

WÄRMELEHRE

ein Physik-Skript für die Promotion 155c

Alex Gertsch

Zürich im August 2024

Inhaltsverzeichnis

1	Temperaturskalen	1
1.1	Thermische Ausdehnung und die Erfindung des Thermometers	2
1.2	Verschiedene Temperaturskalen	4
1.3	Die Entdeckung des absoluten Nullpunktes	4
2	Temperaturänderungen und Phasenübergänge	7
2.1	Lernziele Kapitel 2	7
2.2	Innere Energie, Wärme, thermisches Gleichgewicht	8
2.3	Wärmeleistung	10
2.4	Vom Eis zum Wasserdampf	11
2.5	Übergangswärmen	17
2.6	Erwärmung bei festem Aggregatzustand	19
2.7	Mischungsversuche	21
3	Das Teilchenmodell der Wärmelehre	25
3.1	Lernziele Kapitel 3	25
3.2	Das Teilchenmodell nach Dalton	26
3.3	Unser Gebrauch des Dalton'schen Teilchenmodells	27
3.4	Das Teilchenmodell in Richard Feynmans Worten	29
3.5	Mikroskopische Deutung der inneren Energie	29
3.6	Die Maxwell-Boltzmann-Verteilung in Gasen	31
3.7	Die Grenzen des Dalton'schen Teilchenmodells	35
4	Der 1. Hauptsatz der Wärmelehre	36
4.1	Lernziele Kapitel 4	37
4.2	Die Energieerhaltung in der Wärmelehre	37
4.3	Wärme- und Arbeitsprozesse mit Gasen	38
5	Wärmetransport	42
5.1	Lernziele Kapitel 5	44
5.2	Wärmestrom und Wärmestromdichte	45
5.3	Konvektion – Wärmetransport durch Verschiebung von Materie	46
5.4	Konvektion als Folge von Temperaturunterschieden	50
5.5	Wärmeleitung – Wärmetransport durch Materie hindurch	51
5.6	Wärmestrahlung – Wärmetransport losgelöst von Materie	56

6	Strahlungsgesetze	59
6.1	Lernziele Kapitel 6	60
6.2	Wechselwirkungen zwischen Strahlung und Materie	61
6.3	Das theoretische Konzept des schwarzen Körpers	62
6.4	Die spektrale Intensität der Schwarzkörperstrahlung	63
6.5	Das Wiensche Verschiebungsgesetz	66
6.6	Das Stefan-Boltzmann-Gesetz	67
6.7	Graue Körper – reale Temperaturstrahler	69
6.8	Intensitätsabnahme bei punktförmigen Strahlern	70
6.9	Die Albedo	71
A	Thermometertypen	73
B	Thermische Daten verschiedener Stoffe	75
C	Zu Richard P. Feynman	79
D	Das Teilchenmodell aus Richard Feynmans Sicht	81

Kapitel 1

Temperaturskalen

Die **Temperatur** ist eine physikalische Grösse, zu der wir viel Alltagserfahrung mitbringen. Wir sind uns die Zimmertemperatur – ca. 20°C – gewohnt und wissen, wie es sich anfühlt, wenn draussen 0°C oder über 30°C herrschen. In der Wettervorhersage werden Temperaturangaben gemacht, nach denen wir relativ zuverlässig unsere Bekleidung ausrichten können.

Mit unserer Haut als Sinnesorgan können wir zwischen **kalten** und **heissen Zuständen** von Körpern unterscheiden. Dieses Empfinden ist allerdings **subjektiv**, d.h., es ist von der einzelnen Person, ihrer Erfahrung und unmittelbaren Vorgeschichte, und zudem von weiteren Umständen, z.B. vom Wind, abhängig. Mehrere Menschen können sich oft nicht einigen, ob z.B. das Bad gerade angenehm warm oder schon zu heiss ist. Für die Wissenschaft soll die Temperatur aber unbedingt ein **objektives Mass** für den Wärmezustand eines Körpers sein!

Was beschreibt die Temperatur makroskopisch?

*Mit der Angabe einer **Temperatur** wird objektiv beschrieben, wie heiss resp. kalt ein Körper ist.*

Makroskopisch bedeutet wörtlich “mit blossem Auge erkennbar”. In der Physik meinen wir damit jeweils Objekte alltäglicher Grössenordnung ($> \frac{1}{10}$ mm). Das Wort **Körper** meint nicht nur Festkörper, sondern ebenso Flüssigkeits- und Gasmengen. Typische Körper unserer Betrachtung sind beispielsweise ein Stück Metall, das Wasser in einem Glas oder die Luftmenge in einem Gasbehälter.¹

Auf **mikroskopischer** Ebene, also auf Grössenordnung der **Teilchen**, aus denen sich ein Körper zusammensetzt, werden wir die Temperatur allerdings neu interpretieren müssen. Sie hat etwas mit der Bewegung dieser Teilchen und mit ihrem Bindungszustand – wie stark sie aneinander “haften” – zu tun. So wird die Temperatur zu einem Mass für die kinetische und die potentielle Energie dieser Teilchen. Dazu aber später mehr.

Achtung! Der Ausdruck “**mikroskopisch**” sollte nicht missverstanden werden als “unter dem Mikroskop sichtbar”. Er stammt aus dem Griechischen und bedeutet lediglich “im Kleinen” resp. “auf kleiner Grössenordnung”. **Atome** und **Moleküle** können nämlich auch unter dem besten optischen Mikroskop nicht einzeln gesehen werden. Dafür sind sie zu klein!

¹Mache einen Unterschied zwischen den Ausdrücken “**Körper**” und “**Stoff**”! Beim Stoff geht es um die Art des Materials. Mit einer Stoffangabe sage ich nichts über die vorhandene Menge. Dagegen bezeichnet ein Körper immer eine klar abgegrenzte Stoffmenge. Beispiele von Stoffen: Eisen, Wasser, Luft, etc.

1.1 Thermische Ausdehnung und die Erfindung des Thermometers

Fast alle Stoffe dehnen sich bei Erwärmung aus. Man spricht von einer **thermischen Ausdehnung**. Bei Festkörpern und Flüssigkeiten ist dieser Effekt ziemlich klein. Bei Gasen hingegen ist er gut beobachtbar, solange man dafür sorgt, dass der Druck gleich bleibt. Obwohl die thermische Ausdehnung fester Stoffe minimal ist, muss man sie bei Bauten und technischen Installationen unbedingt berücksichtigen, wie Abb. 1.1 zeigt.



Abbildung 1.1: Bei **Bahngleisen** muss eine Ausdehnungsmöglichkeit gegeben sein, sonst kann es bei Hitze zu einer **Gleisverwerfung** kommen (oben links). Die **Oberleitungen** müssen mit **Radspannern** ständig gleich stark gespannt werden, sonst würden sie durchhängen (oben rechts). Auch **Strassenbrücken** muss die Möglichkeit für eine thermische Ausdehnung gegeben werden (unten links). Diese wird in der Regel überwacht (unten rechts).

Im Jahr 1742 benutzte der schwedische Wissenschaftler **Anders Celsius** (1701 – 1744) die relativ starke thermische Ausdehnung von Quecksilber zur Konstruktion eines **Thermometers** resp. zur Definition einer universell nutzbaren **Temperaturskala**:

- i. **Eiswasser** (= Gemisch aus flüssigem Wasser und Eis) hat bei **Normdruck**² per Definition die Temperatur 0 °C. Dies ist der **Schmelz-** oder **Gefrierpunkt** von Wasser (bei Normdruck).
- ii. **Siedendes Wasser** (= Gemisch aus flüssigem Wasser und Wasserdampf) hat bei **Normdruck** per Definition die Temperatur 100 °C. Dies ist der **Siede-** oder **Kondensationspunkt** von Wasser (bei Normdruck).
- iii. Ein mit **Quecksilber** gefülltes **Steigrohr** wird einmal in Eiswasser und einmal in siedendes Wasser gehalten. In beiden Situationen wird die Steighöhe des Quecksilbers markiert und mit 0 °C resp. mit 100 °C beschriftet. Die Distanz zwischen den beiden Markierungen wird in 100 gleich lange Grad-Schritte eingeteilt.

Damit ist das Thermometer – zumindest für den Bereich von 0 °C bis 100 °C – fertig.³

Bemerke, dass diese Definition einer Temperaturskala nicht trivial ist! Zunächst musste man nämlich realisieren, dass die Temperatur-Fixpunkte eines Stoffes, also Siede- und Gefrierpunkt, bei bestimmtem Druck immer bei denselben Kälte- resp. Wärmezuständen liegen. D.h., man musste z.B. bemerkt haben, dass sich das Quecksilber-Steigrohr immer auf dieselbe Höhe einstellte, wenn man es in Eiswasser resp. siedendes Wasser hielt.

Heute gibt es zahlreiche verschiedene Arten von Thermometern. Das Quecksilber-Steigrohr hat mehr oder weniger ausgedient. In Anhang A werden verschiedene gebräuchliche Thermometertypen beschrieben.

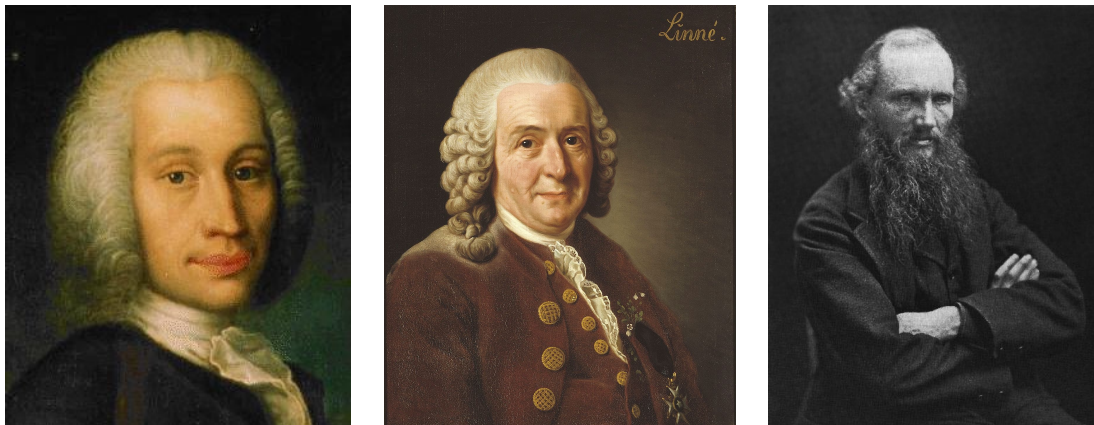


Abbildung 1.2: Anders Celsius (1701 – 1744), Carl von Linné (1707 – 1778) und Baron Kelvin of Largs (1824 – 1907).

²Der Normdruck beträgt 1.013 bar und entspricht damit im Wesentlichen dem einen Bar Luftdruck, dem wir als Menschen an der Erdoberfläche ständig ausgesetzt sind.

³**N.B.:** Celsius hatte zuerst den Gefrierpunkt von Wasser auf 100° und den Siedepunkt auf 0° festgelegt – natürlich noch ohne den eigenen Namen hinzuzufügen. **Carl von Linné** (1707 – 1778), ein für die Botanik und die Zoologie durchaus bedeutender Mitprofessor von Celsius an der Universität von Uppsala, vertauschte (kurz nach Celsius' Tod) die beiden Werte auf die noch heute gebräuchliche Form.

1.2 Verschiedene Temperaturskalen

Im Alltag messen wir die Temperatur in **Grad Celsius** °C. Diese Einheit ist nicht die vom **SI** (= internationales Einheitensystem) verwendete, aber sie ist eng mit jener verwandt.

Die SI-Einheit für die Temperatur ist das **Kelvin K**. Man hat die Kelvin-Skala eingeführt, weil ihr Nullpunkt dem **absoluten Nullpunkt** der Temperatur entspricht: "Kälter geht's nimmer." Dem entsprechend bezeichnet man die Temperaturangabe in Kelvin oft als **absolute Temperatur**.

Zu jeder physikalischen Grösse gehört neben der Einheit auch ein **Symbol** (Formelzeichen). Für **Celsius-Temperaturen** verwenden wir ein kleines griechisches Theta: ϑ , für absolute Temperaturen hingegen ein grosses lateinisches T .

Was **Temperaturschritte** resp. **Temperaturabstände** zwischen zwei Temperaturwerten angeht, so sind 1 °C und 1 K gleich gross. Für solche Temperaturschritte schreiben wir mit Symbolen typischerweise $\Delta\vartheta$ resp. ΔT . Es gilt:

$$\frac{\Delta\vartheta}{^{\circ}\text{C}} = \frac{\Delta T}{\text{K}}$$

Der absolute Nullpunkt der Temperatur liegt bei -273.15°C und umgekehrt gehört der Nullpunkt der Celsius-Skala zu einer absoluten Temperatur von 273.15 K (vgl. Abb. 1.3). Für Temperaturwerte gilt folglich:

$$\begin{aligned}\text{Celsius-Temperatur:} \quad \vartheta &= \left(\frac{T}{\text{K}} - 273.15 \right) ^{\circ}\text{C} \\ \text{Absolute Temperatur:} \quad T &= \left(\frac{\vartheta}{^{\circ}\text{C}} + 273.15 \right) \text{K}\end{aligned}$$

Z.B. schreiben wir für den Kondensationspunkt von Stickstoff-Gas (N_2) bei Normdruck in der Celsius-Skala $\vartheta = -195.82^{\circ}\text{C}$, während diese Temperatur in der Kelvin-Skala mit $T = 77.33 \text{ K}$ angegeben wird.⁴

Der Kondensationspunkt von Helium-Gas (He) liegt bei nur gerade $T = 4.15 \text{ K}$, also bei unglaublich tiefen $\vartheta = -269.00^{\circ}\text{C}$. Zwischen den Kondensationspunkten dieser beiden Gase liegt ein bezüglich des Zahlenwertes gleich grosser Temperaturabstand von $\Delta\vartheta = 73.18^{\circ}\text{C}$ resp. $\Delta T = 73.18 \text{ K}$.

1.3 Die Entdeckung des absoluten Nullpunktes

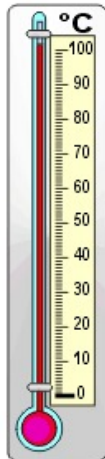
1848 schlug der britische Physiker **Baron Kelvin of Largs**⁵ (1824 – 1907) eine neue Skala für die Temperatur vor, die einen **absoluten Nullpunkt der Temperatur** einführte. Er behauptete also, dass es eine Temperatur gibt, welche nicht unterschritten werden kann. Dies ist in Experimenten tatsächlich der Fall. Nicht einmal ganz erreichen lässt sich dieser absolute Nullpunkt. Heute bildet diese Aussage eine der grundlegenden theoretischen Annahmen der Physik. Man nennt sie den **dritten Hauptsatz der Wärmelehre**.

⁴In der Kelvin-Skala kann es keine negativen Temperaturwerte geben!

⁵Baron Kelvin hiess vor seiner Adlignahme im Jahre 1892 William Thomson. Den neuen Namen hat er selber ausgesucht – nach dem Bach *Kelvin*, welcher durch den Park der Glasgower Universität fliesst.

Celsius-Skala:

nach Anders Celsius,
schwedischer Astronom
(*27.11.1701, +25.4.1744)



**Siedepunkt
des Wassers**



100°C

**100 gleichgroße
Skalenteile**



0°C

**Schmelzpunkt
des Wassers**

Kelvin-Skala:

nach Lord Kelvin,
(*1824, +1907)

**Beginn der Temperatur-
skala am absoluten
Nullpunkt (-273,15°C)**

**Schmelzpunkt
des Wassers**



273,15K

**Siedepunkt
des Wassers**

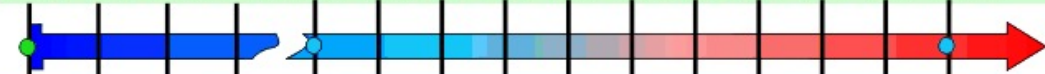


373,15K

**verschobene
Celsius-Skala**

Grad Celsius-Werte:

-273°C -263°C -253°C -243°C ... 0°C 10°C 20°C 30°C 40°C 50°C 60°C 70°C 80°C 90°C 100°C ...



0K 10K 20K 30K ... 273K 283K 293K 303K 313K 323K 333K 343K 353K 363K 373K ...

Kelvin-Werte:

**absoluter
Nullpunkt**

**Schmelzpunkt
von Wasser**

**Siedepunkt
von Wasser**

Abbildung 1.3: Skalenvergleich: Die Celsius- und die Kelvin-Skala unterscheiden sich nur um eine Nullpunktverschiebung. Temperaturabstände sind in beiden Skalen gleich gross.

Welche Beobachtungen führten Lord Kelvin auf seine Vermutung eines absoluten Nullpunktes?

- Bei Abkühlung eines Gases nimmt der Druck linear zur Temperatur ab, sofern man das Volumen konstant hält (= **Gesetz von Amontons**). Nimmt man an, dass sich diese Abhängigkeit gegen tiefere Temperaturen hin immer weiter fortsetzt, so würde man irgendwann eine Temperatur erreichen, bei welcher der Druck ganz verschwindet. Und weniger als kein Druck würde keinen Sinn ergeben. . .
- Ganz analog können wir im Versuch feststellen, dass sich bei Abkühlung eines Gases das Volumen linear zur Temperatur verkleinert, sofern der Druck konstant gehalten wird (= Gesetz von **Gay-Lussac**). Würde sich dieser Zusammenhang hin zu tieferen Temperaturen immer weiter fortsetzen, so müsste irgendwann eine Temperatur erreicht sein, bei der das Gasvolumen auf Null gesunken ist. Und ein Volumen kleiner als Null würde ebenso keinen Sinn ergeben.

Beide experimentellen Befunde – wohlgermerkt im Bereich alltäglicher Temperaturen zwischen 0°C und 100°C – deuten also bereits die Existenz eines absoluten Nullpunktes der Temperatur an.

Abb. 1.4 zeigt ein paar Datenpunkte, gewonnen mit dem **Gasthermometer** unserer physikalischen Sammlung. Bei konstant gehaltenem Druck wurde die Celsius-Temperatur ϑ des Gases auf verschiedene Werte eingestellt und dabei das Gasvolumen V resp. die Steighöhe des Gases in einem Röhrchen mit konstanter Querschnittsfläche gemessen. Man sieht, wie die Datenpunkte enorm gut auf einer Geraden liegen. Diese Gerade kann nach links fortgesetzt werden und schneidet so irgendwann die horizontale Achse, wo das Gasvolumen gleich Null wäre.⁶ Dort müsste der absolute Nullpunkt der Temperatur liegen. Im Schulzimmerversuch ergab sich bereits mit relativ wenig Aufwand ein nicht allzu schlechter Wert von $\vartheta_0 = (-262.5 \pm 2.1)^{\circ}\text{C}$.⁷

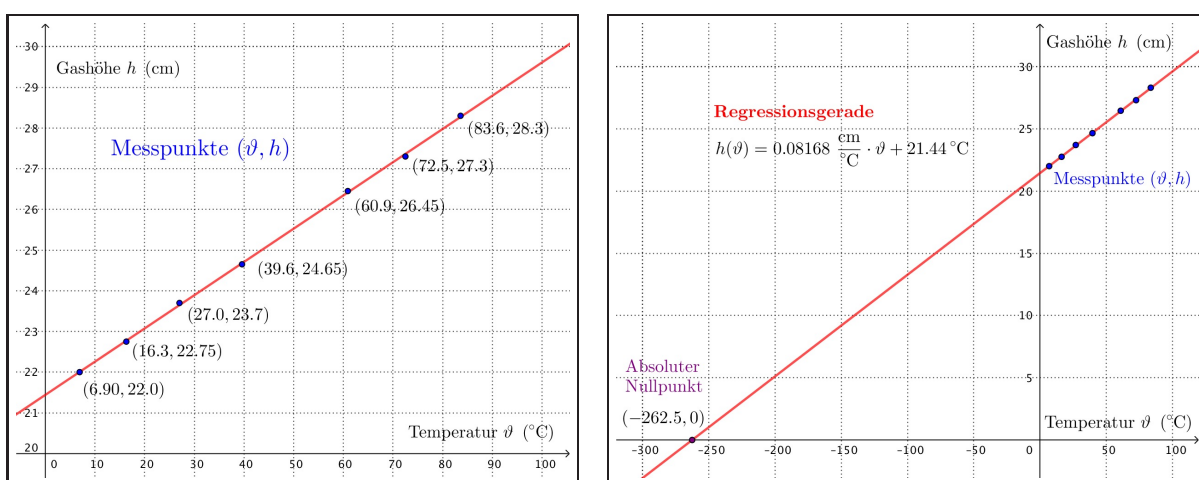


Abbildung 1.4: Der absolute Nullpunkt ergibt sich dort, wo die Regressionsgerade durch die Datenpunkte die ϑ -Achse schneidet. Dort würde das Gasvolumen den Wert 0 annehmen.

⁶Das mathematische Verfahren, die optimale Gerade zu finden und damit Voraussagen über den Bereich ausserhalb der erhobenen Messdaten zu machen, nennt man **lineare Regression**. Damit werden wir es früher oder später sicher auch mal zu tun haben.

⁷So ein \pm -Fehlerbereich bedeutet, dass der tatsächliche Wert für den absoluten Nullpunkt mit etwa 68 % Wahrscheinlichkeit innerhalb des Temperaturintervalls $[(-262.5 - 2.1)^{\circ}\text{C}; (-262.5 + 2.1)^{\circ}\text{C}]$ und mit etwa 95 % Wahrscheinlichkeit innerhalb von $[(-262.5 - 4.2)^{\circ}\text{C}; (-262.5 + 4.2)^{\circ}\text{C}]$ liegt. Allerdings berücksichtigen diese Fehlerbereiche nur die sogenannten **zufälligen Fehler**, also dass jede einzelne Messung mit kleinen Unsicherheiten belegt ist. Nicht berücksichtigt sind hingegen systematische Fehler. In unserem Schulzimmerversuch könnte es z.B. gut sein, dass die Temperatur bei hohen Werten tendentiell systematisch zu niedrig gemessen wird, weil sich das Wasser, dessen Temperatur gemessen wird, im Gasthermometer weiter aussen und somit näher bei der kälteren Umgebung befindet als das Glasröhrchen mit dem Gas, dessen Verhalten wir eigentlich ausmessen wollen. So kann es kommen, dass der genauere Wert von -273.15°C eben ausserhalb des von uns erhaltenen Fehlerbereichs liegt.

Kapitel 2

Temperaturänderungen und Phasenübergänge

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels werden die Begriffe **innere Energie**, **Wärme**, **thermischer Kontakt** und **thermisches Gleichgewicht** eingeführt.

Anschliessend wird betrachtet, wie sich ein Körper bei Veränderung seiner inneren Energie verhält. Grundsätzlich gibt es zwei mögliche Reaktionen: Die **Temperatur ändert sich** oder ein **Phasenübergang läuft ab**. Selbstverständlich können beide Phänomene kombiniert, d.h. hintereinander, auftreten, wenn man immer weiter Energie zu- oder abführt.

Dabei lernen wir verschiedene **Materialkonstanten** kennen. Das sind alles Grössen, welche bestimmte Eigenschaften eines Stoffes beschreiben.¹ Dazu gehören die **Temperaturfixpunkte**, d.h. **Schmelz-** und **Siedepunkte**, die **spezifischen Schmelz-** und **Verdampfungswärmen**, sowie die **spezifischen Wärmekapazitäten**.

Zum Schluss wird gezeigt, wie man bei **Wärmeprozessen**, also bei Wärmeentzug oder -zufuhr, Berechnungen anstellt und wie sich damit z.B. Endtemperaturen vorhersagen lassen.

2.1 Lernziele Kapitel 2

- Ich bin in der Lage, die Begriffe **innere Energie**, **Wärme**, **thermischer Kontakt** und **thermisches Gleichgewicht** zu erläutern.
- Ich weiss, dass eine **Energiezufuhr** bei einem Körper einen **Temperaturanstieg** hervorruft, ausser wenn sich dieser Körper in einem **Phasenübergang (Aggregatzustandsänderung)** befindet.
- Ich weiss, dass sich ein **thermisches Gleichgewicht** selbständig, durch **genügend langes Warten** einstellt.
- Ich kann erläutern, weshalb ein **thermisches Gleichgewicht** zwischen zwei Körpern zwar bedeutet, dass die beiden Körper die **gleiche Temperatur** haben, dies aber nichts darüber aussagt, welcher der beiden Körper **mehr innere Energie** besitzt.

¹Generationen von Physikern, Materialwissenschaftlern und Ingenieuren haben sich bis heute damit auseinander gesetzt, diese Materialkonstanten genau zu ermitteln und zu tabellieren. Wir befinden uns in der komfortablen Situation, dass uns diese Tabellen jetzt einfach zur Verfügung stehen.

- Ich weiss, dass die **SI-Einheit** der Wärme das **Joule (J)** ist, und kenne die auf Seite 9 aufgeführten **Referenzenergiemengen** auswendig.
- Ich bin in der Lage, den **Temperaturverlauf** in Abbildung 2.5 auf Seite 16 zu zeichnen und zu erläutern. Ich weiss, dass diese Kurve sowohl den Verlauf bei **Wärmezufuhr**, als auch bei **Wärmeentzug** darstellt.
- Ich kann mittels Proportionalitätsüberlegungen auf die **Gleichungen (2.2) und (2.3)** schliessen. Ich kann zudem erläutern, wie dabei Materialkonstanten eingeführt werden.
- Ich bin in der Lage, die **Gleichungen (2.2) und (2.3)** bei **Phasenübergängen** und **Erwärmungen** einzelner Körper **anzuwenden**.
- Ich kenne die **Definitionen** der neuen **Materialkonstanten**, also der **spezifischen Übergangswärmen** und der **spezifischen Wärmekapazitäten** (inkl. **SI-Einheiten**).
- Ich halte mich bei Rechnungen an die **Vorzeichenkonvention** von Seite 20.
- Ich weiss, was unter einer **Wärmeleistung** zu verstehen ist und kann **Gleichung (2.1)**, sowie die **Einheit Kilowattstunde (kWh)** in Aufgaben **anwenden**.
- Ich kann **Mischungstemperaturen** berechnen. Mir ist klar, dass dies aufgrund des **Energieerhaltungsprinzips** möglich ist. Zudem kann ich erklären, weshalb der berechnete Wert meistens etwas grösser ist als der tatsächlich gemessene.
- Ich bin in der Lage, **mit dem Energieerhaltungsprinzip weitere Berechnungen zu Mischungsversuchen** anzustellen. So kann ich beispielsweise spezifische Wärmekapazitäten ermitteln oder auf Anfangstemperaturen zurückschliessen.
- **Fakultativ:** Ich bin in der Lage, die verschiedenen Unterschiede zwischen den beiden Kurven auf Seite 13 zu erläutern (**Konvektionsströmungen**, **Verdunstung**, etc.).
- Ich kann die **Gleichung (2.4) ganz allgemein aus dem Energieerhaltungsprinzip herleiten**. Ich weiss, dass eine Mischungstemperatur das **gewichtete Mittel** aus den Anfangstemperaturen der beteiligten Körper ist.

2.2 Innere Energie, Wärme, thermisches Gleichgewicht

Ein zentrales Einführungsbeispiel: Berühre ich einen kalten, nicht allzu grossen Metallklotz, so wird meine Hand spürbar kälter, der Klotz hingegen wird wärmer.

In der Mechanik hatten wir festgehalten, dass alle Körper **innere Energie** in sich aufnehmen können. Reibungsarbeit führt beispielsweise dazu, dass sich die innere Energie der aneinander reibenden Körper erhöht. Ob ein Körper "viel" oder "wenig" innere Energie in sich gespeichert hat, bemerken wir mitunter an seiner Temperatur.

In unserem Beispiel bedeutet diese Idee der inneren Energie von Körpern nun, dass meine Hände innere Energie verlieren und die innere Energie des Klotzes zunimmt. Das passiert aber nur, solange meine Hände wärmer sind als der Klotz.

Zu einem derartigen Austausch von innerer Energie aufgrund eines Temperaturunterschieds wollen wir ein paar weitere wichtige Fachbegriffe definieren.

Begriffe rund um den Austausch von innerer Energie aufgrund eines Temperaturunterschieds zwischen zwei Körpern (vgl. Abb. 2.1)

*Wir betrachten zwei Körper unterschiedlicher Temperatur. Wird diesen Körpern ermöglicht aufgrund ihres Temperaturunterschieds innere Energie auszutauschen, so befinden sie sich einem **thermischen Kontakt**.*

*Bei einem thermischen Kontakt gibt stets der wärmere Körper innere Energie an den kälteren ab. Diesen aufgrund einer Temperaturdifferenz hervorgerufenen Übertrag an innerer Energie – und nur diesen! – bezeichnen wir als **Wärme** Q .*

*Es wird solange Wärme übertragen, bis beide Körper die gleiche Temperatur haben. Diesen Endzustand nennt man **thermisches Gleichgewicht**. Es stellt sich automatisch ein, wenn man lange genug wartet.*

Kurz: Bei Körpern unterschiedlicher Temperatur wird bei thermischem Kontakt solange Wärme vom heisseren auf den kälteren übertragen, bis sie sich im thermischen Gleichgewicht befinden, also dieselbe Temperatur aufweisen.

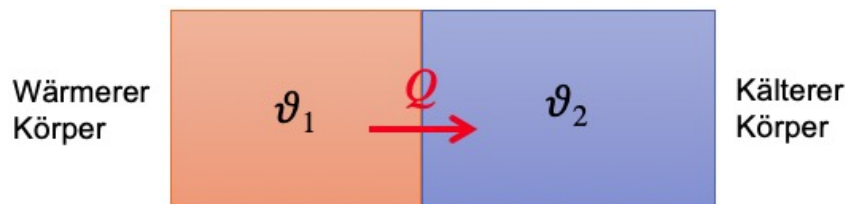


Abbildung 2.1: Wärmeübertragung im thermischen Kontakt: Der Körper mit der höheren Temperatur ϑ_1 gibt netto innere Energie an den Körper mit der niedrigeren Temperatur ϑ_2 ab. Den Übertrag an innerer Energie bezeichnen wir als Wärme Q .

Anmerkungen zur Wärme und zum thermischen Gleichgewicht

- Wärme ist eine übertragene Energie. Daraus folgt für die **SI-Einheit** der Wärme:

$$[Q] = [E] = \text{J} = \text{Joule} := \frac{\text{kg} \cdot \text{m}^2}{\text{s}^2}$$

Wir merken uns bereits jetzt die folgenden Vergleichsgrößen:

Referenzenergiemengen

*Mit einer Energiemenge von **1 Joule** kann man eine **Tafel Schokolade** (100 Gramm) um 1 Meter anheben!*

*Um **1 Kilogramm flüssiges Wasser** um 1°C zu erwärmen, benötigt man eine Wärmemenge von **4182 Joule**!*

- Man könnte denken, ein **thermischer Kontakt** bedeute stets eine Berührung zweier Körper. In unserem Alltag ist diese Idee nicht so falsch, denn tatsächlich wird bei einer Berührung besonders gut Wärme übertragen. Man spricht von einer **Wärmeleitung**.

Ein thermischer Kontakt kann aber bereits ohne physische Berührung existieren. Jeder Körper sendet nämlich aufgrund seiner Temperatur eine **(elektromagnetische) Wärmestrahlung** aus und kann die Strahlung anderer Körper aufnehmen. So würde sich auch bei voneinander getrennten Körpern mit der Zeit ein thermisches Gleichgewicht einstellen. Die entscheidende Formulierung ist "wenn man lange genug wartet".

Zur Verdeutlichung: Warme Gegenstände nehmen wir aufgrund ihrer Strahlung bereits aus der Distanz wahr. Z.B. lässt sich eine Heizung, ein Feuer, aber auch die Sonne auf diese Weise erspüren.

So spannend das gerade klingen mag, wir werden erst in Kapitel 5 näher auf die verschiedenen Arten des Wärmetransports eingehen.

- Grundsätzlich läuft die Übertragung von Wärme umso schneller ab, je grösser die **Temperaturdifferenz** zwischen den beiden Körpern ist. Deshalb verbrennt man sich z.B. an einer heissen Kochplatte die Finger: Aufgrund des grossen Temperaturunterschieds zwischen Platte und Finger wird in kurzer Zeit viel Energie übertragen!
- Ein präzisierender Rückblick zu Thermometern: In aller Regel bringen wir ein Thermometer in einen thermischen Kontakt mit dem Körper, dessen Temperatur gemessen werden soll. Was passiert dabei genau?

Bei vielen Thermometertypen warten wir einfach ab, bis sich das thermische Gleichgewicht einstellt. Dann hat das Thermometer die gleiche Temperatur wie der Körper und zeigt diese aufgrund irgendeiner Messmethode dann auch an. Damit das Warten nicht allzu lange dauert, sollte das Thermometer selber relativ wenig Masse aufweisen, sodass eine Temperaturübernahme keinen grossen Wärmeübertrag erforderlich macht. Ausserdem würde ein zu grosses Thermometer wohl auch einen ziemlich grossen Wärmeübertrag bedeuten, was vermutlich zu einer Temperaturänderung des Körpers und somit zu einer Verfälschung des Messresultates führen dürfte.

Das Gegenbeispiel ist das Infrarot-Thermometer, das alleine mittels Analyse der von einem Körper ausgesendeten Wärmestrahlung dessen Temperatur angeben kann.

2.3 Wärmeleistung

Wird Wärme an einen Körper abgegeben, so spielt es oft auch eine Rolle, wie schnell dies passiert. D.h., es geht nicht nur um die netto übertragene Wärmemenge, sondern um die sogenannte **Wärmeleistung**.²

Repetition: Unter einer **Leistung** P (engl.: *power*) verstehen wir in der Physik stets den Energieumsatz pro Zeitspanne und geben ihm das Symbol P :

$$P := \frac{\Delta E}{\Delta t} = \frac{\text{Energieumsatz}}{\text{dafür benötigte Zeit}}$$

²Wie lange muss ich auf das heisse Wasser warten, wenn ich den Teekochoer anstelle?

Mit der **Wärmeleistung** meinen wir die pro Zeit übertragene Wärmemenge:

Definition der Wärmeleistung

Wird einem Körper in der Zeitspanne Δt die Wärmemenge Q zugeführt, so sprechen wir von einer **Wärmeleistung** P , welche gegeben ist durch:

$$P := \frac{Q}{\Delta t} \quad (2.1)$$

Anmerkungen zur Definition der Wärmeleistung

- Die Wärmeleistung beschreibt häufig einen wichtigen Teil eines Versuchssettings, z.B. wie stark der Backofen heizt. Oft verwenden wir deshalb noch spezifischere Bezeichnungen, wie z.B. **Heiz-** oder **Kühlleistung**.
- Zur Leistung gehört eine eigene SI-Einheit, das **Watt**:

$$[P] = \frac{[\Delta E]}{[\Delta t]} = \frac{\text{J}}{\text{s}} =: \text{Watt} = \text{W}$$

Die Zerlegung des Watts in SI-Basiseinheiten ist für uns nicht wichtig ($\text{W} = \frac{\text{kg} \cdot \text{m}^2}{\text{s}^3}$), dafür umso mehr der Zusammenhang mit der Energieeinheit Joule:

$$\text{J} = \text{W} \cdot \text{s} \quad \text{“Ein Joule ist eine Wattsekunde.”}$$

- Da es in der Wärmelehre zumeist um grössere Energiemengen geht, machen auch grössere Energieeinheiten Sinn (vgl. Ende des Abschnitts 2.2 auf Seite 9). Mit der Leistungseinheit Watt wird hier gleich eine weitere, sehr gebräuchliche und grosse Energieeinheit eingeführt, die **Kilowattstunde (kWh)**:

$$\text{Kilowattstunde} = \text{kWh} = \underbrace{1000 \text{ W}}_{=\text{kW}} \cdot \underbrace{3600 \text{ s}}_{=\text{h}} = 3\,600\,000 \text{ J}$$

2.4 Vom Eis zum Wasserdampf

Verschiedene thermische Eigenschaften von Materialien werden durch sogenannte **Materialkonstanten** beschrieben. Gleich mehrere solche Materialwerte werden in diesem Kapitel eingeführt. Der hier dokumentierte Versuch bildet die Grundlage für diese nachfolgenden Definitionen.

Der Versuchsaufbau ist recht einfach (vgl. Abb. 2.2). In einem **Kalorimeter** – d.h. in einer Thermosflasche für physikalische Versuche resp. in einem gut isolierten Gefäss – befindet sich zu Beginn Eiswasser. Während dem Vorgang wird die Temperatur im Glas über ein Widerstandsthermometer elektronisch erfasst – pro Sekunde zwei Messwerte. Abb. 2.3 zeigt den Temperaturverlauf.

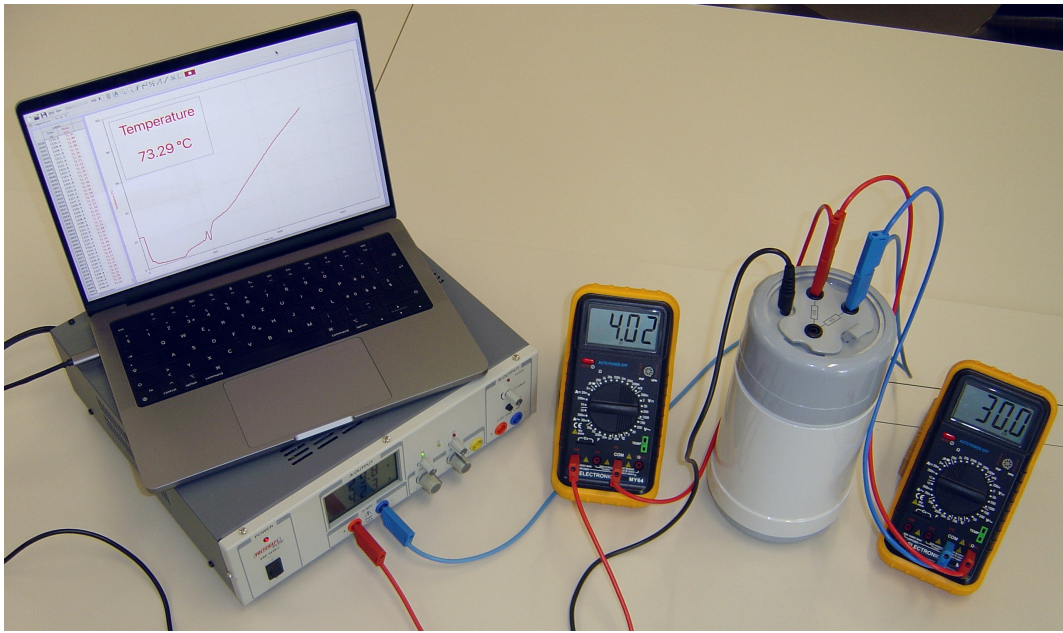


Abbildung 2.2: Erwärmung von Wasser: Durch die Wärmewirkung eines elektrischen Stromes wird dem Wasser im Kalorimeter (grauer Behälter rechts) kontinuierlich Wärme zugeführt.

Erläuterungen zum Versuch

- Den bei registrierten Temperaturverlauf sehen wir in Abb. 2.3 oben auf der nächsten Seite. Diesen Verlauf wollen wir nun verstehen und auch quantitativ analysieren.
- Anfangs befindet sich der Temperaturfühler³ noch nicht im Wasser, sondern an der Luft bei einer Temperatur von etwas über 20 °C. Ein paar Sekunden nach Messbeginn wird er ins Eiswasser gegeben, wo er sich rasch abkühlt und sich dem Fixpunkt annähert. Die 0 °C werden allerdings nicht ganz erreicht, weil erstens nicht lange genug gewartet wird und zweitens diese 0 °C effektiv nur genau dort herrschen, wo sich flüssiges und festes Wasser berühren. In unserem Eiswasser gibt es aber relativ grosse Eiskwürfel. Das Setting ist also nicht ganz ideal um den Eispunkt mit einer Messung zu erfassen.
- Etwa zum Zeitpunkt $t = 280 \text{ s}$ nach dem Start der Messung wird der Strom in zwei Heizdrähten eingeschaltet, die sich im Wasser befinden. Über beiden Drähten herrscht eine **Spannung** von $U = 30.0 \text{ V}$, die bewirkt, dass in den Drähten eine **Stromstärke** von $I = 4.02 \text{ A}$ fließt. Wie wir in der Elektrizitätslehre lernen werden, ergibt das Produkt aus diesen beiden Angaben direkt die **elektrische Leistung** P_{el} , die in den Drähten umgesetzt wird:

$$P_{\text{el}} = U \cdot I = 30.0 \text{ V} \cdot 4.02 \text{ A} = 120.6 \text{ W}$$

Diese Leistung würde eigentlich die Drähte erwärmen, wenn diese nicht sofort durch das Wasser gekühlt würden. D.h., die 120.6 W sind als eine an das Wasser abgegebene **Heizleistung** zu verstehen. Pro Sekunde erhält das Wasser von den beiden Drähten eine Wärmemenge von 120.6 J.

³Hierbei handelt es sich um ein elektrisches **Widerstandsthermometer** (vgl. Anhang A), das via einem Interface mit dem Computer verbunden wird und zweimal pro Sekunde einen Messwert liefert.

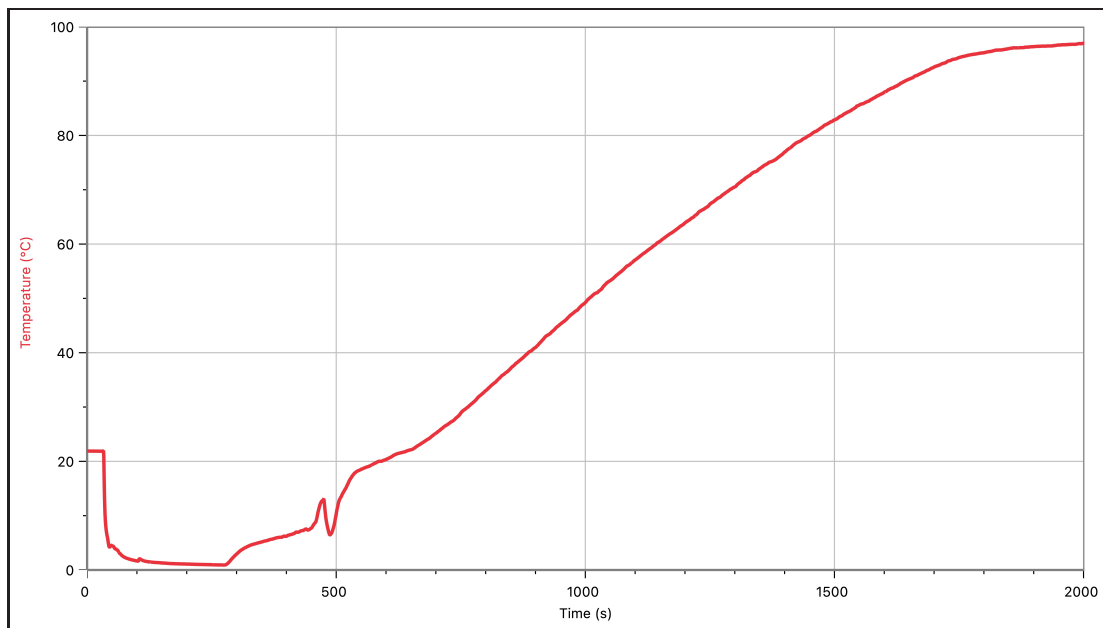


Abbildung 2.3: Realer Temperaturverlauf bei der Erwärmung des Wassers im Kalorimeter.

- Bereits kurz nach dem Einschalten des Stroms steigt die Temperatur merklich an. Das ist unerwartet. Dieses Eiswasser sollte doch eigentlich auf 0°C bleiben, bis alles Eis geschmolzen ist. Was ist los mit dem Fixpunkt?!

Erklärung: Nur in einem perfekten Gemisch aus Eis und Wasser herrscht eine Temperatur von exakt 0°C . Bei unserem Versuch sind die Eisklumpen aber immer noch recht gross und der Fixpunkt ist lediglich genau an der Oberfläche des Eises, dort wo flüssiges Wasser und Eis wirklich auf kleinstem Raum zusammen sind, realisiert. Unsere Temperatursonde befindet sich nicht oder zumindest nicht ausschliesslich an einem solchen Ort. Ihre sensitive Spitze ist von Wasser umgeben, welches das Heizen nun bereits spürt. Kommt dazu, dass mit fortschreitender Zeit immer weniger Eis vorhanden ist.

- In der Umgebung der Sensorspitze stellt sich zwischen $t = 300\text{ s}$ und 650 s keine konstante Temperatur oder ein gleichmässiger Temperaturverlauf ein. Wir beobachten zum Teil starke Temperaturschwankungen.

Erklärung: Noch ist nicht alles Eis geschmolzen. Aufgrund der Temperaturunterschiede im Wasser entstehen in diesem sogenannte **Konvektionsströmungen**, die durch die unterschiedlichen Dichten von Wasser bei verschiedenen Temperaturen verursacht werden. Warmes Wasser steigt und kälteres sinkt ab. So wird das Wasser ständig umgewälzt und bei unserem Temperaturfühler kommt immer mal wieder etwas wärmeres oder etwas kälteres Wasser vorbei. Tatsächlich erhält man bei jeder Wiederholung des Versuchs während dieser Zeitspanne zwischen dem Einschalten des Stroms und dem abgeschlossenen Schmelzvorgang der Eisklumpen immer wieder andere Temperaturverläufe, die sich sehr voneinander unterscheiden können.

- Sobald das Eis vollständig geschmolzen ist (etwa zum Zeitpunkt $t = 650\text{ s}$), kann sämtliche Wärme des Drahtes für die **Erwärmung** des Wassers verwendet werden. Ab diesem Moment verläuft der Temperaturanstieg bemerkenswert **linear**, also gleichmässig. Diese Beobachtung werden wir später im Abschnitt 2.6 quantitativ weiter verwenden.

- Gegen das Ende des Anstiegs flacht die Steigung deutlich ab.

Erklärung: Je wärmer das Wasser wird, umso schneller **verdunstet** es. Dies ist eine Vorstufe zum Sieden. Das Wasser siedet noch nicht, aber trotzdem geht schon etwas Wasser vom flüssigen in den gasförmigen Zustand (Wasserdampf) über. Diese Verdunstung kühlt allerdings das Wasser, wie wir uns im Kapitel 3 genauer überlegen werden, wodurch die Temperatur des verbleibenden Wassers eben langsamer ansteigt.

- Auf etwa 95 °C (etwa bei $t = 1750$ s) beginnt das Wasser zu siedend. Die Messkurve zeigt ein starkes Abflachen.

Wir halten fest: Auf dem Siedepunkt wird die zugeführte Energie offenbar nur noch für den **Phasenübergang**, also für den Wechsel des Aggregatzustandes verwendet.

- Weshalb findet das Sieden nicht bei 100 °C statt. Was ist mit dem Fixpunkt los?

Antwort: Nur bei sogenanntem **Normdruck** (= 1.013 bar) liegt der Siedepunkt des Wassers genau bei 100 °C. Dies ist im Wesentlichen der mittlere Luftdruck auf Meereshöhe. Bei uns in Zürich – das Gymi Unterstrass liegt auf 440 m.ü.M. – ist der Luftdruck bereits etwas geringer, was den Siedepunkt leicht nach unten verschiebt.

- Die Messkurve suggeriert, dass die Temperatur auch beim Sieden noch leicht ansteigt. . .

Erklärung: Das Wasser siedet zuerst in der Nähe der Heizdrähte. Hinterher dauert es ein Weilchen, bis dieses Sieden im ganzen Behälter stattfindet, also der Siedepunkt überall erreicht ist. Da sich das Thermometer nicht ganz in der Nähe des Heizdrahtes befindet, sehen wir diese Verzögerung.

Wir haben nun die diversen Effekte kennengelernt, die den **realen Temperaturverlauf**, der von unserem Thermometer erfasst wird, mit beeinflussen und so den “idealen” Messversuch stören. Wir können uns nun aber gut vorstellen, wie denn das ganz perfekte Versuchssettings aussehen müsste und welcher **theoretische Temperaturverlauf** sich damit ergeben würde.⁴

Das ideale Messsetting: Der ganze Versuch müsste bei Normdruck stattfinden. D.h. der Druck im Kalorimeter müsste durch eine zusätzliche Regelung stets auf 1.013 bar gehalten werden, sodass die Fixpunkte von Wasser wirklich bei 0 °C und 100 °C liegen.

Weiter würden wir mit idealem Eiswasser starten. Diese ideale Phasenmischung würde wohl aus vielen sehr kleinen Eiskristallen im Wasser bestehen. Wenn ein paar davon Schmelzen, müsste man trotzdem garantieren, dass trotzdem überall noch Kristalle vorhanden sind, dass das Eis also nicht oben auf schwimmt. Man müsste also für eine andauernde perfekte Durchmischung sorgen, die dann auch garantieren würde, dass innerhalb des Eiswassers und später im flüssigen Wasser immer und überall die gleiche Temperatur herrscht, die dann auch von unserem Thermometer angezeigt würde.

Stellen wir uns nun also vor, wir würden über dieses ideale Messsetting verfügen. Welchen Temperaturverlauf würden wir nun beobachten?

⁴Derartige Messperfektionierungen strebt man bei genaueren Versuchen selbstverständlich an. Sie sind aber alles andere als einfach herzustellen. Deshalb ist eine Präzisionsmessung in aller Regel etwas ungeheuer Aufwändiges, das auch rasch ins Geld gehen kann!

Wenn wir mit dem idealen Setting auch kontrollieren, dass der Verdunstungseffekt wegfällt, dann würde das Wasser sicher schön gleichmässig erwärmt, sobald es einmal flüssig ist. Und sobald es den Siedepunkt bei 100 °C erreicht hat, würde die zugeführte Heizleistung nur noch für das Verdampfen verwendet. Das dürfte umgekehrt auch für den Schmelzpunkt gelten. Solange es im Wasser noch Eiskristalle gibt, kann noch keine Erwärmung erfolgen.

Abb. 2.4 zeigt den Vergleich zwischen diesem theoretischen und dem realen Temperaturverlauf. Abgesehen von den oben erklärten Abweichungen entsprechen sich die Kurven gar nicht so schlecht. Wir dürfen also davon ausgehen, dass dieser theoretische Temperaturverlauf das Grundgerüst des Vorgangs bildet, und folgern:

Phasenübergänge und Erwärmung eines Körpers

Wird einem (aus einem bestimmten Stoff bestehenden) Körper gleichmässig Wärme zugeführt, so befindet er sich entweder in einem bestimmten Aggregatzustand (reine Phase) und erwärmt sich gleichmässig (die Temperatur steigt gleichmässig an),

oder

*er vollzieht einen **Phasenübergang (= Änderung des Aggregatzustandes)** auf einem seiner Temperaturfixpunkte, auf welchem beide beteiligten Phasen nebeneinander existieren (= Phasengemisch).*

Während einem Phasenübergang wird alle zugeführte Wärme für diesen Übergang verwendet – also nicht für eine Erwärmung!

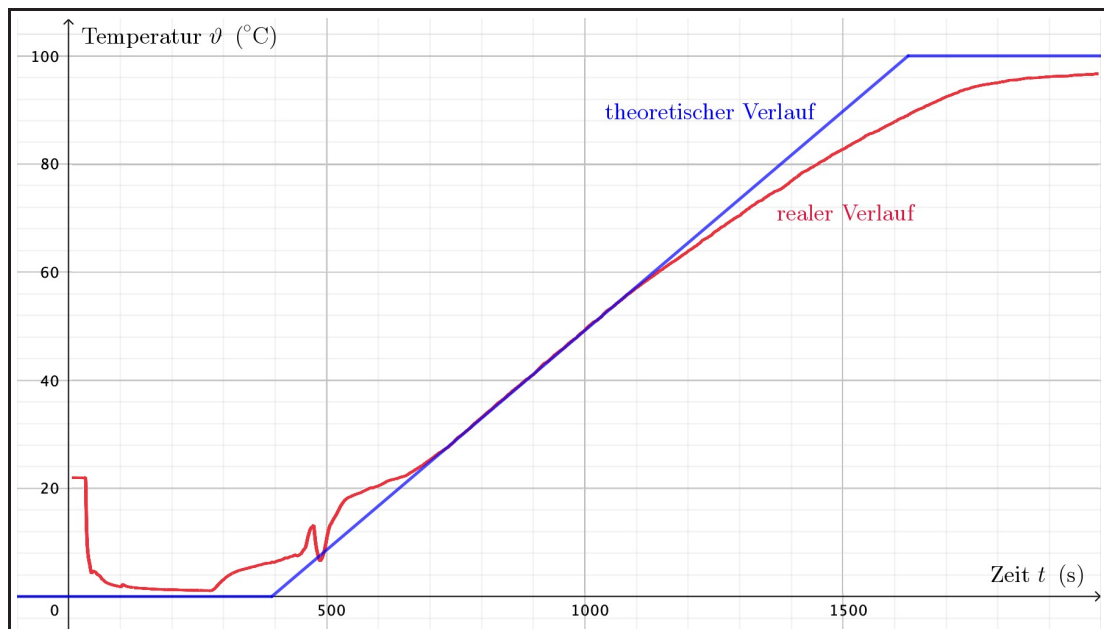


Abbildung 2.4: Vergleich zwischen theoretischem und realem Temperaturverlauf bei der Erwärmung des Wassers.

Wie stark sich die Temperatur ändert oder ob der Phasenübergang vollständig passiert, hängt natürlich davon ab, wie viel Wärme der Körper erhält. Zudem dürfte wichtig sein, aus welchem Stoff der Körper besteht und wie viel Stoff da vorhanden ist. Diese quantitativen Aspekte sollen im weiteren Verlauf des Kapitels näher unter die Lupe genommen werden.

Wir können aber bereits bei unserem Versuch eine erste quantitative Auswertung vornehmen, und zwar genau aufgrund des theoretischen Temperaturverlaufs in Abb. 2.4:

- i. Im Kalorimeter befand sich eine Wassermenge von insgesamt gerade etwa 350 g.
- ii. Gemäss dem theoretischen Verlauf werden etwa $\Delta t = 1220 \text{ s}$ für die Erwärmung von 0°C bis 100°C benötigt.
- iii. Da wir die Heizleistung kennen ($P_{\text{el}} = P_{\text{Heiz}} = 120.6 \text{ W}$), können wir diese Zeitspanne in eine zugeführte Wärmemenge umrechnen:

$$Q = P_{\text{Heiz}} \cdot \Delta t = 120.6 \text{ W} \cdot 1220 \text{ s} \approx 147\,000 \text{ J}$$

Zur Erwärmung von 0.35 kg flüssigem Wasser um 100°C benötigt man 147 kJ Wärme.

In unseren Diagrammen könnten wir anstelle der Zeit auch direkt die zugeführte Wärmemenge auf der horizontalen Achse auftragen. Das wird in Abb. 2.5 gezeigt, wobei der Temperaturverlauf für 1 kg Wasser dargestellt wird, das vom absoluten Nullpunkt bis über den Siedepunkt hinaus erwärmt wird.

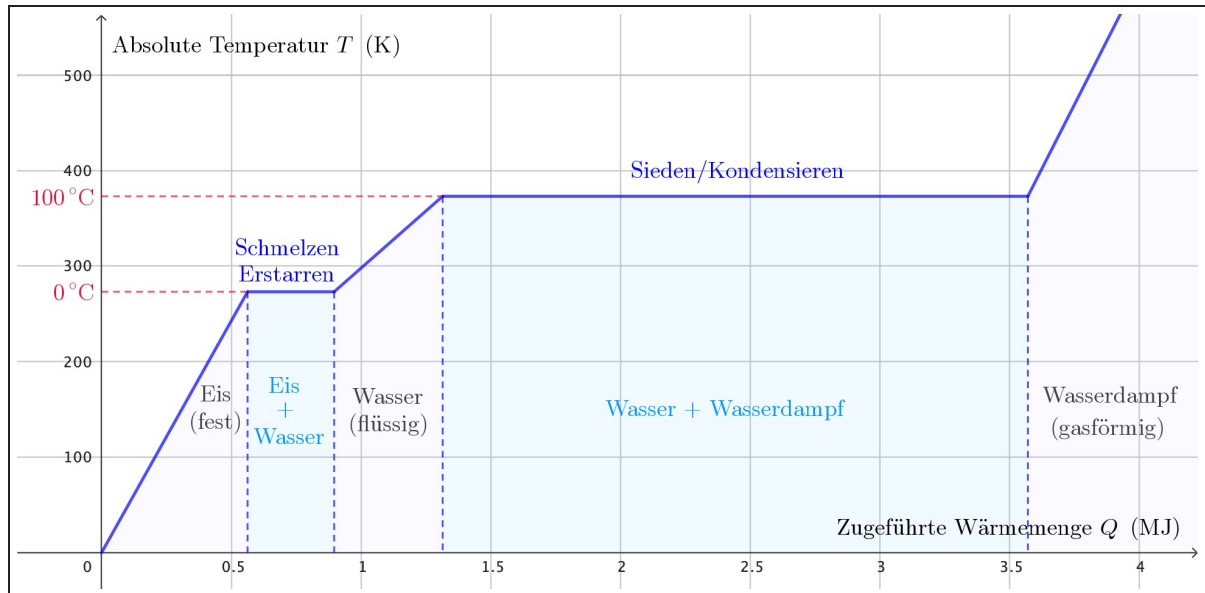


Abbildung 2.5: Wasser erwärmt sich entweder gleichmässig mit der zugeführten Wärme oder macht einen Phasenübergang. Beachte vor allem, wie viel Wärme alleine für den Übergang “flüssig → gasförmig” benötigt wird. Die Wärmemengen beziehen sich auf 1 kg Wasser.

Achtung! Die Temperaturachse verwendet die Kelvin-Temperaturskala (SI). Deshalb befindet sich der Schmelzpunkt bei $273 \text{ K} = 0^\circ\text{C}$ und der Siedepunkt bei $373 \text{ K} = 100^\circ\text{C}$.

2.5 Übergangswärmen

Auf Wärmezufuhr reagieren Stoffe mit einer Temperaturerhöhung oder, falls die Temperatur gerade einem Fixpunkt entspricht, mit einer Änderung des Aggregatzustandes. Letzteres Verhalten soll nun quantifiziert werden. Konkret wollen wir wissen, wie viel Wärme einem Körper zugeführt werden muss, damit er den kompletten Phasenübergang vollzieht.

Zunächst sollten wir wissen, auf welchen Temperaturen die Fixpunkte der verschiedenen Stoffe liegen. Diese Fixpunkte wurden für fast jeden bekannten Stoff erhoben. Sie sind in Tab. **B.4** in Anhang **B** angeführt. Die Fixpunkte werden mit speziellen Symbolen gekennzeichnet: ϑ_f für den **Schmelzpunkt** und ϑ_v für den **Siedepunkt**. Beachte, dass sich die in dieser Tabelle angegebenen Fixpunktdaten auf den Normdruck beziehen!

Formale Überlegungen zu Phasenübergängen

- Es ist klar, dass die für einen Phasenübergang benötigte Wärmemenge Q direkt **proportional** zur vorhandenen Masse m sein muss:⁵

$$Q \sim m$$

- Aus dieser Proportionalität können wir folgern, dass es eine **Proportionalitätskonstante** – wir wollen sie L nennen – gibt, sodass gilt:

$$Q = L \cdot m$$

- Schliesslich kann man vom physikalischen Standpunkt her erwarten, dass bei einem Phasenübergang das Material eine Rolle spielen wird.⁶ Diese Materialabhängigkeit muss in der gesuchten Gesetzmässigkeit zum Ausdruck kommen. Daraus folgt, dass die soeben eingeführte Proportionalitätskonstante zwischen Wärme und Masse das Material beschreiben muss. Der Proportionalitätskonstante L muss also die Bedeutung einer **Materialkonstanten** zugewiesen werden.

Halten wir zusammenfassend fest:

Wärmeumsatz bei Phasenübergängen

Damit ein Körper einen Phasenübergang vollständig durchführt, muss ihm am Temperaturfixpunkt die (latente) Übergangswärme Q zugeführt oder entzogen werden:

$$Q = L \cdot m \quad (2.2)$$

Dabei ist L eine Materialkonstante, die spezifische Übergangswärme des Stoffes.

⁵Es wäre völlig unlogisch, wenn man z.B. zum Schmelzen von 3 kg Eis nicht dreimal soviel Energie benötigen würde wie für das Schmelzen von 1 kg. Schliesslich könnte man die 3 kg ja in drei 1 kg-Stücke zerlegen und dann einzeln schmelzen. Würde man nun eine andere Energiemenge für den Übergang benötigen, so würde das den Energieerhaltungssatz aufs Härteste verletzen! Man könnte dann Maschinen bauen, mit denen eine Energieerzeugung durch Phasenübergänge möglich wäre.

⁶Warum sollte man für das Schmelzen von 1 kg Eis ausgerechnet exakt gleich viel Wärme brauchen wie für das Schmelzen von 1 kg Stahl? Auch die Experimente zeigen etwas anderes.

Anmerkungen zum Wärmeumsatz bei Phasenübergängen

- Das Wort **latent** bedeutet im Lateinischen “verborgen”. Übergangswärmen sind latent, weil man einem flüssigen oder gasförmigen Körper die in ihm enthaltenen Übergangswärmen anhand seiner Temperatur nicht anmerkt. Beim Phasenübergang führen wir dem Körper Wärme zu oder entziehen sie ihm, beobachten dabei aber keine Temperaturänderung. In diesem Sinne bleiben Übergangswärmen eben verborgen.
- Die beiden zu einem Phasenübergang gehörenden Übergangswärmen (z.B. Schmelz- und Erstarrungswärme) haben bei einem bestimmten Körper stets den gleichen Betrag. Das gilt ebenfalls für die spezifischen Übergangswärmen, welchen man die folgenden Kennzeichnungen gibt:

L_f = **Spezifische Schmelz-** resp. **Erstarrungswärme.**

L_v = **Spezifische Verdampfungs-** resp. **Kondensationswärme.**

L_s = **Spezifische Sublimations-** resp. **Resublimationswärme.**

Ja, es gibt Stoffe, die beim üblichen Luftdruck von etwa 1 bar die flüssige Phase überspringen und direkt vom festen in den gasförmigen Zustand wechseln. Das bekannteste Beispiel ist Kohlendioxid CO_2 , das man im festen Zustand als **Trockeneis** bezeichnet. Diese Art von Phasenübergang nennt man **Sublimation** resp. **Resublimation**.

- Die SI-Einheit der spezifischen Übergangswärmen ergibt sich zu:

$$Q = L \cdot m \quad \Rightarrow \quad [L] = \frac{[Q]}{[m]} = \frac{\text{J}}{\text{kg}}$$

Wie in vielen Fällen, so ist die Einheit auch hier für das Verständnis der neuen Grösse von Nutzen. In der spezifischen Übergangswärme steckt die folgende Aussage:

“Pro Kilogramm benötigt man eine bestimmte Anzahl Joule, damit der Stoff den entsprechenden Phasenübergang vollständig durchführt.”

- Einige spezifische Übergangswärmen finden sich in Tab. B.2. Wiederum wurden die Werte bei Normdruck erhoben.⁷ Feststellung: Die spezifischen Verdampfungswärmen sind bei allen Stoffen wesentlich grösser als die spezifischen Schmelzwärmen.

⁷Die Werte gelten streng genommen nur bei Normdruck! Zu unserem Glück sind die Abweichungen aber nicht allzu gross, wenn man sich nicht allzu weit vom Normdruck entfernt, was im Alltag ja der Fall ist.

2.6 Erwärmung bei festem Aggregatzustand

Nun wollen wir uns mit der quantitativen Beschreibung der Erwärmungsphasen beschäftigen.

Formale Überlegungen zur Erwärmung

- Sicher ist die für einen bestimmten Temperaturanstieg benötigte Wärmemenge Q bei direkt **proportional** zur Körpermasse m :⁸

$$Q \sim m$$

- In unserer eigenen Messung (vgl. Abb. 2.3 auf Seite 13) haben wir uns von der Linearität des Temperaturverlaufs in Abhängigkeit von der zugeführten Wärmemenge überzeugt. Diese und andere Messungen zeigen, dass die für einen Temperaturanstieg $\Delta\vartheta$ benötigte Wärmemenge Q bei einem bestimmten Körper direkt proportional zu eben diesem Temperaturanstieg ist:⁹

$$Q \sim \Delta\vartheta$$

- Jetzt haben wir zwei Proportionalitäten, welche sich beide in einer einzigen Gleichung zusammenfassen lassen. Dabei muss wiederum eine **Proportionalitätskonstante** eingeführt werden. Diese nennen wir willkürlich c :

$$Q = c \cdot m \cdot \Delta\vartheta$$

- Auch bei der Erwärmung ist zu erwarten, dass das Material mitbestimmt, wie viel Wärme bei für einen bestimmten Temperaturanstieg erforderlich ist.¹⁰ Die Proportionalitätskonstante c ist also nicht universell, sondern entspricht einer weiteren Materialkonstante, die den Namen **spezifische Wärmekapazität** trägt.

Wärmeumsatz bei Temperaturänderungen

Damit sich die Temperatur eines Körpers der Masse m in einem bestimmten Aggregatzustand um einen bestimmten Wert $\Delta\vartheta$ verändert, muss ihm die Wärme Q zugeführt werden:

$$Q = c \cdot m \cdot \Delta\vartheta \quad (2.3)$$

*Dabei ist c eine Materialkonstante, die **spezifische Wärmekapazität** des Stoffes.*

⁸Um 2 kg Eisen von 20 °C auf 100 °C zu erwärmen, muss ich sicher doppelt soviel Wärme aufbringen, wie wenn ich den gleichen Vorgang mit nur 1 kg Eisen durchführe.

⁹Will ich einen Liter Wasser von 25 °C auf 45 °C erwärmen, so brauche ich dafür halb so viel Wärme zuzuführen, wie für einen Anstieg auf eine Endtemperatur von 65 °C. Oder anders: Ich brauche für die Erwärmung von 45 °C auf 65 °C noch einmal soviel Wärme zuzuführen wie von 25 °C auf 45 °C.

¹⁰Tatsächlich macht das Material einen grossen Unterschied: Um beispielsweise 1 kg Wasser um eine bestimmte Temperaturdifferenz zu erwärmen, braucht man über das Zehnfache der Wärmemenge, welche für den gleichen Temperaturanstieg von 1 kg Kupfer notwendig ist.

Anmerkungen zum Wärmeumsatz bei Temperaturänderungen

- Die spezifische Wärmekapazität c eines Stoffes sagt, wie viel Wärme Q notwendig ist, um eine bestimmte Menge dieses Stoffes (Masse m) um einen bestimmten Temperaturunterschied $\Delta\vartheta$ zu erwärmen. Dies ist die eigentliche Definition dieser Grösse:

$$c := \frac{Q}{m \cdot \Delta\vartheta}$$

- Aus dieser Definition folgt sofort die Grundeinheit der spezifischen Wärmekapazität:

$$[c] = \frac{[Q]}{[m] \cdot [\Delta\vartheta]} = \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot ^\circ\text{C}}$$

Lesebeispiel: Kupfer hat eine spezifische Wärmekapazität von $383 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot ^\circ\text{C}}$:

*“Um 1 kg Kupfer um 1°C zu erwärmen, benötigt man eine Wärmemenge von 383 J.”
 (“383 J pro Kilogramm Kupfer und pro Grad Celsius.”)*

- Gleichung (2.3) gilt ebenso für das Abkühlen von Körpern. Sie sagt also auch, wie viel Wärme frei wird, wenn sich ein Körper um eine bestimmte Temperaturdifferenz abkühlt. In diesem Zusammenhang soll eine Konvention (Abmachung) eingeführt werden:

Vorzeichenkonvention bei Wärmeprozessen

Einem Körper zugeführte Wärmemengen haben ein positives, vom Körper abgegebene Wärmemengen hingegen ein negatives Vorzeichen.

Diese Konvention stimmt mit Gleichung (2.3) überein, falls wir konsequent festlegen, dass eine **Temperaturänderung** $\Delta\vartheta$ stets aus der **Differenz zwischen Endtemperatur ϑ_2 und der Anfangstemperatur ϑ_1** berechnet wird – und nicht umgekehrt!

$$\Delta\vartheta := \vartheta_2 - \vartheta_1$$

Auf diese Weise werden Temperaturerhöhungen positiv und Temperatursenkungen negativ, und genauso die zugehörigen Wärmemengen (da Masse und spezifische Wärmekapazität stets positive Grössen sind).

- Tab. B.3 listet die spezifischen Wärmekapazitäten einiger Stoffe bei Normdruck auf. Bei Festkörpern und Flüssigkeiten ist der Druck sekundär und man darf den Tabellenwert ohne grossen Fehler bei anderen Druckbedingungen benutzen. Bei Gasen ist das im Prinzip auch so, allerdings mit der wichtigen Einschränkung, dass sich der Druck während dem betrachteten Vorgang nicht ändern darf.¹¹

¹¹In der physikalischen Fachsprache ausgedrückt: Die angegebenen Werte für die spezifischen Wärmekapazitäten von Gasen gelten nur bei **isobaren Prozessen**.

- Schliesslich noch kurz zurück zu unserem Einstiegsversuch, also der Erwärmung von Wasser. Auf Seite 16 hatten wir notiert, dass wir für die Erwärmung von 0.35 kg Wasser um 100 °C eine Wärmemenge von 147 kJ benötigen. Daraus können wir nun ja ganz direkt die spezifische Wärmekapazität von Wasser bestimmen:

$$c = \frac{Q}{m \cdot \Delta\vartheta} = \frac{147\,000\text{ J}}{0.35\text{ kg} \cdot 100\text{ °C}} = 4200 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{°C}} \approx 4182 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{°C}}$$

Tatsächlich bestätigt unser Kalorimeter-Experiment sehr gut den Tabellenwert für die spezifische Wärmekapazität von Wasser (zum Glück!).

Natürlich wird im Kalorimeter nicht nur das Wasser, sondern auch noch der innere Plastikbehälter, der Plastikdeckel und das Gestänge mit den Heizdrähten erwärmt. Dabei handelt es sich aber um wenig Masse und Stoffe mit sehr geringer Wärmekapazität, sodass sich kaum eine Verfälschung ergibt.

2.7 Mischungsversuche

In den vorangegangenen Abschnitten dieses Kapitels haben wir erfahren, wie ein Körper auf eine Änderung seiner inneren Energie reagiert: Er verändert seine Temperatur oder wechselt seinen Aggregatzustand. Dabei haben wir allerdings immer nur einen einzelnen Körper betrachtet. Wir nahmen stets an, dass wir von aussen bestimmen können, wie viel Wärme er aufnimmt oder abgibt. Dies war durchaus gerechtfertigt, denn wie wir in Abschnitt 2.2 auf Seite 9 festgehalten haben, findet ein Wärmeaustausch immer zwischen Körpern unterschiedlicher Temperatur statt. Das bedeutet, dass wir die Wärmezufuhr oder -abgabe eines einzelnen Körpers durch die Veränderung seiner Umgebungstemperatur steuern können.¹²

In diesem Abschnitt soll nun die Fragestellung etwas variieren. Wir überlassen das Steuern dem Energieerhaltungsprinzip. Diese Aussage möchte ich an einem Musterbeispiel erläutern.



Abbildung 2.6: Das Glas wird bei einer Temperatur von ca. 1300 °C geblasen und in die gewünschte Form gebracht.

¹²Die Paradebeispiele hierfür sind der Backofen und der Kühlschrank.

In einer Glasbläserei – das Beispiel eines Mischungsversuches

Frage: In einer Glasbläserei soll ein eben geblasenes Glasstück mit einer Masse von $m_G = 210\text{ g}$ und einer Temperatur von $\vartheta_G = 1300^\circ\text{C}$ durch ein Bad in einer Wanne mit 4.2 Liter Wasser und einer Temperatur von $\vartheta_W = 17^\circ\text{C}$ abgekühlt werden.

Welche Endtemperatur wird sich im Wasserbehälter einstellen?

Antwort: Vom Formalismus her kennen wir bereits alles Notwendige. Wir brauchen nur noch zwei sinnvolle Annahmen aufzustellen, und die Lösung liegt auf der Hand.

Annahme “Abgeschlossenes System”: Die beiden Wärme austauschenden Körper seien von ihrer Umgebung energetisch isoliert. Nur zwischen ihnen wird Energie ausgetauscht. Ansonsten geht weder Energie verloren, noch wird welche erzeugt. Wir sagen: die beiden Körper bilden ein **abgeschlossenes System** im Sinne des **Energieerhaltungsprinzips**.

D.h., die vom Glas abgegebene Wärmemenge Q_G ist vom Betrag her gleich der vom Wasser aufgenommenen Wärmemenge Q_W :

$$Q_W = -Q_G$$

Das Minuszeichen auf der rechten Seite muss eingesetzt werden, weil Q_G wegen unserer Vorzeichenkonvention von Seite 20 eine negative Grösse ist (vom Glas abgegebene Wärme), während links Q_W positiv ist (vom Wasser aufgenommene Wärme).

In der Realität macht die Umgebung zwangsläufig am Wärmeaustausch mit, und es wird sich eine geringere Endtemperatur einstellen, als wir in der Theorie berechnen. Schliesslich sind Glas und Wasser sicher wärmer als ihre Umgebung, was zu einer Wärmeabgabe aus dem System führt. In erster Linie werden auch der Wasserbehälter und die umgebende Luft am Wärmeaustausch teilnehmen.

Dennoch ist die Annahme nicht so falsch, denn vor allem zwischen Wasser und Glas läuft der Wärmeaustausch sehr rasch ab, sodass wir mittels unserer Berechnung ein gutes Resultat für die Wasser- (und Glas-)Temperatur nach dem Eintauchen erhalten.

Annahme “Keine Aggregatzustandsänderungen”: Wir nehmen vereinfachend an, dass bei diesem Vorgang weder das Glas, noch das Wasser ihren Aggregatzustand ändern. Diese Annahme ist natürlich recht fragwürdig. Ein Teil des Wassers wird beim ersten Kontakt direkt verdampfen, und das Glas ist zu Beginn in einem halb flüssigen Zustand. Andererseits kann die Annahme aber nicht ganz so falsch sein. Denn verdampfen tut wirklich nur eine sehr geringe Wassermenge, und das Glas ist doch schon ziemlich fest, es behält immerhin seine Form von alleine.

Zwischen Glas und Wasser wird sich ein thermisches Gleichgewicht einstellen. Sie werden die gleiche **End- oder Mischungstemperatur** ϑ_E aufweisen. Da wir Temperaturunterschiede stets als Differenz von End- und Anfangstemperatur berechnen, können wir für die beiden hier auftretenden Temperaturdifferenzen schreiben:

$$\Delta\vartheta_G = \vartheta_E - \vartheta_G < 0 \quad \text{und} \quad \Delta\vartheta_W = \vartheta_E - \vartheta_W > 0$$

Der Rest ist ein Zusammenfügen von Formeln und führt schliesslich auf das Lösen einer linearen Gleichung mit der Unbekannten ϑ_E :¹³

$$\begin{aligned}
 Q_W &= -Q_G && | (2.3) \text{ einsetzen} \\
 \Rightarrow c_W \cdot m_W \cdot \Delta\vartheta_W &= -c_G \cdot m_G \cdot \Delta\vartheta_G && | \Delta\vartheta \text{'s einsetzen} \\
 \Rightarrow c_W \cdot m_W \cdot (\vartheta_E - \vartheta_W) &= -c_G \cdot m_G \cdot (\vartheta_E - \vartheta_G) && | \text{ausmultiplizieren} \\
 \Leftrightarrow c_W \cdot m_W \cdot \vartheta_E - c_W \cdot m_W \cdot \vartheta_W &= c_G \cdot m_G \cdot \vartheta_G - c_G \cdot m_G \cdot \vartheta_E
 \end{aligned}$$

Alle Grössen ausser ϑ_E sind vorgegeben (c_G findet man in Tab. B.3 unter Quarzglas).

Im Allgemeinen hat eine solche Gleichung eine eindeutige Lösung, was genau unserer Alltagserfahrung entspricht. Es stellt sich eben eine ganz bestimmte Endtemperatur ϑ_E ein. Das Lösungsverfahren sollte aus der Mathematik bekannt sein:

Auflösung einer linearen Gleichung nach einer Unbekannten x

1. **Separation:** Alle Terme, welche x enthalten, auf die eine, alle anderen Terme auf die andere Seite der Gleichung bringen.
2. **Ausklammern:** x ausklammern.
3. **Division:** Durch die Klammer bei x teilen.

Ich führe das Verfahren an obiger Gleichung vor:

$$\begin{aligned}
 c_W \cdot m_W \cdot \vartheta_E - c_W \cdot m_W \cdot \vartheta_W &= c_G \cdot m_G \cdot \vartheta_G - c_G \cdot m_G \cdot \vartheta_E && | \text{Separation} \\
 \Leftrightarrow c_W \cdot m_W \cdot \vartheta_E + c_G \cdot m_G \cdot \vartheta_E &= c_W \cdot m_W \cdot \vartheta_W + c_G \cdot m_G \cdot \vartheta_G && | \text{ausklammern} \\
 \Leftrightarrow \vartheta_E \cdot (c_W \cdot m_W + c_G \cdot m_G) &= c_W \cdot m_W \cdot \vartheta_W + c_G \cdot m_G \cdot \vartheta_G && | \text{Division} \\
 \Leftrightarrow \vartheta_E &= \frac{c_W \cdot m_W \cdot \vartheta_W + c_G \cdot m_G \cdot \vartheta_G}{c_W \cdot m_W + c_G \cdot m_G}
 \end{aligned}$$

Schliesslich müssen die konkreten Werte in das formale Resultat eingesetzt werden. 1 Liter Wasser hat ziemlich genau 1 kg Masse. Also hat das vorhandene Wasser eine Masse von $m_W = 4.2 \text{ kg}$:

$$\vartheta_E = \frac{4182 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot ^\circ\text{C}} \cdot 4.2 \text{ kg} \cdot 17^\circ\text{C} + 710 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot ^\circ\text{C}} \cdot 0.21 \text{ kg} \cdot 1300^\circ\text{C}}{4182 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot ^\circ\text{C}} \cdot 4.2 \text{ kg} + 710 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot ^\circ\text{C}} \cdot 0.21 \text{ kg}} = 27.8^\circ\text{C} \approx 28^\circ\text{C}$$

Beachte, dass sich die Einheiten der spezifischen Wärmekapazitäten und der Massen sowohl im Zähler, als auch im Nenner ausklammern und anschliessend wegkürzen lassen. Die Einheiten dieser Grössen spielen für einmal also keine Rolle, solange man überall die gleichen einsetzt.

ϑ_E ist erstaunlich niedrig – im lauwarmen Bereich. Wasser ist, dank seiner sehr grossen spezifischen Wärmekapazität ein sehr gutes Kühlmittel! Es wurde gerade mal um 11°C erwärmt. In der Realität würde ϑ_E noch tiefer liegen, weil zusätzlich Wärme an die Umgebung verloren geht, das System aus Glas und Wasser also nicht abgeschlossen ist.

¹³Linear heisst, die Unbekannte ϑ_E kommt maximal mit der Potenz 1 vor.

Die Mischungstemperatur beliebig vieler Körper

Soweit zum Beispiel der Glasbläserei. Im Folgenden wird das formale Resultat weiter beleuchtet. Wir hatten gefunden:

$$\vartheta_E = \frac{c_W \cdot m_W \cdot \vartheta_W + c_G \cdot m_G \cdot \vartheta_G}{c_W \cdot m_W + c_G \cdot m_G}$$

Man sieht diesem Resultat in keiner Weise an, welcher der beiden Körper zu Beginn der heissere war. Man könnte Glas und Wasser miteinander vertauschen und es würde genau das gleiche Resultat herauskommen. Wir können also ganz allgemein für die Mischungstemperatur von zwei beliebigen Körpern (1 und 2) schreiben:

$$\vartheta_E = \frac{c_1 \cdot m_1 \cdot \vartheta_1 + c_2 \cdot m_2 \cdot \vartheta_2}{c_1 \cdot m_1 + c_2 \cdot m_2}$$

Dieses Resultat hat die Form einer **gewichteten Mittelung** der beiden Anfangstemperaturen. ϑ_1 und ϑ_2 fliessen in die Berechnung der Endtemperatur ϑ_E mit ein, allerdings unterschiedlich stark. Wie stark hängt einerseits von den vorhandenen Massen m_1 und m_2 , andererseits von den spezifischen Wärmekapazitäten c_1 und c_2 ab. Verwenden wir die Bezeichnungen aus der Mathematik, so heisst das Produkt $c_1 \cdot m_1$ **Gewicht** der Temperatur ϑ_1 . Analog ist $c_2 \cdot m_2$ das Gewicht der Temperatur ϑ_2 .¹⁴

Wollen wir die Mischungstemperatur für mehr als nur zwei Körper berechnen, so funktioniert alles ganz analog und man findet schliesslich die logische Verallgemeinerung der eben erhaltenen Formel für zwei Körper:

Mischungstemperatur bei n Körpern

*Besteht ein abgeschlossenes System aus n Körpern mit Massen m_1, \dots, m_n , spezifischen Wärmekapazitäten c_1, \dots, c_n und Anfangstemperaturen $\vartheta_1, \dots, \vartheta_n$, so wird sich nach entsprechender Wartezeit ein thermisches Gleichgewicht auf der End- oder Mischungstemperatur ϑ_E einstellen. Diese entspricht dem **gewichteten Mittel** der Anfangstemperaturen, wobei die einzelnen Gewichte die Produkte aus den jeweiligen spezifischen Wärmekapazitäten und Massen sind:*

$$\vartheta_E = \frac{c_1 \cdot m_1 \cdot \vartheta_1 + \dots + c_n \cdot m_n \cdot \vartheta_n}{c_1 \cdot m_1 + \dots + c_n \cdot m_n} \quad (2.4)$$

¹⁴Hier werden gerade mathematische Zusammenhänge geschildert, die uns eigentlich schon längst bekannt sind: Soll in einem Fach die Semesternote berechnet werden, so geht das nämlich genau gleich – eben mit einer gewichteten Mittelung: Angenommen, eine Note zählt einfach, eine zweite doppelt, dann rechnen wir einmal die erste plus zweimal die zweite und teilen das Ganze durch drei. Das entspricht genau der hier gefundenen Gleichung für die Endtemperatur. Jede Note wird im Zähler mit ihrem Gewicht multipliziert, und im Nenner steht die Summe der Gewichte.

Kapitel 3

Das Teilchenmodell der Wärmelehre

Das in diesem Kapitel vorgestellte Modell denkt sich alle Körper aufgebaut aus einfachen, kleinen Teilchen (**Atome, Moleküle**). Mit dieser Vorstellung lassen sich viele makroskopische Phänomene bereits ziemlich gut mikroskopisch begründen. Nach seinem Erfinder nennen wir es das **Dalton'sche Teilchenmodell**.

In diesem Zusammenhang wollen wir zudem die **Maxwell-Boltzmann-Verteilung** kennenlernen. Sie beschreibt, mit welcher Wahrscheinlichkeit wir bestimmte Teilchengeschwindigkeiten in Flüssigkeiten und Gasen antreffen. Daraus wird sich für uns ein genauere Vorstellung für das mikroskopische Bild von Temperatur ergeben.

3.1 Lernziele Kapitel 3

- Ich kann definieren, was wir nach Dalton unter einem **Teilchen** verstehen.
- Ich kann die Bedeutung der **Maxwell-Boltzmann-Verteilung** als **Wahrscheinlichkeitsverteilung** für Teilchengeschwindigkeiten erläutern und diese Verteilung grob skizzieren. Ich weiss zudem, wie sich die Maxwell-Boltzmann-Verteilung verändert, wenn der Körper erwärmt oder abgekühlt wird.
- Ich bin in der Lage, einige grundlegende makroskopisch beobachtbare Phänomene der Wärmelehre mit dem **Teilchenmodell** auf mikroskopischer Ebene zu erklären. Dazu gehören die **Eigenschaften eines Stoffes in den verschiedenen Aggregatzuständen**, die **mikroskopischen Geschehnisse bei Phasenübergängen**, die **Temperatur als Mass für die mittlere Bewegung der Teilchen**, der **Druck als Resultat der Teilchenbewegungen**, die **Erhöhung der Temperatur** bei Verkleinerung des Gasvolumens unter konstantem Druck, das **Verdunsten einer Flüssigkeit**, sowie die **Einstellung des thermischen Gleichgewichts durch Wärmeleitung**, d.h. durch direkten Kontakt.
- Ich kenne ein paar Beispiele, in welchen das Dalton'sche Teilchenmodell zur Erklärung eines Phänomens nicht ausreicht. D.h., ich kann ein paar **Grenzen des Modells** aufzeigen.

3.2 Das Teilchenmodell nach Dalton

John Dalton, ein englischer Lehrer, setzte sich zeitlebens mit verschiedenen Fragen der Chemie und der Physik auseinander. Besonders interessierte er sich für chemische Prozesse. Aus diesem Interesse erwuchs ein ganz neues Verständnis für chemische Reaktionen im Allgemeinen. So war er es, der als Erster erkannte:

“Die chemische Synthese und Analyse geht nicht weiter als bis zur Trennung der Atome und ihrer Wiedervereinigung. Keine Neuerschaffung oder Zerstörung des Stoffes liegt im Bereich chemischer Wirkung. Wir können ebensowohl versuchen, einen neuen Planeten dem Sonnensystem einzuverleiben, oder einen anderen zu vernichten, als ein Atom Wasserstoff zu erschaffen oder zu zerstören. Alle Änderungen, welche wir hervorbringen können, bestehen in der Trennung von Atomen (...) und in der Vereinigung von solchen (...)”

Mit anderen Worten: Dalton behauptete als erster Naturwissenschaftler, dass es Atome, also kleinste unteilbare Teilchen, tatsächlich gibt, und dass diese durch chemische Prozesse nur umgruppiert, nicht aber verändert werden können. Hier die drei Grundaussagen seines Modells, mit welchen auch wir in oft arbeiten werden.

Das Dalton'sche Teilchenmodell

1. *Die gesamte Materie besteht aus auf chemischem und physikalischem Wege unteilbaren, unsichtbaren Atomen.*
2. *Die Atome eines Elementes sind untereinander gleich, unterscheiden sich aber von den Atomen anderer Elemente durch Masse, Grösse und andere Eigenschaften.*
3. *Jeweils eine ganze Zahl von Atomen bilden chemische Verbindungen.*

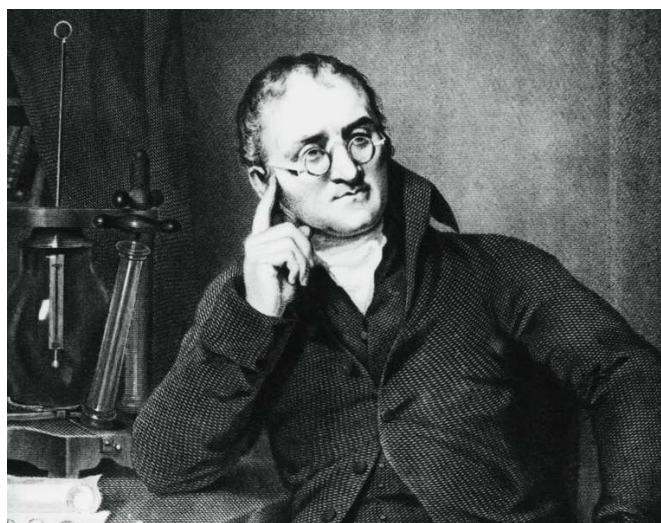


Abbildung 3.1: John Dalton (1766 – 1844).

Einzelne Teile des Dalton'schen Teilchenmodells haben sich bis heute erhalten, andere mussten verändert – auf den neuesten Stand gebracht – werden. Z.B. "wissen" wir heute, dass Atome sehr wohl teilbar sind. Sie bestehen aus einer **Hülle**, die elektrisch negativ geladene **Elektronen** enthält, und einem **Kern**, welcher aus elektrisch neutralen **Neutronen** und positiv geladenen **Protonen** aufgebaut ist. Die Anzahl Protonen bestimmt also, wie stark der Kern geladen ist. Dadurch wird vorgegeben, wie viele Elektronen sich wie um den Kern anordnen können. Diese Anordnungen bestimmen das chemische Verhalten, d.h., welchem Element das Atom zugeordnet wird.

In der Chemie bleiben die Atomkerne unberührt und somit ist es unmöglich, durch chemische Prozesse die Elementzugehörigkeit eines Atoms zu verändern. Das entspricht genau Daltons Aussage der Existenz von Elementen. Es gibt jedoch physikalische Prozesse, sogenannte **Kernreaktionen**, welche die Anzahl der Protonen und Neutronen in einem Kern verändern, wodurch sich eben auch das Element, zu dem das Atom gehört, verändert.¹ Auf solche Prozesse, wie auch auf chemische Reaktionen, werden wir hier allerdings nicht eingehen.

Dalton hatte übrigens bereits erkannt, dass sein Modell Lücken aufwies. So konnte er z.B. überhaupt nicht erklären, woher denn die verschiedenen Eigenschaften der Elemente herrühren. Er wusste also gar nichts über das Wesen der chemischen Bindung, d.h. über den Atomaufbau und das Verhalten von Elektronen in Atomhüllen. Aber immerhin hat er herausgefunden, dass es solche Verbindungen gibt, und dass es nur ein paar Elemente gibt, aus welchen sich sämtliche Stoffe zusammensetzen.

3.3 Unser Gebrauch des Dalton'schen Teilchenmodells

Wie schon gesagt: Das Dalton'sche Teilchenmodell ist heute nicht mehr up to date.² Trotzdem ist es nicht einfach falsch und viele Überlegungen, die wir damit anstellen, liefern eine sehr gute Vorstellung für das, was da in der mikroskopischen Teilchenwelt passiert, wenn wir auf makroskopischer Grössenordnung einen bestimmten Vorgang beobachten, so z.B. das Verdampfen, das Verdunsten, das Schmelzen, die Wärmeleitung, die Einstellung des thermischen Gleichgewichts durch Abwarten, usw. Auf Seite 28 findet sich eine praktische Übersicht unserer Vorstellung der Teilchen in den drei Aggregatzuständen.

Teilchen in der Wärmelehre

*In der Wärmelehre verstehen wir unter einem **Teilchen** ein einzelnes Atom oder ein einzelnes Molekül, d.h. eine Gruppe von Atomen, welche als Einheit klar definiert ist.*

¹Kernreaktionen wurden erst um etwa 1900 im Zusammenhang mit der Radioaktivität entdeckt. Man kann sich kaum vorstellen, wie erstaunt die damaligen Wissenschaftler waren, als sie zum ersten Mal erkannten, dass es Elementumwandlungen gibt. Ein gewisser **Ernest Rutherford** erhielt für diese Entdeckung im Jahre 1908 den Nobelpreis für Chemie – vier Jahre vor seiner Entdeckung des Atomkerns.

²Dalton veröffentlichte seine Hypothesen anfangs des 19. Jahrhunderts. Kein Wunder also, dass gerade dies das Jahrhundert werden sollte, in welchem die Wärmelehre ihre grössten und durchschlagendsten Erfolge feierte und es bravourös fertig brachte, ihre Aussagen auf die Gesetze der Mechanik und die Statistik von Vielteilchensystemen zurückzuführen.

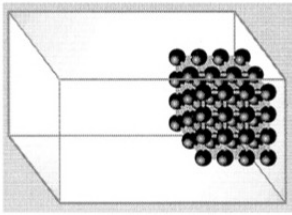
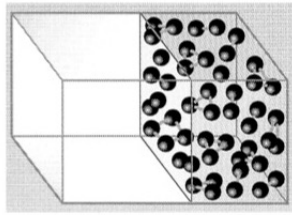
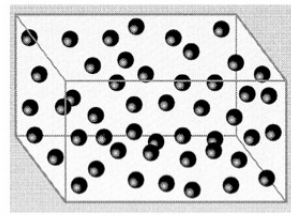
Aggregatzustand	Bild	Teilchenmodell resp. Vorstellung im Kleinen	passendes und beobachtbares Verhalten im Großen	Erklärung der inneren Energie (= Bild der Temperatur im Kleinen)	Grenzen des Modells
fest		Teilchen sind mit ihren Nachbarn fest verbunden	<ul style="list-style-type: none"> • feste Form • festes Volumen • das Zerbrechen des Körpers erfolgt längs vorgegebenen Ebenen 	<ul style="list-style-type: none"> • Teilchen schwingen auf ihren Plätzen hin und her • Zudem existieren u.U. Schwingungen im Teilcheninnern 	z.B. kann nicht erklärt werden, weshalb manche Festkörper den elektrischen Strom gut leiten und andere hingegen gut isolieren
flüssig		Teilchen können sich gegenseitig beliebig verschieben, bleiben aber eng beieinander	<ul style="list-style-type: none"> • keine feste Form • festes Volumen • Druck und Auftrieb 	<ul style="list-style-type: none"> • Kinetische Energie der Teilchen • potentielle Energie der Teilchen (beweg- voneinander getrennt) • Bewegungen im Teilcheninnern 	z.B. können die Oberflächenspannung von Flüssigkeiten und die Kapillarkräfte in dünnen Gefäßen nur unbefriedigend erklärt werden.
gasförmig		Teilchen sind frei im Raum beweglich und stoßen gelegentlich aneinander	<ul style="list-style-type: none"> • keine feste Form • kein festes Volumen: Gas nimmt den ihm gewährten Raum komplett ein • Druck und Auftrieb 	<ul style="list-style-type: none"> • Kinetische Energie der Teilchen • potentielle Energie der Teilchen (beweg- voneinander getrennt) • Bewegungen im Teilcheninnern 	z.B. kann nicht erklärt werden, weshalb gewisse Gase farblos sind oder uns der Himmel blau erscheint.

Abbildung 3.2: Die drei Aggregatzustände im Teilchenmodell.

3.4 Das Teilchenmodell in Richard Feynmans Worten

Anstatt, dass ich nun selber anhand einiger Beispiele erläutere, wie gut Daltons Teilchenmodell funktioniert und viele Phänomene zu erklären vermag, überlasse ich dies **Richard P. Feynman**, einem Physiker und Nobelpreisträger des 20. Jahrhunderts. Er war unter anderem dafür bekannt komplizierte Sachverhalte anschaulich zu erläutern. . .

In Anhang C findet sich eine Kurzbiographie Feynmans. Anhang D enthält einen Abschnitt aus seinen weltweit bekannten *Feynman Lectures on Physics*. Dort erklärt uns also ein wahrer Meister des Faches, wie gut das Dalton'sche Atommodell ist. Für den Stoffinhalt obligatorische Lektüre ist Feynmans Abschnitt "1–2 Materie ist aus Atomen aufgebaut", also die Seiten D.4 bis D.8. Alles weitere ist auch sehr spannend und ganz bestimmt mit Aha-Momenten gespickt, aber im Moment für unser aktuelles Thema im Moment nicht zentral wichtig.

Allerdings wird in Feynmans Text ein Ausdruck etwas anders verwendet, als wir es gewohnt sind: Wenn wir dort das Wort **Wärme** lesen, sollten wir es durch den Begriff **innere Energie** ersetzen. Die Wärme ist und bleibt für uns ein Übertrag an innerer Energie zwischen zwei Körpern unterschiedlicher Temperatur.³

3.5 Mikroskopische Deutung der inneren Energie

Ich halte hier gleich nochmals Feynmans wichtigsten Punkt fest: *"Alle Dinge sind aus Atomen aufgebaut – aus kleinen Teilchen, die in permanenter Bewegung sind, einander anziehen, wenn sie ein klein wenig voneinander entfernt sind, sich aber gegenseitig abstossen, wenn sie aneinander gepresst werden.*

Dank unserer Vorbildung bemerken wir, wie der Gedanke von Energie ins Spiel kommt: Sich bewegende Teilchen haben kinetische Energie, und offenbar bevorzugen die Teilchen relativ zueinander bestimmte Positionen – nicht zu nahe, aber auch nicht zu weit voneinander entfernt – das bedeutet, es kommt potenzielle Energie (= Energie der Lage) ins Spiel.

Etwas später schreibt Feynman: *"Nun ist die zitternde Bewegung (der Wassermoleküle in einem Wassertropfen) das, was wir als Wärme (besser: innere Energie) darstellen. Wenn wir die Temperatur erhöhen, verstärken wir die Bewegung. Wird das Wasser erhitzt, so wird das Zittern verstärkt und das Volumen zwischen den Atomen (leicht) vergrößert. Bei weiterer Erwärmung wird der Punkt erreicht, an dem die Anziehung zwischen den Molekülen nicht mehr zum Zusammenhalt ausreicht, dann fliegen sie auseinander und werden voneinander getrennt. Das ist natürlich der Herstellungsprozess von Wasserdampf; bei Temperaturerhöhung fliegen die Teilchen aufgrund der heftigeren Bewegung auseinander."*

In diesen paar Sätzen sagt Feynman, was der Wassertropfen auf mikroskopischer Ebene mit zugeführter Wärme anstellt. Die Teilchen werden schneller und bei einer bestimmten Geschwindigkeit werden die anziehenden Kräfte zwischen den Teilchen überwunden. Sowohl für das schneller Werden, als auch für das Brechen der Teilchenbindungen, wird Energie benötigt.

³Im englischen Sprachgebrauch wird für die innere Energie das Wort **heat** verwendet, was ein Linguistiker – also kein Physiker – natürlich mit Hitze oder Wärme übersetzt.

Makroskopisch wissen wir seit Kapitel 2 ja genau, was passiert, wenn dem Wasser Wärme, also Energie zugeführt wird: Zunächst wird es heisser (Erwärmung) und dann, bei 100 °C, verdampft es (Phasenübergang). Jetzt können wir das makroskopische und das mikroskopische Bild in Übereinstimmung bringen!

Mit der **inneren Energie** meint man im Prinzip die gesamte in den Teilchen eines Körpers gespeicherte Energie. Für die Wärmelehre sind dabei aber nur zwei Formen von Teilchenenergie relevant:⁴

Kinetische Energie (= Bewegungsenergie): Die Teilchenbewegungen im Innern eines Körpers können im Mittel mehr oder weniger intensiv sein. D.h., die mittlere kinetische Energie kann verschiedene Werte annehmen.

Bei einer Temperaturänderung ändert sich mikroskopisch ausschliesslich die mittlere kinetische Energie resp. Geschwindigkeit der Teilchen.⁵

Potentielle Energie (= Lageenergie): Sind die Teilchen in einem bestimmten thermischen Zustand des Körpers eher weit voneinander entfernt, so besitzt dieser Zustand im Vergleich zu einem anderen Zustand, in welchem die Teilchen eher nahe (aber nicht zu nahe) beieinander liegen, mehr potentielle Energie. Grund dafür sind die zwischen den Teilchen herrschenden und je nach Abstand verschieden starken anziehenden (und abstossenden) Kräfte.

Während einem Phasenübergang ändert sich mikroskopisch ausschliesslich die mittlere potentielle Energie der Teilchen.

Definition der inneren Energie

*Als **innere Energie** eines Körpers verstehen wir in der Wärmelehre die Summe über die kinetischen und potentiellen Energien sämtlicher Teilchen, aus welchen ein Körper besteht.*

Denken wir an das mikroskopische Bild von Temperatur, so wird nun z.B. auch klar, was sich dabei auf mikroskopischer Grössenordnung abspielt, wenn sich zwei Körper unterschiedlicher Temperatur berühren: Die mittlere Bewegungsintensität der Teilchen, aus welchen der wärmere Körper besteht, ist zu Beginn grösser als diejenige der Teilchen des kälteren Körpers. Kommen die beiden Körper in Kontakt, so werden die Teilchen des kälteren Körpers durch das Zittern der Teilchen des wärmeren Körpers zu stärkerer Bewegung angeregt. D.h., die im Mittel schnelleren Teilchen geben im Schnitt mehr Bewegungsenergie an die im Mittel langsameren Teilchen ab, als von diesen zurückgegeben wird. Halte ich beide Körper genug lange aneinander, so werden sie schliesslich die gleiche Temperatur aufweisen. Auf mikroskopischer Ebene haben sich die mittleren Bewegungsintensitäten der Teilchen einander angeglichen.

⁴Streng genommen beinhaltet die innere Energie noch weitere Formen von Energie, z.B. **chemische Energie** und **Massenenergie**. Da sich bei den von uns betrachteten thermischen Prozessen allerdings nur die potentielle und die kinetische Energie der Teilchen verändern, können wir diese weiteren Energieformen ohne Fehler vernachlässigen.

⁵Das "ausschliesslich" stimmt nicht zu 100 %, denn bei einer Temperaturzunahme werden die meisten Stoffe auch ein wenig grösser, was als Veränderung der potentiellen Energie verstanden werden muss. Der Effekt ist allerdings so gering, dass wir für den Merksatz das "ausschliesslich" so stehen lassen können.

3.6 Die Maxwell-Boltzmann-Verteilung in Gasen

Die Teilchen in Flüssigkeiten und Gasen haben verschiedene Geschwindigkeiten. Bei den ständigen Stößen untereinander wird kinetische Energie ausgetauscht, sodass ein Teilchen im einen Moment schnell und im nächsten schon wieder langsam unterwegs sein kann.

Die Temperatur des Gases oder der Flüssigkeit ist ein Mass für die mittlere Teilchengeschwindigkeit \bar{v} resp. für die mittlere kinetische Energie \bar{E}_{kin} der Teilchen.

Zudem kommt es bei der Geschwindigkeit auch auf die Teilchensorte an. Bei vorgegebener Temperatur sind schwere Teilchen im Mittel sicher langsamer als leichte Teilchen, denn ein schweres Teilchen muss sich eben weniger schnell bewegen, um dieselbe kinetische Energie zu besitzen wie ein schnelles, aber leichtes Teilchen.⁶

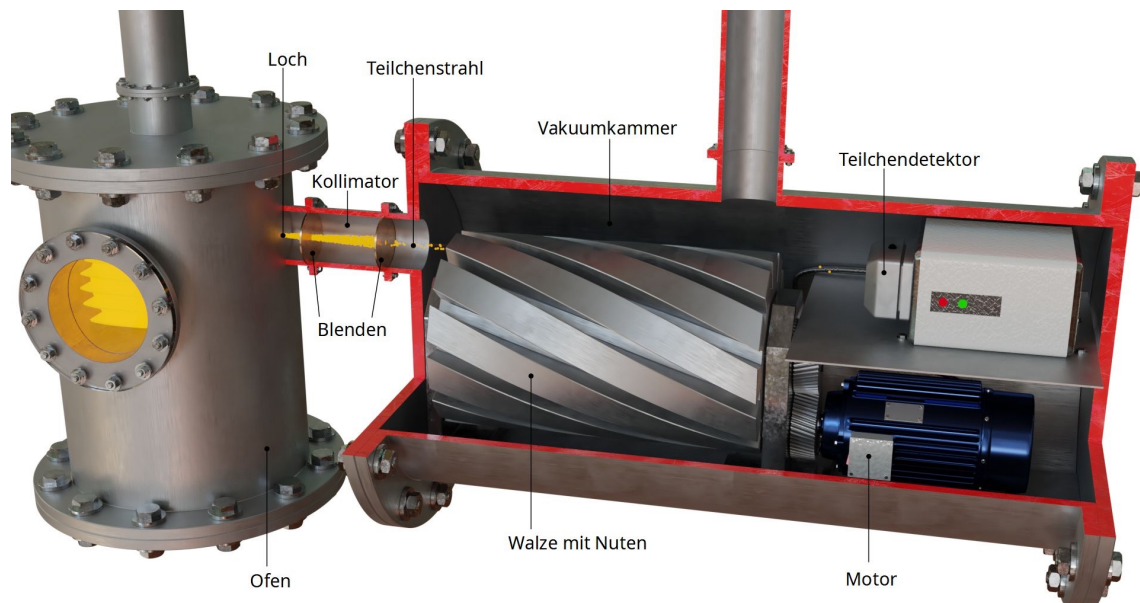


Abbildung 3.3: Ein Geschwindigkeitsfilter.

In einem Ofen wird das Gas auf eine konstante Temperatur T erhitzt. Durch ein Loch können die Gasteilchen aus dem Ofen entweichen. Hinter dem Loch sorgen zwei Blenden – als Kollimator (= Strahlbündeler) bezeichnet – für einen scharf begrenzten, horizontalen Teilchenstrahl. In diesem Strahl bewegen sich die Teilchen mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten in dieselbe Richtung. Der Teilchenstrahl ist auf eine rotierende Trommel gerichtet. Am Umfang dieser Trommel sind mehrere Nuten in axialer Richtung spiralförmig eingefräst (analog zu den Gewindegängen von Schrauben). Nur Teilchen, deren Geschwindigkeiten in einem gewissen Bereich liegen, gelangen bei gegebener Drehzahl durch die geschlitzte Trommel. Zu schnelle Teilchen werden innerhalb der Nut auf die linke Wandseite prallen. Zu langsame Teilchen werden mit der rechten Wandseite kollidieren. Die durchkommenden Teilchen werden im Detektor gezählt. Durch die Zählung bei verschiedenen Geschwindigkeiten erhält man die Geschwindigkeitsverteilung der Gasteilchen bei der Temperatur T . Für mehr Erläuterung (inkl. Video) empfiehlt sich die Website tec-science.com/de/thermodynamik-waermelehre/kinetische-gastheorie/ermittlung-der-geschwindigkeitsverteilung-in-einem-gas.

⁶Kinetische Energie: $E_{\text{kin}} = \frac{m \cdot v^2}{2}$. Die Geschwindigkeit ist wegen dem Quadrat für die Grösse der kinetischen Energie zwar wichtiger, aber die Masse spielt doch auch eine Rolle.

Betrachten wir nun eine Gasmenge aus lauter identischen Teilchen, deren Temperatur sich unter dem aktuellen Druck nicht allzu nahe am Kondensationspunkt (oder Sublimationspunkt) befindet. Durch raffinierte Messmethoden lässt sich ermitteln, mit welcher Häufigkeit die verschiedenen Teilchengeschwindigkeiten in diesem Gas vorkommen (vgl. z.B. Abb. 3.3).

Abb. 3.4 zeigt das Resultat einer solchen Messung mit Stickstoff-Gas bei 20 °C. Die dabei erhaltene Kurve nennt man **Maxwell-Boltzmann-Verteilung**. Sie steigt vom Nullpunkt auf, erreicht bei der am häufigsten vorkommenden Geschwindigkeit v_{\max} ihren Maximalwert und schmiegt sich schliesslich asymptotisch wieder der liegenden Achse an. Dieser Schwanz gegen hohe Geschwindigkeiten ist sehr wichtig. Zu ihm gehört die Aussage, dass man auch in relativ kalten Gasen immer wieder auf Teilchen mit sehr grossen Geschwindigkeiten trifft.

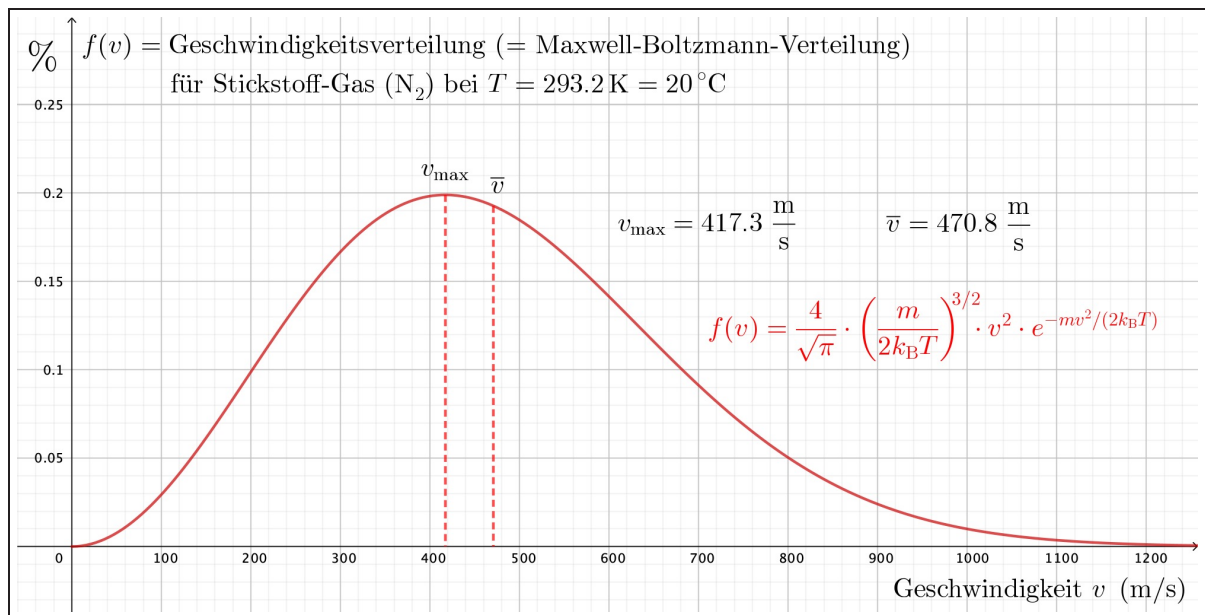


Abbildung 3.4: Die Maxwell-Boltzmann-Verteilung für das zweiatomige Stickstoff-Gas (N_2) bei Zimmertemperatur (20 °C). Dies entspricht in etwa der Geschwindigkeitsverteilung der Moleküle in normaler Luft, denn diese besteht ja zu etwa 80 % aus N_2 -Molekülen.

Zum Verständnis der Maxwell-Boltzmann-Verteilung

Jeder Geschwindigkeit v auf der liegenden Achse wird durch die Maxwell-Boltzmann-Verteilung ein Wert $f(v)$ zugeordnet. Dieser gibt den **Prozentsatz** der Teilchen an, welche in einem beliebigen Moment eine Geschwindigkeit zwischen v und $v + 1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ aufweisen.

Die Maxwell-Boltzmann-Verteilung macht also eine **statistische Aussage** über die Geschwindigkeitsverteilung der Teilchen in jedem beliebigen Moment. Betrachte ich ein einzelnes Teilchen, so zeigt mir diese Verteilung, mit welcher **Wahrscheinlichkeit** ich dieses Teilchen mit einer Geschwindigkeit zwischen v und $v + 1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ antreffen.

Die am häufigsten vorkommende Geschwindigkeit v_{\max} ist, wie wir in Abb. 3.4 erkennen können, nicht gleich der mittleren Geschwindigkeit \bar{v} . Letztere ist etwas grösser. Die senkrechte Linie unter \bar{v} halbiert die Fläche unter dem Graphen.

Ein kurzes Zahlenbeispiel, um das Verständnis der Maxwell-Boltzmann-Verteilung zu verdeutlichen: Bei $v = 800 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ lesen wir in Abb. 3.4 einen Wert von etwa 0.05 % ab. Das bedeutet, dass zu jedem beliebigen Zeitpunkt etwa 0.05 % aller Teilchen, also etwa jedes zweitausendste Teilchen, das wir im Gas antreffen, eine Geschwindigkeit zwischen $800 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $801 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ aufweist.

Picken wir uns in irgendeinem Moment ein einzelnes Stickstoff-Molekül heraus, so besteht eine Chance von 0.05 %, dass es gerade eine Geschwindigkeit zwischen $800 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $801 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ aufweist. Die Statistik für alle Teilchen wird also bei der Anwendung auf ein einzelnes Teilchen zu einer Wahrscheinlichkeitsaussage.⁷

Verändern wir die Temperatur, so ändert sich dadurch auch das Aussehen der Maxwell-Boltzmann-Verteilung. Dies zeigt Abb. 3.5. Man sieht die Verteilungen für Stickstoff-Gas bei 100 K, 300 K und 900 K. Die häufigste Geschwindigkeit v_{\max} verschiebt sich bei höheren Temperaturen weiter nach rechts, während der gesamte Bauch der Verteilung flacher wird.

Die Fläche unter dem Funktionsgraphen muss bei allen Temperaturen gleich gross sein, nämlich gleich 1 (= 100 % Gesamtwahrscheinlichkeit). Wir sehen, wie die Wahrscheinlichkeit, schnellere Teilchen anzutreffen bei höheren Temperaturen immer grösser wird. Wir bemerken: Die mittlere Teilchengeschwindigkeit \bar{v} wandert mit Zunahme der Temperatur schneller nach rechts als die wahrscheinlichste Geschwindigkeit v_{\max} .

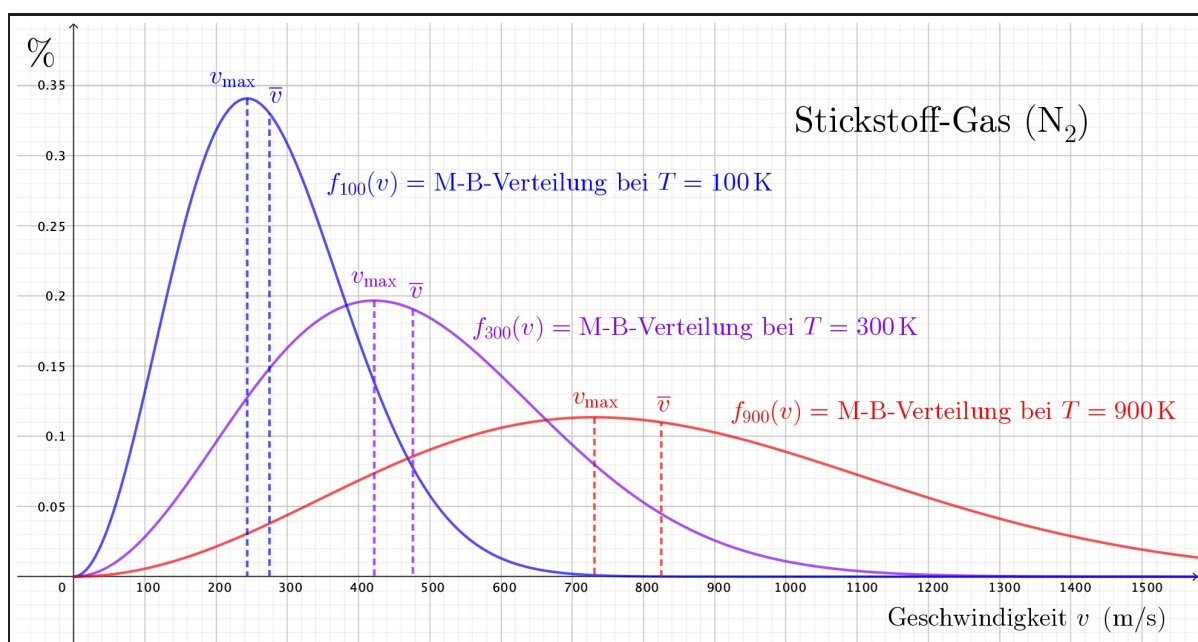


Abbildung 3.5: Die Maxwell-Boltzmann-Verteilung für N_2 -Gas bei -173°C , 27°C und 627°C .

⁷Das ist der grundlegende Zusammenhang: Jede statistische Aussage für die Gesamtheit entspricht einer Wahrscheinlichkeit für den Einzelfall – egal ob wir über Teilchen sonst irgendetwas sprechen.

Die Maxwell-Boltzmann-Verteilung ist hervorragend verstanden. Einer der wohl bedeutendsten Theoretiker des 19. Jahrhunderts, der Österreicher **Ludwig Boltzmann** (vgl. Abb. 3.6), hat sich um diese Erkenntnis verdient gemacht. Bei seinen Überlegungen ging er von einem **Vielteilchensystem** aus, in welchem die Teilchen der Newton'schen Mechanik folgend wie Billiardkugeln elastisch aneinanderstossen und so Energie miteinander austauschen. Ausgehend von dieser einfachen Annahme leitete Boltzmann unter Anwendung relativ anspruchsvoller Mathematik (insbesondere einer gehörigen Portion Statistik und Analysis) eine Formel für die Geschwindigkeitsverteilung her, welche sich perfekt mit den erhaltenen Messresultaten deckt. Dieser Teil der Wärmelehre wird daher häufig als **statistische Mechanik** bezeichnet.

Wir werden die Formel für die Maxwell-Boltzmann-Verteilung nicht anwenden, der Vollständigkeit halber möchte ich sie hier aber dennoch notieren – auch damit wir uns mal eine etwas kompliziertere Funktion mit physikalischer Bedeutung vor Augen geführt haben:

$$f(v) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot \left(\frac{m}{2k_B T} \right)^{3/2} \cdot v^2 \cdot e^{-mv^2/(2k_B T)} \quad (3.1)$$

Dabei ist m die Teilchenmasse und k_B die sogenannte **Boltzmann-Konstante** mit einem Wert von $k_B = 1.381 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}}$.

Gleichung (3.1) sieht man sehr schön an, wie die Ränder der Graphen in Abb. 3.4 und Abb. 3.5 erzeugt werden: Bei kleinen Geschwindigkeiten geht der Exponent $-\frac{mv^2}{2k_B T}$ gegen 0 und somit wird der Exponentialterm $e^{-mv^2/(2k_B T)}$ in etwa gleich 1. In diesem Fall bestimmt nur noch der Faktor v^2 das Verhalten der Funktion. In der Nähe von $v = 0$ verläuft der Graph also parabelförmig. Bei grossen Geschwindigkeiten dominiert hingegen das exponentielle Abfallverhalten des Exponentialterms $e^{-mv^2/(2k_B T)}$ über das Geschwindigkeitsquadrat v^2 und es ergibt sich der asymptotisch gegen 0, also gegen die v -Achse gehende Schwanz.

Mit ein bisschen Differentialrechnung (die im Gymi in der 3. Klasse behandelt wird) lässt sich zeigen, dass die am häufigsten vorkommende Geschwindigkeit von der Quadratwurzel der Temperatur abhängig ist:

$$v_{\max} = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}} \quad (3.2)$$

Wir wollen diese Formel sofort anwenden und erfahren, welche Teilchengeschwindigkeit in Stickstoffgas (\approx Luft) bei Zimmertemperatur ($20.00^\circ = 293.15 \text{ K}$) am häufigsten vorkommt. Dabei haben Stickstoffmoleküle (N_2) eine Masse von:

$$m = 2 \cdot m_A = 2 \cdot 14.0 \text{ u} = 4.650 \cdot 10^{-26} \text{ kg}$$

Mit dieser Masse folgt für die wahrscheinlichste Geschwindigkeit:

$$v_{\max} = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1.381 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}} \cdot 293.15 \text{ K}}{4.650 \cdot 10^{-26} \text{ kg}}} = 417 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

Das entspricht der Angabe in Abb. 3.4. Wir haben es in unserem Alltag also ständig mit irre schnellen Teilchen in der uns umgebenden Luft zu tun. Zum Glück ist deren Masse so klein, dass wir nichts spüren von den andauernden Stössen, wenn diese Teilchen auf unsere Haut treffen.

Abschliessend wollen wir aus dieser kurzen Betrachtung der Maxwell-Boltzmann-Verteilung vor allem mitnehmen, dass in Gasen – und dies gilt in ähnlicher Weise auch für Flüssigkeiten – auch bei niedrigen Temperaturen grosse Teilchengeschwindigkeiten vorkommen. Diese sind zwar nicht häufig, aber eben doch immer wieder vorhanden.

3.7 Die Grenzen des Dalton'schen Teilchenmodells

Das Teilchenmodell lässt uns viele Phänomene auf mikroskopischer Ebene anschaulich verstehen. Beispiele dafür finden sich genügend in Feynmans Text im Anhang **D**. Sobald wir jedoch die Phänomene der Wärmelehre verlassen, zeigen sich die Lücken des Modells, quasi die Leerstellen, die während dem 19. Jahrhundert von den Naturwissenschaftlern tatsächlich als solche empfunden wurden – das Neuland, welches es noch zu entdecken galt.

Hier sei lediglich eine knappe und höchst unvollständige Liste von Fragen angeführt, zu deren Beantwortung das Teilchenmodell nicht ausreicht:

- Was ist die chemische Bindung eigentlich? Was passiert bei chemischen Reaktionen?
- Wie kann ein Gegenstand Licht aussenden oder reflektieren? Wie kommen überhaupt die Farben von Körpern zustande?
- Wie kommt es bei Flüssigkeiten wie z.B. Wasser zu einer Oberflächenbildung?
- Weshalb leiten manche Materialien den elektrischen Strom und andere nicht?
- Weshalb sind manche Materialien magnetisch und andere nicht?



Abbildung 3.6: Ludwig Boltzmann (1844 – 1906).

Kapitel 4

Der 1. Hauptsatz der Wärmelehre

Steht ein Körper mit einem anderen, heisseren oder kälteren Körper in thermischem Kontakt, so nimmt er Wärme von diesem auf resp. gibt Wärme ab. Die Folge davon ist eine Veränderung der inneren Energie resp. Temperaturänderungen und Phasenübergänge. Können diese makroskopischen Veränderungen nur durch Wärmeumsätze hervorgerufen werden oder gibt es noch andere Möglichkeiten?

Ja, es gibt noch andere Möglichkeiten. Denken wir kurz daran, wie unsere Hände warm werden, wenn wir sie aneinander reiben! Das bedeutet, die kinetische Energie, die in der Bewegung der Hände steckt, wird durch Reibungsarbeit von den Händen in Form von innerer Energie aufgenommen. Ein Körper kann also auch an ihm verrichtete **Arbeit** in Form von innerer Energie aufnehmen. Und eigentlich spricht nichts dagegen, dass der Körper innere Energie auch wieder in Form von Arbeit abgeben kann.

Letzterer Punkt ist besonders interessant. Er beinhaltet die prinzipielle Machbarkeit sogenannter **Wärmekraftmaschinen**, also z.B. von Verbrennungsmotoren, Dampfturbinen, o.Ä. Wir heizen einen Körper auf, erhöhen damit seine innere Energie, und anschliessend verrichtet er damit mechanische Arbeit, dient also als Motor. Natürlich werden sich unsere Hände nicht einfach zu bewegen beginnen, wenn wir sie an einer Heizung aufwärmen. Man muss sich schon überlegen, wie man einen heissen Körper dazu bringt gezielt Arbeit zu verrichten. Dafür eignen sich vor allem Gase – und nicht Festkörper!

Die zentrale Feststellung ist im Moment aber die, dass nach wie vor das Energieerhaltungsprinzip gilt, das in der Wärmelehre nun folgendermassen formuliert wird:

$$\Delta U = Q + W$$

Dies nennt man den **1. Hauptsatz der Wärmelehre**: Die innere Energie U eines Körpers kann auf zwei Arten verändert werden ($\rightarrow \Delta U$), entweder durch eine Wärmeübertragung von einem oder zu einem anderen Körper ($\rightarrow Q$), oder indem Arbeit am Körper verrichtet wird resp. er selbst Arbeit an einem anderen Körper verrichtet ($\rightarrow W$). Dies sind die beiden Möglichkeiten zur Veränderung der inneren Energie eines Körpers. Wichtig ist, dass dabei nirgendwo Energie vernichtet oder erzeugt wird. Der Körper nimmt die gesamte ihm zugeführte Wärme und die gesamte an ihm verrichtete Arbeit in sich auf.

Den 1. Hauptsatz können wir uns anhand des oben begonnenen Beispiels merken: Es ist Winter und ich habe kalte Hände. Zwei Möglichkeiten gibt es, um warme Hände zu bekommen, also um die innere Energie der Hände zu erhöhen? Entweder ich bringe sie in eine wärmere Umgebung und bewirke so eine Wärmezufuhr (z.B. halte ich sie an eine Heizung), oder ich verrichte Arbeit an ihnen, d.h., ich bewege sie (aktiv oder passiv) oder reibe sie aneinander.

4.1 Lernziele Kapitel 4

- Ich kenne den **1. Hauptsatz der Wärmelehre** und kann dessen Aussage anhand eines einfachen Beispiels erläutern.
- Am Beispiel einer **in einem Kolbenzylinder eingeschlossenen Gasmenge** kann ich sowohl die **Wärmezufuhr/-abgabe**, wie auch eine am Gas **verrichtete oder** von diesem **abgegebene Arbeit** erläutern und dafür zudem Erklärungen resp. Vorstellungen mit dem Teilchenmodell wiedergeben. Damit verstehe ich die Aussage des 1. Hauptsatzes auch auf mikroskopischer Ebene.
- Ich kenne das Fachvokabular rund um Zustandsänderungen von Gasen und kann dieses aktiv anwenden. Dazu gehören folgende Begriffe: **thermischer Zustand**, **Kolbenzylinder**, **komprimieren** und **expandieren**, **Kompressionsarbeit** und **Expansionsarbeit**, sowie **isobare**, **isochore**, **isotherme** und **adiabatische Prozesse**.

4.2 Die Energieerhaltung in der Wärmelehre

In der Einleitung wurde bereits gezeigt, wie das Energieerhaltungsprinzip in der Wärmelehre formuliert wird. Es besagt, dass die innere Energie eines Körpers entweder durch Wärmeaustausch oder durch Arbeit vom resp. am Körper verändert werden kann. Wir halten fest:

Der 1. Hauptsatz der Wärmelehre

Nimmt ein Körper aufgrund eines Temperaturunterschiedes zu seiner Umgebung die Wärmemenge Q auf oder wird an ihm die Arbeit W verrichtet, welche so geartet ist, dass sie vom Körper in Form von innerer Energie aufgenommen wird, so geht keine Energie verloren. Der Körper speichert beide Energiebeträge vollständig in Form von innerer Energie. Es gilt:

$$\Delta U = Q + W \quad (4.1)$$

Dabei bezeichnet ΔU die Veränderung der inneren Energie des Körpers.

Bei dieser Gleichung ist es wichtig, sich an die **Vorzeichenkonvention** von Seite 20 zu halten. Die Wärmemenge Q und die Arbeit W sind genau dann positiv zu definieren, wenn sie vom Körper aufgenommene Energiemengen bezeichnen. Dem entsprechend ist bei einer Zunahme der inneren Energie ΔU positiv, bei einer Abnahme negativ.

Bemerkungen zur Arbeit

- Die Arbeit W muss so beschaffen sein, dass sie zu einer Veränderung der inneren Energie des Körpers führt. Das ist z.B. bei einer Hubarbeit nicht der Fall. Diese erhöht lediglich die potentielle Energie des Körpers relativ zur Erde, aber nicht diejenige seiner Teilchen untereinander. Anders z.B. bei einer Reibungsarbeit. Dies ist der klassische Typ einer mechanischen Arbeit, welche direkt die Erhöhung der inneren Energie zur Folge hat.

- Es sind alle möglichen Arten von Arbeit im Symbol W enthalten. Man braucht sich gar nicht auf mechanische Vorgänge zu beschränken.

Als Beispiel sei eine elektrische Heizung erwähnt, welche die elektrische Energie von Ladungen in innere Energie verwandelt. Auch hier handelt es sich um Arbeit, die der Strom im Heizkörper verrichtet. Betrachten wir die Situation auf der mikroskopischen Grössenordnung: Ein elektrischer Strom besteht aus driftenden Elektronen, welche immer wieder an Atomrümpfe stossen, dabei abgebremst werden und auf diese Weise Bewegungsenergie abgeben. Nach einem solchen Zusammenstoss erfolgt eine erneute Beschleunigung des Elektrons aufgrund des elektrischen Feldes im Leiter.

- Vielleicht ist eine umgekehrte Beschreibung von Arbeit einfacher. Schliesslich wissen wir ganz genau, was wir mit dem Ausdruck Wärme meinen, nämlich ein Übertrag an innerer Energie aufgrund eines Temperaturunterschieds. Jeglicher Energieübertrag zwischen zwei Körpern, der nicht auf diese Art erklärt werden kann, deklarieren wir als Arbeit.
- Schliesslich sei an die offizielle Definition der Arbeit aus der Mechanik erinnert:

Allgemeine Arbeitsdefinition

*Bewegt sich ein Körper über die Strecke s mit oder entgegen zu einer Kraft F , so findet dabei ein Energieumsatz statt, welcher als **Arbeit** W bezeichnet wird. Es gilt:*

$$W := F \cdot s \quad (4.2)$$

*Diese Gleichung lautet kurz: "Arbeit ist Kraft mal Weg". Sie ist auch unter dem Namen **Goldene Regel der Mechanik** bekannt.*

4.3 Wärme- und Arbeitsprozesse mit Gasen

Den **thermischen Zustand eines Körpers** beschreibt man durch die gemeinsame Angabe von Temperatur und Druck, er entspricht also einem Datenpaar (T, p) .

Abb. 4.1 zeigt einen Kolbenzylinder, mit dem wir den thermischen Zustand eines darin enthaltenen Gases gezielt steuern können: Mit der Heizung resp. Kühlung der Zylinderwände lässt sich die Temperatur T des Gases festlegen. Mit dem Kolben können wir bestimmen, wie viel Volumen V dem Gas gerade zur Verfügung steht. In Kombination mit der Temperatur lässt sich so der Gasdruck im Zylinder regeln.

Temperatur- und Volumenänderungen im Detail

Wir wollen nun ganz genau hinschauen, was denn im Gas passiert, wenn wir die Temperatur T des Zylinders oder das Gasvolumen V verändern:

Erwärmen/Kühlen: Das Gas befindet sich im thermischen Kontakt mit der Innenwand des Zylinders. Wird der Zylinder geheizt, wird folglich Wärme ans Gas übertragen. Wie geht das mikroskopisch?

Die Teilchen, aus denen die Gefässwand besteht, halten ziemlich gut zusammen, denn trotz der heissen Temperatur bleibt dieses Material fest.¹ Die Atome in den Zylinderwänden sitzen auf vorgegebenen Plätzen, auf denen sie durch die starre Verbindung zu ihren Nachbaratomen gehalten werden. Die hohe Temperatur bedeutet aber gleichzeitig, dass diese Atome auf ihren Plätzen im Mittel relativ starke Schwingungen ausführen.

Das gilt auch für die Atome am Innenrand des Gasbehälters. Trifft nun ein im Mittel wegen der geringeren Temperatur nicht so besonders schnelles Gasteilchen auf die Gefässwand, so kann es einen Kick von einem heftig schwingenden Teilchen der Behälterwand erfahren. Das Gasteilchen wird also schneller von der Wand weg fliegen, als dass es auf sie getroffen ist. Dadurch erhöht sich die mittlere kinetische Energie der Gasteilchen, also auch die Temperatur. So wird Wärme vom Zylinder auf das Gas übertragen.

Entsprechend umgekehrt läuft die Kühlung des Gases ab: Ein schnelles Gasteilchen übergibt beim Aufprall auf die Wand im statistischen Mittel kinetische Energie an die Schwingung eines Wandatoms. Das Gas gibt Wärme an den Zylinder ab.

Komprimieren/Expandieren: Wird der Kolben in den Zylinder gedrückt, also das Gasvolumen verkleinert, so wird dadurch Arbeit am Gas verrichtet. Auch dies wollen wir mikroskopisch verstehen!

Bei der Bewegung des Kolbens gegen das Gas, prallen die Gasteilchen schneller von der Kolbenwand ab, als sie aufgeprallt sind, denn die Wand kommt ihnen ja entgegen.² Das bedeutet, die mittlere kinetische Energie und damit auch wiederum die Temperatur steigen beim Zusammendrücken des Gases. Die Wand verrichtet auf diese Weise also Beschleunigungsarbeit an den Gasteilchen. Die Kraft, mit der der Kolben gegen das Gas bewegt wird, verrichtet diese Arbeit gemäss der Arbeitsdefinition.

Umgekehrt prallt ein Gasteilchen langsamer vom Kolben ab, wenn sich dieser vom Gas weg bewegt, wenn also das Volumen vergrössert wird. Dieser Prozess entzieht dem Gas somit kinetische Energie. Das Gas hilft mit den Kolben nach aussen zu drücken. Es verrichtet Verschiebungsarbeit an ihm, was z.B. bei einem Verbrennungsmotor dann eben den Antrieb ermöglicht.

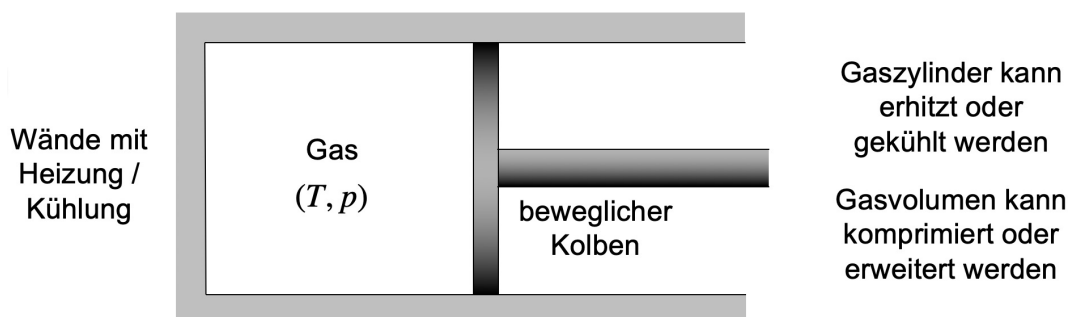


Abbildung 4.1: Ein Kolbenzylinder zur Steuerung von Temperatur und Druck einer Gasmenge.

¹Z.B. kann man einen Stahlbehälter ohne weiteres auf mehrere hundert °C erhitzen ohne dadurch seine Struktur zu destabilisieren.

²Vgl. dazu: Ein Pingpong-Ball oder ein Tennis-Ball wird jeweils durch den Schläger beschleunigt.

Nachdem wir auf diese Weise mikroskopisch verstanden haben, wie die Energieübertragung funktioniert, wollen wir zusammenfassend festhalten:

Veränderung der inneren Energie beim Gas im Kolbenzylinder

Die innere Energie des Gases kann auf zwei Arten verändert werden:

- **Wärmeübertrag Q zwischen Gas und Zylinderwänden**

*Aufgrund der von aussen festlegbaren Temperatur der Zylinderwände kann dem Gas **Wärme** zugeführt oder entzogen werden.*

- **Arbeitsübertrag W durch Kolbenbewegung**

*Bei der Verkleinerung des Gasvolumens verrichtet der Kolben **Kompressionsarbeit** am Gas, bei der Vergrößerung des Volumens gibt umgekehrt das Gas **Expansionsarbeit** an den Kolben ab.*

Dem 1. Hauptsatz der Wärmelehre entsprechend gilt für die Veränderung der inneren Energie des Gases:

$$\Delta U = Q + W$$

Vier verschiedene Gasprozesse

Aufgrund dieser Vorüberlegungen lassen sich für das Gas im Kolbenzylinder verschiedene Prozesse (= Zustandsänderungen) durchdenken. Dabei sind vier Varianten besonders wichtig. Sie unterscheiden sich darin, dass jeweils unterschiedliche Grössen konstant gehalten werden.³

- **Isochore Prozesse: $V = \text{konst.}$ resp. $W = 0$**

Bei solchen Prozessen bleibt das Gasvolumen gleich (Kolben unbeweglich) und somit findet kein Arbeitsumsatz statt. Der 1. Hauptsatz reduziert sich dann auf die Form:

$$\Delta U = Q$$

Die Veränderung der inneren Energie des Gases entspricht dem Wärmeaustausch mit dem Zylinder. Bei Wärmezufuhr/-entzug steigen resp. sinken Temperatur und Druck.

Ein isochorer Prozess findet beispielsweise statt, wenn eine geschlossene Gasflasche in der Sonne stehen gelassen wird. Durch die Sonnenstrahlung wird die Gasflasche und damit auch das Gas in ihr warm und der Druck in der Flasche steigt.

- **Adiabatische Prozesse: $Q = 0$**

Hier geht es um Prozesse mit Volumenänderung, die so rasch ablaufen, dass keine Zeit für einen Wärmeaustausch mit den Zylinderwänden bleibt. Wird das Gas komprimiert, so steigen gleichzeitig Temperatur und Druck. Auch hier nimmt der 1. Hauptsatz eine besonders einfache Form an:

$$\Delta U = W$$

Die Veränderung der inneren Energie entspricht der am Gas verrichteten Arbeit.

³Die griechische Vorsilbe *iso* steht jeweils für "gleich". Das kennt man beispielsweise aus den Wetterkarten der Meteorologie: **Isobare** sind Linien gleichen Drucks, **Isotherme** sind Linien gleicher Temperatur.

Das Alltagsbeispiel für einen adiabatischen Prozess ist die Velopumpe, bei der man das Gas in der Pumpe sehr rasch zusammendrückt. Wer das selber macht, kann bemerken, wie Pumpe und Radventil dabei warm, ja manchmal sogar richtig heiss werden.

- **Isotherme Prozesse: $T = \text{konst. resp. } \Delta U = 0$**

Bei isothermen Prozessen wird die Temperatur des Zylinders konstant gehalten und der Prozess muss so langsam ablaufen, dass Gas und Zylinder ohne grossen Fehler stets im thermischen Gleichgewicht (d.h. auf gleicher Temperatur) sind. Da eine konstante Temperatur einer konstant gehaltenen inneren Energie entspricht, ist bei isothermen Prozessen $\Delta U = 0$ und der 1. Hauptsatz präsentiert sich folgendermassen:

$$W = -Q \quad \text{resp.} \quad Q = -W$$

Die am Gas verrichtete Kompressionsarbeit wird von diesem in Form von Wärme vorzuwieder abgegeben. Oder umgekehrt: Die dem Gas zugeführte Wärme gibt dieses in Form von Expansionsarbeit gleich wieder ab.

Als Beispiel für eine isotherme Kompression kann man sich das Abtauchen eines Gasballons im Wasser vorstellen. Das umgebende Wasser sorgt für eine konstant gehaltene Temperatur. Beim Abtauchen erhöht sich der Wasserdruck. Der Ballon und damit das Gasvolumen wird kleiner. Dabei kühlt das umgebende Wasser das Gas.

- **Isobare Prozesse: $p = \text{konst.}$**

Bei solchen Prozessen wird der Gasdruck konstant gehalten. Hier gibt es keine spezielle Vereinfachung des 1. Hauptsatzes. ΔU , Q und W sind alle verschieden von Null.

Überlegen wir kurz, weshalb das so sein muss: Angenommen, ich erhöhe die Temperatur des Zylinders und führe damit dem Gas eine positive Wärmemenge Q zu, so wird sich dadurch die innere Energie resp. die Temperatur des Gases erhöhen. Die Gasteilchen sind schneller und würden somit heftiger und häufiger gegen die Gefässwände prallen – der Druck würde sich erhöhen – wenn ich nicht gleichzeitig das Gasvolumen vergrössern würde, sodass eben deutlich weniger Aufpralle Zeitabschnitt vorkommen und der Druck insgesamt konstant bleibt. Die Vergrösserung des Gasvolumens bedeutet aber, dass das Gas Expansionsarbeit abgibt. Somit sind bei dieser isobaren Erwärmung $Q > 0$, $\Delta U > 0$ und $W < 0$ resp. $-W > 0$, also:

$$Q = \Delta U + (-W)$$

Die zugeführte Wärme erhöht einerseits die innere Energie resp. Temperatur des Gases, wird aber zudem auch für die Verrichtung der Expansionsarbeit verwendet.

Das Beispiel für einen isobaren Prozess ist schnell gefunden. Es ist nämlich der Normalfall bei unserem Kolbenzylinder, wenn ausserhalb ein konstanter Luftdruck herrscht. Ist der Kolben reibungsfrei beweglich, so müssen Innen- und Aussendruck stets gleich gross sein. Bei der Erwärmung des Zylinders findet folglich eine isobare Expansion statt. Der Gasdruck wird konstant auf dem von aussen vorgegebenen Luftdruck gehalten.

Weitere Beispiele resp. Durchdenkaufgaben zu diesen vier wichtigen Prozesstypen finden sich in den Übungen.

Kapitel 5

Wärmetransport

In Kapitel 2 hatten wir festgehalten, was wir unter dem Begriff **Wärme** verstehen wollen: *“Wärme ist der Übertrag an innerer Energie aufgrund eines Temperaturunterschieds zwischen zwei Körpern.”* Sind die Körper im thermischen Kontakt, so gibt der heissere innere Energie an den kälteren ab, bis beide Körper im thermischen Gleichgewicht sind.

In diesem Kapitel wollen wir diese **Übertragung von innerer Energie** ganz allgemein studieren und kategorisieren. Wir gehen folgender Frage nach:

“Wie kann überhaupt innere Energie von einem Ort A zu einem Ort B gelangen (qualitativ) und wie beschreiben wir diesen Wärmetransport quantitativ?”

Unter dem Begriff **Wärmetransport** verstehen wir also die **örtliche Verschiebung von innerer Energie**. Abb. 5.1 zeigt die **drei Möglichkeiten**, die es dafür gibt. Auf der nächsten Seite folgen erste kurze Erläuterungen dazu.

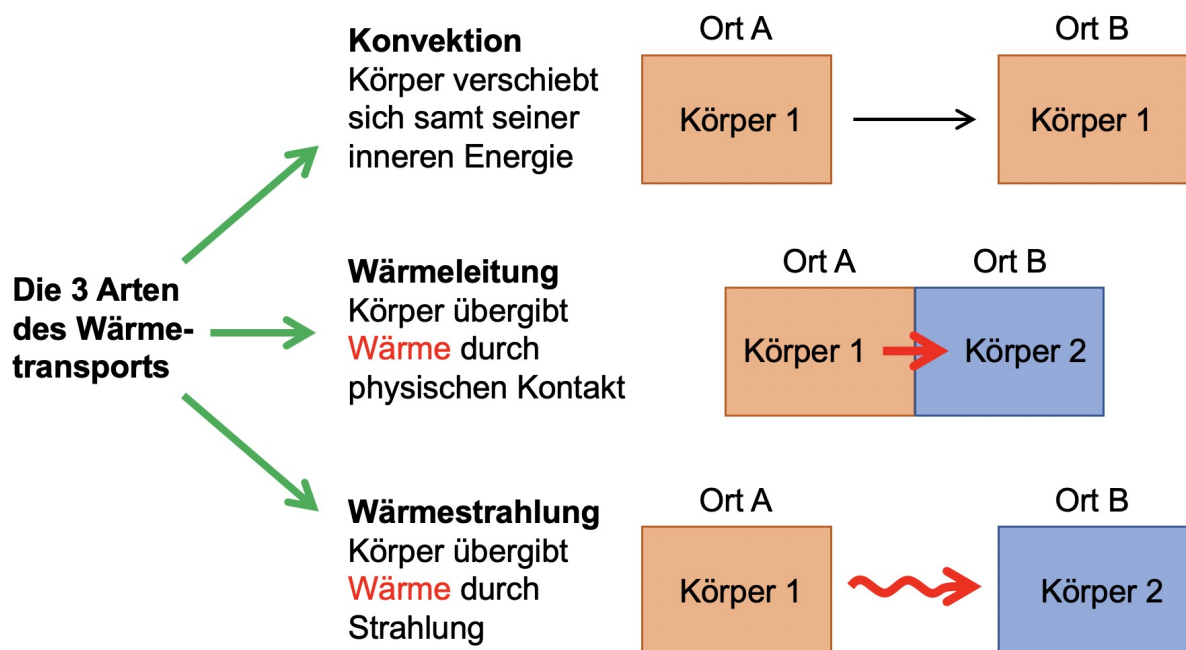


Abbildung 5.1: Die drei Arten des Wärmetransports.

- 1. Konvektion:** Die innere Energie gelangt an einen anderen Ort, weil der gesamte Körper inklusive der in ihm enthaltenen Energie verschoben wird.

In einer Kochpfanne steigt das heissere und dadurch weniger dichte Wasser in der Pfannenmitte auf, währenddem am Rand der Pfanne kälteres Wasser absinkt. Solche **Konvektionsströme** gibt es nicht nur in Flüssigkeiten, sondern auch in Gasen. So sorgen die Radiatoren (Heizkörper) in einem Zimmer für eine Luftumwälzung und in der Atmosphäre entstehen Auf- und Abwinde, die gleichzeitig innere Energie verschieben.

Im grossen Stil geschieht der Wärmetransport durch Konvektion z.B. beim **Föhn**, einem warmen Südwind, der uns im Norden der Schweiz hohe Temperaturen beschert, oder beim **Golfstrom**, der warmes Wasser aus der Karibik an die Westküste Europas bringt (vgl. 5.4).

- 2. Wärmeleitung:** Berühren sich zwei Körper physisch, so gibt der Wärmere aufgrund aufgrund der Stösse zwischen den Teilchen innere Energie an den Kälteren ab.

Diese Art der Übergabe von innerer Energie kennen wir bereits. An einer Heizung kann man sich durch Anfassen direkt die Hände wärmen. Im warmen Bad wird der ganze Körper aufgewärmt, während ein Bad in einem kalten See sehr rasch den Körper kühlt, ihm also durch den physischen Kontakt Wärme entzieht, etc.

- 3. Wärmestrahlung:** Jeder Körper sendet aufgrund seiner Temperatur elektromagnetische Strahlung aus und gibt dadurch innere Energie ab. Je heisser der Körper ist, desto stärker ist grundsätzlich die abgegebene Strahlungsleistung.

Umgekehrt kann ein Körper derartige Strahlung auch aufnehmen. Auf diese Weise kann also ebenfalls Wärme übertragen und ein thermisches Gleichgewicht mit einem anderen Körper erreicht werden.

Auch der menschliche Körper strahlt aufgrund seiner Körpertemperatur Wärme ab. Auch bei Zimmertemperatur verbraucht diese Körperabstrahlung viel Energie. Wir müssen uns also vor allem deswegen Nahrung zuführen, um nicht aufgrund der Aussendung von Temperaturstrahlung auszukühlen.

Global betrachtet ist der "Strahlungshaushalt" der Erde der entscheidende Faktor bei der Festlegung der mittleren Temperatur und somit bei der Festlegung des vorherrschenden Klimas. Strahlung aufzunehmen und abzugeben ist ein Grundprozess der Natur, der auch und gerade auf grosser Skala von zentraler Bedeutung ist.

Wie die erwähnten Beispiele zeigen, sind alle drei Arten des Wärmetransportes, also der Verschiebung innerer Energie, auf ihre Weise wichtig und wir werden uns in diesem Kapitel einzeln mit jeder von ihnen befassen. Dabei ist die Wärmestrahlung in der rechnerischen Behandlung am anspruchvollsten. Welche Körper Wärmestrahlung gut absorbieren oder emittieren, was die Temperatur des Körpers dabei für eine Rolle spielt und wie der Frequenzmix solcher Strahlungen aussieht, liefert uns ein wichtiges Puzzleteil für das Grundverständnis des Wärmehaushalts der Erde und dessen Beeinflussung durch den Menschen (anthropogener Klimawandel). Diesen Strahlungsgesetzen wollen wir aber im Kapitel 6 separat nachgehen. In diesem Kapitel werden erst ein paar allgemeine Aussagen zur Wärmestrahlung von Körpern gemacht.

5.1 Lernziele Kapitel 5

- Ich bin in der Lage, die drei verschiedenen Arten des **Wärmetransports**, also **Konvektion**, **Wärmeleitung** und **Wärmestrahlung**, in diversen Situationen zu erkennen und voneinander zu unterscheiden. Zu jeder Art kenne ich mehrere Beispiele aus Alltag und Technik.
- Ich bin mit den Definitionen von **Wärmestrom** J und **Wärmestromdichte** j so gut vertraut, dass ich sie auch selber erläutern kann. Aus entsprechenden Angaben resp. Daten kann ich Wärmeströme und ihre Dichten quantitativ bestimmen. Ich kenne die zu diesen Grössen gehörenden **SI-Einheiten** W und $\frac{W}{m^2}$ und gebe das Rechenresultat damit an.
- Ich kann erklären, wie sich die **Konvektion** in Flüssigkeiten und Gasen in manchen Fällen **“von alleine” ergibt**, weil sich Unterschiede in der Energiedichte eines Stoffes auch in unterschiedlichen Dichten manifestieren: Dort, wo ein Stoff wärmer ist, ist seine Dichte in der Regel geringer, sodass ein wärmeres Gebiet in einer kälteren Umgebung aufgrund des über die Gewichtskraft dominierenden Auftriebs aufsteigen wird.
- Mir ist bewusst, dass die **Temperatur** eines Körpers ein Mass für die **mittlere kinetische Energie** der Teilchen in diesem Körper ist. Daraus leite ich ab, dass bei zwei Körpern, die in direktem physischen Kontakt stehen, der Wärmere innere Energie an den Kälteren abgibt, weil kinetische Energie übergeben wird.
- Ich weiss, welche Überlegungen bei der Wärmeleitung zur Formulierung der **Wärmeleitungsgleichung** führen und kann die Proportionalitäten zum **Temperaturunterschied** und zur **Querschnittsfläche**, sowie die umgekehrte Proportionalität zur **Leiterlänge** auch plausibel machen. Zudem habe ich verstanden, wie die **Wärmeleitfähigkeit** λ eines Materials definiert wird. Den Ausdruck $\frac{\Delta\theta}{l}$ verstehe ich als **Temperaturgradienten**, der mir sagt, wie stark der Temperaturunterschied pro Längeneinheit den Wärmestrom antreibt.
- Mir ist klar, dass die Ausbreitung **elektromagnetischer Strahlung** als wellenartiges Phänomen beschrieben werden muss. Das bedeutet, dass solche **em-Strahlung** ganz verschiedene **Wellenlängen** λ resp. **Frequenzen** f aufweisen kann. So enthält das **elektromagnetische Spektrum** verschiedene **Wellenlängenbereiche**, die aufgrund ihres Vorkommens oder ihrer Anwendung unterschiedliche Namen erhalten haben. Die wichtigsten dieser Bereiche sind mir bekannt und ich kann sie im elektromagnetischen Spektrum einordnen: Gammastrahlung, Ultraviolettstrahlung, optische Strahlung (= sichtbares Licht), Infrarotstrahlung, Mikrowellenstrahlung, Rundfunkfrequenzen.
- Ich weiss, dass jeder Körper aufgrund seiner Temperatur einen Strahlungsmix aus verschiedenen Frequenzen resp. Wellenlängen aussendet. Dies bezeichnet man als die **Temperatur- oder Wärmestrahlung** des Körpers.
- Ich weiss, dass bei einer Wärmestrahlung der Wärmestrom J als **Strahlungsleistung** P_s und die Wärmestromdichte j als **Strahlungsintensität** I bezeichnet werden.

5.2 Wärmestrom und Wärmestromdichte

Bevor wir uns im Detail mit den verschiedenen Arten des Wärmetransports befassen, sei zunächst seine quantitative Behandlung dargelegt. Wie auch immer ein Wärmetransport stattfindet, sein Ausmass wird in der Regel stets in derselben Art beschrieben.

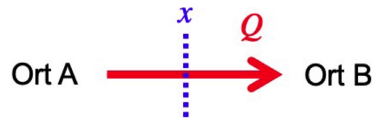


Abbildung 5.2: Der Wärmestrom zwischen A und B: Pro Zeitspanne Δt wird jede Stelle x zwischen A und B von einer bestimmten Wärmemenge Q passiert.

A sei der Ort, von dem die Wärme herkommt, B derjenige, wo sie hinget. Betrachte ich eine Stelle x zwischen A und B, so wird dort pro Zeitspanne Δt eine bestimmte Wärmemenge Q vorbeikommen (vgl. Abb. 5.2). Diese Angabe – übertragene Wärme pro Zeitspanne – bezeichnen wir als den **Wärmestrom** zwischen A und B:

Der Wärmestrom

Wird eine Stelle (Querschnitt) pro Zeitspanne Δt von der Wärmemenge Q passiert, so sprechen wir von einem **Wärmestrom** J :

$$J := \frac{Q}{\Delta t} \quad (5.1)$$

“Wärmestrom = Wärmemenge pro Zeitspanne”

Die physikalische Dimension des Wärmestroms entspricht einer **Leistung**, denn bei der Wärme handelt es sich ja um einen Energieumsatz ΔE : “Wärmestrom = Energieumsatz pro Zeit”. In manchen Betrachtungen werden wir für den Wärmestrom deshalb auch das Symbol P (für “power”) verwenden, wie wir das bei der Leistung getan haben.

Auch die **Wärmeleistung**, die wir im Abschnitt 2.1 definiert hatten, kann nun als Wärmestrom verstanden werden. Wir beschreiben quantitativ, wie viel Wärme ein Körper pro Sekunde erhält oder abgibt oder an einer Stelle vorbeikommt.

Die **SI-Einheit** des Wärmestroms ist folglich ebenfalls das **Watt** W:

$$[J] = \frac{[Q]}{[\Delta t]} = \frac{[\Delta E]}{[\Delta t]} = \frac{J}{s} = W = \text{Watt}$$

Mit dem Wärmestrom definieren wir weiter (vgl. Abb. 5.3):

Die Wärmestromdichte

Das Flächenstück A sei senkrecht zur Fliessrichtung eines Wärmestroms J ausgerichtet und werde in der Zeitspanne Δt von der Wärmemenge Q passiert. Dann ist die **Wärmestromdichte** j gegeben durch:

$$j := \frac{J}{A} = \frac{\frac{Q}{\Delta t}}{A} = \frac{Q}{A \cdot \Delta t} \quad (5.2)$$

“Wärmestromdichte = Wärmestrom pro Flächeneinheit”

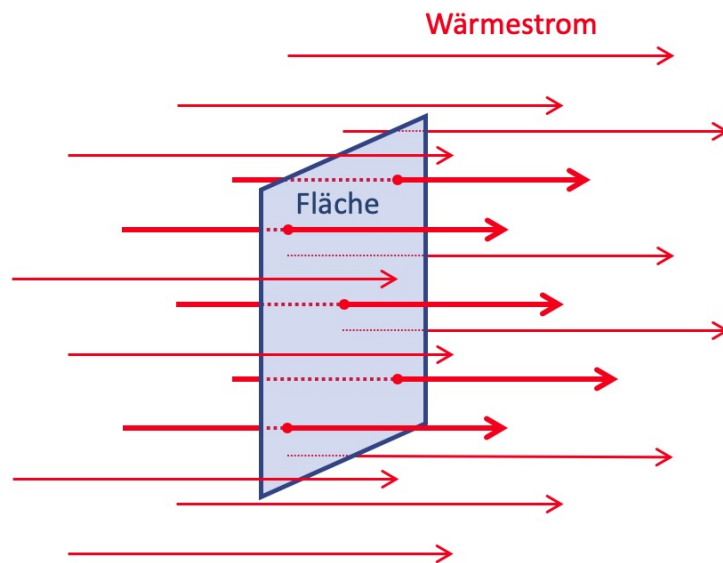


Abbildung 5.3: Die roten Pfeile symbolisieren den Wärmestrom J . Die fetten Pfeile durchqueren die blaue Fläche A . D.h., die zu diesen Pfeilen gehörende Leistung $\frac{Q}{\Delta t}$ verteilt sich auf A . Sie muss durch A geteilt werden, um die Wärmestromdichte $j = \frac{Q}{A \cdot \Delta t}$ zu erhalten.

Die Wärmestromdichte gibt an, wie viel Wärmeleistung der Wärmestrom pro Flächeneinheit transportiert. Für seine SI-Einheitenkombination folgt:

$$[j] = \frac{[Q]}{[A] \cdot [\Delta t]} = \frac{[\Delta E]}{[A] \cdot [\Delta t]} = \frac{\text{J}}{\text{m}^2 \cdot \text{s}} = \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$$

Ein Wert von $5 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ bedeutet, dass durch jeden Quadratmeter Fläche 5 W Leistung hindurchgehen, also 5 J Wärme pro Sekunde und pro Quadratmeter.

Diese Wärmestromdichte wird besonders bei der Wärmestrahlung wichtig. Z.B. ist die sogenannte **Solarkonstante** $S = 1361 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ eine solche Wärmestromdichte. Sie besagt, dass im Weltall auf der Höhe der Erde jeder gegen die Sonne ausgerichtete Quadratmeter von der Sonnenstrahlung 1361 W Strahlungsleistung abbekommt.

5.3 Konvektion – Wärmetransport durch Verschiebung von Materie

Ein einführendes Beispiel: Im Keller eines Wohnhauses steht ein Heisswasserbehälter. Sobald wir einen Heisswasserhahn öffnen, strömt Wasser aus diesem Behälter durch eine Leitung und es kommt tatsächlich heisses Wasser aus dem Hahn. Dieses Wasser hat seine Temperatur und damit seine innere Energie zum Wasserhahn mitgenommen. Es hat folglich ein Transport von innerer Energie vom Heisswasserbehälter zum Wasserhahn stattgefunden.

Allgemein: Verschiebe ich einen Körper, so nimmt er die in ihm enthaltene innere Energie grundsätzlich mit sich – sonst würde er ja aufgrund der Verschiebung seine Temperatur oder seinen Aggregatzustand wechseln. Bei der Bewegung von Körpern findet ein Transport von innerer Energie von einem Ort A zu einem Ort B statt. Wir bezeichnen dies als **Konvektion**.

Kurze Begriffsverwirrung und -klärung: Der Begriff Wärme mag im Zusammenhang mit der Konvektion etwas irritierend sein, denn Wärme ist per Definition der Übertrag an innerer Energie von einem auf einen anderen Körper (vgl. Abschnitt 2.2). Bei der Konvektion gibt es aber gar keinen zweiten Körper, auf den innere Energie übertragen würde. Es geht um einen einzigen Körper, der bewegt wird. D.h., bei der Konvektion gibt es keine Wärme im strengen Sinne der Begriffsdefinition. Dennoch fassen wir die Konvektion als eine Form des Wärmetransports auf, denn diesen hatten wir zu Beginn des Kapitels ganz allgemein als die **örtliche Verschiebung von innerer Energie** deklariert.

Zurück zum anfänglichen Beispiel: Im Heisswasserbehälter herrscht eine Wassertemperatur von 65°C . Das sind 45°C Unterschied zur Zimmertemperatur, die in diesem Beispiel den Nullpunkt der inneren Energie definiert, weil diese Temperatur resp. Energie überall verfügbar ist. Jeder Liter Heisswasser ($m \approx 1.0\text{ kg}$) beinhaltet gemäss Gleichung (2.3) gegenüber diesem Nullpunkt eine zusätzliche innere Energie von $c \cdot m \cdot \Delta\vartheta = 4182 \frac{\text{J}}{\text{kg}\cdot^\circ\text{C}} \cdot 1.0\text{ kg} \cdot 45^\circ\text{C} = 188\,000\text{ J}$.

Fliesst pro 10 Sekunden 1.0 Liter Wasser aus dem Hahn, so wird diese Menge an innerer Energie in dieser Zeit aus dem Heisswasserbehälter abtransportiert. Der Behälter gibt somit einen **konvektiven Wärmestrom** ab von:

$$J = \frac{Q}{\Delta t} = \frac{188\,000\text{ J}}{10\text{ s}} = 18\,800\text{ W} \approx \underline{19\text{ kW}}$$

Hat die Leitung selber eine Querschnittsfläche von 0.785 cm^2 – das entspricht einem Rohrdurchmesser von genau 1.0 cm – so folgt für die Wärmestromdichte in der Leitung:

$$j = \frac{J}{A} = \frac{18\,800\text{ W}}{0.785\text{ cm}^2} = 24\,000 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2} \approx \underline{24 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}}$$

Ein ganzer Quadratzentimeter Fläche innerhalb dieser Leitung würde also pro Sekunde von 24 kJ innerer Energie passiert. Allerdings ist die Querschnittsfläche der Rohrleitung in diesem Beispiel ja etwas kleiner als 1 cm^2 , sodass der Wärmestrom dieses konvektiven Wärmetransports insgesamt nur 19 kW beträgt.

Handelt es sich bei den Daten zu unserer Heisswasserleitung nun um grosse oder kleine Werte? Zunächst fällt es schwer diese Angaben einzuordnen. Daher ist es angebracht weitere Werte anzugeben und zu vergleichen.

Vergleich mit einem Stromkabel: Ein Stromkabel liefert zwar keine innere, sondern elektrische Energie. Die übertragene Leistung lässt sich trotzdem gut vergleichen. Bezieht ein elektrisches Gerät z.B. eine Leistung (= “Energiestrom”) von $P = \frac{\Delta E}{\Delta t} = 1.0\text{ kW}$, so ist dieser Wert immer noch deutlich geringer als derjenige in der Wasserleitung ($J = 18.8\text{ kW}$). Das liegt vor allem daran, dass im heissen Wasser aufgrund der grossen spezifischen Wärmekapazität sehr viel innere Energie gespeichert ist.

Der Draht in einem typischen Stromkabel hat eine Dicke von vielleicht 2.0 mm . Damit ergibt sich im Stromkabel eine Leistungsdichte von $\frac{P}{A} = \frac{\Delta E}{A \cdot \Delta t} = 32 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$ (vgl. $j = 24 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$ bei der Wasserleitung). Auf Ebene der Energiestromdichte sind das elektrische Kabel und die Heisswasserleitung einigermassen miteinander vergleichbar!

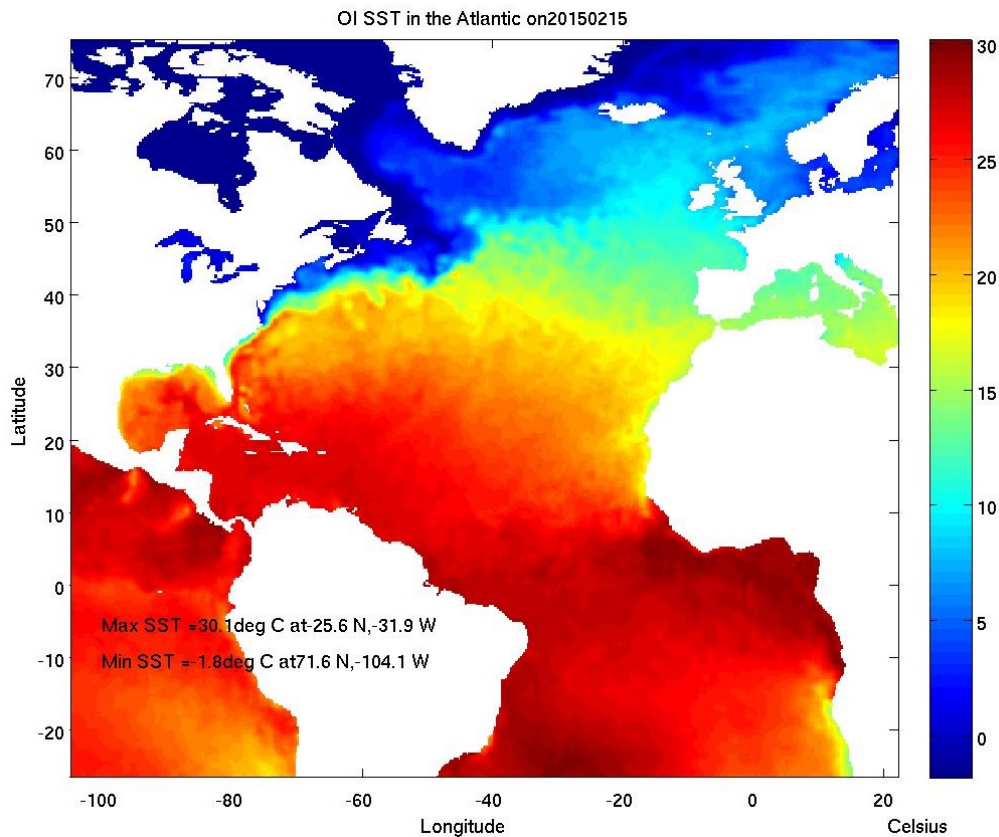


Abbildung 5.4: Der Golfstrom: Das milde Klima Westeuropas und Grossbritanniens basiert massgeblich auf dieser Warmwasseroberflächenströmung.

Vergleich mit dem Golfstrom: Der Golfstrom ist eine Meeresströmung im Atlantik, die warmes Wasser aus der Karibik gegen den Norden Europas führt und damit wesentlich dafür verantwortlich ist, dass z.B. Schottland ein milderes Klima geniesst, als dies aufgrund der geografischen Breite eigentlich der Fall sein müsste.

Der Wärmestrom des Golfstroms lässt sich auf etwa 1.5 PW beziffern.¹ Das entspricht etwa dem 500 000-Fachen der thermischen Leistung des Reaktors im KKW Gösgen – ein gigantischer Wert!

Betrachten wir die Wärmestromdichte des Golfstroms auf der Höhe von Neufundland. Der Golfstrom hat dort eine Breite von etwa 100 km und reicht bis in eine Tiefe von etwa 1 km. Das bedeutet, seine Querschnittsfläche beträgt etwa 100 km². Daraus folgt:

$$j = \frac{J}{A} = \frac{1.5 \text{ PW}}{100 \text{ km}^2} = \frac{1.5 \cdot 10^{15} \text{ W}}{100\,000\,000 \text{ m}^2} = 1.5 \cdot 10^7 \frac{\text{W}}{\text{m}^2} = \underline{\underline{1.5 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}}}$$

Die Wärmestromdichte des Golfstroms ist also kleiner als diejenige in einer Heisswasserleitung im Haus ($j = 24 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$). Das ist ja auch nicht überraschend. Für eine natürliche und dermassen riesige Wasserströmung ist der Wert aber dennoch bemerkenswert hoch.

¹1 PW = 1 Petawatt = 10¹⁵ W.

Die thermische Leistung des KKWs Gösgen: Werfen wir zum Vergleich mit einem anderen Wärmestrom mit Wasser noch einen Blick in den Reaktorkreislauf des Kernkraftwerks Gösgen (KKG) (siehe Abb. 5.5). Dort werden bei einem Druck von 154 bar pro Sekunde 16 000 lit. Wasser von 292 °C in den Reaktor gepumpt. Ebenso viel Wasser verlässt den Reaktor, allerdings mit einer Temperatur von 325 °C. Der Wärmestrom aus dem Reaktor beträgt mit diesen Daten 3000 MW. Diesen Wert bezeichnet man als die **thermische Leistung** des Reaktors. Aufgrund der Verluste bei der Energieumwandlung in Turbine, Generator und Transformator können davon hinterher nur etwa 33 % in Form von elektrischer Leistung ins Stromnetz eingespeisen werden. Die **Nettoleistung** des KKGs beträgt also “nur” 1000 MW.

Das Rohr, in dem das Wasser aus dem Reaktor strömt, hat einen Durchmesser von 80 cm, also eine Querschnittsfläche von etwa 5000 cm². Somit beträgt die dortige Wärmestromdichte:

$$j = \frac{J}{A} = \frac{3000 \text{ MW}}{5000 \text{ cm}^2} = 0.6 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2} = \underline{\underline{600 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}}}$$

Das ist nun ein wesentlich grösserer Wert als bei der Heisswasserleitung im Haus ($j = 24 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$) oder beim Golfstrom ($j = 1.5 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$), was bei einem Kernkraftwerk ja nicht sonderlich erstaunt!

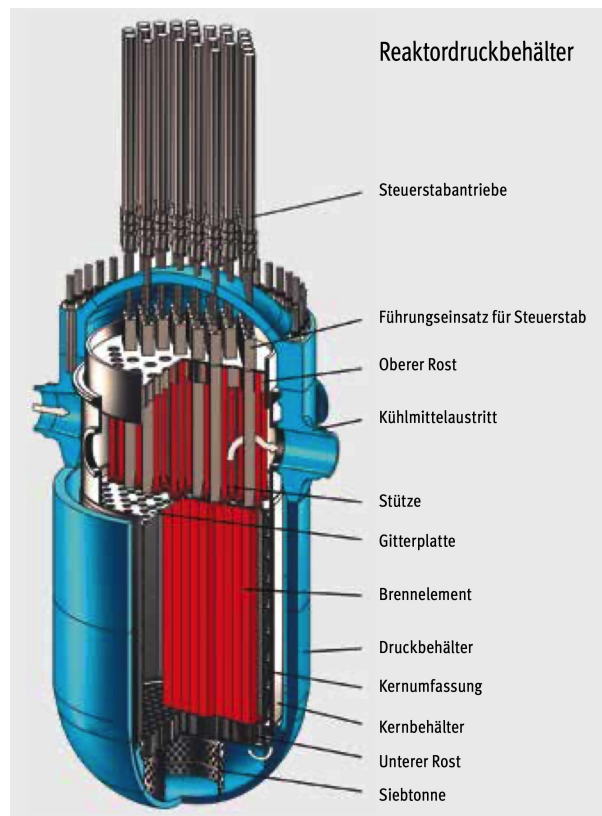


Abbildung 5.5: Das Reaktordruckgefäß des Kernkraftwerks Gösgen. Die Reaktionswärme wird via Kühlmittel (Wasser) aus dem Reaktor herausgeführt und dahinter via Wärmetauscher an den zweiten Kreislauf abgegeben.

5.4 Konvektion als Folge von Temperaturunterschieden

“Warme Luft steigt”: Oberhalb einer Kerze wird die Luft erwärmt. An der Flamme und ev. auch am Rauch können wir sehen, wie diese heisse Luft aufsteigt. Klar: die heisse Luft ist weniger dicht als die kalte in ihrer Umgebung, sodass sie in dieser kälteren Umgebung eine Auftriebskraft erfährt, die grösser als ihre Gewichtskraft ist.

Aufgrund des Temperaturunterschieds zwischen heisser und kalter Luft wird die heisse Luft bewegt. Dabei nimmt sie die in ihr enthaltene innere Energie mit. Die Folge des Temperaturunterschieds ist also eine **Konvektionströmung** – ein Transport von innerer Energie, einfach weil die Materie bewegt wird.

In der Luft gibt es dieses Phänomen auf ganz verschiedenen Grössenordnungen. So findet beispielsweise in einem Zimmer mit Heizung andauernd eine **Luftumwälzung** statt, weil die Luft bei den Heizkörpern (Ofen, Radiator o.Ä.) erwärmt wird (vgl. Abb. 5.6 links). Aber auch in der Natur wird Konvektion auf diese Weise angetrieben. Man spricht dort z.B. von der **Thermik**. Über einem sich gut erwärmenden Landstrich heizt sich auch die Luft in Bodennähe auf und steigt danach in Form eines Aufwindes in die Höhe. Damit können Gleitschirme und Segelflieger ohne Motorisierung trotzdem stundenlang in der Luft bleiben und an geeigneten Orten immer wieder an Höhe gewinnen. An anderen Orten muss es bei der Thermik aber auch Abwinde geben, denn am Boden muss dort, wo die Luft erwärmt wird, seitlich kältere Luft nachrücken. D.h., es muss an einem andern Ort kältere Luft von weiter oben nach unten strömen, sodass sich eine Art Kreislauf bilden kann.

Konvektionsströmung in der Pfanne: Konvektion kann bereits in einer Kochpfanne beobachtet werden (vgl. Abb. 5.6 rechts). Wird der Pfannenboden von der Herdplatte vor allem in der Mitte beheizt, so steigt dort das heissere, weniger dichte Wasser auf. Oben angekommen strömt das Wasser gegen aussen, also gegen den Pfannenrand, wobei es sich ein wenig abkühlt, und schliesslich fliesst es am Pfannenrand entlang gegen unten, um dort dann erneut erwärmt zu werden.

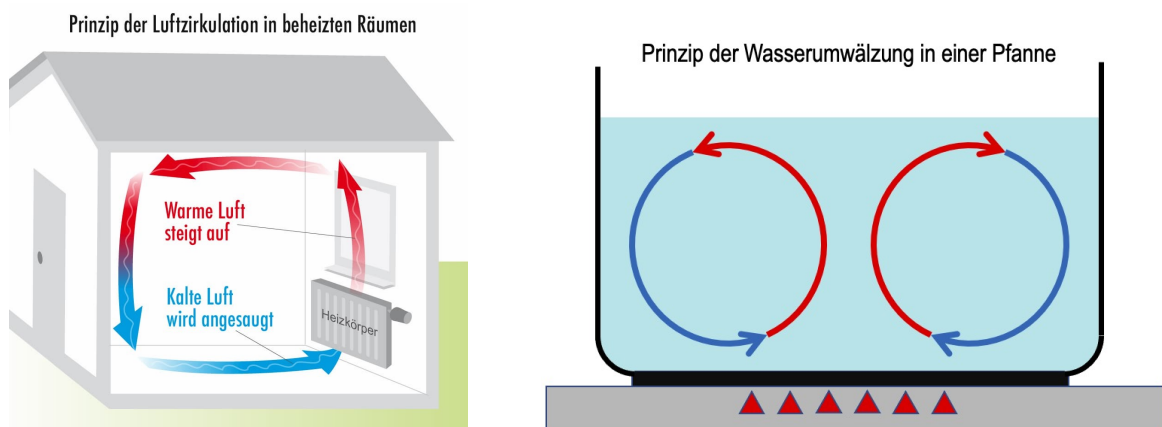


Abbildung 5.6: Beispiele von Konvektionsströmungen aufgrund von Temperaturunterschieden.

Ergänzung zum Namen “Konvektion”: In einigen – eher unphysikalischen – Quellen werden manchmal erst die durch einen Temperaturunterschied hervorgerufenen Materieströmungen als Konvektion bezeichnet. Der Warmluftstrom eines Haarföhns wäre in diesem Sinne keine Konvektion, denn die Bewegung der heissen Luft wird nicht aufgrund des Temperaturunterschieds, sondern aufgrund des Propellers im Föhn hervorgerufen.

Wir wollen uns aber selbstverständlich an das physikalische Verständnis halten. Konvektion ist per Definition die Form des Wärmetransports, bei dem innere Energie bewegt wird, indem sich der Körper bewegt, der diese innere Energie enthält. Die Ursache dieser Bewegung spielt für die Bezeichnung “Konvektion” keine Rolle.

5.5 Wärmeleitung – Wärmetransport durch Materie hindurch

Das mikroskopische Verständnis der Temperatur: Egal, ob ein Körper fest, flüssig oder gasförmig ist: Die Teilchen, die er enthält, sind in ständiger Bewegung.

Die Temperatur eines Körpers ist ein Mass für die mittlere Intensität dieser Bewegung resp. für die mittlere kinetische Energie $\overline{E}_{\text{kin}}$ pro Teilchen.

Im Körper wird Bewegung resp. kinetische Energie automatisch zwischen den Teilchen übertragen, denn es gibt unter ihnen verschiedene Arten von Kräften, die für diese Übertragung sorgen. So kann ich einen Körper zwar an einer Seite erwärmen, aber danach kann ich nicht verhindern, dass sich diese Erhöhung der Temperatur über den Körper verteilt und sich nach kürzerer oder längerer Zeit ein thermisches Gleichgewicht über den Körper hinweg einstellt. Nach hinreichend langem Warten hat der Körper überall dieselbe Temperatur, d.h., alle Teilchen haben im zeitlichen Mittel dieselbe kinetische Energie.

Wärmeleitung: Betrachte ich z.B. einen langen Metallstab, so führt die Erwärmung eines Endes automatisch dazu, dass im Stab Wärme, also eben innere Energie resp. Bewegungsenergie, von Teilchen zu Teilchen weitergegeben wird, sodass im Draht Wärme vom heissen zum kalten Ende geführt wird. Wir sprechen von einer **Wärmeleitung**. Die Temperatur am kalten Ende wird nach und nach zunehmen.

Wärmeleitung gibt es in allen Arten von Stoffen, einfach weil die Teilchen, die den Stoff ausmachen, Kräfte aufeinander ausüben und somit eben kinetische Energie weitergegeben werden kann. Wir nennen dies einen **thermischen Kontakt**.

Dynamisches Gleichgewicht: Auch in einem Körper, der makroskopisch bereits überall die gleiche Temperatur aufweist, wird zwischen den Teilchen kinetische Energie ausgetauscht, aber im Schnitt gleicht sich diese Übergabe immer wieder aus, sodass überall von einer gleich grossen mittleren kinetischen Energie pro Teilchen gesprochen werden kann. Das thermische Gleichgewicht ist also **auf mikroskopischer Ebene dynamisch**, auch wenn es uns makroskopisch als statisch erscheint.

Was beeinflusst, wie schnell die Wärmeleitung abläuft? Sobald ein Körper eine heisere und eine kältere Seite aufweist, wird Wärmeleitung stattfinden, d.h., im Material kommt es zu einem Wärmestrom $J = \frac{Q}{\Delta t}$.

Wovon hängt dieser Wärmestrom ab? Welche Umstände bewirken, dass pro Zeitspanne viel oder wenig Wärme an einer Stelle des Wärmeleiters vorbeikommt? Auf diese Frage gibt es klare und im Experiment gut messbare Antworten. Führen wir uns in Abb. 5.7 zunächst die Situation vor Augen, bei der wir den beobachteten Wärmestrom J in Kürze durch die sogenannte **Wärmeleitungsgleichung** (5.6) beschreiben werden:

- Der Wärmeleiter befinde sich zwischen zwei sogenannten **Wärme- oder Temperaturreservoirs**. Damit meint man einen hinreichend grossen Körper, der sehr viel Wärme aufnehmen oder abgeben kann, ohne dass sich dadurch seine Temperatur merklich verändert. Das Paradebeispiel hierfür wäre z.B. ein See.

In Abb. 5.7 sollen die Wärmereservoirs einfach so gross sein, dass sich über einen nicht allzu langen Zeitraum hinweg die Temperaturen ϑ_1 und ϑ_2 praktisch nicht verändern, sodass die Situation **quasi-statisch** ist, obwohl Wärme via Wärmeleitung vom einen ans andere Reservoir übergeben wird.

- Zwischen den beiden Reservoirs herrscht ein Temperaturunterschied $\Delta\vartheta = \vartheta_1 - \vartheta_2$, der als Ursache für den Wärmestrom angesehen werden kann. Messungen zeigen: Der Wärmestrom $J = \frac{Q}{\Delta t}$ ist proportional zu diesem Temperaturunterschied:

$$J \sim \Delta\vartheta \quad (5.3)$$

“Je grösser der Temperaturunterschied, desto grösser der Wärmestrom!”

Das kennen wir bestens aus dem Alltag: An einer heissen Herdplatte verbrennen wir uns genau deshalb die Finger, weil zwischen ihr und unserer Hand ein grosser Temperaturunterschied besteht und deswegen bei direktem physischen Kontakt in kurzer Zeit viel Wärme übertragen wird.

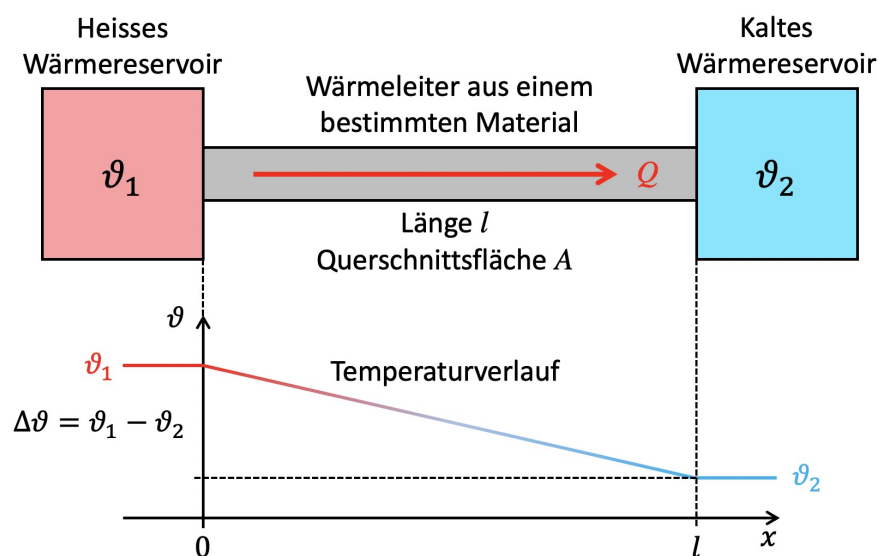


Abbildung 5.7: Wärmeleitung zwischen zwei Temperaturreservoirs.

- Der Wärmeleiter kann umso mehr Wärme pro Zeitspanne übertragen, je grösser seine Querschnittsfläche A ist. Der Wärmestrom ist direkt proportional zu dieser Fläche:

$$J \sim A \quad (5.4)$$

“Je grösser der Leiterquerschnitt, desto grösser der Wärmestrom!”

Diese Proportionalität ist nicht sonderlich erstaunlich: Bringen wir in Gedanken einen zweiten, identischen Leiter zwischen den beiden Reservoirs an, so würden die beiden Leiter zusammen sicher einen genau doppelt so grossen Wärmestrom transportieren wie einer alleine. Andererseits könnte ich diese beiden Leiter aber auch zusammenlegen, sodass sich einfach ein Leiter mit doppelt so grosser Querschnittsfläche ergäbe – und der sollte doch immer noch doppelt so viel Wärmestrom leiten wie der ursprüngliche einzelne Leiter!

- Weiter ist es für den Wärmestrom nicht förderlich, wenn der Leiter eine grosse Länge aufweist. Der Wärmestrom ist umgekehrt proportional zur Leiterlänge l :

$$J \sim \frac{1}{l} \quad (5.5)$$

“Je länger der Wärmeleiter, desto kleiner der Wärmestrom!”

Diesen Zusammenhang werden wir in Kürze besser verstehen, nachdem wir die vollständige Wärmeleitungsgleichung (5.6) gesehen haben.

- Die Gleichungen (5.3), (5.4) und (5.5) können wir nun als eine einzige Proportionalität notieren. Insgesamt gilt für die Wärmeleitung:

$$J \sim \frac{\Delta\vartheta \cdot A}{l}$$

Wie immer lässt sich aus der Proportionalitätsbeziehung durch Einfügen einer **Proportionalitätskonstante** eine Gleichung herstellen. Hier wollen wir die Proportionalitätskonstante mit dem Symbol λ versehen und schreiben:

$$J = \frac{Q}{\Delta t} = \lambda \cdot \frac{\Delta\vartheta \cdot A}{l}$$

Wie schon in Kapitel 2 oft gesehen, so steht auch hier die Proportionalitätskonstante für eine Materialeigenschaft. λ bezeichnen wir als **Wärmeleitfähigkeit** des Materials. Jeder Stoff besitzt eine bestimmte Wärmeleitfähigkeit λ . Je grösser deren Wert ist, desto besser leitet der Stoff die Wärme. In Tab. B.1 auf Seite 75 sind die Wärmeleitfähigkeiten einiger Stoffe aufgeführt.

Damit haben wir die Wärmeleitung eines Körpers zwischen zwei Temperaturreservoirs quantiativ vollständig erfasst. Oben auf der nächsten Seite findet sich der zugehörige Merkkasten.

Die Wärmeleitungsgleichung

Liegt über einem Wärmeleiter eine Temperaturdifferenz $\Delta\vartheta$ an, so wird die Folge davon ein Wärmestrom $\frac{Q}{\Delta t}$ von der höheren zur niedrigeren Temperatur sein. Die Stärke dieses Wärmestroms hängt von der Temperaturdifferenz $\Delta\vartheta$, von der Länge l des Leiters (längs des Wärmestroms), von dessen Querschnittsfläche A (senkrecht zum Wärmestrom) und von der Beschaffenheit des Materials ab. Es gilt die sogenannte **Wärmeleitungsgleichung**:

$$J = \frac{Q}{\Delta t} = \frac{\lambda \cdot \Delta\vartheta \cdot A}{l} \quad (5.6)$$

Dabei bezeichnet λ die **Wärmeleitfähigkeit** des Materials. Sie wird in $\frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}}$ oder $\frac{\text{W}}{\text{m}\cdot^\circ\text{C}}$ angegeben.

Näheres zur Wärmeleitfähigkeit λ : Die Wärmeleitungsgleichung (5.6) kann als Definition der Wärmeleitfähigkeit λ verstanden werden: Gegeben sei ein Körper aus einem bestimmten Material mit Länge l und Querschnittsfläche A . Etablieren wir über der Länge dieses Körpers die Temperaturdifferenz $\Delta\vartheta$, so wird sich nach hinreichender Zeit ein konstanter Wärmestrom $J = \frac{Q}{\Delta t}$ einstellen. Die Wärmeleitfähigkeit λ des Leitermaterials ist dann gegeben durch:

$$\lambda := \frac{J \cdot l}{A \cdot \Delta\vartheta} \quad (5.7)$$

Aus dieser Definitionsgleichung für die Wärmeleitfähigkeit von Materialien lässt sich auch rasch die Einheitenkombination dieser Materialkonstanten bestimmen:

$$[\lambda] = \frac{[J] \cdot [l]}{[A] \cdot [\Delta\vartheta]} = \frac{\text{W} \cdot \text{m}}{\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C}} = \frac{\text{W}}{\text{m} \cdot ^\circ\text{C}}$$

Für das Verständnis von λ aufgrund der Einheitenkombination ist der vorletzte Bruch $\frac{\text{W}\cdot\text{m}}{\text{m}^2\cdot^\circ\text{C}}$ geeignet: Besitzt ein Material z.B. die Wärmeleitfähigkeit $\lambda = 15 \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot^\circ\text{C}} = 15 \frac{\text{W}\cdot\text{m}}{\text{m}^2\cdot^\circ\text{C}}$, so beträgt der Wärmestrom durch einen 1 m langen Leiter pro 1 m² Querschnittsfläche und pro 1 °C Temperaturdifferenz 15 W. Ein halb so langer Leiter führt einen doppelt so grossen Wärmestrom, ein doppelt so langer Leiter nur einen halb so grossen, etc.

Der Temperaturgradient $\Gamma = \frac{\Delta\vartheta}{l}$ längs des Leiters: Wir wollen uns jetzt noch überlegen, weshalb die Länge l des Wärmeleiters den Wärmestrom abschwächt, wie dies die Wärmeleitungsgleichung (5.6) besagt.

Je länger der Leiter ist, desto grösser ist die Distanz, über die hinweg sich die Temperaturdifferenz $\Delta\vartheta$ verteilt. Im quasi-statischen Zustand hat sich zwischen den beiden Temperaturreservoiren längs des Leiters ein konstantes **Temperaturgefälle** eingestellt. Dieses wird im unteren Teil von Abb. 5.7 in einem l - ϑ -Diagramm dargestellt. Wir bezeichnen es als den **Temperaturgradienten** $\Gamma = \frac{\Delta\vartheta}{l}$ längs des Leiters.

Je länger der Leiter, umso kleiner wird der Temperaturgradient. Über jedem einzelnen Zentimeter des Leiters ist der Temperaturunterschied geringer! So können wir verstehen, weshalb im einzelnen Leiterabschnitten weniger Wärmestrom stattfindet, was folglich auch für den gesamten Leiter gelten muss. Der Temperaturgradient Γ ist als Antrieb des Wärmestroms zu verstehen, sowohl insgesamt, wie auch für Teilstrecken.

Der Wärmedurchgangskoeffizient U : Die Wärmeleitungsgleichung (5.6) beschreibt den Wärmetransport durch ein Material hindurch sehr gut. In der Realität hat man es aber – besonders in der Bauphysik – kaum je mit einem einzelnen Material, sondern mit Verbundstoffen zu tun, die sich aus mehreren Materialkomponenten zusammensetzen. Die Rechnung mit Wärmeleitfähigkeiten wäre deshalb unpraktisch.

Der sogenannte **Wärmedurchgangskoeffizient U** , manchmal auch einfach als **U -Wert** bezeichnet, fasst die Wärmedurchlassfähigkeit eines Bauteils in einer Zahl zusammen. In seiner Definition ist er eng mit der Wärmeleitfähigkeit verknüpft, denn auch damit notieren wir eine Form von Wärmeleitungsgleichung:

$$J = U \cdot A \cdot \Delta\vartheta \quad (5.8)$$

Die Einheit des U -Wertes ergibt sich folglich zu:

$$[U] = \frac{[J]}{[\Delta\vartheta] \cdot [A]} = \frac{\text{W}}{^\circ\text{C} \cdot \text{m}^2}$$

Der Wärmedurchgangskoeffizient U eines Bauteils beschreibt demnach, wie viele Watt Wärmestrom pro Quadratmeter Fläche durch ein Bauteil hindurchgehen, wenn darüber 1°C Temperaturdifferenz herrscht. Tab. 5.1 listet die U -Werte einiger Bauteile auf.

Gerade in der Bauphysik sucht man natürlich nach Materialien resp. Kompositionen von Schichten verschiedener Materialien, die einen möglichst geringen U -Wert aufweisen, denn die **Wärmedämmung** resp. **Isolation** eines Hauses ist von zentraler Bedeutung.

Wärmedurchgangskoeffizienten U verschiedener Bauelemente	
Bauelement	$U \left(\frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C}} \right)$
30 cm Backsteinmauer, beidseitig verputzt	1.15
Fenster	
Einfachfenster	5.9
Doppelverglasung	2.5
Isolierverglasung	1.1
25 cm Leichtbetonwand mit 15 cm Aussenisolation	0.2
20 cm Massivholzwand	0.5
0.5 cm Plexiglasscheibe	5.3
15 cm + 15 cm Zweischalenmauer mit 10 cm Isolation	0.30

Tabelle 5.1: Wärmedurchgangskoeffizienten einiger Bauelemente.

5.6 Wärmestrahlung – Wärmetransport losgelöst von Materie

Energietransport ohne Materie: Neben der Konvektion, die für den Wärmetransport mit Materie steht, und der Wärmeleitung, bei der die Wärme durch die Materie hindurch transportiert wird, gibt es auch noch eine von der Materie unabhängige Art des Wärmetransports: die **Wärmestrahlung**. Sie funktioniert selbst durch ein Vakuum hindurch. Zwei Körper können innere Energie in Form von Strahlung miteinander austauschen. Körper senden aufgrund ihrer Temperatur elektromagnetische Strahlung aus und können solche Strahlung mehr oder weniger gut auch wieder aufnehmen. Wärmestrahlung ist also **elektromagnetische Strahlung**.



Abbildung 5.8: James Clerk Maxwell (1831 – 1879).

Elektromagnetische Strahlung und elektromagnetisches Spektrum: Die Theorie der **(klassischen) Elektrodynamik** wurde in der zweiten Hälfte des 19. Jahrhunderts durch **James Clerk Maxwell** (1831 – 1879, Abb. 5.8) zum Abschluss gebracht. Sie beschreibt, wie sich eine wellenartige Kombination aus einem elektrischen und einem magnetischen Feld losgelöst von Materie im Raum ausbreiten kann. Wir sprechen von einer **elektromagnetischen Welle** (kurz: **em-Welle**) resp. von **elektromagnetischer Strahlung (em-Strahlung)**. Ihre Ausbreitung im Raum erfolgt mit **Lichtgeschwindigkeit** ($c \approx 300\,000 \frac{\text{km}}{\text{s}}$).

Die em-Strahlung erhält, je nach **Wellenlänge** λ resp. **Frequenz** f , ganz verschiedene Namen. Abb. 5.9 zeigt das sogenannte **elektromagnetische Spektrum**, in dem sich die verschiedenen Arten von em-Strahlung wiederfinden. Dazu gehört auch das für uns Menschen **sichtbare Licht** (optisches Fenster). Dieses macht aber nur einen relativ kleinen Bereich aus in der ganzen Vielfalt unterschiedlicher Arten von em-Wellen.

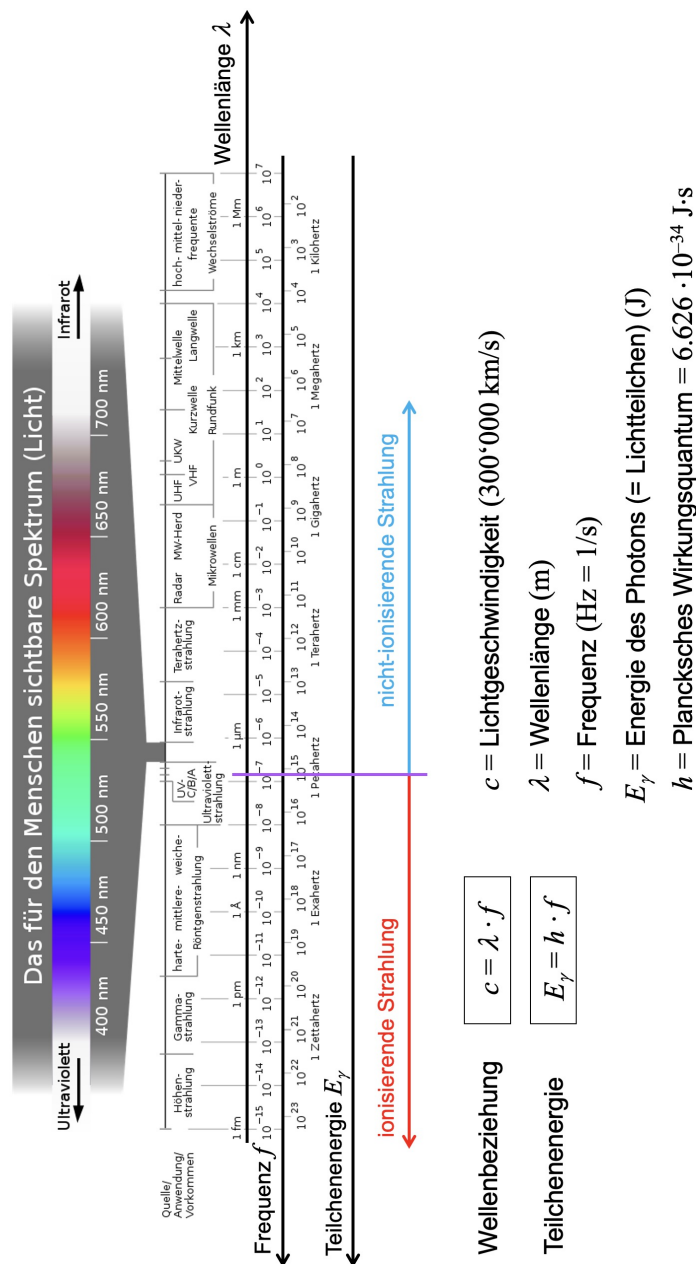


Abbildung 5.9: Das Spektrum elektromagnetischer Strahlungen.

Wärme- resp. Temperaturstrahlung? Im em-Spektrum sucht man vergeblich nach der Temperatur- oder Wärmestrahlung, obwohl es sich auch dabei um em-Wellen handelt. Es ist damit aber eben etwas anderes gemeint als ein bestimmter Wellenlängenbereich. Mit der Temperaturstrahlung bezeichnet man den **“Strahlungsmix”**, den ein Körper aufgrund seiner Temperatur aussendet. Temperaturstrahlung enthält viele verschiedene Frequenzen und Wellenlängen, aber mit einer ganz bestimmten Zusammensetzung.

Welche Wellenlängenbereiche in der Temperaturstrahlung eines Körpers vorkommen, hängt direkt von dessen Temperatur ab. Darauf werden wir im nächsten Kapitel näher eingehen, wenn es um die **Strahlungsgesetze** geht. Grundsätzlich gilt: Je heisser der Körper, desto kürzer sind im Schnitt die Wellenlängen in der ausgesendeten Strahlung. Das einzelne **Photon** (= Strahlungsteilchen) ist im Schnitt hochenergetischer.

Die quantitativen Grössen zur Wärmestrahlung: Sobald Energietransport via Strahlung stattfindet, bezeichnen wir den Energieumsatz pro Zeit, also $\frac{\Delta E}{\Delta t}$, als **Strahlungsleistung** P_S . Bei der Wärmestrahlung sprechen wir demnach nicht mehr vom Wärmestrom J , sondern von der **(Wärme-)Strahlungsleistung** P_S .

Die Energie- oder Wärmestromdichte j wird im Zusammenhang mit Strahlung nun zur **Flächenstrahlungsleistung**, die man auch einfach als **(Strahlungs-)Intensität** bezeichnet und mit dem Symbol I abkürzt.

Strahlungsleistung und Intensität

*Sendet eine Quelle in der Zeitspanne Δt die Energie ΔE in Form von Strahlung aus, so ist ihre **Strahlungsleistung** P_S gegeben durch:*

$$\text{Strahlungsleistung} \quad P_S := \frac{\Delta E}{\Delta t} \quad (5.9)$$

Natürlich kann sich eine solche Strahlungsleistung P_S auch auf eine Stelle beziehen, an der die Strahlung vorbei kommt, oder auf einen Körper, bei dem sie ankommt.

*Kennen wir die Strahlungsenergie ΔE , die pro Zeitspanne Δt eine Fläche A durchquert, die senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Strahlung steht, so ist die **Intensität** I dieser Strahlung gegeben durch:*

$$\text{Strahlungsintensität} \quad I := \frac{\Delta E}{\Delta t \cdot A} = \frac{P_S \text{ (auf } A)}{A} \quad (5.10)$$

*Die Intensität wird auch als **Flächenstrahlungsleistung** bezeichnet.*

Beispiel Laserstrahl: Der Helium-Neon-Laser unserer physikalischen Sammlung weist nominell eine Strahlungsleistung von 0.5mW (Milliwatt) auf. Das scheint vergleichsweise wenig und effektiv ist es auch ungefährlich die Hand in diesen Laserstrahl zu halten. Betrachten wir aber auch noch die Strahlungsintensität innerhalb dieses Laserstrahls. Der Strahl hat einen relativ kleinen Durchmesser von vielleicht 1.0 mm. Dann beträgt seine Querschnittsfläche 0.79 mm^2 , sodass folgt:

$$I = \frac{P_S \text{ (auf } A)}{A} = \frac{1 \text{ mW}}{0.79 \text{ mm}^2} = 1.3 \frac{\text{mW}}{\text{mm}^2} = 130 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2} = \underline{\underline{0.13 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}}}$$

Das ist effektiv ein kleiner Wert, wenn wir ihn mit den Grössenordnungen der konvektiven Wärmeströme, z.B. mit der Heisswasserleitung im Haus vergleichen ($j = 24 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$).

Beispiel Solarkonstante: Als zweiten Referenzwert ziehen wir die **Solarkonstante** S heran. Das ist nichts anderes als die Strahlungsintensität der Sonnenstrahlung im Weltall auf Höhe der Erde. Sie beträgt $S = 1361 \frac{\text{W}}{\text{m}^2} = \underline{\underline{0.1361 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}}}$. Damit ist dieser Wert ziemlich vergleichbar mit der Intensität meines Schullasers.

Kapitel 6

Strahlungsgesetze

In diesem Kapitel wollen wir die sogenannten **Strahlungsgesetze** näher beleuchten. Dabei sprechen wir einerseits über Eigenschaften elektromagnetischer Strahlung allgemein, andererseits geht es im Speziellen um Aussagen über die Temperaturstrahlung, also über den Strahlungsmix, den ein Körper aufgrund seiner Temperatur aussendet.

Diese Zusammenhänge sind von zentraler Bedeutung innerhalb der Physik, aber auch darüber hinaus. Die Überlegungen, die zur Strahlung allgemein und zur Temperaturstrahlung im Speziellen angestellt wurden, haben die theoretische Physik anfangs des 20. Jahrhunderts auf ganz neue und enorm wichtige Wege geführt. So bildete **Max Plancks** Vortrag zur Erklärung der Wellenlängenzusammensetzung der Temperaturstrahlung eines **schwarzen Körpers** im Jahre 1900 den Startschuss zur Entwicklung eines modernen Verständnisses der Funktionsweise kleiner Teilchen, das wir heute als **Quantenmechanik** bezeichnen.¹

Wir wollen in diesem Kapitel aber vor allem erfahren, wie Strahlung mit Materie interagiert, wie sich die Temperaturstrahlung eines Körpers zusammensetzt und wie der quantitative Zusammenhang zur Strahlungsleistung hergestellt wird.

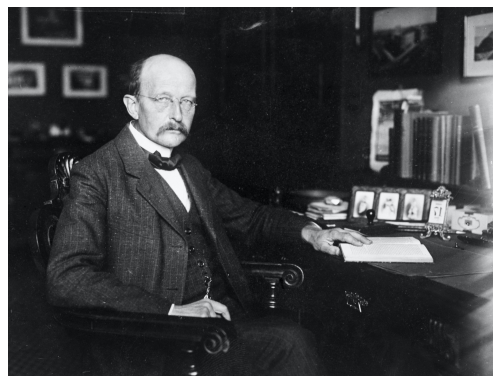


Abbildung 6.1: Max Planck (1858 – 1947).

¹Die Bedeutung der Quantenmechanik ist kaum zu überschätzen. Mit ihr lässt sich die ganze Chemie auf eine theoretische, physikalische Basis stellen, denn die Quantenmechanik erklärt, wie Atome, also positiv geladene Atomkerne und negative geladene Elektronen, die sich um sie ansammeln, funktionieren. So kann die Physik chemische Bindungen und all die Eigenschaften erklären, die wir bei verschiedenen Stoffen beobachten. Weiter hat uns die Quantenmechanik erlaubt eine moderne Elektronik zu entwickeln, auf der die gesamte heutige IT basiert. Computer oder Händys, wie wir sie kennen und als selbstverständlich erachten, gibt es nur dank der Entdeckung resp. der Entwicklung der Quantenphysik.

6.1 Lernziele Kapitel 6

- Ich kenne die in Abschnitt 6.2 vorgestellten Möglichkeiten, wie Materie mit Strahlung wechselwirken kann. Zu **Emission, Absorption, Transmission, Reflexion** und **Streuung** vermag ich verschiedene Beispiele anzuführen und daran zu erläutern, worum es bei diesen Wechselwirkungen geht.
- Das Konzept des **schwarzen Körpers** ist mir vertraut. Ich kann erklären, weshalb es für die Strahlungsphysik von Interesse ist Objekte zu betrachten, die sämtliche einfallende Strahlung zu absorbieren vermögen. Zudem verstehe ich, weshalb ein **Hohlraum** mit kleiner Öffnung die beinahe perfekte reale Umsetzung eines schwarzen Körpers darstellt.
- Ich vermag den Verlauf der **spektralen Intensität** $I_T(\lambda)$ eines schwarzen Temperaturstrahlers in Abb. 6.3 zu erläutern. Dazu gehört die Erklärung der Achsen dieses Diagramms (inkl. Einheiten), der qualitative Zusammenhang zwischen Temperatur T und Wellenlänge maximaler Intensität λ_{\max} (**Wiensches Verschiebungsgesetz**), sowie die Bedeutung der Fläche unter der Kurve in diesem Diagramm als Gesamtintensität der ausgesendeten Strahlung (**Stefan-Boltzmann-Gesetz**). Ich weiss, dass diese Kurve der spektralen Intensität durch das **Plancksche Strahlungsgesetz** (6.1) gegeben ist.
- Anhand Abb. 6.3 kann ich erläutern, weshalb bei einem Temperaturstrahler immer mehr **kurzwelligere Strahlung** hinzukommt, wenn die Temperatur erhöht wird.
- Ich kenne das **Wiensche Verschiebungsgesetz** als den quantitativen Zusammenhang zwischen der Wellenlänge maximaler Intensität λ_{\max} und der Temperatur T eines Temperaturstrahlers und habe verstanden, dass bei einem heisseren Körper im Schnitt mehr kurzwellige Strahlung im Emissionsspektrum enthalten ist.
- Ich weiss, dass die totale Strahlungsleistung eines Temperaturstrahlers stark von der Temperatur des Körpers abhängt. Beim schwarzen Körper ist P_S proportional zur vierten Potenz der absoluten Temperatur T und es gilt das **Stefan-Boltzmann-Gesetz** (6.3).
- Ich kann erklären, was man unter einem **grauen Körper** versteht, nämlich ein Objekt, das nur einen bestimmten Prozentsatz der einfallenden Strahlung aufnimmt.
Auf dem Vergleich zwischen dem grauen und einem gleich grossen und gleich heissen schwarzen Körper fassen die Definitionen des **Absorptionskoeffizienten** α und des **Emissionskoeffizienten** ε .
- Gemäss dem **Kirchhoffschen Strahlungsgesetz** sind der Absorptions- und der Emissionskoeffizient beliebiger Körper in der Regel etwa gleich. Ich habe also verstanden, dass gute Absorber typischerweise auch gute Emittler sind!
- Ich kenne das durch (6.7) gegebene **Abstandsgesetz** für die Abnahme der Strahlungsintensität bei punktförmigen Strahlern und kann Beispiele anführen, wo dieses zur Anwendung kommt.
- Die **Albedo** eines Körpers oder einer Oberfläche verstehe ich als das Verhältnis aus reflektierter zu einfallender Strahlungsleistung. Ich weiss, dass die Albedo insbesondere bei den Oberflächen von Planeten und Monden zur Anwendung kommt.

6.2 Wechselwirkungen zwischen Strahlung und Materie

Stoffe können mit elektromagnetischer Strahlung interagieren – das muss ja so sein, denn wie sonst könnten wir z.B. sehen?! Beim Sehen muss das Licht, das in unseren Augen ankommt, physikalisch etwas in unseren Augen auslösen. Die Strahlung muss erstmal “bemerkt” werden, damit unser Hirn aus dieser Information dann ein Bild der Welt erzeugen kann.

Wir unterscheiden bei der Wechselwirkung zwischen Materie und Strahlung verschiedene Arten. Die im Folgenden beschriebenen fünf solchen Interaktionsarten prägen unseren Alltag und decken auch in der Physik eine Vielzahl von Phänomenen ab.

Emission: Überall dort, wo elektromagnetische Strahlung ausgesendet wird, sprechen wir von **Emission**. Eine Lampe **emittiert** sichtbares Licht, der menschliche Körper emittiert unsichtbare Temperaturstrahlung, etc.

Bei der Emission verliert der aussendende Körper zwangsläufig Energie, denn Strahlung beinhaltet ja Energie – sie ist eine Form von Energie!

Absorption: Umgekehrt kann ein Körper Strahlung aufnehmen. Dies wird als **Absorption** bezeichnet. Dabei nimmt der absorbierende Körper Energie auf.

Das beste Beispiel für die Strahlungsabsorption erleben wir an einem sonnigen Tag, wenn wir mit einem schwarzen Pullover in den Sonnenschein stehen. Der schwarze Pullover **absorbiert** die Strahlung sehr gut und so wird mir darin sehr rasch heiss.

Transmission: Manche Materialien lassen Strahlung in einem bestimmten Wellenlängenbereich einfach passieren. Glas ist z.B. **transparent** im optischen Bereich, d.h., es ist fast komplett durchlässig für Wellenlängen im sichtbaren Bereich. Dieses Hindurchgehen der Strahlung durch Materie bezeichnen wir als **Transmission**.

Luft ist für viele Wellenlängen transparent – für manche aber auch nicht! Im Übrigen ist Glas nicht einfach für alle Strahlungsarten transparent. So sind wir beispielsweise hinter einer Glasscheibe vor Sonnenbrand geschützt, weil die Ultraviolett Komponente des Sonnenlichts, die diesen Sonnenbrand hervorrufen würde, das Glas nicht durchdringt.

Reflexion: Trifft em-Strahlung auf die Grenzfläche zweier Medien, so kann sie in aller Regel nicht vollständig ins neue Medium eintreten. Ein Teil wird zurückgeworfen. Wir sprechen von **Reflexion**. Spiegel sind Objekte, bei denen die Reflexion besonders gut funktioniert.

Streuung: Elektromagnetische Strahlung kann an Objekten auch einfach **gestreut**, also in verschiedene Richtungen abgelenkt werden.

Unsere optische Wahrnehmung basiert auf dieser Lichtstreuung: Im Zimmer emittiert eine Lampe Licht in alle möglichen Richtungen. Dieses wird von einem Gegenstand wiederum in alle möglichen Richtungen gestreut, sodass von dort Licht in mein Auge gelangt, egal wo ich im Zimmer stehe. Im Licht der Lampe das Zimmer zu sehen bedeutet also, Streulicht von allen Gegenständen darin zu empfangen. Natürlich spielen dabei auch Absorption und Reflexion eine Rolle. Ein grüner Gegenstand streut z.B. das grüne Licht gut, währenddem er andere Wellenlängen gut absorbiert, etc.

Transmission, Reflexion und Streuung von elektromagnetischer Strahlung verändern die Ausbreitungsrichtung des Lichts, stehen also für Ablenkungen. Bei Emission und Absorption geht es hingegen um die Erzeugung oder Vernichtung der Strahlung durch Materie. Die Materie gibt Energie ab oder nimmt sie auf.

6.3 Das theoretische Konzept des schwarzen Körpers

Die Theorie der **Elektrodynamik** und damit des Verhaltens elektromagnetischer Strahlung wurde im Laufe des 19. Jahrhunderts durch Physikerinnen und Physiker erforscht und entwickelt und durch **Maxwell** bis 1870 zu einem vorläufigen Abschluss gebracht wurde. 1886 wurde diese ganze Theorie durch **Hertz** experimentell untermauert, denn er konnte aufgrund der Gesetze der Elektrodynamik gezielt elektromagnetische Strahlung einer bestimmten Frequenz (Radar) aussenden und andernorts wieder empfangen.

Damit war aber auch klar, dass es im Zusammenhang mit dieser Strahlung noch viel herauszufinden gab. Während in Hertz' Sendeantenne ein ständiger Wechselstrom für die Emission verantwortlich war, verstand man überhaupt nicht, wie genau die Aussendung der Strahlung bei einem warmen Körper funktioniert. Man konnte diese Strahlung zwar beobachten und ausmessen, aber es gab keine Theorie, die die Zusammensetzung solcher **Temperaturstrahlung** gut und vor allem vollständig erklärt hätte. Den führenden Wissenschaftlern war aber klar, dass in der weiteren experimentellen und vor allem theoretischen Behandlung von Emission und Absorption von Strahlung der Schlüssel zu einem tieferen Verständnis des Aufbaus von Materie an sich lag. Was sendet denn da genau Strahlung aus oder empfängt sie? Wie hängt das mit der Temperatur zusammen? Welche Rolle spielt das Material? Wie wird Energie in der Materie gespeichert? Etc.

Ganz am Ende des 19. Jahrhunderts stellten sich in diesem Zusammenhang viele Theoretiker die Frage, welche **Emissionseigenschaften** denn ein Körper aufweist, der sämtliche einfallende em-Strahlung (alle möglichen Wellenlängen) aufzunehmen, also zu absorbieren vermag. Ein solcher Körper wurde sinngemäss als **schwarzer Körper** bezeichnet, denn ein realer Körper, der uns schwarz erscheint, hat ja zumindest im optischen Wellenlängenbereich die Eigenschaft praktisch alle Strahlung aufzunehmen, die auf ihn trifft.

Definition des schwarzen Körpers

*Ein **schwarzer Körper** ist ein Objekt, das sämtliche einfallende elektromagnetische Strahlung absorbiert.*

Der schwarze Körper ist somit eine theoretische Idealvorstellung für ein bestimmtes Absorptionsverhalten von Materie. Wie sich zeigt, hängt damit dann auch ein idealisiertes Emissionsverhalten zusammen.

Zunächst mag das verwirren: Weshalb stellte man eine Forderung an das Absorptionsverhalten eines Objektes, wo man doch Aussagen über seine Emissionseigenschaften machen wollte? Diese Frage kann aber sehr rasch und verständlich beantwortet werden: Bei einem Körper, der sämtliche eintreffende Strahlung einfach absorbiert, wird die Zusammensetzung der emittierten Strahlung nicht durch Reflexions- oder Streueigenschaften verfälscht. Sie muss folglich einzig vom inneren Zustand des Körpers, also von seiner Temperatur abhängen.

Die Zusammensetzung der von einem schwarzen Körper emittierten Strahlung hängt ausschliesslich von dessen Temperatur ab.

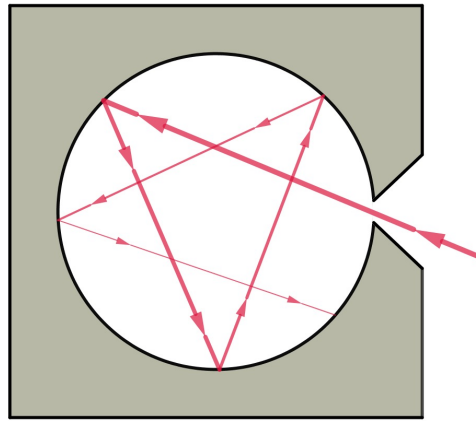


Abbildung 6.2: Der Hohlraum – die beste Realisierung des schwarzen Körpers.

Der Hohlraum – die Realisierung eines schwarzen Körpers

Die beste Realisierung eines schwarzen Körpers besteht in einem **Hohlraum**, der eine kleine Öffnung hat, durch die Strahlung einfallen und austreten kann (vgl. Abb. 6.2).

Im Inneren des Würfels wird die Strahlung von den Wänden andauernd reflektiert, gestreut und insbesondere auch absorbiert und wieder emittiert, sodass sie mit diesen im thermischen Gleichgewicht steht. D.h., die aus der Öffnung austretende und somit vom Hohlraum emittierte Strahlung hängt nicht mehr von der einfallenden Strahlung ab. Vielmehr ist sie charakteristisch für die Temperatur der Wände im Innern des Hohlraums. Die von einem schwarzen Körper emittierte Strahlung wird deshalb nicht nur als **Schwarzkörper-**, sondern auch als **Hohlraumstrahlung** bezeichnet.

6.4 Die spektrale Intensität der Schwarzkörperstrahlung

Da sich die Temperatur der Wände eines Hohlraums durch Heizung oder Kühlung steuern lässt, kann man damit die Schwarzkörperstrahlung bei verschiedenen Temperaturen untersuchen. Dabei stellt man fest, dass diese Strahlung einen kontinuierlichen Wellenlängenmix enthält, der sich bei Erhöhung der Temperatur im Schnitt zu kürzeren Wellenlängen resp. höheren Frequenzen verschiebt.

Abb. 6.3 zeigt diesen Strahlungsmix für verschiedene absolute Temperaturen T . Die Kurven beschreiben für jede Temperatur die sogenannte **spektrale Intensität** I_T in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ . Das will gut verstanden sein. Hier die Erläuterung:

- Auf der horizontalen Achse sind die Wellenlängen λ in Nanometern (nm) aufgetragen. D.h., hier ist das elektromagnetische Spektrum aus Abb. 5.9 wiedergegeben. Gegen links gehen wir zu kürzeren Wellenlängen, also zu höheren Frequenzen und somit hoch-energetischeren Photonen (= Strahlungsteilchen), gegen rechts wird es langwelliger, niederfrequenter resp. niederenergetischer.

Extra mit den entsprechenden Farben gekennzeichnet ist der Bereich des **sichtbaren Lichts** mit den **Spektralfarben** von violett (380 nm) links bis rot (750 nm) rechts. Links dieses Bereichs findet sich die **Ultraviolettstrahlung** (UV) und rechts davon die **Infrarotstrahlung** (IR).

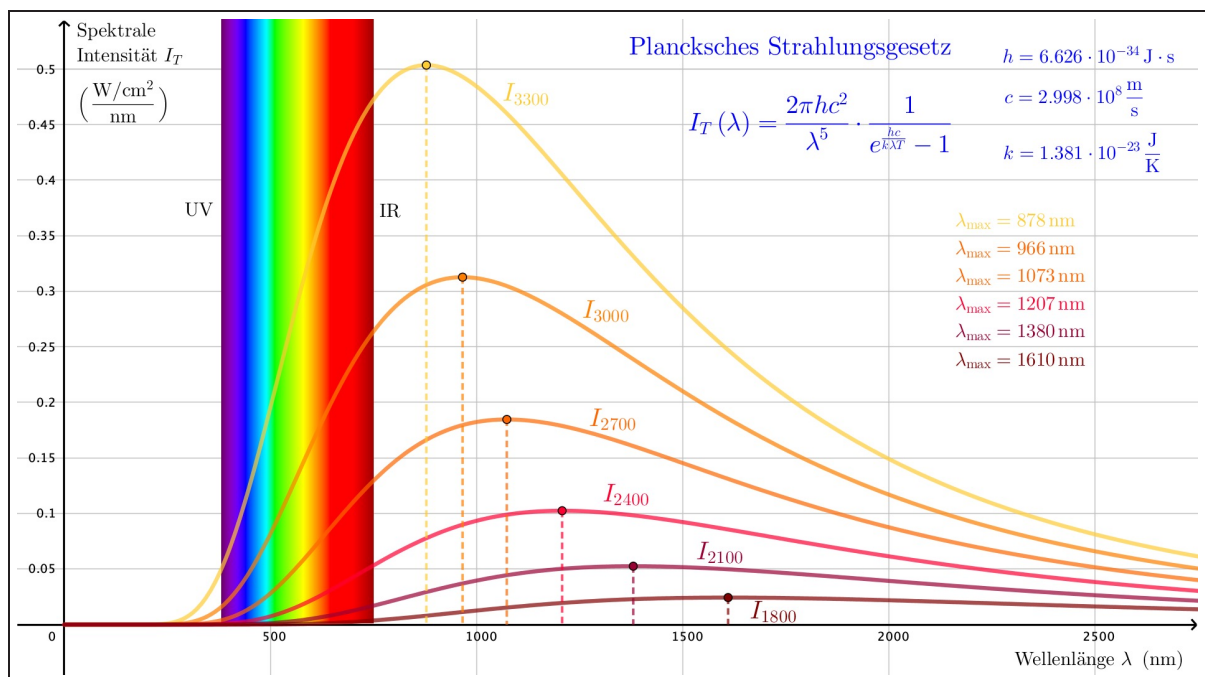


Abbildung 6.3: Die Verteilung der spektralen Intensität $I_T(\lambda)$ der Schwarzkörperstrahlung bei verschiedenen absoluten Temperaturen T .

- Über jeder Wellenlänge wird vertikal die zugehörige spektrale Intensität $I_T(\lambda)$ in $\frac{\text{W/cm}^2}{\text{nm}}$ abgetragen.

Betrachten wir dazu ein Beispiel aus Abb. 6.3. Die Kurve I_{2700} , die zur absoluten Temperatur $T = 2700 \text{ K}$ gehört, passiert über $\lambda = 1500 \text{ nm}$ gerade etwa den Wert $I_T(1500 \text{ nm}) \approx 0.15 \frac{\text{W/cm}^2}{\text{nm}}$. Das bedeutet, dass ein schwarzer Körper von 2700 K Temperatur im Wellenlängenbereich zwischen 1500 nm und 1501 nm eine Strahlungsintensität von knapp $0.15 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ emittiert. Der Wert gibt also die Strahlungsintensität pro Nanometerabschnitt auf der Wellenlängenachse an.

Im Prinzip kann man von den Stellen 1500 nm und 1501 nm auf der Wellenlängenachse λ je eine vertikale Linie bis zum Graphen nach oben ziehen. Die Fläche, die durch diese beiden Linien links und rechts, die λ -Achse unten und den Graphen oben eingegrenzt wird, steht für die in diesem Wellenlängenabschnitt ausgesendete Strahlungsintensität. Im Beispiel oben beträgt sie, wie gesagt, $0.15 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$.

- Die ganze Fläche unter einer solchen Kurve steht für die Gesamtintensität I der Schwarzkörperstrahlung bei der jeweiligen Temperatur. Die Strahlung eines heißeren Körpers weist insgesamt ganz offensichtlich die höhere Intensität auf als jene eines kälteren. Darauf werden wir im Abschnitt 6.6 näher eingehen.
- Wir bemerken, dass es bei jeder Temperatur T eine Wellenlänge λ_{max} gibt, bei der die spektrale Intensität I_T am grössten ist. Dieser Wert verschiebt sich bei Erhöhung der Temperatur zu immer kleineren Werten. Tatsächlich erlaubt dieser Zusammenhang den Rückschluss auf die Temperatur des Strahlers, wenn wir wissen, wo λ_{max} liegt. Dazu mehr im Abschnitt 6.5.

- Weiter fällt uns auf, dass bei einer Temperatur von 1800 K ($\approx 1527^\circ\text{C}$) nur verhältnismässig wenig Intensität im Bereich sichtbarer Wellenlängen vorhanden ist. Ein Körper dieser Temperatur glüht in leicht rötlichem Orange.

Steigern wir die Temperatur, so kommen immer mehr kurzwelligere Spektralfarben hinzu. In unserer Wahrnehmung wird der Strahler immer weisser. Die höchste in Abb. 6.3 enthaltene Temperatur beträgt 3300 K ($\approx 3027^\circ\text{C}$). Das entspricht etwa der Temperatur des Glühdrahts einer 100 W-Glühlampe, deren Licht uns bereits sehr weiss erscheint, weil es effektiv alle Spektralfarben enthält.

Würden wir die Temperatur noch weiter erhöhen, so wird der Lichteindruck zunächst noch weisser, bis er bei weiterer Temperatursteigerung langsam ins Bläuliche geht.

Man erkennt weiter, dass etwa ab 2700 K ($\approx 2427^\circ\text{C}$) Wellenlängen im UV-Bereich auftreten. Bei z.B. 5800 K ($\approx 5527^\circ\text{C}$) wären noch kurzwelligere Ultraviolettanteile dabei, die bei uns Menschen Sonnenbrand hervorrufen können. Die Sonnenoberfläche, von wo die Sonnenstrahlung emittiert wird, weist ungefähr diese Temperatur auf.

Frage: Woher kommen eigentlich diese Kurven der spektralen Intensität $I_T(\lambda)$ bei verschiedenen Temperaturen T ? Woher weiss man das?

Antwort: Die Zusammensetzung der Hohlraumstrahlung wurde Ende des 19. Jahrhunderts experimentell erforscht. Es war die Zeit, in der die **Photometrie**, also die energetische Ausmessung von Licht entwickelt wurde. Die Messkurve wurde zunächst aber nicht gut verstanden. Erst **Max Planck** legte im Jahr 1900 eine Theorie vor, die sich sehr genau mit den Daten deckte. Er vermochte den Verlauf der spektralen Intensität $I_T(\lambda)$ durch eine Formel auszudrücken, die heute als **Plancksches Strahlungsgesetz** bekannt ist.

Das Plancksche Strahlungsgesetz

*Ein schwarzer Körper der absoluten Temperatur T weist ein wohldefiniertes Emissionsspektrum auf, dessen spektrale Intensität $I_T(\lambda)$ durch das **Plancksche Strahlungsgesetz** gegeben ist:*

$$I_T(\lambda) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda T}} - 1} \quad (6.1)$$

Darin sind h , c und k die folgenden physikalischen Konstanten:

h = Plancksches Wirkungsquantum = $6.626 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$

c = Lichtgeschwindigkeit im Vakuum = $2.998 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$

k = Boltzmann-Konstante = $1.381 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}}$

Planck musste allerdings eingestehen, dass er zwar auf das richtige Resultat kam, dabei aber gewisse Schritte in seiner Herleitung nicht befriedigend begründen konnte. Heute verstehen wir das besser, denn Planck verwendete Gesetzmässigkeiten einer neuen, damals noch zu entdeckenden Physik namens **Quantenmechanik**. Sie beschreibt z.B., welche Energiezustände die Teilchen in einem Körper einnehmen können – ein essentielles Wissen für das Verständnis des Strahlungsmixes, der von diesen Teilchen bei einer bestimmten mittleren kinetischen Energie ($\hat{=}$ Temperatur) ausgesendet wird!

6.5 Das Wiensche Verschiebungsgesetz

Wir haben gesehen, dass sich bei der Schwarzkörperstrahlung die Wellenlänge maximaler Strahlintensität λ_{\max} mit zunehmender Temperatur T immer weiter zu kleineren Werten verschiebt. Dieser Zusammenhang wurde bereits 1896 vom deutschen Physiker **Wilhelm Wien** (1864 – 1928) aufgrund der experimentellen Daten wie folgt formuliert.

Das Wiensche Verschiebungsgesetz

Das Emissionsspektrum eines schwarzen Körpers der absoluten Temperatur T weist bei einer bestimmten Wellenlänge λ_{\max} seine höchste Intensität $I_T(\lambda)$ auf. Dabei gilt:

$$\lambda_{\max} = \frac{2898 \mu\text{m} \cdot \text{K}}{T} \quad (6.2)$$

“Die Wellenlänge maximaler Intensität verschiebt sich mit steigender Temperatur zu immer kleineren Werten.”

Anmerkungen zum Wienschen Verschiebungsgesetz

- Da sich das Spektrum vieler realer Temperaturstrahler in seinem Verlauf nicht von demjenigen eines schwarzen Körpers unterscheidet, lässt sich durch Spektralanalyse und durch Anwendung des Wienschen Verschiebungsgesetzes sehr einfach auf die Temperatur des Strahlers schließen.

Ein ganz typisches Anwendungsbeispiel hierfür ist die Bestimmung der Oberflächentemperatur von Sternen, deren Emissionseigenschaft fast komplett mit derjenigen eines schwarzen Strahlers übereinstimmen (eine Sternoberfläche absorbiert ankommende Strahlung praktisch zu 100 %).

Beispiel: Das Spektrum des Sonnenlichts hat sein Intensitätsmaximum bei einer Wellenlänge von $\lambda_{\max} \approx 500 \text{ nm}$ ($= 0.50 \mu\text{m}$). Daraus folgt:

$$\lambda_{\max} = \frac{2898 \mu\text{m} \cdot \text{K}}{T} \quad \Rightarrow \quad T = \frac{2898 \mu\text{m} \cdot \text{K}}{\lambda_{\max}} = \frac{2898 \mu\text{m} \cdot \text{K}}{0.50 \mu\text{m}} = 5800 \text{ K}$$

Damit weist die Sonne also eine Oberflächentemperatur von etwa 5500°C auf.

- Der im Verschiebungsgesetz (6.2) enthaltene Wert von $\lambda_{\max} T = 2898 \mu\text{m} \cdot \text{K}$ wurde von Wien empirisch, also durch Analyse der Messdaten bestimmt. Natürlich muss er sich aus dem Planckschen Strahlungsgesetz ergeben und mit den dortigen Konstanten h , c und k zusammenhängen. Mit entsprechender Mathematik² leitet man her:

$$\lambda_{\max} \cdot T \approx \frac{hc}{4.965k} = \frac{6.626 \cdot 10^{-34} \text{ J s} \cdot 2.998 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}}{4.965 \cdot 1.381 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}}} = 0.002898 \text{ m} \cdot \text{K} = 2898 \mu\text{m} \cdot \text{K}$$

²Dazu muss die Ableitung der Funktion $I_T(\lambda)$ gebildet und anschliessend gleich 0 gesetzt werden, um einen Ausdruck für λ_{\max} in Abhängigkeit von der Temperatur T zu bestimmen.

6.6 Das Stefan-Boltzmann-Gesetz

Die gesamte von einem schwarzen Körper emittierte Strahlungsleistung P_S hängt ganz wesentlich von dessen Temperatur T ab. Bei Untersuchungen zur Lichtausbeute von Lichtquellen entdeckte der österreichische Physiker **Josef Stefan** (1835 – 1893) im Jahre 1879 einen Zusammenhang, der von dem deutschen Physiker **Ludwig Boltzmann** (1844 – 1906) theoretisch begründet wurde und deshalb als **Stefan-Boltzmann-Gesetz** bezeichnet wird.

Das Stefan-Boltzmann-Gesetz

Die gesamte von einem schwarzen Körper emittierte Strahlungsleistung P_S hängt von der Grösse seiner Oberfläche A und von seiner absoluten Temperatur T ab. Es gilt:

$$P_S = \sigma \cdot A \cdot T^4 \quad (6.3)$$

*Dabei steht σ für die sogenannte **Stefan-Boltzmann-Konstante** mit einem Wert von:*

$$\sigma = 5.670 \cdot 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}^4}$$

“Die ausgesendete Strahlungsleistung hängt sehr stark (T^4 !) von der absoluten Temperatur des Strahlers ab.”

Anmerkungen zum Stefan-Boltzmann-Gesetz

- Man kann fast nicht genug darauf hinweisen, wie stark die im Stefan-Boltzmann-Gesetz enthaltene Temperaturabhängigkeit ist (Veranschaulichung in Abb. 6.4 auf der nächsten Seite). Eine vierte Potenz – das ist sozusagen einmalig in einem fundamentalen Naturgesetz! Als Folge davon führen bereits geringe Temperaturunterschiede eines Körpers zu grossen Änderungen in der abgestrahlten Leistung. Eine Verdoppelung der absoluten Temperatur hat eine Versechzehnfachung der Strahlungsleistung zur Folge. Umgekehrt muss man die absolute Temperatur T nur um den Faktor $\sqrt[4]{2} \approx 1.189$ vergrössern, um eine Verdoppelung der Strahlungsleistung zu erhalten.
- Auch die im Stefan-Boltzmann-Gesetz enthaltene Konstante σ war zunächst ein von Stefan empirisch bestimmter Wert. Da aber die Gesamtintensität $I_{\text{total}} = \frac{P_S}{A}$ der von einem schwarzen Körper emittierten Strahlung der Fläche unter dem Graphen im Diagramm der spektralen Intensität $I_T(\lambda)$ entspricht (Abb. 6.3), konnte Planck sofort zeigen, dass das Stefan-Boltzmann-Gesetz im Planckschen Strahlungsgesetz enthalten ist. Für die Stefan-Boltzmann-Konstante findet man:³

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15h^3 c^2} = \frac{2\pi^5 \cdot (1.381 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}})^4}{15 \cdot (6.626 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s})^3 \cdot (2.998 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}})^2} = 5.670 \cdot 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}^4}$$

³Hier muss mit einer mathematischen Technik namens **Integralrechnung** die Fläche unter dem Graphen von $I_T(\lambda)$ bestimmt werden.

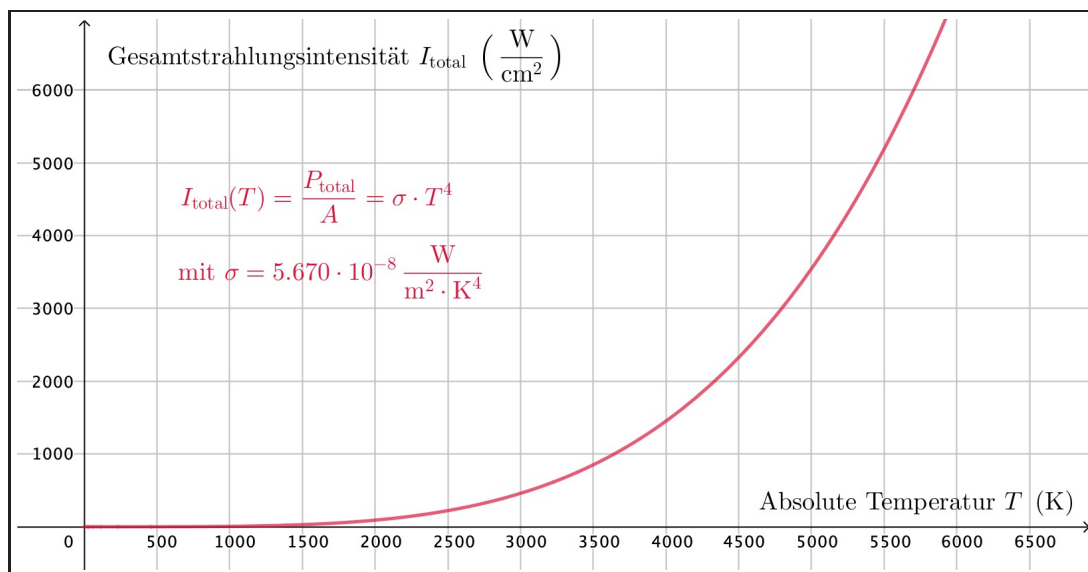


Abbildung 6.4: Das Stefan-Boltzmann-Gesetz grafisch. Die Kurve für die ausgesendete Flächenstrahlungsleistung I_{total} verläuft mit der vierten Potenz der absoluten Temperatur T !



Abbildung 6.5: Oben: Wilhelm Wien (1864 – 1928), Josef Stefan (1835 – 1893) und Gustav Robert Kirchhoff (1824 – 1887). Unten: Ludwig Boltzmann (1844 – 1906) und ein Besuch an seinem Grab auf dem Wiener Zentralfriedhof (Herbst 2019).

6.7 Graue Körper – reale Temperaturstrahler

Bisher haben wir Aussagen über schwarze Körper gemacht. In der Realität ist aber kein Körper vollständig schwarz, im Gegenteil! Eher wenige Körper absorbieren Strahlung beliebiger Wellenlängen zu annähernd 100 %. Es gibt zudem Reflexion und Streuung, und im Falle von Absorption kann diese auch selektiv, also für verschiedene Wellenlängen unterschiedlich gross sein. Manchmal ist es auch so, dass sich ein Objekt einfach in einem bestimmten Wellenlängenbereich wie ein schwarzer Körper verhält.

Dennoch lassen sich viele Objekte gut mit einem schwarzen Körper vergleichen. Sie absorbieren nicht ganz so vollständig wie ein schwarzer Körper, aber diese reduzierte Absorption ist dafür wieder über praktisch alle Wellenlängenbereiche hinweg gleich. Wir sprechen von einem **grauen Körper**. Zu dessen Beschreibung definiert man einen **Absorptionskoeffizienten** α und einen **Emissionskoeffizienten** ε .

Definition von Absorptions- und Emissionskoeffizient

Ist $P_{S,\text{total}}$ die gesamte auf einen grauen Körper einfallende Strahlungsleistung und $P_{S,\text{absorbiert}}$ die von diesem absorbierte Strahlungsleistung, so ist der **Absorptionskoeffizient** α des Körpers gegeben durch:

$$\alpha := \frac{P_{S,\text{absorbiert}}}{P_{S,\text{total}}} \quad (6.4)$$

Emittiert der graue Körper die Strahlungsleistung $P_{S,\text{emittiert}}$ und würde ein gleich grosser schwarzer Körper derselben Temperatur die Strahlungsleistung $P_{S,\text{schwarz}}$ aussenden, so ist der **Emissionskoeffizient** ε des grauen Körpers gegeben durch:

$$\varepsilon := \frac{P_{S,\text{emittiert}}}{P_{S,\text{schwarz}}} \quad (6.5)$$

Der Absorptionskoeffizient α beschreibt also, welcher Anteil der ankommenden Strahlung vom grauen Körper absorbiert wird, während der Emissionskoeffizient ε angibt, wie gut der graue Körper im Vergleich mit dem schwarzen Körper Strahlung aussendet.

Für schwarze Körper ist der Absorptions- und der Emissionskoeffizient offensichtlich je gleich 1, denn es wird sämtliche einfallende Strahlung absorbiert ($\alpha = 1$) und die emittierte Leistung ist ja eben diejenige eines schwarzen Körpers ($\varepsilon = 1$).

Interessant ist nun aber vor allem das oben auf der nächsten Seite vorgestellte Kirchhoffsche Strahlungsgesetz, das die Verwandtschaft zwischen Absorptions- und Emissionseigenschaften von Körpern erklärt.

Das Kirchhoffsche Strahlungsgesetz

Das Verhältnis aus Absorptionskoeffizient α und Emissionskoeffizient ε ist in aller Regel unabhängig von der Art des Strahlers:

$$\frac{\alpha}{\varepsilon} \approx \text{konstant für alle Strahler}$$

Da die Aussage auch für schwarze Körper mit $\alpha = \varepsilon = 1$ gilt, muss somit allgemein gelten:

$$\alpha \approx \varepsilon \quad \text{für alle Strahler} \quad (6.6)$$

“Gute Absorber sind gute Emittter.”

Das ist doch eine sehr interessante Aussage. Auf eine nähere Begründung werden wir allerdings verzichten. Sie würde für uns an dieser Stelle zu weit führen.

6.8 Intensitätsabnahme bei punktförmigen Strahlern

Egal, ob es sich um einen schwarzen oder einen grauen Körper handelt, die emittierte Strahlung verteilt sich in aller Regel auf eine immer grössere Fläche, je weiter man sich von ihm entfernt.

Der einfachste Fall ist eine punktförmige Strahlungsquelle, die in alle Raumrichtungen gleich stark abstrahlt. Man nennt dies eine **isotrope Abstrahlung**. Im Abstand r verteilt sich die ausgesendete Strahlungsleistung P_S folglich auf eine Sphäre (= Kugeloberfläche) mit Radius r und Oberfläche $A = 4\pi r^2$. Das folgende Abstandsgesetz wird in Abb. 6.6 illustriert.

Abstandsgesetz zur Verteilung von Strahlung

Emittiert eine Strahlungsquelle ihre Strahlungsleistung P_S isotrop, also gleich stark in alle Raumrichtungen, so ist die Strahlungsintensität $I(r)$ im Abstand r zur Quelle gegeben durch:

$$I(r) = \frac{P_S}{A} = \frac{P_S}{4\pi r^2} \quad (6.7)$$

“Die Strahlungsintensität nimmt mit zunehmendem Abstand quadratisch ab.”

Handelt sich nicht um eine punktförmige Strahlungsquelle, so kann eine andere Geometrie trotzdem darüber Auskunft geben, welche Strahlungsintensität in einer bestimmten Entfernung zur Quelle zu erwarten ist. So lässt sich beispielsweise gut beantworten, wie gross die Strahlungsintensität in der nicht allzu grossen Entfernung von einem längeren, glühenden Draht ist o.Ä.

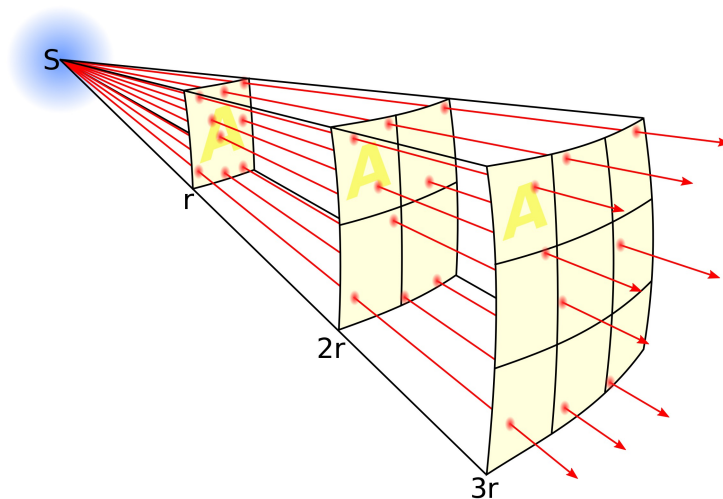


Abbildung 6.6: Die grafische Erläuterung zum quadratisch abfallenden Abstandsgesetz für die Strahlung aus einer punktförmigen Quelle.

6.9 Die Albedo

Absorbiert ein Körper nicht alle Strahlung, so streut oder reflektiert er sie. Gerade wenn es um Planeten geht, werden unter dem Begriff Reflexion typischerweise beide Effekte verstanden resp. zusammengefasst. Im Zuge davon wird die **Albedo** β eingeführt, die ein Mass für das Rückstrahlvermögen von diffus reflektierenden Körpern darstellt.⁴ Sie wird als dimensionslose Zahl angegeben und entspricht dem Verhältnis von rückgestrahltem zu einfallendem Licht.

Definition der Albedo

Empfängt ein Körper die Strahlungsleistung P_S und steht $P_{S,\text{reflektiert}}$ für die reflektierte oder gestreute Strahlungsleistung, so ist die **Albedo** β des Körpers definiert durch das Verhältnis dieser beiden Leistungen:

$$\text{Albedo: } \beta := \frac{P_{S,\text{reflektiert}}}{P_S} \quad (6.8)$$

Die Albedo lässt sich auch schreiben in der Form $\beta = 1 - \alpha$, wobei α der Absorptionskoeffizient des Körpers ist.

Anmerkungen zur Albedo

- Die Albedo kann für ganze Körper, aber auch nur für verschiedene Arten von Oberflächen angegeben werden. Im letzteren Fall muss sie als Verhältnis von eingestrahelter und reflektierter Strahlungsintensität verstanden werden, also als Verhältnis der Strahlungsleistungen pro Fläche.

⁴Lat. *Albedo* = die "Weisse" oder "Weissheit", von lat. *albus* = weiss.

- Die Albedo hängt bei einer gegebenen Oberfläche von der Wellenlänge des einstrahlenden Lichtes ab und kann für Wellenlängenbereiche – z.B. das Sonnenspektrum oder das sichtbare Licht – angegeben werden. Vor allem in der Meteorologie ist sie von Bedeutung, da sie Aussagen darüber ermöglicht, wie stark sich eine Oberfläche erwärmt – und damit auch die Luft in Kontakt mit der Oberfläche.
- Tab. 6.1 listet die Albedo-Werte verschiedener Himmelskörper als Ganzes und von spezifischen Oberflächenarten auf.

Albedowerte im Sonnensystem	
Himmelskörper	Albedowert
Merkur	0.119
Venus	0.77
Erde	0.306
Mars	0.025
Jupiter	0.343
Saturn	0.342
Uranus	0.30
Neptun	0.29
Pluto	0.72
Erdmond	0.11
Encelados (Jupitermond)	0.99

Albedowerte verschiedener Oberflächen	
Material	Albedowert
Frischer Schnee	0.80 – 0.90
Alter Schnee	0.45 – 0.90
Wolken	0.60 – 0.90
Wüste	0.30
Savanne	0.20 – 0.25
Felder (unbestellt)	0.26
Rasen	0.18 – 0.23
Wald	0.05 – 0.18
Asphalt	0.15
Wasserfläche	
Neigungswinkel > 45°	0.05
Neigungswinkel > 30°	0.08
Neigungswinkel > 20°	0.12
Neigungswinkel > 10°	0.22

Tabelle 6.1: Albedowerte für verschiedene Himmelskörper und Oberflächenarten.

Anhang A

Thermometertypen

Sämtliche Thermometer messen die Temperatur indirekt, indem sie eine andere, von der Temperatur abhängige Grösse, wie z.B. das Volumen oder den elektrischen Widerstand eines Körpers, erfassen, um die entsprechende Temperatur anzuzeigen.

Flüssigkeitsthermometer: Eine Flüssigkeit befindet sich in einem dünnen Rohr. Wird der zu messende Körper mit dem Gefäss berührt, so nimmt die Flüssigkeit dessen Temperatur an, sie ändert daraufhin ihr Volumen. Das bedeutet, dass sich die Höhe der Flüssigkeitssäule im selben Verhältnis ändert: Die Höhe der Flüssigkeitssäule im Rohr ist ein Mass für die Temperatur. Nach diesem Prinzip funktioniert auch das klassische **Fieberthermometer** mit Quecksilber als Steigflüssigkeit.

Flüssigkeitsthermometer funktionieren nur in Temperaturbereichen, in denen die Steigflüssigkeit wirklich flüssig ist. Ausserdem sind nicht alle Stoffe gleichermassen für ein Flüssigkeitsthermometer geeignet.¹

Bimetallthermometer: Hier krümmt sich ein aus zwei verschiedenen Metallen bestehender Streifen je nach Temperatur mehr oder weniger stark. Ein daran befestigter Zeiger gibt auf einer Skala die Temperatur des Streifens an.

Flüssigkristalle: Bestimmte Flüssigkristalle wechseln je nach Temperatur ihre Farbe. So kann man von °C zu °C verschiedene Kristalle zur Farbänderung bringen. Die Farbreihe mehrerer Kristalle zeigt dann die Temperatur an.

Widerstandsthermometer: Der elektrische Widerstand eines geeigneten Leiters kann bereits bei kleinen Temperaturänderungen deutlich variieren. Mit diesem Effekt können Temperaturen elektronisch gemessen werden.

Thermoelement: Eine andere elektrische Art der Temperaturbestimmung ist ein sogenanntes Thermoelement. In einem Messfühler sind z.B. die Enden eines Eisen- und eines Kupferdrahtes miteinander verbunden, die beiden anderen Enden sind an ein Messgerät angeschlossen. Je nach Temperatur entsteht eine elektrische Spannung zwischen den beiden Metallen, die das Messgerät zur Temperaturanzeige verwendet. Thermoelemente eignen sich besonders zur Messung von sehr grossen und sehr kleinen Temperaturen.

¹Z.B. ist Wasser im Temperaturbereich zwischen 0°C und 10°C als Steigflüssigkeit schlichtweg unbrauchbar. Grund: Von 0°C auf 4°C nimmt das Volumen ab, und über 4°C wächst das Flüssigkeitsvolumen mit steigender Temperatur. Dies ist eine Auswirkung der **Anomalie des Wassers**.

Infrarot-Thermometer (= Pyrometer): Besonders gebräuchlich zur Messung der Körpertemperatur sind heutzutage die kontaktlosen Infrarot-Messgeräte (Messung z.B. im Ohr). Jeder Körper sendet aufgrund seiner Temperatur eine elektromagnetische Strahlung aus, aus deren Messung und Analyse das Gerät auf die Temperatur des Körpers schliessen kann. Diese Temperaturstrahlung werden wir im zweiten Teil der Wärmelehre (Kapitel 6) näher beleuchten.

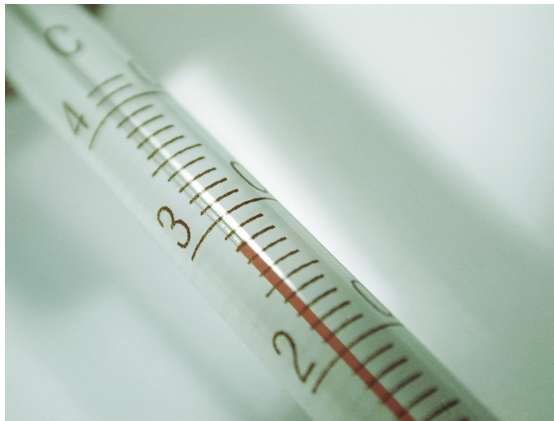


Abbildung A.1: Verschiedene Thermometertypen: Oben links die Skala eines Flüssigkeitsthermometers, oben rechts ein Bimetallthermometer zur Messung der Aussentemperatur, in der Mitte links ein Widerstandstempersensor, rechts davon ein Flüssigkristallthermometer und schliesslich unten ein Infrarot-Thermometer zur Messung der menschlichen Körpertemperatur (im Ohr).

Anhang B

Thermische Daten verschiedener Stoffe

In diesem Anhang finden sich diverse für die Wärmelehre relevante Angaben zu verschiedenen Stoffen. Da bei der Bearbeitung oftmals auf mehrere solche Daten zugegriffen werden muss, ist es praktisch, sie an einem Ort zusammengestellt zu haben.

Wärmeleitfähigkeiten λ verschiedener Stoffe (bei 20 °C)			
Stoff	$\lambda \left(\frac{\text{W}}{\text{m} \cdot ^\circ\text{C}} \right)$	Stoff	$\lambda \left(\frac{\text{W}}{\text{m} \cdot ^\circ\text{C}} \right)$
Aceton	0.162	Kupfer	390
Aluminium	239	Leichtbeton	0.22
Backstein	0.47	(Ruhende) Luft	0.025
Blei	34.8	Messing	79
Diamant (C)	2000	Methanol	0.198
Eis (0 °C)	2.2	Nickel	81
Eisen	80	Platin	70.1
Ethanol	0.165	Quarzglas	1.36
Fensterglas (typisch)	0.8	Quecksilber	8.2
Glaskeramik (typisch)	1.46	Silber	428
Glycerin	0.285	Stahlbeton	1.85
Gold	312	Tannentäfer	0.15
Gusseisen	50	Wasser	0.598
Isolierstoffe	0.04	Wolfram	177
Kohlenstoffstahl ($\approx 1 \% \text{C}$)	45	Zink	112
Korund (99 % Al_2O_3)	41.9	Zinn	64

Tabelle B.1: Wärmeleitfähigkeiten einiger Stoffe.

Spezifische Übergangswärmen einiger Stoffe bei Normdruck ($p_0 = 1.013 \text{ bar}$)		
Stoff	Schmelzwärme L_f ($10^3 \frac{\text{J}}{\text{kg}}$)	Verdampfungswärme L_v ($10^3 \frac{\text{J}}{\text{kg}}$)
Alkohol	108	840
Aluminium	397	10 900
Blei	23.0	8600
Chlor (Cl_2)	90.5	290
Eisen	277	6340
Gold	64	1650
Kohlendioxid (CO_2)	$L_s = 317.5 \cdot 10^3 \frac{\text{J}}{\text{kg}}$	
Kupfer	205	4790
Methan	58.6	510
Natrium	113	390
Nickel	303	6480
Platin	111	2290
Quecksilber	11.8	285
Sauerstoff (O_2)	13.9	213
Silber	104.5	2350
Silizium	164	14 050
Stickstoff (N_2)	25.74	198
Uran	36.6	1731
Wasser (H_2O)	333.8	2256
Wolfram	192	4350
Zink	111	1755
Zinn	59.6	2450

Tabelle B.2: Spezifische Übergangswärmen einiger Stoffe bei Normdruck.

Spezifische Wärmekapazitäten bei 20 °C und festem Druck	
Stoff	$c \left(\frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot ^\circ\text{C}} \right)$
Aluminium (s)	896
Blei (s)	129
Chlorgas (g) (Cl_2)	473
Eisen (s)	450
Gold (s)	129
Kohlenstoffdioxid (CO_2) (g)	837
Kupfer (s)	383
Luft (g)	1005
Methan (g)	2219
Nickel (s)	448
Platin (s)	133
Quarzglas (s)	710
Quecksilber (l)	139
Sauerstoff (O_2) (g)	917
Silber (s)	235
Stickstoff (N_2) (g)	1038
Uran (s)	116
Wasser (H_2O) (l)	4182
Eis (H_2O bei 0 °C) (s)	2100
Wolfram (s)	134
Zink (s)	385
Zinn (s)	227

Tabelle B.3: Einige spezifische Wärmekapazitäten. (s = fest, l = flüssig, g = gasförmig)

Fixpunkte einiger Stoffe bei Normdruck ($p_0 = 1.013 \text{ bar}$)		
Stoff	Schmelzpunkt ϑ_f (°C)	Siedepunkt ϑ_v (°C)
Alkohol	-114.5	78.33
Aluminium	660.1	2467
Ammoniak	-77.7	-33.4
Blei	327.4	1740
Chlor (Cl_2)	-101	-34.6
Eisen	1535	2750
Gold	1063.0	2808
Kohlenstoff	$\vartheta_s = 3652 \text{ °C}$	
Kohlendioxid (CO_2)	$\vartheta_s = -78.45 \text{ °C}$	
Kupfer	1083	2567
Methan	-182.52	-161.5
Natrium	91.8	883
Nickel	1453	2730
Platin	1769.3	3827
Quarzglas (SiO_2)	1610	2230
Quecksilber	-38.87	356.58
Sauerstoff (O_2)	-218.79	-182.97
Silber	960.8	2212
Silizium	1410	2355
Stickstoff (N_2)	-210.00	-195.82
Uran	1132	3818
Wasser (H_2O)	0	100.00
Wasserstoff (H_2)	-259.20	-252.77
Wolfram	3380	5660
Zink	419.5	907
Zinn	231.9	2270

Tabelle B.4: Schmelz- und Siedepunkte einiger Stoffe bei Normdruck. Bemerkungen:

Die Fixpunkte der wichtigsten Komponenten in unserer Luft (Sauerstoff O_2 und Stickstoff N_2) liegen extrem tief!

Wolfram ist ein Metall mit extrem hohem Schmelzpunkt. Erst diese hohe Schmelztemperatur macht Glühlampen möglich.

Kohlenstoff und Kohlendioxid kennen bei Normdruck keinen flüssigen Aggregatzustand. Sie sublimieren resp. resublimieren. Angegeben ist der Sublimationspunkt ϑ_s .

Anhang C

Zu Richard P. Feynman



Abbildung C.1: Richard P. Feynman (1918 – 1988).

Richard P. Feynman wurde 1918 in Brooklyn geboren; seinen Ph. D. erhielt er 1942 an der Universität Princeton. Trotz seines jugendlichen Alters spielte er während des Zweiten Weltkriegs eine massgebliche Rolle beim Manhattan-Projekt in Los Alamos.¹ In der Folgezeit lehrte er in Cornell und am California Institute of Technology (Caltech). 1965 erhielt er für seine Arbeiten zur Quantenelektrodynamik zusammen mit Sin-Itaro Tomonaga und Julian Schwinger den Nobelpreis für Physik.

¹Manhattan-Projekt war der Deckname der USA für die geheime Entwicklung der ersten Atombombe.

Diese Auszeichnung wurde ihm für seine Beiträge zur Lösung von Problemen der Theorie der Quantenelektrodynamik verliehen. Darüber hinaus entwickelte er eine mathematische Theorie zur Erklärung des Phänomens der Suprafluidität in flüssigem Helium. Anschliessend leistete er zusammen mit Murray Gell-Mann grundlegende Arbeit auf dem Gebiet der schwachen Wechselwirkung, etwa dem Betazerfall. Später spielte Feynman eine Schlüsselrolle bei der Entwicklung der Theorie der Quarks, als er sein Partonenmodell hochenergetischer Kollisionsprozesse bei Protonen vorlegte.

Überdies führte Feynman grundlegende neue Rechenverfahren und -schreibweisen in die Physik ein – insbesondere die allgegenwärtigen Feynman-Diagramme, die in vielleicht höherem Masse als alle anderen Formalisierungen in der jüngeren Geschichte der Naturwissenschaft die Art und Weise veränderten, wie man grundlegende physikalische Prozesse und Begriffe fasst und berechnet.

Feynman war ein erstaunlich erfolgreicher Pädagoge. Besonders stolz war er persönlich auf die Oersted Medal for Teaching, die ihm 1972 zusätzlich zu seinen zahlreichen anderen Auszeichnungen verliehen wurde. Im *Scientific American* beschrieb ein Kritiker *The Feynman Lectures on Physics* (California Institute of Technology, 1963 ff.; dt.: Richard P. Feynman, Vorlesungen über Physik. München: Oldenbourg, 1991 ff.) als "schwere, aber nahrhafte und äusserst wohlschmeckende Kost. Nach 25 Jahren sind sie *das* Handbuch für Dozenten und die Elite der Studienanfänger." Um das Verständnis für Physik in der Öffentlichkeit zu fördern, veröffentlichte Feynman *The Character of Physical Law* (Cambridge, Mass.: M.I.T. Press, 1967; dt.: Vom Wesen physikalischer Gesetze. München: Piper, 1990) und *Q.E.D.: – The Strange Theory of Light and Matter* (Princeton: Princeton University Press, 1985; dt.: QED – Die seltsame Theorie des Lichts und der Materie. München: Piper, 1988). Darüber hinaus war er Mitverfasser zahlreicher anspruchsvoller Veröffentlichungen, die zu klassischen Nachschlagewerken und Lehrbüchern für Forscher und Studenten wurden.

Richard Feynman war zudem eine führende Persönlichkeit des öffentlichen Lebens. Seine Mitarbeit in der Challenger-Kommission ist allgemein bekannt, insbesondere sein berühmter Nachweis der Anfälligkeit von Dichtungsringen mit rundem Querschnitt für Kälte, ein elegantes Experiment, für das er nichts weiter als ein Glas eisgekühltes Wasser brauchte. Seine Tätigkeit im California State Curriculum Committee in den sechziger Jahren, in deren Verlauf er massive Einwände gegen die Mittelmässigkeit von Lehrbüchern vorbrachte, ist nicht so bekannt.

Eine Aufzählung Richard Feynmans zahlloser wissenschaftlicher Leistungen und erzieherischer Erfolge kann jedoch das Wesen dieses Menschen nicht annähernd erfassen. Jeder Leser selbst seiner technischsten Veröffentlichungen weiss, wie sehr Feynmans lebhafteste, vielseitige Persönlichkeit sein ganzes Wirken prägte. Er war nicht nur Physiker, sondern reparierte zeitweise Radios, knackte Schlösser, war Künstler, Tänzer, Bongospieler und entzifferte sogar Hieroglyphen der Mayas. Seine Neugierde auf die Welt, in der wir leben, in der er lebte, war unerschöpflich, und er war der Empiriker par excellence.

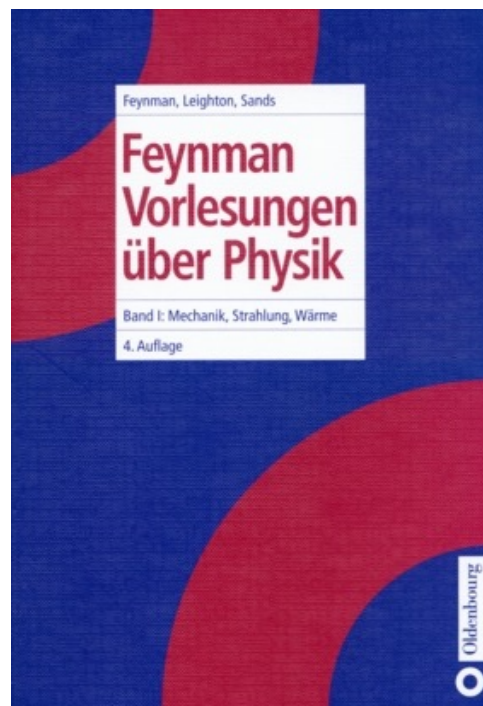
Richard Feynman starb am 15. Februar 1988 in Los Angeles.

Anhang D

Das Teilchenmodell aus Richard Feynmans Sicht

Dieser Anhang beinhaltet das erste Kapitel aus dem Buch:

Feynman, R.P., Leighton, R.B., Sands, M.: Feynman Vorlesungen über Physik, Band I: Mechanik, Strahlung, Wärme (2003), Oldenbourg.



Dieses Werk, d.h. alle drei Bände davon, ist ein Klassiker unter den Physiklehrbüchern für das Hochschulniveau. Feynman ist bekannt für seine Fähigkeit, die Dinge anschaulich erklären zu können, dabei aber keineswegs die fachliche Richtigkeit beiseite zu lassen. Damit folgt er ganz einem Zitat Einsteins: *Wir sollten uns bemühen, die physikalische Welt so einfach wie möglich zu beschreiben – aber nicht einfacher!*

1 *Atome in Bewegung*

1–1 Einleitung

Dieser Zweijahreskurs über Physik wird unter dem Gesichtspunkt dargeboten, daß der Leser Physiker werden wird. Das ist natürlich nicht notwendigerweise der Fall, aber es ist eine Annahme, die jeder Professor in jedem Fachgebiet macht. Wenn Sie Physiker werden wollen, dann haben Sie viel zu studieren: zweihundert Jahre des sich am schnellsten entwickelnden Wissensgebietes, das es gibt. So viel Wissen, daß Sie denken, daß Sie nicht alles in vier Jahren lernen können; und Sie können es gewiß nicht. Sie werden auch fortgeschrittene Studien durchführen müssen.

Erstaunlicherweise ist es trotz der so umfangreichen Arbeit, welche in der Physik geleistet wurde, möglich, die außerordentlich große Anzahl von Resultaten zu einem großen Teil zu kondensieren, d. h. *Gesetze* zu finden, die all unser Wissen zusammenfassen. Trotzdem sind die Gesetze so schwer zu verstehen, daß es unfair wäre, Sie auf den Weg zur Entdeckung dieses gewaltigen Gebietes zu senden ohne einen Plan oder einen Umriß der Beziehung eines Teiles des Wissenschaftsgebietes zu den anderen. Im Anschluß an diese einleitenden Bemerkungen werden daher in den ersten drei Kapiteln die Beziehung der Physik zu den anderen Wissenschaften, die Beziehungen der Wissenschaften untereinander und die Bedeutung der Wissenschaft umrissen. Das wird uns helfen, ein „Gefühl“ für unser Gebiet zu erwerben.

Sie mögen fragen, warum wir nicht Physik unterrichten können, indem wir auf Seite eins die Grundgesetze aufzeichnen und danach zeigen, wie sie unter allen möglichen Umständen funktionieren, wie wir es ja im Falle der Euklidischen Geometrie tun, wo wir alle Axiome am Anfang bringen und dann alle Arten von Schlüssen ziehen. (Sie sind also nicht damit zufrieden, Physik in vier Jahren zu lernen; Sie wollen dieses Gebiet in vier Minuten erlernen?) Wir können aber aus zwei Gründen nicht so vorgehen. Erstens *kennen* wir noch gar nicht alle Grundgesetze: Die Grenze unserer Ignoranz verschiebt sich ununterbrochen. Zweitens beinhaltet die genaue Formulierung der Gesetze der Physik einige sehr ungewöhnliche Ideen, zu deren Beschreibung höhere Mathematik erforderlich ist. Darum ist ein beachtliches vorbereitendes Training nötig, um wenigstens zu verstehen, was die verwendeten *Wörter* bedeuten. Also ist es nicht möglich, jenen Weg zu beschreiten. Wir müssen Schritt um Schritt in die Physik eindringen.

Jedes Stück oder Teil der gesamten Natur ist immer nur eine *Approximation* an die gesamte Wahrheit oder an die gesamte Wahrheit wie wir sie kennen. Tatsächlich ist alles, was wir wissen, eine Approximation, weil *wir wissen, daß uns noch nicht alle Gesetze bekannt sind*. Darum müssen auch viele Dinge gelernt werden, die später wieder „ungelernt“ oder korrigiert werden müssen.

Das Prinzip der Wissenschaft, fast die Definition, ist folgendes: *Das Experiment ist der Prüfstein allen Wissens*. Das Experiment ist der *einzigste Richter* über wissenschaftliche „Wahrheit“. Aber was ist die Quelle von Wissen? Woher stammen die Gesetze, welche geprüft werden sollen? Das Experiment selber hilft uns, die Gesetze aufzustellen, in dem Sinn, daß es uns Hinweise gibt. Jedoch benötigen wir auch die *Phantasie*, um aus den Hinweisen die großen Verallgemeinerungen zu finden; um die wunderbaren, einfachen und sonderbaren Gesetzmäßigkeiten hinter den Dingen zu erraten und danach durch das Experiment zu prüfen, ob wir richtig geraten haben. Dieser Prozeß der *Phantasie* ist so kompliziert, daß eine Arbeitsteilung in der Physik notwendig wurde: Da gibt

es die *theoretischen* Physiker, welche Vorstellungen entwickeln, Schlüsse ziehen und – ohne zu experimentieren – neue Gesetze erraten; weiterhin gibt es die *Experimentalphysiker*, welche experimentieren, Vorstellungen entwickeln, schließen und raten.

Wir haben gesagt, daß die Naturgesetze nur angenähert richtig sind: daß wir zuerst die „falschen“ und danach die „richtigen“ finden. Wie kann aber ein Experiment „falsch“ sein? Zunächst einmal auf ganz triviale Weise durch unbemerkte Fehler an den Meßapparaturen. Aber diese Dinge können leicht behoben und durch wiederholte Kontrollen eliminiert werden. Wenn wir von solchen primitiven Dingen absehen, wie *können* dann noch immer die Resultate eines Experimentes falsch sein? Nur indem diese ungenau sind. Z. B. scheint sich die Masse eines Objektes nie zu ändern: Ein rotierender Kreisel hat das gleiche Gewicht wie der ruhende Kreisel. Also wurde ein „Gesetz“ erfunden: Die Masse ist konstant, unabhängig von der Geschwindigkeit. Von diesem „Gesetz“ wissen wir jetzt, daß es nicht zutrifft. Die Masse nimmt mit zunehmender Geschwindigkeit zu, jedoch entstehen merkliche Massenzunahmen erst bei Geschwindigkeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit. Ein *richtiges* Gesetz lautet also: Wenn ein Objekt mit einer Geschwindigkeit geringer als einhundertsechzig Kilometer pro Sekunde bewegt wird, ist die Masse bis auf ein Millionstel konstant. In einer solchen approximierten Form ist dies ein gültiges Gesetz. Also wird mancher in der Praxis denken, daß die neue Form des Gesetzes keine wesentliche Änderung darstellt. Darauf kann man sowohl mit ja als auch mit nein antworten. Bei normalen Geschwindigkeiten können wir das geänderte Gesetz vergessen und das einfache Gesetz von der konstanten Masse als eine gute Approximation benutzen. Aber bei hohen Geschwindigkeiten ist dies falsch, und je größer die Geschwindigkeit, desto ungenauer ist es.

Schließlich, und das ist sehr interessant, liegen wir *philosophisch vollkommen falsch* mit der angenäherten Form des Gesetzes. Unser gesamtes Weltbild muß geändert werden, selbst wenn sich die Masse nur geringfügig ändert! Es ist eine eigenartige Sache mit der Philosophie oder den Ideen hinter den Gesetzen. Selbst ein sehr geringfügiger Effekt verlangt mitunter grundsätzliche Änderungen unserer Vorstellungen.

Was sollen wir nun zuerst lehren? Sollen wir das korrekte, aber unvertraute Gesetz mit seinen eigenartigen und schwierig zu begreifenden Ideen (wie wir es z. B. in der Relativitätstheorie, im vierdimensionalen Raum-Zeit-System usw. vorliegen haben) lehren? Oder sollen wir zuerst das einfache Gesetz von der „konstanten Masse“, welches nur einfache Vorstellungen beinhaltet und eine Näherung darstellt, bringen? Der erste Weg ist sicher aufregender und wunderbarer und macht mehr Spaß. Jedoch ist der zweite Weg leichter zu beschreiten, und er ist ein erster Schritt zu einem echten Verständnis der umfassenderen Vorstellung. Dieser Gesichtspunkt taucht beim Unterrichten der Physik immer wieder auf. Zu verschiedenen Zeiten werden wir verschieden vorgehen, aber es ist in jedem Abschnitt wertvoll, zu lernen, was jetzt bekannt ist, wie exakt es ist, wie es sich in alles andere einfügt und wie es geändert werden muß, wenn wir mehr wissen.

Fahren wir nun fort mit unserem Umriss oder allgemeinen Plan unseres heutigen Verständnisses der Wissenschaft (insbesondere der Physik, aber auch anderer Wissenschaften am Rande). Das wird uns bei der späteren Behandlung besonderer Punkte Vorstellungen über den Hintergrund vermitteln und zeigen, warum diese interessant sind und wie sie in das Gesamtbild passen. Was *ist* also unser Gesamtbild von der Welt?

1–2 Materie ist aus Atomen aufgebaut

Wenn in einer Sintflut alle wissenschaftlichen Kenntnisse zerstört würden und nur ein Satz an die nächste Generation von Lebewesen weitergereicht werden könnte, welche Aussage würde die größte Information in den wenigsten Worten enthalten? Ich bin davon überzeugt, daß dies die *Atomhypothese* (oder welchen Namen sie auch immer hat) wäre, die besagt, *daß alle Dinge aus Atomen aufgebaut sind – aus kleinen Teilchen, die in permanenter Bewegung sind, einander anziehen, wenn sie ein klein wenig voneinander entfernt sind, sich aber gegenseitig abstoßen, wenn sie aneinander gepreßt werden.* In diesem einen Satz werden Sie mit ein wenig Phantasie und Nachdenken eine *enorme* Menge an Information über die Welt entdecken.

Zur Illustration der Macht der Atomidee nehmen wir an, daß wir einen Wassertropfen von sechs Millimeter Kantenlänge haben. Wenn wir diesen Tropfen aus der Nähe betrachten, sehen wir nichts als Wasser – glattes, kontinuierliches Wasser. Selbst mit der ungefähr zweitausendfachen Vergrößerung, die wir mit dem besten Lichtmikroskop erzielen können, wird der Tropfen von nun ungefähr zwölf Meter Kantenlänge (etwa die Größe eines großen Zimmers) aus der Nähe betrachtet *noch immer* relativ glattes Wasser sein, jedoch schwimmen hier und da Dinge herum, die etwa die Gestalt eines Rugbys haben. Sehr interessant. Es sind Pantoffeltierchen. Vielleicht wird man an diesem Punkt so neugierig über sie mit ihren sich windenden Cilien und ihren sich verdrehenden Körpern, daß man mit noch stärkerer Vergrößerung in diese Körper hineinschauen möchte. Aber das ist natürlich ein Thema der Biologie und interessiert hier zunächst nicht. Zur näheren Betrachtung wollen wir das Wasser noch einmal zweitausendfach vergrößern. Nun hat der Wassertropfen eine Ausdehnung von etwa vierundzwanzig Kilometern, und wenn wir sehr genau hinschauen, sehen wir ein wimmelndes Etwas, das keine glatte Erscheinung mehr besitzt. Es sieht so aus wie eine Zuschauermenge bei einem Fußballspiel, die aus einiger Entfernung betrachtet wird. Um dieses wimmelnde Etwas besser zu erkennen, vergrößern wir noch einmal zweihundertfünfzigfach und sehen danach etwa die in Fig. 1–1 abgebildete Struktur. Dies ist ein Bild von Wasser, eine Milliarde mal vergrößert, jedoch in verschiedener Hinsicht idealisiert.

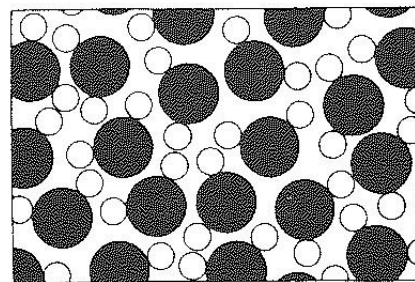


Fig. 1–1. Wasser, 10^9 mal vergrößert.

Zunächst einmal sind alle Teilchen einfacherweise mit scharfen Konturen gezeichnet, und das ist ungenau. Dann ist aus Gründen der einfacheren Darstellung eine zweidimensionale Anordnung gezeichnet worden; jedoch bewegen sich die Teilchen in drei Dimensionen. Die zwei verschiedenen Flecke oder Kreise stellen die Atome des Sauerstoffs (schwarz) und des Wasserstoffs (weiß) dar. Jedes Sauerstoffatom ist an zwei Wasserstoffatome gebunden. (Jede kleine Gruppe, bestehend aus einem Sauerstoff- und zwei Wasserstoffatomen, wird ein Molekül genannt.) Weiterhin ist das Bild insofern idealisiert, als die natürlichen Teilchen kontinuierlich umeinander hopsen und springen, sich drehen

und verdrehen. Man muß sich das Ganze eher als ein dynamisches als ein statisches Bild vorstellen. Etwas anderes, was in einer Zeichnung nicht realisiert werden kann, ist, daß die Teilchen aneinanderhängen, sie ziehen einander an: das eine wird von dem anderen angezogen etc. Die gesamte Gruppe ist sozusagen „zusammengeklebt“. Andererseits können die Teilchen nicht ineinander gedrückt werden. Wenn man sie zu hart aufeinander preßt, dann stoßen sie einander ab.

Die Atome haben einen Radius von 1 oder 2×10^{-8} cm. Nun wird 10^{-8} cm ein *Ångström* genannt (dies ist lediglich ein anderer Name dafür), somit sagen wir, daß die Atome einen Radius von 1 bis 2 Ångström (Å) haben. Eine andere Methode, sich ihre Größe zu merken, ist folgende: Wenn ein Apfel auf die Größe der Erde vergrößert wird, dann haben die Atome des Apfels etwa die natürliche Größe des Apfels.

Stellen wir uns also diesen großen Wassertropfen vor mit all den aneinander geketteten, zitternden Teilchen, welche sich miteinander bewegen. Das Wasser behält sein Volumen bei; es fällt wegen der Anziehung zwischen den Molekülen nicht auseinander. Wenn sich der Tropfen auf einer schiefen Ebene befindet, wo er sich von einem Platz zum anderen bewegen kann, wird das Wasser fließen, aber es wird nicht einfach verschwinden – Dinge fliegen nicht einfach auseinander – wegen der molekularen Anziehung. Nun ist die zitternde Bewegung das, was wir als *Wärme* darstellen: Wenn wir die Temperatur erhöhen, verstärken wir die Bewegung. Wird das Wasser erhitzt, so wird das Zittern verstärkt und das Volumen zwischen den Atomen vergrößert. Bei weiterer Erwärmung wird der Punkt erreicht, an dem die Anziehung zwischen den Molekülen nicht mehr zum Zusammenhalt ausreicht, dann *fliegen* sie auseinander und werden voneinander getrennt. Das ist natürlich der Herstellungsprozeß von Wasserdampf; bei Temperaturerhöhung fliegen die Teilchen aufgrund der heftigeren Bewegung auseinander.

In Fig. 1–2 haben wir ein Bild von Wasserdampf. Dieses Bild ist in einer Beziehung ungenau: Bei normalem atmosphärischem Druck befinden sich vielleicht nur ganz wenige Moleküle in einem gesamten Raum, und ganz gewiß würden keine drei Moleküle in einem Raum der Bildgröße vorhanden sein. Die meisten Gebiete dieser Größe werden gar keine enthalten – aber wir haben zufällig zweieinhalb oder drei in unserem Bild (nur damit es nicht vollkommen leer ist). Im Dampf erkennen wir die charakteristischen Moleküle viel besser als im Wasser. Zur Vereinfachung haben wir die Moleküle so gezeichnet, daß die Wasserstoffatome einen 120° -Winkel bilden. Tatsächlich beträgt dieser Winkel $105^\circ 3'$, und der Abstand zwischen den Zentren des Wasserstoff- und des Sauerstoffatoms beträgt 0,957 Å, wir kennen also dieses Molekül recht genau.

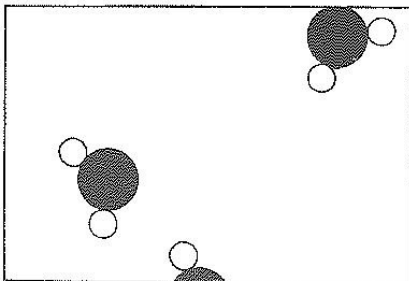


Fig. 1–2. Wasserdampf.

Wir wollen nun einige der Eigenschaften von Wasserdampf und anderer Gase kennenlernen. Die voneinander getrennten Moleküle werden gegen die Wände stoßen. Stellen Sie sich ein Zimmer vor, in dem etwa hundert Tennisbälle in ständiger Bewegung herumspringen. Wenn sie die Wand bombardieren, wird dadurch die Wand etwas weggeschoben. (Na-

türlich würden wir die Wand zurückschieben müssen.) Das bedeutet, daß das Gas eine schwankende, ungleichmäßige Kraft ausübt, die jedoch durch unsere groben Sinne (wir sind ja nicht milliardenfach vergrößert) nur als ein *mittlerer Druck* empfunden wird. Um ein Gas in einen Behälter einzuschließen, müssen wir einen Druck ausüben. Fig. 1–3 zeigt ein in allen Lehrbüchern benutztes Gefäß für die Gasaufbewahrung: einen Zylinder mit einem Kolben darin. Die Gestalt der Wassermoleküle spielt nun keine Rolle, und somit zeichnen wir sie einfach als Tennisbälle oder als kleine Punkte. Diese Dinge sind in permanenter Bewegung in alle Richtungen. So viele knallen stets auf den Kolben, daß wir diesen mit einer Kraft, genannt *Druck* (tatsächlich ist Druck mal Fläche eine Kraft) belasten müssen, um ihn im Zylinder zu halten. Zweifellos ist diese Kraft proportional der Kolbenfläche, denn wenn wir bei konstanter Anzahl von Molekülen pro Kubikzentimeter die Fläche vergrößern, wird die Anzahl von Kollisionen mit dem Kolben im gleichen Verhältnis vergrößert wie die Fläche.

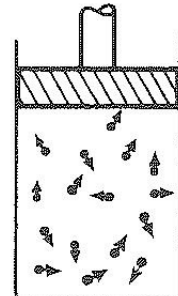


Fig. 1–3

Nun geben wir die doppelte Anzahl von Molekülen in das Gefäß, wir verdoppeln also die Dichte und halten dabei die Geschwindigkeit, d. h. die Temperatur der Moleküle konstant. Dann wird in guter Näherung die Zahl der Kollisionen verdoppelt, und weil jedes Molekül nach einer Kollision die gleiche Energie besitzt wie vorher, ist der Druck proportional der Dichte. Wenn die wahre Natur der zwischenatomaren Kräfte berücksichtigt würde, müßte wegen der Anziehung der Atome eine geringfügige Druckreduzierung und wegen des endlichen Atomvolumens ein kleiner Druckanstieg eingesetzt werden. Trotzdem gilt in sehr guter Näherung bei geringer Dichte, d. h. bei nicht zu vielen Atomen, daß *der Druck proportional der Dichte* ist.

Wir können noch etwas anderes sehen: Wenn wir die Temperatur erhöhen, ohne die Dichte des Gases zu ändern, d. h. wenn wir die Geschwindigkeit der Atome erhöhen, was wird sich ereignen? Nun, die Atome werden kraftvoller aneinander stoßen, weil sie sich schneller bewegen, und zusätzlich werden sie öfter auf die Wände treffen, womit der Druck ansteigen wird. Sie sehen, wie einfach die Ideen der Atomtheorie sind.

Wir wollen nun eine andere Situation betrachten. Angenommen, der Kolben wird nach innen bewegt, so daß die Atome langsam auf einen engeren Raum komprimiert werden. Was ereignet sich, wenn ein Atom auf den bewegten Kolben trifft? Offensichtlich wird das Atom durch diese Kollision an Energie gewinnen. Sie können dies versuchen, indem Sie z. B. einen Tischtennisball auf einen in Richtung des Balles bewegten Schläger auftreffen lassen. Sie werden beobachten, daß der Ball nach der Kollision eine größere Geschwindigkeit als vorher hat. (Ein spezielles Beispiel: Wenn ein Stillstehendes Atom von dem bewegten Kolben getroffen wird, so bewegt es sich danach gewiß.) Also sind die Atome „wärmer“, wenn sie vom Kolben wegfliegen. Daher wird die Geschwindigkeit aller Atome in dem Behälter größer. Das bedeutet, daß *die Temperatur eines Gases erhöht wird, wenn wir das Gas langsam komprimieren*. Also wird eine *langsame Kom-*

pression die Temperatur erhöhen und eine langsame Expansion wird die Temperatur reduzieren.

Wir kehren nun zu unserem Tropfen zurück und beobachten in einer anderen Richtung. Angenommen, die Temperatur unseres Wassertropfens wird reduziert. Angenommen, das Zittern der Moleküle der Atome im Wasser nimmt stetig ab. Wir wissen, daß zwischen den Atomen Anziehungskräfte wirksam sind, so daß sie nach einer Weile nicht mehr in der Lage sind, so gut zu zittern. Was sich bei sehr niedrigen Temperaturen ereignet, ist in Fig. 1–4 dargestellt: Die Moleküle schließen sich in einem neuen Muster, *dem Eis*, zusammen. Dies spezielle schematische Bild von Eis ist falsch, weil es in zwei Dimensionen gezeichnet ist, aber es ist qualitativ richtig. Der interessante Punkt ist, daß dieses Material *für jedes Atom einen spezifischen Platz* hat. Sie können leicht ermessen, wenn irgendwie alle Atome an einem Ende des Tropfens in einer bestimmten Anordnung gehalten werden, jedes Atom an seinem Platz, so ist wegen der Struktur der starren Zwischenbindungen das andere Ende, Kilometer entfernt (in unserem vergrößerten Maßstab), an einer ganz bestimmten Stelle. Wenn wir also eine Eisnadel an einem Ende festhalten, dann wird das andere Ende seiner Verschiebung widerstehen. Das ist anders als bei Wasser, wo die Struktur zerbrochen ist, weil sich die Atome aufgrund des vermehrten Zitterns in alle Richtungen bewegen. Der Unterschied zwischen Festkörpern und Flüssigkeiten besteht also darin, daß die Atome in Festkörpern regelmäßig angeordnet sind, in der sogenannten *kristallinen Anordnung*, und in großen Entfernungen keine willkürlichen Positionen einnehmen; der Ort eines Atoms an einer Seite des Kristalls ist bestimmt durch die Positionen anderer Atome, die sich Millionen Atomabstände entfernt auf der anderen Seite des Kristalls befinden. Fig. 1–4 ist eine erfundene Anordnung für Eis, die zwar einige Eigenschaften von Eis korrekt wiedergibt, die jedoch nicht der wahren Anordnung entspricht. Eine korrekt dargestellte Eigenschaft ist der Teil der Symmetrie, welcher hexagonal ist. Sie können sehen, daß das Bild bei einer Drehung um 120° in der ursprünglichen Form erhalten bleibt. Also existiert eine *Symmetrie* in Eis, die eine Erklärung für die sechskantige Erscheinung von Schneeflocken gibt. Weiterhin wird aus Fig. 1–4 ersichtlich, warum Eis beim Schmelzen zusammenschrumpft. Die gezeigte Kristallstruktur von Eis hat, ebenso wie die wahre Eisstruktur, viele „Löcher“. Wenn die Anordnung zusammenbricht, können diese Löcher durch Moleküle besetzt werden. Die meisten einfachen Substanzen, mit Ausnahme von Letternmetall und Wasser, *dehnen* sich beim Schmelzen aus, weil im festen Zustand die Atome in dichtester Packung vorliegen und nach dem Schmelzen mehr Raum benötigen, um herumzuzittern. Jedoch schrumpft eine offene Struktur zusammen, wie es bei Wasser der Fall ist.

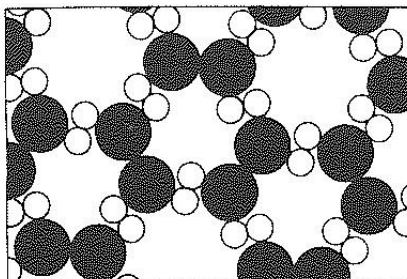


Fig. 1–4. Eis.

Obgleich Eis eine „starre“ kristalline Form hat, kann seine Temperatur verändert werden – Eis besitzt Wärme. Wenn wir wollen, können wir die Wärmemenge ändern. Was ist die Wärme beim Eis? Die Atome stehen nicht still. Sie zittern und vibrieren.

Selbst in der geordneten Struktur, im Kristall, vibrieren die Atome „auf der Stelle“. Bei Temperaturerhöhung werden die Vibrationsamplituden so weit vergrößert, bis sich die Atome aus ihren Positionen losreißen. Wir nennen dies *schmelzen*. Bei Temperaturverringerung bis zum absoluten Nullpunkt nimmt diese Vibration bis auf einen Minimalwert, der *nicht gleich Null* ist, ab. Diese Minimalbewegung, welche Atome haben können, reicht nicht aus, um die Substanz zu schmelzen. Eine Ausnahme ist das Helium, das lediglich seine atomaren Bewegungen so gut wie möglich reduziert. Jedoch besitzt es am absoluten Nullpunkt noch genug Bewegung, um nicht einzufrieren. Helium friert auch am absoluten Nullpunkt nicht, wenn nicht durch Druckerhöhung seine Atome zusammengepreßt werden. Wenn wir den Druck erhöhen, *können* wir Helium erstarren lassen.

1–3 Atomare Prozesse

So weit die Beschreibung von Festkörpern, Flüssigkeiten und Gasen nach der atomaren Vorstellung. Die Atomhypothese beschreibt aber auch *Prozesse*, und somit werden wir nun eine Anzahl von Prozessen vom atomaren Gesichtspunkt betrachten. Der erste Prozeß, den wir betrachten, hängt mit der Oberfläche von Wasser zusammen. Was ereignet sich an der Wasseroberfläche? Unser Bild wird nun komplizierter – und realistischer –, wenn wir annehmen, daß sich die Oberfläche in Luft befindet. Fig. 1–5 zeigt die Oberfläche von Wasser in Luft. Wie vorher sehen wir die Wassermoleküle, welche einen Körper von flüssigem Wasser bilden. Aber nun sehen wir auch die Oberfläche des Wassers. Über der Oberfläche finden wir eine Anzahl von Dingen: Zunächst einmal sind da die Wassermoleküle, wie in Wasserdampf. Das ist *Wasserdampf*, welcher immer über flüssigem Wasser vorhanden ist. (Es existiert ein Gleichgewicht zwischen Wasserdampf und Wasser; dies wird später behandelt.) Zusätzlich finden wir einige andere Moleküle: hier zwei zusammenhängende Sauerstoffatome, welche ein *Sauerstoffmolekül* bilden, und dort zwei ebenfalls zusammenhängende Stickstoffatome, welche zu einem Stickstoffmolekül vereinigt sind. Luft besteht fast ausschließlich aus Stickstoff, Sauerstoff, ein wenig Wasserdampf und geringen Mengen Kohlendioxyd, Argon und anderen Dingen. Also befindet sich oberhalb der Wasseroberfläche die Luft, ein Gas, welches etwas Wasserdampf enthält. Was ereignet sich nun in diesem Bild? Die Moleküle im Wasser zittern immer herum. Von Zeit zu Zeit wird eines an der Oberfläche ein wenig härter als normal getroffen, wodurch es weggeschlagen wird. Das ist in unserem Bild schwer zu erkennen, weil dies ja eine *Momentaufnahme* darstellt. Aber wir können uns vorstellen, daß ein Molekül in Oberflächennähe gerade gestoßen wurde und wegfliegt. Auf diese Weise verschwindet das Wasser, Molekül um Molekül – es verdampft. Aber wenn wir das Wassergefäß oben *schließen*, werden wir nach einer Weile eine große Anzahl von Wassermolekülen zwischen den Luftmolekülen finden. Von Zeit zu Zeit fliegt ein Dampfmolekül in das Wasser und wird dort wieder festgehalten. So sehen wir, daß ein tot und uninteressant aussehendes Ding – ein Glas Wasser mit

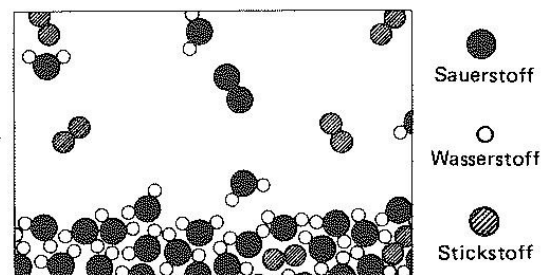


Fig. 1–5. In Luft verdampfendes Wasser.

einem Deckel darauf, das vielleicht schon zwanzig Jahre herumsteht – in Wirklichkeit ein dynamisches und interessantes Phänomen enthält, welches ständig abläuft. Für unsere Augen, unsere groben Augen, ändert sich nichts, aber wenn wir es mit milliardenfacher Vergrößerung sehen könnten, würden wir sehen, daß sich aus seiner eigenen Perspektive die Dinge fortwährend ändern: Moleküle verlassen die Oberfläche und Moleküle kehren in die Oberfläche zurück.

Warum beobachten wir *keine Veränderungen*? Weil genauso viele Moleküle die Oberfläche verlassen wie zurückkommen! Auf die Dauer „geschieht nichts“. Wenn wir den Deckel des Gefäßes abnehmen und die nasse Luft wegblasen und durch trockene Luft ersetzen, so wird noch immer die gleiche Molekülzahl aus der Oberfläche heraustreten wie vorher, weil dies ja von der Molekülbewegung abhängt. Aber nun ist die zurückkehrende Anzahl sehr reduziert, weil sich weniger Wassermoleküle über dem Wasser befinden. Also verlassen mehr die Oberfläche als dahin zurückkehren, und das Wasser verdampft. Wenn man also Wasser verdampfen will, benutze man einen Ventilator!

Hier noch etwas anderes: Welche Moleküle verlassen die Oberfläche? Wenn sich ein Molekül entfernt, so kommt dies zustande durch eine zufällige, zusätzliche Ansammlung von ein klein wenig mehr als der normalen Energie, welche es benötigt, um der Anziehung seiner Nachbarn zu entfliehen. Weil die die Oberfläche verlassenden Moleküle mehr als die durchschnittliche Energie besitzen, müssen die zurückgebliebenen Moleküle eine *geringere* durchschnittliche Bewegung haben als zuvor. So *kühlt* sich die Flüssigkeit langsam ab, wenn sie verdampft. Natürlich, wenn ein Molekül des Dampfes aus der Luft in die Oberfläche darunter kommt, erfährt es bei Annäherung an die Oberfläche eine plötzliche starke Anziehung. Dies beschleunigt das ankommende Molekül und resultiert in der Erzeugung von Wärme. Wenn sie weggehen, nehmen sie Wärme mit; bei der Rückkehr erzeugen sie Wärme. Wenn kein Verdampfungsüberschuß vorhanden ist, wird das Wasser natürlich keine Temperaturänderung erfahren. Wenn das Wasser angeblasen wird, um eine Überzahl zu verdampfen, kommt eine Abkühlung zustande. Darum: Blasen Sie die Suppe an, um sie abzukühlen. Man muß natürlich berücksichtigen, daß die gerade beschriebenen Prozesse komplizierter sind als dargestellt. Es geht nicht nur das Wasser in die Luft, sondern von Zeit zu Zeit wird eines der Sauerstoff- oder Stickstoffmoleküle in das Wasser geraten und in der Menge der Wassermoleküle „verlorengehen“ und sich in das Wasser hineinarbeiten. Auf diese Weise wird Luft in Wasser gelöst: Sauerstoff- und Stickstoffmoleküle dringen in das Wasser ein und das Wasser wird Luft enthalten. Wenn wir die Luft plötzlich aus dem Gefäß entfernen, werden die Luftmoleküle das Wasser schneller verlassen als sie hineingegangen sind und dabei Blasen erzeugen. Dies ist sehr schlecht für Taucher, wie Sie vielleicht wissen werden.

Wir gehen nun weiter zu einem anderen Prozeß. In Fig. 1–6 ist, vom atomaren Gesichtspunkt, die Auflösung eines Festkörpers in Wasser gezeigt. Was wird geschehen, wenn wir einen Salzkristall in Wasser bringen?

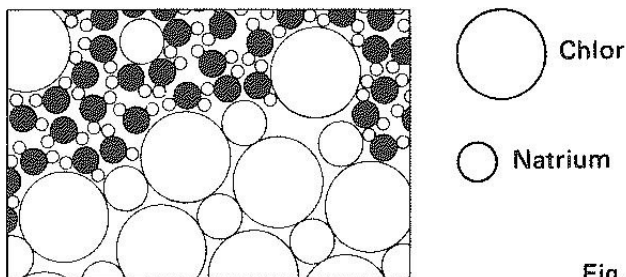
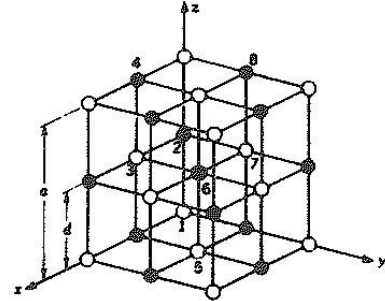


Fig. 1–6. Auflösung von Salz in Wasser.

Kristall	●	○	a (Å)
Steinsalz	Na	Cl	5,64
Sylvin	K	Cl	6,28
	Ag	Cl	5,54
	Mg	O	4,20
Galenit	Pb	S	5,97
	Pb	Se	6,14
	Pb	Te	6,34

Fig. 1-7

Abstand zum nächsten
Nachbarn $d = a/2$



Salz ist ein Festkörper, ein Kristall mit einer periodischen Anordnung von „Salzatomen“. Fig. 1-7 ist eine Illustration der dreidimensionalen Struktur des gewöhnlichen Salzes, des Natriumchlorids. Genaugenommen ist der Kristall nicht aus Atomen aufgebaut, sondern aus sogenannten *Ionen*. Ein Ion ist ein Atom, das entweder ein paar zusätzliche oder ein paar fehlende Elektronen hat. In einem Salzkristall finden wir Chlorionen (Chloratome mit einem zusätzlichen Elektron) und Natriumionen (Natriumatome, denen ein Elektron fehlt). Die Ionen halten alle durch elektrische Anziehungskräfte im festen Kristall zusammen, aber wenn wir sie in Wasser bringen, merken wir, daß sich wegen der Anziehung der Ionen durch den negativen Sauerstoff und den positiven Wasserstoff einige der Ionen losschütteln. Wir sehen in Fig. 1-6, wie sich ein Chlorion löst und wie andere Atome als Ionen im Wasser schwimmen. Dieses Bild wurde mit einiger Sorgfalt gezeichnet. Z. B. ist zu bemerken, daß die Wasserstoffenden häufiger den Chlorionen zugewandt sind, während die Natriumionen häufiger an den Sauerstoffenden zu finden sind, weil Natrium positiv ist und die Sauerstoffenden des Wassers negativ sind und sie sich elektrisch anziehen. Können wir aus dem Bild bestimmen, ob sich das Salz im Wasser *aflöst* oder ob es im Wasser *auskristallisiert*? Das können wir natürlich *nicht* beantworten, denn während einige Atome den Kristall verlassen, siedeln sich andere wieder an. Dieser Prozeß ist ebenso ein *dynamischer* wie die Verdampfung. Er ist abhängig davon, ob im Wasser mehr oder weniger Salz enthalten ist als die zum Gleichgewicht erforderliche Menge. Mit Gleichgewicht meinen wir die Situation, in der die Rate der weggehenden Atome gleich der der ankommenden ist. Wenn sich fast kein Salz im Wasser befindet, werden mehr Atome den Kristall verlassen, und das Salz löst sich auf. Befinden sich andererseits zu viele „Salzatome“ im Wasser, dann werden mehr davon zurückkommen, und das Salz kristallisiert aus.

Nebenbei erwähnen wir, daß der Begriff des *Moleküls* einer Substanz nur angenähert ist und nur für eine gewisse Klasse von Substanzen existiert. Im Fall des Wassers ist es klar, daß tatsächlich drei Atome zusammenhängen. Es ist jedoch nicht so klar für festes Natriumchlorid. Hier haben wir eine Gruppierung von Natrium- und Chlorionen in einem dreidimensionalen Muster. Es existiert hier keine natürliche Gruppierung als „Salzmolekül“.

Kehren wir zu unserer Diskussion von Auflösung und Ausfällung zurück. Wenn wir die Temperatur der Salzlösung erhöhen, dann wird die Rate der abgehenden Atome erhöht; das gleiche gilt für die Rate der zurückkehrenden Atome. Es erweist sich allgemein als sehr schwierig, vorherzusagen, ob der Festkörper mehr oder weniger aufgelöst wird. Bei Temperaturerhöhung werden die meisten Substanzen stärker aufgelöst; bei einigen Substanzen ist es jedoch umgekehrt.

1–4 Chemische Reaktionen

Bei allen bisher beschriebenen Prozessen haben die Atome und die Ionen ihre Partner nicht ausgetauscht, aber es gibt natürlich Umstände, unter denen die Atome ihre Kombinationen ändern und neue Moleküle bilden. Dies ist in Fig. 1–8 illustriert. Ein Prozeß, bei dem eine Umgruppierung der atomaren Partner stattfindet, wird eine *chemische Reaktion* genannt. Die anderen bisher beschriebenen Prozesse sind physikalische Prozesse, jedoch existiert zwischen den beiden keine scharfe Trennung. (Der Natur ist es egal, wie wir es nennen, sie führt die Prozesse einfach aus.) Diese Abbildung soll Kohlenstoff darstellen, der in Sauerstoff verbrennt. Beim Sauerstoff sind zwei Sauerstoffatome stark aneinander gebunden. (Warum halten nicht *drei* oder sogar *vier* zusammen? Das ist eine der ganz besonderen Eigenarten solcher atomarer Prozesse. Atome sind sehr speziell: Sie bevorzugen gewisse besondere Partner, besondere Richtungen usw. Es ist die Aufgabe der Physik, zu analysieren, warum jedes Atom will was es will. Jedenfalls bilden zwei Sauerstoffatome, gesättigt und glücklich, ein Molekül.)

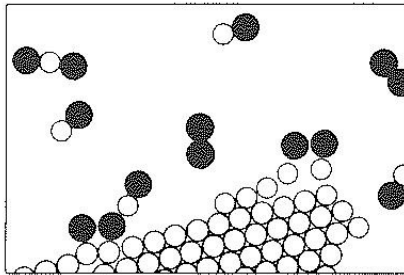


Fig. 1–8. Kohlenstoffverbrennung in Sauerstoff.

Angenommen, die Kohlenstoffatome befinden sich in einem festen Kristall (dies könnte Graphit oder Diamant* sein). Zum Beispiel kann eines der Sauerstoffmoleküle zum Kohlenstoff kommen, und jedes Atom kann ein Kohlenstoffatom auflesen und als neue Kombination „Kohlenstoff-Sauerstoff“ davonfliegen. Dies ist ein Molekül des Gases Kohlenmonoxyd. Es hat den chemischen Namen CO erhalten. Es ist sehr einfach: Die Buchstaben „CO“ sind praktisch ein Bild dieses Moleküls. Aber Kohlenstoff hat eine viel größere Affinität zu Sauerstoff als Sauerstoff zu Sauerstoff oder als Kohlenstoff zu Kohlenstoff. Darum kann bei diesem Prozeß der Sauerstoff mit nur ein klein wenig Energie ankommen, aber Sauerstoff und Kohlenstoff werden mit fürchterlicher Heftigkeit und Erschütterung zusammenknallen und die gesamte Umgebung wird davon Energie auflesen. Auf diese Weise wird eine große Menge Bewegungsenergie, kinetische Energie, erzeugt. Das ist natürlich der Vorgang der *Verbrennung*; wir erhalten *Wärme* aus der Verbindung von Sauerstoff und Kohlenstoff. Die Wärme hat normalerweise die Form von molekularer Bewegung des heißen Gases, aber unter gewissen Umständen kann sie so groß sein, daß sie *Licht* erzeugt. So erhält man *Flammen*.

Es kommt hinzu, daß das Kohlenmonoxyd noch nicht ganz befriedigt ist. Es ist ihm möglich, weiteren Sauerstoff anzuziehen, so daß wir eine viel kompliziertere Reaktion haben können, bei der sich Sauerstoff mit dem Kohlenstoff verbindet, während gleichzeitig eine Kollision mit dem Kohlenmonoxydmolekül stattfindet. Ein Sauerstoffatom könnte sich an das CO anhängen und damit ein Molekül bilden, welches aus einem Kohlenstoff und zwei Sauerstoff besteht. Es wird mit CO_2 bezeichnet und Kohlendioxyd ge-

* Es ist möglich, Diamant in Luft zu verbrennen.

nannt. Wenn wir den Kohlenstoff mit sehr wenig Sauerstoff in einer sehr schnellen Reaktion verbrennen (z. B. in einem Automotormotor, wo die Explosion so schnell ist, daß nicht genügend Zeit zur Bildung von CO_2 vorhanden ist), so wird eine beachtliche Menge Kohlenmonoxyd erzeugt. Bei vielen solcher atomarer Umgruppierungen wird eine große Menge Energie frei, die abhängig von der Art der Reaktion Flammen, Explosionen usw. erzeugt. Die Chemiker haben diese Anordnungen der Atome studiert und gefunden, daß jede Substanz ein Typ einer *Atomgruppierung* ist.

Zur Illustration dieser Idee betrachten wir ein weiteres Beispiel. Wenn wir ein Veilchenbeet betreten, dann wissen wir, was „dieser Geruch“ ist. Es ist eine Art *Molekül* oder *Atomgruppierung*, die sich in unsere Nasen vorgearbeitet hat. Zunächst einmal, wie sind sie bis dahin gekommen? Das ist recht einfach. Wenn der Geruch irgendein Molekül in der Luft ist, welches herumzittert und in alle Richtungen gestoßen wird, dann kann es *zufällig* in unsere Nase gelangt sein. Ganz gewiß hat es keine besondere Vorliebe dafür, in unsere Nase zu gelangen. Es ist lediglich ein hilfloser Teil einer herumstoßenden Menge von Molekülen, und auf seinen ziellosen Wanderungen findet sich dieser Fetzen Materie in unserer Nase wieder.

Chemiker können nun spezielle Moleküle wie das des Veilchengeruchs analysieren und uns die *genaue räumliche Anordnung* der Atome mitteilen. Wir wissen, daß das Kohlendioxidmolekül gerade und symmetrisch ist: $\text{O}-\text{C}-\text{O}$. (Das kann auch leicht mit Hilfe physikalischer Methoden bestimmt werden.) Auch für die wesentlich komplizierteren Atomgruppierungen, welche in der Chemie vorhanden sind, ist es möglich, in einem langen, bemerkenswerten Prozeß von Detektivarbeit die räumlichen Anordnungen der Atome zu bestimmen. Fig. 1–9 ist ein Bild der Luft in der Umgebung eines Veilchens; wiederum finden wir Stickstoff und Sauerstoff in der Luft, und Wasserdampf. (Warum finden wir Wasserdampf? Weil das Veilchen *naß* ist. Alle Pflanzen transpirieren.) Jedoch sehen wir auch ein „Monstrum“, bestehend aus Kohlenstoff-, Wasserstoff- und Sauerstoffatomen, welche ein besonderes Muster ihrer Anordnung gewählt haben.

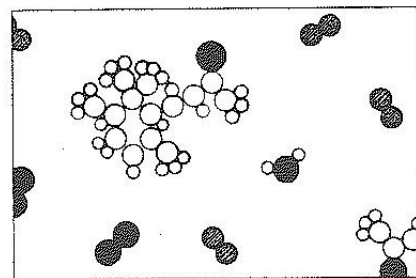


Fig. 1–9. Geruch von Veilchen.

Es ist eine viel kompliziertere Anordnung als die von Kohlendioxid; in der Tat ist es eine enorm komplizierte Anordnung. Leider können wir nicht alles abbilden, was von diesem Molekül wirklich bekannt ist, weil die exakte Anordnung dreidimensional ist, während unser Bild nur zwei Dimensionen besitzt. Die sechs Kohlenstoffe, die einen Ring bilden, formen keinen gleichmäßigen, sondern eine Art „gerunzelten“ Ring. Alle dabei auftretenden Winkel und Abstände sind bekannt. So ist eine chemische *Formel* ganz einfach ein Bild eines solchen Moleküls. Wenn der Chemiker so ein Ding an die Tafel schreibt, dann versucht er, grob gesprochen, in zwei Dimensionen zu „zeichnen“. Zum Beispiel sehen wir einen „Ring“ von sechs Kohlenstoffen, und am Ende hängt eine „Kette“ von Kohlenstoffen mit einem Sauerstoff an vorletzter Stelle, drei Wasserstoffe an diesen Sauerstoff gebunden, zwei Kohlenstoffe und drei Wasserstoffe stehen dort nach oben, usw.

Wie findet ein Chemiker diese Anordnungen? Er mixt Gläser voll Zeug zusammen, und wenn es rot wird, weiß er, daß es aus einem Wasserstoff und zwei hier angehängten Kohlenstoffen besteht; wenn es jedoch blau wird, dann ist es überhaupt nicht so.

Dies ist tatsächlich eines der phantastischsten Stücke von Detektivarbeit, die je geleistet wurden – organische Chemie. Um die Atomanordnungen in diesen komplizierten Strukturen zu entdecken, beobachtet der Chemiker die Vorgänge beim Mixen zweier verschiedener Substanzen. Der Physiker konnte nie richtig glauben, daß der Chemiker wirklich wußte, wovon er redet, wenn er die Atomanordnungen beschreibt. Seit ungefähr zwanzig Jahren ist es in einigen Fällen möglich, mit Hilfe einer physikalischen Methode solche Moleküle zu betrachten (nicht ganz so komplizierte wie das vorliegende, aber einige, welche Teile davon enthalten), und es wurde möglich, jedes Atom zu lokalisieren, nicht durch Betrachtung von Farben, sondern *durch Messung ihrer Positionen*. Und tatsächlich zeigte sich, daß die Chemiker fast immer recht haben.

Es zeigt sich, daß beim Geruch des Veilchens drei geringfügig verschiedene Moleküle vorhanden sind, die sich nur durch verschiedene Wasserstoffatom-Anordnungen unterscheiden.

Ein Problem in der Chemie ist die Benennung der Substanzen, so daß man weiß, was sie sind. Man finde einen Namen für diese Form! Der Name muß nicht nur die Form mitteilen, er muß auch sagen, daß hier ein Sauerstoffatom ist, dort ein Wasserstoff – genau was und wo jedes Atom ist. Wir sehen also, daß die chemischen Namen komplex sein müssen, um komplett zu sein. Der Name unseres Moleküls in der kompletteren Form, welcher die Struktur wiedergibt, ist 4-[(2, 2, 3, 6)-tetramethyl-5-cyclohexenyl]-3-buten-2-on und dies sagt Ihnen, daß dies die Anordnung ist. Wir können die Schwierigkeiten der Chemiker ermessen und verstehen die Gründe für solch lange Namen. Es ist nicht so, daß sie unverständlich sein wollen, sie haben ein extrem schwieriges Problem, die Moleküle mit Worten zu beschreiben!

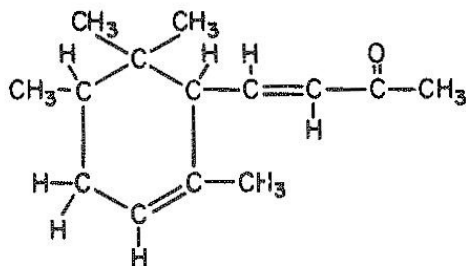


Fig. 1–10. Die abgebildete Substanz ist α-Iron.

Woher wissen wir, daß es Atome gibt? Durch einen der früher erwähnten Tricks: Wir machen die *Hypothese*, daß Atome existieren, und ein Resultat nach dem anderen bestätigt unsere Vorhersage, so wie sie es sollten, *wenn* die Dinge aus Atomen bestehen. Es gibt auch etwas direktere Hinweise. Ein gutes Beispiel dazu ist das folgende: Die Atome sind so klein, daß sie weder mit dem Lichtmikroskop noch mit dem *Elektronenmikroskop* gesehen werden können. (Mit einem Lichtmikroskop können nur viel größere Dinge betrachtet werden.) Wenn nun die Atome immer in Bewegung sind, sagen wir im Wasser, und wir eine große Kugel von irgend etwas in das Wasser bringen, eine Kugel, welche viel größer ist als die Atome, so wird die Kugel herumgeschubst werden – sehr ähnlich wie bei dem Ballspiel, bei welchem ein großer Ball von einer Menge Leute herumgeschubst wird. Die Leute schieben in verschiedene Richtungen, und der Ball bewegt sich im Feld unregelmäßig hin und her. Auf dieselbe Weise wird die oben erwähnte „große Ku-

gel" wegen der Ungleichheit der Kollisionen auf den verschiedenen Seiten bewegt. Wenn wir also sehr kleine Partikel (Kolloide) im Wasser durch ein sehr gutes Mikroskop betrachten, sehen wir ein permanentes Herumzittern der Partikel, welches das Resultat der Bombardierung durch die Atome ist. Dies wird die *Brownsche Bewegung* genannt.

Wir können weitere Beweise für die Atome aus der Struktur von Kristallen sehen. In vielen Fällen stimmen die durch Röntgenanalyse ermittelten räumlichen „Strukturen“ mit den Formen überein, welche die Kristalle in ihren natürlichen Erscheinungen zeigen. Die Winkel zwischen den verschiedenen „Flächen“ eines Kristalls stimmen innerhalb von Bogensekunden überein mit den Winkeln, die aufgrund der Annahme berechnet werden, daß ein Kristall aus vielen „Lagen“ von Atomen aufgebaut ist.

Alles ist aus Atomen aufgebaut. Das ist die Schlüsselhypothese. Die wichtigste Hypothese der gesamten Biologie ist z. B., daß *alles, was Tiere tun, Atome tun*. Mit anderen Worten: *Es gibt kein Verhalten der Lebewesen, das nicht unter dem Gesichtspunkt erklärt werden könnte, daß sie aus Atomen aufgebaut sind, welche physikalischen Gesetzen gehorchen*. Dies war nicht von Anfang an bekannt: Es bedurfte einigen Experimentisierens und Theoretisierens, um diese Hypothese nahezulegen. Jetzt ist sie aber akzeptiert, und es ist die nützlichste Theorie zur Erzeugung neuer Ideen auf dem Gebiet der Biologie.

Wenn ein Stück Stahl oder ein Brocken Salz, bestehend aus aneinandergereihten Atomen, so interessante Eigenschaften haben kann; wenn Wasser – das nichts ist als jene kleinen Tropfen, Meile um Meile auf der Erde das gleiche Ding – Wellen und Schaum bilden kann und strömende Geräusche und eigenartige Muster beim Fließen über Beton formt; wenn all das, all das Leben eines Flusses nichts anderes als ein Haufen Atome sein kann, *wieviel mehr ist dann noch möglich?* Wenn wir die Atome anstelle der immer wiederkehrenden definitiven Muster oder anstelle der kleinen komplexen Klumpen wie dem Veilchengeruch in eine Anordnung bringen, die überall, von Ort zu Ort verschieden ist, die aus verschiedenen Atomen in vielen Kombinationen besteht, *überall anders*, ohne Wiederholung, um wieviel wunderbarer würde sich dieses Ding verhalten? Ist es möglich, daß dieses „Ding“ vor Dir, das auf und ab wandert, das mit Dir redet, aus einem großen Klumpen dieser Atome in einer so komplexen Anordnung besteht, daß seine Kompliziertheit Deine Vorstellungskraft über seine Möglichkeiten in einen Taumel versetzt? Wenn wir sagen, wir sind ein Haufen Atome, dann meinen wir nicht lediglich einen Haufen Atome. Denn ein Haufen Atome, welcher einmalig ist, kann sehr wohl die Möglichkeiten besitzen, die Sie vor sich im Spiegel sehen.