

Eine Zusammenfassung

**Physik**

**Thermodynamik und Vakuumphysik**

nach Kapitel 10 und 9 aus dem Buch „Experimentalphysik 1“ von W. Demtröder, Springer Verlag

von Christoph Moder  
(© 2000)  
*<http://www.skriptweb.de>*

*Hinweise (z.B. auf Fehler) bitte per eMail an mich: [cm@skriptweb.de](mailto:cm@skriptweb.de) - Vielen Dank.*

# Inhaltsverzeichnis

Thermodynamik.....	3
1. Grundlagen.....	3
2. Temperatur und Temperaturmessung.....	4
3. Temperaturabhängige Ausdehnung.....	4
4. Wärme und die Maxwellverteilung.....	5
5. Spezifische Wärmekapazität.....	6
5.1 Molvolumen.....	6
5.2 Spezifische Wärme von Festkörpern.....	6
6. Schmelz- und Verdampfungswärme.....	7
7. Wärmetransport.....	7
7.1 Konvektion.....	7
7.2 Wärmeleitung.....	7
7.3 Wärmestrahlung.....	8
8. Die Hauptsätze der Thermodynamik.....	9
8.1 Der Carnotsche Kreisprozess.....	10
8.2 Der Stirlingprozess.....	11
8.3. Entropie.....	12
9. Reale Gase und Flüssigkeiten: van der Waals-Gleichung.....	13
10. Aggregatzustände, Phasenübergänge.....	13
10.1 Dampfdruck.....	13
10.2 Feuchte und Taupunkt.....	14
10.3 Der kritische Punkt.....	14
10.4 Der Tripelpunkt.....	14
10.5 Dampfdruck- bzw. Schmelzpunkterniedrigung.....	15
Vakuumphysik.....	16
1. Unterteilung.....	16
2. Partialdruck.....	16
3. Freie Weglänge.....	16
4. Wandbelegung.....	16
5. Saugvermögen und Saugleistung von Pumpen.....	16
6. Strömungsleitwert und Strömungswiderstand.....	17
7. Erreichbarer Enddruck.....	17
8. Vakuumpumpen.....	17
8.1 Mechanische Pumpen.....	17
8.2 Diffusionspumpen.....	18
8.3 Kryo- und Sorptionspumpen.....	18
9. Manometer.....	18
9.1 Flüssigkeitsmanometer und McLeod-Manometer.....	18
9.2 Membranmanometer.....	19
9.3 Pirani-Manometer.....	19
9.4 Ionisations- und Penning-Manometer.....	19
9.5 Reibungsvakuummeter.....	19

# Thermodynamik

## 1. Grundlagen

In der Thermodynamik untersucht man die makroskopischen Phänomene und beschreibt sie größtenteils durch empirisch gefundene Gesetze, die die Materie als Kontinuum betrachten. Mittelwerte können angenommen werden, weil immer eine sehr große Anzahl an Teilchen betrachtet wird.

$$\text{Gasgesetz: } p V = N k_B T \text{ bzw. } p V = n R T = \nu R T \left( \nu = \frac{V}{V_M} \right);$$

$$\text{Boyle-Mariotte: } T = \text{const} \Rightarrow p V = \text{const}$$

$$\text{Gay-Lussac: } p = \text{const} \Rightarrow \frac{V}{T} = \text{const}$$

Der Gleichgewichtszustand des Gases ist eindeutig bestimmt, wenn Volumen, Temperatur und Druck festgelegt sind. Deshalb nennt man diese Größen **Zustandsgrößen**.

**Definition:** Ein **ideales Gas** gehorcht dem Gasgesetz, die Teilchen wechselwirken untereinander nur durch vollkommen elastische Stöße.

Der Gaszustand ist also durch eine geringe Dichte, vernachlässigbare Wechselwirkung und die in Richtung zufällige und bezüglich der Geschwindigkeit breitverteilte Brownsche Bewegung gekennzeichnet.

Druck kommt durch spiegelnde Reflexion der Gasteilchen an der Gefäßwand zustande (erzeugt Kraft; siehe Versuch mit Kugeln, die gegen Zylinder stoßen und ihn, je schneller sie sind, umso höher hinaufdrücken können).

<b>Allgemeine Gaskonstante:</b>	$R = 8,3 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$ (soviel Energie hat ein Mol Teilchen pro Kelvin)
<b>Boltzmannkonstante:</b>	$k_B = \frac{R}{N_A} = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$ (soviel Energie hat ein einzelnes Teilchen pro Kelvin)
<b>Avogadro'sche Zahl:</b>	$N_A = \frac{N}{n} = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ (soviele Teilchen bilden ein Mol; definiert als Anzahl der Atome in 12 g $^{12}\text{C}$ )
<b>Stoffmenge:</b>	$n [\text{mol}^{-1}]$
<b>Teilchenzahl:</b>	$N []$
<b>Molare Masse, molares Volumen:</b>	$M_m = \frac{m}{n} \left[ \frac{\text{kg}}{\text{kmol}} \right] ; V_m = \frac{V}{n} \left[ \frac{\text{m}^3}{\text{kmol}} \right] ;$ (soviel Masse bzw. Volumen hat ein Mol)

Druck:	$p \left[ \text{Pa} = \frac{\text{N}}{\text{m}^2} \right] ; \quad 1 \text{ bar} = 10^5 \text{ Pa} ;$ $1 \text{ Torr} = 1 \text{ mmHg} = 133,32 \text{ Pa} ;$
--------	--

**Barometrische Höhenformel:**

$$n(k) = n_0 e^{-\frac{m g h}{k_B T}} ;$$

$$p(h) = p_0 e^{-\frac{m g h}{k_B T}} ; \quad \text{vgl. Wachstumsformel: } N(x) = N_0 e^{-\lambda x} , \quad \text{Wachstumsfaktor}$$

$$\lambda = \frac{m g}{k_B T} ;$$

**2. Temperatur und Temperaturmessung**

Jede temperaturabhängige Eigenschaft kann man zur Temperaturmessung verwenden:

- Ausdehnung der meisten Stoffe bei steigender Temperatur:

**Bimetallthermometer** (zwei Metalle mit verschiedenen Ausdehnungskoeffizienten sind verbunden, dadurch verbiegt sich der Bimetallstreifen bei Temperaturänderungen, was man auf einer Skala anzeigen kann).

**Gasthermometer:** nach dem Gasgesetz ist bei bekanntem, konstantem Volumen der Druck proportional zur Temperatur.

**Flüssigkeitsthermometer:** Siehe Abschnitt „Temperaturabhängige Ausdehnung“

- elektrischer Widerstand: steigt bei Metallen, sinkt bei Halbleitern bei steigender Temperatur:  
**Widerstandsthermometer**
- elektrische Kontaktspannung zwischen zwei Metallen ändert sich; z.B. Kupfer-Konstantan, Eisen-Konstantan, Platin-Rhodium: **Thermopaare**
- Strahlungsleistung von Körpern steigt an (Plancksches Strahlungsgesetz, Wiensches Gesetz) => **Pyrometer** (man erhitzt eine Heizwendel, bis sie die gleiche Strahlung aussendet wie der zu messende Körper; aus der Heizleistung der Heizwendel kann man auf ihre Temperatur schließen)
- **Suszeptibilitätsthermometer:** paramagnetische Substanzen (nicht ferromagnetisch);

$$X(T) = \mu_0 \frac{N p^3}{3 k_B T} = \frac{const}{T} \quad (\text{Curie-Weiß-Gesetz}); \quad \text{für Messung bei } T < 4 \text{ K}$$

**Celsiuskala:** Einteilung zwischen Tripel- und Siedepunkt des Wassers in 100 Skalenteile

**Fahrenheitskala:** Einteilung zwischen Schmelzpunkt einer Kältemischung und menschliche Körpertemperatur in 100 Skalenteile

**Umrechnung:**  $T_C = \frac{5}{9} (T_F - 32) ;$

**3. Temperaturabhängige Ausdehnung**

**Thermische Längenausdehnung** von Körpern:  $L(T) = L_0 (1 + \alpha_0 \Delta T + \beta \Delta T^2) ;$   
(empirisch)

**Thermische Volumenausdehnung:**  $V(T) \approx V_0 (1 + \gamma \Delta T)$  mit  $\gamma = 3 \alpha$  für isotrope Körper, sonst die Raumachsen einzeln rechnen.

$\alpha$  : linearer Ausdehnungskoeffizient,  $\gamma$  : Volumenausdehnungskoeffizient;

Grund für die thermische Längenausdehnung: schnellere Schwingungen der Teilchen, höhere kinetische und potenzielle Energie, Verschiebung des Schwingungsmittelpunkts.

Kraft, die bei der thermischen Längenausdehnung wirkt: Vergleich mit Dehnung des Körpers, Elastizitätsmodul:

$$F = E \cdot q \cdot \alpha \cdot \Delta T, \quad p = \frac{\alpha \cdot E}{1 - 2 \mu} \cdot \Delta T ;$$

**Thermische Ausdehnung von Flüssigkeiten:** Volumenausdehnung; Messung z.B. mit **Gerät von Dulong-Petit**: U-Rohr, das auf einer Seite erhitzt und auf der anderen gekühlt wird; auf der erhitzten Seite dehnt sich die Flüssigkeit aus, steht höher im Rohrschenkel als auf der kalten Seite.

#### 4. Wärme und die Maxwellverteilung

**Maxwell-Geschwindigkeitsverteilung:**

$$\Phi(v) dv = 4 \pi \left( \frac{m}{2 \pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} v^2 e^{-\frac{m v^2}{2 k_B T}} dv$$

(angenähert:  $\bar{c} = 0,92 \sqrt{\bar{c}^2}$  )

$$p = \frac{1}{3} \rho \bar{c}^2 = \frac{1}{3} n m_a \bar{c} ;$$

Die Maxwellverteilung bedeutet: die Wahrscheinlichkeit, dass ein Teilchen die Geschwindigkeit zwischen  $v$  und  $v + dv$  hat

$$v_w = \sqrt{\frac{2 k_B T}{m}} \quad \text{wahrscheinlichste Geschwindigkeit;}$$

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8 k_B T}{\pi m}} \quad \text{mittlere Geschwindigkeit;}$$

Die Kurve der Maxwellverteilung ist bei höheren Temperaturen niedriger und flacher und dafür breiter (die Gesamtwahrscheinlichkeit muss wieder 1 ergeben), d.h. die Teilchengeschwindigkeiten sind über einen größeren Bereich verteilt. Die 'rechte Seite' der Kurve (Richtung höhere Geschwindigkeiten) ist flacher und lang gezogener als die linke Seite; man spricht deshalb vom **Maxwellschwanz**.

Für die Teilchenbewegungen gilt **Isotropie**: Das mittlere Geschwindigkeitsquadrat ist in alle 3 Raumdimensionen gleich.

**Wärmeenergie (innere kinetische Energie):**

$$E_{kin} = \frac{1}{2} m_a \bar{c}^2 = \frac{3}{2} k_B T ;$$

$$\text{mittlere freie Weglänge: } \lambda = \frac{1}{\sqrt{32} \cdot n \cdot F} ; \quad F : \text{Querschnitt}$$

Statt „Wärmeenergie“ sagt man oft einfach „Wärme“.

Früher: Wärmemenge gemessen in Kalorien (Energienmenge, um 1 g Wasser von 14,5 °C auf 15,5 °C zu erhitzen. 1 cal = 4,186 J).

$$\text{Absolute Temperatur: } T = \frac{1}{k} \cdot \frac{2}{3} \cdot \frac{m}{2} \cdot \bar{c}^2 \quad (c: \text{Teilchengeschwindigkeit})$$

Als innere Energie eines Gases bezeichnet man die gesamte Energie aller Moleküle bezeichnet, z.B. Translations-, Rotations- und Schwingungsenergien:

$$\text{Translation: } E_{kin} = \frac{1}{2} m v_x^2 + \frac{1}{2} m v_y^2 + \frac{1}{2} m v_z^2 ;$$

$$\text{Rotation: } E_{rot} = \frac{1}{2} I_{xx} \omega_x^2 + \frac{1}{2} I_{yy} \omega_y^2 + \frac{1}{2} I_{zz} \omega_z^2 ;$$

$$\text{Schwingungen: } E_{vib} = V(r) + \frac{p^2}{2m} = \frac{1}{2} k r^2 + \frac{p^2}{2m} \quad \left( \frac{1}{2} k r^2 \text{ harmonischer Oszillator} \right)$$

## 5. Spezifische Wärmekapazität

$$\Delta W = \Delta Q = c \cdot m \cdot \Delta T ;$$

**c: spezifische Wärmekapazität oder spezifische Wärme**

**Definition:** Diejenige Energiemenge, die man braucht, um 1 kg eines Stoffes um 1 K zu erhitzen, bezeichnet man als **spezifische Wärmekapazität** des Stoffes.

**Definition:** Als **spezifische Molwärme** bezeichnet man  $C = c \cdot M_M = 3/2 R$ , also die Energiemenge, um ein Mol um 1 K zu erhitzen.

Die **Wärmekapazität** eines Körpers ist  $n \cdot C = m \cdot c$ .

### 5.1 Molvolumen

Das **Molvolumen** ist das Volumen, das ein Mol eines Gases hat. Empirisch wurde das Molvolumen eines idealen Gases bei **Normbedingungen** (T = 273 K, p = 1 bar) zu  $V_M = 22,4 \text{ dm}^3$  bestimmt. Aus dem Gasgesetz ergibt sich dann die Formel:  $p \cdot V_M = N_A k_B T$ .

### 5.2 Spezifische Wärme von Festkörpern

Bei tiefen Temperaturen können Atome nur zu Schwingungen mit geringen Energien angeregt werden; je höher die Energie ist, desto mehr Schwingungen können sie ausführen. In einem

Festkörper sind alle Atome gekoppelt, ihre Schwingungen überlagern sich, so dass die molare spezifische Wärme mit der Temperatur praktisch kontinuierlich ansteigt, bis alle Schwingungen angeregt sind und sie den maximalen Wert erreicht:

$$\text{Dulong-Petitsches Gesetz: } C_V = 6 \cdot \frac{1}{2} \cdot N_A \cdot k_B = 3 R ;$$

## 6. Schmelz- und Verdampfungswärme

Beim Schmelzen oder Verdampfen eines Stoffes steigt währenddessen seine Temperatur trotz ständiger Wärmezufuhr nicht an. Mit dieser Energie können die Teilchen ihre festen Bindungen überwinden. Ansonsten müsste, bei gleich bleibender Gesamtenergie, nach seiner „Loslösung“ die kinetische Energie eines Teilchens sinken. Durch die Schmelz- bzw. Verdampfungswärme wird also die mittlere kinetische Energie erhalten, während sich die Gesamtenergie erhöht.

Achtung: Nicht jeder Phasenübergang ist mit Schmelz-/Verdampfungswärme verbunden (Beispiel: flüssig-gasförmig jenseits des kritischen Punkts, Phasenübergänge in Legierungen)!

## 7. Wärmetransport

### 7.1 Konvektion

Flüssigkeiten oder Gase, die erhitzt werden, dehnen sich aus, ihre Dichte wird also geringer, und steigen deshalb nach oben, wo sie evtl. wieder abkühlen und absinken. So entsteht ein Wärmetransport, der mit einem Massentransport gekoppelt ist. Wenn der Temperaturgradient einen bestimmten Wert übersteigt, der von der Viskosität abhängt, können sich plötzlich Strömungsrollen ausbilden, in denen die Teilchen in zylindrischen Bahnen zwischen kalt und warm kreisen. Dieses plötzliche Einsetzen einer Selbstorganisation wird **Bernard-Instabilität** genannt.

### 7.2 Wärmeleitung

Bei Wärmeleitung ist im Gegensatz zur Konvektion kein Massentransport statt, aber sie benötigt trotzdem das Vorhandensein von Masse.

$$\text{Im Festkörper: } \frac{d Q}{d t} = -\lambda \cdot A \cdot \frac{d T}{d x} ;$$

A: Querschnittsfläche,  $\lambda$  : **Wärmeleitfähigkeit** bzw.

$$\frac{d Q}{d t} : \text{Wärmestrom}$$

Negatives Vorzeichen bedeutet: Wärmefluss in Richtung fallender Temperatur.

$$\text{Wärmeleitfähigkeit von Gasen: } \lambda = \frac{1}{2} n \cdot \bar{v} \cdot l \cdot k_B ;$$

$n$  Teilchendichte  
 $\bar{v}$  mittlere Geschwindigkeit

$l$  mittlere freie Weglänge

Das kann man noch erweitern, wenn man den Nettowärmetransport aufschlüsselt in Hin- und Rücktransport, und auch Wärmeverluste dazwischen berücksichtigt usw.

In Festkörpern wird die Wärme durch die gekoppelten Atome oder auch freie Elektronen übertragen. Die vielen freien Elektronen, die mit ihrer geringen Masse große Geschwindigkeiten erreichen, sind der Grund für die gute Wärmeleitfähigkeit von Metallen (oder auch leitenden Flüssigkeiten), dort geschieht die Wärmeleitung vor allem durch Elektronen. Das Wiedemann-Franz-Gesetz zeigt, dass bei nicht zu tiefen Temperaturen die Wärmeleitzahl proportional zur elektrischen Leitfähigkeit ist:

$$\text{Wiedemann-Franz-Gesetz: } \frac{\lambda}{\sigma} = a \cdot T ; \quad a = \frac{\pi^2 k_B^2}{3 e^2} ;$$

$\sigma$  : elektrische Leitfähigkeit

In Gasen ist wegen der geringeren Dichte die Wärmeleitzahl kleiner als in Festkörpern; aber die Temperaturleitzahl  $\lambda/(c \rho)$  ist ähnlich: In Gasen gleichen sich Temperaturunterschiede ähnlich schnell wie in Festkörpern aus.

In Flüssigkeiten ist die Wärmeleitzahl ebenfalls kleiner als in Festkörpern (aber größer als in Gasen). Freie Teilchen, die Wärme durch Stöße übertragen können, sind zwar häufiger, können die schwächere Kopplung aber nicht kompensieren. In Flüssigkeiten tritt meistens auch Konvektion auf; Wasser ist z.B. ein schlechter Wärmeleiter, kann aber durch Konvektion Wärme gut transportieren.

In Gasen wird die Wärme nur durch Stöße übertragen, was bei geringer Masse wegen der höheren erreichbaren Geschwindigkeit leichter ist. Entsprechend leitet Wasserstoff die Wärme am besten.

$$\frac{d T}{d t} = \frac{\kappa}{\rho c} \operatorname{div} \operatorname{grad} T = \frac{\kappa}{\rho c} \vec{\nabla} (\vec{\nabla} T) ;$$

**Wärmeleitungsgleichung** bzw. Diffusionsgleichung

Mathematisch vergleichbar ist mit dem Wärmefluss die **Diffusion**.

$$\vec{j}_N = -D \vec{\nabla} n ;$$

$$\frac{d n}{d t} = D \operatorname{div} \operatorname{grad} n = D \vec{\nabla} (\vec{\nabla} n)$$

**Diffusionsgleichung, 2. Ficksches Gesetz**

### 7.3 Wärmestrahlung

Wärmestrahlung ist elektromagnetische Strahlung. Die abgestrahlte Leistung hängt von der

Oberflächenbeschaffenheit ab: ein schwarzer, matter (= mit unregelmäßiger Oberfläche) Körper strahlt wesentlich mehr Energie pro Zeit ab als ein weißer, spiegelnder. Das Gleiche gilt aber auch für die Absorption. Daher hängt das Verhältnis von Emissions- zu Absorptionsleistung nur von der Temperatur, nicht vom Material ab. Alle Körper, die praktisch alle auftreffende Strahlung absorbieren, heißen schwarze Körper (z.B. ist auch die Sonne ein schwarzer Körper) – wichtig ist auch die raue Oberfläche, weil sonst Strahlung reflektiert wird (siehe komplexer Brechungsindex). Ein guter schwarzer Körper ist ein Hohlraum mit absorbierenden Wänden, dessen Öffnung nach außen sehr klein gegen die Innenfläche ist. Erhitzt wird so ein Hohlraum zu einem Hohlraumstrahler. Das spektrale Emissionsvermögen eines schwarzen Körpers ist identisch mit der spektralen Strahlungsdichte der Hohlraumstrahlung.

Stefan-Boltzmannsches Strahlungsgesetz:  $\frac{dW}{dt} = \sigma S T^4$  ;  $\sigma$  : Stefan-Boltzmann-Konstante;

Dieses Strahlungsgesetz lässt sich aus dem Planckschen Strahlungsgesetz herleiten (Quantenmechanik).

### 8. Die Hauptsätze der Thermodynamik

Diese Hauptsätze kann man nicht mathematisch beweisen, sie basieren auf Erfahrungen, genauso wie die Erhaltungssätze der Mechanik (Energieerhaltung, Impulserhaltung).

**Innere Energie:**  $U = \frac{1}{2} \cdot n \cdot f \cdot R \cdot T$  ;  
f: Anzahl der Freiheitsgrade der Teilchen (ideales Gas: 3)

Bei vorgegebenem Druck und Volumen gibt die Temperatur also die innere Energie an.

$$dW = -p \cdot dV ;$$

Das Vorzeichen wird immer so gewählt, dass die Arbeit positiv ist, wenn dadurch die innere Energie des Systems größer wird.

**Isotherm:**  $T = \text{const}$

**Isobar:**  $p = \text{const}$

**Isochor:**  $V = \text{const}$

**Isentrop:** keine Änderung der Wärmemenge

#### 1. Hauptsatz:

Die Summe der einem System von außen zugeführten Wärme und Arbeit ist gleich der Zunahme seiner inneren Energie:

$$\Delta U = \Delta Q + \Delta W .$$

Das bedeutet: Es gibt kein Perpetuum mobile erster Art, das aus dem Nichts Energie gewinnt. Die Summe der Energien ist in einem abgeschlossenen System konstant.

**Definition: Enthalpie:**  $H = U + p \cdot V$

Bei isobaren Prozessen ist die Enthalpiezunahme  $dH$  gleich der zugeführten Wärmemenge  $dQ$ .

**Definition:** Wenn das System keine Wärme mit der Umgebung austauscht, spricht man von einem **adiabatischen Prozess**.

Häufig treten adiabatische Prozesse auf, wenn Volumen- oder Druckänderungen so schnell geschehen, dass der geringe Wärmeaustausch vernachlässigt werden kann.

### 2. Hauptsatz:

Wärme fließt immer vom wärmeren zum kälteren Körper, nie umgekehrt.

Das bedeutet: Es gibt kein Perpetuum mobile zweiter Art, das ein Wärmereservoir abkühlt und daraus mechanische Energie erzeugt, ohne Energie aufzunehmen.

Für die Temperaturänderung gilt:  $\Delta T(t) = e^{-\frac{T}{t-t_0}}$ .

**Definition:** Ein Prozess, der verschiedene Zustände durchläuft, und am Ende wieder zu seinem Ausgangszustand zurückkehrt, nennt man **Kreisprozess**. Kann er in beiden Richtungen verlaufen, heißt er **reversibel**.

## 8.1 Der Carnotsche Kreisprozess

Im Carnotschen Kreisprozess durchläuft ein ideales Gas vier Zustände, die man im p-V-Diagramm veranschaulicht.

- 1. Isotherme Expansion:** Das System nimmt Wärme aus dem wärmeren Reservoir auf und verrichtet Ausdehnungsarbeit:  $dQ = p dV$ .
- 2. Adiabatische Expansion:** Das System dehnt sich weiter aus, aber dazu wird die innere Energie reduziert:  $dU = -p dV$
- 3. Isotherme Kompression:** Das System gibt die bei der Kompression (Kompressionsarbeit wird verrichtet!) freiwerdende Wärme an das kältere Reservoir ab, analog wie Schritt 1.

### 4. Adiabatische Kompression

Bei den adiabatischen Schritten wird definitionsgemäß keine Energie mit der Umgebung ausgetauscht; nur bei den isothermen Schritten wird Wärme abgegeben bzw. aufgenommen:

$$\Delta W = \Delta W_{12} + \Delta W_{34} = \int_{V_1}^{V_2} p dV + \int_{V_3}^{V_4} p dV = R T_1 \ln \left( \frac{V_1}{V_2} \right) + R T_1 \ln \left( \frac{V_3}{V_4} \right).$$

Also wird folgende Nettoarbeit verrichtet:

$$\Delta W = R \cdot (T_1 - T_2) \cdot \ln \left( \frac{V_1}{V_2} \right) .$$

Diese Energie wird nach außen abgegeben, es ist also eine **Wärme-Kraft-Maschine**. Die Arbeit entspricht der Fläche des Kreisprozesses im p-V-Diagramm. Dabei wird Wärme einem wärmeren Reservoir entzogen und einem kälteren Reservoir zugeführt; weil diese Energie im Allgemeinen nicht genutzt werden kann, betrachtet man sie als verloren, zur Berechnung des Wirkungsgrades dividiert man die verrichtete Arbeit durch die gesamte (!) aufgenommene Wärmeenergie (statt nur der Differenz zwischen aufgenommener und abgegebener Wärme), es ergibt sich:

$$\text{Wirkungsgrad: } \eta = \frac{\Delta W}{\Delta Q_1} = \frac{R (T_1 - T_2) \cdot \ln \left( \frac{V_2}{V_1} \right)}{R \cdot T_1 \cdot \ln \left( \frac{V_2}{V_1} \right)} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} .$$

Weil der absolute Nullpunkt (als Temperatur für das kältere Reservoir) nicht erreichbar ist, ist der Wirkungsgrad immer kleiner als 1. Je größer die Temperaturdifferenz, desto größer der Wirkungsgrad.

**Es gibt keine periodisch arbeitende Maschine mit größerem Wirkungsgrad als der Carnot-Prozess.**

Entsprechend haben Gasturbinen wegen ihrer großen Temperaturdifferenz einen Wirkungsgrad von ca. 60 %, viel mehr ist technisch nicht machbar.

Man kann den Carnot-Prozess auch andersherum durchlaufen und erhält dann eine **Wärmepumpe**. Ihr Wirkungsgrad wird umso größer, je kleiner die Temperaturdifferenz ist. Ihr Wirkungsgrad ist immer größer als 1.

Aus dem Carnot-Prozess folgt:

$$\frac{\Delta Q_1}{\Delta Q_2} = \frac{T_1}{T_2} ,$$

wenn bei einem Wärmebad die Temperatur bekannt (z.B. Tripelpunkt des Wassers: gut zu beobachten) ist, lässt sich jene des anderen Wärmebades berechnen:

$$T_2 = \frac{T_1 \cdot \Delta Q_2}{\Delta Q_1} = T_2 \cdot (1 - \eta) .$$

Ein Kelvin ist also der 273,16ste Teil der thermodynamischen Temperatur des Tripelpunkts von Wasser.

## 8.2 Der Stirlingprozess

Der Carnotprozess ist technisch nicht realisierbar (z.B. Probleme mit schneller An- und Abkopplung der Wärmebäder). Der Stirlingprozess ersetzt die adiabatischen Schritte durch isochore Schritte.

Aufbau: An einem Zylinder sind oben und unten die beiden Wärmebäder realisiert (d.h. oben wird geheizt, unten gekühlt), ein wärmespeichernder Verdrängerkolben, der um 90° zum Arbeitskolben an der Pleuellwelle angebracht ist, trennt die beiden Temperaturbereiche und schiebt die Luft jeweils von einem zum anderen.

### 8.3. Entropie

**Definition:** Der Quotient  $dQ/T$  heißt **reduzierte Wärmemenge**.

$$\text{Entropie: } dS = \frac{dQ_{rev}}{T} ;$$

Die auf einem Teilstück des Kreisprozesses aufgenommene oder abgegebene reduzierte Wärmemenge entspricht der Änderung der Entropie. Weil diese Änderung unabhängig vom Weg im Zustandsdiagramm ist und nur von Anfangs- und Endpunkt abhängt, ist die Entropie eine **Zustandsgröße**, und beschreibt zusammen mit Temperatur, Druck und Volumen den Zustand des Systems.

Bei einem reversiblen Kreisprozess bleibt die Entropie insgesamt konstant (ändert sich aber durchaus während des Durchlaufs):  $\Delta S = 0$  .

Reversible Zustandsänderungen sind möglich, wenn die Änderung der Zustandsvariablen gering, langsam, längs der Zustandsfläche und damit annähernd im Gleichgewicht geschieht – vgl. Carnotprozess.

Die Entropie ist proportional zur Zahl der Realisierungsmöglichkeiten eines thermodynamischen Zustandes:

$S = k_B \ln \Phi(T, N, p, \dots)$  ;  $\Phi$  : die Wahrscheinlichkeit, das System im angegebenen Zustand zu finden.

In einem geschlossenen System ist die Zustandsänderung irreversibel, wenn sich die Entropie dabei vergrößert. Sie kann für Teilsysteme durchaus zunehmen (z.B. Kristallwachstum: es entstehen geordnete Strukturen aus der Unordnung), aber auf Kosten der Entropiezunahme im Gesamtsystem. Geordnete Strukturen können sich also nur in offenen Systemen bilden. Bei makroskopischen Systemen gibt es streng genommen keine irreversiblen Prozesse. Die Entropie strebt immer einer Maximierung zu.

**Definition:**  $F := U - T \cdot S$  heißt **freie Energie**.  $U - F = T \cdot S$  heißt **gebundene Energie**.

Ein von selbst eintretender isothermer Vorgang ohne Arbeitsleistung erfolgt immer so, dass die freie Energie abnimmt, d.h. die Entropie zunimmt (weil die innere Energie konstant bleibt).

**Freie Enthalpie bzw. Gibbsches Potenzial bzw. chemisches Potenzial:**  $G = H - T \cdot S = U + pV - T \cdot S$  .

Der Name „chemisches Potenzial“ kommt daher, dass chemische Reaktionen meist in einem offenen Gefäß ablaufen und daher Expansionsarbeit verrichtet werden muss. Daher rechnen die Chemiker auch bevorzugt mit der Enthalpie statt mit der Arbeit.

**3. Hauptsatz:**

Der thermodynamische Gleichgewichtszustand am absoluten Nullpunkt hat maximale Ordnung und nur eine Realisierungsmöglichkeit. Deshalb ist der absolute Nullpunkt unmöglich zu erreichen.

**Grund:** Um den Nullpunkt durch Wärmetausch zu erreichen, müsste ein kälteres System vorhanden sein. Also muss der Vorgang adiabatisch verlaufen, wobei keine Entropieänderung eintritt. Wenn man aber gegen den Nullpunkt geht, geht dabei auch die Temperaturerniedrigung gegen Null.

### 9. Reale Gase und Flüssigkeiten: van der Waals-Gleichung

Bei sehr hohen Drücken kann man das Eigenvolumen der Gasteilchen nicht vernachlässigen (sondern rechnet pro Atom  $4 V_a = 4 \cdot (4/3 r_a^3 \pi)$ ), und es treten auch Anziehungskräfte untereinander auf (wegen der geringen Distanz), die sich untereinander zwar aufheben, aber an Grenzflächen wirken, vgl. Oberflächenspannung bei Flüssigkeiten. Es entsteht ein **Binnendruck**  $p_B = a/V^2$ , der zusätzlich zum äußeren Druck wirkt; die Konstante a ist eine Stoffkonstante (abhängig von Anziehungskraft der Teilchen). Das eingesetzt in das Gasgesetz ergibt die:

**Van-der-Waals-Gleichung für reale Gase:**

$$\left( p + \frac{a}{V_M^2} \right) \cdot (V_M - b) = R \cdot T ; \quad b = 4 \cdot N_A \cdot V_a ;$$

Es wird also der Binnendruck zum Druck addiert und das Eigenvolumen vom Gesamtvolumen subtrahiert; alle Angaben gelten für 1 mol (daher Molvolumen und Avogadrokonstante beim Eigenvolumen).

### 10. Aggregatzustände, Phasenübergänge

Die verschiedenen Aggregatzustände nennt man **Phasen**. Aber z.B. wird der Übergang bei bestimmten Legierungen von einem geordneten zu einem ungeordneten Zustand auch als Phasenübergang bezeichnet.

Nicht bei jedem Phasenübergang muss latente Wärme auftreten. Phasenübergänge 1. Ordnung sind diskontinuierlich (z.B. Verdampfung von Wasser), es gibt latente Wärme (Verdampfungswärme), Phasenübergänge 2. Ordnung sind dagegen kontinuierlich.

#### 10.1 Dampfdruck

Wenn eine Flüssigkeit einen Behälter nicht komplett ausfüllt, dann stellt sich ein **Sättigungsdampfdruck** ein, weil die schnellsten Maxwell-geschwindigkeitsverteilten Moleküle verdampfen können und so einen Druck erzeugen, der wiederum das Verdampfen behindert; ein Gleichgewicht stellt sich ein. Der Dampfdruck steigt mit der Temperatur. Man kann dieses Gleichgewicht durch den Carnotprozess veranschaulichen, dabei verdampft bzw. kondensiert die Flüssigkeit in den (infinitesimal kleinen) isothermen Abschnitten. So ergibt sich aus dem Wirkungsgrad des Carnotprozesses:

$$\text{Clausius-Clapeyron-Gleichung: } \Lambda = T \frac{d p_S}{d T} (V_D - V_{Fl}) ;$$

$\Lambda$  ist die Verdampfungswärme, im Carnotprozess  $d Q_1$  genannt. Sie ist also proportional zur Volumendifferenz und zur Steigung der Dampfdruckkurve  $p_S(T)$ . Meist ist  $V_D \gg V_{Fl}$ , so dass  $(V_D - V_{Fl}) \approx V_D$  angenommen werden kann.

Die Verdampfungswärme hat zwei Ursachen: erstens muss Arbeit gegen den Außendruck verrichtet werden, um das Volumen zu vergrößern; aber vor allem müssen zwischenmolekulare Anziehungskräfte überwunden werden, dieser Anteil ist deutlich größer. Das ist der Grund, warum zugeführte Wärme während der Verdampfung nicht die Temperatur und damit die innere Energie erhöht.

Bei ausreichend hoher Temperatur kann man folgende Näherung machen:

$p_S V_D = R T$ ; mit der Clausius-Clapeyron-Gleichung:  $\frac{1}{p_S} \frac{d p_S}{d T} = \frac{\Lambda}{R T^2}$  und der Randbedingung  $p(T_0) = p_0$  ergibt sich die:

$$\text{van't Hoffsche-Gleichung: } p_S = p_0 \cdot A \cdot e^{-\frac{\Lambda}{R T}} ; \quad A = e^{\frac{\Lambda}{R T_0}} ;$$

## 10.2 Feuchte und Taupunkt

Die Konzentration von Wasserdampf  $m_{H_2O}/V$  nennt man **absolute Feuchte**  $\varphi_a$ , die maximal mögliche Feuchte (dann, wenn der Partialdruck des Wasserdampfes gleich dem Sättigungsdampfdruck ist)  $\varphi_S$ . Das Verhältnis  $\varphi_{rel} = \frac{\varphi_a}{\varphi_S} = \frac{p_W}{p_S}$  nennt man **relative Feuchte**, sie wird in Prozent angegeben.

Bei vorgegebener absoluter Feuchte steigt die relative Feuchte bei sinkender Temperatur; die Temperatur, bei der die relative Feuchte 100% erreicht, heißt **Taupunkt** oder **Kondensationspunkt**.

## 10.3 Der kritische Punkt

An der Dampfdruckkurve kann also die flüssige neben der gasförmigen Phase existieren. Oberhalb der **kritischen Temperatur**, wo der **kritische Druck** herrscht, kann keine flüssige Phase mehr existieren. Hier endet die Dampfdruckkurve, diese Stelle heißt **kritischer Punkt**. Grund: hier ist bei allen Molekülen die mittlere kinetische Energie größer als die potenzielle Energie (= Anziehungskräfte). Durch Messung des kritischen Punktes kann man mit Hilfe der van-der-Waals-Gleichung die van-der-Waals-Konstanten  $a$  (Wechselwirkung) und  $b$  (Eigenvolumen) bestimmen.

## 10.4 Der Tripelpunkt

Die Schmelzkpunktcurve und die Dampfdruckkurve schneiden sich im T-p-Diagramm, weil die

Schmelzpunktkurve steiler ist (die Volumenänderung ist geringer beim Schmelzen). Dieser Punkt heißt **Tripelpunkt**, hier können alle drei Phasen gleichzeitig existieren (und nur dort). Daher ist dieser Punkt ideal zur Temperaturbestimmung (z.B. als Referenztemperatur).

Bei mehreren Stoffen in einem Gemisch gibt es mehr Phasen bei einer Temperatur:

**erweiterte Gibbssche Phasenregel:**  $f = k + 2 - q$  ;  
 f: Zahl der Freiheitsgrade  
 k: Anzahl der Komponenten  
 q: Zahl der gleichzeitig existierenden Phasen (Tripelpunkt: 3)

### 10.5 Dampfdruck- bzw. Schmelzpunkterniedrigung

Wegen zusätzlicher Anziehungskräfte zwischen den gelösten Ionen einer Lösung und dem Lösungsmittel wird zum Verdampfen mehr Austrittsarbeit gebraucht; der Siedepunkt steigt, der Dampfdruck sinkt also. Die Dampfdruckerniedrigung  $\Delta p_S$  ist proportional zur Konzentration des gelösten Stoffes:

$$\frac{\Delta p_S}{p_{S0}} = \frac{n_{\text{Stoff}}}{n_{\text{Lösungsmittel}} + n_{\text{Stoff}}} ;$$

Bei verdünnten Lösungen gilt:  $n_{\text{Stoff}} \ll n_{\text{Lösungsmittel}}$  ;  $\frac{\Delta p_S}{p_{S0}} = \frac{n_{\text{St}}}{n_{\text{LM}}}$  ;

Dies ergibt das

**Raoult'sche Gesetz:**  $\Delta T = \frac{R T^2}{\Lambda} \frac{n_{\text{Stoff}}}{n_{\text{Lösungsmittel}}}$  ;

## Vakuumphysik

**Definition:** Man spricht von einem **Vakuum**, wenn in einem Volumen der überwiegende Teil der Gase und Dämpfe entfernt wurde, so dass der Druck klein gegen den Atmosphärendruck ist.

Dabei muss man bei tiefen Drücken auch die auf den Wänden sitzenden Moleküle beachten.

### 1. Unterteilung

- Grobvakuum:  $1000 \text{ hPa} \geq p \geq 1 \text{ hPa}$
- Feinvakuum:  $1 \text{ hPa} \geq p \geq 10^{-3} \text{ hPa}$
- Hochvakuum:  $10^{-3} \text{ hPa} \geq p \geq 10^{-7} \text{ hPa}$
- Ultrahochvakuum:  $10^{-7} \text{ hPa} \geq p$

### 2. Partialdruck

In einem Behälter befinden sich normalerweise verschiedene Gase und verschiedene Dämpfe. Der Totaldruck im Behälter ist die Summe aller Partialdrücke und Sättigungsdampfdrücke:

$$p = \sum_i (p_i + p_{si})$$

### 3. Freie Weglänge

Die **freie Weglänge**  $\lambda$  ist im **Feinvakuum klein** gegen die üblichen Gefäßdimensionen, im **Hochvakuumbereich** dagegen ist die freie Weglänge **größer**, die Teilchen kollidieren dann v.a. mit den Gefäßwänden statt untereinander.

### 4. Wandbelegung

Es befinden sich auch immer Gasmoleküle in einer monomolekularen Schicht auf der Gefäßwand. Bei hohen Vakua kann man diese Wandbelegung nicht vernachlässigen, weil dann ähnlich viele oder mehr Teilchen (ab  $10^{-3} \text{ hPa}$ ) auf der Gefäßwand sitzen als sich im freien Raum bewegen; wenn diese sich lösen, steigt der Druck. Es stellt sich ein Gleichgewicht zwischen auftreffenden und abdampfenden Teilchen auf der Wand ein (das Gleichgewicht hängt von Druck, Art der Moleküle und Temperatur ab). Nur durch Maßnahmen wie Ausheizen der Wand kann man im Ultrahochvakuum einigermaßen unbedeckte Oberflächen erhalten, weil dadurch die Abdampftrate erhöht wird.

### 5. Saugvermögen und Saugleistung von Pumpen

**Saugvermögen:**  $S_V = \frac{dV}{dt} \left[ \frac{1}{s}; \frac{\text{m}^3}{\text{h}} \right]$  Gasvolumen, das pro Zeit durch die Pumpe strömt

**Massen-Saugleistung:**  $\frac{dM}{dt} = \frac{\rho \cdot dV}{dt} = \frac{m \cdot p}{k_B T} \cdot \frac{dV}{dt}$

**Saugleistung:**  $S_L = p \cdot \frac{dV}{dt}$  Produkt aus Druck und Saugvermögen

## 6. Strömungsleitwert und Strömungswiderstand

In den Gleichungen  $\frac{dM}{dt} = L_m (p_2 - p_1)$ ;  $p \cdot \frac{dV}{dt} = L_S (p_2 - p_1)$ ; heißt der Proportionalitätsfaktor  $L$  der **Leitwert**.

Die **Knudsenzahl**  $Kn = \frac{\lambda}{d}$  gibt das Verhältnis zwischen mittlerer freier Weglänge und Rohrdurchmesser an. Man unterscheidet drei Bereiche:

- Bereich der **laminaren Strömung**:  $Kn \ll 1$   
Die Strömung wird im Wesentlichen durch Stöße zwischen den Molekülen bestimmt, die Viskosität  $\eta$  spielt eine Rolle, die Strömung kann durch hydrodynamische Modelle beschrieben werden, sie ist laminar bei  $Re < 2200$  (Normalfall in der Vakuumtechnik) bzw. turbulent bei  $Re > 2200$ .
- Bereich der **Knudsenströmung**, Übergangsbereich:  $Kn \approx 1$
- Bereich der **Molekularströmung**:  $Kn \gg 1$   
Molekül-Wand-Stöße bestimmen das Saugvermögen, der Leitwert wird unabhängig vom Druck, die Viskosität spielt keine Rolle mehr.

Der **Strömungswiderstand** ist das Gegenteil des Leitwerts:  $R_S = \frac{1}{L_S} \left[ \frac{s}{l} \right]$ .

## 7. Erreichbarer Enddruck

Die **Leckrate**  $\frac{dG_L}{dt}$  entspricht der Saugleistung; gemeint ist hier allerdings die Gasmenge, die durch alle Lecks in das evakuierte Gefäß eindringen kann.

Die **Gasabgaberrate**  $\frac{dG_a}{dt} = V \cdot \frac{dp}{dt} = k T \frac{dN_a}{dt}$  ist die Gasmenge, die pro Zeiteinheit von den Gefäßwänden in das Innere abdampft und dort zu einer Druckerhöhung beiträgt.

Diese beiden Größen bestimmen den erreichbaren Enddruck:

$$S_L^{eff}(p) = \frac{dG_L}{dt} + \frac{dG_a}{dt} ; \quad p_{Ende} = \frac{S_L^{eff}(p)}{S_V} ;$$

Der maximale Enddruck ist also dann erreicht, wenn die effektive Pumprate gerade die Leckrate und die Gasabgaberrate kompensiert.

## 8. Vakuumpumpen

### 8.1 Mechanische Pumpen

- **Drehschieberpumpen**: in einem zylindrischen Raum rotiert ein Rotor, der exzentrisch befestigt ist und zwei Schieber (an gegenüberliegenden Seiten) hat, die durch Federn an die Zylinderwände gepresst und durch Öl abgedichtet werden. Diese Schieber schieben das Gas zwischen Rotor und Zylinderwand vor sich her.

Grenzen: Durch den unvermeidlichen Spalt zwischen Zylinder und Rotor kann Gas dringen; der Sättigungsdampfdruck des Öls begrenzt den erreichbaren Enddruck ebenfalls. Um Dämpfe abzusaugen, die im Vakuum kondensieren und die Pumpe korrodieren können, verwendet man einen Gasballast, also zusätzliches Gas, das in die Pumpe einströmt und so für einen erhöhten

Druck sorgt.

- **Rootspumpen:** Zwei Rotorkörper drehen sich gegeneinander und wälzen sich dabei fast aufeinander ab. Weil die Pumpe berührungsfrei ist, kann sie mit hohen Drehzahlen laufen.

Grenzen: Durch den unvermeidlichen Spalt zwischen den Rotoren strömt Gas zurück, so dass eine Vorpumpe benötigt wird (mit abnehmendem Druck wird der Strömungswiderstand im Spalt größer).

- **Turbomolekularpumpen:** Ein Rotor mit vielen Turbinenschaufeln in mehreren Ebenen, der sich extrem schnell dreht, schaufelt das Gas auf zwischen den Ebenen befestigte feste Statorenschaufeln. Die Schaufeln erreichen Geschwindigkeiten im Bereich der thermischen Geschwindigkeit der Moleküle und geben somit den Molekülen einen Impuls bei der Reflexion (=elastischer Stoß) an den Schaufeln.

Grenzen: Mechanisch sehr kritisch wegen extremer Geschwindigkeit, daher hoher Preis; aber dafür ölfreies UHV erreichbar.

## 8.2 Diffusionspumpen

Ein flüssiges Treibmittel wird von einer Heizung verdampft; schnelle Dampfstrahlen treten aus der Düse aus und reißen Gasmoleküle mit (weil der Partialdruck des Gases im anfangs ganz gasfreien Dampfstrahl kleiner ist als außerhalb, strömt das Gas in die Dampfstrahlen). Die Dampfstrahlen kondensieren dann an der gekühlten Wand.

Grenzen: Man braucht eine Vorpumpe, damit sich die Dampfstrahlen ausbilden können. Der Sättigungsdampfdruck des Treibmittels begrenzt den erreichbaren Druck, so dass man Kühlfallen (gekühlte Flächen, an denen sich Gasmoleküle absetzen) auf der Vakuumseite verwendet, um noch tiefere Drücke zu erreichen.

## 8.3 Kryo- und Sorptionspumpen

Das sind im Prinzip sehr stark gekühlte Kühlfallen (flüssiger Stickstoff, flüssiges Helium), an denen sich die Gasmoleküle als flüssige oder feste Schicht absetzen (Sättigungsdampfdruck muss kleiner als Enddruck sein). Deshalb braucht man eine Vorpumpe, weil sonst die große Menge an Gasmolekülen schnell eine zu dicke Schicht bilden würde, die die Kälteleitung verschlechtert. Sorptionspumpen haben zusätzlich eine durch Molekularsiebe stark vergrößerte Oberfläche (z.B. Zeolith), und Ionengetterpumpen erzeugen Ionen, die auf einer Kathode auftreffen und Kathodenmaterial zerstören, das sich woanders auf den Wänden absetzt und die Gasmoleküle begräbt, so dass sich dort wieder neue Gasmoleküle absetzen können.

## 9. Manometer

### 9.1 Flüssigkeitsmanometer und McLeod-Manometer

Flüssigkeitsmanometer bestehen aus einem U-Rohr, dessen einer Schenkel verschlossen und evakuiert ist, d.h. dort herrscht nur der Dampfdruck der Flüssigkeit. Die Höhendifferenz der beiden Flüssigkeitssäulen in den Schenkeln zeigen bei bekannter Dichte der Flüssigkeit die Druckdifferenz an.

Beim McLeod-Manometer ist das U-Rohr anfangs ohne Flüssigkeit, erst nachdem im U-Rohr der zu messende Gasdruck herrscht, wird der Flüssigkeitsspiegel so weit angehoben, dass es im U-Rohr getrennte Gassäulen gibt. Dadurch wird die Messgenauigkeit stark gesteigert.

## 9.2 Membranmanometer

Membranmanometer bestehen aus einem gasdichten Gehäuse mit beweglicher Membran, bei dem die Durchbiegung der Membran aufgrund von Druckänderungen per Hebelmechanismus auf einen Zeiger übertragen wird. Für Drücke im Feinvakuumbereich gibt es Kapazitätsmembranmanometer, bei denen die Membran eine Platte eines Kondensators bildet. Die Kapazitätsänderungen bei Druckänderungen lassen sich sehr genau messen.

## 9.3 Pirani-Manometer

Ein Pirani-Manometer enthält einen Heizdraht, dessen abgeleitete Wärmeleistung von seiner Oberfläche, dem Wärmeleitvermögen des Gases, der Temperaturdifferenz abhängt. Da im Feinvakuumbereich die Wärmeleitung abhängig vom Druck wird, kann man, indem man über eine Brückenschaltung den Widerstand des Drahtes konstant hält ( $R$ ), den Strom messen, der proportional zur Wärmeleitung und somit zum Druck ist. Bei sehr kleinen Drücken stören andere Effekte wie Wärmelecks, weil der Wärmeverlust durch Wärmeleitung dann ähnlich klein wird.

## 9.4 Ionisations- und Penning-Manometer

Elektronen aus einer Glühkathode werden zu einer Anode beschleunigt. Ist die freie Weglänge groß gegenüber der Entfernung Kathode-Anode, dann ist die Zahl der bei Zusammenstößen mit Gasteilchen erzeugten positiven Ionen, die man auffangen kann, proportional zur Restgasmenge und somit dem Druck. Bei geringem Druck ist es aber schwierig, diese wenigen Ionen noch nachzuweisen, und die auf die Anode treffenden Elektronen erzeugen Röntgenstrahlung, die direkt auf dem Ionenkollektor zusätzliche druckunabhängige Ionen erzeugen können.

Beim Penning-Manometer verwendet man statt einer Glühkathode eine ausreichend hohe Spannung für die Elektronenemission. Weil dabei die Ionisierungswahrscheinlichkeit viel geringer ist, zwingt man die Elektronen mit einem Magnetfeld auf eine Spiralbahn, um den Weg zu verlängern.

## 9.5 Reibungsvakuummeter

Eine kleine Kugel wird mit einem Drehfeld in Rotation versetzt und rotiert berührungsfrei schwebend; die Abbremsung geschieht nur durch Kollision mit Restgasteilchen und ist deshalb proportional zum Druck.. Eines der genauesten Messgeräte im Fein- und Hochvakuumbereich.