

Badische Landesbibliothek Karlsruhe

Digitale Sammlung der Badischen Landesbibliothek Karlsruhe

Der Maschinenbau

Redtenbacher, Ferdinand

Mannheim, 1863

Erwärmung und gleichzeitige Ausdehnung eines Gases

[urn:nbn:de:bsz:31-270981](https://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:bsz:31-270981)

Wir werden in der Folge sehen, dass hierauf die bis jetzt in Anwendung gekommenen calorischen Maschinen beruhen. Allein dieses Mittel der Expansion ist nicht energisch genug, es müssen sehr grosse Luftmassen sehr stark expandirt werden, um eine bedeutende mechanische Arbeit zu gewinnen, und daher werden derartige Maschinen viel zu voluminös.

Das zweite Mittel zur Verwandlung der Wärme in mechanische Arbeit ist wohl sehr energisch, aber es ist mit Wärmeverschwendung verbunden. Es ist hier nicht der Ort, die Bildung des Dampfes und seine Verwendung mittelst der Dampfmaschine zu besprechen, sondern ich beschränke mich darauf, die Thatsache auszusprechen, dass die besten Dampfmaschinen stündlich für jede Pferdekraft ihrer Nutzleistung wenigstens $2^{\text{Kil}}_{\text{Steinkohlen}}$ erfordern, d. h. man erhält mit $2^{\text{Kil}}_{\text{Steinkohlen}}$ eine nützliche Arbeit von $3600 \times 75 = 270000^{\text{Kilgm}}$ und mit $1^{\text{Kil}}_{\text{Steinkohlen}}$ 135000^{Kilgm} . Allein wir werden in der Folge erfahren, dass durch eine vollständige Verbrennung von $1^{\text{Kil}}_{\text{Steinkohlen}}$ in atmosphärischer Luft 7000 Wärmeeinheiten entwickelt werden, also geben diese besten Dampfmaschinen für jede im Brennstoff enthaltene Wärmeeinheit $\frac{135000}{7000} = 19^{\text{Kilgm}}$. Aber einer Wärmeeinheit entsprechen, wie wir gesehen haben, $k = 424^{\text{Kilg}}$. Es wird also durch die besten Dampfmaschinen nur $\left(\frac{19}{424} = \frac{1}{22}\right)$ der zweiundzwanzigste Theil der Wärme nutzbringend gemacht.

Hieraus sieht man, dass wir noch nicht die Geschicklichkeit haben, die Wärme vortheilhaft in Arbeit umzuwandeln. Die zu lösende Aufgabe ist nicht die eines Mechanikers, sondern ist die eines Physikers. Es handelt sich um die Entdeckung einer Prozedur oder eines Verfahrens, wodurch in energischer und vollkommener Weise dem Aether die lebendige Kraft seiner schwingenden Bewegung entzogen und entweder direkt oder indirekt, aber vollständig, in Arbeit umgewandelt werden kann. Ist einmal diese Entdeckung gemacht, so wird man mit der eigentlichen Konstruktion der Maschine bald fertig sein, aber so lange diese Entdeckung nicht gemacht ist, wird die calorische Maschine nicht im Stande sein, die Dampfmaschine zu verdrängen, obgleich dieselbe mit so enormer Brennstoffverschwendung ihre Wirkungen hervorbringt.

Erwärmung und gleichzeitige Ausdehnung eines Gases. Legen wir uns die Aufgabe vor, die Wärmemenge zu berechnen, welche einer Gasmenge von Q Kilogramm Gewicht zugeführt werden muss,

damit dieselbe eine gewisse Temperaturänderung erleidet, während sie sich gleichzeitig ausdehnt.

Nennen wir γ_0 das Gewicht von einem Kubikmeter des Gases bei 0° Temperatur und unter einem Druck \mathfrak{A} , γ das Gewicht von einem Kubikmeter desselben Gases aber bei einer Temperatur t und unter einem Druck y , so ist nach dem *Gay Lussac-Mariott'schen* Gesetze, dessen Richtigkeit wir gelten lassen wollen,

$$\gamma = \frac{y}{\mathfrak{A}} \frac{\gamma_0}{1 + \alpha t} \dots \dots \dots (1)$$

Nennen wir ferner v das Volumen des Gases bei t° Temperatur und unter dem Druck y , so ist $Q = \gamma v$, demnach

$$Q = \frac{y}{\mathfrak{A}} \frac{\gamma_0}{1 + \alpha t} v \dots \dots \dots (2)$$

Wenn nun das Gas in einem gewissen Moment des kombinierten Aktes der Ausdehnung und Erwärmung ein Volumen v einnimmt, eine Temperatur t besitzt und eine Spannkraft y hat, so werden sich diese drei Grössen in dem nächstfolgenden unendlich kleinen Zeitelement um unendlich wenig ändern und werden in $y + dy$, $t + dt$, $v + dv$ übergehen.

Die Arbeit, welche der Temperaturänderung entspricht, ist $k Q \mathcal{G} dt$, wobei k das Wärmeäquivalent und \mathcal{G} die Wärmekapazität bei constantem Volumen bezeichnet. Die Wirkung, welche der Ausdehnung entspricht, ist $y dv$. Nennen wir nun dW die unendlich kleine Wärmemenge, welche im Zeitelement dem Gas zugeführt werden muss, damit die Erwärmung und Ausdehnung erfolgen kann, so ist $k dW$ die entsprechende Wirkungsgrösse oder lebendige Kraft, die dem Gas zugeleitet wird, und man hat daher

$$k dW = y dv + k Q \mathcal{G} dt \dots \dots \dots (3)$$

oder wenn man für y seinen Werth aus (2) einführt

$$dW = Q \left[\frac{\mathfrak{A} (1 + \alpha t)}{\gamma_0 k} \frac{dv}{v} + \mathcal{G} dt \right] \dots \dots \dots (4)$$

Diese Differenzialgleichung kann nur dann integrirt werden, wenn das Gesetz der Wärmezuführung bekannt ist, wenn z. B. W als Funktion von v gegeben ist.

Wir wollen diese Gleichung auf mehrere spezielle Fälle anwenden.

1) Die Wärmeleitung werde in der Weise geregelt, dass die Luft während ihrer Ausdehnung keine Temperaturänderung erleidet, dann ist t eine Constante und $dt = 0$, daher

$$dW = \frac{Q \mathfrak{A} (1 + \alpha t)}{\gamma_0 k} \frac{dV}{V}$$

Da t constant ist, kann diese Gleichung integrirt werden und dann findet man

$$W = \frac{\mathfrak{A} Q (1 + \alpha t)}{\gamma_0 k} \operatorname{lognat} \frac{V_1}{V_0} \dots \dots \dots (5)$$

wobei V_0 das anfängliche, V_1 das Volumen nach geschehener Ausdehnung bezeichnet.

Ist p_0 die anfängliche Spannkraft der Luft, so hat man wegen (2)

$$\frac{\mathfrak{A} Q (1 + \alpha t)}{\gamma_0} = p_0 V_0$$

dennach wird

$$W = p_0 V_0 \operatorname{lognat} \frac{V_1}{V_0} \dots \dots \dots (6)$$

Dieses Resultat ist ganz richtig, denn wenn die Ausdehnung ohne Temperaturänderung erfolgen soll, geschieht sie nach dem Mariott'schen Gesetz.

2) Nehmen wir zweitens an, die Ausdehnung geschehe ohne Wärmeleitung, aber auch ohne Wärmeverlust durch die Wände des Gefässes, dann ist für jedes Zeitelement $dW = 0$ und die Gleichung (4) wird

$$0 = \frac{\mathfrak{A} (1 + \alpha t)}{\gamma_0 k} \frac{dV}{V} + \mathfrak{G} dt$$

Hieraus folgt:

$$\frac{dt}{1 + \alpha t} = - \frac{\mathfrak{A}}{\gamma_0 k \mathfrak{G}} \frac{dV}{V}$$

Das Integrale dieser Gleichung ist

$$\frac{1}{\alpha} \operatorname{lognat} (1 + \alpha t) = - \frac{\mathfrak{A}}{\gamma_0 k \mathfrak{G}} \operatorname{lognat} V + \operatorname{Const} \dots \dots (7)$$

Ist t_0 die Temperatur für $v = V_0$, t_1 die Temperatur für $v = V_1$, so hat man:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\alpha} \operatorname{lognat} (1 + \alpha t_0) &= - \frac{\mathfrak{A}}{\gamma_0 k \mathfrak{G}} \operatorname{lognat} V_0 + \operatorname{Const} \\ \frac{1}{\alpha} \operatorname{lognat} (1 + \alpha t_1) &= - \frac{\mathfrak{A}}{\gamma_0 k \mathfrak{G}} \operatorname{lognat} V_1 + \operatorname{Const} \end{aligned} \right\} \dots \dots (8)$$

Die Differenz dieser Gleichungen gibt

$$\frac{1}{\alpha} \operatorname{lognat} \frac{1 + \alpha t_0}{1 + \alpha t_1} = \frac{\mathfrak{A}}{\gamma_0 k \mathfrak{G}} \operatorname{lognat} \frac{V_1}{V_0}$$

oder

$$\frac{1 + \alpha t_0}{1 + \alpha t_1} = \left(\frac{V_1}{V_0}\right)^{\frac{\gamma_0 k \mathfrak{G}}{\gamma_0 k c}} \quad (9)$$

Allein wir haben früher Seite 257, Gleichung (5), gefunden

$$\frac{\gamma_0 k}{\gamma_0 k} = \mathfrak{G}_1 - \mathfrak{G}, \text{ demnach ist } \frac{\gamma_0 k}{\gamma_0 k c} = \left(\frac{\mathfrak{G}_1}{\mathfrak{G}} - 1\right)$$

Die Gleichung (8) wird demnach:

$$\frac{1 + \alpha t_0}{1 + \alpha t_1} = \left(\frac{V_1}{V_0}\right)^{\left(\frac{\mathfrak{G}_1}{\mathfrak{G}} - 1\right)} \quad (10)$$

Nennen wir s_0 und s_1 die Spannkräfte am Anfang und Ende der Expansion, so ist vermöge (2)

$$1 + \alpha t_0 = \frac{S_0 \gamma_0 V_0}{Q \mathfrak{A}}$$

$$1 + \alpha t_1 = \frac{S_1 \gamma_0 V_1}{Q \mathfrak{A}}$$

demnach

$$\frac{1 + \alpha t_0}{1 + \alpha t_1} = \frac{S_0 V_0}{S_1 V_1}$$

und folglich wird die Gleichung (10)

$$\frac{S_0}{S_1} = \left(\frac{V_1}{V_0}\right)^{\frac{\mathfrak{G}_1}{\mathfrak{G}}} \quad (11)$$

Nennt man A_1 und A_0 die Dichten, welche den Volumen v_1 und v_0 entsprechen, so ist $\frac{V_1}{V_0} = \frac{A_0}{A_1}$ und die Gleichungen (10) und (11) werden hierdurch

$$\left. \begin{aligned} \frac{1 + \alpha t_0}{1 + \alpha t_1} &= \left(\frac{A_0}{A_1}\right)^{\frac{\mathfrak{G}_1}{\mathfrak{G}} - 1} \\ \frac{S_0}{S_1} &= \left(\frac{A_0}{A_1}\right)^{\frac{\mathfrak{G}_1}{\mathfrak{G}}} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Nun ist $\mathfrak{G}_1 = 0.2377$, $\mathfrak{G} = 0.1686$, demnach

$$\frac{\mathfrak{G}_1}{\mathfrak{G}} = 1.41 \text{ und } \frac{\mathfrak{G}_1}{\mathfrak{G}} - 1 = 0.41$$

Das durch die Gleichungen (12) ausgedrückte Gesetz würde mit dem Mariott'schen übereinstimmen, wenn \mathfrak{G}_1 gleich \mathfrak{G} wäre.

Wir wollen es, weil $\frac{G}{G}$ nicht gleich der Einheit ist, das potenzierte Mariott'sche Gesetz nennen. Es ist zuerst von *Poisson* aufgefunden worden, aber auf einem Wege, der mit dem von uns betretenen in keinem Zusammenhang steht.

Die Aggregatzustände und ihre Uebergänge. Es gibt feste, weiche, zäh flüssige, leicht flüssige oder tropfbar flüssige, dampfartige und gasartige Substanzen. Manche Substanzen kommen nur in einem, andere dagegen kommen in mehreren Aggregatzuständen vor. Das Wasser kennen wir als Eis, im tropfbaren Zustand und als Dampf, den Kohlenstoff nur im festen Zustand, aber weder als Gas noch als Flüssigkeit, Schmiedeeisen im festen, weichen und flüssigen Zustand, nicht aber als Gas. Der feste und gasförmige oder dampfförmige Zustand findet in unserer atomistischen Anschauungsweise seine natürliche Erklärung. Aber räthselhaft ist der tropfbar flüssige Zustand, d. h. der Zustand, in welchem eine vollkommen leichte Verschiebbarkeit der kleinsten Theilchen, eine leichte Trennung derselben, aber eine so schwere Zusammendrückbarkeit stattfindet. Wenn überhaupt ein spezifischer Unterschied zwischen Dämpfen und Gasen besteht, so dürfte dieser darin bestehen, dass die Dämpfe ihre ausdehnsame Form der Erwärmung oder dem Schwingungszustand des Aethers in den Hüllen verdanken, daher durch Abkühlung in den festen oder tropfbaren Zustand übergehen, während die Gase selbst dann ihre ausdehnsame Form beibehalten, wenn dieselben ganz abgekühlt werden, also der Schwingungszustand des Aethers gänzlich aufgehoben wird.

Die Uebergänge aus einem Aggregatzustand in einen anderen geschehen in der Regel durch Erwärmung der Substanzen, und es kommen dabei vorzugsweise zwei Momente in Betrachtung, 1) die Temperatur, bei welcher die Aenderung des Aggregatzustandes eintritt, 2) die Wärmemenge, die dem Körper zugeführt werden muss, damit eine solche Aenderung eintritt.

Die Temperaturen, bei welchen die Aenderungen der Aggregatzustände eintreten, können selbstverständlich nur durch Versuche ausgemittelt werden. Die Tabelle Seite 188 der Resultate enthält die Schmelzpunkte für verschiedene in technischer Hinsicht wichtige Substanzen. Auch sind daselbst die Siedepunkte verschiedener Flüssigkeiten angegeben.

Was die Wärmemenge betrifft, die einer Substanz zugeführt werden muss, um die Aenderung ihres Aggregatzustandes herbeizuführen, so kann man hierüber mit einiger Wahrscheinlichkeit Fol-