

5. Das Wärmediagramm.

Allgemein betrachtet, kann eine einem Körper zugeführte Wärmemenge dQ dreierlei Wirkungen ausüben und demnach in drei Wärmeanteile zerlegt werden.

1. dW , Wärmeanteil, der zur Vermehrung der Schwingungsarbeit der Moleküle dient und sich durch Temperaturerhöhung bemerkbar macht, fühlbare Wärme.

2. dJ , Wärmeanteil, welcher eine Änderung des Aggregatzustandes bewirkt, latente Wärme.

3. $dL = A p dv$, Wärmeanteil, welcher gegen einen äußeren Druck eine Raumvergrößerung durchsetzt, äußere Arbeit.

Man faßt dW und dJ auch unter der Bezeichnung innere Arbeit zusammen im Gegensatz zur äußeren Arbeit.

A bedeutet das Verhältnis, nach welchem Wärme in Arbeit umgesetzt wird. $A = \frac{1}{427}$; d. h.

$$1 \text{ WE} = 427 \text{ m/kg.}$$

p ist der Druck, gegen welchen die Raumänderung dv erfolgt, so daß $p dv$ in m/kg, $A p dv$ in WE gemessen wird.

Die Gleichwertigkeit von Wärme und Arbeit legt es nahe, wie es üblich ist, die Arbeit im Druck-Volumen- oder Kraft-Weg-Diagramm bildlich darzustellen, auch die Wärme in ähnlicher Weise zu behandeln. In einer häufig verwendeten Darstellungsart werden die Wärmeeinheiten als Abszissen, die Temperaturen als Ordinaten aufgetragen. Wenn auch diese Darstellung in vielen Fällen eine gute Übersicht bietet, so ist es doch mit Rücksicht auf die obenerwähnte Analogie folgerichtiger und führt zu besserer Einsicht, die Wärme nicht als Strecke, sondern als Fläche darzustellen, und das geschieht in dem sog. Wärme- oder Temperatur-Entropie-Diagramm. Eine gewisse Schwierigkeit gegenüber dem Arbeitsdiagramm liegt darin, daß, während bei dem letzteren die Faktoren Kraft und Weg des Produktes Arbeit ohne weiteres verständlich sind, dies mit dem Begriffe Entropie nicht in demselben Maße der Fall ist.

Als einfache Erklärung möge hier genügen, daß die Entropie für eine bestimmte Wärmemenge der zweite Faktor ist, wenn als erster Faktor die mittlere Temperatur bekannt ist.

In Fig. 2 stellt die kleine schraffierte Fläche die einem Körper vom Zustande a zugeführte Wärmemenge dQ dar, durch welche er in den sehr nahe gelegenen Zustand b übergeführt wird. Dann ist

$$dQ = T \cdot dS.$$

Für einen größeren Abstand beider Zustände zwischen den Temperaturen T_1 und T_2 ist die Entropie $S = \int_{T_1}^{T_2} \frac{dQ}{T}$.

Nehmen wir an, daß in einem Falle die spez. Wärme zwischen c und d konstant sei und der Körper keine Ver-

mehrung oder Verminderung seines Stoffes erfahre, so

$$\text{wird die Kurve } cd \text{ eine gerade Linie und } S = \frac{Q}{\frac{1}{2}(T_2 + T_1)}.$$

Beispiel 1. 1 kg eines Gases, welches eine konstante spez. Wärme von $c = 0,25$ haben möge, sei von $T = 0^\circ$ abs. auf $T_1 = 2000^\circ$ erwärmt worden, dann ist seine gesamte Wärme $Q = c \cdot G_1 \cdot T_1 = 0,25 \cdot 1 \cdot 2000 = 500 \text{ WE}$. Diese Wärme ist im Temperatur-Entropie-Diagramm Fig. 3 durch das Rechteck $o a_1 b_1 c_1$ dargestellt; in diesem Falle ist die Entropie $S = c = 0,25$.

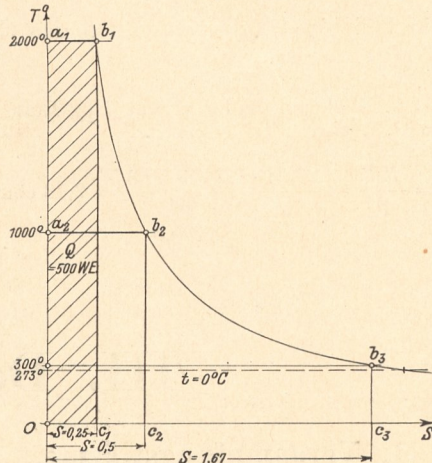


Fig. 3.

Fügt man nun allmählich weitere Mengen desselben Gases von der Temperatur $T = 0^\circ$ abs. hinzu, was nur in der Vorstellung möglich ist, so wird die hinzugebrachte Gasmenge erwärmt, die vorhandene abgekühlt, bis beide dieselbe Temperatur T_2 haben. Die Wärme Q wird dann durch das Rechteck $o a_2 b_2 c_2$ dargestellt; durch Fortsetzung dieses Verfahrens erhält man, da nach Voraussetzung die Wärmemenge gleichbleibt, weitere flächengleiche Rechtecke, deren Eckpunkte b_1, b_2, b_3 usw. auf einer Hyperbel liegen. Es nähert sich also die Temperatur asymptotisch dem absoluten Nullpunkt und die Entropie einem ∞ großen Wert.

Da nun Wärme nur dann nutzbar gemacht werden kann, wenn dieselbe von einem wärmeren zu einem kälteren Körper übergehen kann, so folgt, daß nur die oberhalb der Temperaturlinie dieses kälteren Körpers liegende Wärme ausgenutzt wird.

Ziehen wir diese Linie, tatsächlichen Verhältnissen entsprechend, bei $t = 27^\circ \text{C}$ oder $T = 300^\circ$, so ist für jeden Fall der thermische Wirkungsgrad gleich der Wärmefläche oberhalb der 300° -Linie dividiert durch die ganze Wärmefläche; oder da die Flächen Rechtecke sind,

$$\eta_{th} = \frac{T_1 - T_u}{T_1}.$$

Daraus ergibt sich der Vorteil, der in der Verwendung hoher Temperaturen liegt. Für die Verwandlung in Arbeit kommt aber selbst theoretisch von der durch die obere Wärmefläche dargestellten Wärme nur ein Bruchteil in Betracht.

6. Die Zustandsgleichung.

Der Zustand eines Körpers wird in den wesentlichen Punkten durch die Wärmemenge bestimmt, welche ihm innewohnt, so in bezug auf die Temperatur, den Aggregatzustand, die Druck- und Raumverhältnisse.

Bei Gasen sind die Beziehungen von Temperatur, Druck und Rauminhalt bestimmt durch die Gleichung

$$v p = R T, \tag{3}$$

die sog. Zustandsgleichung, darin ist

- v das Volumen von 1 kg des Gases,
- p der Druck in kg/qm,
- T die absolute Temperatur,
- R die Gaskonstante, eine jedem Gase eigentümliche Zahl (s. Zahlentafel Nr. 2).

Diese Gleichung läßt sich auch schreiben:

$$V \cdot p = G \cdot R T, \quad (4)$$

wenn V ein beliebiges Volumen und G das Gewicht in kg dieses Volumens ist.

Beispiel 2. Welchen Raum nimmt 1 kg Luft bei 500° C und 600 mm Q. S. ein? $R_{\text{Luft}} = 29,27$.

$$v = \frac{RT}{p} = \frac{29,27 \cdot (273 + 500)}{10\,000 \cdot \frac{600}{735,5}} = 2,78 \text{ cbm.}$$

Zahlentafel Nr. 2.

| Gase | Zeichen | Atomzahl | Molekulargewicht μ angenähert | Gaskonstante R | Gewicht von 1 cbm bei | | Spezifische Wärme bei 15° C bezog. auf 1 kg | |
|--|-------------------------------|----------|-----------------------------------|------------------|-----------------------|--------------------------|---|----------|
| | | | | | 15° C u. 1 at | bei 0° C u. 760 mm Q. S. | c_v | c_p |
| Wasserstoff . . | H ₂ | 2 | 2 | 420,0 | 0,0827 | 0,089 | 2,443 | 3,431 |
| Sauerstoff . . | O ₂ | 2 | 32 | 26,5 | 1,312 | 1,428 | 0,154 | 0,216 |
| Stickstoff . . | N ₂ | 2 | 28 | 30,2 | 1,151 | 1,252 | 0,176 | 0,247 |
| Kohlenoxyd . . | CO | 2 | 28 | 30,25 | 1,148 | 1,251 | 0,176 | 0,248 |
| Kohlensäure . . | CO ₂ | 3 | 44 | 19,25 | 1,804 | 1,965 | 0,179 | 0,224 |
| Schweflige Säure . . . | SO ₂ | 3 | 64 | 13,2 | 2,627 | 2,858 | 0,12 | 0,15 |
| Methan (leicht. Kohlenwasserstoffgas) . | CH ₄ | 5 | 16 | 52,8 | 0,657 | 0,715 | 0,46 | 0,59 |
| Äthylen (schwer. Kohlenwasserstoffgas) . | C ₂ H ₄ | 6 | 28 | 30,2 | 1,149 | 1,251 | 0,33 | 0,40 |
| Atm. Luft (trocken) . . | — | — | 29 | 29,27 | 1,188 | 1,293 | 0,170 | 0,239 |
| Wasserdampf . . | H ₂ O | 3 | 18 | 47,1 | [0,779] | [0,804] | [0,33] | [∞,0,48] |

III. Der Wasserdampf.

1. Verdampfungswärme.

Der Wasserdampf ist das Mittel, durch welches die Energie von den brennenden Kohlen nach dem Verwendungsort übertragen wird.

Zur Betrachtung der bei der Dampfbildung zu betrachtenden Vorgänge nehmen wir 1 kg Wasser von 0° C bei einem Luftdruck von $p = 1 \text{ kg/qcm}$ (735,5 mm Q. S.) zum Ausgang und denken uns dasselbe in einen wärmeundurchlässigen Zylinder von 1 qm Querschnitt eingefüllt und mit einem gewichts- und reibungslosen Kolben bedeckt (Fig. 4).

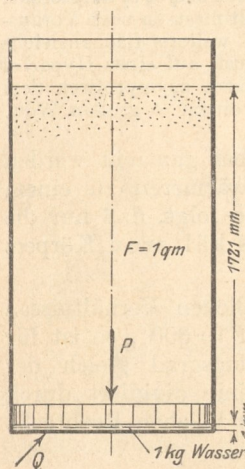


Fig. 4.

Führt man nun dem Wasser Wärme zu, so bemerkt man zunächst, daß die Temperatur desselben steigt, bis sie 99,1° C erreicht hat¹⁾, die Wärmezufuhr betrug $q = 99,6 \text{ WE}$. Weitere Wärmezufuhr bewirkt nun keine Temperatursteigerung, sondern dient zur Verdampfung des Wassers, welche genau nach dem Verhältnis der zugeführten Wärmemenge erfolgt.

Wenn der letzte Tropfen Wasser verdampft ist, sind weitere $r = 539,7 \text{ WE}$ zugeführt worden. Dabei hat sich der vom Dampf eingenommene Raum v' von 1 l allmählich auf $v = 17221$ vergrößert. Diese Raumausdehnung beträgt $w = v - v' = 1721 \text{ l}$ und erfolgt gegen den auf dem Kolben lastenden Druck der Atmosphäre. Der Weg des Kolbens ist $s = 1,721 \text{ m}$, der gesamte Druck $F \cdot p = 10\,000 \text{ kg}$. Es ist dazu eine Arbeit aufgewendet worden von der Größe

$$p \cdot F \cdot s = p \cdot w = 17\,210 \text{ mkg,}$$

deren Betrag in Wärmeeinheiten

$$A p w = \frac{1}{427} \cdot 17\,210 = 40,30 \text{ WE}$$

¹⁾ Daß die Temperatur von 100° C nicht erreicht wird, rührt daher, daß der Luftdruck geringer als 760 mm Q. S. ist.

ist. Der Rest

$$q = r - A p w = 539,7 - 40,30 = 499,4 \text{ WE}$$

ist zur Änderung des Aggregatzustandes verwendet worden.

Man hat nun allgemein folgende Bezeichnungen:

q = Flüssigkeitswärme, d. h. Wärmemenge, welche zur Erhöhung der Temperatur von 0° auf die Temperatur t ° des Dampfes diente (fühlbare Wärme).

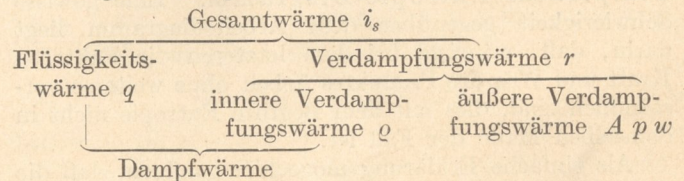
$A p w$ = äußere Verdampfungswärme (äußere latente Wärme), Wärmeanteil, welcher die Arbeit zur Überwindung des äußeren Druckes bestreiten muß.

q = innere Verdampfungswärme (innere latente Wärme), leistet die Molekulararbeit der Dampfbildung.

$r = q + A p w$ = Verdampfungswärme.

$i_s = q + r = q + q + A p w$ = Gesamtwärme.

Ein gutes Bild gibt folgendes Schema nach v. Reiche:



2. Gesättigter Dampf.

Dampf von der oben beschriebenen Entstehungsart, der also nur gerade die seinem Druck entsprechende Gesamtwärme i_s enthält, nennt man gesättigten Dampf.

Entzieht man solchem Dampf eine kleine Wärmemenge und sorgt dafür, daß der Druck gleich bleiben kann, was durch Raumverkleinerung bewirkt wird, so verflüssigt sich (kondensiert) ein Teil des Dampfes, aber die Temperatur bleibt gleich. Gesättigter Dampf von bestimmter Spannung kann nur bei der ihm eigenen Sättigungstemperatur und mit dem zu dieser Temperatur gehörigen Wärmeinhalt i_s für 1 kg bestehen.