Der Maschinenbau

Redtenbacher, Ferdinand

Mannheim, 1863

Theorie der Maschine

urn:nbn:de:bsz:31-270981

dann durch einen massiven Theil des Schiebers geschlossen ist. Wenn eine Löcherreihe, z. B. die linkseitige, mit der Spaltenöffnung übereinstimmt, geht das Leuchtgas durch die runden Oeffnungen h aus e in den Cylinder, kann aber gleichzeitig die äussere Atmosphäre durch den winkligen Kanal i in den Cylinder gelangen. So wie sich also der Kolben vom Deckel entfernt, wird durch die Oeffnungen h Leuchtgas und durch die Oeffnungen i atmosphärische Luft eingesaugt. Die Querschnitte von i... sind zusammen circa zehnmal so gross, als die Querschnitte von h... und überdies ist in der Gaszuleitungsröhre g ein Hahn angebracht, durch dessen Stellung der Gaseintritt mehr oder weniger gehemmt werden kann. Auf diese Weise kann das Mischungsverhältniss von Gas und Luft regulirt werden.

In dem auf der andern Seite des Cylinders angebrachten Auslassschieber sind nur längliche Spalten, aber keine Löcher angebracht. Jeder Schieber wird durch eine unrunde Scheibe entweder stetig, oder ruckweise bewegt.

Eine genauere ganz detaillirte Darstellung und Beschreibung der Lenoir'schen Gasmaschine findet man in Armengaud, Publications industrielle, 13 Volume, Planche 18.

Theorie der Maschine. Wir wollen uns die Aufgabe vorlegen, die Bedingungen ausfindig zu machen, bei deren Erfüllung eine vortheilhafte Verwendung des Leuchtgases eintreten kann. Einige dieser Bedingungen können unmittelbar ohne alle Rechnung erkannt werden, andere ergeben sich durch Rechnung.

Die Wesentlichste von den Bedingungen einer vortheilhaften Benutzung des Leuchtgases ist, dass die Entzündung nicht allmählig während des Expansionsaktes, sondern momentan, nachdem die Absperrung eingetreten ist, erfolgt. Erfolgt sie momentan, so ist Tafel XXX., Fig. 11 der Flächeninhalt, A B C D E F die Wirkung des Gasdruckes während des Schubes gegen den Kolben. Erfolgt die Entzündung allmählig, so wird diese Wirkung durch den Flächeninhalt A B C E F ausgedrückt und es ist klar, dass diese Wirkung kleiner ist als die erstere. Damit aber die Entzündung momentan erfolgen könne, ist nebst einem sehr energischen elektrischen Zünder auch eine sehr gleichmässige Mischung des Gases mit atmosphärischer Luft nothwendig, damit der Funke sogleich, wie er in das Gasgemenge einschlägt, ein entzündbares Gasgemenge und nicht etwa atmosphärische Luft trifft.

Nebst diesen Bedingungen, deren Richtigkeit auch ohne Rechnung eingesehen werden kann, sind noch zwei andere zu erfüllen, die nur durch Rechnung verlässlich ausfindig gemacht werden können. Nämlich das vortheilhafteste Mischungsverhältniss zwischen Leuchtgas und atmosphärischer Luft und der vortheilhafteste Expansionsgrad. Bei dieser Berechnung wollen wir eine theoretisch vollkommene Maschine voraussetzen, indem wir 1) die eigene Reibung der Maschine vernachlässigen, 2) einen vollkommenen Kolbenverschluss annehmen, 3) von allen Wärmeverlusten absehen, die durch die Wände des Cylinders entstehen können, 4) endlich annehmen, dass während des ganzen Kolbenschubes vor dem Kolben ein Druck herrsche, der gleich dem atmosphärischen ist.

Wenn kein Wärmeverlust, noch ein Gasverlust statt findet und die Entzündung plötzlich erfolgt, dürfen wir annehmen, dass die Spannkraft des Gasgemenges während seiner Expansion nach dem potenzirten Mariott'schen Gesetz erfolgt.

Nennen wir:

O den Querschnitt des Maschinencylinders,

L_1 den Weg des Kolbens während der Einsaugung,

L die Länge des ganzen Kolbenschubes,

γ_0 das Gewicht von einem Kubikmeter des Gasgemenges bei 0^0 Temperatur und unter dem Druck der Atmosphäre,

t_0 die Temperatur des Gasgemenges vor dessen Entzündung,

t die Temperatur des Gasgemenges unmittelbar nach seiner plötzlichen Entzündung,

$\mathfrak{H}$ die Wärmemenge, welche durch vollständige Verbrennung von 1^{Klg} Leuchtgas in atmosphärischer Luft entwickelt wird,

λ die Menge (in Kilogrammen) von atmosphärischer Luft, welche mit einem Kilogramm Leuchtgas gemischt wird.

Die kleinste zum vollständigen Verbrennen von 1^{Klg} Leuchtgas erforderliche Menge atmosphärischer Luft beträgt ungefähr 12^{Klg}. Für eine vollständige Verbrennung muss daher $\lambda \geqq 12$ sein.

$\mu = 1{\cdot}421$ das Verhältniss zwischen den Wärmekapazitäten des Gasgemenges bei constantem Druck und bei constantem Volumen.

V die Geschwindigkeit des Kolbens im Beharrungszustand,

$\alpha = 0{\cdot}00367$ den Wärmeausdehnungscoeffizienten für Gase,

$\mathfrak{A}$ den Druck der Atmosphäre auf 1^{qm},

p die Pressung des Gasgemenges unmittelbar nach seiner Entzündung auf 1^{qm}.

Dies vorausgesetzt, ist zunächst nach dem Gay-Lussac'schen Gesetz:

$$\frac{p}{\mathfrak{A}} = \frac{1 + \alpha t}{1 + \alpha t_0} \quad \ldots \ldots \quad (1)$$

Da das Gasgemenge selbst dann, wenn es nur die geringste zum vollständigen Verbrennen erforderliche Menge atmosphärischer Luft enthält, grösstentheils aus Bestandtheilen von atmosphärischer Luft besteht, so werden wir keinen merklichen Fehler begehen, wenn wir die spezifische Wärme des Gasgemenges gleich der von atmosphärischer Luft setzen. Allein weil während des Entzündungsaktes keine Ausdehnung statt findet, so scheint es angemessen zu sein, die Wärmekapazität für constantes Volumen, also

$$\frac{0{\cdot}2370}{1{\cdot}421} = 0{\cdot}167$$

in Rechnung zu bringen. Beim Verbrennen von 1^{Klg} Gas werden $\mathfrak{H}$ Wärmeeinheiten entwickelt, und durch diese werden $1 + \lambda$ Kilogramm Gasgemenge von t_0 Grad auf t Grad gebracht. Es ist demnach:

$$\mathfrak{H} = (t - t_0)\ 0{\cdot}167\ (1 + \lambda)$$

$$t = t_0 + \frac{\mathfrak{H}}{0{\cdot}167\,(1 + \lambda)} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Aus (1) und (2) folgt:

$$\frac{p}{\mathfrak{A}} = \frac{1 + \alpha t}{1 + \alpha t_0} = 1 + \frac{\alpha\,\mathfrak{H}}{0{\cdot}167\ (1 + \alpha t_0)}\ \frac{1}{1 + \lambda}$$

oder wenn wir zur Abkürzung

$$\frac{\alpha\,\mathfrak{H}}{0{\cdot}167\ (1 + \alpha t_0)} = k \quad \ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

setzen:

$$\frac{p}{\mathfrak{A}} = \frac{1 + \alpha t}{1 + \alpha t_0} = 1 + \frac{k}{1 + \lambda} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

Nennt man y die Spannkraft des Gasgemenges, nachdem der Kolben einen Weg $x > L_1$ zurückgelegt hat, so hat man nun nach dem potenzirten Mariott'schen Gesetz:

$$\frac{y}{p} = \left(\frac{L_1}{x}\right)^{\mu} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

Und dann ist die nützliche Wirkung W eines Schubes:

$$W = O\left[\int_{L_1}^{L} y\,dx - \mathfrak{A}\,(L - L_1)\right]$$

Führt man für y seinen Werth aus (5) ein und verrichtet die Integration, so findet man:

$$W = O\,L_1\,\mathfrak{A}\left\{1 + \frac{p}{\mathfrak{A}}\,\frac{1 - \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1} - \frac{L}{L_1}\right\} \quad . \; . \; . \quad (6)$$

Nun ist $\frac{L}{V}$ die Zeit eines Schubes, demnach $\frac{W}{\frac{L}{V}} = E$ der in Kilogrammmetern ausgedrückte Nutzeffekt der Maschine, demnach:

$$E = O\,\mathfrak{A}\,V\left\{\frac{L_1}{L} + \frac{L_1}{L}\,\frac{p}{\mathfrak{A}}\,\frac{1 - \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1} - 1\right\} \quad . \; . \quad (7)$$

Der Verbrauch an Leuchtgas während eines Kolbenschubes beträgt:

$$\frac{O\,L_1\,\frac{\gamma_0}{1 + \alpha\,t_0}}{1 + \lambda}\ \text{Kilogramm}$$

Dividiren wir den Werth von W durch diesen Gasverbrauch, so erhalten wir die Wirkung $\left(\frac{E}{1}\right)$ in Kilogrammmetern, welche mit 1^{Klg} Leuchtgas gewonnen wird. Es ist demnach:

$$\left(\frac{E}{1}\right) = \frac{\mathfrak{A}\,(1 + \alpha\,t_0)}{\gamma_0}\,(1 + \lambda)\left[1 + \frac{p}{\mathfrak{A}}\,\frac{1 - \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1} - \frac{L}{L_1}\right] \quad . \quad (8)$$

oder wenn man für $\frac{p}{\mathfrak{A}}$ seinen Werth aus (4) einführt:

$$\left(\frac{E}{1}\right) = \frac{\mathfrak{A}\,(1 + \alpha\,t_0)}{\gamma_0}\,(1 + \lambda)\left[1 + \left(1 + \frac{k}{1 + \lambda}\right)\frac{1 - \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1} - \frac{L}{L_1}\right] \quad (9)$$

Setzen wir zur weiteren Abkürzung der Rechnung

$$\left.\begin{array}{c} \frac{L_1}{L} = \xi \\[2ex] \frac{1 + \alpha\,t}{1 + \alpha\,t_0} = 1 + \frac{k}{1 + \lambda} = \zeta, \quad 1 + \lambda = \frac{k}{\zeta - 1} \end{array}\right\} \quad . \; . \quad (10)$$

so erhalten wir:

$$\left(\frac{E}{1}\right) = \frac{\mathfrak{A}\,(1 + \alpha\,t_0)}{\gamma_0}\,\frac{k}{\zeta - 1}\left(1 + \zeta\,\frac{1 - \xi^{\mu - 1}}{\mu - 1} - \frac{1}{\xi}\right) \quad . \; . \quad (11)$$

Nun kommt es darauf an, diejenigen Werthe von ξ und ζ zu bestimmen, durch welche dieser Ausdruck seinen grössten Werth erhält.

Für den vortheilhaftesten Werth von ξ ist zunächst: $\frac{d E_1}{d \xi} = 0$. Wir erhalten daher zur Bestimmung dieses Werthes von ξ:

$$0 = - \zeta \, \xi^{\mu - 2} + \frac{1}{\xi^2}$$

woraus folgt:

$$\xi = \left(\frac{1}{\zeta}\right)^{\frac{1}{\mu}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

Der Ausdruck (11) hat in Bezug auf ζ die Form

$$\left(\frac{E}{1}\right) = \frac{a + b\,\zeta}{\zeta - 1}$$

wo a und b Grössen sind, die kein ζ enthalten.

Hieraus folgt:

$$\frac{d E_1}{d \zeta} = - \frac{a + b}{(\zeta - 1)^2}$$

Dieser Ausdruck verschwindet für $\zeta = \infty$, allein ζ kann nicht unendlich werden, sondern der grösste Werth von ζ ist derjenige, welcher dem kleinsten Werth von λ entspricht, der vortheilhafteste Werth von λ tritt also ein, wenn das Gasgemenge gerade nur so viel atmosphärische Luft enthält, als zur vollständigen Verbrennung absolut nothwendig ist.

Setzen wir in (11) für ξ den Werth aus (12), so erhalten wir die Arbeit in Kilogrammmetern, welche durch 1^{Klg} Gas gewonnen wird, wenn die vortheilhafteste Expansion statt findet. Dieser Werth wird:

$$\left(\frac{E}{1}\right)_{max} = \frac{\mathfrak{A}\,(1 + \alpha\, t_0)}{\gamma_0}\, k \, \frac{1 + \frac{\zeta}{\mu - 1} - \frac{\mu}{\mu - 1}\, \zeta^{\frac{1}{\mu}}}{\mu - 1}$$

Für $\mu = 1{\cdot}421$ findet man:

$\zeta =$	2	4	6	10
$\frac{1 + \frac{\zeta}{\mu - 1} - \frac{\mu}{\mu - 1}\, \zeta^{\frac{1}{\mu}}}{\mu - 1} =$	0·29	0·53	0·68	0·87

Setzen wir:

$\mathfrak{A} = 10334$, $\alpha = 0{\cdot}00367$, $\mathfrak{H} = 7000$, $t_0 = 12^0$

$\gamma_0 = 1{\cdot}293$

so wird:

$$k = \frac{0{\cdot}00367 \times 7000}{0{\cdot}167 \times (1 + 0{\cdot}00367 \times 12)} = 147$$

$$k \, \frac{\mathfrak{A}\,(1 + \alpha\, t_0)}{\gamma_0} = 1226600$$

Und dann findet man

für ζ	=	2	4	6	10
λ	=	146	48	28	15
ξ	=	0·62	0·38	0·28	0·20
$\left(\frac{E}{1}\right)_{max}$	=	355714	650098	834088	1067142

Nimmt man 1·33^{Klg} Steinkohlen aus dem Kohlenmagazin, bringt hiervon 1^{Klg} in die Retorte und 0·33^{Klg} auf den Rost, so erhält man als Produkt der Destillation 0·66^{Klg} Koks und 0·17^{Klg} Leuchtgas. Ein Aufwand von 1·33 — 0·66 = 0·67^{Klg} Kohlen gibt also 0·17^{Klg} Gas oder mit 4^{Klg} Kohlen erhält man 1^{Klg} Gas.

Die Wirkung von 1^{Klg} Steinkohlen gibt daher:

Für ζ	=	2	4	6	10
$\left(\frac{E}{1^{Klg}\ \text{Kohlen}}\right)$	=	88928	162524	208522	266785^{Klgm}

Der motorische Werth von einem Kilogramm Steinkohlen ist dagegen:

$$7000 \times 424 = 2968000^{Klgm}$$

Das Verhältniss zwischen der Maschinenleistung und der absoluten Leistungsfähigkeit des Brennstoffs ist demnach annähernd:

Für ζ =	2	4	6	10
	$\frac{1}{33}$	$\frac{1}{18}$	$\frac{1}{14}$	$\frac{1}{11}$

Bei Dampfmaschinen ist dieses Verhältniss zwischen der Maschinenleistung und der absoluten Leistungsfähigkeit der Steinkohlen:

Bei den besten Maschinen $\frac{1}{21}$

Bei mittleren Maschinen $\frac{1}{30}$

Bei ordinären Maschinen $\frac{1}{50}$

Die Lenoir'sche Maschine verspricht demnach unter den günstigsten

Verhältnissen kaum günstigere Resultate als die Dampfmaschine, denn bei unserer Berechnung ist ein idealer Zustand vorausgesetzt und sind auch die Reibungswiderstände ganz vernachlässiget.

Wir wollen noch vermittelst der Gleichung (10) die Temperatur des entzündeten Gases berechnen. Es folgt aus dieser Gleichung:

$$t_{,} = \zeta\, t_0 + \frac{1}{\alpha}(\zeta - 1)$$

Für	$\zeta =$	2	4	6	10
wird	$t =$	297°	867°	1439°	2577°

Die für eine vortheilhafte Verwendung des Gases eintretenden Temperaturen sind so hoch, dass es wohl schwer halten wird, eine Kolbenkonstruktion ausfindig zu machen, die eine geschmeidige Bewegung gibt und hinreichend verschliesst.

Fasst man das ganze Ergebniss dieser Untersuchung zusammen, so kann man der Lenoir'schen Maschine kaum eine bedeutende Zukunft zugestehen. Die Effektleistungen sind unter den günstigsten Umständen nicht besser, als bei den Dampfmaschinen, und die Bedingungen, welche erfüllt werden müssen, damit diese besten Leistungen eintreten können, sind praktisch kaum zu erfüllen. Die vollkommene Mischung der Gase ist nicht leicht hervorzubringen. Eine plötzliche Entzündung des Gases wird kaum eintreten. Die Expansionen, welche ein gutes Resultat versprechen, sind sehr gross und die Temperaturen der Verbrennungsgase sind so hoch, dass sich die Kolbendichtung nicht halten kann. Günstig ist also gar nichts als der Umstand, dass man keinen Dampfkessel braucht, sondern den Motor aus den Gasröhren zieht, was übrigens nur eine Bequemlichkeit ist. Ein Hauptgrund der nicht sehr günstigen Effektleistung der Gasmaschine liegt in dem Umstand der höchst unvortheilhaften Erzeugung der motorischen Substanz. Mit einem Kilogramm Steinkohlen gewinnt man ja nur $0{\cdot}17^{\mathrm{Klg}}$ Leuchtgas. Man hat also einen Krafterzeugungsapparat, der nur 0·17, sage 17% Nutzeffekt gibt.

Die Maschine kann also nicht mehr gut machen, was zuerst schon schlecht gemacht ist. Die Benützung des Leuchtgases als motorische Substanz leidet daher an dem gleichen Grundübel, wie die Benützung des Wasserdampfes, denn auch bei diesem liegt das Grundübel in dem grossen Brennstoffaufwand, den die Erzeugung des Dampfes erfordert.

Die Krafterzeugung ist aus zwei Gründen so ungünstig: 1) müssen die Gasretorten hellroth glühend oder beinahe weissglühend sein, wenn die Destillation der Steinkohlen gut von Statten gehen soll, die Verbrennungsgase der Feuerung entweichen daher in die Züge mit einer Temperatur von vielleicht 1000 Grad, d. h. beinahe im glühenden Zustand und diese Wärme ist rein verloren; 2) die Koks, welche die Retorten liefern, sind nahezu hinreichend, um den Gasofen zu heizen, sind also verloren.

Die Gasmaschine mit comprimirtem Gas. Es bietet sich die Frage dar, ob es nicht vortheilhaft ist, das Gasgemenge, bevor man es in die Maschine eintreten lässt, zu comprimiren. Man darf sich allerdings wenig Hoffnung machen, dass hierdurch in praktischer Hinsicht ein erheblicher Vortheil erreicht werden kann, denn zur Comprimirung des Gases ist eine Pumpe nothwendig, und die praktischen Schwierigkeiten sind bei Anwendung von comprimirtem Gas noch grösser als bei nicht comprimirtem. Indessen ist es doch nicht ohne theoretisches Interesse, die angeregte Frage zur Entscheidung zu bringen.

Wir legen unserer Rechnung eine Maschine zu Grunde, die ganz so eingerichtet ist, wie die calorische Maschine des Verfassers, nehmen also einen Verdichtungscylinder und einen Treibcylinder an. Auch wählen wir die gleichen Bezeichnungen, wie bei der calorischen Maschine. Nur bei einzelnen Grössen werden wir die Bezeichnungen ändern. Die eigenen Reibungswiderstände und die schädlichen Räume wollen wir vernachlässigen.

In der Theorie der calorischen Maschine haben wir für die Verdichtungspumpe nachstehende Ausdrücke gefunden:

$$w_1 = a\, l\, \mathfrak{A}\, \frac{\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}} - 1}{\frac{\mu-1}{\mu}} \quad \ldots\ldots \quad (1)$$

$$q = \frac{a\, v\, \gamma_0}{1 + \alpha\, t} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Der erste gibt die Wirkung, welche ein Kolbenschub der Pumpe erfordert, der zweite die Gasmenge (Gemisch von Leuchtgas und atmosphärischer Luft) in Kilogrammen, welche in jeder Sekunde comprimirt wird.

Nach dem potenzirten Mariott'schen Gesetz ist die Temperatur t_0 des durch die Pumpe comprimirten Gases:

$$t_0 = \left(\frac{1}{\alpha} + t\right)\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}} - \frac{1}{\alpha} \quad \ldots\ldots \quad (3)$$