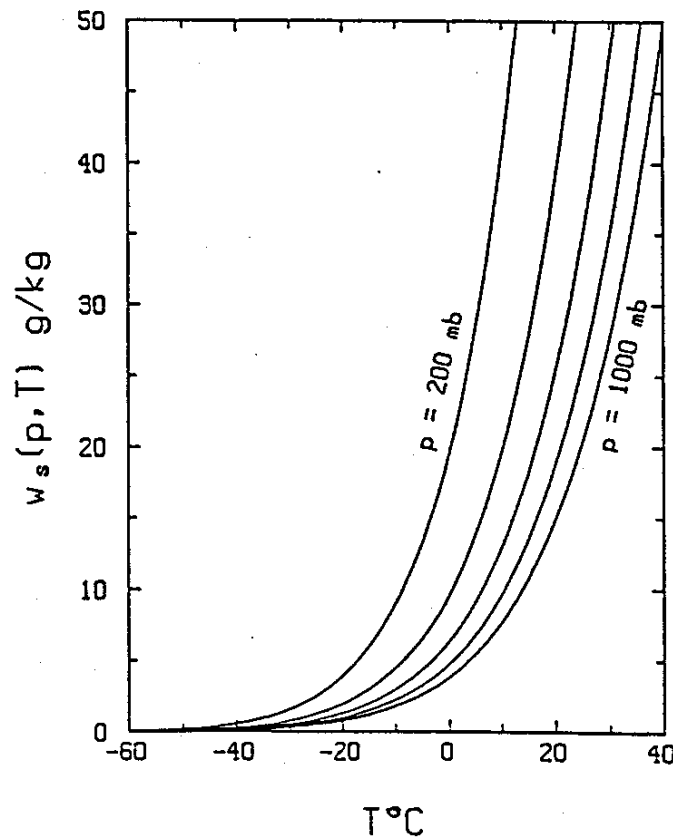


Abbildung 3.17: Druck- und Temperaturabhängigkeit des Sättigungsmischungsverhältniss.

tuellen Temperatur des Luftvolumens wird *relative Feuchte* (RF) genannt ¹ und in Prozent angegeben:

$$RF = 100 \times \frac{e}{e_s}. \quad (3.68)$$

Die relative Feuchte ist ein Maß für den Sättigungsgrad der Luft, (oder besser: des Wasserdampfes) aber auf keinen Fall eine konservative Größe. Warme und relativ trockene Luft kann wesentlich mehr Wasserdampf enthalten als relativ feuchte aber kalte Luft.

¹Wallace und Hobbs verwenden die Definition $RF = 100 (r/r_s)$. Diese Definition wird in der Praxis nur selten gebraucht: (3.68) ist dazu jedoch identisch, solange (3.66) durch (3.67) ersetzt werden kann.

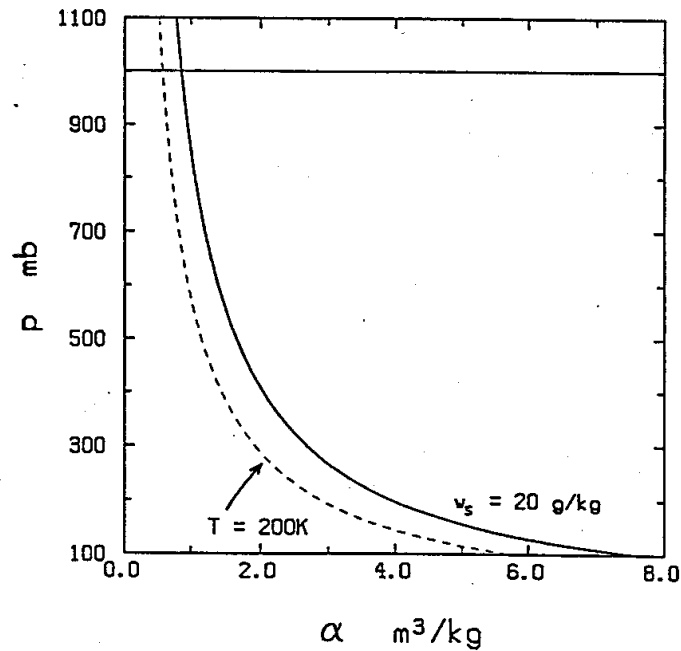


Abbildung 3.18: Verlauf der Isolinien des Sättigungsmischungsverhältnisses in einem p - α -Diagramm

Kühlt man Luft bei konstantem Druck ab, so ändert sich der Dampfdruck e dabei nicht. Der Sättigungsdampfdruck (über einer ebenen Wasseroberfläche) e_s sinkt jedoch stark ab, wodurch sich die relative Feuchte erhöht. Die Temperatur, bei der die relative Feuchte 100% beträgt, Dampfdruck und Sättigungsdampfdruck also gleich groß sind, nennt man Taupunkttemperatur oder einfach *Taupunkt* T_d . Bei weiterer Abkühlung kondensiert nämlich überschüssiger Wasserdampf und es bilden sich z. B. Wolken oder Tau. Am Taupunkt besteht natürlich auch Gleichheit zwischen dem Mischungsverhältnis r und dem Sättigungsmischungsverhältnis r_s . Die relative Feuchte bei der Temperatur T und beim Druck p kann auch wie folgt definiert werden:

$$RF = 100 \frac{r_s \text{ (bei der Temperatur } T_d \text{ und dem Druck } p)}{r_s \text{ (bei der Temperatur } T \text{ und dem Druck } p)} \quad (3.69)$$

Analog zum Taupunkt definiert man den *Reifpunkt* (*Frostpunkt*) T_i : Hier wird die Luft bei konstantem Druck soweit abgekühlt, bis sie gegenüber einer ebenen Eisoberfläche gesättigt ist. Bei weiterer Abkühlung bildet sich am Boden Reif. Auch die Definitionen für das Sättigungsmischungsverhältnis

und die relative Feuchte, die für Wasser eingeführt wurden, können für den Fall einer Eisoberfläche übertragen werden. Wenn Mischungsverhältnis und relative Feuchte nicht näher bezeichnet sind, gebraucht man sie immer für die Angabe des Dampfgehalts der Luft in Bezug auf eine Wasseroberfläche.

Feuchttemperatur: Wenn Regentropfen in ungesättigte Luft fallen und dabei verdunsten, erhöht sich der Dampfdruck. Die zum Verdunsten nötige Verdampfungswärme wird in diesem Fall der Luft entzogen, wodurch Lufttemperatur und Sättigungsdampfdruck sinken. Hierbei soll der Luftdruck konstant bleiben. Regnet es lange genug, nähert sich die Luft (besser: Wasserdampf) allmählich dem Sättigungszustand. Ist die Sättigung erreicht, geht die Temperatur nicht mehr weiter zurück; die Temperatur der gesättigten feuchten Luft nennt man *Feuchttemperatur* T_w (auf englisch: "wet bulb temperature").

Vor dem Regen enthält 1 kg trockene Luft r kg Wasserdampf. Der Wasserdampfanteil erhöht sich bis zur Sättigung auf r_s kg. Die in der Luft gespeicherte latente Wärmemenge vergrößert sich dadurch um $L(r_s - r)$; L steht für die latente Verdampfungswärme. Gleichzeitig kühlt sich das System trockene Luft + Wasserdampf von T auf T_w ab und verliert dabei die fühlbare Wärmemenge q . Aus dem ersten Hauptsatz in der Form (3.41) folgt bei konstantem Druck ($dp = 0$):

$$\Delta q = c_p(T_w - T) + r_g c_{pv}(T_w - T) ,$$

mit c_{pv} als spezifischer Wärmekapazität des Wasserdampfes und r_T als Gesamtwassergehalt. Dieser setzt sich aus dem ursprünglichen Wassergehalt r und dem Wasseranteil $r_s - r$ zusammen, der bis zur Sättigung der Luft verdunstet ist. Die Summe ist gleich dem Mischungsverhältnis der gesättigten Luft, also $r_T = r_s(T_w)$. Damit lautet die Gleichung für q :

$$-\Delta q = (c_p + r_g c_{pv})(T - T_w) .$$

Nimmt die fühlbare Wärme um δq ab, erhöht sich die latente Wärme um $L(r_s - r)$, es gilt deshalb

$$(c_p + r_s c_{pv})(T - T_w) = L(r_s - r) . \quad (3.70)$$

Bei gegebenem r und T stellt diese Gleichung nur eine implizite Beziehung für T_w dar. Da sich jedoch T und T_w einfach messen lassen, kann aus (3.70) w bestimmt werden. Vernachlässigt man die relativ kleine Änderung des Wasserdampfwärmegehalts $r_s c_{pv}(T - T_w)$, ergibt sich aus (3.70)

$$r = r_s - \frac{c_p}{L}(T - T_w) \quad (3.71)$$

und für den Dampfdruck der Luft

$$e = e_s(T_F) - \frac{c_p}{\varepsilon L} p(T - T_F) . \quad (3.72)$$

Der Quotient $c_p/\varepsilon L$ beträgt ungefähr 0,000662 (mit $\varepsilon = 0,622$, bei 20°C und 50% RF: $c_p = 1012 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$; bei 20°C: $L = 2,452 \times 10^6 \text{ J kg}^{-1}$). Die Einheiten von e , $e_s(T)$ und p müssen in (3.72) übereinstimmen, können aber in mbar (hPa) oder Pa angegeben sein.

(3.72) ist die Grundgleichung für die *psychrometrische Methode der Feuchtemessung*. Ein Psychrometer besteht aus zwei Thermometern, von denen eines die Lufttemperatur T messen soll, während das Quecksilbergefaß des anderen mit einem feuchten Strumpf überzogen ist und abkühlt sich infolge der Verdunstung auf T_w . Häufig werden *Schleuderpsychrometer* oder *Aspirationspsychrometer* (mit eingebautem Ventilator) verwendet. Bei der Messung mit einem nicht belüfteten Psychrometer muß man den Koeffizienten $c_p/\varepsilon L$ auf 0,00121 korrigieren, um die Änderung der Verdunstungseigenschaften zu berücksichtigen.

Kapitel 4

Luftmassen und Fronten

Eine Gruppe von skandinavischen Meteorologen (u. a. V. und J. Bjerknes, T. Bergeron) untersuchte Anfang der 20er Jahre das Verhalten von Tiefdruckgebieten in Europa. Die Ergebnisse dieser Forschung werden immer noch im praktischen Wetterdienst verwendet. Damals wurden z. B. die Begriffe "Luftmasse" und "Front" eingeführt, um den Aufbau der Troposphäre in den mittleren und hohen Breiten zu beschreiben. Wie die täglichen Wetterbeobachtungen zeigen, nimmt die Temperatur vom Äquator zum Pol nicht gleichmäßig ab. Es gibt große Gebiete mit nahezu einheitlichen Verhältnissen (Luftmassen), die durch schmale Zonen getrennt sind, in denen sich auf geringe Entfernung die Temperatur stark ändert (Fronten). Diese Frontalzonen sind von besonderem Interesse, da sie oft mit ausgedehnten Niederschlagsgebieten verbunden sind. Untersuchungen für München haben ergeben, daß durchschnittlich etwa 50% des gesamten Niederschlags von Kaltfronten verursacht werden. Die Analyse der Fronten und Luftmassenverteilungen sowie ihre Darstellung in Karten bildet bis heute die Grundlage für eine Wettervorhersage. Innerhalb einer Luftmasse variieren Temperatur, Feuchte, Stabilität und Staubkonzentration nur gering. In den folgenden Abschnitten soll die Entstehung dieser Eigenschaften wie auch die Umwandlung der Luftmasse auf ihrem Transportweg erläutert werden. Temperatur und Feuchte in den höheren Luftschichten lassen sich am besten in einem thermodynamischen Diagramm untersuchen. Im Kapitel 5 dieses Kapitels geht es daher um die Arbeit mit solchen Diagrammen, die im Prinzip eine Weiterentwicklung der bereits besprochenen $p\alpha$ -Diagramme sind. Zur Interpretation des vertikalen Temperaturverlaufs werden die thermodynamischen Grundlagen aus Kapitel 3 verwendet.

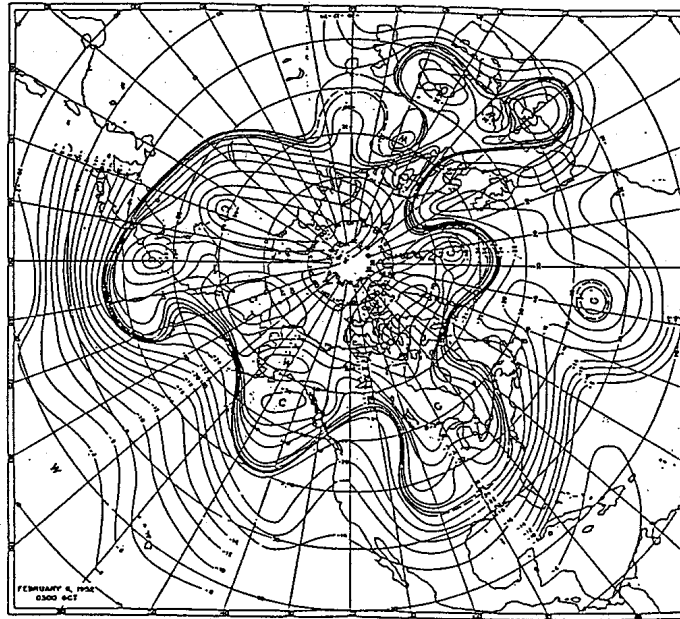


Abbildung 4.1: Temperaturverteilung in der 500 hPa-Fläche am 6.2.1952; die Isothermen sind in Abständen von 2 K gezeichnet. Die dicke Linie markiert die südliche Begrenzung der Polarluft. (Aus Bradbury und Palmén, 1953).

4.1 Fronten

Zwischen zwei verschiedenen Luftmassen bildet sich eine geneigte Grenzfläche (Frontfläche), an der sich die schwerere Kaltluft unter die leichtere Warmluft schiebt. Die Schnittlinie der Grenzfläche mit der Erde bezeichnet man als Front; oft wird aber unter einer “Front” auch das ganze System verstanden. Im Bereich der Frontfläche herrscht oft ein großer horizontaler Temperaturgradient, der in Bodennähe bis zu 10 K/100 km betragen kann. In einer vereinfachten Vorstellung der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre werden die tropische Luft und die Polarluft durch eine einzige Front (“Polarfront”) getrennt. Die Polarfront umschließt nach dieser Vorstellung praktisch die ganze Hemisphäre. Zeichnet man beispielsweise die Isothermen in der 500 hPa-Fläche auf der Nordhalbkugel (Abbildung 4.1), wird die Polarfront durch ein schmales Band mit sehr hohem Temperaturgradienten sichtbar. In der unteren Troposphäre ist der Temperaturgradient an der Front an einigen Stellen häufig noch stärker ausgeprägt. Dazwischen liegen wiederum größere Gebiete, in denen die Polarfront fehlt.

Hierfür gibt es zwei Gründe:

1. Im Bereich von Tiefdruck- und Hochdruckgebieten der mittleren Breiten entstehen Luftmassen, deren Temperaturen zwischen denen von tropischer und polarer Luft liegen. Die Polarfront wird dadurch in mehrere Teile aufgespalten.
2. Kontinente können weniger Wärme speichern als Ozeane. Wo kalte kontinentale Luftmassen auf warme maritime Luftmassen treffen (an den Ostküsten von Nordamerika und Asien), ist deshalb der Temperaturgegensatz in der Atmosphäre besonders hoch.

Die Bildung und Verlagerung von Fronten wird in einem eignen Kapitel später noch ausführlicher erläutert. Zunächst soll das Augenmerk auf die Gebiete zwischen den Fronten, die Luftmassen, gerichtet sein.

4.2 Entstehung von Luftmassen

Die Luft erhält bestimmte spezifische Eigenschaften, wenn über mehrere Tage die gleichen physikalischen Einflüsse (z. B. Strahlung, turbulenter und konvektiver Austausch, Verdunstung vom jeweiligen Untergrund her) auf sie einwirken. Ursprünglich unterschied man nur zwei Luftmassen, die Polarluft (P) und die Tropikluft (T), die durch die Polarfront getrennt sind. Ein Nord-Süd-Querschnitt der mittleren Luftbewegungen in der Atmosphäre (Abbildung 4.2) zeigt aber, daß diese Einteilung noch ergänzt werden muß. Reine Tropikluft kann nur sehr selten bis in mittlere Breiten vorstoßen, da der subtropische Hochdruckgürtel ihre Ausbreitung nach Norden verhindert. Auch stammt die Polarluft oft nicht direkt aus den Polargebieten (arktische Polarluft), sondern häufig aus Grönland oder Skandinavien. Die Polarfront trennt also meist subtropische von subpolarer Luft. In mittleren Breiten werden durch die rasche Verlagerung von Hochdruck- und Tiefdruckgebieten mit ständiger Änderung von Windgeschwindigkeit und Windrichtung die Luftmassen vermischt und umgewandelt (gemäßigte Luft). Es lassen sich somit 5 Hauptluftmassen unterscheiden:

1. arktische Polarluft (P),
2. Subpolarluft (P_s),
3. gemäßigte Luft (X),
4. subtropische Luft (T_s),
5. Tropikluft (T).

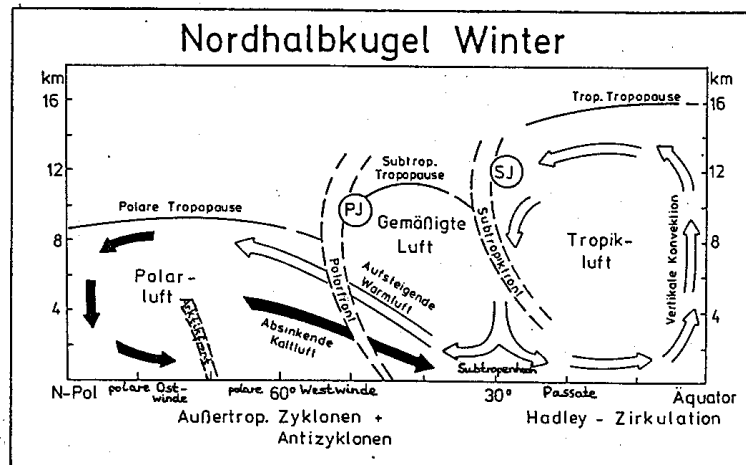


Abbildung 4.2: Schema der Hauptluftmassen und Frontalzone sowie der vorherrschenden Luftbewegungen auf der Nordhalbkugel im Winter (PJ Polarfront-Jetstream, SJ Subtropen-Jetstream). Die Fronten sind je nach Zeit und Ort unterschiedlich stark ausgeprägt.

Die Verteilung dieser Hauptluftmassen auf der Nordhalbkugel zeigt Abbildung 4.3.

Eine längere Verweildauer der Luft in einem bestimmten Gebiet (*Entstehungsgebiet* oder *Quellgebiet* einer Luftmasse) setzt geringe horizontale und vertikale Luftbewegung voraus. Diese Bedingung ist in ausgedehnten, nahezu ortsfesten Hochdruckgebieten (z. B. Subtropenhoch über den Azoren, Kältehoch über Sibirien) und in sich auflösenden, windschwachen Tiefdruckzonen erfüllt.

Auf Grund der atmosphärischen Zirkulation strömen die Luftmassen von ihren Entstehungsgebieten auch in andere Regionen (z. B. Polarluft über warmes Meerwasser). Bei weitem Transportweg führen die neuen Untergrund- und Strahlungsbedingungen zu einer Umwandlung (*Transformation*). Diese Veränderungen haben dann großen Einfluß auf die Wetterverhältnisse in der Luftmasse.

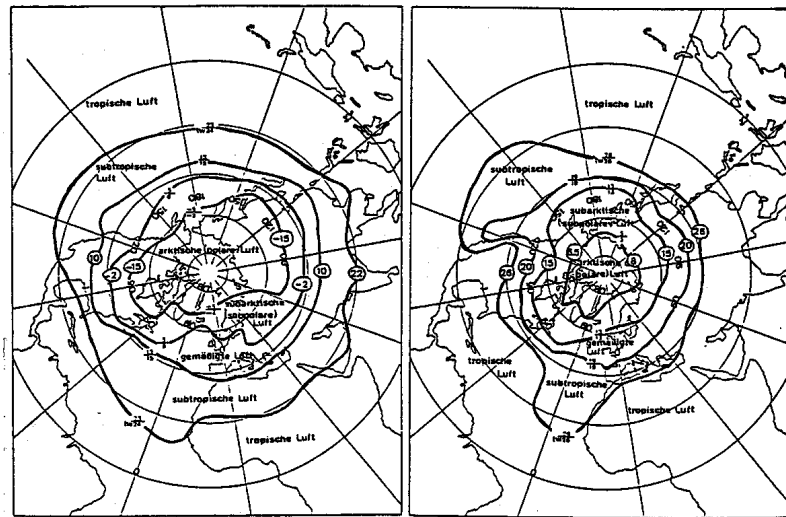


Abbildung 4.3: Luftmassenverteilung auf der Nordhalbkugel a) im Winter, b) im Sommer; Luft- und Wassertemperaturen in °C. (Aus Malberg 1985)

4.3 Transformation durch thermodynamische Einflüsse

Über dem Festland kommt es im Sommer durch die starke Einstrahlung zu einer Aufheizung der Luftmassen vom Untergrund her - verbunden mit Durchmischung und Abnahme der relativen Feuchte (Abbildung 4.4a). Im Winter dagegen bewirkt die im Tagesgang dominierende Ausstrahlung eine allmähliche Abkühlung der bodennahen Luftschichten mit Stabilisierung und Zunahme der relativen Feuchte (Abbildung 4.4c). Die stabile Schicht in Bodennähe, in der sich häufig Nebel und Hochnebel bilden, wird erst bei auffrischendem Wind wieder beseitigt.

Strömt eine Kaltluftmasse über warmen Untergrund (warmer Ozean, aufgeheizte Landoberfläche), ist damit eine Labilisierung verknüpft, die den Vertikalaustausch verstärkt (Abbildung 4.4b). Wie groß die Labilisierung von Polarluft sein kann, wird beim "Aprilwetter" deutlich, wenn frische Kaltluft vom relativ kühlen Atlantik auf das bereits erwärmte mitteleuropäische Festland übertritt. Hochreichende Quellwolken, gute Sichtweite und böiger Wind sind charakteristisch für labilisierte Kaltluft.

Die Abkühlung vom Untergrund her (kalter Ozean, winterliches Festland) führt zu einer Stabilisierung, die den Vertikalaustausch hemmt (Abbildung 4.4d). Stabilisierte Warmluft über kaltem Untergrund ist an ausge-

Abb. 4.4 a)-f)

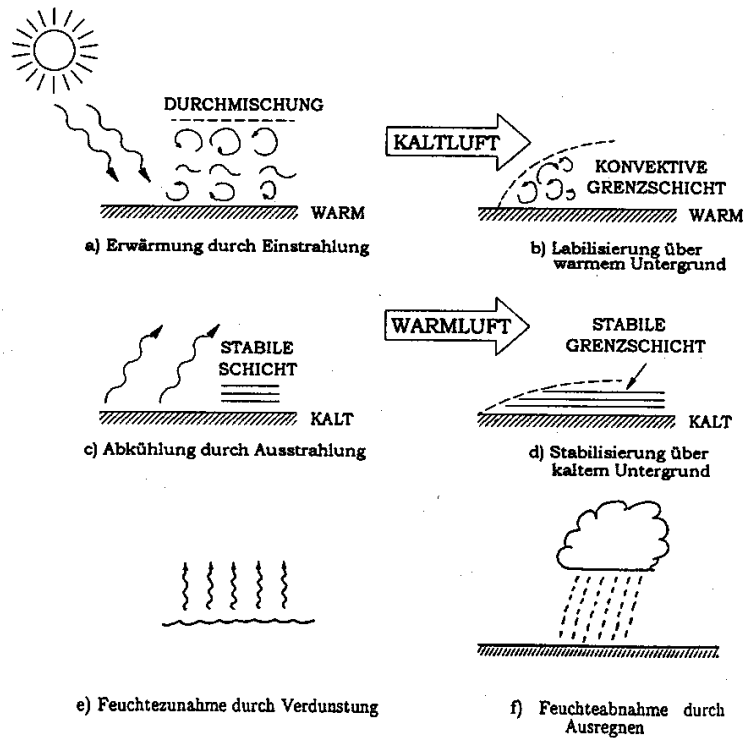


Abbildung 4.4: Umwandlung von Luftmassen.

dehnten, tiefliegenden Schichtwolken- und Nebelfeldern zu erkennen. Weitere Kennzeichen sind geringe Sichtweiten (Dunst) und schwache oder gleichmäßige Winde.

Bei sonst gleichen Bedingungen wird die Erwärmung einer Kaltluftmasse über warmem Untergrund (hoher Vertikalaustausch) stärker sein und eine vertikal mächtigere Schicht erfassen als die Abkühlung einer Warmluftmasse über kaltem Untergrund (geringer Vertikalaustausch).

Bei diesen Vorgängen ändert sich nicht nur die Temperatur sondern auch der Wasserdampfgehalt, besonders wenn die Luft über das Meer strömt. In der ursprünglich sehr trockenen Polarluft erfolgt auf diese Weise eine Feuchteanreicherung (Abbildung 4.4e). Andererseits wird feuchte Meeresluft über den Kontinenten durch Ausregnen und geringeren Wasserdampfnachschub trockener (Abbildung 4.4f); die Niederschlagsneigung nimmt ab. Eine Luftmasse aus einem bestimmten Quellgebiet hat also nach einem weiten Weg über Wasser ganz andere Eigenschaften als nach der Überströmung einer

Landmasse. Man unterscheidet deshalb bei den 5 Hauptluftmassen maritime (m) und kontinentale (c) Prägung. Der starke vertikale Austausch in Kaltluft über wärmerem Wasser führt dazu, daß der Wasserdampfgehalt bis in große Höhen zunimmt (Bildung von Schauerwolken). In Warmluft über kälterem Wasser reichert sich dagegen die Feuchte nur in den untersten Luftschichten an (Bildung von Nebelfeldern).

4.4 Luftmassentransformation durch dynamische Einflüsse

Die Erscheinungsform einer Luftmasse ist sehr unterschiedlich, je nachdem, ob sie großräumig gehoben wird (Abbildung 4.5b) oder unter dem Einfluß einer Absinkbewegung (Abbildung 4.5a) steht.

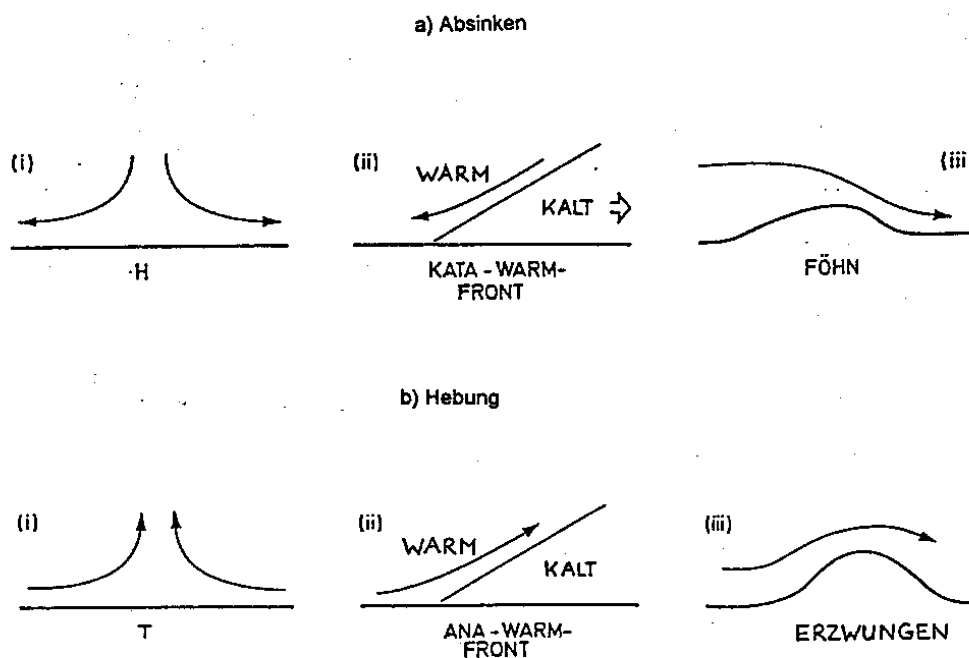


Abbildung 4.5: Verschiedene Absink- oder Hebungsursachen in der Atmosphäre (i) Druckgebilde, (ii) Fronten, (iii) Orographie.

Hebung führt zu einer adiabatischen Abkühlung, verbunden mit einer

Zunahme der relativen Feuchte (evtl. Wolkenbildung und Niederschlägen). Absinken führt zu einer adiabatischen Erwärmung mit Feuchterückgang und Wolkenauflösung. Die Vertikalbewegungen können an einer Luftmassengrenzfläche (Abbildung 4.5ii), einem orographischen Hindernis (Abbildung 4.5iii) oder in Hochdruck- bzw. Tiefdruckgebieten (Abbildung 4.5i) erzwungen werden. Das vertikale Schrumpfen der Luftmasse im Hochdruckgebiet bewirkt eine Stabilisierung, so daß konvektive Umlagerungen verhindert werden. Im Sommerhoch entsteht über der durchmischten Schicht in 1 - 2 km Höhe eine kräftige Inversion mit markantem Feuchterückgang oberhalb davon (vgl. Abschnitt 3.14, Abbildung 3.12). Im Winter befindet sich die trockene Luft über der stabilen Schicht in Bodennähe (gute Fernsicht auf den Bergen). Hebung im Bereich eines Tiefdruckgebietes führt zu einem vertikalen Strecken der Luftmasse. Dies ist gleichbedeutend mit einer Labilisierung der Schichtung hinsichtlich konvektiver Umlagerungen.

4.5 Übersicht über die Luftmassen Europas

Grundsätzlich läßt sich sagen, daß eine Luftmasse Mitteleuropa um so ursprünglicher erreicht, je direkter ihr Weg vom Quellgebiet zu uns ist und um so rascher sie sich verlagert. So führt Polarluft zu einem starken Kälteeinbruch, wenn sie vom Polargebiet über verschneite Landflächen rasch nach Mitteleuropa vordringt, während grönländische (Sub-)Polarluft durch ihren weiten Weg über den Atlantik wesentlich wärmer und feuchter in Mitteleuropa ankommt (siehe Tabelle 4.1).

Tabelle 4.1: Klassifizierung der verschiedensten Luftmassen in Europa

Abkürzung	Bezeichnung		Ursprungsgebiet	
cP mP	Arktische Polarluft	kontinental	Polare Zone	Nordsibirien Arktis
		maritim		
cP_s mP_s	Subpolarluft	kontinental		Russland Grönland
		maritim		
cX mX	Gemässigte Luft	kontinental	Gemässigte Zone	Mitteleuropa Nordostatlantik
		maritim		
cT_s mT_s	Subtropische Luft	kontinental	Tropische Zone	Naher Osten Azorenraum
		maritim		
cT mT	Tropikluft	kontinental		Sahara Afrika
		maritim		
Abkürzung	Weg		Eigenschaft	
cP mP	Russland Nordmeer (östlich Island)		extrem kalt sehr kalt, feucht	
cP_s mP_s	Osteuropa Grönlandmeere (westlich Island)		kalt, trocken kalt, feucht	
cX	—		—	
mX	England		feucht, mild	
cT_s	Südosteuropa		trocken	
mT_s	Westeuropa		feucht, warm	
cT	Italien		trocken, heiß	
mT	Mittelmeer		schwül	

Kapitel 5

Thermodynamische Diagramme

Mit thermodynamischen (aerologischen) Diagrammen lassen sich Zustandsänderungen von Luftpaketen bei Vertikalbewegungen graphisch untersuchen. Hierbei trägt man die Radiosondenmessungen (Druck, Temperatur, Feuchte) in diese Diagramme ein, um die gemessenen Kurven mit dem Verlauf der Isobaren, Isothermen, Isolinien des Sättigungsmischungsverhältnisses sowie der Trocken- und Feuchtadiabaten zu vergleichen. Dadurch kann man ohne aufwendige Rechenarbeit die Stabilität der atmosphärischen Schichtung beurteilen und Aussagen über Thermik, Quellwolkenbildung, Schauer- und Gewitterwahrscheinlichkeit machen.

In Kapitel 3 wurde bereits das $p\alpha$ -Diagramm vorgestellt. Jeder Zustand eines trockenen Luftpakets läßt sich durch einen Punkt (siehe Abschnitt 3.9), jedes feuchte Luftpaket mit zwei Punkten (Temperatur und Feuchtegröße) in diesem Diagramm angeben. Bei einer Zustandsänderung von trockener Luft (z. B. isotherm oder adiabatisch) ergibt sich ein charakteristischer Kurvenverlauf. Zu jedem Wertepaar von p und α kann man die Temperatur, die potentielle Temperatur und das Sättigungsmischungsverhältnis ablesen, da das Diagramm die Kurvenscharen der Isothermen $T = T(p, \alpha) = p\alpha/R$, Adiabaten $\theta = \theta(p, \alpha) = (p\alpha/R)(p_*/p)^\kappa$ und Isolinien des Sättigungsmischungsverhältnisses $r_s(T, \alpha) = \varepsilon e_s(T)/p = \varepsilon e_s(p\alpha/R)/p$ enthält.

Durchläuft das Luftvolumen einen *Kreisprozeß*, d. h. nach mehreren Zustandsänderungen soll wieder der Anfangszustand erreicht werden, ergibt sich eine geschlossene Kurve. Eine vorteilhafte Eigenschaft von $p\alpha$ -Diagrammen ist, daß die von der Kurve eingeschlossene Fläche der verrichteten Arbeit proportional ist.

Da p und T leichter meßbar als p und α sind, transformiert man für meteorologische Anwendungen die Koordinaten des $p\alpha$ -Diagramms auf geeignete Weise. Ein thermodynamisches Diagramm ist also ein transformiertes $p\alpha$ -Diagramm. Die neuen Koordinaten wählt man unter folgenden Gesichts-

punkten aus:

- Die von der Kurve eines Kreisprozesses eingeschlossene Fläche soll wie im $p\alpha$ -Diagramm der dabei verrichteten Arbeit proportional sein.
- Die wichtigsten Linien (Isobaren, Isothermen, Trockenadiabaten) sollen möglichst geradlinig verlaufen.
- Der Winkel zwischen Isothermen und Trockenadiabaten soll möglichst groß (90°) sein.

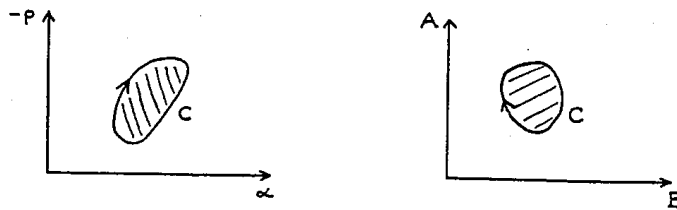


Abbildung 5.1: Flächentreue Koordinatentransformation von $(-p, \alpha)$ zu (A, B)

Die Forderung, daß auch nach der Transformation von den Koordinaten $(-p, \alpha)$ auf die Koordinaten A, B die von einer Kurve eingeschlossene Fläche gleich groß ist (Abbildung 5.1), lautet in mathematischer Schreibweise:

$$-\oint pd\alpha = \oint AdB$$

oder

$$\oint (pd\alpha + AdB) = 0.$$

Aus dieser Gleichung folgt, daß $pd\alpha + AdB$ ein vollständiges Differential sein muß, d.h.

$$\left(\frac{\partial A}{\partial \alpha}\right)_B = \left(\frac{\partial p}{\partial B}\right)_\alpha. \quad (5.1)$$

Nach der Wahl der Koordinate B , wird durch (5.1) die Koordinate A so festgelegt, daß die Transformation flächentreu ist. Für die Koordinatenwahl gibt es mehrere Möglichkeiten:

I. Emagramm: $B = T$ Das Emagramm ermöglicht die Bestimmung des Energiebetrages pro Masseneinheit und somit quantitative Vorstellungen von der Stabilität bzw. Labilität der Atmosphäre. Aus Gleichung (5.1) folgt mit $B = T$, $p\alpha = RT$:

$$\left(\frac{\partial A}{\partial \alpha}\right)_T = \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_\alpha = \frac{R}{\alpha}.$$

Integration ergibt: $A = R \ln \alpha + F(T)$. Mit $\ln \alpha = \ln R + \ln T - \ln p$ erhält man

$$A = -R \ln p + \underbrace{R \ln R + R \ln T + F(T)}.$$

Wähle $F(T)$ so, daß dieser Ausdruck Null wird.

Die Koordinatenachsen des Emagramms sind also

$$A = -R \ln p, \quad B = T.$$

Die Gleichung der Trockenadiabaten in diesem Diagramm läßt sich folgendermaßen ableiten:

$$T = \theta \left(\frac{p}{p_*}\right)^\kappa; \quad \kappa = \frac{R}{c_p}$$

$$\ln T - \ln \theta = \kappa \ln p - \kappa \ln p_*$$

$$-\ln p = -\frac{c_p}{R} \ln T + \text{const.}$$

In diese Gleichung setzt man die Koordinaten A , B des Emagramms ein:

$$A = -c_p \ln B + \text{const.}$$

Die Trockenadiabaten sind im Emagramm (siehe Abbildung 5.2) logarithmische Kurven; für die in der Atmosphäre vorkommenden Werte A und B verlaufen die Trockenadiabaten (genauso wie die Sättigungsmischungsverhältnislينien) jedoch fast gerade. Stärker gekrümmt sind dagegen die Feuchtadiabaten. (Die Bedeutung der Feuchtadiabaten wird im nächsten Abschnitt erläutert.)

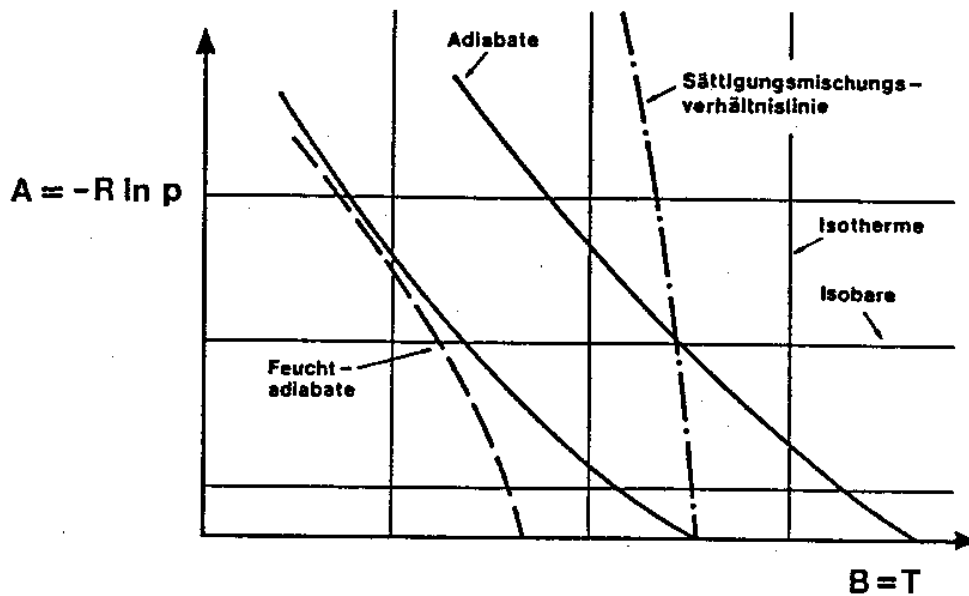


Abbildung 5.2: Emagramm mit Feucht- und Trockenadiabaten, Isothermen, Isobaren und Linien mit konstantem Sättigungsmischungsverhältnis.

II. Tephigramm: $B = T$ Das Emagramm ist zwar eine flächentreue Transformation des $p\alpha$ -Diagramms, hat aber den Nachteil, daß der Winkel zwischen den Isothermen und Trockendiabaten nur 45° beträgt, wodurch sich kleine Flächen bei Energieberechnungen ergeben. Dieses Problem löst das von Sir Napier Shaw entwickelte Tephigramm. Zunächst wählt man wie beim Emagramm $B = T$, $A = R \ln \alpha + F(T)$. Hier wird $R \ln \alpha$ jedoch auf eine andere Weise umgeformt:

$$\frac{T}{\theta} = \left(\frac{p}{p_*} \right)^\kappa = \left(\frac{RT}{p_* \alpha} \right)^\kappa$$

$$\ln \alpha = \frac{1}{\kappa} (\ln \theta - \ln T) + \ln T + \ln R - \ln p_*$$

$$R \ln \alpha = c_p \ln \theta + G(T).$$

Die Koordinate A läßt sich demnach auch so schreiben als:

$$A = c_p \ln \theta + \underbrace{F(T) + G(T)}$$

Wähle $F(T) = G(T)$.

Die Koordinaten des Tephigramms sind also:

$$B = T, A = c_p \ln \theta.$$

Für $c_p \ln \theta$ wird manchmal die Bezeichnung ϕ verwendet, daher der Name "T, ϕ - Gramm".

Die Gleichung für die Isobare $p = \text{const.}$ lautet $\ln \theta = \ln T + \text{const.}$ oder $A = c_p \ln B + \text{const.}$ Die logarithmische Abhängigkeit äußert sich in einer (im meteorologisch interessanten Bereich relativ schwachen) Krümmung der Isobaren. Zu beachten ist, daß im Tephigramm der Winkel zwischen Isothermen und Adiabaten genau 90° beträgt (Abbildung 5.3). Änderungen im vertikalen Temperaturverlauf (z. B. Temperaturzunahme an einer Inversion) kann man deshalb besonders deutlich erkennen.

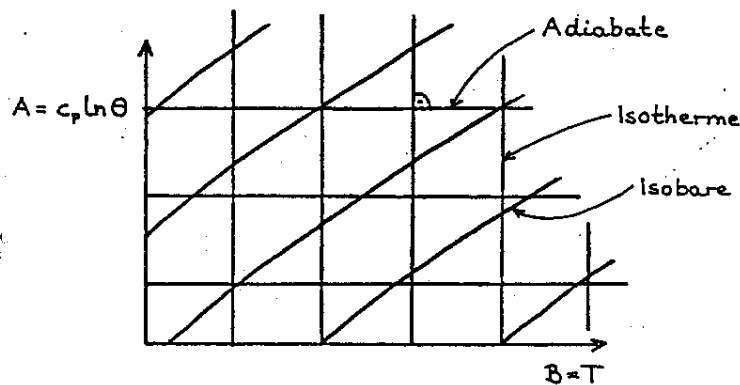


Abbildung 5.3: Tephigramm mit Adiabaten, Isothermen und Isobaren.

Die Radiosondenmessungen werden meist in Tephigramme eingetragen, die um 45° im Uhrzeigersinn gedreht sind (Abbildung 5.4). Die leicht gekrümmten Isobaren verlaufen dann annähernd waagrecht.

III. Skew T, log p-Diagramm (Schiefes T, log p-Diagramm: $B = -R \ln p$) In diesem von Herlofson 1947 eingeführten Diagramm ist der Schnittwinkel zwischen Adiabaten und Isothermen fast so groß wie im Tephigramm.

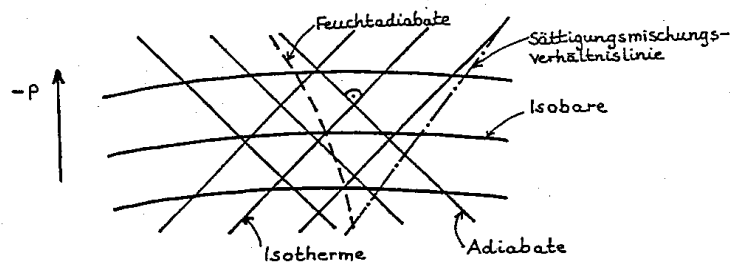


Abbildung 5.4: Um 45° gedrehtes Tephigramm mit Feucht- und Trockendiabaten, Isothermen, Isobaren und Linien mit konstanten Sättigungsmischungsverhältnis.

Da außerdem die Isobaren horizontale Geraden sind, zählt das Skew T , $\log p$ -Diagramm zu den gebräuchlichsten thermodynamischen Diagrammen. Als Koordinate B wählt man $-R \ln p$ (entspricht A im Emagramm). Aus Gleichung (5.1) folgt:

$$\left(\frac{\partial A}{\partial \alpha}\right)_{\ln p} = -\frac{1}{R} \left(\frac{\partial p}{\partial \ln p}\right)_{\alpha} = -\frac{p}{R}.$$

Bei der Integration über α ergibt sich als Integrationskonstante eine frei wählbare Funktion $F(\ln p)$:

$$A = -\frac{p\alpha}{R} + F(\ln p) = -T + F(\ln p).$$

Als Funktion F wird $-\mu \ln p$ genommen, wobei μ eine Konstante ist. Weil nur die Größe, nicht aber das Vorzeichen der Fläche $\oint AdB$ interessiert, kann man statt $-T - \mu \ln p$ auch $T + \mu \ln p$ als Koordinate A wählen. Im Skew T , $\log p$ -Diagramm gilt also für B (= Ordinate) und A (= Abszisse):

$$B = -R \ln p, A = T + \mu \ln p.$$

Die Gleichung für die Isothermen lautet

$$A = \text{const.} + \mu \ln p = \text{const.} - \frac{\mu}{R} B$$

oder

$$B = -\frac{R}{\mu} A + \text{const.},$$

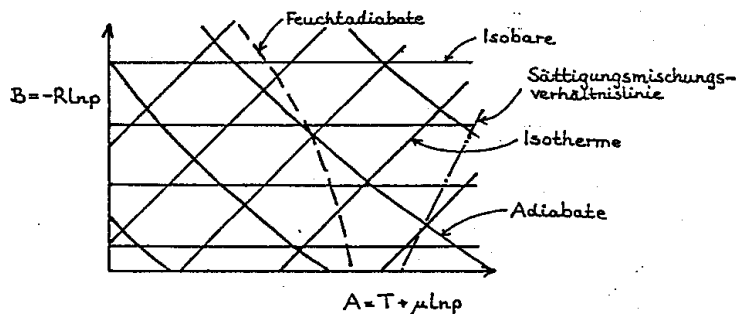


Abbildung 5.5: Skew $T, \log p$ -Diagramm mit Feucht- und Trockenadiabaten, Isothermen, Isobaren und Linien mit konstantem Sättigungsmischungsverhältnis.

d. h. die Isothermen sind schräge (engl.: skew) Geraden (siehe Abbildung 5.5). Die Konstante wählt man so, daß der Winkel zwischen Isothermen und Adiabaten möglichst groß (90°) wird. Die Gleichung für die Trockenadiabaten läßt sich folgendermaßen ableiten:

$$\ln T = \frac{R}{c_p} \ln p + \text{const.} = -\frac{B}{c_p} + \text{const.}$$

oder

$$\ln\left(A + \frac{\mu}{R}B\right) = -\frac{B}{c_p} + \text{const.}$$

Daraus folgt (C sei eine weitere Konstante):

$$A + \frac{\mu}{R}B = Ce^{-B/c_p}.$$

Die Adiabaten sind demnach konkav gekrümmt. Insgesamt ähnelt das Skew $T, \log p$ -Diagramm dem um 45° gedrehten Tephigramm.

IV. Stüve-Diagramm: Ordinate p^κ , Abszisse T (nicht flächentreu)

Das Stüve-Diagramm wird teilweise beim Deutschen Wetterdienst verwendet. Es ist wegen der p^κ -Ordinate auch für hochreichende Radiosondenmessungen handlich, hat aber den Nachteil, daß mit seiner Hilfe thermodynamische Arbeitsleistungen nicht bestimmt werden können. Isobaren, Isothermen und Trockenadiabaten sind im Stüve-Diagramm Geraden (s. Abbildung 5.6). Die Trockenadiabaten treffen sich im Punkt $T = 0, p^\kappa = 0$, d. h. sie konvergieren in dem in der Meteorologie verwendeten Ausschnitt des Diagramms nach links oben.

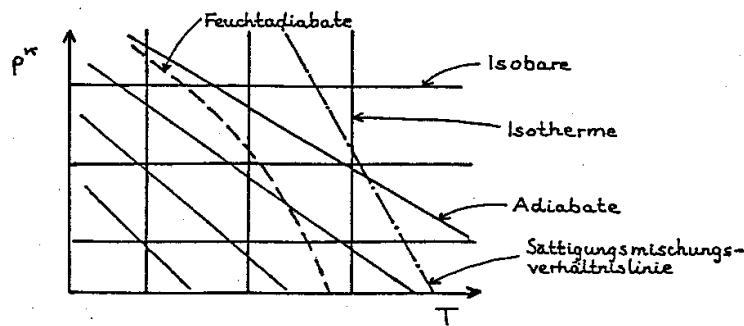


Abbildung 5.6: Stüve-Diagramm.

5.1 Feuchtadiabaten

Nun geht es um die Auswirkung der Kondensation von Wasserdampf auf die Vertikalbewegung von feuchter Luft (= trockene Luft + Wasserdampf). Wird ein Paket mit feuchter Luft adiabatisch gehoben, d.h. ohne Wärmezufuhr von außen und ohne Mischung mit der Umgebungsluft, bleibt das Wasserdampfmischungsverhältnis konstant. Solange noch keine Sättigung erreicht ist, also ($r < r_s$) für jedes Wertepaar (virtuelle Temperatur, Druck) gilt, wird keine Kondensationswärme freigesetzt. Das bedeutet, daß bei der Vertikalbewegung von feuchter, *ungesättigter* Luft r_s bleibt konstant) die adiabatische Temperaturänderung so groß ist wie die eines trockenen Luftpakets, nämlich 1 K pro 100 m.

Die Temperaturabnahme bei der Hebung hat gleichzeitig eine Erhöhung der relativen Feuchte zur Folge, da r_s immer kleiner wird, (während r konstant bleibt). In einer bestimmten Höhe erreicht dann die relative Feuchte 100%, d.h. das Luftpaket ist bezüglich des Wasserdampfes gesättigt ($r = r_s$). Diese Höhe bezeichnet man als *Hebungskondensationsniveau* (HKN). Bei weiterer Hebung kondensiert der überschüssige Wasserdampf an Kondensationskerne und es bilden sich Wolkentröpfchen. Dabei wird Kondensationswärme frei und die Luft im Paket erwärmt. Daher ist die *feuchtadiabatische Temperaturabnahme* (Temperaturabnahme in gesättigter Luft) kleiner als die trockenadiabatische.

Bei der Berechnung der feuchtadiabatischen Temperaturabnahme vernachlässigt man die (kleine) Wärmemenge, die vom Flüssigwasser aufgenommen wird (*pseudoadiabatischer Prozeß*). Es wird angenommen, daß der überschüssige Wasserdampf sofort als Regen ausfällt, die freiwerdende Wärme aber im Luftpaket verbleibt. Ein derartiger pseudoadiabatischer Prozeß ist irreversibel. Bleibt dagegen das gesamte kondensierte Wasser

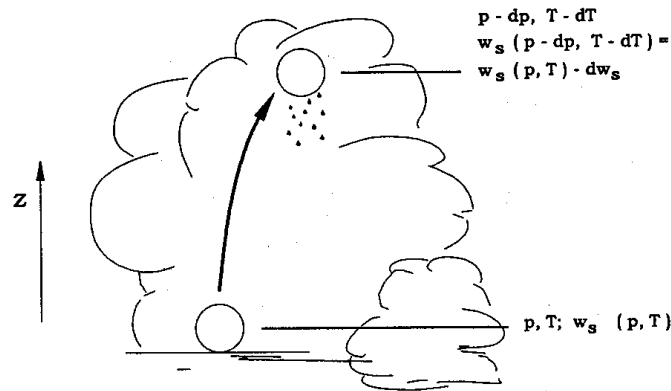


Abbildung 5.7: Änderung der Größen p , T und $r_s(p, T)$ bei Vertikalbewegungen.

im Luftpaket, handelt es sich um einen reversiblen Prozeß. Bei den in der Natur vorkommenden Hebungsvorgängen beobachtet man meistens eine Mischung zwischen diesen beiden Extremen. Wenn Kondensation eintritt, verringert sich der Wasserdampfanteil im Luftpaket, das Wasserdampfmischungsverhältnis w (in gesättigter Luft $r = r_s$) ist deshalb nicht mehr konstant (Abbildung 5.7). Die Abnahme von r_s auf $r_s - dr_s$ muß gleich der Menge des kondensierten Wassers sein. Dabei wird einem kg trockener Luft die Wärmemenge $dq = -Ldr_s$ zugeführt (mit L als latenter Wärme des Wasserdampfes). Aus dem 1. Hauptsatz der Thermodynamik in der Form (3.41).

$$dq = c_p dT - \alpha dp$$

folgt also hier

$$-Ldr_s = c_p dT - \frac{RT}{p} dp.$$

Diese Gleichung läßt sich umformen zu

$$\frac{dT}{dp} = \frac{RT}{p} \left(L \frac{dr_s}{dT} + c_p \right)^{-1}. \quad (5.2)$$

5.2 kann numerisch integriert werden, da die Werte der Funktion

$$r_s(p, T) \approx \varepsilon e_s(T)/p$$

bekannt sind. Die Kurven, die die Abhängigkeit der Temperatur vom Druck bei der feuchtadiabatischen Vertikalbewegung eines Luftpakets wiedergeben, nennt man *Feuchtadiabaten*. Jedes thermodynamische Diagramm enthält neben den Isobaren, Isothermen, Linien mit konstanten Sättigungsmischungsverhältnis und Trockenadiabaten auch die Feuchtadiabaten. Die Feuchtadiabaten nähern sich in großer Höhe (geringer Druck, tiefe Temperaturen) asymptotisch den Trockenadiabaten, da bei der Hebung von kalter, wasserdampfarmer Luft mit niedrigem $r_s(p, T)$ auch Ldr_s klein ist, d.h. dem Luftpaket wird nur wenig latente Wärme zugeführt. Die feuchtadiabatische Temperaturabnahme beträgt in sehr warmer Luft 0,4 K pro 100 m, in der unteren Troposphäre in mittleren Breiten 0,6 K pro 100 m und nähert sich bei sehr tiefen Temperaturen 1 K pro 100 m.

Die Feuchtadiabaten werden in thermodynamischen Diagrammen meist mit der *pseudopotentiellen Temperatur* θ_{es} gekennzeichnet. Die pseudopotentielle Temperatur θ_{es} nimmt eine gesättigte Luftmenge an, wenn sie vom Kondensationsniveau solange feuchtadiabatisch aufsteigt, bis der gesamte Wasserdampf kondensiert und ausgefallen ist, und dann trockenadiabatisch auf einen Druck von 1000 hPa absinkt (Abbildung 5.8).

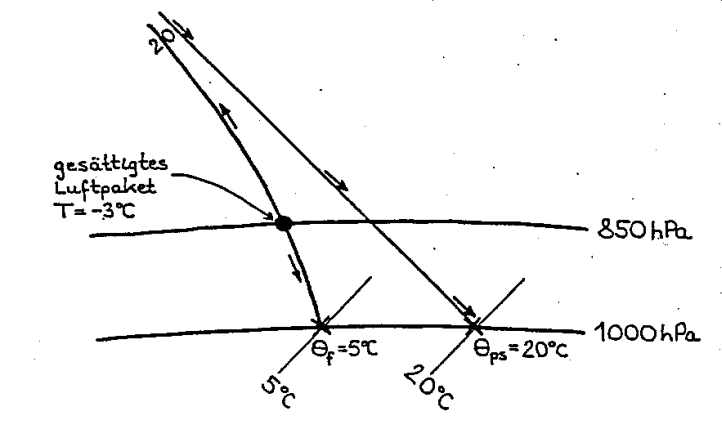


Abbildung 5.8: Pseudopotentielle und feuchtpotentielle Temperatur im Tephigramm.

Manchmal gibt man zu den Feuchtadiabaten auch die zugehörige *feuchtpotentielle Temperatur* θ_w an. Diese Temperatur herrscht in gesättigter Luft, wenn sie feuchtadiabatisch auf das Druckniveau von 1000 hPa gebracht wird. (Abbildung 5.8).

Die pseudopotentielle Temperatur wird häufig zur Bestimmung der Luftmassen im Druckniveau $p = 850$ hPa verwendet. Innerhalb einer Luftmasse

variiert oft der Feuchtegehalt und damit die Differenz zwischen der Lufttemperatur T und dem Taupunkt T_d (*Taupunktdifferenz* $T - T_d$). Charakteristisch für eine Luftmasse ist also weniger ihre (Trocken-)Temperatur, sondern eher ihr Energiegehalt (der sich aus innerer Energie und latenter Wärme zusammensetzt). Die Werte ($T = T_d = -3^\circ\text{C}$), ($T = 0^\circ\text{C}$, $T_d = -8^\circ\text{C}$), ($T = 2^\circ\text{C}$, $T_d = -14^\circ\text{C}$) führen alle zur gleichen pseudopotentiellen Temperatur von 20°C (Abbildung 5.9). Auf einer θ_{es} -Karte kann man Gebiete mit einheitlichen pseudopotentiellen Temperaturen (Luftmassen) und Gebiete mit großem θ_{es} -Gradienten (Luftmassengrenzen) unterscheiden. Zur Bestimmung der pseudopotentiellen Temperatur von ungesättigter Luft werden T und T_d z. B. in ein Tephigramm eingetragen. Die zum Taupunkt gehörende Sättigungsmischungsverhältnislinie (= Wasserdampfgehalt des Luftpakets) verfolgt man dann bis zum Schnittpunkt mit der durch T verlaufenden Trockenadiabaten. In der Höhe des Schnittpunktes ist das Luftpaket gesättigt. θ_{es} läßt sich dann an der Feuchtadiabaten ablesen (Abbildung 5.9).

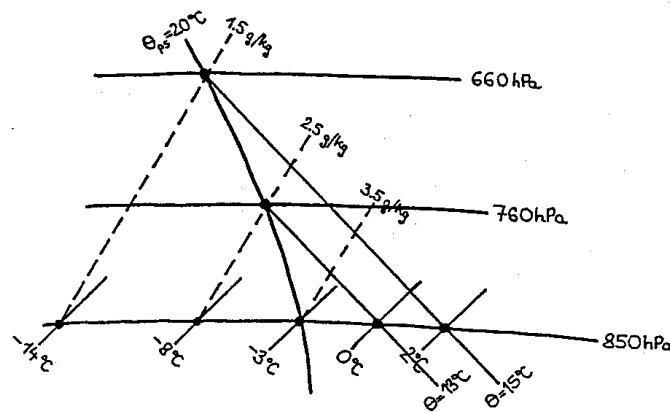


Abbildung 5.9: Bestimmung der pseudopotentiellen Temperatur im Tephigramm.

5.2 Latente Labilität

Da die trockenadiabatische Temperaturabnahme größer ist als die feuchtadiabatische, kann es vorkommen, daß die Temperaturabnahme in der Atmosphäre zwischen diesen beiden Werten liegt, d.h. die Schichtung ist gleichzeitig trockenstabil und feuchtlabil. Mit anderen Worten, die Schichtung ist stabil, solange bei der Hebung des Luftpakets keine Kondensation ein-

tritt. Kondensiert aber der Wasserdampf im aufsteigenden Luftpaket, wird dabei latente Wärme frei, das Luftpaket wird wärmer als seine Umgebung und setzt daher seine Vertikalbewegung beschleunigt fort. Diese Art der Schichtung nennt man bedingte oder latente Labilität. Wenn von labiler Schichtung gesprochen wird, meint man fast immer diesen Schichtungstyp, da eine trockenlabile Schichtung in der freien Atmosphäre praktisch nicht vorkommt.

Die latente Labilität wirkt sich erst aus, wenn ein Luftpaket aus irgendeinem Grund, z. B. an Hindernissen, bis zum Kondensationsniveau gehoben wird. Erzwungene Hebung tritt auch an der Vorderseite einer Kalt- oder Seewindfront ein, wo sich kalte Luft unter warme schiebt. Durch die Sonne stark aufgeheizte Luftpakete haben ebenfalls oft genügend Auftriebskraft das Kondensationsniveau zu erreichen. Mit Hilfe eines thermodynamischen Diagramms kann man beurteilen, bis in welche Höhe das Luftpaket seine Vertikalbewegung fortsetzen wird. Ob nur kleine Quellwolken entstehen oder diese sich in eine Schauerwolke weiterentwickeln, hängt von der vertikalen Mächtigkeit der feuchtlabilen Schicht ab.

5.3 Anwendung der thermodynamischen Diagramme

Die Radiosondenmessungen (Druck, Temperatur, Feuchte) werden in thermodynamische Diagramme eingetragen, um Aussagen über Stabilität bzw. Labilität der atmosphärischen Schichtung machen zu können. In einem thermodynamischen Diagramm läßt sich feststellen, ob ein Luftpaket, wenn es durch irgendeinen atmosphärischen Vorgang gehoben wird, in der neuen Höhe wärmer oder kälter als die umgebende Luft ist. Eine höhere Temperatur (geringere Dichte) im Luftpaket hat eine Auftriebskraft nach oben zur Folge, d. h. das Luftpaket setzt seine Vertikalbewegung beschleunigt fort. Ist dagegen die Temperatur im Luftpaket nach der Hebung niedriger (die Dichte also größer) als in der Umgebung, wirken rücktreibende Kräfte in Richtung der Ausgangsposition. Genaugenommen müßte man bei diesen Betrachtungen statt der Temperatur die virtuelle Temperatur verwenden. Der durch die Vernachlässigung des virtuellen Temperaturzuschlages $T_v - T = 0,61r \times T$ (siehe Seite 67) entstehende Fehler ist jedoch kleiner als die Meßgenauigkeit der Radiosonden.

Die atmosphärische Schichtung in der Umgebung eines gehobenen Luftpakets ist

- *stabil*, wenn auf das Luftpaket rücktreibende Kräfte wirken;

- *labil*, wenn das Luftpaket die Vertikalbewegung aus eigenem Antrieb fortsetzt;
- *indifferent* (neutral), wenn die Dichte im Luftpaket gleich der Dichte der Umgebungsluft ist.

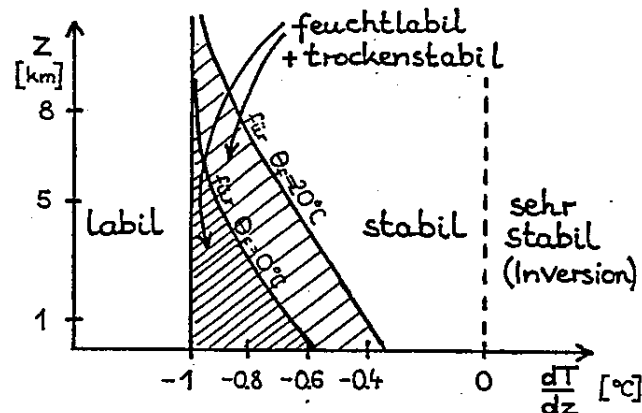


Abbildung 5.10: Höhenabhängige Stabilitätsbetrachtung für verschiedene vertikale Temperaturgradienten.

Wird feuchte Luft großräumig gehoben, kühlt sie über dem Kondensationsniveau gemäß Gleichung (5.2) langsamer ab als bei trockenadiabatischer Hebung. Die atmosphärische Schichtung kann deshalb bezüglich der Vertikalbewegung eines trockenen Luftpakets stabil geschichtet sein, sobald aber Kondensation einsetzt, erfährt das vertikal bewegte Luftpaket Auftrieb (freierwirdende Kondensationswärme im Luftpaket setzt die Dichte herab (siehe Abbildung 5.10)).

Verschiedene Vorgänge bei der Untersuchung der Vertikalbewegung mit Hilfe der sogenannten "Paketmethode" wurden bisher nicht berücksichtigt:

- Der Vertikalbewegung wirken Reibungskräfte entgegen.
- Die Hebung des Luftpakets wird in seiner Umgebung durch absinkende Luftströmungen kompensiert.
- Durch Mischung mit der Umgebungsluft ändert sich der Wasserdampfgehalt und die Temperatur im Luftpaket.

- Die Auftriebskraft wird durch das Gewicht des kondensierten Wassers verringert.

Schwerwiegender als diese Vernachlässigungen wirkt sich jedoch bei der Anwendung der "Paketmethode" für die Wettervorhersage die Tatsache aus, daß Radiosondenmessungen nur zweimal pro Tag durchgeführt werden und deshalb die augenblickliche atmosphärische Schichtung nicht genau bekannt ist. Wie man dennoch aus dem vertikalen Temperatur- und Taupunktverlauf Rückschlüsse auf Wolkenuntergrenze oder (konvektive) Wolkenentwicklung ziehen kann, soll im folgenden erläutert werden.

Hebungskondensationsniveau: Die Höhe, in der bei *erzwungener* Hebung der Luft (z. B. Überströmen eines Berges, Aufgleiten von warmer Luft auf kalte Luft) Kondensation eintritt, bezeichnet man als *Hebungskondensationsniveau* (HKN). Es läßt sich in einem thermodynamischen Diagramm aus der gemessenen Temperatur- und Taupunktkurve folgendermaßen bestimmen (Abbildung 5.11):

1. Die Linie des durch die Taupunkttemperatur T_d bestimmten Mischungsverhältnisses (evtl. Interpolation zwischen 2 Linien nötig) und
2. die zur Temperatur T gehörende Trockenadiabate verfolgt man bis zu ihrem Schnittpunkt.
3. Das HKN liegt in der Höhe des Schnittpunktes.

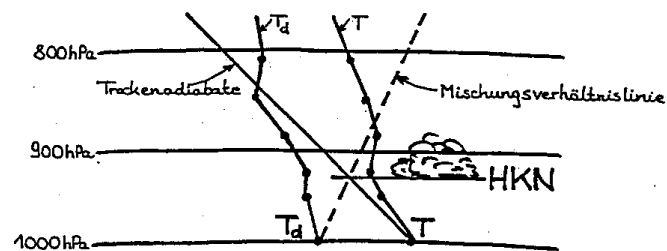


Abbildung 5.11: Bestimmung des Hebungskondensationsniveaus (HKN).

Wird die Luft bei einer atmosphärischen Schichtung wie in Abbildung 5.11 an einem Hindernis von 1000 hPa auf 930 hPa (etwa 800 m Höhenunterschied) gehoben, bilden sich in dieser Höhe Wolken.

Die Höhe des HKN hängt vom Ausgangsniveau des gehobenen Luftpakets ab. Die geringste der möglichen Höhen des HKN bestimmt die Wolkenuntergrenze bei erzwungener Hebung. Häufig erreicht aufsteigende bodennahe Luft, die einen hohen Feuchtegehalt und eine niedrige potentielle Temperatur hat, zuerst das HKN. Beim Aufgleiten von verschiedenen Luftmassen kann es jedoch vorkommen, daß die Hebungsvorgänge die stabil geschichtete Luft in Bodennähe nicht erfassen. Dann muß man das HKN aus Temperatur und Taupunkt der betreffenden höheren Luftschicht ermitteln.

Konvektionskondensationsniveau und Auslösetemperatur: Die Erdoberfläche wird bei Sonnenstrahlung erwärmt und dadurch auch die aufliegende Luft. Die entstehende thermische Konvektion bewirkt eine von der Bodenoberfläche ausgehende Durchmischung, die im Tagesverlauf immer höhere Luftschichten erfaßt. Im sog. "Konvektionsraum" ist die Luft dann trockenadiabatisch geschichtet und die morgendliche Bodeninversion aufgelöst. Haben die im Konvektionsraum aufsteigenden Warmluftpakete relativ hohen Wasserdampfgehalt, führt die trockenadiabatische Temperaturabnahme bei der Vertikalbewegung in einem bestimmten Niveau, dem *Konvektionskondensationsniveau* (KKN), zur Sättigung. In dieser Höhe liegt die Untergrenze der sich bildenden Quellwolken.

Bei sonnenreichen Wetterlagen im Sommerhalbjahr steht man vor der Aufgabe, aus einem in der Nacht gemessenen Radiosondenaufstieg ("Temp") den Tagesgang der Konvektionsbewölkung vorherzusagen (z. B. Segelflugwetterprognosen). Die Höhe des KKN läßt sich einem thermodynamischen Diagramm auf folgende Weise ermitteln:

1. Die Durchmischung auf Grund der thermischen Konvektion führt zu einer vertikal einheitlichen Feuchteverteilung. Deshalb wird der im Tagesverlauf zu erwartende Taupunkt im thermodynamischen Diagramm durch eine Mischungsverhältnisl原因ie abgeschätzt, die die Taupunktkurve in der bodennahen Luftschicht (ungefähr 1000 m über Grund oder die etwa unteren 100 hPa) so schneidet, daß die von beiden Linien umschlossenen Flächen etwa gleich groß sind. (Dabei wurde angenommen, daß am Boden keine weitere Verdunstung stattfindet - was nur selten der Fall ist!)
2. Man bestimmt den Schnittpunkt der Mischungsverhältnisl原因ie mit der Temperaturkurve des Sondenaufstieges.
3. In der Höhe des Schnittpunktes befindet sich das KKN.

Der in der Abbildung 5.12 eingetragene Temp führt zu einem KKN in 830 hPa oder 1600 m über Grund.

Zur Quellwolkenbildung kommt es, sobald die Luft am Boden bis zur Auslösetemperatur T_a aufgeheizt ist. Erst bei dieser Temperatur können Luftpakete bis zum KKN trockenadiabatisch aufsteigen. Im thermodynamischen Diagramm erhält man die Auslösetemperatur, indem man

1. das KKN bestimmt,
2. von dort trockenadiabatisch bis zum Bodenniveau "absteigt" und
3. am Schnittpunkt Trockenadiabate/Bodendruckkurve die Temperatur abliest. (Die Fläche (unterhalb des KKN) zwischen der Trockenadiabate und der Schichtungskurve entspricht der *Auslöseenergie*.)

In Abbildung 5.12 ergibt sich eine Auslösetemperatur von 20°C , d.h.,

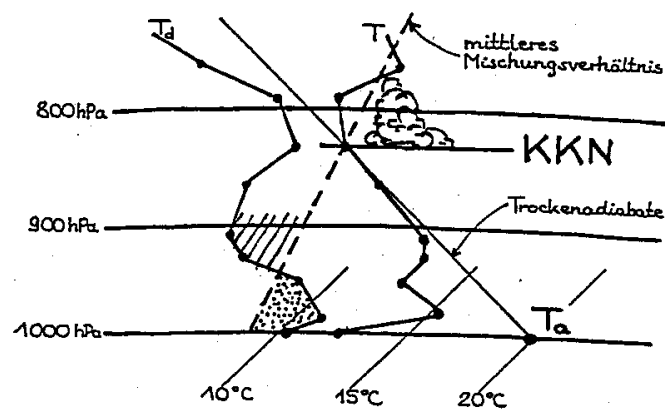


Abbildung 5.12: Bestimmung des Konvektionskondensationsniveaus (KKN) und der Auslösetemperatur (T_a).

wenn die bodennahe Temperatur im Tagesverlauf auf diesen Wert ansteigt, werden sich erste Quellwolken bilden. Wegen der stabilen Schicht über 800 hPa können sie allerdings nicht weiter in die Höhe wachsen; an diesem Tag sind also nur flache Quellwolken zu erwarten. Es kommt jedoch auch vor, daß eine derartige Sperrschicht in der Atmosphäre fehlt. Dann entstehen immer höhere Wolken und evtl. auch Schauer. Manchmal ist die Luft dagegen so stabil geschichtet (oder so trocken), daß die Sonneneinstrahlung nicht für die Erwärmung der Luft bis auf die Auslösetemperatur ausreicht. An solchen Tagen gibt es keine Cumuluswolken.

Bei der Vorhersage der Konvektionsbewölkung muß man auch berücksichtigen, wie die großräumigen Luftbewegungen (Advektion, Absinken, Hebung) die vertikale Luftschichtung während des Tages verändern. Dies läßt sich mit einfachen Hilfsmitteln nur ungenügend abschätzen, was an manchen Tagen zu (unerwünschten) Unstimmigkeiten zwischen Prognose und tatsächlichem Wetter führen kann.

5.4 Übungen zu Anwendungen des Tephigramms

1. Trage den Punkt $p = 880$ hPa, $T = -5^\circ\text{C}$ in das Tephigramm ein. Das Mischungsverhältnis w betrage 2g/kg. Bestimme:
 - a) das Sättigungsmischungsverhältnis r_s für diesen Punkt;
 - b) die potentielle Temperatur θ .
 - c) die Taupunkttemperatur T_d ;
 - d) die relative Feuchte RF;
 - e) Druck und Temperatur in Kondensationsniveau KN;
 - f) die Wassermenge dr_s (in g/kg), die bei der Hebung vom Kondensationsniveau auf $p = 685$ hPa kondensiert.

Trage die folgenden Temperaturmessungen in das Tephigramm ein (Radiosondenaufstieg in Stuttgart am 22.7. 1991, 0100 MESZ):

Druck (hPa)	Taupunkt°C
990	14
960	17
930	16
850	09
820	07
800	05
780	03
700	-1
670	-4
650	-3
630	-2
600	-4
570	-7
530	-9
500	-13

- a) Untersuche den vertikalen Temperaturverlauf:
- In welchen Höhen befinden sich Inversionen?
 - Gibt es Schichten mit trockenadiabatischem Temperaturgradienten?
- b) Versuche die Entstehung der Inversionen zu erklären.
2. Zeichne den bei dem Stuttgarter Radiosondenaufstieg gemessenen Taupunktverlauf in das Tephigramm ein:

Druck (hPa)	Temperatur $^{\circ}$ C
990	8
960	9
930	8
850	6
820	4
800	2
780	1
700	-5
670	-6
650	-9
630	-19
600	-27
570	-32
530	-27
500	-27

- a) Bestimme das Hebungskondensationsniveau (HKN) für ein vom Boden gehobenes Luftpaket.
 - b) Bestimme das Konvektionskondensationsniveau (KKN) und die Auslösetemperatur T_a .
 - c) Bis zum Nachmittag des 22.7.1991 soll die Luft in der Schicht von 700 hPa bis 650 hPa trockenadiabatisch um 50 hPa absinken und die Feuchte stark abnehmen. Sonst sind keine Veränderungen der Luftmasse zu erwarten. Versuche den Tagesgang der Quellbewölkung vorherzusagen. Wann entstehen Cumuluswolken? Wie hoch werden sie wachsen? Bilden sich Schauer? (Die Auslösetemperatur wurde an diesem Tag um ca. 1100 MESZ erreicht.)
3. Wie in Aufgabe 1 sei $p = 880$ hPa, $T = -5^{\circ}$ C, $r = 2$ g/kg. Welche Temperatur ergibt sich, wenn
- a) die relative Luftfeuchtigkeit im Luftpaket auf 100% steigt (Feuchttemperatur T_f)?
 - b) man das gesättigte Luftpaket feuchtadiabatisch auf das Druckniveau 1000 hPa bringt (feuchtpotentielle Temperatur θ_w)?
 - c) das Luftpaket vom Kondensationsniveau solange feuchtadiabatisch aufsteigt, bis der gesamte Wasserdampf kondensiert und ausgefallen ist, und dann trockenadiabatisch auf einen Druck von 1000 hPa absinkt (pseudopotentielle Temperatur θ_{es})?

Niveau freier Konvektion: Es kommt häufig vor, daß die bodennahe Atmosphäre trockenstabil geschichtet ist, während höhere Schichten feucht-labil geschichtet sind (Abbildung 5.13). Ein ungesättigtes Luftpaket der unteren Luftschichten (mit hoher relativer Luftfeuchte) könnte unter diesen Umständen aus eigener Kraft jene höheren Schichten nicht erreichen, wo es als gesättigtes Luftpaket wärmer wäre als seine Umgebung. Durch erzwungene Hebung (bei Anströmung von Hindernissen oder durch großräumige Hebungsvorgänge) könnte unser Luftpaket aber zunächst das HKN erreichen, dann feuchtadiabatisch den erzwungenen Aufstieg fortsetzen, bis es schließlich das Niveau freier Konvektion (NFK; Level of Free Convection (LFC)) erreicht. Von nun an kann es "von selbst", in unserem Beispiel sogar unter Beschleunigung, seinen Weg nach oben fortsetzen: Mit höherer Temperatur, also geringer Dichte als in seiner direkten Umgebung erfährt es nun Auftrieb. Das Luftpaket setzt seine Vertikalbewegung fort, bis in größerer Höhe die Temperatur im Luftpaket niedriger (die Dichte also größer) ist als in seiner Umgebung und deshalb rücktreibende Kräfte (Abtrieb) wirken. Auf diese Weise können bei hochreichender Labilität kräftige Schauer auch während der Nachtstunden entstehen.

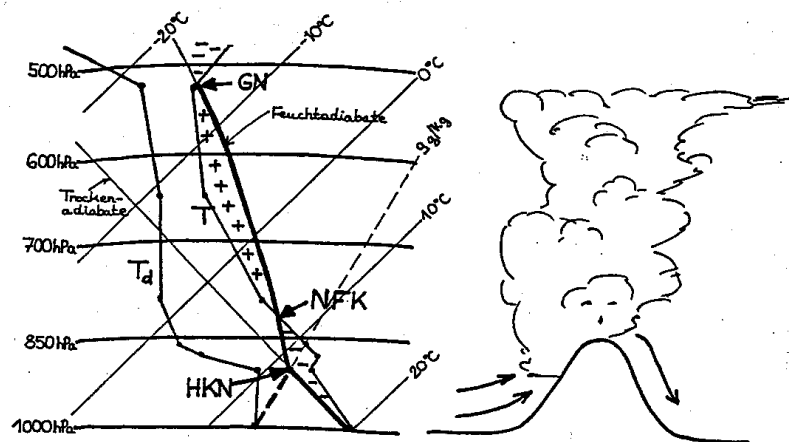


Abbildung 5.13: Bestimmung von HKN, NFK, GN bei durch erzwungener Hebung ausgelöster Konvektion; mit +(-) bezeichnete Flächen bedeuten Labilitätsenergie (Stabilitätsenergie).

Gleichgewichtsniveau: Die Höhe, in der die Temperatur in einem aufsteigenden Luftpaket wieder gleich der Temperatur seiner Umgebung wird (siehe Abbildung 5.13 und 5.14), bezeichnet man als *Gleichgewichtsniveau*

(GN). Über dem Gleichgewichtsniveau erfährt das Luftpaket Abtrieb, weil es im Vergleich zur Umgebung kälter (schwerer) ist. Das Luftpaket wendet deshalb etwas oberhalb des Gleichgewichtsniveaus und bewegt sich beschleunigt nach unten. Dabei durchquert es wieder das GN, wird gebremst (durch Auftriebskräfte) und beginnt von neuem eine Vertikalbewegung nach oben, d.h. es schwingt um die Gleichgewichtslage. Reibung und Mischung mit der Umgebungsluft führen jedoch dazu, daß das Luftpaket schnell zur Ruhe kommt.

Positive und negative Flächen: Die Koordinaten einiger thermodynamischen Diagramme wurden so gewählt, daß die von der Kurve eines Kreisprozesses eingeschlossene Fläche der verrichteten Arbeit proportional ist (das Tephigramm erfüllt diese Anforderung: Es ist *flächentreu*). Nun wird gezeigt, wie man die Fläche zwischen der *Hebungskurve* eines Luftpaketes (Trocken- bzw. Feuchtadiabate, entlang der das Luftpaket aufsteigt) und der *Schichtungskurve* (Temperaturverlauf in der Umgebung des Luftpaketes) interpretieren kann.

Ein Luftpaket (Masse m , Volumen V , Dichte ρ) soll in der Höhe z mit der Geschwindigkeit w aufsteigen. Die Dichte der Umgebungsluft betrage $\rho_0(z)$. Das Zweite Newton'sche Gesetz lautet für dieses Luftpaket:

$$m \frac{dw}{dt} = \text{resultierende Kraft in der Höhe } z. \quad (5.3)$$

Wenn man die Reibungskräfte vernachlässigt, ergibt sich die resultierende Kraft aus der Differenz der nach oben wirkenden Druckgradientkraft $(-dp/dz)V$ und der nach unten gerichteten Gewichtskraft ρgV . Angenommen das Luftpaket hat die Form eines Zylinders mit Höhe dz und Querschnittsfläche A (siehe Abbildung 3.1), dann läßt sich die Druckgradientkraft in z -Richtung aus der Kraft $p(z)A$, die von unten auf den Boden des Zylinders drückt, minus der Kraft $p(z + dz)A$, die in entgegengesetzte Richtung auf den Deckel wirkt, berechnen. Bei kleinem dz gilt näherungsweise für die Druckgradientkraft:

$$(p(z) - p(z + dz))A \approx - \left(\frac{dp}{dz} dz \right) A = - \frac{dp}{dz} V.$$

Da w von der Höhe abhängt, folgt für die Vertikalbeschleunigung des Luftpaketes

$$\frac{dw}{dt} = \frac{dw}{dz} \frac{dz}{dt} = w \frac{dw}{dz}$$

Damit wird (5.3) zu

$$\rho w \frac{dw}{dz} = -\frac{dp}{dz} - \rho g. \quad (5.4)$$

Der Druck ρ im Luftpaket gleicht sich während der Vertikalbewegung schnell dem äußeren Luftdruck an. Die Druckänderung im Luftpaket ist demnach gleich der vertikalen Druckänderung in der Umgebungsluft $dp/dz = -g\rho_0(z)$. Statt (5.4) kann man also auch schreiben

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{1}{2} w^2 \right) = g \frac{(\rho_0 - \rho)}{\rho}, \quad (5.5)$$

d.h. die vertikale Änderung der kinetischen Energie pro Kilogramm des Luftpaketes ist gleich der Auftriebskraft (vgl. Abschnitt 3.1, Seite 68) pro Einheitsmasse. Integration von der Höhe A bis zur Höhe B liefert

$$\frac{1}{2} w_B^2 - \frac{1}{2} w_A^2 = \int_{z_A}^{z_B} g \frac{(\rho_0 - \rho)}{\rho} dz. \quad (5.6)$$

Mit Hilfe der hydrostatischen Gleichung in der Form $\alpha dp = -gdz$ und der Beziehung läßt sich die rechte Seite von (5.6) so umformen:

$$\frac{1}{2} w_B^2 - \frac{1}{2} w_A^2 = \int_{p_A}^{p_B} (\alpha_0 - \alpha) dp. \quad (5.7)$$

Nach Gleichung (5.6) entsteht die Änderung der kinetischen Energie zwischen A und B dadurch, daß die Auftriebskraft am Luftpaket Arbeit verrichtet. Gleichung (5.7) zeigt, daß in einem $p\alpha$ -Diagramm die Fläche zwischen der Schichtungskurve $\alpha_0(p)$ und der Hebungskurve $\alpha(p)$ der bei der Vertikalbewegung umgesetzten Arbeit entspricht. Dies gilt jedoch nicht nur im $p\alpha$ -Diagramm sondern auch in den anderen durch flächentreue Transformation entstandenen thermodynamischen Diagrammen. Die Größe der Fläche ist ein Maß dafür, wie stark sich die kinetische Energie des Luftpaketes ändert. Man unterscheidet zwischen negativen (bei Abnahme der kinetischen Energie) und positiven Flächen (bei Zunahme der kinetischen Energie).

Negative Flächen: Ist das Luftpaket kälter bzw. schwerer ($\rho > \rho_0$) als die Umgebungsluft und die Auftriebskraft nach (5.5) negativ, verringert sich die Vertikalgeschwindigkeit; unter Umständen kehrt das Luftpaket zum Gleichgewichtsniveau zurück. Bei dieser stabilen Schichtung sind Vertikalbewegungen nur bei Energiezufuhr (Sonneneinstrahlung, Hebung an einem Hindernis) möglich. Man bezeichnet die Flächen zwischen Hebungs- und Schichtungskurve, die eine aufzuwendende Energie (Stabilitätsenergie) darstellen, als *negative Flächen*.

Positive Flächen: Wenn das Luftpaket wärmer bzw. leichter ($\rho < \rho_0$) als die Umgebungsluft ist, steigt es wegen der Auftriebskraft beschleunigt in die Höhe. In diesem Fall entspricht die Fläche zwischen Hebungs- und Schichtungskurve freiwerdender Energie (Labilitätsenergie) und wird *positive Fläche* genannt.

Beispiele für negative bzw. positive Flächen zeigen die Abbildungen 5.13 und 5.14. Die bodennahe negative Fläche in Abbildung 5.14 nennt man auch *Auslöseenergie* (vgl. Abschnitt zur Auslösetemperatur).

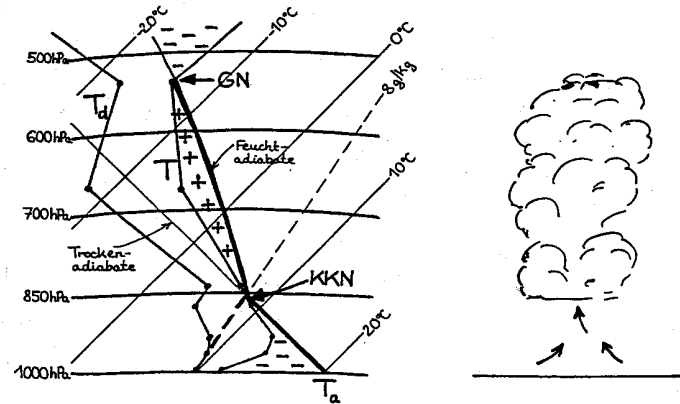


Abbildung 5.14: Bestimmung von KKN, GN sowie der positiven (+) und negativen (-) Flächen PF und NF bei thermischer Konvektion.

Die positive Fläche (PF) ist also (in erster Näherung) proportional zur kinetischen Energie, die durch die Auftriebskräfte erzeugt werden, welche in höheren Niveaus wirken. Die negative Fläche (NF) ist andererseits proportional zum Arbeitsaufwand, der notwendig ist, das Luftpaket bis zum NFK zu heben. Als CAPE (Abkürzung für "Convective Available Potential Energy") bezeichnet man gerade jenen (Netto-)Energiebetrag, der freigesetzt wird beim *gesamten* Aufstieg des Luftpaketes. CAPE entspricht gerade der Differenz von PF-NF in einem flächentreuen aerologischen Diagramm.