

5.4 Lösungen

Eine Lösung ist eine homogene Mischphase, bei der von einer Komponente nur so wenig vorhanden ist, daß deren feinverteilte Partikel untereinander keine Verbindung haben. Die erste Komponente ist das Lösungsmittel, die zweite ist die gelöste Substanz.

5.4.1 Gase in Gasen

Für Lösungen von Gasen fanden Cavendish (1781) und Dalton (1802) empirisch das „Dalton'sche Partialdruckgesetz“: Der Gesamtdruck einer Gasmischung ist die Summe aller Partialdrucke der Gaskomponenten. Der Partialdruck einer Komponente ist der Druck, den diese Komponente ausüben würde, befände sie sich alleine mit der gleichen Teilchenzahl im Behälter.

Im Bild der Gaskinetik ist das leicht verständlich, denn der Druck ist der in einer Zeiteinheit übertragene Impuls auf die Wand. Die Impulsüberträge der einzelnen Teilchensorten sind voneinander unabhängig und additiv.

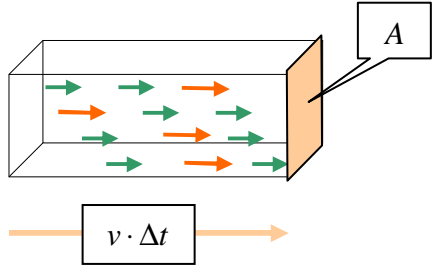
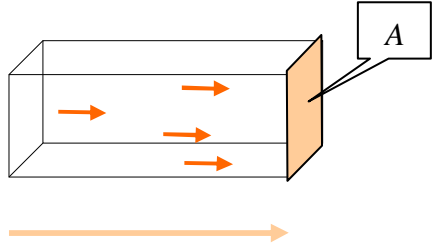
Formel	Anmerkung
$p_{ges} = p_1 + p_2 + \dots = \sum_{i=1}^n p_i$	Dalton'sches Partialdruckgesetz
$p_1 = \frac{1}{3} \cdot n_1 \cdot m_1 \cdot v_1^2$ $p_2 = \frac{1}{3} \cdot n_2 \cdot m_2 \cdot v_2^2$	<p>Die im Volumen $A \cdot v \cdot \Delta t$ befindlichen Teilchen übertragen ihren Impuls pro Zeiteinheit auf die Wand</p> <p>Beispiel für eine Lösung mit zwei Gas Sorten:</p> 
	<p>Druck einer Gassorte</p> 
$p_i = \frac{1}{3} \cdot n_i \cdot m_i \cdot v_i^2$	

Tabelle 1 Das Dalton'sche Partialdruckgesetz

5.4.1.1 Die relative Luftfeuchtigkeit

Darunter versteht man den Partialdruck des Wasserdampfes in Luft. Sie zeigt das Verhältnis des Partialdrucks des Wasserdampfes zum Sättigungsdampfdruck. Der Sättigungsdampfdruck ist der Gleichgewichtsdruck über der Flüssigkeit: Es gehen gleich viele Teilchen von der Gasphase in die Flüssigkeit über wie umgekehrt.

Formel	Einheit	Anmerkung
$f_r = 100\% \cdot \frac{P_{H_2O}}{p_s(T)}$	%	Relative Luftfeuchtigkeit
P_{H_2O}	Mbar	Partialdruck des Wasserdampfes
$p_s(T)$	Mbar	Sättigungsdampfdruck des Wassers, er wird der Dampfdruckkurve entnommen:

Tabelle 2 Relative Luftfeuchtigkeit und Dampfdruckkurve des Wassers

5.4.2 Gase in Flüssigkeiten

Die in der Flüssigkeit gelöste Gasmenge ist zum Partialdruck des Gases über der Lösung proportional. Das ist die Aussage des Henry-Daltonschen Gesetzes, das um so besser gilt, je schwächer die Lösung ist und je mehr das gelöste Gas einem idealen Gas gleicht. Eine Anwendung: Um Kohlensäure in Mineralwasser zu lösen wird der Partialdruck der Kohlensäure über dem Wasser stark erhöht. Mit steigender Temperatur nimmt die Löslichkeit meistens zu. Aber: Durch Abkochen wird z. B. Wasser luftfrei.

5.4.3 Gase in Festkörpern

Die Anlagerung von Gasmolekülen in Festkörpern wird als Okklusion bezeichnet. Kleine Gasatome (z.B.. Helium) dringen weit in Metalle ein. In Vakuum Apparaturen z. B. stören die über lange Zeiten aus metallischen Wänden austretende Gase. Nur durch Erhitzen bei gleichzeitigem Abpumpen, man spricht von „Ausheizen“, kann die Entgasung beschleunigt werden.

5.4.4 Feste Stoffe in Flüssigkeiten

Wasser und Ammoniak sind gute Lösungsmittel für Verbindungen aus Ionen oder polaren Bausteinen. Die Teilchen beider Lösungsmittel sind elektrische Dipole, sie zeigen von der Richtung abhängige Ladungen, obwohl sie im ganzen elektrisch neutral sind. Aufgrund ihrer Dipol-Eigenschaft lagern sie sich an elektrisch geladene Teilchen des gelösten Stoffes an. Man bezeichnet diesen Effekt als Solvation oder, bei Wasser, als Hydratation.

Ein fester Stoff löst sich nur dann, wenn die durch Solvation gewonnene Energie, die Solvationsenergie, größer als die Gitterenergie im festen Zustand ist. Wenn ein Stoff in Lösung ist, dann bindet die Solvationsenergie die Teilchen des Lösungsmittels an die des gelösten Stoffes. Deshalb werden in die Lösung wandernde Teilchen des Lösungsmittels in der Lösung festgehalten.

5.4.4.1 Osmose

Steht eine Lösung, z. B. Zucker in Wasser, über eine für Wasser durchlässige, für Zuckermoleküle aber undurchlässige semipermeable Wand in Kontakt mit dem Lösungsmittel, dann wandern die Wassermoleküle durch die Wand in die Lösung. Bei Anlagerung an die Zuckermoleküle gewinnen sie die Solvationsenergie, deshalb bleiben sie in der Lösung und strömen nicht zurück. Die Strömung in eine Richtung baut auf der Lösungsseite den „osmotischen Druck“ auf. Die einseitige Strömung endet, wenn ein Gleichgewicht zwischen Energiegewinn durch Solvation und Energiegewinn durch Diffusion in Richtung des Druckgefälles, also durch Rückströmung des Wassers aus der Lösung, erreicht ist.

Es ist offensichtlich, daß der Energiegewinn, und damit der osmotische Druck, mit der Anzahl der gelösten Teilchen steigt: Er ist proportional zur Konzentration der Lösung. Wegen der hohen Verdünnung im Lösungsmittel verhalten sich die Teilchen der Lösung annähernd wie ein ideales Gas. Das Van't Hoff'sche Gesetz entspricht der allgemeinen Gasgleichung mit dem osmotischen Druck, dem Volumen der Lösung, der gelösten Stoffmenge und der Temperatur:

Formel	Anmerkung
$\pi \cdot V = v_{\text{Stoff}} \cdot R \cdot T$	Van't Hoff'sches Gesetz
π	Osmotischer Druck
v_{Stoff}	Anzahl der im Volumen V der Lösung befindlichen Mol des gelösten Stoffes
V, R, T	Volumen der Lösung, allgemeine Gaskonstante und Temperatur in K

Tabelle 3 Van't Hoff'sches Gesetz

Das Van't Hoff'sche Gesetz zeigt, daß der osmotische Druck bei Zunahme des Volumens abnimmt. Große Steighöhen erreichen Lösungen in Gefäßen, die nach oben in Kapillaren enden. Bei Anstieg der Säule nimmt dann das Volumen nur wenig zu, der osmotische Druck bleibt nahezu konstant. Diese Bauweise ist in der „Pfefferschen Zelle“ realisiert.



Abbildung 1 Wilhelm Pfeffer

Wilhelm Pfeffer (9.3.1845-31.1.1920), ursprünglich Apotheker, lehrte als Professor für Botanik in Bonn, Basel und 1878-1887 in Tübingen. Er führte, neben wesentlichen pflanzenphysiologischen Forschungen, grundlegende osmotische Untersuchungen durch. In der Pfefferschen Zelle steht ein mit Lösung (z. B. Zuckerlösung) gefüllter Behälter, oben mit dünnem Steigrohr, im Lösungsmittel (z. B. Wasser). Der Boden des Gefäßes ist eine semipermeable Membran. Nun steigt die Lösungssäule, bei annähernd konstantem Volumen der Lösung, bis der Schweredruck den osmotischen Druck kompensiert. Für die Steighöhe gilt dann:

Formel	Anmerkung
$\pi = \rho_{Lsg} \cdot g \cdot h$	Osmotischer Druck in der Pfefferschen Zelle
h	Steighöhe in der Kapillare
$\rho_{Lsg} \cdot g$	Spezifisches Gewicht der Lösung

Tabelle 4 Steighöhe und osmotischer Druck in der Pfefferschen Zelle

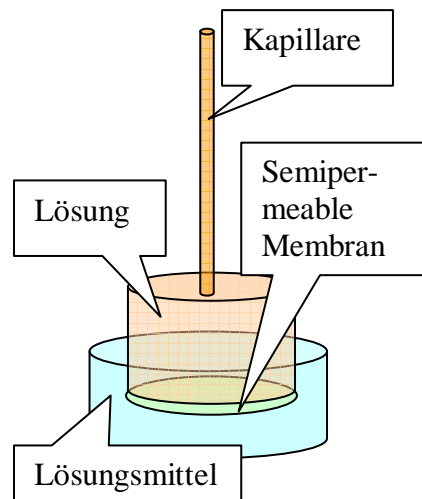


Abbildung 2 Die Pfeffersche Zelle zur Messung des osmotischen Drucks einer Lösung

Versuch 1 Die Pfeffersche Zelle. Wasser diffundiert osmotisch durch eine semipermeable Wand in eine Zuckerlösung, man kann den Anstieg der Lösungssäule in der Kapillare beobachten. Der hydrostatische Druck steigt, trotz nahezu konstantem gesamt Volumen der Lösung (Hydrostatisches Paradoxon).

5.4.4.2 Dampfdruckerniedrigung, Siedepunkterhöhung

Aus einem Kasten mit einer Pfefferschen werde die Luft abgepumpt, danach werde der Kasten abgeschlossen. Nach kurzer Zeit stellt sich in der Zelle der Dampfdruck ein, der dem Druck über den Flüssigkeiten entspricht. Nun gibt es zwei Oberflächen in unterschiedlicher Höhe, oben die der Lösung, unten die des Lösungsmittels. An beiden sind Kondensation und Verdampfung im Gleichgewicht. Wenn es nicht so wäre, dann würde z. B. oben ständig Flüssigkeit verdampfen, die durch die Membran nachgeliefert würde: Dieser Flüssigkeitsstrom würde beim Aufsteigen ständig Arbeit verrichten, die dem Wärmeinhalt des Systems entzogen würde: Die verdunstende Flüssigkeit würde immer kälter. Das steht aber im Widerspruch zum 2. Hauptsatz der Wärmelehre.

Weil der Dampfdruck an beiden Oberflächen im Gleichgewicht mit dem Gasdruck im Kasten ist, letzterer aber nach der barometrischen Höhenformel mit der Höhe abnimmt, folgt, daß der Dampfdruck an der Oberfläche des Steigrohrs, also über der Lösung, kleiner ist als der unten an der Oberfläche des Lösungsmittels. Diese Überlegung bleibt auch richtig, wenn noch andere Gase im Kasten sind, denn nach dem Daltonsche Partialdruckgesetz beeinflussen sich die Drucke unterschiedlicher Gase nicht.

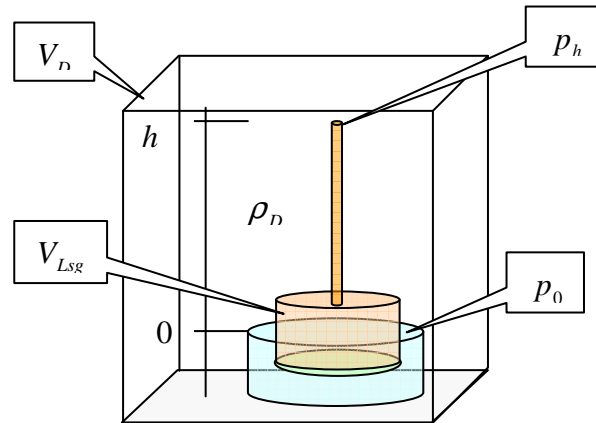


Abbildung 3 Pfeffersche Zelle im Volumen V_D für den Dampf, zur Herleitung des Raoult'schen Gesetzes für die Dampfdruckerniedrigung. Im Kasten befindet sich nur der Dampf des Lösungsmittels.

Es gilt das Raoult'sche Gesetz:

$\frac{\Delta p}{p} = \frac{v_{Stoff}}{v_{LM}}$	Raoult'sches Gesetz: Die Dampfdruckerniedrigung ist zur Menge des gelösten Stoffes proportional
v_{Stoff}	Anzahl der gelösten Mol des gelösten Stoffes
v_{LM}	Anzahl der Mol des Lösungsmittels in der Lösung
$\Delta p = p_h - p_0 = \rho_D \cdot g \cdot h$	Druckabnahme in der Höhe h , Schweredruck des Dampfes der Dichte ρ_D
p	Dampfdruck über der Lösung unten

Tabelle 5 Das Raoult'sche Gesetz (Herleitung: http://www.uni-tuebingen.de/uni/pki/skripten/V5_4A_Raoult.DOC)

Auch die Dampfdruckerniedrigung über der Lösung zeigt, daß die gelösten Stoffe die Teilchen des Lösungsmittels, unter Gewinn der Solvatationsenergie, kohäsiv im Flüssigkeitsverband festhalten.

Versuch 2 Der Dampfdruck über reinem Lösungsmittel wird mit dem Dampfdruck über der gleichen Menge einer Zuckerlösung verglichen. Zunächst werden die Räume über beiden Flüssigkeiten verbunden, ein Manometer zeigt das Gleichgewicht an. Trennt man die Räume, dann zeigt das Manometer den niedrigeren Dampfdruck über der Lösung an.

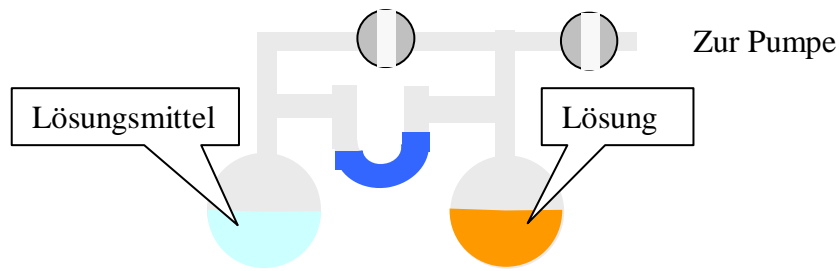


Abbildung 4 Apparatur zum Versuch der Dampfdruckerniedrigung

5.4.4.3 Siedepunkterhöhung, Gefrierpunktniedrigung

Sieden und Gefrieren entziehen der Lösung Teilchen des Lösungsmittels. Die Teilchen sind aber an die des gelösten Stoffes gebunden. Es ist deshalb mehr Energie nötig, die Teilchen in die Gasphase zu bewegen, andererseits weniger Energie, weil Solvationsenergie gewonnen wird, das Lösungsmittel aus dem kristallinen Zustand abzulösen: Die Siedetemperatur erhöht sich und der Gefrierpunkt senkt sich ab. Der Existenzbereich der Lösung ist also, im Vergleich zu dem des Lösungsmittels, nach beiden Seiten ausgedehnt.

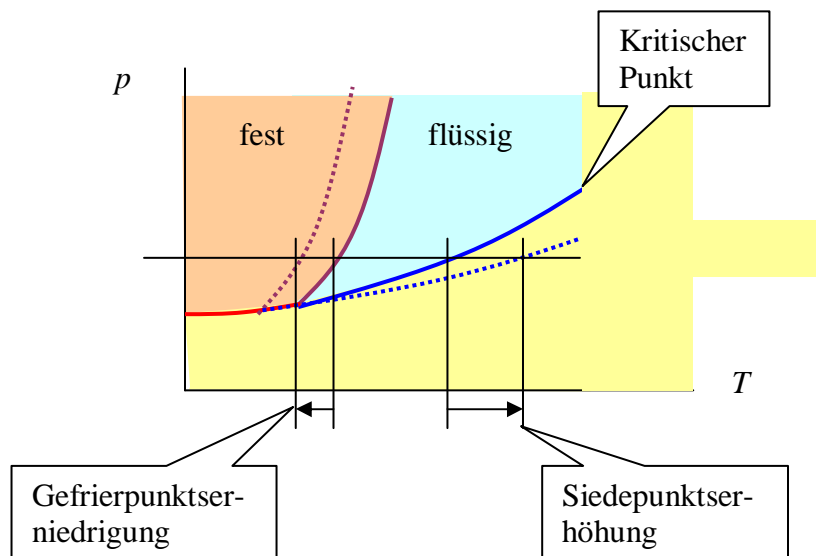


Abbildung 5 Siedepunkterhöhung und Gefrierpunktniedrigung in Lösungen (gestrichelt)

5.4.5 Die Erzeugung tiefer Temperaturen

5.4.5.1 Verdunstungswärme

Bei Verdunstung an der Oberfläche eines Körpers wird dem Körper ständig Wärme entzogen, weil sich die Teilchen immer dann ablösen, wenn sie gerade besonders energiereich sind. Fluktuationen in der Energie der einzelnen Teilchen gibt es immer, im Mittel bleibt die Energie aber im Körper erhalten und wird nur unter den Teilchen ausgetauscht. Bei der Verdunstung

tung nehmen die abgelösten Teilchen Energie mit, der Körper kühlt sich deshalb ab. Zur Verdunstung von 1kg Flüssigkeit bei 25°C sind 2442kJ Wärme erforderlich, entsprechend 583 kcal.

Versuch 3 Kühlung eines Thermometers durch Besprühen mit Chloräthyl

5.4.5.2 Kältemischung

Das Auflösen eines festen Körpers in einer Flüssigkeit entspricht bei Betrachtung der Teilchen und ihrer Beweglichkeit dem Übergang von der Flüssigkeit zum Gas. Auch hier verlassen die Teilchen mit größter Energie den Festkörper: Das System kühlt sich ab.

Versuch 4 Eine Eis- Salzmischung kühlt sich bis auf -15°C ab.

5.4.5.3 Expansion von realen Gasen

Bei einer Expansion von realen Gasen wird gegen die van der Waalschen Anziehungskräfte zwischen den Teilchen Arbeit verrichtet. Die Energie wird der inneren Energie des Systems entnommen. Unterhalb einer für das Gas spezifischen „Inversionstemperatur“ kühlt sich das Gas bei Expansion ab. Die Inversionstemperatur liegt für CO_2 und Luft weit über der Zimmertemperatur, beide kühlen sich also bei Expansion ab. Mit dem Joule-Thomson Effekt werden Luft und CO_2 verflüssigt.

He- und Wasserstoff erwärmen sich aber, wenn sie aus einer Druckflasche ausströmen: Ihre Inversionstemperatur liegt unterhalb -80°C . Sollen diese Gase durch Expansion verflüssigt werden, dann muss man sie zuerst mit flüssiger Luft unterhalb ihre Inversionstemperatur abkühlen.

Versuch 5 Erzeugung von Kohlesäureschnee

Versuch 6 Mit Joule-Thomson Kühlung wird aus einer Flasche ausströmender Stickstoff nach ca. 10 Minuten flüssig.

Versuch 7 Versuche mit flüssiger Luft: Eine Bleiglocke klingt rein, wenn sie mit flüssiger Luft gut gekühlt ist. Gummi wird spröde.

5.5 Kinetische Gastheorie

Man nehme an, man könne die einzelnen Teilchen eines Gases beobachten und notiere in festen Zeitabständen ihre Anzahl, Orte und Geschwindigkeiten. Zur praktischen Durchführung beschränkt man die Beobachtung auf ein festes Volumen. Man teilt es in einzelne Zellen ein und erstellt eine Liste, in der man für jede Zelle die Anzahl der Teilchen aufschreibt, die sich zum Beobachtungszeitpunkt darin befinden. Für die Geschwindigkeiten geht man in analoger Weise vor: Man wählt Geschwindigkeitsintervalle gleicher Größe und notiert für jedes Intervall die Anzahl der Teilchen, die sich zum Zeitpunkt der Beobachtung darin befinden.

5.5.1 Verteilungen

Die Anzahl der Teilchen in einem Volumen variiert nach der Poisson Statistik. Bei großer Anzahl der Teilchen sind die Mittelwerte sehr scharf (http://www.uni-tuebingen.de/uni/pki/skripten/V5_1Waerme.DOC - Poisson). Auch wenn eine Größe, z. B.

die Geschwindigkeit, bei Betrachtung eines einzelnen Teilchens in weiten Grenzen schwankt, ist ihr über sehr viele Teilchen gemittelter Wert scharf. Dieses ist eine wesentliche Eigenschaft der kinetischen Gastheorie.

5.5.1.1 Autos auf einem Straßenstück: Ein Beispiel für Bewegung in einer Dimension

Man beobachte die Autos auf einer Straße. Bei jeder Beobachtung fügt man für jedes Ereignis einen Baustein zum entsprechenden Intervall der Histogramme für die Orte und Geschwindigkeiten. Bei sehr vielen Beobachtungen zeigen die Histogramme die Verteilungsfunktionen für die Orte und die Geschwindigkeiten (Orte und Geschwindigkeiten sind Komponenten des „Phasenraums“: Ihre Kenntnis beschreibt den Zustand eines mechanischen Systems vollständig). Das folgende Bild zeigt die Situation bei einer einzigen Beobachtung.

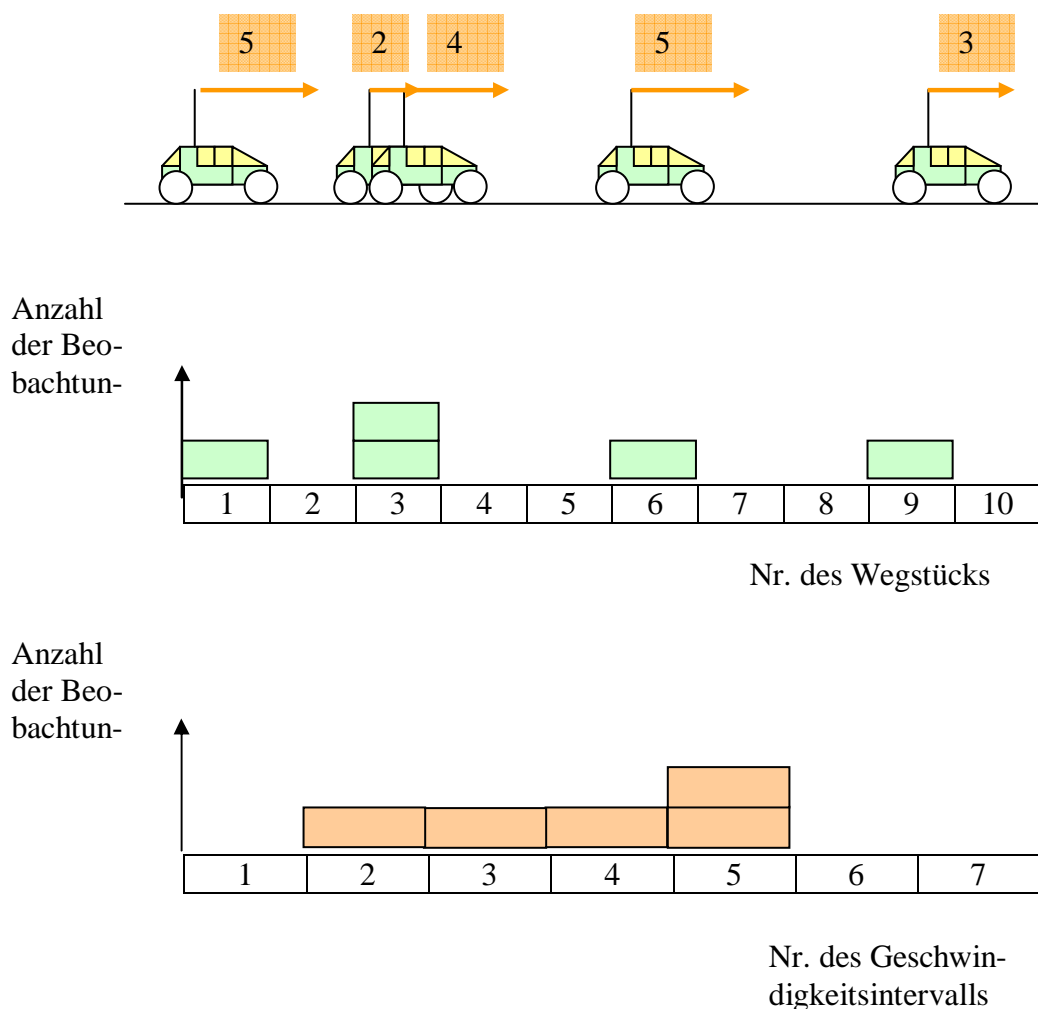


Abbildung 6 Autos auf einem Straßenstück. Die Position der Hinterachse gibt den Ort an, die Geschwindigkeit ist als Vektor und Zahl beigefügt. Das obere Histogramm zeigt die Orte, das untere die Geschwindigkeiten zur dargestellten Beobachtung. Die Höhen der Türme zeigen die Häufigkeit der beobachteten Orte und Geschwindigkeiten.

Für ein „Gas“, das sich in 2 Dimensionen bewegt, gibt es eine Computer Animation von der stochastischen Energieaufnahme an den Wänden bis zur Berechnung der Mittelwerte von Energie und Entropie.

(http://www.uni-tuebingen.de/uni/pki/skripten/V5_4A_Modellversuch.DOC)

5.5.1.2 Verteilungen in 3 Dimensionen

Die Teilchen eines Gases bewegen sich in den 3 Dimensionen des Raumes. Die einzelnen Komponenten der Geschwindigkeit sind nach einer Gaußkurve um 0 verteilt. Diese Verteilung heißt „Boltzmannsche Geschwindigkeitsverteilung“. Der Betrag der Geschwindigkeit folgt der „Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung“.

Boltzmannsche Verteilung für die kartesischen Komponenten der Geschwindigkeit:	
$f_g(v_x) = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{1/2} \cdot \exp\left(-\frac{m \cdot v_x^2}{2kT}\right)$	„Boltzmannsche Geschwindigkeitsverteilung“ für die einzelnen Komponenten der Geschwindigkeit, Form: Gaußverteilung
$dw_{v_x} = f_g(v_x) \cdot dv_x$	Wahrscheinlichkeit, die Geschwindigkeitskomponente v_x im Intervall zwischen v_x und $v_x + dv_x$ anzutreffen
Maxwell Verteilung:	
$f_c(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{m \cdot v^2}{2kT}\right)$	„Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung“ für die Beträge der Geschwindigkeit.
$dw_v = f_c(v) \cdot dv$	Wahrscheinlichkeit, eine Geschwindigkeit mit Betrag v im Intervall zwischen v und $v + dv$ anzutreffen

Tabelle 6 Boltzmann Verteilung für eine kartesische Komponente der Geschwindigkeit und Maxwell Verteilung für den Betrag der Geschwindigkeit

Der Schwerpunkt dieser Verteilung liefert die mittlere Geschwindigkeit, es gilt:

$\bar{v} = \int_0^{\infty} v \cdot f_c(v) dv = \sqrt{\frac{8 \cdot k \cdot T}{\pi \cdot m}}$	Die mittlere Geschwindigkeit ist der mit der Maxwellverteilung $f_c(v)$ errechnete Erwartungswert der Geschwindigkeit. Leichte Teilchen fliegen schneller als schwere.
$\overline{v^2} = \int_0^{\infty} v^2 \cdot f_c(v) dv = \frac{3kT}{m}$	Analog: Mittleres Quadrat der Geschwindigkeit
$\overline{E_{Kin}} = \frac{m}{2} \cdot \overline{v^2} = \frac{3}{2} k \cdot T$	Mittlere kinetische Energie und absolute Temperatur
Die Translationsbewegung enthält 3 Freiheitsgrade. Deshalb gilt:	
$\overline{E_{Freiheitsgrad}} = \frac{1}{2} k \cdot T$	Gleichverteilungssatz: Auf jeden „Freiheitsgrad“ kommt – im Mittel – der gleiche Beitrag der Energie. Dieses Gesetz gilt auch bei mehreren Freiheitsgraden.

Tabelle 7 Temperatur und kinetische Energie, Gleichverteilungssatz.

Versuch 8 Bewegung der Massenpunkte in zwei Dimensionen an der Rüttelmaschine.

Versuch 9 „Maxwells Lotto“: Es stehen 3 Urnen bereit, jede enthält 64 „Lose“ mit um null nach einer Gaussverteilung verteilten Zahlen. Sie repräsentieren die Boltzmann Verteilung der Komponenten der Geschwindigkeit. Jede Hörerin und jeder Hörer sieht sich als Teilchen eines Gases bei Berührung der Gefäßwand: Zur Zuteilung der neuen Geschwindigkeit ziehen alle aus jeder Urne jeweils eine „Komponente“, merkt sich die 3 Zahlen und legt sie in die Urne zurück. An der Tafel werden alle Ergebnisse in eine Tabelle eingetragen, jeweils

$v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}$ errechnet. Dieser Wert wird in ein Histogramm eingetragen: Es zeigt (annähernd) die Form der Maxwell-Verteilung der Geschwindigkeit. Die Theorie ergibt die mittlere Geschwindigkeit =8, die in der Nähe des Maximums der Maxwell Verteilung liegt.

(Details zum Lotto: http://www.uni-tuebingen.de/uni/pki/skripten/V5_4A_Lotto.DOC).

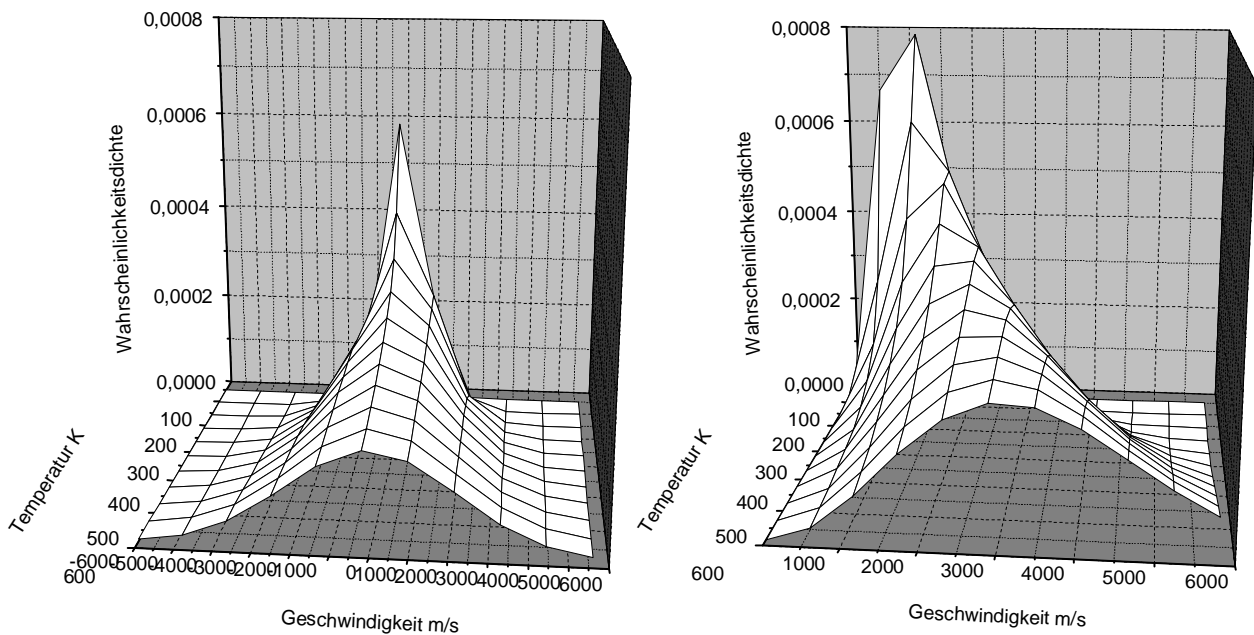


Abbildung 7 Links: Boltzmann-Verteilung für die kartesischen Komponenten, rechts: Maxwell-Verteilung für den Betrag der Geschwindigkeit am Beispiel eines (fiktiven) Gases aus Neutronen

Aus der völlig regellosen Bewegung der einzelnen Teilchen mit breiter Verteilung der Geschwindigkeiten folgen nahezu „unendlich“ scharfe Mittelwerte für die Energie, dieser Wert ist äquivalent zur Temperatur, und die Entropie. Die Standardabweichungen sind um viele Zehnerpotenzen kleiner als die Mittelwerte.

5.5.2 Die Entropie nach L. Boltzmann

Die Entropie ($\Delta S = \Delta Q/T$) ist in der Clausiusschen Deutung eine aus *makroskopischen Größen* errechnete Maßzahl, mit der man reversible von irreversiblen Zustandsänderungen unterscheiden kann: Ein Prozess in einem geschlossenen System ist nur dann ohne Energiezufuhr von außen rückgängig zu machen, wenn die Bilanz der Änderungen der Entropie zwischen Anfangs- und Endzustand null ist.

Der Blick auf die Verteilung der *mikroskopischen Zustände* eines thermodynamischen Systems zeigt, dass sich zwei Zustände z. B. auch durch die Verteilung der Orte im Raum unterscheiden können. So könnten sich alle Teilchen, trotz gleichen Energieinhalts, in einer Ecke des Volumens aufhalten. Man weiß aber aus Erfahrung dass sich die Teilchen, auch ohne Energiezufuhr von außen, nach einiger Zeit auf das ganze Volumen ausbreiten: Das System befindet sich zwar im energetisch gleichen, aber in einem anders geordneten Zustand.

Als sinnvolles Maß zur Beschreibung der Ordnung, und damit der Wahrscheinlichkeit eines Zustands, definierte Ludwig Boltzmann (20.2.1844-5.9.1906) die Entropie:

$S = k \cdot \ln w$	Die Entropie eines Zustands ist der Logarithmus der Wahrscheinlichkeit, diesen Zustand anzutreffen.
---------------------	---

Sie gibt ein Kriterium für sich selbst einstellende Gleichgewichte: Das System stellt sich so ein, daß die Entropie maximal wird.

Verteilung von 2 Teilchen auf 2 Hälften eines Volumens			
1	2	3	Nummer des Makrozustands
<div style="border: 1px solid black; padding: 2px; width: 20px; height: 20px; display: flex; align-items: center; justify-content: center;">1, 2</div> <div style="border: 1px solid black; padding: 2px; width: 20px; height: 20px; display: flex; align-items: center; justify-content: center; margin-top: 5px;"> </div>	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px; width: 20px; height: 20px; display: flex; flex-direction: column; align-items: center; justify-content: center;"> <div style="border: 1px solid black; padding: 2px; width: 10px; height: 10px; display: flex; align-items: center; justify-content: center;">1</div> <div style="border: 1px solid black; padding: 2px; width: 10px; height: 10px; display: flex; align-items: center; justify-content: center;">2</div> </div> <div style="border: 1px solid black; padding: 2px; width: 20px; height: 20px; display: flex; flex-direction: column; align-items: center; justify-content: center; margin-top: 5px;"> <div style="border: 1px solid black; padding: 2px; width: 10px; height: 10px; display: flex; align-items: center; justify-content: center;">2</div> <div style="border: 1px solid black; padding: 2px; width: 10px; height: 10px; display: flex; align-items: center; justify-content: center;">1</div> </div>	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px; width: 20px; height: 20px; display: flex; align-items: center; justify-content: center;"> </div> <div style="border: 1px solid black; padding: 2px; width: 20px; height: 20px; display: flex; align-items: center; justify-content: center; margin-top: 5px;">1, 2</div>	Mögliche Mikrozustände für jeden Makrozustand
1	2	1	
$\frac{1}{4}$	$\frac{2}{4}$	$\frac{1}{4}$	Wahrscheinlichkeit, bei insgesamt 4 Mikrozuständen den Makrozustand anzutreffen
-1,4	-0,7	-1,4	$\ln w$, $S = k \cdot \ln w$

Tabelle 8 Entropie zur Verteilung von 2 Teilchen auf 2 Hälften eines Volumens

Eine entsprechende Gleichverteilung wird auch für die Impulse gefordert. Zusammen mit den Ortskoordinaten spannen die Impulse den „Phasenraum“ auf.

Vergleicht man die Clausiussche Definition der Entropie mit der Boltzmannschen dann erkennt man, dass im Clausiusschen Sinn reversible Zustandsänderungen auf Adiabaten die Verteilung der Zustände im Boltzmannschen Sinn nicht verändern. Weitere Details zur Entropie stehen in http://www.uni-tuebingen.de/uni/pki/skripten/V5_4A_Entropie.DOC.

5.5.3 Brownsche Molekularbewegung

Aus der Äquivalenz von Translationsenergie und Temperatur folgt, daß sich auch sehr schwere Teilchen bewegen, z. B. Staubteilchen, allerdings langsamer als leichte Teilchen.

Versuch 10 Brownsche Molekularbewegung im Kugelmodell

Versuch 11 Die Brownsche Molekularbewegung von Titanoxyd ist im Mikroskop sichtbar

Versuch 12 Die Lichtmühle läuft nur im richtigen Druckbereich: Zuviel Druck bremst, zu wenig liefert zu wenig antreibende Teilchen