

Badische Landesbibliothek Karlsruhe

Digitale Sammlung der Badischen Landesbibliothek Karlsruhe

Die calorische Maschine

Redtenbacher, Ferdinand

Mannheim, 1853

Theorie der calorischen Maschine, mit Zugrundelegung des Mariott'schen
Gesetzes

[urn:nbn:de:bsz:31-266513](https://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:bsz:31-266513)

Sie stimmen erstens darin überein, dass ihre Leistungen nur allein von der Grösse, nicht aber von der Form der Heizfläche abhängen. Heizapparate der gleichen Art bringen also gleiche Leistungen hervor, wie auch die Form der Heizfläche beschaffen sein mag, wenn sie nur von gleicher Grösse sind. Dieselben haben ferner die übereinstimmende Eigenschaft, dass ihre Leistungen unabhängig sind von der Länge und auch von dem Querschnitt des Luftkanals, vorausgesetzt, dass dieser letztere klein genug ist, damit in jedem Punkt eines Querschnittes die gleiche Temperatur eintritt. Es ist also, um eine vortheilhafte Erhitzung der Luft herorzubringen, nicht nothwendig, die Luft in mannigfaltigen, weitläufigen und complizirten Windungen um die Heizfläche herumzuführen, sondern es genügt, wenn man sie gerade aus oder in einfacher Krümmung nach dem Kamin leitet. Die Querschnitte der Kanäle, durch welche die Verbrennungsgase und die zu erwärmende Luft ziehen, dürfen jedoch nicht gar zu klein gemacht werden, weil sonst die Reibungswiderstände beträchtlich würden, was zur Folge hätte, dass man ein sehr stark ziehendes Kamin anwenden müsste, und dass der zum Betrieb der Compressionspumpe erforderliche Effekt vergrössert würde.

Diese Grundsätze gelten auch für Dampfkesselheizungen, nur hat für dieselben k einen andern und zwar einen grössern, daher günstigeren Werth. Die Mehrzahl der Praktiker waren bisher und sind auch jetzt noch immer der Meinung, dass man durch die Form der Heizfläche und insbesondere auch durch die Anordnung und Länge der Luftzüge wesentliche Vortheile erzielen könne, und diese Ansicht hat zu den vielen complizirten Kesseleinrichtungen geführt, die aber immer wiederum verlassen wurden. Die Lokomotivkessel, die Röhrenkessel der Dampfschiffe, insbesondere aber die Versuche von *Cavé* zur Bestimmung der Leistungen verschiedener Kesseleinrichtungen, hätten schon längst diese irrige Meinung verdrängen sollen.

Theorie der calorischen Maschine, mit Zugrundlegung des Mariott'schen Gesetzes.

Die Effektverhältnisse.

In der folgenden Theorie der calorischen Maschine wird vorausgesetzt:

1. dass der Beharrungszustand der Bewegung eingetreten sei;
2. dass sich die Temperatur der Luft während ihrer Expansion im Cylinder nicht ändere, dass also die Ausdehnung der Luft nach dem *Mariott'schen* Gesetz erfolge;

3. dass zwischen Kolben und Cylinder und überhaupt an den verschiedenen Dichtungen keine Luft entweiche.

Im Beharrungszustand der Bewegung erfolgen alle einzelnen Kolbenschübe in ganz gleicher Weise. Am Anfange und am Ende jedes Schubes stimmen die Bewegungsgeschwindigkeiten und daher auch die lebendigen Kräfte der Massen vollkommen überein, was nur dann möglich ist, wenn die während eines Schubes durch den Druck der Luft gegen den Kolben entwickelte Wirkung durch die Gegenwirkungen sämtlicher Widerstände consumirt wird. Am Ende des Anlaufes muss also die Luft im Innern des Röhrenapparates eine Spannung annehmen, bei welcher der mittlere Werth des Druckes, den die Luft während eines Schubes gegen den Kolben ausübt, dem totalen Widerstande gleich wird, der der Bewegung des Treibkolbens entgegenwirkt. Weil aber ferner nach jedem einzelnen Schub die gleiche Spannung eintritt, so muss die während eines Schubes durch die Compressionsmaschine in den Röhrenapparat getriebene Luft eben so gross sein, als jene, die bis zum Beginne der Expansion in den Expansionscylinder eintritt.

Für die Berechnung der Maschine wählen wir folgende Bezeichnungen. Wir nennen:

A den Querschnitt des Expansionscylinders;

L Länge des Kolbenschubes;

V die mittlere Geschwindigkeit des Kolbens per 1 Sekunde, welche gefunden wird, wenn man die Länge des Kolbenschubes durch die Zeit eines Schubes dividirt. Demnach ist:

$\frac{L}{V}$ die Zeit eines Kolbenschubes,

L_1 der Weg, den der Kolben zurücklegt, bis die Absperrung eintritt;

M der Coefficient für den schädlichen Raum, d. h. die Zahl, mit welcher man das Volumen AL , welches der Kolben bei einem Schub beschreibt, multiplizieren muss, um das am Ende eines Kolbenschubes zwischen dem Kolben und dem Einströmungsventil befindliche Volumen zu erhalten;

\mathcal{A} der Druck der Atmosphäre auf einen Quadratmeter = 10330 Kilogramm;

p der Druck der erhitzten Luft im Innern des Röhrenapparates und im Expansionscylinder, bis zum Eintritt der Expansion auf einen Quadratmeter. Streng genommen ist die Pressung im Innern der Röhre wegen des Reibungswiderstandes, wegen der veränderlichen Geschwindigkeit des Kolbens, und wegen der

Unterbrechungen, die in den Kommunikationen des Compressionscylinders und des Expansionscylinders mit dem Röhrenapparat eintreten, nicht constant; allein man kann durch zweckmässige Einrichtungen die Veränderlichkeit von p beinahe ganz aufheben. Dies kann bewirkt werden, indem man die Summe der Querschnitte der Röhren, welche die zu erhitzende Luft durchströmt, hinreichend gross macht, und dann noch einen Windkessel anbringt, in welchem sich die Luft entweder vor oder nach der Erhitzung ansammelt;

r der auf einen Quadratmeter der Kolbenfläche des Expansionscylinders bezogene schädliche Widerstand der Maschine, d. h. der Druck, welcher auf jeden Quadratmeter der Kolbenfläche wirken müsste, um zu überwinden 1) den vor dem Kolben des Expansionscylinders herrschenden Druck, welcher herrührt, theils von der äusseren Atmosphäre, theils von der nicht augenblicklich, sondern nur rasch erfolgenden Entweichung der Luft beim Beginn eines Schubes; 2) die mannigfaltigen, in der ganzen Maschine bis zum Schwungrad hin vorkommenden Reibungswiderstände. In r soll aber der Widerstand, den die Zusammenpressung der Luft in der Compressionspumpe verursacht, nicht enthalten sein;

$\gamma_0 = 1.29$ Kilogramm das Gewicht von einem Kubikmeter atmosphärischer Luft bei 0° Temperatur und unter dem mittleren atmosphärischen Luftdruck;

$\alpha = 0.00375$ der Ausdehnungscoefficient der Gase durch die Wärme; W die nutzbare Wirkung, welche die Maschine bei einem Kolbenshub entwickelt, in Kilogramm-Metern;

E_n der Nutzeffekt der Maschine in einer Sekunde, in Kilogramm-Metern;

$\left(\frac{W}{1}\right)$ die Nutzwirkung der Maschine für jede durch den Brennstoff entwickelte Wärmeeinheit;

y die Spannung der Luft hinter dem Kolben, nachdem derselbe einen Weg $x > L_1$ zurückgelegt hat;

R der auf einen Quadratmeter der Kolbenfläche des Expansionscylinders reduzierte Druck, welchen die zu betreibende Maschine verursacht, oder der constante Druck, welcher auf jeden Quadratmeter der Kolbenfläche wirken müsste, um die Widerstände der zu betreibenden Arbeitsmaschinen zu bewältigen.

Ausser diesen Bezeichnungen gelten in der folgenden Untersuchung noch die in den Theorien der Heizapparate und der Compressionspumpe aufgenommenen.

Dies vorausgeschickt, gehen wir nun über zur Entwicklung der Theorie.

Das bei einem Schub aus dem Heizapparat in den Expansionscylinder übertretende Luftvolumen ist $A L_1 + M A L = A (L_1 + M L)$ und da diese Luft eine Spannkraft p und eine Temperatur t hat, so ist das Gewicht dieser Luftmenge $A (L_1 + M L) \frac{p}{g} \frac{\gamma_0}{1 + \alpha t_1}$. Diese Luftmenge ist, nachdem der Kolben einen Weg $x > L_1$ zurückgelegt hat, in einen Raum von der Grösse $A x + M A L = A (x + M L)$ eingeschlossen, hat eine Temperatur t und übt auf jeden Quadratmeter einen Druck y aus. Das Gewicht dieser Luftmenge ist demnach: $A (x + M L) \frac{y}{g} \frac{\gamma_0}{1 + \alpha t_1}$

Man hat daher die Gleichung:

$$A (L_1 + M L) \frac{p}{g} \frac{\gamma_0}{1 + \alpha t_1} = A (x + M L) \frac{y}{g} \frac{\gamma_0}{1 + \alpha t_1}$$

woraus sich ergibt:

$$x = p \frac{L_1 + M L}{x + M L} \dots \dots \dots (44)$$

Nun ist die Nutzwirkung, welche während eines Schubes entwickelt wird, gleich der Wirkung, die der constante Druck p bis zur Absperrung entwickelt; mehr der Wirkung des veränderlichen Druckes y während der Expansion; weniger der Wirkung, die während des ganzen Schubes durch den schädlichen Widerstand r consumirt wird; weniger der Wirkung, die bei einem Schub durch die Compressionspumpe consumirt wird.

Nun ist

- 1) die Wirkung der Luft bis zur Absperrung:

$$A p L_1$$

- 2) die Wirkung der Luft durch Expansion:

$$\int_{x=L_1}^{x=L} A y dx = \int_{x=L_1}^{x=L} A p \frac{L_1 + M L}{x + M L} dx = A p (L_1 + M L) \int_{x=L_1}^{x=L} \frac{dx}{x + M L}$$

$$= A p (L_1 + M L) \lognat. \frac{L + M L}{L_1 + M L}$$

3) die dem Widerstande entsprechende Wirkung

$$A r L$$

4) die Wirkung, welche die Luftpumpe bei einem Schub consumirt, vermöge Gleichung (6)

$$a \mathfrak{A} l \left[1 - m \left(\frac{p}{\mathfrak{A}} - 1 \right) \right] \log_{\text{nat.}} \frac{p}{\mathfrak{A}}$$

Wir erhalten demnach folgenden Ausdruck:

$$W = \left\{ \begin{array}{l} A p L_1 + A p (L_1 + m L) \log_{\text{nat.}} \frac{L_1 + M L}{L_1 + M L} \\ - A r L - a \mathfrak{A} l \left[1 - m \left(\frac{p}{\mathfrak{A}} - 1 \right) \right] \log_{\text{nat.}} \frac{p}{\mathfrak{A}} \end{array} \right\}$$

oder

$$W = A L p \left\{ \begin{array}{l} \frac{L_1}{L} + \left(M + \frac{L_1}{L} \right) \log_{\text{nat.}} \frac{L_1 + M L}{L_1 + M L} \\ - \frac{r}{p} - \frac{a l}{A L} \frac{\mathfrak{A}}{p} \left[1 - m \left(\frac{p}{\mathfrak{A}} - 1 \right) \right] \log_{\text{nat.}} \frac{p}{\mathfrak{A}} \end{array} \right\} \quad (45)$$

Weil die Luftmenge $a l \left[1 - m \left(\frac{p}{\mathfrak{A}} - 1 \right) \right] \frac{\gamma_0}{1 + \alpha t_0}$ welche die Compressionspumpe bei einem Schub liefert (Gleichung 8) gleich sein muss der Luftmenge $A (L_1 + m L) \frac{p}{\mathfrak{A}} \frac{\gamma_0}{1 + \alpha t_1}$ so hat man auch:

$$a l \left[1 - m \left(\frac{p}{\mathfrak{A}} - 1 \right) \right] \frac{\gamma_0}{1 + \alpha t_0} = A (L_1 + m L) \frac{p}{\mathfrak{A}} \frac{\gamma_0}{1 + \alpha t_1} \quad (46)$$

woraus sich ergibt:

$$\frac{a l}{A L} \frac{\mathfrak{A}}{p} \left[1 - m \left(\frac{p}{\mathfrak{A}} - 1 \right) \right] = \left(\frac{L_1}{L} + M \right) \frac{1 + \alpha t_0}{1 + \alpha t_1} \quad (47)$$

Vermittelst dieser Gleichung wird der Werth von W

$$W = A L p \left\{ \begin{array}{l} \frac{L_1}{L} + \left(M + \frac{L_1}{L} \right) \log_{\text{nat.}} \frac{L_1 + M L}{L_1 + M L} \\ - \frac{r}{p} - \left(\frac{L_1}{L} + M \right) \frac{1 + \alpha t_0}{1 + \alpha t_1} \log_{\text{nat.}} \frac{p}{\mathfrak{A}} \end{array} \right\} \quad (48)$$

Dividirt man diesen Ausdruck durch die Zeit $\frac{L}{V}$ eines Schubes, so erhält man

$$E_n = A V P \left\{ \begin{array}{l} \frac{L_1}{L} + \left(M + \frac{L_1}{L} \right) \log_{\text{nat.}} \frac{L + M L}{L_1 + M L} \\ - \frac{r}{P} - \left(\frac{L_1}{L} + M \right) \frac{1 + \alpha t_0}{1 + \alpha t_1} \log_{\text{nat.}} \frac{P}{\mathfrak{A}} \end{array} \right\} \dots (49)$$

Dividirt man die Luftmenge $A (L_1 + M L) \frac{P}{\mathfrak{A}} \frac{\gamma}{1 + \alpha t_1}$, die bei einem Schub in den Cylinder eintritt, durch die Zeit $\frac{L}{V}$ eines Schubes, so erhält man die in jeder Sekunde auf die Maschine wirkende Luftmenge q ; man hat daher:

$$q = A V \left(\frac{L_1}{L} + M \right) \frac{P}{\mathfrak{A}} \frac{\gamma_0}{1 + \alpha t_1} \dots (50)$$

Vermöge der Gleichungen (B) oder (C) oder (D) ist aber

$$B \Phi = (T_0 - \mathcal{A}) Q s = (T_0 - \mathcal{A}) q s \frac{t_1 - t_0}{T_0 - T_1}$$

Führt man hier für q den Werth (50) ein, so wird

$$B \Phi = A V P \frac{s}{\mathfrak{A}} \left(\frac{L_1}{L} + M \right) \frac{T_0 - \mathcal{A}}{T_0 - T_1} \frac{t_1 - t_0}{1 + \alpha t_1} \gamma_0 \dots (51)$$

Der Quotient $\frac{E_n}{B \Phi}$ ist die Wirkung, welche für jede im Brennstoffe enthaltene Wärmeeinheit gewonnen wird, ist also gleich $\left(\frac{W}{1} \right)$; man erhält demnach vermöge (49) und (51):

$$\left(\frac{W}{1} \right) = \frac{\mathfrak{A} T_0 - T_1}{s \gamma_0 T_0 - \mathcal{A}} \left\{ \begin{array}{l} + \frac{1 + \alpha t_1}{t_1 - t_0} \left\{ 1 + \log_{\text{nat.}} \frac{L + M L}{L_1 + M L} \right\} \\ - \frac{1 + \alpha t_0}{t_1 - t_0} \log \frac{P}{\mathfrak{A}} - \left(\frac{r}{P} + M \right) \left(\frac{L_1}{L} + M \right) \frac{1 + \alpha t_1}{t_1 - t_0} \end{array} \right\} \dots (52)$$

Maximum des Effektes.

Der Expansionsgrad $\frac{L_1}{L}$, die Pressung p und die Temperaturerhöhung $t_1 - t_0$ sind drei von einander unabhängige Grössen;

es ist also die Frage, wie jede derselben genommen werden soll, damit $\left(\frac{W}{1}\right)$ den grössten Werth erhält.

Für die vortheilhafteste Expansion ist $\frac{d\left(\frac{W}{1}\right)}{d\left(\frac{L_1}{L}\right)} = 0$

Sucht man diesen Differenzialquotienten und setzt denselben gleich Null, so ergibt sich:

$$\frac{d\left(\frac{W}{1}\right)}{d\left(\frac{L_1}{L}\right)} = \frac{\mathfrak{A} T_0 - T_1}{s \gamma_0 T_0 - \mathcal{A}} \times \left\{ -\frac{1 + \alpha t_1}{t_1 - t_0} \frac{1}{\frac{L_1}{L} + M} + \frac{1 + \alpha t_1}{t_1 - t_0} \frac{\frac{r}{p} + M}{\left(\frac{L_1}{L} + M\right)^2} \right\} = 0$$

Hieraus folgt:

$$\frac{L_1}{L} = \frac{r}{p} \dots \dots \dots (53)$$

Setzt man diesen Werth für $\frac{L_1}{L}$ in den Ausdruck (52) für $\left(\frac{W}{1}\right)$, bezeichnet aber diesen speziellen Werth mit $\left(\frac{\mathfrak{B}}{1}\right)$, so findet man:

$$\left(\frac{\mathfrak{B}}{1}\right) = \frac{\mathfrak{A} T_0 - T_1}{s \gamma_0 T_0 - \mathcal{A}} \left\{ + \frac{1 + \alpha t_1}{t_1 - t_0} \operatorname{lognat.} \frac{\frac{p}{r} (1 + M)}{1 + M \frac{p}{r}} \right. \\ \left. - \frac{1 + \alpha t_0}{t_1 - t_0} \operatorname{lognat.} \frac{p}{\mathfrak{A}} \right\}$$

Berücksichtigt man, dass M , $\frac{r - \mathfrak{A}}{\mathfrak{A}}$, und $\frac{r}{p}$ kleine Grössen sind, so kann man annähernd setzen:

$$\operatorname{log.} \frac{p}{r} (1 + M) = \operatorname{log.} (1 + M) + \operatorname{log.} \frac{p}{r} = M + \operatorname{log.} \frac{p}{\mathfrak{A} + (r - \mathfrak{A})}$$

$$= M + \log \cdot \frac{\frac{p}{\mathfrak{A}}}{1 + \frac{r - \mathfrak{A}}{\mathfrak{A}}} = M + \log \cdot \frac{p}{\mathfrak{A}}$$

$$- \log \cdot \left(1 + \frac{r - \mathfrak{A}}{\mathfrak{A}} \right) = M - \frac{r - \mathfrak{A}}{\mathfrak{A}} + \log \cdot \frac{p}{\mathfrak{A}}$$

ferner:

$$\log \cdot \left(1 + M \frac{p}{r} \right) = M \frac{p}{r}$$

Hierdurch wird der Werth von $\left(\frac{\mathfrak{B}}{1} \right)$

$$\left(\frac{\mathfrak{B}}{1} \right) = \frac{\mathfrak{A} T_0 - T_1}{s \gamma_0 T_0 - \mathcal{J}} \left\{ \begin{array}{l} \frac{1 + \alpha t_1}{t_1 - t_0} \left[M - \frac{r - \mathfrak{A}}{\mathfrak{A}} + \log \cdot \frac{p}{\mathfrak{A}} - M \frac{p}{r} \right] \\ - \frac{1 + \alpha t_0}{t_1 - t_0} \log \text{nat.} \cdot \frac{p}{\mathfrak{A}} \end{array} \right\}$$

oder:

$$\left(\frac{\mathfrak{B}}{1} \right) = \frac{\mathfrak{A} T_0 - T_1}{s \gamma_0 T_0 - \mathcal{J}} \left\{ \begin{array}{l} + \alpha \log \text{nat.} \cdot \frac{p}{\mathfrak{A}} \\ - \frac{1 + \alpha t_1}{t_1 - t_0} \left[\frac{r - \mathfrak{A}}{\mathfrak{A}} + M \left(\frac{p}{r} - 1 \right) \right] \end{array} \right\} \quad (54)$$

Das letzte Glied in den Klammern ist aber, weil M und $\frac{r - \mathfrak{A}}{\mathfrak{A}}$ kleine Grössen sind, $t_1 - t_0$ aber einen ansehnlichen Werth hat, von keiner Bedeutung. Wenn also die vortheilhafteste Expansion angewendet wird, für welche $\frac{L_1}{L} = \frac{r}{p}$ ist, so ist die Wirkungsgrösse $\left(\frac{\mathfrak{B}}{1} \right)$, welche durch jede in dem Brennstoff enthaltene Wärmeeinheit gewonnen wird, von dem Erhitzungsgrad beinahe unabhängig, d. h. es ist hinsichtlich der vortheilhaftesten Benutzung des Brennstoffes beinahe gleichgültig, wie stark man die Luft erwärmt. Diese Wirkungsgrösse $\left(\frac{\mathfrak{B}}{1} \right)$ hängt dagegen von der Compression p ab, und ist dem natürlichen Logarithmus von $\frac{p}{\mathfrak{A}}$ beinahe proportional. Eine vortheilhafte Benutzung der Wärme kann also nur durch starke Compression und (weil $\frac{L_1}{L} = \frac{r}{p}$ sein soll), durch starke Expansion erzielt werden.

Der Quotient $\frac{T_0 - T_1}{T_0 - \mathcal{A}}$ ist auch gleich $\frac{(T_0 - T_1) Q S}{(T_0 - \mathcal{A}) Q S}$ und drückt aus: das Verhältniss zwischen der Wärmemenge, die durch die Heizfläche geht, und der Wärmemenge, die durch den Brennstoff entwickelt wird, bestimmt demnach die Güte des Heizapparates. Man kann daher sagen, dass die Wirkungsgrösse, welche durch jede im Brennstoff enthaltene Wärmeeinheit gewonnen wird, der Güte des Heizapparates proportional ist.

Die Wirkungsgrösse $\left(\frac{\mathfrak{W}}{1}\right)$ ist der spezifischen Wärme der Luft verkehrt proportional, was zu der Meinung führen könnte, dass es vortheilhaft sein müsste, die Maschine nicht mit atmosphärischer Luft, sondern mit einer Gasart zu treiben, welcher eine sehr kleine spezifische Wärme entspricht; aber diese Meinung ist nicht richtig, denn die Wirkungsgrösse $\left(\frac{\mathfrak{W}}{1}\right)$ ist nicht nur der spezifischen Wärme s , sondern auch dem spezifischen Gewicht γ_0 der Gasart verkehrt proportional, und das Produkt $\gamma_0 s$ (welches die Aethermenge ausdrückt, die die Volumseinheit eines Gases enthält), ist, wie *Regnault* zuerst gezeigt hat, eine constante Grösse, woraus hervorgeht, dass die Wirkung, welche durch jede Wärmeeinheit des Brennstoffes gewonnen werden kann, von der zum Betrieb angewendeten Gasart ganz unabhängig ist.

Die Gleichung (54) zeigt auch, dass $\left(\frac{\mathfrak{W}}{1}\right)$ dem Ausdehnungscoefficienten α beinahe proportional ist. Dieser hat aber ebenfalls für alle Gase den gleichen Werth; daher auch aus diesem Grunde jede Gasart gleich gute Dienste leistet.

Vernachlässigt man das zweite in der grossen Klammer der Gleichung (54) enthaltene Glied, so findet man:

$$\left(\frac{\mathfrak{W}}{1}\right) = \frac{\mathfrak{A} \alpha T_0 - T_1}{s \gamma_0 T_0 - \mathcal{A}} \log \text{nat.} \frac{P}{\mathfrak{A}} \dots \dots \dots (55)$$

Dies wäre die Wirkungsgrösse, welche durch jede Wärmeeinheit des Brennstoffes mit einer absolut vollkommenen Maschine (für welche $r = \mathfrak{A}$, $M = 0$ wäre), gewonnen werden könnte, wenn man die Expansion so weit fortsetzte, dass zuletzt am Ende des Kolbenschubes hinter dem Kolben eine Spannung = \mathfrak{A} einträte. Diese grösste Wirkungsgrösse ist also: dem Druck der Atmosphäre auf 1 Quadratmeter, dem Ausdehnungscoefficienten für Gase, der Güte des Heizapparates, und dem natürlichen Logarithmus des Compressionsverhältnisses direkt, dagegen der in der Volumseinheit der Gase enthaltenen Aethermenge verkehrt proportional.

Bestimmung des Werthes von R.

Es erübrigt nun noch, den auf einen Quadratmeter der Kolbenfläche reduzierten Widerstand R auszudrücken, den die zu betreibenden Maschinen verursachen, und durch dessen Ueberwindung ein nutzbares Resultat entsteht. Zur Bestimmung dieses Widerstandes hat man zunächst:

$$E_n = A R V.$$

Vergleicht man diesen Ausdruck mit (49), so ergibt sich für R folgender Werth:

$$R = p \left\{ \begin{array}{l} + \frac{L_i}{L} + \left(M + \frac{L_i}{L} \right) \log_{\text{nat.}} \frac{L + ML}{L_i + ML} \\ - \frac{r}{p} - \left(M + \frac{L_i}{L} \right) \frac{1 + \alpha t_0}{1 + \alpha t_1} \log_{\text{nat.}} \frac{p}{\mathfrak{A}} \end{array} \right\} \dots (56)$$

Setzt man in diesem Ausdruck den für $\left(\frac{L_i}{L} + M \right) \frac{1 + \alpha t_0}{1 + \alpha t_1}$ aus der Gleichung (47) sich ergebenden Werth, so findet man auch:

$$R = p \left\{ \begin{array}{l} + \frac{L_i}{L} + \left(M + \frac{L_i}{L} \right) \log_{\text{nat.}} \frac{L + ML}{L_i + ML} \\ - \frac{r}{p} - \frac{a l}{A L} \frac{\mathfrak{A}}{p} \left[1 - m \left(\frac{p}{\mathfrak{A}} - 1 \right) \right] \log_{\text{nat.}} \frac{p}{\mathfrak{A}} \end{array} \right\} \dots (57)$$

Diese von den Temperaturen $t_0, t_1, T_0, T_1, \mathcal{A}$ unabhängige Gleichung belehrt uns über den Zusammenhang, in welchem im Beharrungszustand der Bewegung die Dimensionen der Maschine, der von der Arbeitsmaschine herrührende Widerstand, und die Spannung p der Luft im Innern des Apparates zu einander stehen. Betrachtet man M, m, \mathfrak{A}, r als bestimmte constante Grössen, so drückt diese Gleichung eine gewisse Abhängigkeit zwischen den Grössen $R, p, \frac{L_i}{L}, \frac{a l}{A L}$ aus, vermittelt welcher jede dieser vier Grössen bestimmt werden kann, wenn die drei andern gegeben sind.

Sind z. B. $p, \frac{L_i}{L}, \frac{a l}{A L}$ gegeben, so kann man R berechnen, das will sagen: wenn im Beharrungszustand einer Maschine von gegebenen Abmessungen im Innern des Apparates eine gewisse Spannung eintreten soll, so kann dies nur dadurch bewirkt werden,

indem man der Maschine einen Widerstand zu überwinden aufbürdet, der so gross ist, als der Werth von R , welchen die Gleichung (57) bestimmt.

Wäre $\frac{L_1}{L}$, $\frac{a1}{AL}$, R gegeben, so kann man aus (57) p berechnen, d. h. wenn einer Maschine von gegebenen Abmessungen ein gewisser Widerstand R zu überwinden aufgebürdet wird, so tritt im Beharrungszustand ihrer Bewegung im Innern des Apparates eine Spannung p ein, die so gross ist, als der Werth, welcher aus der Gleichung (57) folgt. Diese Spannung ist also von der Grösse und Einrichtung des Ofens, so wie auch von der Lebhaftigkeit der Einfeuerung ganz unabhängig und richtet sich nur allein nach den Dimensionen der Maschine und nach dem zu überwindenden Widerstand.

Nachweisung, dass es vortheilhaft ist, wenn die Verdichtungspumpe kalte atmosphärische Luft aufsaugt und in den Ofen treibt.

Man könnte bei oberflächlicher Betrachtung der Sache zu der Meinung verleitet werden, dass es vortheilhafter sein müsste, wenn die Luftpumpe nicht kalte, sondern bereits erhitzte atmosphärische Luft aufsaugte und in den Heizapparat triebe; aber bei genauer Betrachtung der Sache, und insbesondere durch die bereits gewonnenen Rechnungsergebnisse kann man sich leicht überzeugen, dass eine solche Meinung eine irrige wäre.

Die Gleichung (55) zeigt, dass die Wirkungsgrösse, welche durch jede im Brennstoff enthaltene Wärmeeinheit gewonnen werden kann, der Güte des Heizapparates, nämlich dem Verhältniss $\frac{T_0 - T_1}{T_0 - A}$ proportional ist. Nun zeigen aber die Gleichungen (41), (42), (43), Seite 34, dass der Werth dieses Quotienten bei jedem der drei Heizapparate abnimmt, wenn t_0 wächst; es ist daher vortheilhaft, wenn die Luftpumpe möglichst kalte Luft aufsaugt.

Die aus dem Expansionscylinder mit hoher Temperatur entweichende Luft kann theilweise nützlich verwendet werden, wenn man sie statt kalter atmosphärischer Luft in den Feuerherd führt, und der Rest wird oftmals zur Erwärmung von Lokalitäten gebraucht werden können.

Leistungen der Maschine, wenn dieselbe ohne Expansion arbeiten würde.

Nothwendigkeit der Expansion.

Für eine ohne Expansion wirkende Maschine ist $\frac{L_1}{L} = 1$ und dann wird der Werth von $\left(\frac{W}{1}\right)$ vermöge (52):

$$\left(\frac{W}{1}\right) = \frac{\mathfrak{A} T_0 - T_1}{s \gamma_0 T_0 - \mathcal{A}} \left\{ \frac{1 - \frac{r}{p} \frac{1 + \alpha t_1}{t_1 - t_0} - \frac{1 + \alpha t_0}{t_1 - t_0} \lognat. \frac{p}{\mathfrak{A}}}{1 + M} \right\}$$

Zieht man diesen Ausdruck von (52) ab, so findet man:

$$\left(\frac{W}{1}\right) - \left(\frac{W}{1}\right) = \frac{\mathfrak{A} T_0 - T_1}{s \gamma_0 T_0 - \mathcal{A}} \left\{ \begin{array}{l} + \frac{1 + \alpha t_1}{t_1 - t_0} \lognat. \frac{L + ML}{L_1 + ML} \\ - \frac{1 + \alpha t_1}{t_1 - t_0} \left(\frac{r + M}{1 + M} \right) \left(1 - \frac{L_1}{L} \right) \\ - \frac{1 + \alpha t_1}{t_1 - t_0} \left(\frac{L_1}{L} + M \right) \end{array} \right\}$$

oder:

$$\left(\frac{W}{1}\right) - \left(\frac{W}{1}\right) = \frac{\mathfrak{A} T_0 - T_1}{s \gamma_0 T_0 - \mathcal{A}} \frac{1 + \alpha t_1}{t_1 - t_0} \left\{ \begin{array}{l} \lognat. \frac{L + ML}{L_1 + ML} \\ - \left(\frac{r + M}{1 + M} \right) \left(1 - \frac{L_1}{L} \right) \\ - \left(\frac{L_1}{L} + M \right) \end{array} \right\}$$

Vernachlässigt man für diese Vergleichung die schädlichen Räume und die Reibungswiderstände der Maschine, und nimmt ferner für die Expansionsmaschine die vortheilhafteste Expansion an, so ist zu setzen:

$$M = 0, \quad r = \mathfrak{A}, \quad \frac{L_1}{L} = \frac{r}{p} = \frac{\mathfrak{A}}{p}, \quad \left(\frac{W}{1}\right) = \left(\frac{\mathfrak{B}}{1}\right)$$

und dann wird der letzte Ausdruck:

$$\left(\frac{\mathfrak{B}}{1}\right) - \left(\frac{W}{1}\right) = \frac{\mathfrak{A} T_0 - T_1}{s \gamma_0 T_0 - \mathcal{A}} \frac{1 + \alpha t_1}{t_1 - t_0} \left\{ \log. \frac{p}{\mathfrak{A}} - 1 + \frac{\mathfrak{A}}{p} \right\}$$