Badische Landesbibliothek Karlsruhe

Digitale Sammlung der Badischen Landesbibliothek Karlsruhe

# Theoretische Maschinenlehre

in 4 Bänden

Theorie der Kraftmaschinen

**Grashof, Franz**

**Leipzig, 1890**

II. Luftmotoren

urn:nbn:de:bsz:31-282943

Visual Library

Bei Füllungen $< 0,5$ nimmt also der verhältnissmässige Abkühlungsverlust mit wachsender Füllung ab, wie schon besonders wegen des überwiegenden Einflusses der Abkühlungsflächen vom Deckeltypus zu erwarten war. Ausserdem ist er um so kleiner, je grösser unter sonst gleichen Umständen die mittlere Kolbengeschwindigkeit $c$ und die Hublänge $s$, nämlich nahe umgekehrt proportional $\sqrt{cs}$. Bei Mehrcylindermaschinen ist er endlich kleiner, als bei Eincylindermaschinen, sowohl wegen grösserer Füllung des Hochdruckcylinders, als wegen höherer Temperatur $\tau_2$ des aus demselben ausströmenden Dampfes.

# II. Luftmotoren.

## §. 121. Einleitende Bemerkungen.

Als Luftmotor wird hier ein Wärmemotor bezeichnet, dessen Arbeitsflüssigkeit (§. 60), wenn auch nicht immer atmosphärische Luft, doch eine solche luftförmige Flüssigkeit ist, welche mit hinlänglicher Annäherung als dem Mariotte'schen und dem Gay-Lussac'schen Gesetze unterworfen betrachtet werden kann, entsprechend der Zustandsgleichung $pv = RT$. Wie gemäss §. 60 Wärmemotoren überhaupt, können insbesondre die Luftmotoren eine offene oder geschlossene Feuerung haben, und im ersten Falle, in welchem die Arbeitsflüssigkeit stets atmosphärische Luft ist, selbst offene oder geschlossene Maschinen sein, während im zweiten Falle die Maschine stets offen ist. Luftmotoren der letzteren Art, bei welchen die Arbeitsflüssigkeit ein Gemisch von gasförmigen Verbrennungsproducten mit überschüssiger atmosphärischer Luft ist, pflegen als Feuerluftmaschinen bezeichnet zu werden.

Im Gegensatz zu Dampfmaschinen, bei welchen der dem Gewinn von Arbeit aus Wärme zugrunde liegende Kreisprocess der Arbeitsflüssigkeit wenig Verschiedenheiten zeigt und dem idealen oder Carnot'schen Processe (§. 61), entsprechend einer aus zwei Isothermen und zwei Adiabaten bestehenden Zustandscurve, stets nahe kommt, ist bei Luftmotoren solcher Kreisprocess von sehr verschiedener Art. Auf die Eigenthümlichkeiten dieser verschiedenen Kreisprocesse und auf ihre Folgen bezüglich der Wärmeausnutzung, sowie auf die Art und beschränkte Vollkommenheit ihrer Verwirklichung durch die Anordnung der Maschine hat sich hier die theoretische Erörterung vorzugsweise zu erstrecken.

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

Von dem Arbeitsvermögen, welches in einem Brennstoffe chemisch gebunden aufgespeichert ist, und welches durch dessen vollkommene Verbrennung als Wärme frei würde, lässt sich durch einen Wärmemotor stets nur ein geringer Theil als Nutzarbeit gewinnen; das Verhältniss, in welchem es der Fall ist, im §. 62 als bezüglicher wirthschaftlicher Wirkungsgrad $\eta_w$ bezeichnet, wurde dort als Product von 6 Factoren dargestellt:

$$\eta_w = \eta_1 \eta_2 \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right)(1 - w)\, \eta_c \eta_i \ldots\ldots\ldots (1);$$

das Product der 3 letzten dieser Factoren, am angeführten Orte der mechanische Wirkungsgrad genannt, ist das Verhältniss der gewonnenen Nutzarbeit nicht sowohl zu dem in dem aufgewendeten Brennstoffe enthaltenen Arbeitsvermögen, als vielmehr zu der Arbeit, welche durch den idealen Carnot'schen Process gewonnen würde, wenn er ohne Verluste zwischen derselben grössten und kleinsten (absoluten) Temperatur $T_1$ bezw. $T_2$ verliefe, wie der wirkliche Kreisprocess in der Maschine. Principiell charakteristisch für einen Wärmemotor in theoretischer Beziehung und deshalb fast allein hier in Betracht kommend sind übrigens nur die Factoren

$$1 - \frac{T_2}{T_1} \text{ und } \eta_c,$$

von welchen der zweite im §. 62 der calorische Wirkungsgrad genannt wurde, während der erste, indem er für den Carnot'schen zwischen den Grenztemperaturen $T_1$ und $T_2$ verlaufenden Process das Verhältniss der dabei gewonnenen Arbeit zum Arbeitswerth der mitgetheilten Wärme darstellt, als Wirkungsgrad des Carnot'schen Processes bezeichnet werden kann. Indem $\eta_c$ das Verhältniss der Arbeit bedeutet, welche dem wirklichen Kreisprocesse entspricht, zu derjenigen, welche bei denselben Grenztemperaturen dem idealen oder Carnot'schen Processe entsprechen würde, ist dann der Wirkungsgrad des wirklichen Kreisprocesses

$$= \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right)\eta_c = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \ldots\ldots\ldots\ldots (2),$$

wenn $Q_1$ die dabei mitgetheilte, $Q_2$ die entzogene, also, indem hier umkehrbare Kreisprocesse vorausgesetzt sind, $Q_1 - Q_2$ die in (sogenannte indicirte) Arbeit verwandelte Wärme bedeutet. Von den übrigen Factoren von $\eta_w$ betreffen $\eta_1$ und $\eta_2$, die Wirkungsgrade der Feuerung und des Heizcanals, die Verbrennung und die Art der Wärmemittheilung an die Arbeitsflüssigkeit, $1 - w$ den Wärmeverlust durch Leitung, Strahlung und Undichtheiten, $\eta_i$ als indicirter Wirkungsgrad den Arbeitsverlust durch

Nebenwiderstände, alle somit nicht die Art der Verwandlung von Wärme in Arbeit, den wesentlichsten Vorgang eines Wärmemotors.

Der Wirkungsgrad (2) des Kreisprocesses ist um so grösser, je grösser $\eta_c$ und $T_1$ sind, und je kleiner $T_2$ ist. Der Vergrösserung von $\eta_c$ durch Annäherung des Kreisprocesses an den idealen Verlauf steht aber der Umstand erschwerend entgegen, dass dann das Verhältniss des grössten zum kleinsten Druck der Arbeitsluft allzu erheblich werden würde, also, indem der kleinste Druck zu genügender Verkleinerung des grössten Volumens und zur Verhinderung des Eindringens äusserer Luft in die Maschine nicht viel kleiner, als der Atmosphärendruck sein darf, oder auch u. U. infolge betreffender Anordnungen nicht kleiner sein kann, dass dann der grösste Druck übermässig gross würde und damit erfahrungsmässig das Entweichen von Arbeitsluft durch die Poren der bis zum Glühen heissen Metallwände. Solche Durchlässigkeit der letzteren für gepresste Gase wächst zugleich mit der Temperatur; hierdurch und durch die beschränkte Widerstandsfähigkeit der für Kolben und Kolbenstangen anzuwendenden Schmiermittel gegen den Einfluss der Hitze wird auch die Vergrösserung von $T_1$ beschränkt. Die kleinste Temperatur $T_2$ ist natürlich wenigstens = der Temperatur des zur Wärmeentziehung dienenden Kühlwassers, in der Regel aber viel grösser. Bei offenen Maschinen ist die Entziehung von Wärme in die Atmosphäre verlegt, gleichwohl in der Regel eine Kühlvorrichtung angeordnet zur Vermeidung allzu grosser Erwärmung des Cylinders.

Die Vergleichung der Wirkungsgrade der Kreisprocesse verschiedener Arten von Wärmemotoren hat somit auf Grund der Annahme gleicher grösster und kleinster Pressungen, sowie gleicher Grenztemperaturen $T_1$ und $T_2$ der Arbeitsluft zu geschehen; mit Rücksicht auf letzteren Umstand ist es einerlei, ob hierbei jene Wirkungsgrade selbst oder ihre Factoren $\eta_c$, die sogenannten calorischen Wirkungsgrade verglichen werden, da die einen und andern ein gegebenes, bezw. angenommenes Verhältniss zu einander haben.

Für die verhältnissmässige Vortheilhaftigkeit verschiedener Kreisprocesse bei Wärmemotoren ist übrigens nicht nur ihr Wirkungsgrad als massgebend zu erachten, sondern wesentlich auch das grösste Volumen, welches die Arbeitsluft zur Erzielung einer gewissen indicirten Arbeit bei diesen Kreisprocessen vorübergehend annehmen muss, und womit die nöthige Grösse der Maschine zunimmt. Die Kosten einer gewissen Arbeitsgrösse sind nämlich ausser durch diejenigen des aufzuwendenden Brennstoffes wesentlich auch durch die Kosten der Maschine bedingt, letzteres bei Luftmotoren im Allgemeinen in höherem Grade, als bei Dampfmaschinen, besonders dann, wenn es sich um einen häufiger unterbrochenen Betrieb handelt. Während bei Dampfmaschinen der Factor $1 - \frac{T_2}{T_1}$ praktisch kaum über 0,3 hinaus zu steigern ist (§. 80), kann er zwar bei Luftmotoren $> 0{,}5$ sein, doch wird dieser Vorzug mehr, als aufgewogen namentlich durch die viel engeren Grenzen der zulässigen Luftpressung und durch die kleinere Grösse des calorischen Wirkungsgrades $\eta_c$, so dass zu einem verlangten Nutzeffect eine grössere Maschine erfordert wird, um so mehr, als damit auch der indicirte Wirkungsgrad $\eta_i$ wegen zunehmender Reibungswiderstände abnimmt. Als Mass für die Beurtheilung in fraglicher Hinsicht werde mit J. Engel* die von ihm so genannte Raumarbeit angenommen, nämlich die durch einen Kreisprocess gewonnene (hier immer als indicirte verstandene) Arbeit, bezogen auf die Einheit des grössten Volumens der Arbeitsluft.

Was die Verwirklichung des entsprechenden Kreisprocesses durch die Anordnung der Maschine betrifft, so finden die denselben stets zusammensetzenden vier Vorgänge, Mittheilung und Entziehung von Wärme, Expansion und Compression der Arbeitsluft, entweder in vier verschiedenen Räumen der Maschine statt, oder in drei, oder in zwei verschiedenen Räumen, oder sie sind gar in einen einzigen Raum zusammengedrängt, letzteres indessen nur bei offenen Maschinen mit geschlossener Feuerung, und abgesehen vom atmosphärischen Luftraum, in welchem, ohne dass er als besonders herzustellender Raum zu rechnen ist, ein Theil des Kreisprocesses hier stattfindend vorgestellt werden kann. Die Räume, in welchen die Erhitzung und die Abkühlung der Arbeitsluft stattfindet durch Umgebung derselben mit Heizgasen, bezw. mit Kühlwasser, sind mit denjenigen, aus welchen und in welche die Ueberströmung der Luft zu erfolgen hat, durch hinlänglich enge Canäle verbunden, um bei gleichem Druck doch verschiedene Temperaturen in diesen communicirenden Räumen zu ermöglichen. Bei geschlossenen Maschinen, die hier zunächst in Betracht gezogen werden sollen, hat bisher hauptsächlich die als möglichst einfach und zusammengedrängt erscheinende Anordnung mit zwei Räumen, einem heissen und einem kalten, Anwendung gefunden, und zwar entweder so, dass diese cylindrisch gestalteten Räume beide durch anschliessend bewegliche Kolben abgesperrt sind, oder so, dass nur im kalten Raume ein denselben abschliessender Kolben beweglich ist,

* Ergänzungen zur Theorie der Heissluftmaschinen. Dingler's polytechnisches Journal, 1888, Bd. 269.

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

während zwischen ihnen ein nicht dicht abschliessend beweglicher langgestreckter cylindrischer Körper, ein sogenannter Verdränger, abwechselnd die Luft aus dem kalten in den heissen Raum und umgekehrt hinein drängt; dass bei dieser letzteren Anordnung, vertreten durch die am meisten verbreitete Lehmann'sche Maschine, die Dichtung eines Kolbens nur in kaltem Raume hergestellt und erhalten zu werden braucht, ist ein praktisch erheblicher Vortheil.

Wenn auch bei solchen Einrichtungen die Temperatur, sowie das Gesetz der Mittheilung und Entziehung von Wärme an verschiedenen Stellen der Arbeitsluft gleichzeitig verschieden ist, so ist doch der Druck der in periodischer Folge in Expansion und Compression begriffenen Luft an allen Stellen derselben als gleichzeitig gleich gross zu betrachten, einem bestimmten für die Arbeitsleistung massgebenden Volumendruckdiagramm (Indicatordiagramm) entsprechend. Zur Gewinnung eines Urtheils über die relative Vortheilhaftigkeit verschiedenartiger solcher Diagramme, somit auch über die zur Verwirklichung derselben dienenden Anordnungen der Maschine, ist es nützlich, solche Diagramme vorläufig unter der vereinfachenden Voraussetzung zu erörtern, dass sie Zustandscurven der Arbeitsluft sind, gleich wie wenn die als umkehrbar betrachteten Zustandsänderungen der letzteren in einem einzigen Raume stattfänden. Dabei ist es den obwaltenden Umständen, den stets wiederkehrenden 4 Vorgängen der Expansion und Compression, Mittheilung und Entziehung von Wärme, entsprechend und dient es zugleich zu übersichtlicher Gruppirung möglicher Fälle, solche Zustandscurven ebenso, wie es diejenige des Carnot'schen Processes ist, als aus 4 Curvenstücken bestehend zu betrachten je mit der Gleichung $pv^m =$ Const. (Bd. I, §. 20) und zwar mit demselben Werthe von $m$ für die gegenüber liegenden dieser Curven; dabei bleibt noch immer eine unendlich grosse Mannigfaltigkeit möglicher Fälle, von welchen diejenigen, welche $m = 0$, $m = 1$, $m = n$ ($= 1{,}41$ für atmosphärische Luft) und $m = \infty$, nämlich constantem Druck, constanter Temperatur, Ausschluss von Mittheilung und Entziehung von Wärme, oder constantem Volumen entsprechen, von besonderem Interesse sind. Zeuner nennt solche Curven polytropische.

Während die Raumarbeit durch die Art des Kreisprocesses bestimmt ist, insoweit sie sich durch die Zustandscurve zu erkennen giebt, kann der Wirkungsgrad des Kreisprocesses auch dadurch mitbedingt und zwar wesentlich vergrössert werden, dass die jeweils entzogene Wärme zum Theil vorläufig aufgespeichert wird, um bei der folgenden Wärmemittheilung mit verwendet zu werden. Die Wirksamkeit der dazu dienenden Vor-

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

richtung (im Wesentlichen bestehend in einem mit einer Metallmasse von grosser Oberfläche, z. B. mit Drahtgewebe angefüllten, von der Luft zu durchströmenden prismatischen Raume), des sogenannten Regenerators, ist freilich selbst wieder von der Art des Kreisprocesses abhängig; er war schon bei den ältesten Luftmotoren der Gebrüder Stirling und von Ericsson vorgesehen, ist aber später, als die Anwendung des Luftmotors und seine Concurrenz mit der Dampfmaschine, durch Erfahrung belehrt, nur noch für das Kleingewerbe beansprucht wurde, meistens fortgelassen worden, theils zur Vereinfachung, theils infolge von Unterschätzung oder Verkennung seines Werthes. Seine weitere Verwendung und Ausbildung auch bei mit atmosphärischer Luft arbeitenden Motoren für den kleineren Gewerbebetrieb würde aber ohne Zweifel dazu beitragen können, die Verdrängung derselben durch Gasmotoren neben Dampfmaschinen aufzuhalten, oder sie wenigstens dort vortheilhaft erscheinen zu lassen, wo Gasmotoren durch die Umstände ausgeschlossen sind. Insbesondre bei oft zu unterbrechendem Betriebe haben sie gegenüber der Dampfmaschine, ausser kleinerer Gefahr mit entsprechender Beschränkung des Betriebes, den Vorzug geringerer Verluste an Zeit und Wärme bei der In- und Ausserbetriebsetzung, wenn auch freilich diese Verluste bei Gasmotoren noch kleiner, fast verschwindend klein sind, und ausserdem eine zu bedienende besondere Feuerung dabei wegfällt.

Wenn bei Dampfmaschinen der abgehende Dampf zur Vorwärmung des Speisewassers benutzt wird, so ist das im Grunde nichts anderes, als die Wirkung eines Regenerators. Bei Luftmotoren z. B. mit zwei Räumen $A_1$ und $A_2$, in welchen die Temperaturen $T_1$ und $T_2$ nahe constant erhalten werden, kann aber der Regenerator zwischen diesen noch wirksamer eingerichtet werden, indem in ihm im Beharrungszustande bei genügender Länge drei Schichten sich herstellen, in welchen zunächst $A_1$ die Temperatur $T_1$, zunächst $A_2$ die Temperatur $T_2$ vorhanden ist, dazwischen eine Schicht mit stetigem Uebergang von $T_1$ zu $T_2$; letztere verschiebt sich dann bei jedem Ueberströmen der Luft von $A_1$ in $A_2$ oder umgekehrt im Sinne gegen $A_2$ oder umgekehrt, so dass die Luft in jeden dieser Räume stets mit derjenigen Temperatur einströmt, welche in demselben schon stattfindet. —

Wenn der wirthschaftliche Wirkungsgrad $\eta_w$ stets nur klein gefunden wird nicht nur bei Luft-, sondern auch bei Wärmemotoren von irgend einer Art, so beruht das nicht auf mangelhafter Einrichtung derselben, sondern auf einem principiellen Mangel jeder Arbeitsgewinnung aus Wärme, welche durch Verbrennung von Brennstoffen entwickelt wird, einem Mangel,

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

der auch durch die besten Wärmemotoren nicht beseitigt werden kann. Wenn analoger Weise z. B. bei einem Wassermotor von einem wirthschaftlichen Wirkungsgrade gesprochen werden sollte, so wäre darunter das Verhältniss des Nutzeffects zu demjenigen Effect zu verstehen, welcher dem in der Zeiteinheit vom betreffenden Wasserlauf abgezweigten (in den Obergraben einfliessenden) Wasserquantum und dem Gefälle einer gegebenen Flussstrecke entspricht; die Rechte Anderer auf die Ausnutzung anderer Strecken desselben Flusses könnten dabei nicht in Betracht kommen. Dieser wirthschaftliche Wirkungsgrad eines Wassermotors wäre kleiner, als der schlechtweg so genannte oder mechanische Wirkungsgrad desselben, im Wesentlichen nur infolge derjenigen Theile des Gefälles der verfügbaren Flussstrecke, welche zur Ermöglichung der strömenden Bewegung des Betriebswassers im Zufluss- und im Abflusscanal, sowie ev. zur Bewegung des etwa aufgestauten Flusswassers nöthig sind. Während hier die Wirthschaftlichkeit sich bezöge auf die möglichst vollständige Ausnutzung des einem gewissen Geldwerthe äquivalenten Arbeitsvermögens, welches der Wasserführung eines Flusses und dem Gefälle *einer bestimmten Strecke* desselben entspricht, bezieht sie sich bei Wärmemotoren auf den ganzen Wärmegehalt, bezw. auf das *ganze* äquivalente Arbeitsvermögen des aufzuwendenden Brennstoffs, wodurch dessen Preis für den Einzelnen bedingt ist wegen der mannigfachen Verwendungen auch der Verbrennungswärme *als solcher*, wobei die daraus erzielbare mechanische Arbeit gleichgültig ist. Das Arbeitsvermögen eines Brennstoffes, welches unbeschadet der Rechte Anderer vollständig ausgenutzt werden dürfte, lässt sich aber eben in der Form von mechanischer Arbeit nur sehr unvollständig verwerthen, weil jede Verbrennung der hier in Betracht kommenden Brennstoffe unter den herstellbaren Umständen nur unvollständig stattfindet und mit sonstigen Wärmeverlusten verbunden ist, und weil insbesondre $T_2$ natürlich nicht kleiner sein kann, als die Temperatur an der Erdoberfläche, $T_1$ aber aus vorwiegend praktischen Gründen erheblich kleiner sein muss, als die durch die Verbrennung höchstens erzielbare Temperatur.

Das in Brennstoffen, zumal in Steinkohlen, chemisch gebunden aufgespeicherte Arbeitsvermögen ist zwar die concentrirteste Form desselben, die wir haben, und insofern besonders werthvoll. Aber wenn es erlaubt ist, die Wirthschaftlichkeit nicht sowohl vom Standpunkte des Einzelnen, sondern von dem der ganzen Menschheit aus zu beurtheilen, so ist es zugleich diejenige Form, in welcher wir durch die Benutzung vom Capital zehren, wogegen wir z. B. durch Wasser- und Windmotoren nur Zinsen eines Capitals verbrauchen, welches uns auf unabsehbare Zeiten mit der Sonnenwärme, überhaupt mit ausserhalb der Erde liegenden Quellen gegeben ist.*

## a. Luftmotoren mit offener Feuerung.

### 1. Geschlossene Maschinen.

#### α. Allgemeine Erörterungen.

#### §. 122. Theoretische Grundlagen.

Für den Gebrauch im folgenden seien hier die theoretischen Grundlagen gemäss Bd. I mit einigen Ergänzungen zusammengestellt, und zwar in der Weise verallgemeinert, dass jetzt nicht vom Volumen $v$ der Gewichtseinheit (spec. Volumen), sondern vom ganzen Volumen $= V$ Cubikm. der jeweils in Betracht kommenden Luftmenge $= G$ Kgr. gesprochen, dass also $v = \frac{V}{G}$ gesetzt, und unter $G\,dU$ bezw. $G\,dQ$ mit der Bezeichnung $dU$ bezw. $dQ$ die Zunahme des inneren Arbeitsvermögens bezw. die von

* Wenn der Werth eines Brennstoffes nur als Arbeitswerth desselben aufgefasst wird, bedingt durch die damit durch Verbrennung und umkehrbare Zustandsänderungen höchstens erzielbare mechanische Arbeit, entsprechend dem von Zeuner so genannten „effectiven Wirkungsgrad der ganzen Anlage“ = dem Verhältniss der effectiv gewonnenen Arbeit zu jenem Arbeitswerth (nicht Arbeitsvermögen oder Energie) des dazu verwendeten Brennstoffs, so ergiebt sich dieser Wirkungsgrad natürlich grösser, als der oben so genannte wirthschaftliche Wirkungsgrad, indem damit der erwähnte principielle Mangel jeder Arbeitsgewinnung aus Verbrennungswärme im Wesentlichen eliminirt wird. Allein jener Arbeitswerth des Brennstoffs ist nicht eine allgemein, sondern nur auf Grund gewisser Voraussetzungen bestimmbare Grösse, die insbesondere von den Umständen abhängt, unter welchen die Verbrennung stattfindet. Beide Auffassungen, diejenige von Zeuner und die von ihm so genannte Redtenbacher'sche, haben je nach dem Gesichtspunkt ihre Berechtigung, und es kann nicht mit Recht die eine als schlechtweg unrichtig und veraltet infolge der Lehren der mechanischen Wärmetheorie, die andere als allein richtig bezeichnet werden. Hier ist es vorgezogen worden, Redtenbacher's Auffassung zugrunde zu legen, weil der wirthschaftliche Wirkungsgrad eine allgemein nicht nur definirbare, sondern auch zahlenmässig bestimmbare Grösse ist, die den Zeuner'schen effectiven Wirkungsgrad als Factor enthält, weil ferner der seinen Preis bestimmende Werth eines Brennstoffs nur zum Theil durch seinen Arbeitswerth bedingt, und weil schliesslich die durch den Gesammtwerth bedingte Wirthschaftlichkeit der Verwerthung für die Vortheilhaftigkeit einer betreffenden Anlage, insbesondere auch eines Wärmemotors massgebend ist, insoweit dieselbe vom Brennstoff überhaupt abhängt.

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

aussen mitgetheilte Wärme für diese ganze Luftmenge bei ihrer elementaren, als umkehrbar vorausgesetzten Zustandsänderung verstanden werden soll. Ist dann nach wie vor $p$ der Druck (Kgr. pro Quadratm.), $T$ die absolute Temperatur, so ist nach Bd. I, §. 18, Gl. (4):

$$pV = GRT \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1),$$

unter $R$ eine Constante verstanden, welche für irgend ein Gas mit der Dichtigkeit $\delta$ in Beziehung auf atmosphärische Luft von gleichem Druck und gleicher Temperatur den Werth hat:

$$R = \frac{29,27}{\delta}.$$

Sind ferner $c_p$ und $c_v$ die spec. Wärmen bezw. für constanten Druck und für constantes Volumen, und ist $A$ der Wärmewerth der Arbeitseinheit, so ist nach den Gleichungen (5), (6), (7) a. a. O.

$$dQ = \frac{1}{R}(c_p\, p\, dV + c_v\, V dp) \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

$$= G c_v dT + A p dV \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

$$= G c_p dT - A V dp \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (4).$$

Darin ist $A = \frac{1}{424}$ und für atmosphärische Luft nach Bd. I, §. 17:

$$c_p = 0,2375 \quad \text{und} \quad c_v = 0,1684,$$

während für irgend ein Gas die beiden sogenannten Hauptgleichungen zusammenfallen in der Gleichung (Bd. I, §. 19, Gl. 1):

$$c_p - c_v = AR \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (5),$$

wofür nach Bd. I, §. 19, Gl. (2) und (3) auch sehr nahe gesetzt werden kann:

$$c_p - c_v = \frac{0,0691}{\delta} = \frac{2}{m},$$

unter $m$ das Molekulargewicht (Wasserstoff = 2) verstanden; für einen beobachteten Werth von $c_p$ ergiebt sich daraus $c_v$. Nach Bd. I, §. 19, Gl. (4) und (5) ist endlich:

$$dU = G\frac{c_v}{A}dT = \frac{d(pV)}{n-1} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (6)$$

mit

$$n = \frac{c_p}{c_v} = 1,41 \text{ für atm. Luft. —}$$

Nach Bd. I, §. 14, Gl. (6) ist für jeden umkehrbaren Kreisprocess:

$$\int \frac{dQ}{T} = 0,$$

also auch bei Multiplication mit $\frac{G}{A}$ und der jetzigen Bedeutung von $dQ$:

$$\int \frac{dQ}{AT} = 0.$$

Es ist also $\frac{dQ}{AT}$ das vollständige Differential einer Function der den Wärmezustand charakterisirenden Elemente, z. B. von $p$ und $V$; wird es $= dP$ gesetzt, also

$$dP = \frac{dQ}{AT}, \text{ so ist } \Delta P = \int \frac{dQ}{AT} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots (7).$$

Indem $dQ = 0$ und $dP = 0$ sich gegenseitig bedingen, kann $P =$ Const. als Gleichung einer adiabatischen Zustandscurve gelten; und wenn in der Gleichung (7) für $\Delta P$ das Integral längs einer beliebigen Zustandscurve von einem Punkte der Adiabate $P = P_1$ bis zu einem Punkte der Adiabate $P = P_2$ genommen wird, so heisse $\Delta P$ die Zunahme des Wärmegewichts beim Uebergange von der Adiabate $P_1$ zur Adiabate $P_2$. Wäre jene Zustandscurve eine Isotherme, also $T$ constant $= T_1$, so wäre $\Delta P = \frac{Q}{AT_1}$, welche Grösse bereits in Gl. (61) dieses Bandes nach Zeuner als ein Wärmegewicht bezeichnet worden war.

Ist $a_1 a_2$ irgend eine Zustandscurve, bezogen also auf rechtwinklige Axen der $V$ und der $p$, ist ferner $\alpha_1 \alpha_2$ die Curve, deren Punkte die den Punkten von $a_1 a_2$ entsprechenden Werthe von $P$ und $T$ zu rechtwinkligen Coordinaten haben, so hat diese von Zeuner als Abbildung von $a_1 a_2$ bezeichnete Curve $\alpha_1 \alpha_2$ die Eigenschaft, dass ein elementarer Flächenstreifen derselben, der von ihr, von der $P$-Axe und von den dazu senkrechten Ordinaten der Endpunkte eines Curvenelements von $\alpha_1 \alpha_2$ begrenzt wird, also der Flächenstreifen

$$= TdP = \frac{dQ}{A} \text{ ist nach (7),}$$

und dass folglich, wenn $Q$ die bei der Zustandsänderung längs $a_1 a_2$ mitgetheilte Wärme bedeutet,

$$\frac{Q}{A} = \int TdP = \text{Fläche } \beta_1 \alpha_1 \alpha_2 \beta_2$$

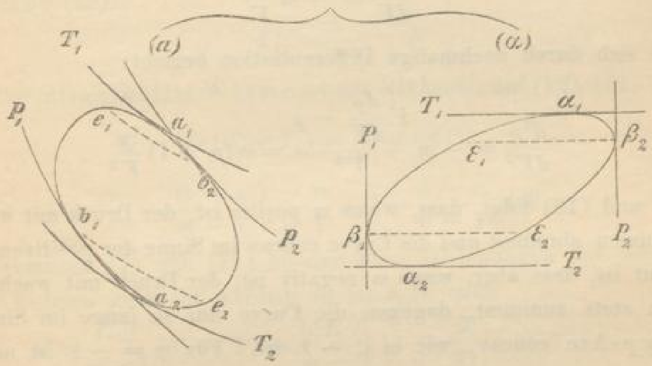
ist, unter $\beta_1$ und $\beta_2$ die Projectionen von $\alpha_1$, $\alpha_2$ auf die $P$-Axe verstanden. Ist die Abbildung $\alpha_1 \alpha_2$ einmal gezeichnet, wozu die Ausdrücke (2) — (4) von $dQ$ mit der Gleichung (1) zwischen $p$, $V$ und $T$ nebst der Beziehung (7) die Hülfsmittel darbieten, so ist diese graphische Bestimmung von $Q$ bequemer und auch sicherer, als die in Bd. I, §. 16, besprochene,

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

weil die durch $a_1$ gehende Isodyname und die durch $a_2$ gehende Adiabate sich oft unter sehr kleinem Winkel schneiden.

Nach Obigem ist natürlich die Abbildung einer Isotherme eine mit der $P$-Axe, die Abbildung einer Adiabate eine mit der $T$-Axe parallele Gerade, ferner die Abbildung einer geschlossenen Zustandscurve, einem Kreisprocess entsprechend, selbst eine geschlossene Curve.

Fig. 105.




In diesem Sinne sei in Fig. 105 die Figur $(\alpha)$ die Abbildung von $(a)$, so dass die Berührungspunkte $\alpha_1$ und $\alpha_2$ der ersteren mit den Abbildungen $T_1$, $T_2$ der einschliessenden Isothermen den Berührungspunkten $a_1$ und $a_2$ der letzteren mit $T_1$, $T_2$ entsprechen, die Berührungspunkte $\beta_1$ und $\beta_2$ der ersteren Figur mit den Abbildungen $P_1$, $P_2$ der einschliessenden Adiabaten den Berührungspunkten $b_1$ und $b_2$ der letzteren mit $P_1$, $P_2$. Auf dem Wege $b_1 a_1 b_2$ bezw. $\beta_1 \alpha_1 \beta_2$ findet Mittheilung einer gewissen Wärmemenge $Q_1$, auf dem Wege $b_2 a_2 b_1$ bezw. $\beta_2 \alpha_2 \beta_1$ findet Entziehung einer gewissen Wärmemenge $Q_2$ statt. Dabei wird $\frac{Q_1 - Q_2}{A}$, also die gewonnene Arbeit, sowohl durch die von der einen, als durch die von der anderen Curve umschlossene Fläche dargestellt, im Falle von Fig. $(\alpha)$ nur auch jede der beiden Arbeiten $\frac{Q_1}{A}$ und $\frac{Q_2}{A}$ einfach durch die leicht zeichenbare Fläche, welche zwischen $P_1$ und $P_2$, der $P$-Axe und $\beta_1 \alpha_1 \beta_2$ bezw. $\beta_2 \alpha_2 \beta_1$ liegt. Sind $\beta_1 \varepsilon_2$ und $\beta_2 \varepsilon_1$ horizontal, entsprechend den Isothermen $b_1 e_2$ und $b_2 e_1$, so kann die auf dem Wege $\beta_2 \varepsilon_2$ bezw. $b_2 e_2$ entzogene Wärme, wenn sie zeitweilig in einem sogenannten Regenerator aufgespeichert wird, zur Unterstützung der zwischen denselben Temperaturen stattfindenden Wärmemittheilung auf dem Wege $\beta_1 \varepsilon_1$ bezw. $b_1 e_1$ wieder benutzt werden. Uebrigens soll solche Regeneratorwirkung erst später bei ausgeführten Wärmemotoren näher in Betracht gezogen werden. —

Für eine polytropische Zustandscurve mit der Gleichung:

$$p\,V^m = \text{Const.} \qquad (8),$$

unter $p$ und $V$ positive Grössen und unter $m$ eine beliebige Zahl zwischen $-\infty$ und $+\infty$ verstanden, ist nach Bd. I, §. 20:

$$\frac{dp}{dV} = -m\frac{p}{V} \qquad (9),$$

während sich durch nochmalige Differentiation ergiebt:

$$\frac{d^2p}{dV^2} = -m\frac{V\dfrac{dp}{dV} - p}{V^2} = m(m+1)\frac{p}{V^2} \qquad (10).$$

Aus (9) und (10) folgt, dass, wenn $m$ positiv ist, der Druck mit wachsendem Volumen abnimmt und die Curve concav im Sinne der positiven $p$-Axe gekrümmt ist, dass aber, wenn $m$ negativ ist, der Druck mit wachsendem Volumen stets zunimmt, dagegen die Curve nur so lange im Sinne der positiven $p$-Axe concav, wie $m < -1$ ist. Für $m = -1$ ist nach (9) und (10):

$$\frac{dp}{dV} = \frac{p}{V} \text{ und } \frac{d^2p}{dV^2} = 0,$$

die Curve folglich eine durch den Ursprung der Coordinaten gehende Gerade. Liegt sie zwischen den Geraden, welche $m = -1$ und $m = 0$ entsprechen, so ist sie convex im Sinne der positiven $p$-Axe.

Für eine solche der Gleichung (8) entsprechende Zustandscurve, von welcher zwei Punkte die Coordinaten $p_1$, $V_1$ und $p$, $V$ haben, ist nach Bd. I, §. 20:

$$\frac{p}{p_1} = \left(\frac{V_1}{V}\right)^m \text{ und } \frac{T}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V}\right)^{m-1} = \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{m-1}{m}} \qquad (11)$$

und die specifische Wärme $c$ constant, nämlich:

$$c = \frac{m-n}{m-1}c_v \qquad (12).$$

Letztere ist immer positiv, ausser wenn $m$ zwischen 1 und $n$, die Curve also zwischen zwei durch denselben Punkt gehenden solchen Curven liegt, von denen die eine isothermisch, die andere adiabatisch ist.

Bei einem solchen Uebergange vom Zustande $p_1$, $V_1$, $T_1$ zum Zustande $p$, $V$, $T$ ist ferner die Expansionsarbeit mit Rücksicht auf (9):

$$E = \int_{V_1}^{V} p\,dV = pV - p_1 V_1 - \int_{V_1}^{V} V\,dp = pV - p_1 V_1 + m \int_{V_1}^{V} p\,dV$$

$$E = \frac{pV - p_1 V_1}{1 - m} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (13),$$

ferner die Zunahme an innerem Arbeitsvermögen gemäss (6):

$$\varDelta U = G\frac{c_v}{A}(T - T_1) = \frac{pV - p_1 V_1}{n - 1} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (14)$$

oder wegen (13):

$$\varDelta U = \frac{1 - m}{n - 1} E \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (15)$$

Die dabei mitgetheilte Wärme ist mit Rücksicht auf (12), (14) und (15):

$$Q = Gc(T - T_1) = \frac{c}{c_v} \varDelta(AU) \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (16)$$

$$= \frac{m - n}{m - 1} \frac{1 - m}{n - 1} AE = \frac{n - m}{n - 1} AE \quad \ldots \ldots \ldots \quad (17).$$

Vermittels (1) und (11) können diese Gleichungen auf verschiedene andere Formen gebracht werden; so ist z. B. auch

$$E = \frac{GR}{m - 1}(T_1 - T) = \frac{GRT_1}{m - 1}\left(1 - \frac{T}{T_1}\right) \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (18)$$

$$= \frac{p_1 V_1}{m - 1}\left[1 - \left(\frac{V_1}{V}\right)^{m-1}\right] = \frac{p_1 V_1}{m - 1}\left[1 - \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{m-1}{m}}\right] \quad \ldots \quad (19).$$

Ist insbesondre die Zustandscurve eine Isotherme, also

$$T = T_1 \qquad m = 1 \qquad c = \infty \qquad \varDelta U = 0,$$

so werden $E$ und $Q$ logarithmisch, nämlich nach §. 20 a. a. O.

$$E = GRT_1\, ln \frac{V}{V_1} = GRT_1\, ln \frac{p_1}{p} = \frac{Q}{A} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (20).$$

Endlich erhält man auch für die Zunahme $\varDelta P$ des Wärmegewichts beim Uebergang vom Zustande $p_1$, $V_1$, $T_1$ zum Zustande $p$, $V$, $T$ gemäss Gl. (8), weil nach (7):

$$A\,dP = \frac{dQ}{T} = Gc\frac{dT}{T}$$

ist, mit Rücksicht auf (11) und (12):

$$A\varDelta P = Gc\, ln \frac{T}{T_1} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (21)$$

$$= Gc(m - 1)\, ln \frac{V_1}{V} = Gc_v(m - n)\, ln \frac{V_1}{V} \quad \ldots \ldots \quad (22)$$

$$= Gc\frac{m - 1}{m}\, ln \frac{p}{p_1} = Gc_v \frac{m - n}{m}\, ln \frac{p}{p_1} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (23).$$

## §. 123. Kreisprocesse zwischen zwei Paaren gleichartiger polytropischer Curven.

Die Zustandscurve des Kreisprocesses der Luft bestehe (Fig. 106) aus zwei Curvenpaaren

$a_2 a_0$ und $a_1 a$ mit der Gleichung $p V^{m_1} = \text{Const.}$

$a_0 a_1$ und $a a_2$ mit der Gleichung $p V^{m_2} = \text{Const.}$

Die specifische Wärme sei im ersten Falle $= c_1$, im zweiten $= c_2$, bestimmt durch Gleichung (12) im vorigen Paragraph bezw. mit $m = m_1$ und $m = m_2$. Druck, Volumen und Temperatur, letztere hier immer als absolute Temperatur verstanden, seien in den Punkten (Zuständen) $a_2$, $a_0$, $a_1$, $a$ bezw.

$$p_2 V_2 T_2 \qquad p_0 V_0 T_0 \qquad p_1 V_1 T_1 \qquad p V T.$$

Diese Grössen stehen in folgenden Beziehungen zu einander. Indem nach (11), §. 122:

$$\frac{T_1}{T} = \left(\frac{V}{V_1}\right)^{m_1 - 1} \text{ und } \frac{T_2}{T_0} = \left(\frac{V_0}{V_2}\right)^{m_1 - 1}$$

$$\frac{T_1}{T_0} = \left(\frac{V_0}{V_1}\right)^{m_2 - 1} \text{ und } \frac{T_2}{T} = \left(\frac{V}{V_2}\right)^{m_2 - 1}$$

ist, ergiebt sich durch Multiplication der in der ersten und zweiten Reihe stehenden je zwei dieser Gleichungen:

$$\frac{T_1 T_2}{T_0 T} = \left(\frac{V_0 V}{V_1 V_2}\right)^{m_1 - 1} = \left(\frac{V_0 V}{V_1 V_2}\right)^{m_2 - 1}.$$

Letztere können wegen Verschiedenheit von $m_1$ und $m_2$ zusammenbestehen nur im Falle:

$$\frac{V_0 V}{V_1 V_2} = 1 = \frac{T_1 T_2}{T_0 T}$$

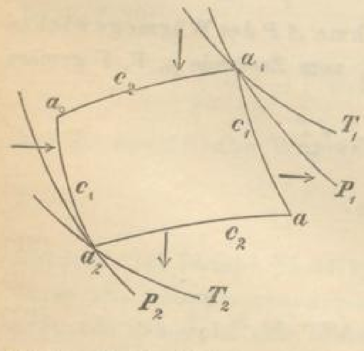
und folgt also:

$$T_1 T_2 = T_0 T \text{ und } V_1 V_2 = V_0 V \quad . . (1),$$

dann wegen (1), §. 122 auch:

$$p_1 p_2 = p_0 p \quad . . . . . . (2).$$

Fig. 106.




Die Zustandscurve liege zwischen den durch $a_1$, $a_2$ gehenden Isothermen $a_1 T_1$, $a_2 T_2$ und Adiabaten $a_1 P_1$, $a_2 P_2$, so dass $m_1$ und $m_2$ nicht positiv $> 1$ und $< n$ sein sollen. $T_1$ ist dann die grösste, $T_2$ die kleinste Temperatur, und sind nach vorigem Paragraph $c_1$ und $c_2$ positiv, findet also Mittheilung von Wärme $= Q_1$ längs $a_2 a_0 a_1$,

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

Entziehung von Wärme $= Q_2$ längs $a_1 a a_2$ statt, die eine wie die andere zwischen denselben Temperaturgrenzen, so dass im Princip $Q_2$ ganz und gar zur Mittheilung von $Q_1$ wieder benutzt werden könnte.

Die Prüfung des Kreisprocesses soll nach §. 121 mit Rücksicht auf seinen Wirkungsgrad (oder den calorischen Wirkungsgrad $\eta_c$) und auf die Raumarbeit, bezw. auf

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \text{ und } \frac{Q_1 - Q_2}{AV'}$$

geschehen, unter $V'$ das grösste Volumen der Arbeitsluft verstanden. Was den Wirkungsgrad betrifft, so ist

$$Q_1 = G\left[c_2 (T_1 - T_0) + c_1 (T_0 - T_2)\right] \quad \ldots\ldots\ldots (3)$$

$$Q_2 = G\left[c_1 (T_1 - T) + c_2 (T - T_2)\right] \quad \ldots\ldots\ldots (4),$$

also

$$Q_1 - Q_2 = G (c_2 - c_1) (T_1 - T_0 + T_2 - T) \quad \ldots\ldots (5)$$

oder, weil mit $T = \frac{T_1 T_2}{T_0}$ nach (1):

$$T_1 - T_0 + T_2 - T = \frac{(T_1 - T_0)(T_0 - T_2)}{T_0} \quad \ldots\ldots (6)$$

ist, auch

$$Q_1 - Q_2 = G (c_2 - c_1) \frac{(T_1 - T_0)(T_0 - T_2)}{T_0} \quad \ldots\ldots (7).$$

In (6) und (7) kann auch $T_0$ mit $T$ vertauscht werden, weil dasselbe in (1) und in $T_1 - T_0 + T_2 - T$ geschehen kann. Aus (7) und (3) folgt endlich:

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{\frac{c_2 - c_1}{T_0}}{\frac{c_2}{T_0 - T_2} - \frac{c_1}{T_0 - T_1}} \quad \ldots\ldots\ldots (8).$$

Wenn die Curven $a_0 a_1$ und $a a_2$ bezw. in den Isothermen $a_1 T_1$ und $a_2 T_2$ liegen, also $c_2 = \infty$ ist, so erscheint die rechte Seite von Gl. (8) in unbestimmter Form, entsprechend dem Umstande, dass dann $Q_1$ und $Q_2$ theilweise anders geartete Functionen sind. Gemäss §. 122, Gl. (20) ist dann nämlich

$$Q_1 = G\left[c_1 (T_0 - T_2) + ART_1 \ln \frac{p_0}{p_1}\right]$$

$$Q_2 = G\left[c_1 (T_1 - T) + ART_2 \ln \frac{p_2}{p}\right]$$

oder weil in diesem Falle

$$T_0 = T_1 \text{ und } T = T_2$$

sowie nach (2) und §. 122, Gl. (11):

$$\frac{p_0}{p_1} = \frac{p_2}{p} = \frac{p_0}{p}\,\frac{p_2}{p_0} = \frac{p_0}{p}\left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{m_1}{m_1-1}}$$

ist, wobei $p_0$ und $p$ hier im Falle $m_1 > n$ und $< 0$ die Grenzwerthe des Drucks sind,

$$Q_1 = G\left[c_1(T_1 - T_2) + ART_1\, ln\frac{p_0}{p}\left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{m_1}{m_1-1}}\right] \quad \ldots\ldots (9)$$

$$Q_2 = G\left[c_1(T_1 - T_2) + ART_2\, ln\frac{p_0}{p}\left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{m_1}{m_1-1}}\right] \quad \ldots\ldots (10).$$

Daraus folgt:

$$Q_1 - Q_2 = GAR(T_1 - T_2)\, ln\frac{p_0}{p}\left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{m_1}{m_1-1}} \quad \ldots\ldots (11),$$

hieraus und aus (9) der Wirkungsgrad des Kreisprocesses.

Die Raumarbeit ist, wenn entsprechend

$$V' = \frac{GRT'}{p'}$$

$T'$ und $p'$ die dem grössten Volumen $V'$ der Arbeitsluft entsprechenden Werthe von Temperatur und Druck bedeuten, nach Gl. (7):

$$\frac{Q_1 - Q_2}{AV'} = \frac{c_2 - c_1}{AR}\,\frac{p'}{T'}\,\frac{(T_1 - T_0)(T_0 - T_2)}{T_0} \quad \ldots\ldots (12)$$

und, wenn dieser Ausdruck im Falle $c_2 = \infty$, $T_0 = T_1$ in unbestimmter Form erscheint, gemäss Gl. (11):

$$\frac{Q_1 - Q_2}{AV'} = \frac{p'}{T'}(T_1 - T_2)\, ln\frac{p_0}{p}\left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{m_1}{m_1-1}} \quad \ldots\ldots (13).$$

Im Folgenden sei gesetzt:

$$\lambda = \frac{T_1}{T_2} \text{ und } \mu = \frac{P_1}{P_2},$$

unter $P_1$ den grössten, $P_2$ den kleinsten Druck verstanden, und zwar höchstens etwa

$$\lambda = 2, \text{ z. B. } T_2 = 300 - 350,\ T_1 = 600 - 700$$
$$\mu = 5, \text{ z. B. } P_2 = 1 \text{ Atm.}, \quad P_1 = 5 \text{ Atm.}$$

Dabei ist es aber nicht immer der Fall, dass diese Grenzwerthe von $\lambda$ und $\mu$ gleichzeitig stattfinden können.

Befinden sich z. B. die zwei Paare polytropischer Curven in den Grenzlagen, in welchen das eine Paar adiabatisch, das andere isothermisch ist, entsprechend dem Carnot'schen Processe mit

$$m_1 = n, \ m_2 = 1 \text{ und } c_1 = 0, \ c_2 = \infty,$$

so ist nach (9) und (11):

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = \frac{\lambda - 1}{\lambda} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (14),$$

also $\eta_c = 1$ (§. 121, Gl. 2) so gross wie möglich. Aber dieser grosse Wirkungsgrad müsste durch sehr kleine Raumarbeit erkauft werden. Nach Gl. (13) ist nämlich wegen

$$T' = T = T_2, \ p' = p = P_2 = \frac{P_1}{\mu}$$

$$\frac{T_1}{T_2} = \lambda \text{ und } \frac{p_0}{p} = \frac{P_1}{P_2} = \mu$$

$$\frac{Q_1 - Q_2}{AV'} = P_1 \frac{\lambda - 1}{\mu} \, ln \frac{\mu}{\lambda^{\frac{n}{n-1}}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (15),$$

und damit dieser Ausdruck positiv sei, muss vor Allem

$$\mu > \lambda^{\frac{n}{n-1}}, \text{ also } \mu > 10{,}845 \text{ für } \lambda = 2$$

sein mit $n = 1{,}41$; oder wenn $\mu$ höchstens $= 5$ sein soll,

$$lg\lambda < \frac{n-1}{n} lg\mu, \text{ also } \lambda < 1{,}597 \text{ für } \mu = 5.$$

Die hiermit positive Raumarbeit wäre aber vielleicht nur verschwindend klein: damit sie bei gegebenen Werthen von $P_1$ und $\mu$ ($P_1$ und $P_2$) möglichst gross sei, nach (15) also

$$(\lambda - 1)\left(ln\mu - \frac{n}{n-1} ln\lambda\right) = max$$

$$(\lambda - 1)\left(-\frac{n}{n-1}\frac{1}{\lambda}\right) + ln\mu - \frac{n}{n-1} ln\lambda = 0,$$

müsste $\lambda$ gemäss der Gleichung

$$\frac{n}{n-1}\left(ln\lambda + \frac{\lambda - 1}{\lambda}\right) = ln\mu$$

bestimmt werden, wodurch gefunden wird:

$$\lambda = 1{,}282 \text{ für } \mu = 5,$$

nach (14) und (15) folglich:

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 0{,}22 \text{ und } \frac{Q_1 - Q_2}{AV'} = 0{,}0426 \ P_1 \quad \ldots\ldots (16),$$

worin $P_1$ in Kgr. für 1 Quadratmtr. auszudrücken ist, um die Raumarbeit in Meterkgr. für 1 Cubikmtr. zu erhalten.

Wäre die Zustandscurve des Kreisprocesses ein Rechteck mit verticalen und horizontalen Seiten (die $V$-Axe hier immer horizontal gedacht), entsprechend

$$m_1 = \infty, \quad m_2 = 0 \quad \text{und} \quad c_1 = c_v, \quad c_2 = c_p,$$

so wäre, weil bei constantem Volumen die absolute Temperatur der Pressung proportional ist, $T_0 = \mu T_2$ und nach Gl. (8):

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{\dfrac{c_p - c_v}{\mu T_2}}{\dfrac{c_p}{(\mu - 1) T_2} - \dfrac{c_v}{\mu T_2 - T_1}}$$

$$= \frac{1}{\mu} \frac{c_p - c_v}{\dfrac{c_p}{\mu - 1} - \dfrac{c_v}{\mu - \lambda}} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots (17)$$

und nach (12) wegen

$$\frac{p'}{T'} = \frac{p_1}{T_1} = \frac{P_1}{T_1}$$

und mit Rücksicht auf Gl. (5), §. 122:

$$\frac{Q_1 - Q_2}{AV'} = \frac{c_p - c_v}{AR} \frac{P_1}{T_1} \frac{(T_1 - \mu T_2)(\mu - 1) T_2}{\mu T_2}$$

$$= P_1 \left(\frac{1}{\mu} - \frac{1}{\lambda}\right)(\mu - 1) \quad \ldots \ldots \ldots \ldots (18).$$

Damit diese Raumarbeit positiv sei, muss $\mu < \lambda$, damit sie aber auch bei gegebenen Werthen von $P_1$ und $\lambda$ möglichst gross sei, also

$$1 - \frac{\mu}{\lambda} - \frac{1}{\mu} + \frac{1}{\lambda} = max, \quad -\frac{1}{\lambda} + \frac{1}{\mu^2} = 0,$$

wäre $\mu = \sqrt{\lambda}$ zu machen. Damit und mit $\lambda = 2$ würde aus (17) und (18):

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 0{,}0568 \quad \text{und} \quad \frac{Q_1 - Q_2}{AV'} = 0{,}0858\, P_1 \quad \ldots \ldots (19)$$

gefunden. Bei gegebener grösster Pressung $P_1$ wäre also im Vergleich mit dem Carnot'schen Process hier die erzielbare Raumarbeit zwar das Doppelte, dagegen der Wirkungsgrad nur wenig mehr, als ein Viertel.

Beide hier beispielsweise betrachtete Kreisprocesse erscheinen als unvortheilhaft; in den folgenden Paragraphen sollen solche besprochen werden, bei welchen das eine der beiden Paare von Zustandscurven adiabatisch oder isothermisch ist, wobei, was das andere Paar betrifft, besonders verticale und horizontale Gerade in Betracht kommen werden.

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

### §. 124. Kreisprocesse zwischen zwei Adiabaten und einem anderen Paar gleichartiger polytropischer Curven.

Entsprechend dieser Voraussetzung sei in Fig. 106:

$$m_1 = n \text{ und } c_1 = 0;$$

dann ist nach Gl. (8) im vorigen Paragraph:

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_0} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots (1),$$

der Wirkungsgrad eines solchen Kreisprocesses also um so grösser bei gegebenen Temperaturen $T_1$ und $T_2$, je grösser $T_0$.

Wenn ferner hier $m_2$ mit $m$, $c_2$ mit $c$ bezeichnet wird, so sei

$$-\infty < m < 0, \text{ also } c_v < c < c_p.$$

Es ist dann

$$V' = V \text{ und } P_1 = p_1, \quad P_2 = p_2 \quad \ldots \ldots \ldots (2),$$

nach Gl. (12) im vorigen Paragraph folglich

$$\frac{Q_1 - Q_2}{A V'} = \frac{c}{AR} \frac{p}{T} \frac{(T_1 - T_0)(T_0 - T_2)}{T_0}$$

oder wegen

$$\frac{p}{T} = \frac{T_0}{T_1 T_2} p_1 \left(\frac{T}{T_1}\right)^{\frac{n}{n-1}} = \frac{T_0}{T_1 T_2} P_1 \left(\frac{T_2}{T_0}\right)^{\frac{n}{n-1}} = \frac{P_1}{T_1} \left(\frac{T_2}{T_0}\right)^{\frac{1}{n-1}}$$

$$\frac{Q_1 - Q_2}{A V'} = \frac{c}{AR} P_1 \frac{T_2^{\frac{1}{n-1}}}{T_1} \frac{(T_1 - T_0)(T_0 - T_2)}{T_0^{\frac{n}{n-1}}} \quad \ldots \ldots (3).$$

Auch ist

$$\mu = \frac{p_1}{p_2} = \frac{p_1}{p_0} \frac{p_0}{p_2} = \left(\frac{T_1}{T_0}\right)^{\frac{m}{m-1}} \left(\frac{T_0}{T_2}\right)^{\frac{n}{n-1}} \quad \ldots \ldots \ldots (4).$$

Bei gegebenen Werthen von $T_1$, $T_2$ und $P_1$ ist also der Wirkungsgrad dieses Kreisprocesses durch $T_0$ bedingt, während die Raumarbeit und $\mu$ (somit $P_2$) ausserdem von $m$ abhängen, indem auch $c$ nach §. 122, Gl. (12) durch $m$ bestimmt ist.

Um $T_0$ so zu bestimmen, dass die Raumarbeit, insoweit sie von $T_0$ abhängt, möglichst gross sei, ist nach (3)

$$\frac{(T_1 - T_0)(T_0 - T_2)}{T_0^{\frac{n}{n-1}}} = max$$

zu machen, also mit $\frac{n}{n-1} = x$:

$$-T_0^{2-x} + (T_1 + T_2)\, T_0^{1-x} - T_1 T_2 T_0^{-x} = max$$

$$-(2-x)\, T_0^{1-x} + (1-x)(T_1 + T_2)\, T_0^{-x} + x\, T_1 T_2 T_0^{-1-x} = 0$$

oder, wenn mit $-(2-x)$ dividirt, mit $T_0^{1+x}$ multiplicirt wird,

$$T_0^2 - \frac{1-x}{2-x}(T_1 + T_2)\, T_0 - \frac{x}{2-x} T_1 T_2 = 0$$

oder endlich wegen

$$\frac{1-x}{2-x} = \frac{-1}{n-2} \quad \text{und} \quad \frac{x}{2-x} = \frac{n}{n-2}:$$

$$T_0^2 - \frac{T_1 + T_2}{2-n} T_0 + \frac{n}{2-n} T_1 T_2 = 0.$$

Dieser Gleichung entspricht:

$$T_0 = \frac{1}{2-n}\left(\frac{T_1 + T_2}{2} - \sqrt{\left(\frac{T_1 + T_2}{2}\right)^2 - n(2-n)\, T_1 T_2}\right) \quad . \; . \; (5);$$

das positive Vorzeichen der Wurzel ist ausgeschlossen, weil mit $T_1 = \lambda\, T_2$ und $n = 1{,}41$

$$\frac{T_1 + T_2}{2(2-n)} = \frac{1 + \frac{1}{\lambda}}{1{,}18} T_1 > T_1$$

und $T_0 < T_1$ ist.

Aus (5) folgt mit $n = 1{,}41$ und $T_1 = 2\, T_2$:

$$T_0 = 1{,}2447\, T_2; \qquad T = \frac{T_1 T_2}{T_0} = 1{,}6068\, T_2.$$

Der Ueberschuss der Lufttemperatur, mit welcher die Wärmeentziehung beginnt, über diejenige, mit welcher die Wärmemittheilung anfängt, ist

$$T - T_0 = 0{,}3621\, T_2 = 108{,}6 \quad \text{bei} \quad T_2 = 300,$$

und dieser Temperatur entsprechend wäre eine Regeneratorwirkung möglich. Die Einsetzung obigen Verhältnisses von $T_0$ zu $T_2$ in Gl. (1) giebt den Wirkungsgrad des Kreisprocesses:

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 0{,}1966$$

und die Einsetzung in (3) zusammen mit $\lambda = 2$, $n = 1{,}41$ und

$$A R = c_p - c_v = 0{,}2375 - 0{,}1684 = 0{,}0691$$

giebt die Raumarbeit:

$$\frac{Q_1 - Q_2}{A V} = 0{,}6300\, c\, P_1.$$

Letztere ist innerhalb der hier vorausgesetzten Grenzen von $m$ proportional $c$, am grössten für $c = c_p$. Beispielsweise gelten für $\lambda = 2$ und folgende Werthe von $m$ die darunter stehenden Werthe von $c$ (§. 122, Gl. 12), der Raumarbeit im Verhältniss zu $P_1$ und von $\mu$ nach Gl. (4):

$$\begin{array}{rccc} m = & -\infty & -1 & 0 \\ c = & 0{,}1684 & 0{,}2029 & 0{,}2375 \\ \frac{Q_1 - Q_2}{A\,V'}\,\frac{1}{P_1} = & 0{,}1061 & 0{,}1278 & 0{,}1496 \\ \mu = & 3{,}411 & 2{,}691 & 2{,}123 \end{array}$$

Die Vergleichung mit den im vorigen Paragraph besprochenen Grenzfällen lässt die relative Vortheilhaftigkeit dieses Kreisprocesses mit $m = 0$ erkennen. Man könnte sie vielleicht noch etwas erhöhen, indem $m$ etwas $> 0$ gemacht würde, jedenfalls aber nur wenig;* ungefähr kann man sagen, dass von den Kreisprocessen zwischen zwei Adiabaten derjenige am geeignetsten ist, welcher ausserdem zwischen zwei horizontalen Geraden stattfindet, entsprechend der Mittheilung von Wärme bei constantem grössten Druck und der Entziehung von Wärme bei constantem kleinsten Druck. Mit $\lambda = 2$ und $\mu = 2{,}123$ ist dann:

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 0{,}1966 \quad \text{und} \quad \frac{Q_1 - Q_2}{A\,V'} = 0{,}1496\,P_1 \quad \ldots\ldots (6),$$

dabei $T - T_0 = 0{,}362\,T_2 = 0{,}362\,(T_1 - T_2)$ die Temperatur, gemäss welcher eine Aufspeicherung von Wärme im Princip stattfinden könnte.

## §. 125. Kreisprocesse zwischen zwei Isothermen und einem anderen Paar gleichartiger polytropischer Curven.

In Fig. 106 seien jetzt $a\,a_2$ und $a_0\,a_1$ Isothermen, entsprechend

$$m_2 = 1 \quad \text{und} \quad c_2 = \infty.$$

Für die andern zwei Curven sei $m_1$ mit $m$, $c_1$ mit $c$ bezeichnet, und es sei

$$-\infty < m < 0, \quad c_v < c < c_p.$$

In diesen Fällen ist

$$V' = V_1 \quad \text{und} \quad P_1 = p_0, \quad P_2 = p \quad \ldots\ldots\ldots (1),$$

* J. Engel findet z. B. in dem Aufsatze, welcher in der Anmerkung zu §. 121 angeführt wurde, die Raumarbeit am grössten (jedoch nur sehr wenig grösser, als für $m = 0$) für $m = 0{,}16$ bei Voraussetzung von $T_2 = 303$ und $T_1 = 473$.

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

so dass sich der Wirkungsgrad des Processes aus §. 123, Gl. (9) und (11) mit $T_1 = \lambda T_2$ und $P_1 = \mu P_2$ ergiebt:

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{(\lambda - 1)\, ln \dfrac{\mu}{\lambda^{\frac{m}{m-1}}}}{\dfrac{c}{AR}(\lambda - 1) + \lambda\, ln \dfrac{\mu}{\lambda^{\frac{m}{m-1}}}} \quad \ldots\ldots\ldots (2)$$

und die Raumarbeit aus §. 123, Gl. (13):

$$\frac{Q_1 - Q_2}{AV'} = p_1 \frac{\lambda - 1}{\lambda}\, ln \frac{\mu}{\lambda^{\frac{m}{m-1}}} = P_1 \frac{\lambda - 1}{\lambda} \frac{\lambda^{\frac{m}{m-1}}}{\mu}\, ln \frac{\mu}{\lambda^{\frac{m}{m-1}}} \quad \ldots (3)$$

wegen

$$p_1 = p \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\frac{m}{m-1}} = P_1 \frac{\lambda^{\frac{m}{m-1}}}{\mu} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (4).$$

Setzt man

$$\frac{\mu}{\lambda^{\frac{m}{m-1}}} = x \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (5),$$

so muss wenigstens $x > 1$ sein, was innerhalb der vorausgesetzten Grenzen vom $m$ mit $\mu > \lambda$ der Fall ist. Damit aber bei gegebenen Werthen von $\lambda$ und $P_1$ die Raumarbeit möglichst gross sei, ist

$$\frac{lnx}{x} = max, \quad \text{also } x \frac{1}{x} - lnx = 0,$$

$$lnx = 1, \quad x = e = 2{,}718 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (6)$$

zu machen, somit das den isothermischen Zustandsänderungen entsprechende Compressions- und Expansionsverhältniss:

$$\frac{p_2}{p} = \frac{p_0}{p_1} \text{ nach §. 123, Gl. (2)}$$

$$= \frac{P_1}{p_1} \text{ nach (1)}$$

$$= x = e \text{ nach (4) — (6).}$$

Die grösste Raumarbeit ist dann aber unabhängig von der Art der nicht isothermischen Zustandsänderungen innerhalb der vorausgesetzten Grenzen von $m$, nämlich nach (3):

$$\frac{Q_1 - Q_2}{AV'} = \frac{\lambda - 1}{\lambda e} P_1 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (7),$$

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

während der entsprechende Wirkungsgrad nach (2) wird:

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{1}{\frac{c}{AR} + \frac{\lambda}{\lambda - 1}} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \; (8).$$

Die Gleichung $x = e$, aus welcher wegen (5)

$$\lambda^{\frac{m}{m-1}} = \frac{\mu}{e}, \quad \text{also} \quad \frac{m}{m-1} = \frac{ln\mu - 1}{ln\lambda} \quad \ldots \ldots \ldots \; (9)$$

folgt, entspricht übrigens, wenn ausser $\lambda$ auch $\mu$ (ausser $P_1$ auch $P_2$) gegeben ist, bestimmten Werthen von $m$, $c$ und $\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}$. Wäre etwa $\lambda = 2$, $\mu = 5$, so folgte aus (9):

$$m = \frac{ln\mu - 1}{ln\mu - 1 - ln\lambda} = -7{,}28$$

$$c = \frac{m - n}{m - 1} c_v = 1{,}0495\, c_v \text{ (§. 122, Gl. 12)}$$

$$\frac{c}{AR} = \frac{c}{c_p - c_v} = \frac{1{,}0495}{n - 1} = 2{,}56 \text{ (§. 122, Gl. 5)}.$$

Der Wirkungsgrad wäre also nach (8):

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{1}{2{,}56 + \frac{\lambda}{\lambda - 1}} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \; (10).$$

Entsprechend $\lambda = 2$, $\mu = 5$, $m = -7{,}28$ und bei isothermischem Expansions- und Compressionsverhältniss $= e$ folgt endlich aus (10) und (7):

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 0{,}2193 \quad \text{und} \quad \frac{Q_1 - Q_2}{AV'} = 0{,}184\, P_1 \quad \ldots \ldots \; (11).$$

Wie die Vergleichung mit Gl. (6) im vorigen Paragraph erkennen lässt, *ist ein Kreisprocess zwischen zwei Isothermen noch vortheilhafter einzurichten, als zwischen zwei Adiabaten.* —

Bei unverändertem Werthe von $x = e$, somit auch der Raumarbeit gemäss (7) oder (11) bei ausserdem unveränderten Werthen von $\lambda$ und $P_1$, könnte übrigens der Wirkungsgrad gemäss (8) noch etwas vergrössert werden durch Verkleinerung von $c$ bis $c_v$, entsprechend $m = -\infty$ oder *verticalen Geraden* $a_2 a_0$ und $a_1 a$ als nicht isothermischen Zustandscurven. Mit $\lambda = 2$ wäre dann

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{1}{\frac{1}{n-1} + 2} = 0{,}2253 \quad \ldots \ldots \ldots \; (12);$$

nach (5) wäre dann aber auch $\mu = \lambda e = 2e$, also der kleinste Druck $P_2$ etwas kleiner, als der Atmosphärendruck zu machen, wenn der grösste nicht mehr, als 5 Atm. betragen soll.

Wären unter sonst gleichen Umständen $a_2 a_0$ und $a_1 a$ horizontale Gerade, entsprechend $m = 0$, $c = c_p$, so wäre

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{1}{\frac{n}{n-1} + 2} = 0{,}1839 \quad \ldots \ldots \ldots \quad (13)$$

bei unveränderter Raumarbeit, nach (5) dabei $\mu = e$. Die Druckschwankung würde dadurch gegenüber dem vorigen Falle auf die Hälfte reducirt, der Wirkungsgrad aber verkleinert, und selbst noch etwas kleiner, als gemäss (6) im vorigen Paragraph bei horizontalen geraden Zustandscurven zwischen Adiabaten. —

Hierbei ist, wie bisher bei Kreisprocessen in einem einzigen Raume, die Wirksamkeit eines in solchem Falle praktisch unausführbaren Regenerators nicht weiter berücksichtigt worden. In der That könnte diese Wirksamkeit (bei entsprechender Aenderung der im Folgenden zu besprechenden praktischen Ausführung) gerade bei Kreisprocessen von der hier in Rede stehenden Art, welche Indicatordiagrammen mit zwei Isothermen entsprechen, besonders gross sein, eine erhebliche Vergrösserung des Wirkungsgrades zur Folge haben. Gemäss den Gleichungen (9) und (10) im §. 123 sind nämlich die Wärmemengen, welche bei den nicht isothermischen Zustandsänderungen längs $a_2 a_0$ und $a_1 a$ (Fig. 106) bezw. mitgetheilt und entzogen werden, gleich gross

$$= G c_1 (T_1 - T_2),$$

und indem sie auch zwischen denselben Temperaturgrenzen mitzutheilen bezw. zu entziehen sind, könnte im Princip die eine wiederholt aufgespeichert werden, um dann jedesmal die andere gerade zu ersetzen. Wäre das mit Hülfe eines Regenerators vollkommen ausführbar, so würde die von aussen jeweils neu mitgetheilte Wärme nur längs $a_0 a_1$ (Fig. 106) mitgetheilt, die nach aussen abgeführte Wärme nur längs $a a_2$ abgeführt. In obiger Gleichung (8) würde dann das Glied mit $c$ (bezw. $c_1$) wegfallen, und der Wirkungsgrad

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{\lambda - 1}{\lambda} = 0{,}5 \text{ für } \lambda = 2$$

sein, entsprechend einem möglichst grossen calorischen Wirkungsgrad $\eta_c = 1$. —

Sind $B_0$ mit der Pressung $b_0$ und $B_1$ mit der Pressung $b_1$ irgend zwei solche Punkte bezw. der polytropischen Curven $a_2 a_0$ und $a a_1$, welche auf einer Isotherme $B_0 B_1$ liegen, so ist nach §. 122, Gl. (23) die Zunahme des Wärmegewichts beim Uebergang von $B_0$ nach $B_1$, entsprechend $m = 1$:

$$\varDelta P = G \frac{c_v}{A}(1-n)\, ln \frac{b_1}{b_0} = G \frac{c_p - c_v}{A}\, ln \frac{b_0}{b_1}$$

$$= G R\, ln \frac{b_0}{b_1} = G R\, ln \frac{p_0}{p_1}$$

mit Rücksicht auf §. 122, Gl. (5), und wegen $b_0 p_1 = b_1 p_0$ nach §. 123, Gl. (2). Die Abbildungen (Fig. 105, §. 122) aller solcher Isothermenstrecken $B_0 B_1$ sind also gleich lange horizontale Strecken, oder die Abbildungen der polytropischen Curven $a_2 a_0$ und $a a_1$ sind horizontal äquidistant, so dass sie durch Verschiebung im Sinne der $P$-Axe von Fig. 105 ($\alpha$) zur Deckung gebracht werden können.

Damit übrigens die Abbildungen von zwei Curven horizontal äquidistant seien, muss nur das Verhältniss der Pressungen $b_0$, $b_1$ von zwei Punkten $B_0$, $B_1$ derselben, die in einer Isotherme liegen, constant sein, ohne dass die Curven polytropisch zu sein brauchen. Denn es ist beim Uebergange von $B_0$ zu $B_1$ nach §. 122, Gl. (7):

$$\varDelta P = \int \frac{dQ}{AT}$$

und folglich nach (4) und (1) daselbst mit $dT = 0$:

$$\varDelta P = -\int \frac{V\,dp}{T} = -G R \int \frac{dp}{p}$$

$$= -G R\, ln \frac{b_1}{b_0} = G R\, ln \frac{b_0}{b_1} = \text{Const.},$$

wenn $\frac{b_0}{b_1}$ constant ist. Hiernach kann, wenn eine jener Curven gegeben ist, die andre leicht gefunden werden.

## §. 126. Zustände eines Gases in zwei communicirenden veränderlichen Räumen bei Mittheilung von Wärme an dieselben.

Die Zustandsänderung der Arbeitsflüssigkeit eines Wärmemotors findet nicht, wie bisher vorausgesetzt wurde, in demselben Raume statt, sondern in verschiedenen und zwar im Allgemeinen veränderlichen Räumen, in deren jedem die Zustandsänderung als umkehrbar gelten kann, und welche, während sie einzeln geheizt oder gekühlt oder weder geheizt noch gekühlt sind, so durch in der Regel enge Verbindungswege zusammenhängen, dass die augenblicklichen Pressungen in ihnen zwar als gleich anzunehmen sind, die Temperaturen jedoch wesentlich verschieden sein können. Den Untersuchungen über das Verhalten der Arbeitsluft in ausgeführten Wärmemotoren liegen deshalb unter anderem die Beziehungen zugrunde, die zwischen den Elementen und ihren gleichzeitigen Aenderungen stattfinden, welche die Wärmezustände in zwei solchen communicirenden Räumen charakterisiren, und zwischen den Wärmemengen, die diesen gleichzeitig mitgetheilt werden.*

Die beiden Räume seien mit $A$ und $B$ bezeichnet; die Gewichte, Volumina und absoluten Temperaturen der gleichzeitig in ihnen befindlichen Luftmengen seien

$$\begin{array}{cccc} G_x & V_x & T_x & \text{in } A \\ G_y & V_y & T_y & \text{in } B \end{array}$$

bei demselben Drucke $= p$. Mit den Bezeichnungen

$$G = G_x + G_y \quad \text{und} \quad V = V_x + V_y \ldots\ldots\ldots (1),$$

wobei $G$ constant ist, sei durch die Gleichung (Zustandsgleichung):

$$p V = R G T \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (2)$$

$T$ als die augenblicklich mittlere Temperatur in $A$ und $B$ zusammen definirt. Indem dann gemäss der Zustandsgleichung auch

$$p V_x = R G_x T_x \quad \text{und} \quad p V_y = R G_y T_y \ldots\ldots\ldots (3)$$

ist, folgt aus (3), (1) und (2):

$$G_x T_x + G_y T_y = \frac{p V}{R} = G T \ldots\ldots\ldots\ldots (4)$$

$$\frac{V_x}{T_x} + \frac{V_y}{T_y} = \frac{R G}{p} = \frac{V}{T} \ldots\ldots\ldots\ldots (5).$$

Es sei nun $B$ derjenige von beiden Räumen, in welchen während eines Zeitelements eine Luftmenge $= dG_y$ Kgr. aus dem andern Raume $A$ zuströmt; unterdessen werde $A$ die Wärme $dQ_x$, $B$ die Wärme $dQ_y$ (algebraisch verstanden) mitgetheilt. Erstere kann ebenso, als ob $A$ hierbei abgesperrt wäre, berechnet, also nach §. 122, Gl. (4) gesetzt werden:

$$dQ_x = G_x c_p dT_x - A V_x dp \ldots\ldots\ldots\ldots (6);$$

denn wenn auch thatsächlich eine unendlich kleine Luftmenge ausströmt, und infolge dessen die Zustandsänderung etwas anders ist, als bei abgesperrtem Raume, so hat das doch nur eine verschwindende, weil verhältnissmässig unendlich kleine Aenderung des selbst unendlich kleinen $dQ_x$ zur Folge. Mit Rücksicht auf (3) und auf §. 122, Gl. (5) folgt aus (6):

* Diese Aufgabe wurde von Zeuner zuerst im „Civilingenieur", 1883, Bd. 29, S. 557 behandelt unter der Ueberschrift: „Ueber die Wirkung des Verdrängers bei Heiss- und Kaltluftmaschinen".

$$dQ_x = Ap\,V_x\left(\frac{c_p}{AR}\,\frac{d\,T_x}{T_x} - \frac{dp}{p}\right)$$
$$= Ap\,V_x\left(\frac{n}{n-1}\,\frac{d\,T_x}{T_x} - \frac{dp}{p}\right) \;\ldots\ldots\ldots\ldots (7).$$

Für $dQ_y$ gilt nun aber nicht nur der Ausdruck, welcher aus dieser letzten Gleichung durch Vertauschung von $x$ mit $y$ hervorgeht, sondern es ist ihm ausserdem der Ausdruck der Wärme hinzuzufügen, die dem Uebergang der in $B$ einströmenden Luftmenge $dG_y$ von der Temperatur $T_x$ zu $T_y$ bei dem Drucke $p$ entspricht, und ist also:

$$dQ_y = Ap\,V_y\left(\frac{n}{n-1}\,\frac{d\,T_y}{T_y} - \frac{dp}{p}\right) + c_p\,(T_y - T_x)\,dG_y \;\ldots (8);$$

der zweite Summand dieses Ausdrucks ist nämlich von derselben Grössenordnung wie der erste, weil die in $B$ stattfindende Zustandsänderung der zwar unendlich kleinen Luftmenge $dG_y$ doch von verhältnissmässig endlicher Grösse sein kann.

Wenn für $dQ_x$ der erste Ausdruck (6), und für das erste Glied von $dQ_y$ der entsprechende Ausdruck gesetzt wird, so ergiebt sich mit $V = V_x + V_y$ die beiden Räumen zusammen in einem Zeitelement mitgetheilte Wärme $dQ = dQ_x + dQ_y$:

$$dQ = c_p\,(G_x\,d\,T_x + G_y\,d\,T_y) - A\,V\,dp + c_p\,(T_y - T_x)\,dG_y$$

oder, weil wegen $dG_y = -\,dG_x$ und mit Rücksicht auf (4)

$$c_p\,(T_y - T_x)\,dG_y = c_p\,(T_x\,dG_x + T_y\,dG_y)$$
$$= c_p\,(G\,d\,T - G_x\,d\,T_x - G_y\,d\,T_y)$$

ist, auch:
$$dQ = G\,c_p\,d\,T - A\,V\,dp \;\ldots\ldots\ldots\ldots (9).$$

Die Vergleichung mit der übereinstimmenden Gleichung (4), §. 122, lässt erkennen, dass diese ganze Wärmemenge $dQ$ ebenso gross ist, als ob die Luft in $A$ und $B$ zusammen ausser dem gleichen Drucke $p$ stets auch dieselbe Temperatur = der mittleren Temperatur $T$ hätte. Ausgedrückt durch $p$ und $V$ kann gemäss (2) und (5) daselbst auch geschrieben werden:

$$dQ = \frac{1}{R}\,(c_p\,p\,d\,V + c_v\,V\,dp)$$
$$= \frac{A}{n-1}\,(np\,d\,V + V\,dp) \;\ldots\ldots\ldots\ldots (10).$$

Damit übrigens, wie hier vorausgesetzt wurde, $A$ der Abfluss-, $B$ der Zuflussraum sei, muss mit Rücksicht auf (3) natürlich sein:

$$d\,\frac{G_y}{G_x} = d\left(\frac{V_y}{V_x}\,\frac{T_x}{T_y}\right) > 0 \;\ldots\ldots\ldots\ldots (11).$$

β. Ausgeführte Maschinen.

## §. 127. Kreisprocess in vier Räumen.

Einem solchen Kreisprocesse der Arbeitsluft entsprach die Maschine, welche ursprünglich schon im Jahre 1833 von Ericsson vorgeschlagen wurde. Wenn sie auch praktische Verwendung weder bisher gefunden hat, noch in der Folge verspricht, seitdem an eine Concurrenz des Luftmotors (ausgenommen etwa des Gasmotors) mit der Dampfmaschine im Grossen vorläufig nicht mehr gedacht wird, ihre Anwendung vielmehr im Wesentlichen auf das Kleingewerbe beschränkt worden ist, wobei thunlichste Einfachheit und Gedrängtheit als ein Haupterforderniss erscheint, mag sie doch hier zuerst besprochen werden, weil die Zerlegung des Kreisprocesses in vier verschiedene Vorgänge bei ihr am deutlichsten, nämlich auch äusserlich hervortritt. Dieser Kreisprocess ist derselbe, welcher unter den zwischen zwei Adiabaten stattfindenden im §. 124 principiell als besonders vortheilhaft erkannt wurde, indem er ausserdem einer Mittheilung und Entziehung von Wärme je bei constantem Drucke entspricht. Er stimmt also im Princip überein mit der im §. 80 besprochenen Verwirklichung des Kreisprocesses einer Dampfmaschine in einem Kessel, Expansionscylinder, Condensator und Compressionscylinder; nur war dort ein solcher Kreisprocess zugleich der ideale, was hier nicht der Fall ist, weil die horizontalen geraden Linien constanten Drucks nicht zugleich Isothermen sind. Statt des Dampfkessels und Condensators werde hier allgemeiner vom Heizraum $R_1$ und Kühlraum $R_2$ gesprochen, während Expansions- und Compressionscylinder, beide beiderseits geschlossen, also doppeltwirkend, bezw. mit $C_1$ und $C_2$ bezeichnet seien; das Hubvolumen von $C_1$ ist grösser, als das von $C_2$.

Infolge entsprechender Grössen von $R_1$ und $R_2$ werden die Pressungen darin als constant, bezw. $= p_1$ und $= p_2$ vorausgesetzt; der Kolben $K_1$ in $C_1$ sei im Begriff, einen neuen Hub zu beginnen, der Kolben $K_2$ in $C_2$ befinde sich an einer mittleren Stelle. Indem jetzt $K_1$ sich bis zu einer mittleren Stelle, $K_2$ bis zum Hubende bewegt, strömt die Luft vom Gewichte $G$ aus $C_2$ vor $K_2$ durch $R_1$ in $C_1$ hinter $K_1$ mit constanter Pressung $p_1$ ein und mit einer Temperatur, die entsprechend von $T_0$ vor $K_2$ bis $T_1$ hinter $K_1$ hierbei zunehme; die derselben dazu in $R_1$ mitzutheilende Wärme ist

$$Q_1 = G c_p (T_1 - T_0) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (1).$$

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

Im jetzt folgenden zweiten Theile des Kreisprocesses bleibe $K_2$ am Hubende stehen, während die betreffende Verbindung von $C_1$ mit $R_1$ geschlossen wird und $K_1$ sich bis zum Hubende weiter bewegt; die hinter $K_1$ in $C_1$ abgesperrte Luft dehne sich dabei adiabatisch aus bis zum Drucke $p_2$ und zur Temperatur $T$, entsprechend der Gleichung:

$$\frac{T_1}{T} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{n-1}{n}} = \mu^{\frac{n-1}{n}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (2).$$

Im dritten Zeitabschnitte sollen sich beide Kolben vom einen zum andern Ende jedes Cylinders zurückbewegen, so dass bei geöffneten betreffenden Verbindungen mit $R_2$ die Luft $= G$ Kgr. aus $C_1$ vor $K_1$ durch $R_2$ hindurch in $C_2$ hinter $K_2$ einströmt mit constanter Pressung $p_2$ und mit einer Temperatur, welche von $T$ vor $K_1$ bis $T_2$ hinter $K_2$ abnimmt. Die Wärme, welche ihr dabei im Kühlraume $R_2$ entzogen werden muss, ist

$$Q_2 = Gc_p(T - T_2) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (3).$$

Endlich werde $C_2$ von $R_2$ abgesperrt und die Luft in $C_2$ durch den abermals bis zur anfänglichen Mittelstelle zurückkehrenden Kolben $K_2$ bis zum Zustande $p_1$, $T_0$ adiabatisch comprimirt gemäss der Gleichung:

$$\frac{T_0}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{n-1}{n}} = \mu^{\frac{n-1}{n}} = \frac{T_1}{T} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (4).$$

Ist die Maschine doppeltwirkend, können also die Cylinder $C_1$, $C_2$ an beiden Enden mit $R_1$, $R_2$ in Verbindung gebracht werden so, dass die Ueberströmung aus $C_2$ in $C_1$ nebst Compression in $C_2$ und Expansion in $C_1$ immer gleichzeitig mit Ueberströmung aus $C_1$ in $C_2$ auf den andern Kolbenseiten stattfindet, so wird bei jedem Doppelhub der Kolben eine indicirte Arbeit

$$E = 2\,\frac{Q_1 - Q_2}{A} = 2\,G\,\frac{c_p}{A}\,(T_1 - T_0 + T_2 - T)$$

gewonnen, oder mit Rücksicht auf §. 123, Gl. (6) und auf obige Gl. (4):

$$E = 2\,G\,\frac{c_p}{A}\,\frac{(T_1 - T_0)(T_0 - T_2)}{T_0}$$

$$= 2\,G\,\frac{c_p}{A}\,\frac{\left(T_1 - T_2\,\mu^{\frac{n-1}{n}}\right)\left(\mu^{\frac{n-1}{n}} - 1\right)}{\mu^{\frac{n-1}{n}}}$$

$$= 2\,G\,\frac{c_p}{A}\,T_2\left(\frac{\lambda}{\mu^{\frac{n-1}{n}}} - 1\right)\left(\mu^{\frac{n-1}{n}} - 1\right) \quad \ldots\ldots (5).$$

Derselbe Ausdruck wäre auch durch Ausdruck der Ein- und Ausströmungsarbeiten, der Expansions- und bezw. Compressionsarbeiten für beide Cylinder, und durch algebraische Addition dieser Ausdrücke gefunden worden. Der Wirkungsgrad des Kreisprocesses ohne Regenerator ergiebt sich wie im §. 124, Gl. (1). Zur Vergleichung der indicirten Arbeit mit dem ganzen dazu nöthigen, den Preis der Anlage bedingenden lufterfüllten Raume müsste aber hier $E$ mit der Summe der Räume von $C_1$, $C_2$, $R_1$, $R_2$ verglichen, und würde das betreffende Verhältniss nur klein gefunden werden, um so mehr, als die Voraussetzung constanten Drucks im Heizraum und im Kühlraum natürlich um so zutreffender ist, je grösser dieselben sind; die Expansion und die Compression werden wegen des Einflusses der Cylinderwandungen auch nicht ganz adiabatisch sein.

Ein Regenerator, welcher wegen $T > T_0$ (§. 124) wenigstens einem Theil der Temperaturdifferenz $T_1 - T_2$ entsprechen könnte, wäre so anzuordnen, dass er von der Arbeitsluft auf dem Wege von $C_1$ zu $R_2$ im einen Sinne, auf dem Wege von $C_2$ zu $R_1$ im andern Sinne durchströmt wird.

## §. 128. Kreisprocess in drei Räumen.

Ein Kreisprocess von solcher Art kann auf folgende Weise verwirklicht werden, wie es thatsächlich u. A. bei der Maschine von Laubereau-Schwartzkopff geschehen ist, und, wie es scheint, auch bei dem ältesten praktisch brauchbaren Luftmotor der Gebr. Stirling vom Jahre 1827.* Auch neuere geschlossene Luftmotoren, z. B. die Maschine von Zipf und Langsdorff**, sind von solcher Art. In einem beiderseits geschlossenen Cylinder, der an der einen Seite bis nahe zur Mitte von aussen geheizt, an der andern bis nahe zur Mitte von aussen gekühlt wird, ist ein gleichfalls cylindrischer Verdränger $D$ axial beweglich, dessen Länge ungefähr halb so gross, wie die Länge, und dessen Durchmesser wenig kleiner ist, als der Durchmesser jenes ihn enthaltenden Cylinders. In letzterem bleiben dann beiderseits von $D$ zwei Räume übrig, ein heisser $= H$ und ein kalter $= K$, welche je nach der Stellung von $D$ veränderlich sind; ihre (abgesehen von schädlichen Räumen) gleich grossen Maximalwerthe, den Stellungen von $D$ dicht am einen oder dicht am anderen Ende des Cylinders entsprechend, seien mit $J$ bezeichnet. Mit $K$ steht durch einen möglichst kurzen und nicht zu weiten Canal ein Arbeitscylinder $C$ in

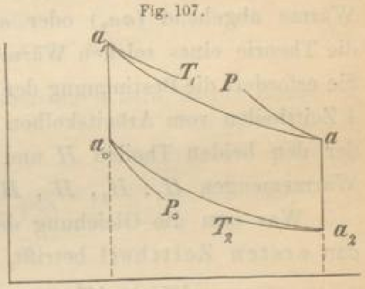
* J. O. Knoke, „die Kraftmaschinen des Kleingewerbes“, S. 74.

** Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure, 1887, S. 951.

Verbindung, und zwar an dem Ende, an welchem $C$ durch einen Deckel geschlossen, während er andrerseits offen ist; in $C$ ist ein Arbeitskolben anschliessend beweglich. Im Princip und unter der Voraussetzung, dass in $H$ constant die höchste Temperatur $T_1$, in $K$ constant die niedrigste Temperatur $= \frac{1}{\lambda} T_1$ herrscht, und dass die Wand des weder geheizten, noch gekühlten Cylinders $C$ keine Wärme während eines Spieles durchlässt, finde nun das letztere, bestehend aus 4 Theilen, folgendermassen statt, wobei mit $C$ zugleich das Hubvolumen des ebenso bezeichneten Arbeitscylinders bezeichnet werde.

Zu Anfang eines Doppelhubes befinde sich der Arbeitskolben dicht am Deckel von $C$, der Verdränger dicht am kalten Ende des betreffenden Cylinders, so dass (abgesehen von den bei dieser principiellen Betrachtung stets unberücksichtigt gelassenen schädlichen Räumen) $H = J$, $K = 0$ ist und die ganze Arbeitsluft das Volumen $J$ und die Temperatur $T_1$ hat; der Druck sei dann $= p_1$, entsprechend dem Punkte $a_1$ mit dieser Ordinate $p_1$ des Indicatordiagramms für den Arbeitscylinder $C$ (Fig. 107). Im ersten Zeittheil bleibe nun $D$ in Ruhe, während der Arbeitskolben seine ganze Hublänge gegen das offene Ende von $C$ durchläuft. Wäre dabei $H$ ungeheizt wie der Arbeitscylinder, so fiele die betreffende Strecke $a_1 a$ der Indicatorcurve mit der Adiabate durch $a_1$ zusammen; indem aber immer Luft von der Temperatur $T_1$ nachströmt, wird $a_1 a$ thatsächlich zwischen jener Adiabate und der Isotherme durch $a_1$ liegen, ohne übrigens eine polytropische Curve sein zu müssen. In diesen Beziehungen finden also die Voraussetzungen von §. 123 (Fig. 106) hier nicht statt. Im zweiten Zeittheil bleibe der Arbeitskolben in Ruhe, $D$ bewege sich bis zum heissen Ende des Verdrängercylinders, die Luft in letzterem aus $H = J$ bis 0 in $K = 0$ bis $J$ drängend, also aus der Temperatur $T_1$ in $T_2$ versetzend. Indem dadurch bei unverändert bleibender Gesammtgrösse aller Räume, insbesondere auch des Raumes $C$ für sich, der Druck in ihnen abnimmt, ist das entsprechende Stück des Indicatordiagramms für den Arbeitscylinder eine verticale Gerade $a a_2$, Fig. 107. Im dritten Zeittheil sei $D$ unbewegt, der Arbeitskolben kehre in die Anfangslage zurück. Wäre die Luft in $C$ hierbei abgesperrt, so würde der Druck

Fig. 107.



darin adiabatisch wachsen; wegen des Ausströmens von Luft aus $C$ nimmt er aber weniger schnell zu, liegt also die Druckcurve $a_2 a_0$ unter der Adiabate durch $a_2$, jedoch über der Isotherme, welche Druckcurve wäre, wenn die Temperatur auch im Arbeitscylinder constant $= T_2$ wäre. Dem vierten Zeittheil entspricht die Druckcurve $a_0 a_1$, Fig. 107, wenn $D$ in die Anfangslage zurückkehrt, während der Arbeitskolben ruht. Die Wärmemittheilung erfolgt hier auf dem Wege $a_0 a_1 a$, die Wärmeentziehung auf dem Wege $a a_2 a_0$, während $a_1$ nach wie vor der höchsten, $a_2$ der niedrigsten Temperatur, bezw. $T_1$ und $T_2$, entspricht.

Ein Regenerator wäre hier am einfachsten so anzuordnen, dass der ganze Raum des Verdrängers $D$ mit locker geschichteten guten Wärmeleitern von grosser Oberfläche gefüllt würde, so dass bei seiner Bewegung die Luft aus $H$ in $K$ und umgekehrt grösstentheils ihn durchströmt, Wärme abgebend $(a a_2)$ oder aufnehmend $(a_0 a_1)$. Im Folgenden werde die Theorie eines solchen Wärmemotors ohne Regenerator besprochen. Sie erfordert die Bestimmung der algebraischen Werthe der in den einzelnen 4 Zeittheilen vom Arbeitskolben geleisteten Arbeiten $L_1, L_2, L_3, L_4$ und der den beiden Theilen $H$ und $K$ des Verdrängercylinders mitgetheilten Wärmemengen $H_1, H_2, H_3, H_4$ und $K_1, K_2, K_3, K_4$.*

Was nun die Gleichung der Druckcurve $a_1 a$ im Arbeitscylinder für den ersten Zeittheil betrifft, so ist nach §. 126, Gl. (7) mit

$$dT_x = dT_1 = 0,\ V_x = J \text{ und } dQ_x = dQ:$$

$$dQ = -AJdp \qquad (1).$$

Nach §. 126, Gl. (10), ist aber auch, wenn mit $V$ das von 0 bis $C$ zunehmende augenblickliche Luftvolumen im Arbeitscylinder, mit $p$ der entsprechende Druck bezeichnet, also dort $J + V$ statt $V$ geschrieben wird,

$$dQ = \frac{A}{n-1}\left[npdV + (J+V)\,dp\right] \qquad (2),$$

und aus der Gleichsetzung beider Ausdrücke von $dQ$ folgt die Differentialgleichung:

$$np\,dV + (nJ + V)\,dp = 0 \qquad (3),$$

welche dem Integral

$$p\,(nJ + V)^n = \text{Const.} = p_1\,(nJ)^n \qquad (4)$$

als Gleichung von $a_1 a$ (Fig. 107) entspricht, wenn $p_1$ den Luftdruck im Arbeitscylinder am Anfang des fraglichen Zeittheils bedeutet. Ueberhaupt seien jetzt die Zustände in letzterem in den durch $a_1$, $a$, $a_2$, $a_0$ in Fig. 107 charakterisirten Augenblicken beziehungsweise mit

* Siehe Zeuner's technische Thermodynamik, Bd. I, S. 65.

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

$$p_1,\ T_1 \qquad p,\ T \qquad p_2,\ T_2 \qquad p_0,\ T_0$$

bezeichnet, während zur Verhütung von Verwechselungen die in $K$ herrschende constante Temperatur jetzt mit $\frac{1}{\lambda} T_1$ bezeichnet sei. Nach (4) ist dann mit dieser neuen Bedeutung von $p$, für welche $V = C$ ist,

$$\frac{p}{p_1} = \left(\frac{nJ}{nJ + C}\right)^n \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots (5)$$

und ferner, weil das Gewicht der Arbeitsluft in allen Räumen zusammen am Anfang und am Ende des ersten Zeittheils gemäss der Zustandsgleichung:

$$GR = \frac{p_1 J}{T_1} = \frac{pJ}{T_1} + \frac{pC}{T}$$

ist, auch

$$\frac{T}{T_1} = \frac{p}{p_1 - p}\,\frac{C}{J} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots (6).$$

Die Arbeit, welche auf den Arbeitskolben übertragen wird, ist mit Rücksicht auf (4):

$$L_1 = \int_0^C p\,dV = p_1 (nJ)^n \int_0^C \frac{dV}{(nJ + V)^n}$$

$$= p_1 (nJ)^n \frac{1}{n-1}\left[\frac{1}{(nJ)^{n-1}} - \frac{1}{(nJ + C)^{n-1}}\right]$$

$$= \frac{n}{n-1} p_1 J \left[1 - \left(\frac{nJ}{nJ + C}\right)^{n-1}\right] \quad \ldots \ldots \ldots \ldots (7)$$

oder auch wegen (5):

$$L_1 = \frac{n}{n-1} p_1 J \left(1 - \frac{p}{p_1}\,\frac{nJ + C}{nJ}\right)$$

$$= \frac{1}{n-1}\left[n(p_1 - p)J - pC\right] \quad \ldots \ldots \ldots \ldots (8).$$

Endlich ist die dem heissen Raume mitgetheilte Wärme gemäss (1):

$$H_1 = A(p_1 - p)J \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots (9).$$

Im zweiten Zeittheile ist $H + K + C$ constant, dabei auch $C$ constant, $K$ zunehmend von 0 bis $J$, $H$ abnehmend von $J$ bis 0. Der Druck am Ende dieser Zeit ist durch das als gegeben vorausgesetzte grösste Druckverhältniss $\mu = \frac{p_1}{p_2}$ bestimmt, während die entsprechende Temperatur im Arbeitscylinder durch Gleichsetzung der Gewichte vorhandener Arbeitsluft in den Zuständen gefunden wird, welche für den Arbeitscylinder den

Punkten $a_1$ und $a_2$, Fig. 107, entsprechen, nämlich aus der Gleichung gefunden wird:

$$(GR=)\,\frac{p_1 J}{T_1}=\frac{p_2 J}{\frac{1}{\lambda}\,T_1}+\frac{p_2 C}{T_2},$$

woraus folgt:

$$\frac{T_2}{T_1}=\frac{p_2 C}{(p_1-\lambda p_2)\,J}=\frac{1}{\mu-\lambda}\,\frac{C}{J}\;\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (10).$$

Arbeit wird nicht geleistet: $L_2=0$. In Betreff der mitgetheilten Wärme werde mit Zeuner die unbedenkliche Annahme gemacht, dass die für zwei communicirende Räume entwickelte Gleichung (10), §. 126, auch für mehr, als zwei solche Räume gilt, wenn darin unter $V$ immer das Gesammtvolumen derselben, hier constant $=C+J$, verstanden wird. Wegen $dV=0$ ist ihr auf den zweiten Zeittheil bezogenes Integral hier:

$$K_2+H_2=\frac{A}{n-1}\,(C+J)\,(p_2-p)\;\ldots\ldots\ldots \quad (11).$$

Um die Wärmen $K_2$ und $H_2$ einzeln zu finden, wäre freilich streng genommen die Untersuchung von §. 126 auf drei Räume unter den hier in Betracht kommenden Umständen auszudehnen. Zwar ist Gl. (7) daselbst auf den hier vorliegenden veränderlichen Abflussraum $V_x=H$ von constanter Temperatur $T_x=T_1$ ohne Zweifel anwendbar, also für ein Element des in Rede stehenden Zeittheils zu setzen:

$$dH_2=-AH\,dp,$$

unter $p$ den augenblicklichen Druck im Gesammtraume $H+K+C$ verstanden; was aber die Beziehung zwischen $H$ und $p$ betrifft, so werde in $C$ während dieses ganzen Zeittheils die Temperatur mit Zeuner constant = einem Mittelwerth zwischen $T$ und $T_2$ gesetzt

$$=\frac{1}{\lambda_0}\,T_1\;\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (12).$$

Dann ergiebt sich für jeden Augenblick dieses Zeitraums mit $K=J-H$ nach der Zustandsgleichung:

$$(GR=)\,\frac{p_1 J}{T_1}=\frac{pC}{\frac{1}{\lambda_0}\,T_1}+\frac{pH}{T_1}+\frac{p\,(J-H)}{\frac{1}{\lambda}\,T_1}$$

und somit:

$$\frac{p_1}{p}\,J=\lambda_0 C+H+\lambda\,(J-H);\qquad H=\frac{1}{\lambda-1}\left(\lambda_0 C+\lambda J-\frac{p_1}{p}\,J\right) \quad (13)$$

und nach Substitution dieses Ausdrucks von $H$ in obiger Gleichung für $dH_2$ durch Integration derselben:

$$H_2 = -\frac{A}{\lambda - 1}\left[(\lambda_0 C + \lambda J)(p_2 - p) - p_1 J \int_p^{p_2} \frac{dp}{p}\right]$$

$$= \frac{A}{\lambda - 1}\left[(\lambda_0 C + \lambda J)(p - p_2) - p_1 J \ln \frac{p}{p_2}\right] \quad . \; . \; . \; (14).$$

Durch (11) und (14) ist endlich auch $K_2$ bestimmt.*

Im dritten Zeittheil bewegt sich bei ruhendem Verdränger der Arbeitskolben zurück zur Anfangslage, so dass die Arbeitsluft in den

* Um obige Annahme einer constant bleibenden Mitteltemperatur in $C$ zu vermeiden, müsste die Temperatur $T$ in $C$ als weitere Unbekannte und damit auch eine weitere Gleichung aufgestellt werden, nämlich ausser obiger Gleichung (11) und ausser (§. 126, Gl. 7)

$$dH_2 = -AH\,dp \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (a)$$

auch noch eine Gleichung für $dK_2$. Was letztere betrifft, so kann man bemerken, dass in $K$ nicht nur aus $H$, sondern auch aus $C$ Arbeitsluft einströmt. Denn wenn die in $H$ und in $C$ augenblicklich enthaltenen Luftgewichte mit $G_h$ und $G_c$ bezeichnet werden, ihre gleichzeitigen elementaren Aenderungen mit $dG_h$ und $dG_c$, so ist mit Rücksicht auf die Zustandsgleichung

$$pC = G_c RT,$$

da $p$ abnimmt und die verhältnissmässige Aenderung von $T$ wesentlich kleiner ist, $G_c$ abnehmend, $dG_c$ negativ wie $dG_h$. Analog §. 126, Gl. (8) ist dann mit $T_y =$ einer Constanten, $V_y = K = J - H$:

$$dK_2 = -A(J - H)\,dp - c_p\left(\frac{T_1}{\lambda} - T_1\right) dG_h$$
$$- c_p\left(\frac{T_1}{\lambda} - T\right) dG_c$$

oder auch wegen

$$G_h = \frac{pH}{RT_1}; \qquad dG_h = \frac{1}{RT_1} d(pH)$$
$$G_c = \frac{pC}{RT}; \qquad dG_c = \frac{C}{R} d\frac{p}{T}$$

$$dK_2 = -A(J - H)\,dp + \frac{c_p}{R}\left[\frac{\lambda - 1}{\lambda} d(pH) + \frac{\lambda T - T_1}{\lambda} C d\frac{p}{T}\right] \quad . \; . \; . \; (b).$$

Die Gleichungen (a) und (b) ergeben $dH_2$ und $dK_2$ als Differentialfunctionen von $H, p, T$, welche behufs der Integration durch zwei Beziehungen auf Functionen von einer Veränderlichen zu reduciren wären. Eine erste solche Beziehung ergiebt sich, indem wieder die Summe der durch die (absoluten) Temperaturen dividirten Producte von Druck und Volumen für alle drei communicirenden Räume zusammen und für irgend einen Augenblick des in Rede stehenden Zeitabschnitts $= \frac{p_1 J}{T_1} =$ jener Grösse zu Anfang des ganzen Kreisprocesses, und dabei

$$T \text{ statt } \frac{1}{\lambda_0} T_1, \quad \text{also } \lambda_0 = \frac{T_1}{T}$$

Kühlraum $K = J$ zusammengedrängt wird. Wenn jetzt für irgend einen Augenblick während dieses Vorgangs mit $V$, $p$, $T$ die zusammengehörigen Werthe von Volumen, Druck und Temperatur der Luft bezeichnet werden, welche zwischen Kolben und Deckel des Arbeitscylinders enthalten ist, so ist, indem dieser Raum Abflussraum ist, nach Gl. (7), §. 126, mit $dQ_x = 0$, $V_x = V$, $T_x = T$:

$$\frac{n}{n-1}\frac{dT}{T} = \frac{dp}{p}, \text{ also } \frac{T}{T_0} = \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{n-1}{n}} \quad \dots\dots\dots (15),$$

insbesondere die Beziehung zwischen Druck und Temperatur am Anfang und Ende der Compressionscurve $a_2 a_0$, Fig. 107,

$$\frac{T_2}{T_0} = \left(\frac{p_2}{p_0}\right)^{\frac{n-1}{n}} \quad \dots\dots\dots\dots\dots (16),$$

gleich als ob die betreffende Zustandsänderung in einem Raume bei unveränderter Luftmenge adiabatisch wäre. Thatsächlich ist ihre Gleichung bestimmt durch die Zustandsgleichung, bezogen auf irgend einen und auf den letzten Augenblick der mit Ausnahme dieses letzten hierbei in zwei Räumen befindlichen Arbeitsluft:

$$(GR =) \frac{pV}{T} + \frac{pJ}{\frac{1}{\lambda}T_1} = \frac{p_0 J}{\frac{1}{\lambda}T_1},$$

---

gesetzt wird. So folgt aus (13):

$$(\lambda - 1)H - \lambda J = \frac{T_1}{T}C - \frac{p_1}{p}J \quad \dots\dots\dots\dots\dots (c).$$

Eine zweite Beziehung wird erhalten, wenn das Differential von Gl. (11), wobei $p$ constant und $p_2$ allein veränderlich $= p$ zu setzen ist, mit $dH_2 + dK_2$ gemäss (a) und (b) verglichen wird. So findet man wegen

$$\frac{A}{n-1}(C + J)\,dp + AJ\,dp = A\frac{C + nJ}{n-1}\,dp$$

und wegen

$$\frac{AR}{c_p} = \frac{c_p - c_v}{c_p} = 1 - \frac{1}{n} = \frac{n-1}{n}:$$

$$\frac{C + nJ}{n}\,dp = \frac{\lambda - 1}{\lambda}\,d(pH) + \frac{\lambda T - T_1}{\lambda}\,C\,d\frac{p}{T} \quad \dots\dots\dots (d).$$

Im Princip sind nun zwar durch (c) und (d) zwei der drei Grössen $H$, $p$, $T$ als Functionen der dritten bestimmt, so dass dann die Gleichungen (a) und (b) in Bezug auf diese übrig gebliebene dritte integrirt werden könnten, um $H_2$ und $K_2$ zu erhalten. Doch stände die Umständlichkeit des Verfahrens zum Genauigkeitsbedürfnisse nicht in angemessenem Verhältniss.

in welcher Gleichung, weil die Temperatur $T_0$ der aus dem Arbeitscylinder in den Kühlraum ganz verdrängten Luft = der Temperatur in diesem, d. h.

$$T_0 = \frac{1}{\lambda} T_1 \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots (17)$$

sein muss, auch $T_0$ an die Stelle von $\frac{1}{\lambda} T_1$ gesetzt werden darf, so dass daraus folgt:

$$\frac{p}{p_0} V \frac{T_0}{T} + \frac{p}{p_0} J = J$$

oder mit Rücksicht auf (15):

$$\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{1}{n}} \cdot \frac{V}{J} + \frac{p}{p_0} = 1 \ldots \ldots \ldots \ldots (18)$$

als Gleichung der Compressionscurve $a_2 a_0$, Fig. 107. Mit $p = p_2$ und $V = C$ ergiebt sich daraus $p_0$, damit $T_0$ aus (16).

Die (negative) Expansionsarbeit $L_3$ ist

$$L_3 = \int p\, dV$$

oder, weil nach (18):

$$\frac{V}{J} = \left(\frac{p}{p_0}\right)^{-\frac{1}{n}} - \left(\frac{p}{p_0}\right)^{1-\frac{1}{n}}$$

$$\frac{dV}{J} = -\frac{1}{n}\left(\frac{p}{p_0}\right)^{-\frac{1}{n}-1} \frac{dp}{p_0} - \frac{n-1}{n}\left(\frac{p}{p_0}\right)^{-\frac{1}{n}} \frac{dp}{p_0}$$

ist,

$$L_3 = -J \int_{p_2}^{p_0} \left[\frac{1}{n}\left(\frac{p}{p_0}\right)^{-\frac{1}{n}} + \frac{n-1}{n}\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{n-1}{n}}\right] dp$$

oder mit $x = \frac{p}{p_0}$ und $a = \frac{p_2}{p_0}$:

$$L_3 = J p_0 \int_1^a \left(\frac{1}{n} x^{-\frac{1}{n}} + \frac{n-1}{n} x^{\frac{n-1}{n}}\right) dx$$

$$= J p_0 \left(\frac{1}{n} \frac{a^{-\frac{1}{n}+1} - 1}{-\frac{1}{n}+1} + \frac{n-1}{n} \frac{a^{\frac{2n-1}{n}} - 1}{\frac{2n-1}{n}}\right)$$

$$L_3 = J p_0 \left[\frac{1}{n-1}\left\{\left(\frac{p_2}{p_0}\right)^{\frac{n-1}{n}} - 1\right\} + \frac{n-1}{2n-1}\left\{\left(\frac{p_2}{p_0}\right)^{\frac{2n-1}{n}} - 1\right\}\right]. \quad (19).$$

Was endlich die natürlich auch negative Wärme $K_3$ betrifft, die dem Kühlraume, somit überhaupt der Arbeitsluft mitgetheilt wird, so ist nach §. 126, Gl. (10), worin $V$ das Gesammtvolumen bedeutet,

$$dK_3 = \frac{A}{n-1}[npdV + (J+V)dp]$$

$$= \frac{A}{n-1}[npdV + d\{p(J+V)\} - pdV]$$

$$= \frac{A}{n-1}d[p(J+V)] + ApdV$$

$$K_3 = \frac{A}{n-1}[p_0J - p_2(J+C)] + AL_3 \quad \ldots\ldots (20).$$

Indem im vierten Zeittheil die Arbeitsluft bei constantem Volumen aus dem kalten in den heissen Raum verdrängt, also aus der Temperatur $T_0 = \frac{1}{\lambda}T_1$ in die höchste Temperatur $T_1$ versetzt wird, wird ihre Pressung im Verhältniss

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{T_1}{T_0} = \lambda \quad \ldots\ldots (21)$$

erhöht. Die Arbeit ist dabei $L_4 = 0$. Nach §. 126, Gl. (10) ist ferner

$$K_4 + H_4 = \frac{AJ}{n-1}(p_1 - p_0) = \frac{AJp_1}{n-1}\frac{\lambda - 1}{\lambda} \quad \ldots\ldots (22)$$

und nach Gl. (7) daselbst mit $V_x = K$, $T_x = \text{Const.}$:

$$dK_4 = -AKdp.$$

Die zur Integration dieser Differentialgleichung nöthige Beziehung zwischen $K$ und $p$ ergiebt sich aus der Zustandsgleichung, bezogen auf einen beliebigen und auf den letzten Augenblick des in Rede stehenden Zeittheils, nämlich aus der Gleichung:

$$(GR =)\ \frac{pK}{\frac{1}{\lambda}T_1} + \frac{p(J-K)}{T_1} = \frac{p_1J}{T_1}.$$

Daraus folgt:

$$(\lambda - 1)pK + pJ = p_1J$$

$$dK_4 = -A\frac{(p_1 - p)J}{(\lambda - 1)p}dp = \frac{AJ}{\lambda - 1}\left(dp - p_1\frac{dp}{p}\right)$$

$$K_4 = \frac{AJ}{\lambda - 1}\left(p_1 - p_0 - p_1 \ln\frac{p_1}{p_0}\right)$$

$$= \frac{AJp_1}{\lambda - 1}\left(\frac{\lambda - 1}{\lambda} - \ln\lambda\right) = AJp_1\left(\frac{1}{\lambda} - \frac{\ln\lambda}{\lambda - 1}\right) \quad \ldots (23).$$

Aus (22) und (23) ergiebt sich:

$$H_4 = AJp_1\left(\frac{1}{\lambda}\frac{\lambda - n}{n-1} + \frac{l n \lambda}{\lambda - 1}\right) \quad \ldots\ldots\ldots \quad (24).$$

Die ganze indicirte Arbeit, welche durch einen Kreisprocess gewonnen wird, ist nun

$$E = L_1 + L_3 = (8) + (19) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (25),$$

die dem heissen Raume dabei im Ganzen mitgetheilte Wärme:

$$Q_1 = H_1 + H_2 + H_4 = (9) + (14) + (24) \quad \ldots\ldots \quad (26)$$

und die dem kalten Raume entzogene Wärme:

$$Q_2 = -(K_2 + K_3 + K_4) = -[(11) - (14) + (20) + (23)] \quad . \; (27).$$

Durch Einsetzen der durch Bezifferung angezogenen Ausdrücke findet man, wie es sein muss, $Q_1 - Q_2 = AE$, nämlich:

$$E = \frac{Q_1 - Q_2}{A} = \frac{1}{n-1}\left[n(p_1 - p)J - pC\right] + L_3 \ldots . \quad (28).$$

Das Verhältniss der Räume $C$ und $J$ ist dadurch bestimmt, dass die Arbeitsluft, wenn sie am Ende des dritten Zeittheils in den kalten Raum zusammengedrängt ist, eine Temperatur besitzt, welche einerseits gemäss Fig. 107 mit $T_0$ bezeichnet wurde, andrerseits $= \frac{1}{\lambda} T_1 =$ der als constant vorausgesetzten Temperatur des Kühlraums sein muss, entsprechend Gl. (17). Aus Gl. (18) folgt nämlich mit Rücksicht auf (15) für den dritten Zeittheil:

$$\left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{1}{n-1}} \cdot \frac{V}{J} + \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{n}{n-1}} = 1\,.$$

Setzt man hierin für den Anfang dieses Zeittheils

$$V = C \text{ und } T = T_2,$$

dann nach (17) und (10):

$$\frac{T_2}{T_0} = \frac{T_1}{T_0}\,\frac{T_2}{T_1} = \frac{\lambda}{\mu - \lambda}\,\frac{C}{J} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (29),$$

so ergiebt sich:

$$\left(\frac{\lambda}{\mu - \lambda}\,\frac{C}{J}\right)^{\frac{1}{n-1}} \cdot \frac{C}{J} + \left(\frac{\lambda}{\mu - \lambda}\,\frac{C}{J}\right)^{\frac{n}{n-1}} = 1$$

$$\left(\frac{J}{C}\right)^{\frac{n}{n-1}} = \left(\frac{\lambda}{\mu - \lambda}\right)^{\frac{n}{n-1}} + \left(\frac{\lambda}{\mu - \lambda}\right)^{\frac{1}{n-1}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (30).$$

Würde mit Zeuner beispielsweise $\lambda = 2$, $\mu = 4$ angenommen, so wäre mit $n = 1{,}41$ nach (30) und (29):

$$\frac{J}{C} = 2^{\frac{n-1}{n}} = 1{,}223 \quad \text{und} \quad \frac{T_2}{T_0} = \frac{1}{1{,}223}$$

sowie das Verhältniss der höchsten Temperatur (im heissen Raume) zur niedrigsten Temperatur (im Arbeitscylinder zu Anfang der Compression):

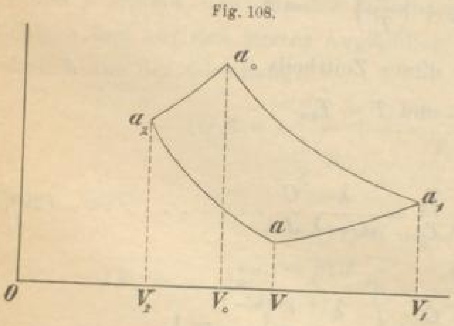
$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{T_1}{T_0}\,\frac{T_0}{T_2} = 2\,.\,1{,}223 = 2{,}45.$$

Die Raumarbeit wäre mit Rücksicht auf den Raum des Arbeits- und des Verdrängercylinders zusammen zu beurtheilen, also etwa im Verhältniss $C : C + 2J$ kleiner zu setzen, als wenn der Kreisprocess in einem Raume stattfände zwischen zwei verticalen Geraden und zwei polytropischen Curven, die zwischen Isothermen und Adiabaten enthalten sind.

## §. 129. **Kreisprocess in zwei Räumen.**

Luftmotoren, bei welchen der Kreisprocess der Arbeitsluft (abgesehen von schädlichen Räumen) lediglich in einem geheizten und in einem gekühlten Raume stattfindet, haben als geschlossene Motoren bisher vorzugsweise Anwendung gefunden, und zwar entspricht dieser Process einem Volumendruckdiagramm (Abscisse = Gesammtvolumen, Ordinate = entsprechendem überall gleichem Druck), welches im Princip, nämlich unter der Voraussetzung, dass im Heizraum und im Kühlraum beständig die höchste bezw. niedrigste Temperatur ($T_1$ bezw. $T_2$) stattfindet, durch zwei Isothermen und durch zwei andere gleichartige polytropische Curven gebildet wird: siehe Fig. 108 und §. 125. Es wird im Sinne $a a_2 a_0 a_1 a$ vom mittleren Zustande der Arbeitsluft durchlaufen, deren Pressungen und Gesammtvolumina in den Zuständen $a$, $a_2$, $a_0$, $a_1$ bezw. mit $p$ und $V$, $p_2$ und $V_2$, $p_0$ und $V_0$, $p_1$ und $V_1$ bezeichnet seien. Längs $a a_2$ befindet sich die Luft nur im Kühlraum mit der Temperatur $T_2$, längs $a_0 a_1$ nur im Heizraum mit der Temperatur $T_1$; längs $a_2 a_0 a_1$ findet

Fig. 108.



überwiegend oder ausschliesslich Wärmemittheilung, längs $a_1 a a_2$ findet überwiegend oder ausschliesslich Wärmeentziehung statt. Mit Zeuner* gehe die Betrachtung des principiellen Kreisprocesses vom Zustande $a$ aus, so dass die Zeitabschnitte, welche den Zustandsänderungen $a a_2$, $a_2 a_0$, $a_0 a_1$ und $a_1 a$ entsprechen, bezw. als erster, zweiter, dritter und vierter Zeittheil bezeichnet werden.

Maschinen der in Rede stehenden Art sind in zwei wesentlich verschiedenen Anordnungen, nach Rider und nach Lehmann ausgeführt worden; im ersten Falle werden die zwei Räume in zwei getrennten, aber communicirenden Cylindern durch Arbeitskolben begrenzt, im andern Falle in einem einzigen Cylinder durch Arbeitskolben und Verdränger. Die letztere, gedrängteste Ausführung fand in Deutschland fast allein grössere Verbreitung. In beiden Fällen kann durch einen gerade hier besonders vortheilhaften Regenerator, bei der Rider-Maschine von Anfang an in der That ausgeführt, der Wirkungsgrad sehr erhöht werden, wie im §. 125 allgemein besprochen wurde.

1) Bei der Anordnung nach Rider sind zwei Cylinder $C_1$ und $C_2$, beide einerseits durch Deckel geschlossen, andrerseits offen, von aussen (ausgenommen in der Nähe der offenen Seiten) bezw. geheizt und gekühlt, so dass die Temperaturen $T_1$ und $T_2$ constant darin herrschen mögen. Diese Cylinder, in welchen hohle Taucherkolben $K_1$ und $K_2$ anschliessend beweglich sind, stehen innerhalb der Anschlussflächen, nämlich an solchen Stellen, wo $K_1$ und $K_2$ nicht ganz anschliessen, durch einen kurzen Canal in Verbindung; zwischen $K_1$ und $K_2$ befindet sich die Arbeitsluft, durch den Verbindungscanal in zwei Theile geschieden, deren Volumina veränderlich und verschieden, deren Pressungen veränderlich gleich, und deren Temperaturen unveränderlich ungleich, bezw. $= T_1$ und $= T_2$ sind. Die grössten Werthe dieser Volumina, nämlich die Hubvolumina der ebenso bezeichneten Cylinder, seien bezw. $= C_1$ und $= C_2$. Damit sich $K_1$ nicht längs zu heisser Dichtungsfläche bewege, ist letztere von einem Ringcanal in der Wand von $C_1$ umgeben, der von Kühlwasser durchströmt wird.

Anfangs befinde sich $K_1$ zunächst dem Deckel von $C_1$, $K_2$ am offenen Ende von $C_2$, so dass, abgesehen von schädlichen Räumen, das Volumen der Arbeitsluft $V = C_2$ ist mit dem Drucke $p$, die Temperatur $= T_2$. Im ersten Zeittheil ist $K_1$ in Ruhe, während sich $K_2$ um den Betrag des Volumens $C_2 - V_2$ einwärts bewegt, bei constanter Temperatur $T_2$ die Arbeitsluft bis zum Zustande $V_2$, $p_2$ in $C_2$ comprimirend: $a_2$, Fig. 108.

* Technische Thermodynamik, Bd. I, §. 61 u. ff.

Im zweiten Zeittheil bewegt sich $K_1$ auswärts um das Volumen $V_0$ in eine mittlere Lage, $K_2$ geht weiter bis zum Deckel, die Arbeitsluft ganz in das Volumen $V_0$ von $C_1$ verdrängend und ihren Zustand in $V_0$, $p_0$, $T_1$ überführend. Ob und wie der Druck hierbei wächst, hängt vom Verhältniss der Volumina $V_0$, $V_2$ ab.

Im dritten Zeittheil ruht $K_2$, während $K_1$ sich weiter um das Volumen $C_1 - V_0$ ganz nach aussen bewegt, so dass die Arbeitsluft in $C_1$ bei constanter Temperatur $T_1$ expandirt bis zum Zustande $V_1 = C_1$, $p_1$, entsprechend dem Punkte $a_1$, Fig. 108.

Im vierten Zeittheil endlich bewegt sich $K_1$ um das Volumen $C_1$ zurück bis zum Deckel des betreffenden Cylinders, $K_2$ um das Volumen $C_2$ zurück bis zum offenen Ende dieses anderen Cylinders. Die Arbeitsluft geht in das anfängliche Volumen $V = C_2$ über bei von $T_1$ bis $T_2$ abnehmender Temperatur. Ob und wie der Druck dabei von $p_1$ bis $p$ veränderlich ist, hängt von den Bewegungen und Raumgeschwindigkeiten beider Kolben ab, welche bei möglicher Weise noch unendlich grosser Mannigfaltigkeit von solcher Art vorausgesetzt sind, dass $a_1 a$ und $a_2 a_0$, Fig. 108, gleichartige polytropische Curven werden.

Kurz zusammengefasst sind die aufeinander folgenden 4 Vorgänge: 1. Compression im kalten Raum, 2. Ueberströmen aus diesem in den heissen, 3. Expansion im heissen Raum, 4. Ueberströmen aus diesem in den kalten.

Im Cylinder $C_1$ findet die Volumvergrösserung der darin befindlichen Luft längs $a_2 a_0 a_1$, Fig. 108, bei durchschnittlich grösserem Drucke statt, als die Verkleinerung dieses Volumens längs $a_1 a$; ein davon abgenommenes Indicatordiagramm bei Bewegung der Indicatorrolle durch $K_1$ zeigt also einen rechtläufigen Kreisprocess, einer positiven Expansionsarbeit entsprechend. In $C_2$ dagegen findet die Verkleinerung des Volumens der eingeschlossenen Luft längs $a a_2 a_0$ bei durchschnittlich höherem Drucke statt, als die Vergrösserung desselben längs $a_1 a$, so dass ein abgenommenes Indicatordiagramm bei Bewegung der Indicatorrolle durch $K_2$ einem rückläufigen Kreisprocess mit überschüssig aufgewendeter Compressionsarbeit entspricht. Durch die Differenz der von zwei solchen Indicatordiagrammen umgrenzten Flächen wird die indicirte Arbeit gemessen, die bei einem Spiel der Maschine gewonnen wird.

Die Anwendung eines Regenerators geschieht in der Weise, dass er in dem Verbindungscanal zwischen beiden Cylindern angebracht wird, um von der Arbeitsluft im zweiten und vierten Zeittheil, Wärme bezw. aufnehmend und abgebend, durchströmt zu werden. Die Dimensionen dieses Verbindungscanals sind dann entsprechend zu vergrössern, so

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

dass sein Volumen kaum mehr (als schädlicher Raum) zu vernachlässigen ist.

2) Bei der Anordnung nach Lehmann sind die beiden Cylinder $C_1$, $C_2$ in einem einzigen vereinigt, der einerseits durch einen Boden geschlossen, andrerseits offen, an der ersten Seite von aussen geheizt, an der letzten von aussen gekühlt ist. In diesem Cylinder, und zwar ungefähr halb so lang wie derselbe, ist hier $K_1$ als Verdränger axial beweglich, so dass auf seinen beiden Seiten im Princip stets gleicher Druck herrscht; am gekühlten offenen Ende bewegt sich $K_2$ anschliessend als Arbeitskolben. Während im vorigen Falle unter 1) die beiden Kolben an den offenen Seiten der betreffenden Cylinder unmittelbar mit Kurbeln der Schwungradwelle verbunden werden konnten, ist hier die Stange zur Bewegung des Verdrängers gedichtet durch die Mitte des Arbeitskolbens geführt, der seinerseits mit zwei seitlichen Kolbenstangen verbunden ist.

Unter der Voraussetzung, dass in dem Raum zwischen Cylinderdeckel und Verdränger (heisser Raum) beständig die Maximaltemperatur $T_1$, in dem Raum zwischen Verdränger und Arbeitskolben (kalter Raum) beständig die Minimaltemperatur $T_2$ herrscht, gilt auch hier das Volumendruckdiagramm Fig. 108, als Indicatordiagramm hier zu erhalten bei Bewegung der Indicatorrolle durch den Arbeitskolben, entsprechend wieder den aufeinander folgenden 4 Vorgängen: 1. Compression im kalten Raum, 2. Ueberströmen aus diesem in den heissen, 3. Expansion im heissen Raum, 4. Ueberströmen aus diesem in den kalten. Die gleichzeitigen Bewegungen von Verdränger und Arbeitskolben sind dabei im Princip folgende, wenn die Stellungen derselben zunächst dem Deckel oder dem offenen Ende des Cylinders bezw. als innerste oder als äusserste Stellung bezeichnet werden.

Anfangs ($a$, Fig. 108) befindet sich der Verdränger in innerster, der Arbeitskolben in einer mittleren Stellung. Während ersterer ruht, bewegt sich letzterer im ersten Zeittheil einwärts auch bis zur innersten Stellung, wobei das Volumen der Arbeitsluft von $V$ bis zum Minimum $V_2$ abnimmt, ihr Druck bei constanter kleinster Temperatur von $p$ bis $p_2$ zunimmt.

Im zweiten Zeittheil bewegen sich Verdränger und Arbeitskolben zusammen nach aussen in mittlere Stellungen, ersterer aber mehr, als letzterer, so dass beide zu Ende des Zeitabschnitts fast zur Berührung kommen und dann die Arbeitsluft aus dem kalten in den heissen Raum verdrängt ist. Ihr Volumen ist dann $= V_0$ geworden = der Raumbewegung des Verdrängers, ihr Druck $= p_0$, die Temperatur $= T_1$.

Im dritten Zeittheil bleiben Verdränger und Arbeitskolben beständig in Berührung, indem sie sich weiter auswärts bis zur äussersten Stellung bewegen. Das Volumen der im heissen Raum expandirenden Arbeitsluft geht dabei in das Maximum $V_1$ über, der Druck abnehmend in $p_1$.

Im vierten Zeittheil bewegen sich Verdränger und Arbeitskolben zusammen einwärts, ersterer erheblich mehr, als letzterer, nämlich bis zur anfänglichen innersten, der Arbeitskolben bis zur anfänglichen Mittelstellung. Temperatur und Volumen der Arbeitsluft nehmen dabei bezw. von $T_1$ bis $T_2$, $V_1$ bis $V$ ab, während ihr Druck von $p_1$ in $p$ übergeht.

Während also mit Bezug auf Fig. 108 in den unterschiedenen vier Zeitabschnitten die Raumbewegungen von $K_1$ (des jetzigen Verdrängers) ebenso, wie im vorigen Falle,

$$\text{bezw.} = 0 \qquad OV_0 \qquad V_0V_1 \qquad V_1O$$

sind, sind die Raumbewegungen von $K_2$ (des alleinigen Arbeitskolbens der Lehmann'schen Maschine) in genannter Figur jetzt

$$\text{nicht} = VV_2 \qquad V_2O \qquad 0 \qquad OV,$$

$$\text{sondern} = VV_2 \qquad V_2V_0 \qquad V_0V_1 \qquad V_1V.$$

Das Hubvolumen von $K_1$ ist also wieder $C_1 = OV_1$, dasjenige von $K_2$ aber $C_2 = V_1V_2$ statt $= OV$.

Die Lehmann'sche Maschine wurde früher, etwa seit 1868, mit liegendem Cylinder gebaut, wobei der lange Verdränger durch eine Führungsrolle unterstützt war. Mit Ersparung dieser Rolle und mit erheblicher Verkleinerung der zur Aufstellung der Maschine nöthigen Grundfläche wurde später die stehende Anordnung vorgezogen,* wobei ausserdem zur Unterstützung des Temperaturwechsels der Luft zwischen $T_1$ und $T_2$ durch Vergrösserung der Heiz- und Kühlfläche der Verdränger nicht ohne, sondern mit Anschluss und Dichtung im betreffenden Cylinder coaxial beweglich ist, indem die Luft genöthigt wird, einen anderen zusammengesetzten hohlcylindrischen und ringförmigen engen Canal von grosser Oberfläche zu durchströmen, um von der einen auf die andre Seite des Verdrängers zu gelangen, freilich mit Vergrösserung des Druckunterschiedes auf diesen beiden Seiten durch Vergrösserung des betreffenden Widerstandes; charakteristisch für den Verdränger als solchen ist in der That nicht der hohlcylindrische Spielraum zwischen ihm und dem festliegenden äusseren Cylinder, sondern die hierdurch nur am einfachsten erreichbare grundsätzliche Gleichheit des Drucks bei Verschiedenheit der Temperatur in den Räumen auf beiden Seiten des Verdrängers.

Die Lehmann'sche Anordnung und Wirkungsweise hat anderen

* J. O. Knoke „die Kraftmaschinen des Kleingewerbes", Fig. 92.

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

Heissluftmaschinen mehrfach als Muster gedient. Im Princip ist sie z. B. nicht verschieden von O. Stenberg's Maschine (1877), welche sich im Wesentlichen nur durch eine andere Bewegung des Verdrängers und des dazu dienenden Mechanismus von jener unterscheidet. Hier, wo eine principiell ruckweise statt thatsächlich in der Regel stetiger Bewegung von Arbeitskolben und Verdränger vorausgesetzt, die Art der constructiven Ausführung überhaupt nicht berücksichtigt wird, kommen jene Unterschiede nicht in Betracht.

Die Maschine von Rennes* in Utrecht, ursprünglich gemäss der principiellen Anordnung und Wirkungsweise gebaut, welche im vorigen Paragraph besprochen wurden, nur mit schwingendem Arbeitscylinder, wurde später wesentlich umgestaltet zu einer Zwillingsmaschine, System Lehmann, bei eigenartiger constructiver Ausführung. —

Ohne auf die vielfachen constructiven Anordnungen weiter einzugehn, welche sich im Princip an die Lehmann'sche Maschine anschliessen, sei nur kurz auf die Art der Regelung bei zu schnellem Gange der Maschine hingewiesen. Während dieselbe gewöhnlich bisher mit Verlust von Arbeitsvermögen durch Bremsung der Schwungradwelle oder durch Ausströmung gespannter Luft aus einem sich öffnenden Ventil zu geschehen pflegte, selbstthätig mit Hülfe eines Regulators zu erzielen, wurde von Slaby darauf hingewiesen, dass es richtiger sei, den Verdrängerhub zu diesem Zweck veränderlich zu machen, ein Gedanke, welcher von Buschbaum ausgeführt wurde durch eine Maschine freilich, welche dem in §. 128 besprochenen System mit Kreisprocess in drei Räumen beizurechnen ist.**

Das Sinken des Luftdrucks unter den Atmosphärendruck kann durch ein an passender Stelle anzubringendes, einwärts sich öffnendes Ventil verhindert werden. Sollte dieser Druck nicht kleiner werden, als ein gewisser grösserer Minimalwerth $P_2$, so könnte man durch die Maschine eine kleine Hülfsluftpumpe betreiben, welche die Luft in einem Windkessel comprimirt, so lange sie nicht bei einem Drucke $> P_2$ aus einem in die Atmosphäre sich öffnenden belasteten Ventil entweicht, ferner diesen Windkessel mit dem Maschinencylinder verbinden mit einem Ventil an der Verbindungsstelle, welches sich in den Cylinder öffnet, wenn darin der Druck $< P_2$ werden sollte.

Die Anwendung eines Regenerators, bei der Lehmann'schen Maschine ebenso berechtigt, wie bei der Rider'schen, kann in der Weise

* J. O. Knoke, S. 134 u. ff.

** J. O. Knoke, Fig. 119 und folgende.

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

geschehen, dass er bei thunlichster Verkleinerung der Spielraumweite zwischen der Innenwand des fest liegenden Cylinders und der Aussenwand des Verdrängers in diesem so angebracht wird, dass er in der Hauptsache von der Arbeitsluft auf ihrem Wege vom kalten zum heissen Raum und umgekehrt durchströmt werden muss.

### §. 130. Theorie des Luftmotors nach Rider, aber ohne Regenerator.

Wie im §. 128 seien wieder mit $H_1$, $H_2$, $H_3$, $H_4$ die Wärmemengen bezeichnet, welche dem heissen Raume, mit $K_1$, $K_2$, $K_3$, $K_4$ diejenigen, welche dem kalten Raume bezw. im ersten, zweiten, dritten und vierten Zeitabschnitt (entsprechend $a a_2$, $a_2 a_0$, $a_0 a_1$, $a_1 a$, Fig. 108 im vorigen Paragraph) mitgetheilt werden, wobei $K_1$ und $K_2$ als Grössen nicht verwechselt werden können mit $K_1$ und $K_2$ als Bezeichnungen der beiden Arbeitskolben. Da die Luft im ersten Zeittheil ganz im kalten Raume comprimirt wird, im dritten ganz im heissen Raume expandirt, ist dann $H_1 = 0$ und $K_3 = 0$, sowie nach §. 122, Gl. (20) und mit Rücksicht auf Fig. 108:

$$K_1 = G A R T_2 \ln \frac{p}{p_2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (1)$$

$$H_3 = G A R T_1 \ln \frac{p_0}{p_1} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (2).$$

Im zweiten Zeittheil, in welchem die Arbeitsluft aus dem Volumen $V_2$ des kalten in das Volumen $V_0$ des heissen Raums übergeht, ist die diesen beiden Räumen zusammen mitgetheilte Wärme gemäss der zu Ende von §. 126 im Anschluss an Gl. (9) daselbst gemachten Bemerkung:

$$Q = G c (T_1 - T_2),$$

wenn mit $c$ die specifische Wärme für diese in einem Raume stattfindend gedachte Zustandsänderung bezeichnet wird, entsprechend dem Exponenten $m$ der Gleichung $p V^m =$ Const. des Curvenstücks $a_2 a_0$, Fig. 108. Indem dann nach §. 122, (12) und (5)

$$c = \frac{m-n}{m-1} c_v = \frac{m-n}{m-1} \frac{AR}{n-1}$$

ist, ergiebt sich auch:

$$Q = G A R \frac{m-n}{(m-1)(n-1)} (T_1 - T_2) \quad \ldots\ldots\ldots (3).$$

Diese Wärme ist $= H_2 + K_2$. Dabei ist die elementare Wärme $d K_2$, welche dem Abflussraum in einem Zeitelement mitgetheilt wird, während bei constanter Temperatur $T_x = T_2$ sein Volumen $V_x$ von $V_2$ bis 0 abnimmt und der Druck $p$ von $p_2$ bis $p_0$ zunimmt, nach §. 126, Gl. (7):

$$dK_2 = -A V_x \, dp,$$

woraus, weil nach §. 126 (5), unter $V$ das augenblickliche Gesammtvolumen der Luft verstanden,

$$\frac{V_x}{T_2} + \frac{V - V_x}{T_1} = \frac{GR}{p} \text{ mit } p V^m = p_2 V_2^m$$

ist, folglich

$$V_x\left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}\right) = \frac{GR}{p} - \frac{V}{T_1} = \frac{GR}{p} - \frac{V_2}{T_1}\left(\frac{p_2}{p}\right)^{\frac{1}{m}},$$

sich nach Einsetzung des hieraus zu entnehmenden Ausdrucks von $V_x$ durch Integration ergiebt:

$$K_2 = -A \frac{T_1 T_2}{T_1 - T_2} \int_{p_2}^{p_0} \left[\frac{GR}{p} - \frac{V_2}{T_1}\left(\frac{p_2}{p}\right)^{\frac{1}{m}}\right] dp$$

$$= A V_2 \frac{T_2}{T_1 - T_2} p_2^{\frac{1}{m}} \frac{1}{\frac{1}{m} - 1}\left(-\frac{1}{p_0^{\frac{1}{m}-1}} + \frac{1}{p_2^{\frac{1}{m}-1}}\right) - GAR \frac{T_1 T_2}{T_1 - T_2} \ln \frac{p_0}{p_2}$$

oder wegen

$$p_2 V_2 = G R T_2$$

$$K_2 = GAR\left[\frac{T_2^2}{T_1 - T_2} \frac{m}{1 - m}\left\{1 - \left(\frac{p_2}{p_0}\right)^{\frac{1-m}{m}}\right\} - \frac{T_1 T_2}{T_1 - T_2} \ln \frac{p_0}{p_2}\right]$$

oder endlich, weil das erste Glied des grossen Klammerausdrucks

$$= \frac{m T_2}{m - 1} \frac{\left(\frac{p_0}{p_2}\right)^{\frac{m-1}{m}} - 1}{\frac{T_1}{T_2} - 1} = \frac{m T_2}{m - 1}$$

ist gemäss §. 122 (11),

$$K_2 = GAR\left(\frac{m T_2}{m - 1} - \frac{T_1 T_2}{T_1 - T_2} \ln \frac{p_0}{p_2}\right) \quad \ldots \ldots \ldots (4).$$

Aus (3) und (4) folgt dann $H_2 = Q - K_2$, also

$$H_2 = GAR\left[\frac{m - n}{(m-1)(n-1)} T_1 - \frac{n}{n-1} T_2 + \frac{T_1 T_2}{T_1 - T_2} \ln \frac{p_0}{p_2}\right]. \ (5).$$

Im vierten Zeittheil ist der heisse Raum Abflussraum; aus (4) und (5) erhält man deshalb durch Vertauschung von $H$ und $K$, $T_1$ und $T_2$, und indem $p_2$ durch $p_1$, $p_0$ durch $p$ ersetzt wird,

$$H_4 = GAR\left(\frac{m T_1}{m-1} - \frac{T_1 T_2}{T_1 - T_2} ln \frac{p_1}{p}\right) \quad \ldots \ldots \ldots (6)$$

$$K_4 = GAR\left[\frac{m-n}{(m-1)(n-1)} T_2 - \frac{n}{n-1} T_1 + \frac{T_1 T_2}{T_1 - T_2} ln \frac{p_1}{p}\right] . (7).$$

Die Wärmemengen $Q_1$ und $Q_2$, welche im Ganzen bezw. dem heissen Raume mitzutheilen, dem kalten zu entziehen sind, ergeben sich nun gemäss obigen Gleichungen (1), (2) und (4) — (7) mit Rücksicht auf

$$p_1 p_2 = p_0 p \text{ (§. 123, Gl. 2)}$$

$$AR = \frac{n-1}{n} c_p \text{ (§. 122, Gl. 5)}$$

$$\frac{p_0}{p_1} = \frac{p_2}{p} = \frac{p_0}{p}\left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{m}{m-1}} \text{ (§. 122, Gl. 11)}$$

$$Q_1 = H_2 + H_4 + H_3$$

$$= GAR\left(\frac{n}{n-1} T_1 - \frac{n}{n-1} T_2 + T_1 ln \frac{p_0}{p_1}\right)$$

$$= G\left[c_p (T_1 - T_2) + ART_1 ln \frac{p_0}{p}\left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{m}{m-1}}\right] \quad \ldots \ldots (8),$$

$$Q_2 = -(K_2 + K_4 + K_1)$$

$$= GAR\left(-\frac{n}{n-1} T_2 + \frac{n}{n-1} T_1 + T_2 ln \frac{p_2}{p}\right)$$

$$= G\left[c_p (T_1 - T_2) + ART_2 ln \frac{p_0}{p}\left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{m}{m-1}}\right] \quad \ldots \ldots (9).$$

Die Ausdrücke von $Q_1$ und $Q_2$ unterscheiden sich von den Gleichungen (9) und (10) in §. 123, welche der Zustandsänderung zwischen zwei Isothermen in einem einzigen Raume entsprechen, falls auch in diesen, wie hier, $m_1$ und $c_1$ mit $m$ und $c$ bezeichnet werden, nur dadurch, dass $c_p$ an die Stelle von $c$ getreten ist, so dass ein Unterschied überhaupt nicht stattfände, wenn die Druckcurven $a_2 a_0$ und $a_1 a$, Fig. 108, horizontale Gerade wären, entsprechend $m = 0$, $c = c_p$.

Mit $AR = \frac{n-1}{n} c_p$ und

$$\frac{T_1}{T_2} = \lambda, \quad \frac{p_0}{p} = \mu \quad \ldots \ldots \ldots \ldots (10)$$

ist nach (8) und (9) auch

$$Q_1 = G c_p T_2 \left[\lambda - 1 + \frac{n-1}{n} \lambda \, ln \left(\mu \lambda^{\frac{m}{1-m}}\right)\right] \quad \ldots\ldots (11)$$

$$Q_2 = G c_p T_2 \left[\lambda - 1 + \frac{n-1}{n} \, ln \left(\mu \lambda^{\frac{m}{1-m}}\right)\right] \quad \ldots\ldots (12),$$

oder wegen $V = C_2 =$ dem Hubvolumen des kalten Cylinders und

$$G c_p \frac{n-1}{n} T_2 = G A R T_2 = A p C_2$$

$$Q_1 = A p C_2 \left[\frac{n}{n-1}(\lambda - 1) + \lambda \, ln \left(\mu \lambda^{\frac{m}{1-m}}\right)\right] \quad \ldots\ldots (13)$$

$$Q_2 = A p C_2 \left[\frac{n}{n-1}(\lambda - 1) + ln \left(\mu \lambda^{\frac{m}{1-m}}\right)\right] \quad \ldots\ldots (14)$$

ferner die bei jedem Spiel in Arbeit verwandelte Wärme:

$$Q_1 - Q_2 = A p C_2 (\lambda - 1) \, ln \left(\mu \lambda^{\frac{m}{1-m}}\right) \quad \ldots\ldots (15)$$

und der Wirkungsgrad des Kreisprocesses:

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{1}{\frac{n}{n-1} \frac{1}{ln\left(\mu \lambda^{\frac{m}{1-m}}\right)} + \frac{\lambda}{\lambda - 1}} \quad \ldots\ldots (16).$$

Bei gegebenem Temperaturverhältniss $\lambda$ ist letzterer um so grösser, je grösser $\mu$; damit er positiv sei, muss jedenfalls sein:

$$\mu > \lambda^{\frac{m}{m-1}} \quad \ldots\ldots (17).$$

Damit der Vorgang in vorausgesetzter Weise stattfinde, müssen die Hubvolumina $C_1$, $C_2$ der ebenso bezeichneten Cylinder und die Räume $V_0$, $V_2$ derselben, in welchen die Arbeitsluft sich zeitweilig zusammengedrängt befindet, gewisse Verhältnisse zu einander haben. Mit Rücksicht auf die Vorgänge im zweiten und im vierten Zeitabschnitt ist nämlich

$$\frac{p_2}{p_0} = \left(\frac{V_0}{V_2}\right)^m = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{m}{m-1}} \text{ und } \frac{p}{p_1} = \left(\frac{V_1}{V}\right)^m = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{m}{m-1}},$$

also wegen $V_1 = C_1$ und $V = C_2$, mit $\lambda = \frac{T_1}{T_2}$:

$$\frac{p_2}{p_0} = \left(\frac{V_0}{V_2}\right)^m = \lambda^{\frac{m}{1-m}} = \frac{p}{p_1} = \left(\frac{C_1}{C_2}\right)^m.$$

Hieraus folgt:

$$\frac{V_0}{V_2} = \frac{C_1}{C_2} = \lambda^{\frac{1}{1-m}} \quad \ldots\ldots (18)$$

und mit $\mu = \frac{p_0}{p}$, sowie mit Rücksicht auf die isothermische Beschaffenheit von $a_0 a_1$, Fig. 108:

$$\frac{V_0}{C_1} = \frac{V_2}{C_2} = \frac{p_1}{p_0} = \frac{p}{p_0}\,\frac{p_1}{p} = \frac{1}{\mu\,\lambda^{\frac{m}{1-m}}} \quad \ldots\ldots (19).$$

Durch (18) und (19) sind $C_1$, $C_2$, $V_0$, $V_2$ bestimmt, wenn eine dieser Grössen ausser $m$, $\lambda$, $\mu$ gegeben ist.

Die durch ein Spiel gewonnene indicirte Arbeit ist nach (15):

$$E = \frac{Q_1 - Q_2}{A} = p\,C_2\,(\lambda - 1)\,ln\left(\mu\,\lambda^{\frac{m}{1-m}}\right) \quad \ldots\ldots (20).$$

Um diese Arbeit mit dem dazu benöthigten Raum, wäre hier $E$ etwa mit $C_1 + C_2$ zu vergleichen, und wenn der betreffende Quotient hier als Raumarbeit bezeichnet wird, wäre diese nach (20) und (18):

$$\frac{E}{C_1 + C_2} = p\,\frac{(\lambda - 1)\,ln\left(\mu\,\lambda^{\frac{m}{1-m}}\right)}{\lambda^{\frac{1}{1-m}} + 1} \quad \ldots\ldots (21).$$

Bei gegebenem kleinsten Druck $p$ und bei sonst gegebenen Grössen ist auch sie, wie der Wirkungsgrad, um so grösser, je grösser $\mu$.

Indem freilich $\mu$, also der grösste Druck $p_0 = \mu p$ beschränkt ist, wäre, wenn $p_0$ gegeben ist, die Raumarbeit am grössten

$$\text{mit } \lambda^{\frac{m}{1-m}} = a \text{ für } \frac{ln\,(a\mu)}{\mu} = max$$

$$\mu\,\frac{a}{a\mu} - ln\,(a\mu) = 0; \qquad ln\,(a\mu) = 1$$

$$\mu = \frac{e}{a} = e\,\lambda^{\frac{m}{m-1}}; \qquad ln\mu = 1 + \frac{m}{m-1}\,ln\lambda \quad \ldots\ldots (22),$$

wenn also $\mu$ das $e$-fache des Grenzwerths gemäss (17) ist. In solchem Falle wäre nach (16) der Wirkungsgrad:

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{1}{\frac{n}{n-1} + \frac{\lambda}{\lambda - 1}} \quad \ldots\ldots (16\,a)$$

und nach (21) die Raumarbeit:

$$\frac{E}{C_1 + C_2} = p\,\frac{\lambda - 1}{\lambda^{\frac{1}{1-m}} + 1} \quad \ldots\ldots (21\,a).$$

Beispielsweise sei übrigens $p$ gegeben, dabei

$$\lambda = 2 \text{ und } \mu = 4,$$

während jede der Curven $a_2 a_0$ und $a_1 a$, Fig. 108, eine gerade Linie sei, und zwar entweder eine verticale ($m = \infty$), oder eine durch den Ursprung gehende ($m = -1$), oder eine horizontale ($m = 0$). Man findet dann mit $n = 1{,}41$ nach (18), (16) und (21)

| | | | |
|---|---|---|---|
| für | $m = \infty$ | $-1$ | $0$ |
| | $\frac{C_1}{C_2} = 1$ | 1,414 | 2 |
| | $\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 0{,}144$ | 0,188 | 0,223 |
| | $\frac{E}{C_1 + C_2}\frac{1}{p} = 0{,}347$ | 0,431 | 0,462 |
| | $\lambda^{\frac{m}{m-1}} = 2$ | 1,414 | $1 < \mu$ . . . . . (17). |

Unter den vorausgesetzten Umständen ist es hiernach vortheilhaft, die Einrichtung thunlichst so zu treffen, dass im zweiten und vierten Zeitabschnitt, bei der Ueberströmung der Luft aus einem in den anderen Cylinder, der Druck constant bleibt. Bei den Ausführungen der Rider'schen Maschine, freilich mit Regenerator, mit stetigen Kolbenbewegungen und mit schädlichen Räumen, verhält es sich thatsächlich anders, indem dabei $C_1$ nahe $= C_2$ zu sein pflegt.

## §. 131. Theorie des Luftmotors, System Rider, mit Regenerator.

Der Regenerator befindet sich in dem entsprechend weit und lang gemachten Canal, der die beiden Cylinder verbindet, deren Hubvolumina mit $C_1$ und $C_2$ bezeichnet wurden; er sei mit Drahtgeflecht oder dergl. von hinlänglicher Masse erfüllt, um annehmen zu dürfen, dass die im zweiten Zeittheil von $C_2$ nach $C_1$ hindurchströmende Luft in ihm von $T_2$ auf $T_1$ erwärmt, die im vierten Zeittheil von $C_1$ nach $C_2$ strömende Luft in ihm von $T_1$ bis $T_2$ abgekühlt wird. Man kann sich nämlich dann vorstellen, dass sich im Beharrungszustande (nach vielmaligem Hin- und Herströmender Arbeitsluft) drei Schichten im Regenerator herstellen: zwei äussere zunächst den Cylindern $C_1$ und $C_2$ mit den Temperaturen $T_1$ und $T_2$ von Drahtgeflecht und Luft in dessen Hohlräumen, dazwischen eine mittlere Schicht, in welcher ein stetiger Uebergang von der einen in die andere Grenztemperatur stattfindet; bei jedesmaliger Luftströmung von $C_2$ nach $C_1$ wird in demselben Sinne diese mittlere Schicht im Regenerator etwas verschoben und die mittlere Temperatur in demselben etwas erniedrigt, während es sich in beiden Beziehungen umgekehrt bei umgekehrter Luftströmung verhält. Es lässt sich annehmen, dass die mittlere

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

Temperatur im Regenerator um den Mittelwerth $\frac{1}{2}(T_1 + T_2)$ hin- und herschwankt, abnehmend im zweiten, zunehmend im vierten Zeitabschnitt, jenachdem nämlich die Arbeitsluft, aus $C_2$ nach $C_1$ strömend, Wärme dem Regenerator entzieht, oder umgekehrt. Einigermassen werden solche Schwankungen der Mitteltemperatur im Regenerator auch im ersten und dritten Zeittheil stattfinden. Wenn nämlich im ersten die Luft im kalten Cylinder verdichtet wird, so muss sich solche Verdichtung auch in den Luftraum des Regenerators hinein erstrecken, einer Erhöhung der Temperatur darin entsprechend als Fortsetzung derselben im vorhergegangenen vierten Zeittheil; ebenso erstreckt sich im dritten die Ausdehnung der Luft im heissen Cylinder auch zurück in den Regenerator, einer Erniedrigung der Temperatur darin entsprechend als Fortsetzung derselben im vorhergegangenen zweiten Zeittheil. Sofern übrigens die Temperaturen der sich berührenden Luft- und Metalltheile im Regenerator stets als gleich gross zu betrachten sind, kann bei sehr überwiegender Masse der letzteren die in Rede stehende Temperaturschwankung nur sehr unbedeutend sein, noch geringfügiger, als bei dem Hindurchströmen der Arbeitsluft im zweiten und im vierten Zeitabschnitt.

Von solchen Erwägungen, welche dazu führen würden, von Schwankungen der mittleren Temperatur im Regenerator im ersten und dritten Zeittheil unbedingt, für den ganzen Verlauf des Kreisprocesses wenigstens unter der Voraussetzung zu abstrahiren, dass die Masse der Metallfüllung desselben vielmal grösser ist, als diejenige der Arbeitsluft in der Maschine, geht nun Zeuner hier nicht aus; zu Gunsten grosser Einfachheit der sich ergebenden Ausdrücke nimmt er vielmehr eine erhebliche Veränderlichkeit jener mittleren Temperatur an, und zwar eine solche, dass das Product derselben und des Gesammtvolumens der in den Cylindern befindlichen Arbeitsluft unveränderlich ist*. Ist nämlich

$V$ das augenblickliche Volumen der Arbeitsluft, welche sich in den Cylindern, ausschliesslich des constanten Luftraums

$C_3$ des Regenerators befindet,

$T'$ die entsprechende augenblickliche mittlere Temperatur in diesem,

$p$ der entsprechende Druck in allen communicirenden Räumen,

$G$ das constante Gesammtgewicht der in allen diesen Räumen $V$ und $C_3$ befindlichen Luft, so wird angenommen:

$$VT' = \text{Const.} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (1).$$

* Ausdrücklich stellt Zeuner diese Hypothese zwar nur für die isothermischen Aenderungen im ersten und dritten Zeittheil auf, wendet sie aber demnächst auch für den zweiten und vierten Zeittheil an. „Technische Thermodynamik", Bd. I. §. 66.

Im ersten Zeittheil, in welchem die Luft, ganz im kalten Cylinder und im Regenerator sich befindend, darin comprimirt wird, in ersterem gemäss der Zustandscurve $a a_2$, Fig. 108 in §. 129, ist nun nach der Zustandsgleichung, bezogen auf diese beiden Luftmengen,

$$\frac{GR}{p} = \frac{V}{T_2} + \frac{C_3}{T'}; \quad G R T_2 = \left(1 + \frac{C_3 T_2}{V T'}\right) p V$$

oder, wenn gemäss (1), unter $q$ eine Constante und unter $T_3$ den Werth von $T'$ im Anfangszustande $a$, Fig. 108, verstanden, in welchem $V = C_2$ ist,

$$\frac{C_3 T_2}{V T'} = \frac{C_3 T_2}{C_2 T_3} = q \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots (2)$$

gesetzt wird,

$$G R T_2 = (1 + q) p V \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots (3).$$

Entsprechend ist im dritten Zeittheil für die Expansion im heissen Cylinder und im Regenerator:

$$\frac{GR}{p} = \frac{V}{T_1} + \frac{C_3}{T'}$$

$$G R T_1 = \left(1 + \frac{C_3 T_1}{V T'}\right) p V = (1 + \lambda q) p V \quad \ldots \ldots \ldots (4)$$

nach (2) und mit $\lambda = \frac{T_1}{T_2}$.

Die Gleichungen (3) und (4) zeigen, dass bei Zeuner's Hypothese (1) den Curven $a a_2$ und $a_0 a_1$, Fig. 108, Gleichungen von der Form $p V =$ Const. zugeschrieben werden, dass sie also, weil sie constanten Temperaturen entsprechen, als polytropische Curven angenommen werden ($p V^m =$ Const. mit $m = 1$), gleich als ob $V$ die Volumina unveränderlicher Luftgewichte wären, also auch der Luftgehalt des Regenerators weder im ersten Zeittheil zunähme, noch im dritten abnähme, thatsächlich im Gegensatz zu Zeuner's Annahmen selbst. Aus demselben Grunde sind auch $a_2 a_0$ und $a_1 a$, Fig. 108, indem ihnen nach wie vor die Gleichung $p V^m =$ Const. beigelegt wird, keine polytropische Curven, werden aber gleichwohl als solche betrachtet, entsprechend den betreffenden Gleichungen in §§. 122, 123, insbesondere der Gleichung:

$$p_1 p_2 = p_0 p,$$

indem nach wie vor Druck und Volumen für die Zustände $a$, $a_2$, $a_0$, $a_1$ bezw. bezeichnet werden mit $p$ und $V = C_2$, $p_2$ und $V_2$, $p_0$ und $V_0$, $p_1$ und $V_1 = C_1$.

Gemäss (3) und (4) ist insbesondere, unter $p$ jetzt nicht einen veränderlichen, sondern jenen Druck im Anfangszustande verstanden,

$$G R T_2 = (1 + q) p C_2 = (1 + q) p_2 V_2 \ldots\ldots\ldots (5)$$

$$G R T_1 = (1 + \lambda q) p_0 V_0 = (1 + \lambda q) p_1 C_1 \ldots\ldots (6).$$

Es folgt daraus wegen

$$\frac{p_2}{p_0} = \frac{p}{p_1} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{m}{m-1}} = \lambda^{\frac{m}{1-m}}$$

$$\frac{V_0}{V_2} = \frac{C_1}{C_2} = \frac{1+q}{1+\lambda q} \lambda^{1+\frac{m}{1-m}} = \frac{1+q}{1+\lambda q} \lambda^{\frac{1}{1-m}} \ldots\ldots (7)$$

und mit $\mu = \frac{p_0}{p}$ wegen

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{p}{p_2} = \frac{p}{p_0} \frac{p_1}{p} = \frac{1}{\mu \lambda^{\frac{m}{1-m}}}$$

$$\frac{V_0}{C_1} = \frac{V_2}{C_2} = \frac{1}{\mu \lambda^{\frac{m}{1-m}}} \ldots\ldots\ldots\ldots (8).$$

Letztere Gleichung ist mit (19) im vorigen Paragraph identisch, (7) mit (18) daselbst nur um so mehr, je kleiner $q$ ist.

Was nun die dem heissen und dem kalten Raum mitzutheilenden Wärmemengen $H_1$, $H_2$, $H_3$, $H_4$ und $K_1$, $K_2$, $K_3$, $K_4$ betrifft, so ergeben sie sich sehr einfach für den ersten und dritten Zeittheil. Im ersten ist $H_1 = 0$ und nach §. 126 (6):

$$d K_1 = - A V dp = - A d(p V) + A p d V,$$

also, da $p V$ constant ist, $d K_1 =$ dem Wärmewerth der elementaren Arbeit, folglich $K_1$ bei Division von $G$ durch $1 + q$ gemäss (3):

$$K_1 = \frac{G A R T_2}{1+q} \ln \frac{p}{p_2} \ldots\ldots\ldots\ldots (9),$$

analog Gl. (1) im vorigen Paragraph. Für den dritten Zeittheil ergiebt sich ebenso $K_3 = 0$ und mit Rücksicht auf (4)

$$H_3 = \frac{G A R T_1}{1+\lambda q} \ln \frac{p_0}{p_1} \ldots\ldots\ldots\ldots (10)$$

analog Gl. (2) im vorigen Paragraph. Wenn auch der heisse Cylinder hierbei Zuflussraum ist, sofern Luft in denselben aus dem Regenerator zuströmt (trotz der gegentheiligen obigen Folgerung), so würde doch diese Luft mit der im heissen Cylinder herrschenden Temperatur $T_1$ zu-strömen, somit einen zusätzlichen Summand von $H_3$ gemäss §. 126, Gl. (8) nicht zur Folge haben.

Für den zweiten und vierten Zeittheil brauchen $K_2$, $H_2$ und $K_4$, $H_4$ überhaupt nicht einzeln berechnet zu werden, weil

$$K_2 + K_4 = H_2 + H_4 = 0$$

ist, wie sich durch folgende Ueberlegung ergiebt. Bedeutet nämlich $V_x$ das Luftvolumen im kalten Cylinder und $p$ den entsprechenden augenblicklichen Druck, so ist nach §. 126, (7) und (8)

$$dK_2 = dK_4 = -A V_x dp,$$

weil, wenn auch $V_x$ im vierten Zeitabschnitt Zuflussraum ist, doch die Luft mit der darin schon herrschenden Temperatur ihm zuströmt. Auch ist dabei in beiden Fällen

$$\frac{V_x}{T_2} + \frac{V - V_x}{T_1} + \frac{C_3}{T'} = \frac{GR}{p},$$

also wegen

$$\frac{C_3}{T'} = q\frac{V}{T_2}$$

gemäss der als allgemein gültig vorausgesetzten Gleichung (2):

$$V_x\left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}\right) = \frac{GR}{p} - V\left(\frac{1}{T_1} + \frac{q}{T_2}\right) = \frac{GR}{p} - \frac{1 + \lambda q}{T_1}V,$$

somit

$$K_2 = -A\frac{T_1 T_2}{T_1 - T_2}\left[GR\int_{p_2}^{p_0}\frac{dp}{p} - \frac{1+\lambda q}{T_1}\int_{p_2}^{p_0}V\,dp\right]$$

$$= -A\frac{T_1 T_2}{T_1 - T_2}\left[GR\,ln\frac{p_0}{p_2} - \frac{1+\lambda q}{T_1}\left(p_0 V_0 - p_2 V_2 - \int_{V_2}^{V_0} p\,dV\right)\right].$$

Ebenso ist:

$$K_4 = -A\frac{T_1 T_2}{T_1 - T_2}\left[GR\,ln\frac{p}{p_1} - \frac{1+\lambda q}{T_1}\left(pV - p_1 V_1 - \int_{V_1}^{V} p\,dV\right)\right],$$

unter $p$ hier wieder (ausser unter dem Integralzeichen) den Druck im Zustande $a$, Fig. 108, statt des veränderlichen augenblicklichen Drucks verstanden. Dass diese Werthe von $K_2$ und $K_4$ entgegengesetzt gleich sind, folgt aus

$$\frac{p_0}{p_2} = \frac{p_1}{p}, \qquad p_0 V_0 = p_1 V_1, \qquad pV = p_2 V_2$$

und aus der entgegengesetzten Gleichheit der beiden Integrale, sofern deren Summe, entsprechend der Zustandsgleichung $pV^m = $ Const., nach §. 122 (13)

$$= \frac{1}{1-m}(p_0V_0 - p_2V_2 + pV - p_1V_1) = 0$$

ist. Ebenso ergiebt sich $H_2 + H_4 = 0$. Freilich setzt jene Gleichung (13) in §. 122 ein unveränderliches Luftgewicht voraus, gleich als ob auch beim Ueberströmen der Luft durch den Regenerator hindurch der Luftgehalt des letzteren sich nicht änderte, sofern wenigstens $a_2a_0$ und $a_1a$, Fig. 108, überhaupt polytropische Curven sein sollen.

Hiernach ist nun die Wärmemenge ($Q_1$ bezw. $Q_2$), die bei einem Kreisprocess dem heissen Raume mitzutheilen, dem kalten zu entziehen ist, mit Rücksicht auf (10) und (6), (9) und (5):

$$Q_1 = H_2 + H_4 + H_3 = H_3 = Ap_1C_1 \, ln \frac{p_0}{p_1}$$

$$Q_2 = -(K_2 + K_4 + K_1) = -K_1 = ApC_2 \, ln \frac{p_2}{p}$$

oder wegen

$$\frac{p_0}{p_1} = \frac{p_2}{p} = \frac{p_0}{p}\frac{p}{p_1} = \mu\lambda^{\frac{m}{1-m}}$$

und weil mit Rücksicht auf (7)

$$\frac{p_1C_1}{pC_2} = \lambda^{\frac{m}{m-1}}\frac{1+q}{1+\lambda q}\lambda^{\frac{1}{1-m}} = \frac{\lambda(1+q)}{1+\lambda q}$$

ist,

$$Q_1 = ApC_2\frac{\lambda(1+q)}{1+\lambda q} \, ln\left(\mu\lambda^{\frac{m}{1-m}}\right) \quad \ldots\ldots\ldots (11)$$

$$Q_2 = ApC_2 \, ln\left(\mu\lambda^{\frac{m}{1-m}}\right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (12).$$

Die indicirte Arbeit für einen Kreisprocess ist

$$E = \frac{Q_1 - Q_2}{A} = pC_2\frac{\lambda - 1}{1+\lambda q} \, ln\left(\mu\lambda^{\frac{m}{1-m}}\right) \quad \ldots\ldots (13),$$

im Verhältniss $\dfrac{1}{1+\lambda q}$ kleiner, als $E$ gemäss Gl. (20) im vorigen Paragraph. Wesentlich anders und (bei hinlänglich kleinem $q$) grösser ist aber der Wirkungsgrad des Kreisprocesses:

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{1+\lambda q}{\lambda(1+q)} = \frac{\lambda - 1}{\lambda(1+q)} \quad \ldots\ldots (14),$$

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

entsprechend dem calorischen Wirkungsgrad (dem Verhältniss der Wirkungsgrade des realen und des idealen oder Carnot'schen Processes zwischen denselben Grenztemperaturen):

$$\eta_c = \frac{1}{1+q} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (15),$$

welcher sich um so mehr der Einheit nähert, je kleiner $q$, je kleiner also nach (2) das Luftvolumen $C_3$ im Regenerator ist. —

Jedenfalls ist es möglich, diesen Luftraum vortheilhafter Weise so klein zu machen, dass er mit anderen hier stets unberücksichtigt gebliebenen schädlichen Räumen vergleichbar ist, dass nämlich der Regenerator eben noch ohne in Betracht kommenden Widerstand und entsprechenden Druckunterschied auf beiden Seiten desselben von der Luft durchströmt werden kann. Wäre das der Fall, so wäre diese ganze Untersuchung der Rider'schen Maschine mit Regenerator überflüssig, und mit Vermeidung einer zweifelhaften Hypothese in Betreff der darin herrschenden Temperatur nur die Theorie der Maschine ohne Regenerator im vorigen Paragraph entsprechend zu ändern gewesen. Solche Aenderung bezieht sich nur auf die Wärmemengen $H_2$, $K_4$ und deren Folgen; diese Wärmemengen sind jetzt andere, weil die Luft im zweiten Zeittheil in den heissen Raum mit der Temperatur $T_1$, im vierten in den kalten Raum mit der Temperatur $T_2$ einströmt, somit keiner Wärmemittheilung bedarf, um auf solche Temperatur gebracht zu werden.

Indem deshalb hier $dK_2$ denselben Ausdruck hat, wie $dK_2 = -AV_x dp$ im vorigen Paragraph, ergiebt sich leicht aus der Art und Weise, wie dort Gl. (4)

$$K_2 = GAR\left(\frac{mT_2}{m-1} - \frac{T_1 T_2}{T_1 - T_2} \ln \frac{p_0}{p_2}\right)$$

gefunden wurde, dass darin, um $K_4$ zu erhalten, nur $\frac{p_0}{p_2}$ durch $\frac{p}{p_1}$ zu ersetzen ist, bei der Entwicklung des ersten Klammergliedes auch $p_2$, $V_2$ durch $p_1$, $V_1$, also wegen

$$p_2 V_2 = GRT_2, \qquad p_1 V_1 = GRT_1$$

auch einmal der Factor $T_2$ durch $T_1$. Dieses erste Glied entstand dort aus:

$$\frac{mT_2}{m-1} \frac{\left(\frac{p_0}{p_2}\right)^{\frac{m-1}{m}} - 1}{\frac{T_1}{T_2} - 1} = \frac{mT_2}{m-1},$$

wofür also hier zu setzen ist:

$$\frac{mT_1}{m-1}\,\frac{\left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{m-1}{m}}-1}{\frac{T_1}{T_2}-1}=\frac{mT_1}{m-1}\,\frac{\frac{1}{\lambda}-1}{\lambda-1}=-\frac{mT_2}{m-1},$$

so dass

$$K_4=GAR\left(-\frac{mT_3}{m-1}+\frac{T_1T_2}{T_1-T_2}\,ln\frac{p_1}{p}\right)=-K_2$$

wird, wegen $\frac{p_0}{p_2}=\frac{p_1}{p}$. Ebenso findet man $H_2+H_4=0$, und ergeben sich dann überhaupt sofort die obigen Gleichungen (7), (8) und (11) — (15) mit $q=0$. —

Ist $C_3$, somit $q$ grösser, so ist es von $m$, also von der Beschaffenheit der Curvenstücke $a_2a_0$ und $a_1a$, Fig. 108, abhängig, ob die Zeuner'sche Hypothese (1) mehr oder weniger zutrifft. Wären z. B., entsprechend $m=\infty$, $a_2a_0$ und $a_1a$ verticale Gerade, so bliebe im zweiten und vierten Zeitabschnitt $V$ unveränderlich, nach (1) also auch $T'$, obschon die den Regenerator durchströmende Luft Wärme in ihm aufgenommen, bezw. abgegeben hätte. Richtiger könnte Gleichung (1) sein, wenn $m$ einen gewissen negativen Werth hätte, entsprechend solchen Lagen der Curvenstücke $a_2a_0$ und $a_1a$, wie die Figur andeutet; denn dann wäre im zweiten Zeittheil die Vergrösserung von $V$ und die Aufnahme von Wärme vom Regenerator nach (1) mit Verkleinerung von $T'$, im vierten Zeittheil die Verkleinerung von $V$ und die Abgabe von Wärme an den Regenerator nach (1) mit Vergrösserung von $T'$ verbunden. Trotz der Bedenken fraglicher Hypothese soll sie wegen der Einfachheit ihrer rechnerischen Ergebnisse im Folgenden zugrunde gelegt werden, indem sie vor allem um so weniger fehlerhaft ist, je kleiner $q$, indem aber nach (2) $q<\frac{C_3}{V}$ ist, und $C_3$ ohne Schwierigkeit auf solche Grössen beschränkt werden kann, welche mit sonstigen schädlichen Räumen vergleichbar sind, die bei den principiellen Untersuchungen hier immer im Vergleich mit $V$ vernachlässigt wurden.

Wäre z. B. $\lambda=2$, $\mu=4$, ferner

$$T_3=\frac{T_1+T_2}{2}=\frac{\lambda+1}{2}T_2,\ \text{also}\ \frac{T_2}{T_3}=\frac{2}{3}$$

$$\frac{C_3}{C_2}=\frac{1}{4},\ \text{nach (2) also}\ q=\frac{1}{6},$$

so wäre $\frac{C_1}{C_2}$ nach (7) $= \frac{7}{8}$ des betreffenden Verhältnisswerthes gemäss (18), §. 130. $C_1$ und $C_2$ wären gleich gross, wie es bei ausgeführten Rider'schen Maschinen der Fall zu sein pflegt, für $m = -4{,}2$. Nach (14) ist der Wirkungsgrad $\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}$ nur von $\lambda$ und $q$ abhängig, hier nahe $= 0{,}43$; er wird, wie die Beispiele zu Ende des vorigen Paragraph erkennen lassen, durch den Regenerator verhältnissmässig um so mehr vergrössert, je steiler die Curven $a_2 a_0$ und $a_1 a$, Fig. 108, verlaufen, wenigstens aber (für $m = 0$) ungefähr verdoppelt. Dieser Vortheil desselben wird durch den Umstand nicht aufgewogen, dass $E$ nach (13) bei gleichen Werthen von $m, \lambda, \mu, p, C_2$ nur 0,75 so gross ist. Die Verhältnisse, in welchen $Q_1$ und $Q_2$ gemäss (11) und (12) im Vergleich mit (13) und (14) im vorigen Paragraph durch den Regenerator sich ändern, sind unter verschiedenen Umständen verschieden.

### §. 132. **Luftmotor, System Lehmann, ohne und mit Regenerator.**

Für dieses, wenigstens ohne Regenerator bisher am meisten verbreitete Luftmotorensystem gelten bei demselben Diagramm Fig. 108 auch dieselben Gleichungen, die in den beiden vorhergehenden Paragraphen entwickelt wurden. Nur ist jetzt, wenn wieder mit $C_1$ das Hubvolumen des an die Stelle des Arbeitskolbens $K_1$ dort tretenden Verdrängers, mit $C_2$ das Hubvolumen des Arbeitskolbens $K_2$ bezeichnet wird, $C_2$ und somit das Verhältniss $C_2 : C_1$ von anderer Bedeutung und Ausdrucksform. Es ist nämlich, wie schon im §. 129 hervorgehoben wurde, hier zwar ebenso, wie bei Rider's Maschine,

$$C_1 = V_1, \text{ dagegen } C_2 = V_1 - V_2.$$

1) Für Lehmann's Maschine ohne Regenerator ist also wegen

$$p_1 V_1 = G R T_1 \quad \text{und} \quad p_2 V_2 = G R T_2$$

$$\frac{C_2}{C_1} = 1 - \frac{V_2}{V_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}\,\frac{p_1}{p_2}$$

oder mit $\lambda = \frac{T_1}{T_2}$ und $\mu = \frac{p_0}{p}$ wegen

$$p_1 p_2 = p_0 p, \quad \text{also} \quad \frac{p_1}{p_2} = \frac{p_0}{p_2}\,\frac{p}{p_2} = \left(\frac{p_0}{p_2}\right)^2 \frac{p}{p_0} = \frac{\lambda^{\frac{2m}{m-1}}}{\mu}$$

$$\frac{C_2}{C_1} = 1 - \frac{\lambda^{\frac{m+1}{m-1}}}{\mu} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (1),$$

z. B. mit $\lambda = 2,\ \mu = 4$

$$\begin{array}{llll} \text{für } m = & \infty & -1 & 0 \\ \dfrac{C_2}{C_1} = & \dfrac{1}{2} & \dfrac{3}{4} & \dfrac{7}{8}. \end{array}$$

Die Ausdrücke von $Q_1$, $Q_2$ und $E$ bei gegebenen Werthen von $m, \lambda, \mu, p$ und $C_1$ erhält man aus §. 130, (13), (14) und (20), wenn darin gemäss (18) daselbst

$$C_2 = C_1 \lambda^{\frac{1}{m-1}}$$

gesetzt wird, somit

$$Q_1 = Ap\,C_1 \lambda^{\frac{1}{m-1}} \left[\frac{n}{n-1}(\lambda - 1) + \lambda\, ln\left(\mu\,\lambda^{\frac{m}{1-m}}\right)\right] \ldots\ldots (2)$$

$$Q_2 = Ap\,C_1 \lambda^{\frac{1}{m-1}} \left[\frac{n}{n-1}(\lambda - 1) + ln\left(\mu\,\lambda^{\frac{m}{1-m}}\right)\right] \ldots\ldots (3)$$

$$E = p\,C_1 \lambda^{\frac{1}{m-1}} (\lambda - 1)\, ln\left(\mu\,\lambda^{\frac{m}{1-m}}\right) \ldots\ldots (4).$$

Für den Wirkungsgrad des Kreisprocesses gilt Gl. (16), §. 130. Als Raumarbeit kann hier das Verhältniss $\dfrac{E}{C_1 + K_1}$ betrachtet werden, unter $K_1$ das Volumen des Verdrängers verstanden; indem $K_1 > C_2$ zu sein pflegt, ist es als kleiner zu erachten, als die Raumarbeit $= \dfrac{E}{C_1 + C_2}$ von Rider's Maschine ohne Regenerator unter sonst gleichen Umständen. Durch lange Taucherkolben der letzteren kann übrigens dieser verhältnissmässige Raumunterschied mehr als ausgeglichen werden.

2) Für eine Lehmann'sche Maschine mit Regenerator ist nach den Gleichungen (5) und (6) im vorigen Paragraph:

$$\frac{C_2}{C_1} = 1 - \frac{V_2}{C_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}\,\frac{1 + \lambda q}{1 + q}\,\frac{p_1}{p_2},$$

also mit Rücksicht auf obige Entwicklung von Gl. (1):

$$\frac{C_2}{C_1} = 1 - \frac{1 + \lambda q}{1 + q}\,\frac{\lambda^{\frac{m+1}{m-1}}}{\mu} \ldots\ldots (5),$$

z. B. mit $\lambda = 2,\ \mu = 4$ und $q = \dfrac{1}{6}$

$$\begin{array}{llll} \text{für } m = & \infty & -1 & 0 \\ \dfrac{C_2}{C_1} = & \dfrac{3}{7} & \dfrac{5}{7} & \dfrac{6}{7}. \end{array}$$

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

Würde hier der ganze Hohlraum des Verdrängers zur Aufnahme des Regenerators verwendet, so wäre freilich dessen Luftvolumen $C_3$ wohl kaum auf $\frac{1}{4}\,C_2$ zu beschränken, so dass $q = \frac{1}{6}$ würde mit $\frac{T_2}{T_3} = \frac{2}{3}$, wie zu Ende des vorigen Paragraph für das Beispiel einer Rider-Maschine mit Regenerator angenommen wurde. Indessen wäre es schon mit Rücksicht auf die Schwere des hier mit dem Verdränger hin- und herzubewegenden Regenerators rathsam, zu seiner Aufnahme nur einen gewissen centralen Theil des Verdrängerraums zu benutzen.

Die Ausdrücke von $Q_1$, $Q_2$ und $E$ bei gegebenen Werthen von $m$, $\lambda$, $\mu$, $p$ und $C_1$ erhält man aus §. 131, (11), (12) und (13), wenn darin gemäss Gl. (7) daselbst

$$C_2 = C_1 \frac{1+\lambda q}{1+q}\,\lambda^{\frac{1}{m-1}}$$

gesetzt wird, somit

$$Q_1 = A\,p\,C_1\,\lambda^{\frac{m}{m-1}}\, ln\left(u\,\lambda^{\frac{m}{1-m}}\right) \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots (6)$$

$$Q_2 = A\,p\,C_1 \frac{1+\lambda q}{1+q}\,\lambda^{\frac{1}{m-1}}\, ln\left(u\,\lambda^{\frac{m}{1-m}}\right) \quad \ldots \ldots \ldots (7)$$

$$E = p\,C_1 \frac{\lambda-1}{1+q}\,\lambda^{\frac{1}{m-1}}\, ln\left(u\,\lambda^{\frac{m}{1-m}}\right) \quad \ldots \ldots \ldots \ldots (8).$$

Für den calorischen und für den Wirkungsgrad des Kreisprocesses gelten die Gleichungen (15) und (14) im vorigen Paragraph; letzterer wird durch den Regenerator unter gleichen Umständen in demselben Verhältniss vergrössert, wie bei der Rider-Maschine, unter den hier vorausgesetzten Umständen also wenigstens verdoppelt gemäss der Ermittelung zu Ende des vorigen Paragraph. Sind auch die thatsächlichen Verhältnisse in mancher Hinsicht andere, so ist doch der Ansicht Zeuner's beizupflichten, dass durch Hinzufügung eines Regenerators die Lehmann'sche Maschine ohne Zweifel sehr zu verbessern wäre.

### §. 133. **Luftmotoren mit Kreisprocess in zwei Räumen bei stetiger Schubkurbelbewegung der Kolben.**

Die im Vorhergehenden vorausgesetzten absatzweisen, ev. durch zeitweilige Stillstände unterbrochenen Kolbenbewegungen, welche ein Volumendruckdiagramm zur Folge hatten, das aus 4 verschiedenen, zu je zwei als gleichartig und polytropisch angenommenen Theilen besteht, finden sich bei ausgeführten Maschinen thatsächlich durch stetige Bewegungen ersetzt. Hier sei als einfachste solche Bewegung eine derartige vorausgesetzt, wie sie von einer rotirenden Welle aus durch einen Kurbelschubmechanismus mit sehr langer Kurbelstange bewirkt wird, und zwar sowohl bezüglich der beiden Kolben $K_1$, $K_2$, als bezüglich des Kolbens $K_2$ und des Verdrängers $K_1$ einer Maschine mit Kreisprocess in zwei Räumen (abgesehen vom Luftraume eines etwa vorhandenen Regenerators), in welchen bezw. die constanten Temperaturen $T_1$ und $T_2$ erhalten werden, gemäss den Systemen Rider und Lehmann.*

1) Zunächst handle es sich um eine Rider'sche Maschine und zwar

a. mit Regenerator von derartig vollkommener Wirkung, dass die ihm entströmende Luft in den heissen Raum mit der Temperatur $T_1$, in den kalten mit der Temperatur $T_2$ einströmt. Die gleichzeitigen Grössen dieser beiden Räume seien bezw. $= V_x$ und $= V_y$ für den Drehungswinkel $\omega$ der Kurbelwelle, welcher von einem Augenblick an gerechnet sein soll, in welchem $V_x = 0$ ist, also $K_1$ sich in innerster Lage befindet, während dann $K_2$ in Bewegung gegen seine innerste Lage hin begriffen sei, entsprechend dem Winkel $\alpha < \pi$, um welchen die Kurbel von $K_2$ derjenigen von $K_1$ nacheile. Sind dann $C_1$ und $C_2$ bezw. die Maxima von $V_x$ und $V_y$ (die Hubvolumina der Kolben $K_1$ und $K_2$ bei Abstraction von schädlichen Räumen), so ist:

$$V_x = \frac{1}{2} C_1 (1 - \cos\omega); \qquad V_y = \frac{1}{2} C_2 [1 - \cos(\omega - \alpha)] \quad . . (1).$$

Ist ferner wieder $C_3$ das Luftvolumen des Regenerators, $T'$ die augenblickliche Mitteltemperatur in demselben, so ist nach der Zustandsgleichung, wenn sie auf den augenblicklichen Gesammtraum $= V_x + V_y + C_3$ mit dem Drucke $p$ des darin befindlichen constanten Luftgewichtes $G$ bezogen wird,

$$\frac{GR}{p} = \frac{V_x}{T_1} + \frac{V_y}{T_2} + \frac{C_3}{T'}$$

oder mit $T_1 = \lambda T_2$, und wenn mit $V = V_x + V_y$ gemäss §. 131, Gl. (1) und (2) wieder

$$VT' = \text{Const. und } \frac{C_3 T_2}{VT'} = q \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (2)$$

gesetzt wird,

$$\frac{GRT_1}{p} = V_x + \lambda V_y + \lambda q (V_x + V_y)$$

$$= (1 + \lambda q) V_x + \lambda (1 + q) V_y \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (3).$$

* Zeuner, technische Thermodynamik, Bd. I, §. 68.

Wenn diese Gleichung differenzirt und dann mit $p$ multiplicirt wird, ergiebt sich:

$$-G R T_1 \frac{dp}{p} = (1 + \lambda q) p \, d V_x + \lambda (1 + q) p \, d V_y$$

gültig für jedes Element des Kreisprocesses. Das Integral der linken Seite dieser Differentialgleichung für eine ganze Umdrehung der Kurbelwelle ist $= 0$, weil $p$ am Anfang und am Ende gleich ist; folglich ist auch das entsprechende Integral der rechten Seite $= 0$, oder es ist, wenn

$$E_1 = \int p \, d V_x \quad \text{und} \quad E_2 = -\int p \, d V_y,$$

beide Integrale auf einen ganzen Kreisprocess bezogen, die Arbeiten bedeuten, welche bezw. durch die Bewegungen von $K_1$ und $K_2$ gewonnen und verbraucht werden,

$$(1 + \lambda q) E_1 - \lambda (1 + q) E_2 = 0.$$

Hieraus und aus

$$E_1 - E_2 = E,$$

unter $E$ die resultirende indicirte Arbeit für ein Spiel verstanden, folgt:

$$E_1 = \frac{\lambda (1 + q)}{\lambda - 1} E \quad \text{und} \quad E_2 = \frac{1 + \lambda q}{\lambda - 1} E \quad \ldots\ldots\ldots (4).$$

Die dem heissen Raume in einem Zeitelement mitgetheilte Wärme ist nach §. 126, Gl. (7) und (8) $= -A V_x dp$, einerlei ob $V_x$ Ab- oder Zuflussraum ist, sofern im letzten Falle die Luft mit der in $V_x$ herrschenden Temperatur zufliesst. Die Wärme, welche bei einem ganzen Spiel mitgetheilt wird, ist somit bei entsprechender Ausdehnung des Integrals zwischen wiederkehrenden Grenzwerthen von $p$ und von $V_x$:

$$Q = -A \int V_x dp = -A \int [d (p V_x) - p \, d V_x]$$

$$= A \int p \, d V_x = A E_1; \text{ ebenso ist } Q_2 = A E_2 \ldots\ldots (5)$$

$=$ der Wärme, welche dem kalten Raum bei einem Spiel entzogen wird. Der Wirkungsgrad des Kreisprocesses ergiebt sich also mit Rücksicht auf (4):

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{E_1 - E_2}{E_1} = \frac{\lambda - 1}{\lambda (1 + q)} \quad \ldots\ldots\ldots (6)$$

ebenso, wie im §. 131, Gl. (14). Mit $q = 0$ geht er in die Grenze $\frac{\lambda - 1}{\lambda}$ $=$ dem Wirkungsgrad des Carnot'schen Processes zwischen den Temperaturgrenzen $T_1$ und $T_2$ über. Es leuchtet ein, dass dieses Ergebniss, indem es unabhängig von den Gleichungen (1) erhalten wurde, allgemein gültig ist, sofern die Temperaturen $T_1$, $T_2$ der Räume $V_x$, $V_y$ constant und, falls $C_3$ nicht $= 0$ ist, die Gleichungen (2) erfüllt sind.

Zur Bestimmung der indicirten Arbeit $E$ genügt gemäss (4) die Berechnung einer der Arbeiten $E_1$, $E_2$, wozu, nachdem $V_x$, $V_y$ durch (1) als Functionen von $\omega$ gegeben sind, auch $p$ durch $\omega$ auszudrücken ist. Zu dem Ende folgt aus (3) und (1):

$$\frac{2GRT_1}{p} = (1+\lambda q)\,C_1(1-\cos\omega) + \lambda(1+q)\,C_2[1-\cos(\omega-\alpha)]$$

oder mit der Bezeichnung:

$$a = \frac{1+\lambda q}{\lambda(1+q)}\,\frac{C_1}{C_2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (7)$$

$$\frac{2GRT_2}{(1+q)C_2}\,\frac{1}{p} = a(1-\cos\omega) + 1 - \cos\omega\cos\alpha - \sin\omega\sin\alpha$$

$$= a + 1 - (a+\cos\alpha)\cos\omega - \sin\alpha\sin\omega$$

oder endlich mit den weiteren Bezeichnungen:

$$b = \frac{2GRT_2}{(1+q)\,C_2(a+1)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (8),$$

$$\varepsilon\cos\beta = \frac{a+\cos\alpha}{a+1} \text{ und } \varepsilon\sin\beta = \frac{\sin\alpha}{a+1} \quad \ldots\ldots (9)$$

$$p = \frac{b}{1-\varepsilon\cos(\omega-\beta)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (10).$$

Hiernach werden die Pressungen $p$ dargestellt durch die Längen der vom Brennpunkte aus gezogenen Fahrstrahlen einer Ellipse, deren halber Parameter $= b$ und deren verhältnissmässige Excentricität (Verhältniss der absoluten oder linearen Excentricität zur halben grossen Axe) $= \varepsilon$ ist; und zwar entspricht dem Drehungswinkel $\omega$ der Kurbelwelle ein solcher Strahl, welcher mit der grossen Axe, verstanden im Sinne vom Brennpunkte gegen den Mittelpunkt, den Winkel $\omega - \beta$ bildet.

Ist $p_1$ der grösste, $p_2$ der kleinste Druck, so ist, bezw. entsprechend $\omega = \beta$ und $\omega = \pi + \beta$,

$$p_1 = \frac{b}{1-\varepsilon} \text{ und } p_2 = \frac{b}{1+\varepsilon}.$$

Daraus folgt:

$$\frac{1+\varepsilon}{1-\varepsilon} = \frac{p_1}{p_2}; \qquad \varepsilon = \frac{p_1-p_2}{p_1+p_2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (11)$$

$$b = (1+\varepsilon)\,p_2 = \frac{2p_1p_2}{p_1+p_2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (12),$$

während die zwei Gleichungen (9) ergeben:

$$tg\,\beta = \frac{sin\,\alpha}{a + cos\,\alpha} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (13).$$

Mit Rücksicht auf (1) und (10) ist nun die Expansionsarbeit im heissen Cylinder für ein Spiel:

$$E_1 = \int p\,d\,V_x = \frac{b\,C_1}{2}\int \frac{sin\,\omega\,d\,\omega}{1 - \varepsilon\,cos\,(\omega - \beta)},$$

wenn die Integration zwischen zwei solchen Werthen von $\omega$ oder von $\omega - \beta$ ausgeführt wird, welche sich um $2\pi$ unterscheiden, oder mit $\omega - \beta = \delta$ wegen

$$sin\,\omega = sin\,(\omega - \beta + \beta) = sin\,\delta\,cos\,\beta + cos\,\delta\,sin\,\beta$$

$$E_1 = \frac{b\,C_1}{2}\left(cos\,\beta \int_0^{2\pi} \frac{sin\,\delta\,d\,\delta}{1 - \varepsilon\,cos\,\delta} + sin\,\beta \int_0^{2\pi} \frac{cos\,\delta\,d\,\delta}{1 - \varepsilon\,cos\,\delta}\right) \quad \ldots \quad (14).$$

Es ist aber

$$\int_0^{2\pi} \frac{sin\,\delta\,d\,\delta}{1 - \varepsilon\,cos\,\delta} = \frac{1}{\varepsilon}\,ln\,\frac{1 - \varepsilon\,cos\,2\pi}{1 - \varepsilon\,cos\,0} = 0,$$

ferner wegen

$$cos\,\delta = \frac{-(1 - \varepsilon\,cos\,\delta) + 1}{\varepsilon}$$

$$\int \frac{cos\,\delta\,d\,\delta}{1 - \varepsilon\,cos\,\delta} = -\frac{\delta}{\varepsilon} + \frac{1}{\varepsilon}\int \frac{d\,\delta}{1 - \varepsilon\,cos\,\delta}$$

mit

$$\int \frac{d\,\delta}{1 - \varepsilon\,cos\,\delta} = \frac{2}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}}\,arctg\left(\sqrt{\frac{1 + \varepsilon}{1 - \varepsilon}}\,tg\,\frac{\delta}{2}\right),$$

wie sich durch Differentiation dieser letzten Gleichung leicht ergiebt, also, indem hier die Differenz der Werthe von *arctg* (0), welche $\delta = 0$ und $\delta = 2\pi$ entsprechen, $= \pi$ gesetzt werden muss,

$$\int_0^{2\pi} \frac{cos\,\delta\,d\,\delta}{1 - \varepsilon\,cos\,\delta} = -\frac{2\pi}{\varepsilon} + \frac{2\pi}{\varepsilon\sqrt{1 - \varepsilon^2}},$$

somit endlich gemäss (14):

$$E_1 = \frac{\pi\,b\,C_1}{\varepsilon}\left(\frac{1}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} - 1\right) sin\,\beta \quad \ldots\ldots\ldots \quad (15).$$

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

Weil nach (11) und (12)

$$1 - \varepsilon^2 = \frac{4 p_1 p_2}{(p_1 + p_2)^2}$$

$$\frac{b}{\varepsilon}\left(\frac{1}{\sqrt{1-\varepsilon^2}} - 1\right) = \frac{2 p_1 p_2}{p_1 - p_2}\left(\frac{p_1 + p_2}{2\sqrt{p_1 p_2}} - 1\right) = \sqrt{p_1 p_2}\,\frac{\sqrt{p_1} - \sqrt{p_2}}{\sqrt{p_1} + \sqrt{p_2}}$$

ist, ferner gemäss (7) und der zweiten Gleichung (9)

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \varepsilon(a+1) = \frac{p_1 - p_2}{p_1 + p_2}\,\frac{(1+\lambda q)\,C_1 + \lambda(1+q)\,C_2}{\lambda(1+q)\,C_2},$$

so folgt aus der ersten Gleichung (4) und aus (15) schliesslich die indicirte Arbeit mit $\mu = \frac{p_1}{p_2}$:

$$E = \frac{\lambda - 1}{\lambda(1+q)}\,\pi\,C_1\,p_2\sqrt{\mu}\,\frac{\sqrt{\mu}-1}{\sqrt{\mu}+1}\,\frac{\mu+1}{\mu-1}\,\frac{\lambda(1+q)\,C_2}{(1+\lambda q)\,C_1 + \lambda(1+q)\,C_2}\sin\alpha$$

$$= \frac{\pi(\lambda-1)\,C_1\,C_2\,p_2}{(1+\lambda q)\,C_1 + \lambda(1+q)\,C_2}\,\frac{(\mu+1)\sqrt{\mu}}{(\sqrt{\mu}+1)^2}\sin\alpha \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (16).$$

Aus dieser Gleichung kann nicht ohne Weiteres geschlossen werden, dass $E$ unter sonst gleichen Umständen am grössten ist für $\alpha = 90^0$, weil die Grössen

$$\frac{C_1}{C_2},\ \lambda,\ q,\ \alpha,\ \mu$$

in einer gewissen Beziehung stehen, analog wie Gl. (7) in §. 131 eine Beziehung zwischen den drei ersten dieser Grössen und dem Exponenten $m$ zum Ausdruck brachte. Nach (11) ist nämlich

$$\frac{p_1}{p_2} = \mu = \frac{1+\varepsilon}{1-\varepsilon},$$

nach der zweiten Gleichung (9) folglich

$$\mu = \frac{(a+1)\sin\beta + \sin\alpha}{(a+1)\sin\beta - \sin\alpha} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (17).$$

Jenachdem nun in Gl. (13)

$$a + \cos\alpha \gtreqless 0, \quad \text{also } \beta \lesseqgtr 90^0$$

ist, ist ihr zufolge:

$$\sin\beta = \frac{tg\,\beta}{\pm\sqrt{1 + tg^2\beta}} = \frac{\sin\alpha}{\sqrt{(a+\cos\alpha)^2 + \sin^2\alpha}}$$

und somit auch:

$$\mu = \frac{a + 1 + \sqrt{a(a + 2\cos\alpha) + 1}}{a + 1 - \sqrt{a(a+2\cos\alpha) + 1}} \quad \ldots\ldots\ldots (17a),$$

in welcher Gleichung $a$ durch (7) als Function von $\frac{C_1}{C_2}$, $\lambda$, $q$ bestimmt ist. Wäre z. B.

$$C_1 = C_2, \quad \lambda = 2, \quad q = 0{,}2$$

| | | | |
|---|---|---|---|
| und | $\alpha = 90^0$ | $100^0$ | $110^0$ |
| so ergäbe sich | $\mu = 6{,}44$ | $5{,}17$ | $4{,}16$ |
| $\frac{(\mu+1)\sqrt{\mu}}{(\sqrt{\mu}+1)^2}\, sin\,\alpha$ | $= 1{,}51$ | $1{,}29$ | $1{,}07$ |

In der That wäre also $E$ für $\alpha = 90^0$ am grössten; gleichwohl könnte es vorgezogen werden, die Kurbel von $K_2$ derjenigen von $K_1$ um mehr, als $90^0$ nachfolgen zu lassen, um nicht für $\mu$ einen allzugrossen Werth zu erhalten.

Was in Gl. (16) die Grösse

$$q = \frac{C_3 T_2}{V T'}$$

betrifft, so genügt ihre ungefähre Bestimmung mit Rücksicht auf die Unzuverlässigkeit der Annahme $V T' =$ Const. Wird dieses constante Product so berechnet, dass dabei $V =$ dem Mittelwerth von $V = V_x + V_y$ und $T' =$ dem Mittelwerth $T'$ der mittleren Temperatur im Raume $V_x + V_y$ gesetzt wird, so ist nach §. 126, Gl. (5):

$$\frac{V}{T} = \frac{1}{2}\left(\frac{C_1}{T_1} + \frac{C_2}{T_2}\right); \quad V T' = \frac{1}{2}\left(\frac{C_1}{T_1} + \frac{C_2}{T_2}\right) T^2$$

und mit der Annahme $T^2 = T_1 T_2$:

$$V T' = \frac{C_1 T_2 + C_2 T_1}{2}; \quad q = \frac{2 C_3 T_2}{C_1 T_2 + C_2 T_1} = \frac{2 C_3}{C_1 + \lambda C_2} \cdot (18),$$

z. B. $C_3 = 0{,}3\, C_1$ mit den obigen Annahmen: $C_1 = C_2$, $\lambda = 2$, $q = 0{,}2$. —

Mit Zeuner ist hier schliesslich die folgende Bemerkung zu machen, welche demnächst die Lehmann'sche auf die Rider'sche Maschine mit Kurbelbewegung zurückzuführen gestatten wird. Bei dieser ist nämlich nach Obigem die indicirte Arbeit für ein Spiel:

$$E = E_1 - E_2 = \int p\,(d V_x + d V_y) = \int p\, d V,$$

d. h. ebenso gross, als ob der Kreisprocess in einem Raume stattfände, dessen Volumen $V = V_x + V_y$ nach (1):

$$V = \frac{C_1 + C_2}{2} - \frac{1}{2}\left[(C_1 + C_2 \cos\alpha) \cos\omega + C_2 \sin\alpha \sin\omega\right]$$

ist. Setzt man hierin

oder

$$C_1 + C_2 \cos\alpha = C_0 \cos\alpha_0 \quad \text{und} \quad C_2 \sin\alpha = C_0 \sin\alpha_0 \quad \ldots \quad (19)$$

$$C_0 = \sqrt{C_1^2 + C_2^2 + 2\,C_1\,C_2 \cos\alpha} \quad \text{und} \quad tg\,\alpha_0 = \frac{C_2 \sin\alpha}{C_1 + C_2 \cos\alpha} \quad . \ (20),$$

so wird

$$V = \frac{C_1 + C_2}{2} - \frac{C_0}{2} \cos(\omega - \alpha_0) \quad \ldots\ldots\ldots \quad (21)$$

$$V_{min} = \frac{C_1 + C_2 - C_0}{2} \quad \text{für } \omega = \alpha_0$$

$$V_{max} = \frac{C_1 + C_2 + C_0}{2} \quad \text{für } \omega = \pi + \alpha_0 \,.$$

Es bedeutet also $C_0$ den Unterschied des Maximums und des Minimums von $V$ = dem Volumen, welches in einem Cylinder ein auch durch eine Kurbel bewegter Kolben hin und her durchlaufen müsste, um dieselbe Arbeit $E$ zu leisten bei demselben Aenderungsgesetze (10) des Drucks, entsprechend $\omega = \alpha_0$ zu Anfang eines Hubes, also entsprechend dem Nacheilungswinkel $\alpha_0$ der betreffenden Kurbel hinter derjenigen von $K_1$.

b. Ohne Regenerator ist $C_3 = 0$, $q = 0$, somit gemäss (4) und (16):

$$E_1 = \frac{\lambda}{\lambda - 1} E; \qquad E_2 = \frac{1}{\lambda - 1} E \quad \ldots\ldots\ldots \quad (22)$$

$$E = \frac{\pi(\lambda - 1)\,C_1\,C_2\,p_2}{C_1 + \lambda C_2} \; \frac{(\mu + 1)\sqrt{\mu}}{(\sqrt{\mu} + 1)^2} \sin\alpha \quad \ldots\ldots \quad (23).$$

Dabei besteht zwischen $\frac{C_1}{C_2}$, $\lambda$, $\alpha$, $\mu$ die Beziehung (17a), aber jetzt nach (7) mit $a = \frac{1}{\lambda}\frac{C_1}{C_2}$. Wäre z. B.

$$C_1 = C_2,\ \lambda = 2,$$

$$\text{also } a = 0{,}5 \text{ und } \mu = \frac{1{,}5 + \sqrt{1{,}25 + \cos\alpha}}{1{,}5 - \sqrt{1{,}25 + \cos\alpha}},$$

| | | | |
|---|---|---|---|
| so folgte für | $\alpha = 90^0$ | $100^0$ | $110^0$ |
| | $\mu = 6{,}85$ | 5,48 | 4,48 |
| $\frac{(\mu + 1)\sqrt{\mu}}{(\sqrt{\mu} + 1)^2} \sin\alpha$ | $= 1{,}57$ | 1,34 | 1,12 |

Indem nun aber die bei jedem Spiel wechselsweise vom kalten in den heissen Cylinder und umgekehrt strömende Luftmenge hierbei ohne Druckänderung bezw. von $T_2$ bis $T_1$ erwärmt oder von $T_1$ bis $T_2$ abgekühlt werden muss durch eine Wärmemenge $= A E_0$, welche dazu dem

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

heissen Cylinder mitzutheilen, bezw. dem kalten zu entziehen ist, ist hier nicht $Q_1 = A E_1$ und $Q_2 = A E_2$ nach (5), sondern

$$Q_1 = A(E_1 + E_0) \text{ und } Q_2 = A(E_2 + E_0) \quad \ldots\ldots (24)$$

und dann auch der Wirkungsgrad des Kreisprocesses:

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{E_1 - E_2}{E_1 + E_0} = \frac{E}{\dfrac{\lambda}{\lambda - 1} E + E_0} = \frac{1}{\dfrac{\lambda}{\lambda - 1} + \dfrac{E_0}{E}} \quad \ldots (25).$$

Zur Bestimmung von $E_0$ kann man bemerken, dass nach §. 126, Gl. (11) der kalte Raum $V_y$ oder der heisse Raum $V_x$ der Zuflussraum ist, jenachdem

$$d\left(\frac{V_y}{V_x} \frac{T_1}{T_2}\right) \gtreqless 0$$

ist, so dass der Augenblick der Umkehrung des Strömungssinnes der Gleichung entspricht:

$$V_x d V_y - V_y d V_x = 0$$

oder nach (1):

$$(1 - \cos\omega) \sin(\omega - \alpha) = [1 - \cos(\omega - \alpha)] \sin\omega$$

$$\sin\omega - \sin(\omega - \alpha) = \sin\omega \cos(\omega - \alpha) - \cos\omega \sin(\omega - \alpha)$$

$$2 \cos\left(\omega - \frac{\alpha}{2}\right) \sin\frac{\alpha}{2} = \sin\alpha$$

$$\cos\left(\omega - \frac{\alpha}{2}\right) = \cos\frac{\alpha}{2}.$$

Diese Gleichung wird zwischen $\omega = 0$ und $\omega = 2\pi$ erfüllt durch

$$\omega = 0, \quad \omega = \alpha \text{ und } \omega = 2\pi,$$

und zwar findet von $\omega = 0$ bis $\omega = \alpha$ die Einströmung in $V_x$ statt, weil hierbei $V_x$ von Null an wächst, während $V_y$ bis Null abnimmt. Ist $\Delta G_x$ das dabei in $V_x$ einströmende Luftgewicht, so ist

$$A E_0 = c_p (T_1 - T_2) \Delta G_x = c_p (T_1 - T_2) \Delta \frac{p V_x}{R T_1}$$

oder wegen $A R = c_p - c_v = (n - 1) c_v$ und mit $T_1 = \lambda T_2$:

$$E_0 = \frac{c_p}{A R} \frac{\lambda - 1}{\lambda} \Delta(p V_x) = \frac{n}{n - 1} \frac{\lambda - 1}{\lambda} \Delta(p V_x) \quad \ldots (26).$$

Die Aenderung des Products $p V_x$, während $\omega$ von 0 bis $\alpha$ zunimmt, ist aber nach (1) und (10):

$$\Delta(p V_x) = \frac{b}{1 - \varepsilon \cos(\alpha - \beta)} \frac{C_1}{2} (1 - \cos\alpha)$$

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK
Baden-Württemberg

oder, indem nach den Gleichungen (9):

$$\varepsilon \cos(\alpha - \beta) = \frac{(a + \cos\alpha)\cos\alpha + \sin^2\alpha}{a+1} = \frac{a\cos\alpha + 1}{a+1}$$

und nach Gl. (7) mit $q = 0$:

$$a = \frac{1}{\lambda}\frac{C_1}{C_2},$$

somit

$$1 - \varepsilon\cos(\alpha - \beta) = 1 - \frac{C_1\cos\alpha + \lambda C_2}{C_1 + \lambda C_2} = \frac{C_1(1 - \cos\alpha)}{C_1 + \lambda C_2}$$

ist, auch

$$\Delta(p V_x) = \frac{b}{2}(C_1 + \lambda C_2) = \frac{p_1}{\mu + 1}(C_1 + \lambda C_2)$$

nach (12) und mit $p_1 = \mu p_2$. Schliesslich ist also nach (26):

$$E_0 = \frac{n}{n-1}\frac{\lambda - 1}{\lambda}\frac{p_1}{\mu + 1}(C_1 + \lambda C_2) \quad \ldots\ldots\ldots (27)$$

und mit Rücksicht auf (23):

$$\frac{E_0}{E} = \frac{n}{n-1}\frac{1}{\lambda}\frac{(C_1 + \lambda C_2)^2}{C_1 C_2}\left(\frac{\sqrt{\mu} + 1}{\mu + 1}\right)^2 \frac{\sqrt{\mu}}{\pi \sin\alpha} \quad \ldots\ldots (28).$$

Wenn ein Regenerator zwar vorhanden, aber von sehr unvollkommener Wirkung wäre, die Luft bei ihrem Durchflusse durch denselben eine Erhöhung oder Erniedrigung der Temperatur erführe, die viel kleiner ist, als $T_1 - T_2$, so würde $E$ nach (16), der Wirkungsgrad nach (25) mit einem aliquoten Theil von $E_0$ zu berechnen sein, und könnte dann der Vortheil des Regenerators hinsichtlich des Wirkungsgrades durch den Nachtheil bezüglich der Arbeit grossentheils aufgewogen werden. Letztere ist dann nämlich nach (16) und (23) kleiner im Verhältnisse

$$\frac{C_1 + \lambda C_2}{(1 + \lambda q) C_1 + \lambda(1 + q) C_2}$$

multiplicirt mit dem Verhältnisse, in welchem auch

$$\frac{(\mu + 1)\sqrt{\mu}}{(\sqrt{\mu} + 1)^2}\sin\alpha$$

etwas kleiner ist, z. B. für

$$C_1 = C_2, \quad \lambda = 2, \quad q = 0{,}2 \text{ und } \alpha = 90^0 \text{ bis } 110^0$$

ungefähr kleiner im Verhältnisse 0,76.

2) Die Berechnung der Maschine von Lehmann kann auf die der Rider'schen zurückgeführt werden. Die Vergleichung beider lässt den im letzteren Falle mit $K_1$ bezeichnet gewesenen Kolben als dem

Verdränger bei Lehmann entsprechend erscheinen, der auch den heissen Luftraum seiner Grösse nach bestimmt, während $K_2$ dort dem Arbeitskolben hier insofern entspricht, als derselbe nach aussen den kalten Luftraum begrenzt. Der principielle Unterschied besteht nur darin, dass das Gesammtvolumen der Arbeitsluft dort durch die Bewegungen beider Kolben, hier durch die Bewegung des Arbeitskolbens allein bestimmt wird. Nachdem aber oben zu Ende des Abschnitts a. durch Gl. (20) das Hubvolumen $C_0$ ausgedrückt worden ist, welches ein einziger das Gesammtvolumen bestimmender und durch eine Kurbel bewegter Kolben haben, sowie der Winkel $\alpha_0$, um welchen seine Kurbel derjenigen von $K_1$ nacheilen müsste, wenn bei demselben Aenderungsgesetze des Drucks auch dieselbe Arbeit geleistet werden soll, ist nun, wenn für eine Lehmann'sche Maschine

$C_1 =$ dem Hubvolumen des Verdrängers,

$C_0 =$ dem Hubvolumen des Arbeitskolbens,

$\alpha_0 =$ dem Nacheilungswinkel der Kurbel des letzteren hinter der des ersteren gegeben sind, diese Maschine ebenso zu berechnen, wie eine Rider'sche, welcher bei demselben Werthe von $C_1$ solche Werthe von $C_2$ und $\alpha$ entsprechen, die gemäss (19) bestimmt sind durch die Gleichungen:

$$C_2 = \sqrt{C_1^2 + C_0^2 - 2\,C_1\,C_0 \cos\alpha_0} \text{ und } tg\,\alpha = \frac{C_0 \sin\alpha_0}{C_0\cos\alpha_0 - C_1} \quad . \; (29).$$

Sollte sich hierbei $C_2 = C_1$ ergeben, so müsste nach (20) gegeben sein:

$$C_0 = C_1\sqrt{2(1+\cos\alpha)} = 2\,C_1 \cos\frac{\alpha}{2}$$

$$tg\,\alpha_0 = \frac{\sin\alpha}{1+\cos\alpha} = tg\frac{\alpha}{2}; \quad \alpha_0 = \frac{\alpha}{2}.$$

Z. B. bei Versuchen, welche von Dr. Slaby und Brauer im Jahre 1878 mit verschiedenen Lehmann'schen Luftmaschinen (ohne Regenerator) angestellt wurden,* war u. A.

$$C_1 = 0{,}06754 \text{ Cub. Mtr.}, \quad C_0 = 0{,}705\,C_1, \quad \alpha_0 = 73^0.$$

Damit folgt aus (29):

$$C_2 = 1{,}042\,C_1 \text{ und } \alpha = 139^0\,40'.$$

Ferner war die indicirte Leistung dieser Maschine $= 5{,}42$ Pferdestärken bei 89 Umdrehungen in der Minute und bei einer gebremsten Leistung

* Beiträge zur Theorie der geschlossenen Luftmaschinen. Von Dr. A. Slaby, 1878. Sonderabdruck aus den Verhandlungen des Vereins zur Beförderung des Gewerbfleisses.

= 2,3 Pferdestärken (entsprechend einem indicirten Wirkungsgrad von nur 0,42) gemessen worden, also die indicirte Arbeit für ein Spiel:

$$E = \frac{5,42 \,.\, 75 \,.\, 60}{89} = 274 \text{ Meterkgr.}$$

Ausserdem wurden

$$p_1 = 1,984 \text{ und } p_2 = 0,975 \text{ Atm., also } u = 2,035$$

durch Messung bestimmt. Die Einsetzung dieser Werthe ($p_2 = 0,975 \,.\, 10333$) in Gl. (23) ergiebt $E$ als Function von $\lambda$, und durch ihre Vergleichung mit $E = 274$:

$$\lambda = 1,722.$$

Zur Controle kann damit

$$\text{nach (7): } a = \frac{1}{\lambda} \frac{C_1}{C_2} = 0,5573 \text{ und nach (13): } \beta = 107^0\, 34',$$

$$\text{dann nach (17): } \mu = 2,546 = 1,25 \,.\, 2,035$$

berechnet werden, also freilich $\mu$ um 25% zu gross, was durch die von den Voraussetzungen obiger Theorie abweichenden Verhältnisse, insbesondere z. B. durch die Luftlässigkeit der Kolbenliederung und dadurch erklärlich ist, dass die Bewegungen des Kolbens und des Verdrängers nicht einfache Schubkurbelbewegungen waren.

Eine weitere Controle wird durch die Messung der Kühlwassermenge = 357 Liter = 357 Kgr. für eine Stunde und gebremste Pferdestärke dargeboten, sowie der mittleren Temperaturerhöhung dieses Wassers um 35,5° C. Danach ist nämlich

$$Q_2 = \frac{357 \,.\, 2,3}{60 \,.\, 89} \cdot 35,5 = 5,46 \text{ Cal.}$$

Nach (24) ist aber auch:

$$Q_2 = A\,(E_2 + E_0) = \frac{E_2 + E_0}{424}$$

und dabei nach (22):

$$E_2 = \frac{274}{0,722} = 380,$$

nach (27):

$$E_0 = \frac{1,41}{0,41} \frac{0,722}{1,722} \frac{1,984 \,.\, 10333}{3,035} (1 + 1,722 \,.\, 1,042)\, 0,06754 = 1838,$$

also $Q_2 = 5,23$ wenig verschieden vom gemessenen Werthe. Der Wirkungsgrad des Kreisprocesses ergiebt sich schliesslich nach Gl. (25):

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{1}{\frac{1,722}{0,722} + \frac{1838}{274}} = 0,11.$$

## §. 134. Graphische Untersuchung geschlossener Luftmaschinen mit Kreisprocess in zwei Räumen.

Die Bewegungen der Kolben, bezw. des Kolbens und des Verdrängers einer geschlossenen Luftmaschine weichen oft von den bisher vorausgesetzten einfachen Bewegungen erheblich ab, und sind dabei auch die schädlichen Räume verhältnissmässig so gross, dass ihre Vernachlässigung unzulässig ist. In solchen Fällen kann eine graphische oder wenigstens theilweise graphische Untersuchung um so mehr vorgezogen werden, als die betreffenden Rechnungen und entsprechenden Formeln schon auf Grund der bisherigen Annahmen zum Theil sehr weitläufig und unbequem wurden. Wie eine solche Untersuchung ausgeführt werden kann, soll hier in theilweisem Anschluss an die Darstellung von Slaby* gezeigt wurden. Dabei wird nach wie vor angenommen, dass die Gewichtsmenge der in der Maschine enthaltenen Arbeitsluft, und dass die Temperaturen derselben im geheizten und im gekühlten Raume constant sind; allmähliche Uebergänge der einen Temperatur in die andere bleiben unberücksichtigt, oder werden wenigstens nur näherungsweise insofern berücksichtigt, als die betreffenden Räume, in welchen diese Uebergänge stattfinden, zu entsprechenden Theilen nach Schätzung dem heissen oder dem kalten Raume zugerechnet werden. Thatsächlich sind freilich die Temperaturen in letzteren Räumen um so veränderlicher, je schneller die Maschine läuft, je schneller also die Luft abwechselnd aus dem einen in den andern Raum überströmen muss, dabei wahrscheinlich mehr veränderlich im kalten, als im heissen Raume, wegen kleineren Unterschiedes der inneren und äusseren Temperatur bezüglich auf jenen, also wegen langsameren Wärmedurchgangs durch die Wandung; allein abgesehen davon, dass die Messung dieser Temperaturschwankungen kaum ausführbar wäre, würde ihre rechnerische oder graphische Berücksichtigung unverhältnissmässige Erschwerungen zur Folge haben. Die Constanz des Luftgewichts in der Maschine würde infolge Durchlässigkeit der glühend heissen Wand des Heizraumes für gepresste Luft im Sinne stetiger Abnahme erheblich gestört werden, wenn nicht die Maschine mit Einrichtungen zu entsprechendem Ersatz der verlorenen Luft versehen wäre, insbesondere z. B. mit einer solchen Kolbenliederung, welche sich einwärts öffnet, wenn die Pressung in der Maschine unter die der Atmosphäre sinkt.

Mit Slaby werde zunächst die meistens bisher ausgeführte Lehmann'sche Maschine ohne Regenerator vorausgesetzt. $T_1$ und $T_2$ seien

* Beiträge zur Theorie der geschlossenen Luftmaschinen von Dr. A. Slaby, 1878.



BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

die Temperaturen bezw. des heissen und des kalten Luftraums, $V_x$ und $G_x$, $V_y$ und $G_y$ deren veränderliche Volumina und Luftgewichte, $p$ der gemeinschaftliche augenblickliche Druck, $G = G_x + G_y$ das unveränderliche Gesammtgewicht der eingeschlossenen Luft; in $V_x$ und $V_y$ sind die zugehörigen schädlichen Räume einbegriffen, nämlich ausser den kleinsten Räumen, welche zwischen dem Verdränger und einerseits dem geheizten Boden des zugehörigen Cylinders, andererseits dem Arbeitskolben wenigstens vorhanden sind, noch die nach Schätzung zu bestimmenden Theile des den Verdränger umgebenden Ringcanals, in welchem ein allmählicher Uebergang der Temperatur von $T_1$ bis $T_2$ stattfindet. Es ist dann

$$G = G_x + G_y = \frac{p}{R}\left(\frac{V_x}{T_1} + \frac{V_y}{T_2}\right)$$

oder mit

$$\frac{T_1}{T_2} = tg\,\alpha \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1),$$

unter $\alpha$ hier den nach Slaby sogenannten Temperaturwinkel verstanden,

$$p(V_x \operatorname{cotg} \alpha + V_y) = G R T_2$$

oder endlich, wenn $F$ den Querschnitt des Cylinders bedeutet, worin Verdränger und Arbeitskolben beweglich sind, mit

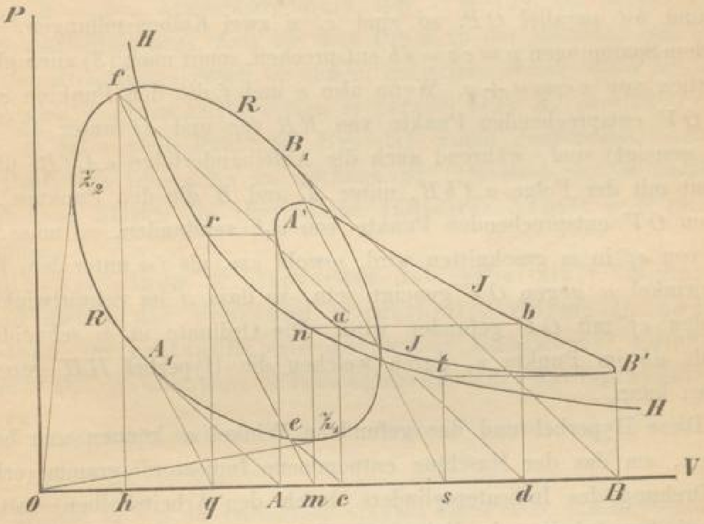
$$V_x = Fx \quad \text{und} \quad V_y = Fy \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

$$p\,(x \operatorname{cotg} \alpha + y) = \frac{G R T_2}{F} = \text{Const.} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (3).$$

Bei bekanntem Temperaturwinkel $\alpha$ ist durch diese Gleichung der Druck $p$ für jede Kolbenstellung bestimmt, nämlich für jedes Paar zusammengehöriger, dem kinematischen Zusammenhange entsprechender durch Zeichnung bestimmbarer Werthe von $x$ und $y$, sobald für eine Kolbenstellung jener Druck bekannt ist.

Für eine gegebene Maschine findet man den Temperaturwinkel $\alpha$ mit Hülfe eines derselben entnommenen Indicatordiagramms durch Zeichnung, Fig. 109, auf folgende Weise. $OV$ und $OP$ seien rechtwinklige Axen, längs welchen die Längen $x$, $y$ und die Pressungen $p$ als Abscissen und Ordinaten abgetragen werden sollen. $OA$ sei die kleinste, $OB$ die grösste Länge $x + y$, so dass $A$ der innersten, $B$ der äussersten Lage des Arbeitskolbens entspricht und $AB$ = seiner Hublänge im Massstabe der Zeichnung ist. $JJ$ sei das auf die Länge $AB$ der Grundlinie reducirte Indicatordiagramm, über derselben in solcher Lage gezeichnet, dass im gewählten Massstabe seine Ordinaten (im Sinne $OP$) = den betreffenden Pressungen $p$ sind. $RR$ sei eine Curve, die Curve der relativen Volumina nach Slaby, deren Abscissen (im Sinne $OV$) $= y$ und deren Ordinaten $=$ den entsprechenden Werthen von $x$ sind, z. B. $Oh = y$, $hf = x$. Jeder Punkt $f$ von $RR$ entspricht einer gewissen Kolbenstellung $d$, welche erhalten wird, indem $fd$ unter $45^0$ gegen die

Fig. 109.




Coordinatenaxen geneigt bis zum Schnittpunkte $d$ mit $OV$ gezogen wird, weil dann $Od = fh + Oh = x + y$ ist; den Todtlagen $A$ und $B$ des Kolbens entsprechen insbesondere die Berührungspunkte $A_1$ und $B_1$ von $RR$ mit Geraden, die durch $A$ und $B$ unter $45^0$ gegen die Axen geneigt gezogen sind. Die kleinste Entfernung der Curve $RR$ von $OV$ ist etwas grösser, als die kleinste Entfernung des Verdrängers vom geheizten Boden des Verdrängercylinders (grösser um die Höhe des auf die Grundfläche $F$ reducirten Theils des zu $V_x$ gerechneten. den Verdränger umgebenden hohlcylindrischen Canals), der kleinste Abstand von $RR$ und $OP$ ist aus demselben Grunde etwas grösser, als die kleinste Entfernung des Verdrängers vom Kolben; sind $C_1 = Fc_1$ und $C_2 = Fc_2$ die Hubvolumina der letzteren, so ist $c_1 =$ der Länge der Projection von $RR$ auf $OP$, dagegen ist $c_2 = AB$ nicht nothwendig $=$ der Strecke, in welcher sich $RR$ auf $OV$ projicirt, weil die Bewegung des Kolbens allein nur $x + y$ bestimmt, während $y$ für sich zugleich durch die Bewegung des Verdrängers bedingt ist. Der einer Kolbenstellung $d$ entsprechende Werth von $x \cot g \alpha + y$ ist $= Om$, wenn $fm$ unter dem Winkel $\alpha$ gegen $OV$ geneigt ist; $Om$ und die entsprechende Ordinate $mn = p$ sind nach Gl. (3) Coordinaten einer gleichseitigen Hyperbel $HH$ mit den Asymptoten $OV$ und $OP$, welche durch den Punkt $n$ bestimmt ist. Der entsprechende Punkt $b$ von $JJ$ ist der Durchschnittspunkt der durch $d$ und durch $n$ bezw. mit $OP$ und $OV$ parallel gezogenen Geraden.

Ist nun $ab$ eine mit $OV$ parallel gezogene Sehne von $JJ$, und sind $ac$ und $bd$ parallel $OP$, so sind $c$, $d$ zwei Kolbenstellungen, welche gleichen Spannungen $p = ca = db$ entsprechen, somit nach (3) auch gleichen Werthen von $x \cot g \alpha + y$. Wenn also $e$ und $f$ die den Punkten $c$ und $d$ von $OV$ entsprechenden Punkte von $RR$ ($ce$ und $df$ unter $45^0$ gegen $OV$ geneigt) sind, während auch die Aufeinanderfolge $eA_1fB_1$ übereinstimmt mit der Folge $aA'bB'$, unter $A'$ und $B'$ die den Punkten $A$ und $B$ von $OV$ entsprechenden Punkte von $JJ$ verstanden, so muss, wenn $OV$ von $ef$ in $m$ geschnitten wird, sowohl $em$, als $fm$ unter dem Temperaturwinkel $\alpha$ gegen $OV$ geneigt sein, so dass $\alpha$ im Schnittwinkel der Geraden $ef$ mit $OV$ gefunden wird. Die Ordinate in $m$ schneidet die Gerade $ab$ im Punkte $n$, durch welchen die Hyperbel $HH$ gezeichnet werden kann.

Diese Hyperbel und der gefundene Winkel $\alpha$ können nun benutzt werden, um das der Maschine entnommene Indicatordiagramm (erhalten bei Drehung des Indicatorcylinders durch den Arbeitskolben) mit dem theoretischen Arbeits- oder Volumendruckdiagramm zu vergleichen, welches, durch $a$ und $b$ gehend, der Fundamentalgleichung (3) entspricht. Sollte z. B. der Punkt $A'$ dieses theoretischen Diagramms gefunden werden, welcher, in der Ordinate zu $A$ gelegen, der innersten Kolbenstellung entspricht, so wäre durch den entsprechenden Punkt $A_1$ von $RR$ die Gerade $A_1q$ unter dem Winkel $\alpha$ gegen $OV$ geneigt (parallel $fem$) zu ziehen, $qr$ parallel $OP$ bis zum Schnittpunkte $r$ mit der Hyperbel, endlich $rA'$ parallel $OV$ bis zum Schnittpunkte mit der Ordinate zu $A$. Der theoretisch grösste Druck wäre = der bis zur Hyperbel gerechneten Ordinate zu dem Punkte, in welchem die äusserste gegen $OP$ zu gelegene und parallel $fe$ gezogene Tangente von $RR$ die Axe $OV$ schneidet u. s. f.

Die von Slaby so gezeichneten Diagramme ergaben eine befriedigende Uebereinstimmung mit den betreffenden Indicatordiagrammen; $tg\,\alpha$ ergab sich insbesondere für die Lehmann'sche Maschine durchschnittlich nahe = 2,25. Was die Einzeltemperaturen $T_1$ und $T_2$ betrifft, so nimmt Slaby nach Schätzung an:

$$T_2 = 273 + 100 = 373^0,$$

entsprechend durchschnittlich:

$$T_1 = 2{,}25 \,.\, 373 = 839^0 = 273 + 566.$$

Für eine zu entwerfende Maschine müsste ausser dem kinematischen Zusammenhang, wodurch die Curve $RR$ der relativen Volumina bestimmt ist, $tg\alpha$ zur Construction des theoretischen Diagramms angenommen werden, ausserdem $p$ für eine gewisse Kolbenstellung, etwa für die äusserste Stellung $B$ = dem Atmosphärendruck $BB'$, Fig. 109, bei solcher Liederung des Arbeitskolbens, dass sie dem Druck in der Maschine nur wenig unter den Atmosphärendruck zu sinken gestattet. Würde dann $B_1 s$ unter dem Winkel $\alpha$ gegen $OV$ geneigt, $st$ parallel $OP$, $B't$ parallel $OV$ gezogen, so wäre $t$ ein Punkt der Hyperbel, womit diese selbst, dann mit ihrer Hülfe das Diagramm zu zeichnen ist. Dasselbe ergiebt durch die umschlossene Fläche die theoretische indicirte Arbeit = $E$ für eine Umdrehung.

Die bei einem Kreisprocess der Arbeitsluft im heissen Raume durch die Feuerung mitgetheilte Wärme $Q_1$ und die derselben im kalten Raume durch das Kühlwasser entzogene Wärme $Q_2$, somit der Wirkungsgrad des Kreisprocesses = $\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}$ sind folgendermassen zu beurtheilen.* Gemäss §. 126, Gl. (11)

---

* Hierbei ist von der Darstellung Slaby's abgewichen, welche vielmehr der folgenden Erwägung entspricht. Das Gewicht der in der Maschine eingeschlossenen Luft ist nach (3):

$$G = \frac{Fp}{RT_2}\,(x\, cotg\, \alpha + y).$$

Indem aber ein Theil davon, welcher jeweils zu Ende des Ueberströmens aus dem kalten in den heissen Raum oder umgekehrt bezw. im ersten oder zweiten zurückbleibt, an dieser Strömung nicht theilnimmt, und indem Slaby dieses Luftgewicht = $G_0$ von unverändert bleibenden Temperaturen

$$G_0 = \frac{Fp_m}{RT_2}\,(x_0\, cotg\, \alpha + y_0)$$

setzt, unter $x_0$ und $y_0$ die kleinsten Werthe von $x$ und $y$, und unter $p_m$ den Mittelwerth von $p$ verstanden, setzt er die Wärme, welche jeweils zur Erwärmung oder zur Abkühlung der (in jedem Zeitelement bei ungeändert bleibendem Druck) überströmenden Luft aufzuwenden ist,

$$Q_0 = (G - G_0)\, c_p\, (T_1 - T_2)$$

und dann $Q_1 = Q_0$, $Q_2 = Q_0 - AE$. Gegen diese Berechnung von $Q_0$ kann aber eingewendet werden, dass der Druck $p$ zu Ende der Strömung im einen oder im anderen Sinne nicht = $p_m$ ist, und dass, wenn auch die dadurch zu viel oder zu wenig gerechnete Wärmemenge nur einen kleinen Theil von $Q_0$ betragen sollte, sie

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

ist der heisse Raum $V_x$ Zuflussraum, so lange $\frac{V_x}{V_y} = \frac{x}{y}$ zunimmt. Das ist, wenn die Curve $RR$ der relativen Volumina, Fig. 109, von $Oz_1$ und $Oz_2$ in $z_1$ und $z_2$ berührt wird, von derjenigen Lage an der Fall, welcher der Punkt $z_1$ entspricht, bis zu derjenigen, welcher $z_2$ entspricht. Sind $V_1 = Fx_1$ und $V_2 = Fx_2$ die zugehörigen Werthe von $V_x$, ferner $p'$ und $p''$ die zugehörigen Pressungen = den bis zur Hyperbel oder bis zur Indicatorcurve $JJ$ gerechneten Ordinaten zu den Punkten, in welchen $OV$ bezw. von Geraden geschnitten wird, welche durch $z_1$ und $z_2$ unter den Winkeln $\alpha$ oder $45^0$ gegen $OV$ geneigt gezeichnet werden, so ist das Gewicht $\varDelta G$ der bei jedem Spiele überströmenden Luft = dem Ueberschuss des Luftgewichts vom Zustande $p''$, $T_1$ im Volumen $V_2$ über dasselbe vom Zustande $p'$, $T_1$ in $V_1$, also

$$\varDelta G = \frac{p'' V_2 - p' V_1}{R T_1} = \frac{F}{R T_1}(p'' x_2 - p' x_1).$$

Die zur Temperaturänderung dieses Luftgewichtes um $T_1 - T_2$ ohne Druckänderung erforderliche Wärme ist:

$$A E_0 = \varDelta G \,.\, c_p (T_1 - T_2)$$

oder mit Rücksicht auf den Ausdruck von $\varDelta G$ und mit

$$\frac{c_p}{AR} = \frac{c_p}{c_p - c_v} = \frac{n}{n-1}$$

$$E_0 = \frac{n}{n-1} \frac{F}{T_1}(p'' x_2 - p' x_1)(T_1 - T_2)$$

$$= \frac{n}{n-1} \frac{\lambda - 1}{\lambda} F (p'' x_2 - p' x_1) \;\ldots\ldots\ldots\ldots (4).$$

Sind nun $AE_1$ und $AE_2$ die Wärmemengen, welche behufs der Arbeitsleistung $= E$ für ein Spiel bezw. dem heissen Raume mitgetheilt, dem kalten entzogen werden müssen, wobei natürlich $E_1 - E_2 = E$ ist, so ergiebt sich:

$$Q_1 = A(E_1 + E_0) \text{ und } Q_2 = A(E_2 + E_0) \;\ldots\ldots (5).$$

Der entsprechende Wirkungsgrad des Kreisprocesses

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{E_1 - E_2}{E_1 + E_0} = \frac{E}{E_1 + E_0} \;\ldots\ldots\ldots (6)$$

doch im Vergleich mit $AE$ zu gross sein kann, um vernachlässigt werden zu dürfen. Insbesondere aber ist nicht nur $Q_2$, sondern auch $Q_1$ ausser von $Q_0$ zugleich von der Arbeitsleistung abhängig, wie schon daraus zu folgern ist, dass, wenn die Maschine mit einem vollkommen wirkenden Regenerator versehen, somit $Q_0 = 0$ wäre, nicht $Q_1 = 0$ und $Q_2 = -AE$ sich ergeben dürfte.

muss gemäss der Bemerkung zu Gl. (6) im vorigen Paragraph, wenn die Maschine mit einem vollkommen wirkenden Regenerator versehen und somit $E_0 = 0$ ist, allgemein $= \frac{\lambda - 1}{\lambda}$ sein; es ist also

$$E_1 = \frac{\lambda}{\lambda - 1} E \text{ und } E_2 = \frac{1}{\lambda - 1} E \ldots\ldots\ldots (7).$$

Der Wirkungsgrad des Kreisprocesses wird dadurch:

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{1}{\frac{\lambda}{\lambda - 1} + \frac{E_0}{E}} \ldots\ldots\ldots\ldots (8),$$

der Form nach übereinstimmend mit Gl. (25) im vorigen Paragraph.

Durch Messung des für ein Spiel gebrauchten Kühlwassergewichtes $W$ und seiner Temperaturerhöhung $\Delta T$ lässt sich mit Rücksicht auf die freilich nur unsicher bekannten Gesetze des Wärmedurchgangs durch feste Wände eine Controle für $Q_2$ und eine Gleichung zur Bestimmung der von Slaby nach Schätzung angenommenen Temperatur $T_2$ gewinnen. Es ist nämlich unter der Voraussetzung, dass der Kühlwassermantel sich bis zu der mittleren Lage der Grenze erstreckt, bis zu welcher auch im hohlcylindrischen Raum zwischen Verdränger und Cylinder die Lufttemperatur $T_2$ als vorhanden anzunehmen ist, die vom Kühlwasser für ein Spiel aufgenommene Wärme

$$= W.\Delta T = Q_2 - Q_3 \ldots\ldots\ldots\ldots (9),$$

unter $Q_3$ die Wärme verstanden, welche gleichzeitig durch die Aussenwand des Kühlwassermantels, in welchem die bestimmbare absolute Temperatur $T_3$ des abfliessenden Kühlwassers herrscht, an die umgebende Luft von bekannter Temperatur $T_0$ abgegeben wird. Diese Wärmemenge $Q_3$ ist als Function der Grösse jener Aussenwand, ferner von $T_3 - T_0$ mit Hülfe eines erfahrungsmässigen Coefficienten auszudrücken, und ergiebt sich so aus (9) ein Controlwerth von $Q_2$. Wird aber auch $Q_2$ ausgedrückt, nämlich als Function der mittleren Grösse der an den kalten Luftraum $V_y$ grenzenden Innenwand des Kühlwassermantels, ferner des Temperaturunterschiedes $T_2 - T_3$ und eines erfahrungsmässigen Coefficienten, so liefert die Vergleichung des Werthes dieses Ausdrucks von $Q_2$ mit

$$Q_2 = W.\Delta T + Q_3$$

eine Gleichung mit der Unbekannten $T_2$.

Z. B. bei den mehrerwähnten Versuchen von Brauer und Slaby wurde u. A. eine nominell einpferdige Lehmann'sche Maschine ohne Regenerator untersucht, für welche

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

$$F = 0{,}1087 \text{ Quadratm.}$$

war und durch das oben erklärte graphische Verfahren

$$tg\,\alpha = \lambda = 2{,}20$$

gefunden wurde. Ausserdem wurde bei durchschnittlich 106 Umdrehungen in der Minute

die indicirte Pferdestärke $= 2{,}37$
die gebremste Pferdestärke $= 1{,}31$

im Durchschnitt gefunden, so dass

$$E = \frac{2{,}37 \,.\, 75 \,.\, 60}{106} = 100{,}6 \text{ Meterkgr.}$$

sowie nach (7):

$$E_1 = 184{,}4 \text{ und } E_2 = 83{,}8 \text{ Meterkgr.}$$

war. Dem von Slaby bezüglich dieser Maschine mitgetheilten Diagramm kann ferner entnommen werden:

$$x_1 = 0{,}03 \quad \text{und } x_2 = 0{,}252 \text{ Mtr.}$$
$$p' = 1{,}104 \text{ und } p'' = 1{,}818 \text{ Atm.,}$$

womit und mit $n = 1{,}41$ nach Gl. (4) gefunden wird:

$$E_0 = 895{,}4 \text{ Meterkgr.,}$$

somit nach (5) und (6):

$$Q_1 = 2{,}547; \quad Q_2 = 2{,}309 \text{ Cal.}; \quad \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 0{,}093$$

statt 2,183     1,915     0,12

gemäss den Bestimmungen von Slaby. — Bezogen auf die Stunde und gebremste Pferdestärke wurden 163,4 Kgr. Kühlwasser gebraucht, die sich dabei um durchschnittlich $32{,}6^0$ erwärmten, entsprechend

$$W.\Delta T = \frac{1{,}31 \,.\, 163{,}4 \,.\, 32{,}6}{60 \,.\, 106} = 1{,}097 \text{ Cal.}$$

und gemäss (9):

$$Q_3 = 2{,}309 - 1{,}097 = 1{,}212 \text{ Cal.,}$$

so dass $Q_3$ einen grösseren Theil von $Q_2$ ausmachen würde, als die vom Kühlwasser aufgenommene Wärme. Zur Vergleichung mit sonstigen Erfahrungen fehlen in dieser Hinsicht die nöthigen Angaben. Indessen lässt sich doch schliessen, dass

$$T_2 - T_3 \text{ etwas } < \frac{Q_2}{Q_3}(T_3 - T_0)$$
$$< \frac{2{,}309}{1{,}212}(40 - 15),$$

also etwas $< 48^0$ gewesen sein wird bei Voraussetzung einer Lufttemperatur von $15^0$ und weil das Kühlwasser mit ungefähr $40^0$ abfloss. Die Temperatur im kalten Luftraum war dann $< 88^0$, und zwar um so kleiner, als der Kühlwassermantel sich bis zu solchen Stellen des langen hohlcylindrischen Raums zwischen Verdränger und Cylinder erstreckte, wo darin thatsächlich eine absolute Temperatur herrschte, die wesentlich $> T_2$ war, so dass im Uebrigen ein entsprechend kleinerer Temperaturunterschied $T_2 - T_3$ ausreichte, um den Rest der Wärmemenge $Q_2$ zunächst an das Kühlwasser zu übertragen. Die mittlere Temperatur im kalten Luftraum der Maschine dürfte deshalb mit $100^0$ etwas zu gross geschätzt sein. — Setzt man die Wärmemenge, welche für eine Stunde und Bremspferdestärke der Arbeitsluft in der Maschine mitzutheilen war, nämlich

$$\frac{2{,}547 \,.\, 106 \,.\, 60}{1{,}31} = 6000\, \eta\, K,$$

unter $K$ Kgr. die ebenso verstandene verbrauchte Kohlenmenge, unter $\eta\, (= \eta_1 \eta_2$, §. 62) den Wirkungsgrad der Heizanlage verstanden, und wenn der fraglichen Kohle mit Slaby ein Heizwerth $= 6000$ Cal. zugeschrieben wird, so ergiebt sich

$$\eta K = 2{,}06$$

und weil thatsächlich ungefähr 4,5 Kgr. Kohle pro Stunde und Nutzpferdestärke gebraucht wurden,

$$\eta = \frac{2{,}06}{4{,}5} = 0{,}46. \text{ —}$$

Für eine Lehmann'sche Maschine mit Regenerator im Verdränger können die im Vorhergehenden besprochenen Untersuchungen und die betreffenden Gleichungen unverändert gelassen werden, wenn der Luftraum des Regenerators mit entsprechenden Theilen in $V_x$ und in $V_y$ eingerechnet wird; nur ist in den Gleichungen (5), (6) und (8) unter $E_0$ dann nur ein Theil der durch (4) bestimmten Grösse zu verstehen, und zwar ein um so kleinerer Theil, als je vollkommener die Wirkung des Regenerators vorausgesetzt wird.

Bei der Rider'schen Maschine ohne oder mit Regenerator ändern sich, nachdem vorher ihr kalter Cylinder nöthigenfalls auf den Querschnitt $F$ des heissen reducirt worden ist durch solche Aenderungen der Entfernungen $y$ seines Kolbens $K_2$ vom betreffenden Cylinderdeckel, dass die eingeschlossenen Luftvolumina unverändert bleiben, nur die Bedeutungen gewisser Dimensionen in Fig. 109. Während dann nämlich der Unterschied der grössten und kleinsten Ordinate $x$ von $RR$ bei der Lehmann'-

schen Maschine dem Hubvolumen $C_1$ des Verdrängers, bei der Rider'schen dem Hubvolumen $C_1$ des Kolbens $K_1$ als Hublänge entspricht, wird bei ersterer die Hublänge des Arbeitskolbens durch die Strecke $AB$ dargestellt, bei letzterer dagegen die reducirte Hublänge des Kolbens $K_2$ durch den Unterschied der grössten und kleinsten Abscisse $y$ von $RR$.

## 2. Offene Maschinen.

### §. 135. Allgemeine Erörterungen.

Das Wesen eines offenen Luftmotors im Gegensatz zu einem geschlossenen geht am deutlichsten aus dem in §. 127 besprochenen Beispiel des letzteren hervor, indem man sich von den 4 besonderen Räumen, in welchen sich der Kreisprocess vollzieht, den Kühlraum weggelassen denkt, so dass die Arbeitsluft mit atmosphärischer Pressung und Temperatur in den Compressionscylinder angesaugt und nach ihrer Compression in diesem, ferner nach ihrer Wärmeaufnahme im Heizraum und nach der Ausdehnung im Expansionscylinder wieder mit atmosphärischen Druck, aber mit höherer als atmosphärischer Temperatur in die äussere Luft entweicht. Der diesem letzteren Umstande entsprechende Wärmeverlust kann durch einen Regenerator vermindert werden, den die entweichende Luft im einen, die dann angesaugte Luft im umgekehrten Sinne durchströmt; für eine derartige Maschine von Wilcox wird z. B. der auffallend kleine Verbrauch von 2,5 Kgr. Anthracitkohle für die Bremspferdestärke und Stunde angegeben.* Gemeinsam ist es allen offenen Luftmotoren bei sonst verschiedener Einrichtung, dass der kleinste Druck der Arbeitsluft dem atmosphärischen gleich ist; übrigens sind sie z. Z. vom Markte ganz verschwunden. Selbst die Ericsson'sche betreffende Maschine, welche mit der ihr zuletzt gegebenen thunlichst gedrängten und in mancher Hinsicht bemerkenswerthen, freilich des Regenerators entbehrenden Einrichtung eine Zeit lang Anwendung in der Kleinindustrie fand, hat nur noch historisches Interesse, soll aber doch im folgenden Paragraph als Vertreterin ihrer Gattung eine nähere Betrachtung erfahren um so mehr, als sie der seitdem vorzugsweise in Gebrauch gekommenen Maschine von Lehmann bezüglich ihrer Anordnung als Muster gedient hat.

Zuvor sei analog den allgemeinen Erörterungen (§§. 123—125) für geschlossene Maschinen, betreffend einen gedachten umkehrbaren Kreisprocess der Arbeitsluft in einem einzigen Raume, so dass das Volumen-

* Die Kraftmaschinen des Kleingewerbes. Von J. O. Knoke, 1887, S 83.

druckdiagramm (Indicatordiagramm) zugleich eine Zustandscurve, und zwar eine aus zwei Paaren gleichartiger polytropischer Curven bestehende Zustandscurve ist (§. 123, Fig. 106), darauf hingewiesen, dass, indem hier die Compression und die Expansion im Princip adiabatisch stattfinden, auch nur Kreisprocesse zwischen zwei Adiabaten ($a_2 a_0$ und $a_1 a$, Fig. 106) und einem anderen Paar gleichartiger polytropischer Curven ($pv^m =$ const. mit $-\infty < m < 0$) gemäss §. 124 in Betracht kommen, wenn es sich darum handelt, den mit Rücksicht auf Wirkungsgrad und Raumarbeit vortheilhaftesten Verlauf des Kreisprocesses zu bestimmen. Nach (1) und (3), §. 124, ist dann der erstere:

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_0},$$

die letztere:

$$\frac{Q_1 - Q_2}{A V'} = \frac{c}{A R} P_1 \frac{T_2^{\frac{1}{n-1}}}{T_1} \frac{(T_1 - T_0)(T_0 - T_2)}{T_0^{\frac{n}{n-1}}}$$

$$\text{mit } c = \frac{m-n}{m-1} c_v \quad \text{und} \quad n = 1{,}41$$

und wobei hier $P_1$ den grössten Druck (Kgr. für 1 Quadratm.), $T_2$ die atmosphärische und kleinste, $T_1$ die grösste, $T_0$ diejenige absolute Temperatur bedeutet, welche durch die adiabatische Compression erreicht wird. Bezüglich auf letztere ist die Raumarbeit am grössten gemäss (5) a. a. O. für

$$T_0 = \frac{1}{2-n}\left(\frac{T_1 + T_2}{2} - \sqrt{\left(\frac{T_1 + T_2}{2}\right)^2 - n\,(2-n)\,T_1 T_2}\right),$$

z. B. mit $T_1 = 2\,T_2$ sehr nahe für $T_0 = 1{,}25\,T_2$, bezüglich auf $m$ (also auf $c$) für $m = 0$, wenn also der Kreisprocess ausser zwischen Adiabaten zugleich zwischen zur $v$-Axe parallelen Geraden stattfindet, entsprechend der Wärmeentziehung bei constantem atmosphärischen, der Wärmemittheilung bei constantem grössten Druck. Ist $T_1 = 2\,T_2$, $T_0 = 1{,}25\,T_2$ und $m = 0$, so ist sehr nahe:

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 0{,}20 \quad \text{und} \quad \frac{Q_1 - Q_2}{A V'} = 0{,}15 \cdot P_1 = 0{,}15 \,.\, 2{,}123 \,.\, 10333$$

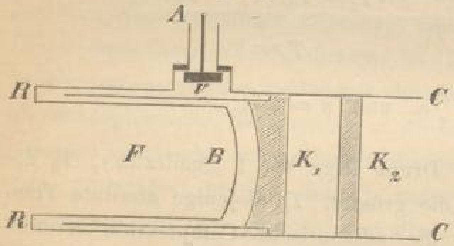
Meterkgr. Arbeit für 1 Cubikm. grössten Luftvolumens. Bezüglich dieses Processes mit adiabatischer Expansion und Compression, Mittheilung und Entziehung von Wärme je bei constantem Druck, gelten durchaus die Formeln von §. 127, indem der dort betrachtete Kreisprocess, obschon in

4 Räumen stattfindend, doch dem allein wesentlichen Umstande entspricht, dass der Zustand der Arbeitsluft jederzeit in allen Punkten derselbe ist; dabei bedeutet $p_1$ den oben mit $P_1$ bezeichneten grössten, $p_2$ den atmosphärischen Druck, $T_2$ die atmosphärische Temperatur, $Q_2$ die Wärme, welche bei jedem Spiel von der austretenden Luft an die Atmosphäre abgegeben wird, sofern sie einfach wirkend und ein Regenerator nicht vorhanden ist.

## §. 136. **Offene Maschine von Ericsson.**

Die dieser Maschine zuletzt gegebene Einrichtung ist im Wesentlichen folgende. Ein horizontaler Cylinder $CC$ ist einerseits offen, andrerseits durch einen hineinreichenden Feuertopf $B$ geschlossen, zwischen welchem und dem Cylinder ein ringförmiger Raum $RR$ verbleibt mit einem davon ins Freie führenden Abflussrohr $A$, Fig. 110. Das Ventil $V$ in letzterem wird durch einen die Ventilstange angreifenden, seinerseits von einer Feder angegriffenen Hebel geschlossen erhalten, so lange nicht die Oeffnung erzwungen wird durch den dem Zug der Feder entgegenwirkenden Druck eines Daumens, welcher mit der Schwungradwelle, die quer über dem offenen Ende des Cylinders $CC$ gelagert ist, rotirt. In diesem Cylinder bewegen sich zwei Kolben, der dicke und mit schlechten Wärmeleitern ausgefüllte Speisekolben $K_1$, an welchen ein in $RR$ hineinreichender Blechcylinder angesetzt ist, und der mit einer Ledermanschette dicht anschliessende Arbeitskolben $K_2$. Die Kolbenstange von $K_1$ geht durch eine Stopfbüchse im Kolben $K_2$, der zwei seitwärts liegende Kolbenstangen hat. Alle diese Stangen sind durch Hebel und Kurbelstangen mit dem Kurbelzapfen der Schwungradwelle verbunden, so dass bei deren Rotation $K_1$ und $K_2$ gleichzeitige Wege hin und her durchlaufen von solcher Art, dass sich die Räume $V_x$ zwischen $B$ und $K_1$, $V_y$ zwischen $K_1$ und $K_2$ wechselsweise vergrössern und verkleinern. Der Arbeitskolben $K_2$ hat leichte, aber grosse, einwärts sich öffnende Ventile, die durch Gewicht oder Feder geschlossen bleiben, so lange sie nicht durch einen kleinen Ueberdruck von aussen geöffnet werden. Der Speisekolben $K_1$ bildet am ganzen Umfange ein

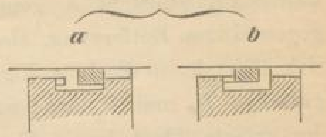
Fig. 110.




BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

Ringventil, indem er ringsum mit einer Nuth versehen und im Cylinder nicht dicht anschliessend beweglich, sondern durch zahnartige Vorsprünge mit Zwischenräumen unter sich geführt ist, Fig. 111; den Ventildeckel bildet ein Ring, der bei schneller Einwärtsbewegung von $K_1$ (ohne Ueberdruck in $V_y$) die Lage $a$ annimmt und dadurch $V_x$ gegen $V_y$ abschliesst, während er bei schneller Auswärtsbewegung von $K_1$ (ohne Ueberdruck in $V_x$) sich gegen vereinzelte Vorsprünge, wie in Fig. 111 $b$, angedeutet, anlegt, so dass $V_x$ und $V_y$ mit einander communiciren. Durch diese Anordnungen wird beabsichtigt, dass die Luftbewegung nur durch die geöffneten Ventile von $K_2$ in den kalten Raum $V_y$, von da durch das geöffnete Ringventil von $K_1$ in den heissen Raum $V_x$, von hier endlich durch das geöffnete Ventil $V$, Fig. 110, in das Abflussrohr $A$ erfolgen soll. Erwähnenswerth ist noch ein in Fig. 110 nicht angedeuteter Blechcylinder, welcher, an der ringförmigen Schlusswand des Raumes $R\,R$ befestigt, sich in den schmalen Raum zwischen der Aussenwand von $R\,R$ und dem an $K_1$ befestigten Blechcylinder hinein erstreckt; indem dann die ausströmende heisse Luft auf zickzackförmigem Wege an diesen cylindrischen Blechwänden entlang strömt, kann sie einen Theil ihrer Wärme an dieselben absetzen, um demnächst der umgekehrt aus $V_y$ zuströmenden kalten Luft zurückgegeben zu werden. Es wird dadurch eine Art von Regeneratorwirkung ausgeübt, welcher aber, da die betreffenden Blechwände im dauernden Betriebe eine nur sehr wenig schwankende Temperatur annehmen werden, eine nur so geringe Erheblichkeit beizulegen ist, dass sie rechnerisch ausser Betracht bleiben kann. Ein Schwungkugelregulator verhindert zu schnellen Gang der Maschine durch Oeffnen eines besonderen Ventils zu unmittelbarem Entweichen eines Theils der Arbeitsluft.

Fig. 111.



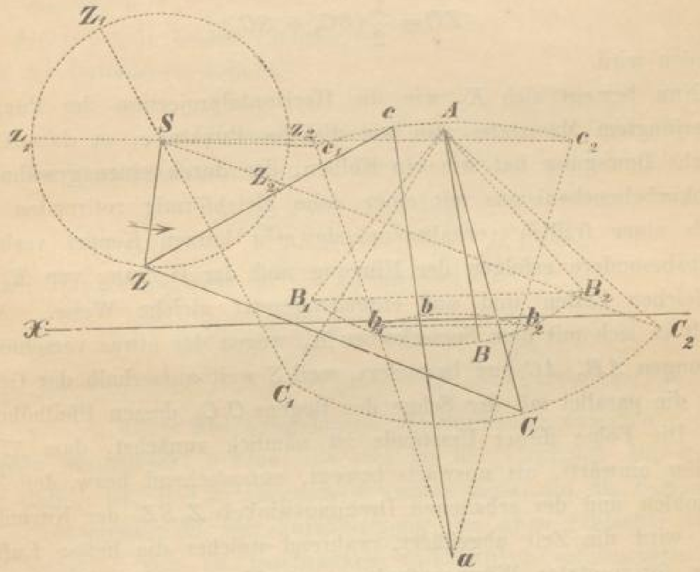

Im Princip liegt nun dem Vorgange folgende Anschauung zugrunde bei Voraussetzung gewisser idealer Bewegungen von $K_1$ mit der Hublänge $H$ und von $K_2$ mit der kleineren Hublänge $h$ der Art, dass sich passend 3 Zeittheile einer Hin- und Herbewegung beider, einer Kurbelumdrehung entsprechend, unterscheiden lassen. Zu Anfang des ersten Zeittheils befinden sich beide Kolben in ihren äussersten Stellungen am offenen Ende des Cylinders $C\,C$ in kleiner Entfernung von einander. Während sie dann bei offen gehaltenem Ventil $V$ gleichzeitig einwärts in ihre innersten Stellungen bewegt werden, vergrössert sich ihre Entfernung um $H-h$, so dass bei geschlossenem Ringventil von $K_1$, der Fig. 111, $a$ entsprechend, und bei geöffneten Ventilen von $K_2$ äussere Luft in den kalten Raum $V_y$ angesaugt, heisse Luft aus $V_x$ durch $A$ ausgeblasen wird. Jetzt wird zu Anfang des zweiten Zeittheils $V$ geschlossen und, während $K_2$ stillsteht, $K_1$ gegen $K_2$ zurückbewegt bis zur früheren kleinsten gegenseitigen Entfernung, also um die Wegstrecke $H-h$. Dabei stellt das sich öffnende, in die Lage Fig. 111, $b$ kommende Ringventil die Verbindung zwischen $V_x$ und $V_y$ her, während die Ventile von $K_2$ sich schliessen; der grösste Theil der in $V_y$ befindlichen kalten Luft tritt in den heissen Raum $V_x$ über und wird darin erhitzt bei wachsender, in beiden Räumen gleicher Pressung $p$. Endlich werden im dritten Zeittheil bei geschlossen bleibendem Ausblaseventil $V$ beide Kolben gemeinschaftlich, nämlich mit gleich bleibender kleinster Entfernung um die Strecke $h$ in ihre äussersten Lagen zurückbewegt, wobei auch die Ventile von $K_2$ geschlossen bleiben (sofern nicht der innere Druck schliesslich unter den Atmosphärendruck sinkt) und das Ringventil offen bleibt, so dass der abnehmenden Pressung entsprechend noch etwas Luft aus $V_y$ nach $V_x$ überströmen kann. Indem nun bei Abstraction von Reibungen im ersten Zeittheil nur eine kleine negative Arbeit wegen Ueberdrucks auf die Vorderfläche von $K_1$ und eine kleine positive Arbeit wegen Ueberdrucks auf die Hinterfläche von $K_2$ geleistet wird, im zweiten Zeittheil eine kleine negative Arbeit wegen Ueberdrucks auf die jetzt auf der anderen Seite liegende Vorderfläche von $K_1$, welche kleinen Arbeiten den Reibungsarbeiten hinzugerechnet werden mögen, wird die einzige positive Arbeit $= E$ für ein Spiel, welche wesentlich in Betracht kommt, während des dritten Zeittheils geleistet infolge des Ueberdrucks auf die Hinterfläche des mit $K_1$ zusammen nach aussen bewegten Arbeitskolbens $K_2$. Während des ganzen Vorgangs werde dabei die absolute Temperatur im Raume $V_x$ constant $= T_1$, in $V_y$ constant $= T_2$ (etwas grösser, als die atmosphärische Temperatur) gesetzt. Letzteres kann unbedenklich erscheinen, sofern eine Luftbewegung aus $V_x$ nach $V_y$ nie stattfindet, nur durch Leitung der Metallwände Wärmeübertragung an die Luft in $V_y$ vermittelt wird; was freilich die Temperatur in $V_x$ betrifft, so muss sie thatsächlich im ersten Zeittheile wachsen, und würde sie, wenn $G_2$ das Luftgewicht ist, welches im zweiten Zeittheil von $V_y$ nach $V_x$ überströmt, während des zweiten und dritten Zeittheils eigentlich nur dann durchschnittlich nahe gleich gross zu setzen sein, wenn sich diese Zeitabschnitte verhielten

$$= G_2\, c_v\, (T_1 - T_2) : A\, E_1$$

bei Voraussetzung gleichmässiger Wärmemittheilung durch den Heiztopf, und unter $E_1$ die Expansionsarbeit der eingeschlossenen Luft im dritten Zeittheil verstanden.

Um den Erfolg der vorausgesetzten idealen Kolbenbewegung ohne zeitweiligen Stillstand von $K_2$ angenähert zu erzielen, ist folgende An-

Fig. 112.




ordnung getroffen: Fig. 112, worin die Gerade $X$ die horizontale Cylinderaxe, der Punkt $S$ die dazu senkrechte horizontale Axe der Schwungradwelle, $A$ und $a$ zwei mit dieser parallele Schwingungsaxen bedeuten, $A$ in gleicher Höhe mit $S$ und vertical über $a$ gelegen. Mit $A$ sind die etwas verschieden gerichteten Hebel $AB$ und $AC$, mit $a$ die gleich gerichteten Hebel $ab$ und $ac$ verbunden; $B$ und $b$ hängen bezw. mit den zu $K_1$ und $K_2$ gehörigen Kolbenstangen zusammen, $C$ und $c$ werden von den Kurbelstangen $ZC$ und $Zc$ angegriffen. $B$ schwingt in einem Bogen $B_1 B_2$, dessen Sehne $= H$ parallel $X$ ist, und dessen Pfeil von $X$ halbirt wird; $b$ schwingt in einem Bogen $b_1 b_2$, dessen Sehne $= h$ auch parallel $X$ ist und dessen Pfeil von $X$ halbirt wird. Dadurch sind bei gegebenen Werthen von $H$, $h$ und bei angenommenen Lagen von $A$, $a$ die Winkel $B_1 A B_2 = C_1 A C_2$ und $b_1 a b_2 = c_1 a c_2$, sowie die Längen $AB$ und $ab$ bestimmt. Auch ist, sofern $A$ der Mittelpunkt des Pfeils des Schwingungsbogens $c_1 c_2$ von $c$ sein soll, die Hebellänge $ac$ bestimmt, ferner bei angenommener Lage von $S$ die Kurbellänge $SZ = r$ und die Kurbelstangenlänge $Zc = l$ durch die Gleichungen

$$l + r = Sc_2 \text{ und } l - r = Sc_1 .$$

Endlich lässt sich die Länge $AC$ durch Probieren so bestimmen, dass

$$SC_2 - SC_1 = 2r,$$

wonach die Länge der Kurbelstange

$$ZC = \frac{1}{2}(SC_2 + SC_1)$$

gefunden wird.

Nun bewegt sich $K_2$ wie die Horizontalprojection des Punktes $b$, in verjüngtem Massstabe also wie die des Punktes $c$, so dass $K_2$ eine ähnliche Bewegung hat wie ein Kolben, der durch einen gewöhnlichen Schubkurbelmechanismus mit einer nahe gleichförmig rotirenden Welle mittels einer freilich verhältnissmässig sehr kurzen Koppel verbunden ist; insbesondere erfolgen der Hingang und der Hergang von $K_2$ nahe in gleichen Zeiten und auf entgegengesetzt gleiche Weise. Anders verhält es sich mit dem Speisekolben $K_1$ wegen der etwas verschiedenen Richtungen $AB$, $AC$ und besonders, weil $S$ weit ausserhalb der Geraden liegt, die parallel mit der Sehne des Bogens $C_1C_2$ dessen Pfeilhöhe halbirt. Die Folge dieser Umstände ist nämlich zunächst, dass $K_1$ sich schneller einwärts, als auswärts bewegt, entsprechend bezw. den Zeiten des hohlen und des erhabenen Drehungswinkels $Z_2SZ_1$ der Kurbel; dadurch wird die Zeit abgekürzt, während welcher die heisse Luft mit nutzlos fortgesetzter Wärmeaufnahme ausgeblasen wird. Ferner finden die Grenzlagen von $K_1$ und $K_2$ nicht gleichzeitig statt, indem der erste Kolben dem zweiten bei nicht ganz gleichem Bewegungsgesetze voreilt. Während der Bewegung des Kurbelzapfens von $Z_2$ bis $z_2$ bewegen sich $K_1$ und $K_2$ auseinander, so dass die Ventile von $K_2$ sich leicht und schnell öffnen; während seiner Bewegung von $z_2$ bis $Z_1$ gehen beide einwärts, indem zugleich ihre Entfernung wächst, so dass heisse Luft ausgeblasen, kalte eingesaugt wird. Bei der Bewegung des Kurbelzapfens von $Z_1$ bis $z_1$ bewegen sich beide Kolben gegeneinander, so dass sich ihre Entfernung schnell verkleinert und dadurch ungefähr der Vorgang verwirklicht wird, welcher nach dem zugrunde liegenden Gedanken im zweiten Zeittheil (Stillstand von $K_2$) stattfinden sollte; endlich während der Bewegung von $z_1$ bis $Z_2$ bewegen sich $K_1$ und $K_2$ beide nach aussen, wobei sich ihre Entfernung zunächst zu verkleinern fortfährt, und ist das die fast eine halbe Umdrehung in Anspruch nehmende Zeit der Expansionswirkung infolge des im vorigen Zeittheil gestiegenen Drucks. —

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

Es sei nun in irgend einem Augenblick, während das Ausblaseventil geschlossen, das Ringventil von $K_1$ offen ist und die Ventile von $K_2$ geschlossen sind,

$G$ das Gewicht der in den Räumen $V_x$ und $V_y$ zusammen enthaltenen Luft,

$T_1$ die als constant vorausgesetzte absolute Temperatur in $V_x$,

$T_2$ dieselbe in $V_y$,

$p$ der Druck in beiden Räumen,

$F$ der Cylinderquerschnitt,

so ist mit

$$V_x = Fx \text{ und } V_y = Fy$$

gemäss der Zustandsgleichung:

$$G = \frac{Fp}{R}\left(\frac{x}{T_1} + \frac{y}{T_2}\right) \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots (1),$$

somit die Expansionsarbeit für ein Zeitelement

$$= Fp\,d(x+y) = GR \frac{d(x+y)}{\dfrac{x}{T_1} + \dfrac{y}{T_2}}.$$

Zur Integration dieser Gleichung müsste die Beziehung zwischen $x$ und $y$ analytisch ausgedrückt werden, die aber bei der wirklichen Maschine so wenig einfach ist, dass es vorgezogen werden muss, auf die Berechnung dieser Expansionsarbeit bei Voraussetzung der oben erklärten idealen Kolbenbewegung sich zu beschränken vorbehaltlich erfahrungsmässiger Bestimmung eines hinzuzufügenden Correctionscoefficienten. Das ist um so mehr gerechtfertigt, als schon die Voraussetzung constanter Werthe von $T_1$ und $T_2$ mehr oder weniger fehlerhaft sein wird.

Wird dann der kleinste Werth von $x$, dem schädlichen Raum von $V_x$ entsprechend, mit $s$ bezeichnet, der kleinste Werth von $y$ aber $= 0$ gesetzt, und steigt der Druck $p$ im zweiten Zeittheil (Stillstand von $K_2$) vom atmosphärischen Drucke $p_0$ bis $p_1$, wonach er im dritten Zeittheil wieder bis $p_2$ (etwas $> p_0$) abnimmt, so ist gemäss (1):

$$p_0\left(\frac{s}{T_1} + \frac{H-h}{T_2}\right) = p_1 \frac{s+H-h}{T_1} = p_2 \frac{s+H}{T_1},$$

also mit

$$\lambda = \frac{T_1}{T_2}, \quad \alpha = \frac{H-h}{H}, \quad \sigma = \frac{s}{H} \quad \ldots \ldots \ldots (2)$$

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{s+(H-h)\lambda}{s+H-h} = \frac{\alpha\lambda+\sigma}{\alpha+\sigma} \quad \ldots \ldots \ldots (3)$$

$$\frac{p_2}{p_0} = \frac{s + (H - h)\lambda}{s + H} = \frac{\alpha\lambda + \sigma}{1 + \sigma} \quad \ldots\ldots\ldots (4)$$

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{1 + \sigma}{\alpha + \sigma} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (5).$$

Damit der Voraussetzung gemäss $p_2 > p_0$ sei, also die Ventile von $K_2$ bis zum Ende der gemeinschaftlichen Auswärtsbewegung im dritten Zeittheil geschlossen bleiben, muss nach (4) mit Rücksicht auf (2):

$$\alpha > \frac{1}{\lambda}; \quad \frac{h}{H} = 1 - \alpha < \frac{\lambda - 1}{\lambda} \quad \ldots\ldots\ldots (6)$$

sein. Als indicirte Arbeit $E$ kommt nur der Ueberschuss der Expansionsarbeit im dritten Zeittheil über die Arbeit zur Ueberwindung des Atmosphärendrucks auf $K_2$ in Betracht, also

$$E = F(s + H)\, p_2 \ln \frac{p_1}{p_2} - Fhp_0$$

$$= FHp_0 \left[(\alpha\lambda + \sigma) \ln \frac{1 + \sigma}{\alpha + \sigma} - (1 - \alpha)\right] \quad \ldots\ldots (7)$$

mit Rücksicht auf (2), (4) und (5).

Als Raumarbeit kann hier das Verhältniss $\frac{E}{F(s + H)}$ gelten; als Function von $\alpha$ betrachtet ist sie nach (7) am grössten für

$$(\alpha\lambda + \sigma) \ln \frac{1 + \sigma}{\alpha + \sigma} + \alpha = max$$

$$(\alpha\lambda + \sigma) \frac{\alpha + \sigma}{1 + \sigma} \frac{-(1 + \sigma)}{(\alpha + \sigma)^2} + \lambda \ln \frac{1 + \sigma}{\alpha + \sigma} + 1 = 0$$

$$\ln \frac{1 + \sigma}{\alpha + \sigma} = \frac{1}{\lambda} \left(\frac{\alpha\lambda + \sigma}{\alpha + \sigma} - 1\right) = \frac{\lambda - 1}{\lambda} \frac{\alpha}{\alpha + \sigma} \quad \ldots\ldots (8).$$

Das durch diese Gleichung bestimmte Hubverhältniss entspricht der Bedingung (6). Denn da $\alpha$ ein ächter, $\sigma$ ein kleiner Bruch, ist

$$\frac{1 + \sigma}{\alpha + \sigma} \text{ wenig } < \frac{1}{\alpha}, \quad \frac{\alpha}{\alpha + \sigma} \text{ wenig } < 1,$$

so dass Gl. (8) mit $\beta = 1 - \alpha$ angenähert zu schreiben ist:

$$\ln \frac{1}{\alpha} = -\ln(1 - \beta) = \beta + \frac{1}{2}\beta^2 + \frac{1}{3}\beta^3 + \ldots = \frac{\lambda - 1}{\lambda},$$

entsprechend $\beta = 1 - \alpha < \frac{\lambda - 1}{\lambda}$ in Uebereinstimmung mit (6). Bei Voraussetzung von (8) ist $E$ nach (7) als Function von $\sigma$ betrachtet um so grösser,

$$\text{je grösser } \frac{\alpha\lambda + \sigma}{\alpha + \sigma}, \text{ also je kleiner } \sigma$$

ist, so dass $Fs = \sigma FH$ die Bezeichnung als schädlicher Raum verdient.

Zur Bestimmung des besten Hubverhältnisses gemäss (8) werde

$$\frac{1+\sigma}{\alpha+\sigma} = \delta, \quad \text{also } \alpha = \frac{1+\sigma}{\delta} - \sigma$$

gesetzt; nach (8) ist dann $\delta$ bei gegebenen Werthen von $\lambda$ und $\sigma$ bestimmt durch die Gleichung:

$$ln\,\delta = \frac{\lambda-1}{\lambda} \frac{\frac{1+\sigma}{\delta} - \sigma}{\frac{1+\sigma}{\delta}} = \frac{\lambda-1}{\lambda}\left(1 - \frac{\sigma}{1+\sigma}\delta\right) \quad \ldots \quad (9),$$

womit nach (6) gefunden wird:

$$\frac{h}{H} = 1 - \alpha = (1+\sigma)\left(1 - \frac{1}{\delta}\right) \quad \ldots\ldots\ldots \quad (10),$$

z. B. für $\lambda = 2$, $\sigma = 0{,}2 : \delta = 1{,}46$ und $\frac{h}{H} = 0{,}398$. Wird hiernach als durchschnittlich passend angenommen:

$$1 - \alpha = \frac{h}{H} = 0{,}4 \quad \text{mit} \quad \sigma = \frac{s}{H} = 0{,}2$$

entsprechend $\lambda > \frac{5}{3}$ nach (6), so ergiebt sich nach (7)

$$\begin{array}{lcccc} \text{für } \lambda = & 1{,}7 & 1{,}8 & 1{,}9 & 2 \\ \frac{E}{FHp_0} = & 0{,}0947 & 0{,}1190 & 0{,}1433 & 0{,}1677. \end{array}$$

Ist endlich $\eta_i$ ein indicirter Wirkungsgrad, der ausser den Nebenwiderständen zugleich der Abweichung des Vorgangs in der wirklichen Maschine von dem hier vorausgesetzten principiellen Vorgange Rechnung trägt, so ist bei $u$ Umgängen der Schwungradwelle in einer Minute die Nutzarbeit in Sekundenmeterkgr.:

$$E_n = \frac{u}{60}\eta_i E \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (11).$$

Bei einer ausgeführten Maschine war z. B. nach Boëtius:

$$F = 0{,}1641 \text{ Quadratm.}, \quad H = 0{,}419 \text{ Mtr.}$$

$$\frac{h}{H} = 1 - \alpha = 0{,}53 \quad \text{und} \quad \sigma = 0{,}2;$$

sind ferner $t_1$ und $t_2$ die (vom Gefrierpunkte des Wassers aus gerechneten) Temperaturen bezw. der ausgeblasenen und der äusseren atmosphärischen Luft, so wurde gemessen:

$$t_1 = 300, \quad t_2 = 10, \quad E_n = 68 \text{ bei } u = 45.$$

Schmidt fand bei einer Maschine von denselben Abmessungen:

$$t_1 = 255, \quad E_n = 38{,}4 \text{ bei } u = 41.$$

Wird auch im letzteren Falle $t_2 = 10$ angenommen, in beiden Fällen

$$T_1 = 273 + t_1 \text{ und } T_2 = 273 + t_2$$

gesetzt, also etwa in runden Zahlen:

$$\lambda = 2, \quad \text{entsprechend } t_1 = 293 \text{ im ersten,}$$

$$\lambda = 1{,}85, \text{ entsprechend } t_1 = 251 \text{ im zweiten}$$

Falle bei $t_2 = 10$, so findet man aus (7) mit $p_0 = 10333$:

$$E = 95{,}5 \text{ und } 66{,}3 \text{ Meterkgr.,}$$

somit nach (11), wenn auch $\eta_i$ entsprechend verstanden wird,

$$\eta_i = 0{,}95 \text{ und } 0{,}85; \text{ im Mittel } \eta_i = 0{,}9.$$

Dieser Werth des indicirten Wirkungsgrades $\eta_i$ beruht aber auf unsicheren und willkürlichen Voraussetzungen, auf der Annahme einer idealen Kolbenbewegung und constanter Temperaturen $T_1$, $T_2$, welche zudem bezw. den absoluten Temperaturen der ausgeblasenen und der äusseren Luft gleichgesetzt wurden. Ohne Zweifel wird aber damit besonders $T_2$ zu klein, also $\lambda$ zu gross, insofern auch $E$ zu gross, $\eta_i$ zu klein gesetzt sein, und weil thatsächlich die Reibung jedenfalls mehr, als 0,1 der indicirten Arbeit beanspruchen wird, so muss man schliessen (die Zuverlässigkeit der benutzten Angaben vorausgesetzt), dass infolge abweichender Kolbenbewegung und Veränderlichkeit von $T_1$, $T_2$ die indicirte Hubarbeit gemäss (7) erheblich zu klein gefunden wird.

Ob die Beziehung zwischen $\lambda$ und dem Hubverhältniss $\frac{h}{H}$ passend war, ist hiernach auch nicht sicher zu entscheiden; nach (6) hätte

$$\frac{h}{H} < 0{,}5 \quad \text{für } \lambda = 2$$

$$< 0{,}46 \quad \text{für } \lambda = 1{,}85$$

$$\text{sein sollen statt } \frac{h}{H} = 0{,}53.$$

Die im ersten Zeittheil durch die Feuerung zugeführte Wärme, welche (bis auf die im schädlichen Raum verbleibende) mit der ausgeblasenen Luft nutzlos entweicht, werde dem Wärmeverlust zugerechnet, der in dem Ausdrucke (1), §. 121, durch den Factor $1 - w$ berücksichtigt ist. Die ausserdem bei einer Umdrehung mitgetheilte Wärme $= (1 - w)\, Q_1$ hat im zweiten Zeittheil das Luftgewicht $F(H - h)\frac{p_0}{R\,T_2}$ auf die Temperatur $T_1$

zu erhöhen, im dritten die Arbeit $E_1 = E + Fhp_0$ zu leisten; jene Erhitzung kann als bei constantem Volumen stattfindend angenommen werden, weil, wenn auch thatsächlich hierbei die aus $V_y$ nach $V_x$ überströmende Luft etwas ausgedehnt, die im schädlichen Raume $= Fs$ vorhanden gewesene etwas zusammengedrückt wird, die betreffenden Arbeiten und entsprechenden Wärmen sich ausgleichen. Somit ist

$$(1 - w)\,Q_1 = F(H - h)\frac{p_0}{RT_2}c_v(T_1 - T_2) + A(E + Fhp_0)$$

$$= FHp_0\frac{\alpha c_v}{R}(\lambda - 1) + AFHp_0 \cdot \varphi$$

mit

$$\varphi = (\alpha\lambda + \sigma)\,ln\frac{1 + \sigma}{\alpha + \sigma} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ (12)$$

nach (7), oder mit

$$AR = (n - 1)\,c_v$$

$$(1 - w)\,Q_1 = AFHp_0\left(\frac{\lambda - 1}{n - 1}\alpha + \varphi\right).$$

Der Wirkungsgrad des Kreisprocesses = dem Product aus demjenigen des Carnot'schen Processes $\frac{\lambda - 1}{\lambda}$ und dem calorischen Wirkungsgrade $\eta_c$ ist somit:

$$\frac{\lambda - 1}{\lambda}\eta_c = \frac{AE}{(1 - w)\,Q_1} = \frac{\varphi - 1 + \alpha}{\frac{\lambda - 1}{n - 1}\alpha + \varphi} \quad \ldots\ldots\ (13).$$

Man findet ihn für obige Beispiele

$$= 0{,}074 \quad \text{und} \quad = 0{,}059$$

$$\eta_c = 0{,}148 \quad \text{und} \quad = 0{,}128.$$

Für das Beispiel einer einpferdigen Lehmann'schen Maschine wurde er im §. 134 zu 0,093 bei $\lambda = 2{,}2$ berechnet, somit $\eta_c = 0{,}170$. Dazu kommt, dass hier $1 - w$ ein kleinerer Bruch ist; in der That verbrauchte diese Ericsson'sche offene Maschine etwa 7,5 Kgr. Steinkohle für eine Stundenpferdestärke gegen 4,5 Kgr. Verbrauch der Maschine von Lehmann, wozu auch der Umstand beitragen mochte, dass im andauernden Betriebe die Wärmeleitung durch die ganze Masse des ungekühlten Cylinders jener offenen Maschine recht erheblich, $T_2$ wesentlich grösser war, als hier vorausgesetzt wurde.

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

## b. Feuerluftmaschinen.

### §. 137. Theoretische Grundlagen.

Die Grundlagen der Rechnung bedürfen hier zunächst insofern einer Ergänzung, als es sich um die Zustandsänderungn eines Gasgemisches als Arbeitsflüssigkeit handelt, dessen physikalische Constanten (Constante $R$ der Zustandsgleichung, Dichtigkeit, specifische Wärmen) nicht unmittelbar durch Versuche bekannt sind, sondern als Functionen dieser Constanten der Mischungsbestandtheile mit Rücksicht auf das in Gewichts- oder Volumentheilen gegebene Mischungsverhältniss berechnet werden müssen. Dabei wird die Zusammensetzung der gasförmigen Verbrennungsproducte eines Brennstoffs von bekannter chemischer Beschaffenheit gemäss §. 160, Bd. I. gefunden.

$G$ Kgr. eines Gasgemisches von der Pressung $p$ und absoluten Temperatur $T$ bestehe nun aus $G'$, $G''$ . . . Kgr. solcher Gase, für welche die Constanten $R'$, $R''$ . . . der Zustandsgleichung oder die Dichtigkeiten $\delta'$, $\delta''$ . . . bekannt sind, die bekanntlich in den Beziehungen stehen:

$$R' = \frac{R_0}{\delta'}, \quad R'' = \frac{R_0}{\delta''} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (1),$$

wenn $\delta'$, $\delta''$ . . . auf ein Gas (bei gleicher Pressung und Temperatur) bezogen werden, für welches $R_0$ die Constante der Zustandsgleichung ist. Sind $p'$, $p''$ . . . die Pressungen dieser Bestandtheile des Gemisches, so dass

$$G = G' + G'' + \ldots = \Sigma G' \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (2)$$

$$p = p' + p'' + \ldots = \Sigma p' \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (3)$$

ist, so folgt aus den betreffenden Zustandsgleichungen

$$p'V = G'R'T, \quad p''V = G''R''T \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (4),$$

unter $V$ das gemeinschaftliche Volumen verstanden, durch Addition:

$$pV = (G'R' + G''R'' + \ldots)\,T = \Sigma(G'R').\,T,$$

so dass die Constante $R$ für das Gemisch wegen

$$pV = GRT \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (5)$$

bestimmt ist durch die Gleichung:

$$GR = \Sigma(G'R') \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (6).$$

Werden hierin $R'$, $R''$ . . . nach (1) ausgedrückt und $R = \frac{R_0}{\delta}$ gesetzt, so ergiebt sich:

$$\frac{G}{\delta} = \Sigma\frac{G'}{\delta'} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (7)$$

zur Bestimmung der Dichtigkeit $\delta$ des Gemisches.

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

Sind $V'$, $V''$ ... die Volumina, welche die Mischungsbestandtheile im gemeinsamen Zustande $p$, $T$ einnehmen würden, so ist

$$p'V = pV', \quad p''V = pV'' \ldots$$

Hieraus und aus (4), (5), (6) und (1) folgt:

$$\frac{V'}{V} = \frac{p'}{p} = \frac{G'R'}{GR} = \frac{G'R'}{\Sigma(G'R')} = \frac{\dfrac{G'}{\delta'}}{\Sigma\dfrac{G'}{\delta'}} \quad \ldots \ldots \ldots (8),$$

worin $V'$, $G'$, $R'$, $\delta'$ mit $V''$, $G''$, $R''$, $\delta''$ ... vertauscht werden dürfen; insbesondere sind also die auf gleiche Temperatur und auf gleichen Druck bezogenen Volumverhältnisse $\frac{V'}{V}$, $\frac{V''}{V} \ldots$ = den auf dieselbe Temperatur $T$ und auf dasselbe Gesammtvolumen $V$ bezogenen Druckverhältnissen $\frac{p'}{p}$, $\frac{p''}{p} \ldots$ Sind nicht die Gewichtsverhältnisse der Bestandtheile, wie bisher vorausgesetzt, sondern die Volumverhältnisse derselben gegeben, so folgen erstere aus letzteren, indem gemäss (8)

$$\frac{G'}{G} = \frac{V'}{V}\,\frac{\Sigma(G'R')}{GR'}$$

$$\Sigma\frac{G'}{G} = 1 = \Sigma\left(\frac{V'}{V}\,\frac{1}{R'}\right)\cdot\frac{\Sigma(G'R')}{G}$$

ist, durch die Gleichungen:

$$\frac{G'}{G} = \frac{\dfrac{V'}{V}\,\dfrac{1}{R'}}{\Sigma\left(\dfrac{V'}{V}\,\dfrac{1}{R'}\right)} = \frac{\dfrac{V'}{V}\,\delta'}{\Sigma\left(\dfrac{V'}{V}\,\delta'\right)} \quad \ldots \ldots \ldots (9).$$

Durch die specifischen Wärmen $c'_v$ und $c'_p$, $c''_v$ und $c''_p$ ... der Bestandtheile sind endlich die specifischen Wärmen $c_v$ und $c_p$ des Gemisches dadurch bestimmt, dass die Wärme $dQ$, welche dem letzteren behufs einer unendlich kleinen umkehrbaren Zustandsänderung mitzutheilen ist, als Summe dieser Wärmen für die Bestandtheile ausgedrückt wird. So ergiebt sich aus §. 122, Gl. (3) und (4):

$$G c_v dT + Ap\,dV = \Sigma(G'c'_v)\,dT + A(p' + p'' + \ldots)\,dV$$
$$G c_p dT - AV\,dp = \Sigma(G'c'_p)\,dT - AV\,d(p' + p'' + \ldots),$$

folglich wegen $p' + p'' + \ldots = p$:

$$G c_v = \Sigma(G'c'_v) \quad \text{und} \quad G c_p = \Sigma(G'c'_p) \quad \ldots \ldots \ldots (10).$$

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

Unbeschadet der Zustandsgleichungen (4) und (5) darf hierbei auf die Veränderlichkeit der specifischen Wärme mit der Temperatur Rücksicht genommen werden, wie es bei den hohen Temperaturen der Arbeitsluft von Feuerluftmaschinen nöthig erscheinen kann; die Gültigkeit der Zustandsgleichung $pv = RT$ ist nämlich nicht nothwendig an constante Werthe von $c_p$ und $c_v$ gebunden, wie sie bei der Entwicklung dieser Gleichung in Bd. I, §. 17 und §. 18 vorausgesetzt wurden und in der That meistens angenommen werden dürfen, sondern nur an solche Werthe, welche lediglich Functionen von $T$ und unter sich um eine Constante verschieden sind.* Gemäss den allgemeinen zwei Hauptgleichungen (Bd. I, §. 15, Gl. 11 und 12) ist nämlich

$$A = \frac{\partial}{\partial p}\left(c_p \frac{\partial T}{\partial v}\right) - \frac{\partial}{\partial v}\left(c_v \frac{\partial T}{\partial p}\right) \quad \ldots\ldots\ldots \quad (11)$$

$$AT = (c_p - c_v)\frac{\partial T}{\partial p}\frac{\partial T}{\partial v} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (12).$$

Aus (11) folgt mit

$$pv = RT, \text{ also } \frac{\partial T}{\partial p} = \frac{v}{R} \text{ und } \frac{\partial T}{\partial v} = \frac{p}{R} \quad \ldots\ldots \quad (13)$$

$$AR = \frac{\partial}{\partial p}(p c_p) - \frac{\partial}{\partial v}(v c_v)$$

$$= p\frac{\partial c_p}{\partial p} - v\frac{\partial c_v}{\partial v} + c_p - c_v$$

oder, weil nach (12) und (13)

$$c_p - c_v = AR, \text{ also } \frac{\partial c_v}{\partial v} = \frac{\partial c_p}{\partial v} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (14)$$

ist, auch

$$p\frac{\partial c_p}{\partial p} - v\frac{\partial c_p}{\partial v} = 0.$$

Diese Gleichung ist aber die Folge der Gleichungen

$$\frac{\partial c_p}{\partial p}dp + \frac{\partial c_p}{\partial v}dv = 0 \text{ und } v\,dp + p\,dv = 0,$$

welche als zusammenbestehende Gleichungen ausdrücken, dass $c_p$ als Function von $p$ und $v$ zugleich mit dem Product $pv$, also gemäss der vorausgesetzten Zustandsgleichung zugleich mit $T$ unveränderlich ist, wobei also $c_p$ eine beliebige Function von $T$ sein könnte. Gemäss (14) muss aber ausserdem $c_p - c_v$ constant sein für das betreffende Gas, nämlich nach §. 122 sehr nahe:

* Zeuner, technische Thermodynamik, Bd. I, §. 28.

$$c_p - c_v = \frac{0{,}0691}{\delta} = \frac{2}{m} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (15),$$

unter $m$ das Molekulargewicht (Wasserstoff $= 2$) verstanden.

Dass die specifische Wärme der Gase und Dämpfe mit der Temperatur wächst, wurde für Kohlensäure schon von Regnault gefunden, indem er

| | | | |
|---|---|---|---|
| für $t =$ | $0^0$ | $100^0$ | $200^0$ |
| $c_p =$ | 0,187 | 0,215 | 0,240 |

bestimmte. Aehnliches fanden später E. Wiedemann und A. Winkelmann für Temperaturen bis etwa $200^0$; ersterer z. B.

| | | | |
|---|---|---|---|
| für $t =$ | $0^0$ | $100^0$ | $200^0$ |
| Kohlensäure: $c_p =$ | 0,195 | 0,217 | 0,239 |
| Stickstoffoxydul: $c_p =$ | 0,198 | 0,221 | 0,244 |
| Aethylen ($C_2H_4$): $c_p =$ | 0,336 | 0,419 | 0,501. |

Für die im engeren Sinne sogenannten Gase (Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff, Kohlenoxyd und Gemische derselben, wie z. B. reine atmosphärische Luft) wurde eine Veränderlichkeit der specifischen Wärme ebenso wenig gefunden, wie eine Abweichung von der Zustandsgleichung $pv = RT$.

In neuerer Zeit dehnten aber Mallard und Le Chatelier die betreffenden Versuche aus bis zu sehr hohen Temperaturen von etwa $2000^0$, besonders bezüglich des Verhaltens der Verbrennungsproducte Kohlensäure und Wasserdampf. Dabei fanden sie die specifische Wärme selbst der eigentlichen Gase merklich wachsend mit $t$, nämlich gemäss den bezüglichen Folgerungen von Zeuner*:

$$mc_p = 6{,}76 + 0{,}0012\,t \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (16),$$

ferner für Kohlensäure:

$$mc_p = 8{,}26 + 0{,}012\,t - 0{,}00000236\,t^2 \quad \ldots\ldots\ldots \quad (17)$$

und für Wasserdampf:

$$mc_p = 7{,}57 + 0{,}00656\,t \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (18),$$

| | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| z. B. für $t =$ | $0^0$ | $100^0$ | $200^0$ | $500^0$ | $1000^0$ | $2000^0$ |
| Kohlensäure: $c_p =$ | 0,188 | 0,214 | 0,240 | 0,311 | 0,407 | 0,519 |
| Wasserdampf: $c_p =$ | 0,420 | 0,457 | 0,493 | 0,603 | 0,785 | 1,149. |

Aus den Werthen von $mc_p$ gemäss (16)—(18) findet man $mc_v$ durch Subtraction von 2 mit der Annäherung, mit welcher Gl. (15) gültig ist.

* Technische Thermodynamik, Bd. I, §. 140.

Diese Annäherung ist freilich für Kohlensäure und Wasserdampf nicht gross, selbst für eigentliche Gase zweifelhaft bei den hier in Rede stehenden sehr hohen Temperaturen. Gilt aber die Zustandsgleichung $pv = RT$ nicht, so braucht auch die specifische Wärme nicht nur von der Temperatur, sondern kann auch vom Druck abhängig sein; für Kohlensäure hat freilich Regnault solche Abhängigkeit vom Druck bis zu 12 Atm. als nicht vorhanden gefunden. Bei der in dieser Hinsicht herrschenden Unsicherheit und mit Rücksicht auf die grosse Vereinfachung empfiehlt es sich und bleibt einstweilen kaum etwas anderes übrig, als jene einfache Zustandsgleichung bei der Untersuchung von Zustandsänderungen der Verbrennungsgasgemische zugrunde zu legen, wenn auch Kohlensäure und Wasserdampf wesentliche Bestandtheile derselben sind. Das erhebliche Wachsen der specifischen Wärme mit $t$, das bei gegebenem Heizwerth eines Brennstoffs entsprechende Verkleinerung der Verbrennungstemperatur zur Folge hat, darf aber gemäss den Ergebnissen von Mallard und Le Chatelier, wenn sie auch der Prüfung und Ergänzung bedürftig sein mögen, nicht ausser Betracht bleiben.

Atmosphärische Luft besteht z. B. für $G = 1$ aus

$$G' = 0{,}235 \text{ Sauerstoff}, \quad m = 32$$
$$G'' = 0{,}765 \text{ Stickstoff}, \quad m = 28.$$

Nach (16) und (15) wäre deshalb:

$$c_p' = 0{,}2112 + 0{,}0000375t, \quad c_v' = 0{,}1487 + 0{,}0000375t \;.\;. \quad (19)$$
$$c_p'' = 0{,}2414 + 0{,}0000429t, \quad c_v'' = 0{,}1700 + 0{,}0000429t \;.\;. \quad (20)$$

und damit nach (10) für atmosphärische Luft:

$$c_p = 0{,}2343 + 0{,}0000416t, \quad c_v = 0{,}1650 + 0{,}0000416t \;.\;. \quad (21).$$

Als weiteres Beispiel mögen die gasförmigen Verbrennungsproducte von solcher Steinkohle angenommen werden, welche gemäss Bd. I, §. 159 in der Gewichtseinheit besteht aus

0,80 Kohlenstoff,
0,04 freiem Wasserstoff,
0,09 chemischem Wasser,
0,03 hygroskopischem Wasser,
0,04 Asche,

und deren Heizwerth a. a. O. zu $K = 7483$ Cal. ermittelt wurde. Die zu vollkommener Verbrennung von 1 Kgr. dieser Kohle gerade nöthige Luftmenge in Kgr., die Verbrennungsproducte und ihre Dichtigkeiten sind gemäss §. 160 daselbst:

$$\text{Verbrennungsluft: } L = 10{,}67 \text{ Kgr.}, \quad \delta' = 1$$
$$\text{Kohlensäure: } Ac = 2{,}93 \quad „ \quad \delta' = 1{,}529$$
$$\text{Wasserdampf: } Aq = 0{,}48 \quad „ \quad \delta' = 0{,}623$$
$$\text{Stickstoff: } N = 8{,}22 \quad „ \quad \delta' = 0{,}971.$$

Erfolgt die Verbrennung von 1 Kgr. Kohle thatsächlich mit $m'L$ Kgr Luft, so ist das Gewicht der Verbrennungsgase:

$$G = (m' - 1) L + Ac + Aq + N \text{ Kgr.},$$

und ergiebt sich ihre Dichtigkeit $\delta$ bezüglich auf atmosphärische Luft gemäss Gl. (7), indem darin $G'$ bezw. $= (m' - 1) L$, $Ac$, $Aq$, $N$ und $\delta' =$ den betreffenden angeführten Werthen gesetzt wird. Insbesondere für $m' = 2$ findet man:

$$G = 22{,}3 \text{ Kgr. und } \delta = 1{,}022$$

wie a. a. O. Indem nun das Molekulargewicht von Kohlensäure und von Wasserdampf bezw. $= 44$ und $= 18$ ist, folgt aus (17) und (18) für

$$\text{Kohlensäure: } c_p = 0{,}1877 + 0{,}0002727\,t - 0{,}0000000536\,t^2 \text{ . (22)}$$
$$\text{Wasserdampf: } c_p = 0{,}4206 + 0{,}0003644\,t \text{ . . . . . . . . . . . (23)}$$

und nach (20), (21), (22), (23) für die Verbrennungsgase aus (10):

$$c_p = 0{,}2348 + 0{,}0000794\,t - 0{,}0000000024\,t^2 \text{ . . . . . (24)},$$

damit gemäss (15):

$$c_v = c_p - \frac{0{,}0691}{1{,}022} = c_p - 0{,}0676 \text{ . . . . . . . . (25)}.$$

Die Wärmemenge zur Erhitzung von 1 Kgr. dieser Verbrennungsgase von $0^0$ bis $t^0$ bei constantem Drucke ist:

$$Q = \int_0^t c_p\,dt = 0{,}2348\,t + 0{,}0000397\,t^2 - 0{,}0000000008\,t^3 \text{ . (26)},$$

somit, unter $\eta_1$ den Wirkungsgrad der Feuerung verstanden, die Verbrennungstemperatur $t$ bestimmt durch die Gleichung:

$$GQ = \eta_1 K.$$

Höchstens wird $t$ etwa $= 1000$ sein, womit $Q = 273{,}7$ und

$$\eta_1 = \frac{22{,}3 \,.\, 273{,}7}{7483} = 0{,}815$$

gefunden wird. Nach (24) und (25) gelten für dieses Gemisch von gasförmigen Verbrennungsproducten u. A. die zusammengehörigen Werthe:

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| $t =$ | $0^0$ | $100^0$ | $200^0$ | $500^0$ | $1000^0$ |
| $c_p =$ | 0,235 | 0,243 | 0,251 | 0,274 | 0,312 |
| $c_v =$ | 0,167 | 0,175 | 0,183 | 0,206 | 0,244 |
| $n = c_p : c_v =$ | 1,404 | 1,386 | 1,369 | 1,328 | 1,278 |

## 1. Feuerluftmaschinen mit festen oder tropfbar flüssigen Brennstoffen.

### §. 138. Feuerluftmaschinen mit festem Brennstoff.

An und für sich ist ein Vortheil dieser, wie der Feuerluftmotoren überhaupt darin zu finden, dass von den 6 Factoren des wirthschaftlichen Wirkungsgrades (§. 121) der Factor $\eta_2$, der Wirkungsgrad des Heizcanals, mit Wegfall des letzteren möglichst gross = 1 wird. Durch Verkleinerung anderer Factoren kann freilich dieser Vortheil aufgewogen werden, was wenigstens bei den hier zunächst in Rede stehenden Maschinen mit Verwendung fester Brennstoffe infolge praktischer Schwierigkeiten thatsächlich meistens der Fall ist, so dass sie grössere Erfolge bisher kaum aufzuweisen haben.

Im Wesentlichen haben sie folgende Einrichtung mit 3 Hauptbestandtheilen, dem Arbeitscylinder, einer Luftpumpe und einem Ofen. Die durch die Pumpe angesaugte und comprimirte atmosphärische Luft wird in den Ofen (in der Regel theils unter, theils über den Rost) geleitet, von wo die Verbrennungsgase hinter den Kolben gelangen, indem sie durch ein gesteuertes Ventil behufs entsprechender Expansionswirkung jeweils zugemessen werden; bei der umgekehrten Kolbenbewegung gelangen sie durch ein gleichfalls gesteuertes Ventil ins Freie. Um den Kolben mit seiner Liederung gegen die Einwirkung der heissen Gase einigermassen zu schützen, pflegt er durch einen von letzteren unmittelbar berührten Blechcylinder verlängert, auch als Plunger ausgebildet zu werden, so dass die Liederung eine feste Lage in grösstmöglicher Entfernung von den heissen Gasen erhält, somit auch leichter geschmiert und kühl gehalten werden kann. Zur Beschickung des Rostes in dem geschlossenen Feuerraum dient ein Fülltrichter, der nach innen (gegen den Feuerraum hin) und nach aussen je durch Ventil oder Klappe abgesperrt werden kann; dazwischen wird Brennstoff eingefüllt bei Absperrung nach innen, während er von da aufgegeben werden kann bei Absperrung nach aussen. Im letzteren Falle kann durch Oeffnung eines Verbindungsrohrs zwischen den Räumen über dem Rost und im Fülltrichter zunächst in letzterem der höhere Druck des ersteren Raums hergestellt werden, der natürlich bei der folgenden Einfüllung neuen Brennstoffs verloren wird. Die Regulirung kann auf verschiedene Weise geschehen, insbesondre z. B. durch Drosselung der von der Pumpe zum Ofen strömenden gepressten Luft. Zum Anheizen des Ofens dienen Thüren über und unter dem Rost, sowie ein Rohr zu unmittelbarer Abführung der Verbrennungsgase in die Atmosphäre, welche Theile bei regelmässigem Betriebe geschlossen sind.

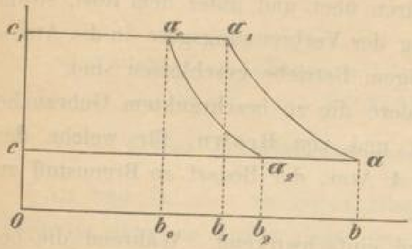
Von solcher Art sind insbesondere die zu beschränktem Gebrauche gekommenen Maschinen von Hock und von Brown, für welche der grösste Druck bezw. zu 2,5 und zu 4 Atm., der Bedarf an Brennstoff zu 3 bis 5 Kgr. Koks angegeben wird.

Pumpe und Arbeitscylinder sind einfachwirkend. Während die betreffenden Kolben sich in einem gewissen Sinne bewegen (bei Hock in demselben, bei Brown in entgegengesetztem Sinne), wird Luft von der Pumpe angesaugt, Gasgemisch aus dem Arbeitscylinder ausgetrieben; wegen schädlicher Räume beginnt die Ansaugung erst nach einem gewissen Wege des Pumpenkolbens, während dessen der Druck in der Pumpe bis zum äusseren Luftdruck abnimmt, wogegen die Ausströmung aus dem Arbeitscylinder schon vor dem Ende des Hubes aufhört, wonach dann der Druck des abgesperrten Gasgemisches wächst. Der Ofen bleibt hierbei gegen beide Theile abgesperrt, so dass der Druck in ihm nur wenig zunimmt. Bei der umgekehrten Kolbenbewegung wird er zunächst gegen den Arbeitscylinder geöffnet, so dass bei etwas abnehmendem Druck in den communicirenden betreffenden Räumen im Arbeitscylinder Einströmung, in der Pumpe Compression der vorher angesaugten Luft stattfindet. In mittleren Kolbenstellungen wird die Communication des Ofens mit dem Arbeitscylinder unterbrochen, mit der Pumpe hergestellt, und damit in jenem die Expansion des Gasgemisches, aus diesem die Ueberströmung der comprimirten Luft in den Ofen bei noch etwas weiter wachsendem Druck eingeleitet.

Sieht man ab von den Druckschwankungen im Ofen und in den damit jeweils communicirenden Räumen des Arbeits- und des Pumpcylinders, ferner von den schädlichen Räumen derselben und von der Wärmeleitung der Cylinderwände, so entspricht dem Vorgange principiell das Diagramm Fig. 113, worin $c_1a_1$ und $ca$ Gerade parallel der Abscissenaxe, $a_1a$ und $a_0a_2$ Adiabaten sind, und worin die Flächen $c_1a_1ac$ und $c_1a_0a_2c$ bezw. die für den Arbeits- und für den Pumpcylinder indicirten Arbeiten $E_1$ und $E_2$ darstellen, deren Differenz $E = E_1 - E_2$ die bei einer Umdrehung gewonnene indicirte Arbeit ergiebt. Werden mit $p_1 = a_1b_1$

und $p_2 = a_2 b_2$ bezw. der grösste und der kleinste (atmosphärische) Druck, mit $V = Ob$ und $V_2 = Ob_2$ die Hubvolumina des Arbeits- und des Pumpcylinders bezeichnet, mit $V_1 = Ob_1$ das Gemischvolumen, welches in ersterem zu Ende der Einströmung, mit $V_0 = Ob_0$ das Luftvolumen, welches in letzterem bei Beginn der Ausströmung in den Ofen vorhanden ist, und sind endlich $T$ und $T_2$, $T_1$ und $T_0$ die absoluten Temperaturen in den Zuständen, denen die Punkte $a$ und $a_2$, $a_1$ und $a_0$ des Diagramms entsprechen, so ist, falls bei jeder Umdrehung $G_1$ Kgr. Gasgemisch durch den Arbeitscylinder und $G_2$ Kgr. Luft durch die Pumpe hindurchgehen, der Figur zufolge mit Rücksicht auf Gl. (13), §. 122, und auf die Zustandsgleichung der Gase:

Fig. 113.




$$E_1 = p_1 V_1 + \frac{p_1 V_1 - p_2 V}{n-1} - p_2 V$$

$$= \frac{n}{n-1}(p_1 V_1 - p_2 V) = \frac{n}{n-1} G_1 R (T_1 - T) \quad \ldots \ldots (1)$$

und ebenso, wenn $n_0$ und $R_0$ die Werthe von $n$ und $R$ für atmosphärische Luft bedeuten,

$$E_2 = \frac{n_0}{n_0 - 1} G_2 R_0 (T_0 - T_2) \quad \ldots \ldots \ldots \ldots (2),$$

während $n$ und $R$ gemäss vorigem Paragraph als Mittelwerthe für eine zwischen $T_1$ und $T$ liegende Temperatur zu bestimmen sind. Dabei ist, unter $\alpha$ das Gewichtsverhältniss des vergasten Brennstoffs und der dazu gleichzeitig angesaugten Luft verstanden,

$$G_1 = G_2(1 + \alpha) \text{ und } G_2 = \frac{p_2 V_2}{R_0 T_2} \quad \ldots \ldots \ldots (3).$$

Würde $n = n_0$ und $R = R_0$ gesetzt, so wäre nach (1), (2) und (3):

$$E = E_1 - E_2 = \frac{nR}{n-1}[G_1(T_1 - T) - G_2(T_0 - T_2)]$$

$$= G_2 \frac{nR}{n-1}[(1 + \alpha)(T_1 - T) - T_0 + T_2] \quad \ldots \ldots \ldots (4),$$

für $\alpha = 0$ wegen $AR = c_p - c_v$ übereinstimmend mit der indicirten Arbeit $E$ eines geschlossenen Luftmotors mit Kreisprocess in 4 Räumen (§. 127), falls auch der letztere einfach wirkend und $G = G_2$ wäre. Bei gegebenen

Werthen von $T_1$, $T_2$ und $\alpha$ ist $E$ im Verhältniss zu $G_2$, also auch im Verhältniss zur vergasten Brennstoffmenge abhängig von $T$ und $T_0$, welche Temperaturen übrigens auch hier in der durch Gl. (1), §. 123, ausgedrückten Beziehung stehen. Mit Rücksicht auf Fig. 113 ist nämlich den Voraussetzungen gemäss:

$$\frac{T_1}{T} = \left(\frac{V}{V_1}\right)^{n-1} \text{ und } \frac{T_2}{T_0} = \left(\frac{V_0}{V_2}\right)^{n-1}$$

$$\frac{G_1 T_1}{G_2 T_0} = \frac{V_1}{V_0} \text{ und } \frac{G_2 T_2}{G_1 T} = \frac{V_2}{V},$$

und es können die aus diesen zwei Paaren von Gleichungen folgenden:

$$\frac{T_1 T_2}{T T_0} = \left(\frac{V V_0}{V_1 V_2}\right)^{n-1} \text{ und } \frac{T_1 T_2}{T T_0} = \frac{V_1 V_2}{V V_0}$$

nur dann gleichzeitig stattfinden, wenn

$$V V_0 = V_1 V_2, \text{ also } T T_0 = T_1 T_2 \quad \ldots \ldots \ldots (5)$$

ist. Somit wird

$$E = G_2 \frac{nR}{n-1}\left[(1+\alpha)(T_1 - T) - \frac{T_1 T_2}{T} + T_2\right] \ldots \ldots (6)$$

bei gegebenen Werthen von $T_1$, $T_2$ und $\alpha$ im Verhältniss zu $G_2$, also auch im Verhältniss zur vergasten Brennstoffmenge ein Maximum für

$$-(1+\alpha) + \frac{T_1 T_2}{T^2} = 0, \quad T = \sqrt{\frac{T_1 T_2}{1+\alpha}} \ldots \ldots (7),$$

und zwar

$$E = G_2 \frac{nR}{n-1}\left[(1+\alpha)\left(T_1 - \sqrt{\frac{T_1 T_2}{1+\alpha}}\right) - \sqrt{(1+\alpha) T_1 T_2} + T_2\right]$$

$$= G_2 \frac{nR}{n-1}\left(\sqrt{(1+\alpha) T_1} - \sqrt{T_2}\right)^2 \ldots \ldots \ldots (8).$$

Diesem Maximum von $E$ entsprechend müsste das Verhältniss der Hubvolumina des Arbeits- und des Pumpkolbens:

$$a = \frac{V}{V_2} = \frac{G_1 T}{G_2 T_2} = (1+\alpha)\sqrt{\frac{1}{1+\alpha}\frac{T_1}{T_2}} = \sqrt{(1+\alpha)\frac{T_1}{T_2}} \ldots (9)$$

sein, ferner die verhältnissmässige Grösse sowohl des Gemischvolumens, welches sich im Arbeitscylinder zu Ende der Einströmung, als auch des Luftvolumens, welches sich in der Pumpe bei Beginn der Ausströmung befindet,

$$\frac{V_1}{V} = \frac{V_0}{V_2} = \left(\frac{T}{T_1}\right)^{\frac{1}{n-1}} = \left(\sqrt{\frac{1}{1+\alpha}\frac{T_2}{T_1}}\right)^{\frac{1}{n-1}} = \left(\frac{1}{a}\right)^{\frac{1}{n-1}} \ldots (10).$$

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

Zuverlässigere Anhaltspunkte zur Beurtheilung solcher Feuerluftmaschinen sind nur durch Messungen an solchen im Betriebe und durch darauf beruhende Rechnungen mit Berücksichtigung der schädlichen Räume und der sonstigen Nebenumstände zu erhalten. Wird in dem Ausdruck des wirthschaftlichen Wirkungsgrades (§. 121):

$$\eta_w = \eta_1 \eta_2 \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right) (1 - w) \eta_c \eta_i$$

der Factor $(1 - w)$ ausser Acht gelassen, während hier $\eta_2 = 1$ ist, so ermittelte z. B. Slaby aus Versuchen mit einer Brown'schen Maschine, die er zusammen mit Brauer anstellte,* bei einer Bremsleistung $= 2{,}17$ und einer indicirten Leistung $= 2{,}89$ Pferdestärken (Differenz der indicirten Leistungen des Arbeits- und des Pumpcylinders)

$$\eta_w = 0{,}26 \,.\, 0{,}39 \,.\, 0{,}31 \,.\, 0{,}75 = 0{,}023.$$

Der Wirkungsgrad des Kreisprocesses

$$= 0{,}39 \,.\, 0{,}31 = 0{,}12$$

war also etwas grösser, als derjenige $= 0{,}093$ der im §. 134 besprochenen Lehmann'schen Maschine ohne Regenerator, der den Factoren

$$1 - \frac{T_2}{T_1} = \frac{1{,}2}{2{,}2} = 0{,}545 \quad \text{und} \quad \eta_c = 0{,}171$$

entspricht. Der indicirte Wirkungsgrad war mit 0,75 erheblich grösser, als

$$\eta_2 = \frac{1{,}31}{2{,}37} = 0{,}55$$

bei der Lehmann'schen Maschine. Aber diese Vortheile werden aufgewogen durch den kleinen Wirkungsgrad $\eta_1 = 0{,}26$ der Feuerung von jener gegenüber

$$\eta_1 \eta_2 = 0{,}46$$

bei dieser, so dass $\eta_w$ bei beiden nahe gleich gross ist. Die geschlossene Maschine behält dabei besonders den Vorzug leichter Anbringung eines Regenerators zu erheblicher Vergrösserung des calorischen Wirkungsgrades $\eta_c$. —

Sehr bemerkenswerth ist die seit Kurzem auch in Deutschland gebaute Feuerluftmaschine von Bénier.** Dieselbe zeichnet sich besonders aus durch die geschickte Art, wie die Hauptschwierigkeit solcher Maschinen, die dauernd gute Dichtung des Arbeitskolbens und die Ver-

---

* Dingler's polyt. Journal, Bd. 232, S. 200; daraus Knoke's Kraftmaschinen des Kleingewerbes, S. 146 u. ff.

** Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure, 1888, S. 1158 u. ff.

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

meidung erheblicher Verluste an heisser Luft von höherer Pressung durch die Poren des Gusseisens, in der Hauptsache vermieden wird. Jener Kolben ist nämlich besonders lang und hat nur an seinem oberen Theile Führung, indem der Durchmesser des unteren Theils um einige Millimeter kleiner ist, als die Weite des betreffenden Cylinders; die Wand des letzteren hat innen einen Luftring an einer möglichst hoch gelegenen solchen Stelle, dass er mit dem hohlcylindrischen Raum zwischen der Innenfläche des Cylinders und der Aussenfläche des unteren Theils des Arbeitskolbens beständig communicirt. Während nun der grössere Theil der in der Luftpumpe verdichteten Luft durch den Rost hindurch dem Brennstoff zugeführt wird, wird der andere Theil jenem Luftring des Arbeitscylinders zugeleitet, von wo diese noch kalte, bezw. durch ihre Verdichtung in der Luftpumpe nur mässig erwärmte Luft abwärts strömt, um sich mit dem heissen Verbrennungsgasgemisch zu mischen, das unter dem Arbeitskolben im Ofen entwickelt wird. Diese abwärts gerichtete Strömung von kälterer Luft längs der Innenwand des Arbeitscylinders kühlt den letzteren und hält das heisse Gasgemisch mit Flugasche von der oberen geführten Umfläche des langen Arbeitskolbens zurück; die Aenderung des Verhältnisses jener beiden Theile der in der Pumpe verdichteten Luft durch den Regulator, entsprechend dem Gange der Maschine, gewährt zugleich eine einfache und zweckmässige Regelung der letzteren. Durch eine gedrungene Anordnung, gemäss welcher der verticale Arbeitscylinder unmittelbar auf den Ofen gesetzt und die Luftpumpe horizontal daneben gelegt ist, werden ausserdem längere Verbindungscanäle vermieden, schädliche Räume thunlichst beschränkt. Endlich wird die Beschickung des unter Druck stehenden Rostes durch ein sinnreiches Paternosterwerk vermittelt; die durch dieses mit Unterbrechungen gelieferten Koksstücken fallen in die Höhlung eines Schiebers, die bei der folgenden Bewegung desselben in seine andere Grenzlage mit einem stark geneigten, in den Ofenraum führenden Canal in Verbindung tritt. Der Feuerraum ist zu seiner Schonung innen mit einem Graphitring ausgekleidet, von aussen sammt dem zunächst darüber gelegenen unteren Theil des Arbeitscylinders durch Wasser gekühlt. Die unmittelbare Verbindung der Räume des Ofens und des Arbeitscylinders, zufolge welcher der Feuerraum als todter Raum jenes Cylinders zu betrachten ist, hat freilich zur Folge, dass auch das aus letzterem ausströmende Gasgemisch noch Wärme aufnimmt; gleichwohl soll bei grösseren solchen Maschinen der Koksverbrauch bis unter 1 Kgr. für die Stundenpferdestärke heruntergehen.

Bei einem Versuch von ungefähr 2,5 Stunden Dauer mit einer solchen



BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

von Bénier in Frankreich erbauten nominell 4pferdigen Maschine fand Slaby* bei 117,6 Umdrehungen in 1 Minute

| | | | |
|---|---|---|---|
| die indicirte Leistung des Arbeitscylinders | = 9,23 | Pferdestärken |
| der Pumpe | = 3,38 | " |
| die indicirte Gesammtleistung somit | = 5,85 | " |
| dagegen die Bremsleistung | = 4,03 | " |

Der indicirte Wirkungsgrad war also:

$$\eta_i = \frac{4{,}03}{5{,}85} = 0{,}69.$$

Für 1 Bremspferd und Stunde wurden 2,1 Kgr. Koks verbraucht. An den Nebenwiderständen war die Koksspeisevorrichtung in hohem Grade betheiligt, indem ohne dieselbe bei gewöhnlicher Beschickung $\eta_i = 0{,}88$ gefunden wurde, der Koksverbrauch = 1,64 Kgr. für 1 Bremspferd und Stunde. Die Temperatur der Luft beim Eintritt in den Ofen und Arbeitscylinder wurde = 60° C., die höchste Temperatur darin = 1400°, die Temperatur der Abgase = 700° ermittelt. Nahe 93% des zugeführten Luftgewichts wurden zur Verbrennung benutzt. Von der entwickelten Wärme wurden

6 % in indic. Arbeit verwandelt,
46,5% mit den Abgasen,
41,5% mit dem Kühlwasser fortgeführt,
6 % durch Strahlung u. s. f. verloren.

Bei der oben erwähnten Brown'schen, von Slaby zusammen mit Brauer geprüften Maschine war zwar ein Kühlwassermantel nicht vorhanden, auch gingen mit den, mit 290° entweichenden Abgasen nur 14% der entwickelten Wärme verloren, dagegen 83% durch Strahlung und sonstige Verluste, so dass nur 3% derselben in indicirte Arbeit verwandelt wurden.

## §. 139. **Petroleummotoren.**

Als tropfbar flüssige Brennstoffe sind zum Betriebe von Kraftmaschinen bisher allein die leichteren und leichter flüchtigen Destillate des Petroleums zur Verwendung gekommen, Gasolin, Benzin, Ligroin mit Dichtigkeiten $\delta = 0{,}69$ bis 0,73 und mit Siedepunkten = 80° bis 120°. Ein besonderer Ofen ist dabei zur Verbrennung nicht nöthig, indem diese Flüssigkeiten

* Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure, 1889, S. 89.

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

in fein zertheiltem Zustande atmosphärischer Luft beigemischt werden, und das Gemisch im Arbeitscylinder der Maschine selbst verbrannt wird. Statt solcher mechanischen Mischung ist eine ohne Zweifel innigere und leichter entzündliche Mischung der Dämpfe fraglicher Flüssigkeiten mit Luft zwar versucht, aber bisher nicht üblich geworden.

Abgesehen von der Maschine von Hock, welche seit 1873 einige Jahre hindurch in Deutschland zu praktischer Verwendung gebaut wurde, sind hier zur Zeit hauptsächlich die Maschinen von Spiel und von Otto bemerkenswerth. Beide arbeiten nach Art des neuen Gasmotors von Otto im Viertakt: Einströmung, Compression, Entzündung und Expansion, Ausströmung je bei 4 aufeinander folgenden einfachen Hüben des einfachwirkenden Kolbens. Der Cylinder, in welchem sich der letztere bewegt, ist durch Wasser gekühlt, das einen Mantel dieses Cylinders durchfliesst.

Bei der Maschine von Spiel geschieht die Herstellung des brennbaren Gemisches dadurch, dass ein kleiner Pumpenkolben das Oel einem Conus entgegentreibt, wodurch es in kegelförmiger Ausbreitung in den vom Arbeitskolben angesaugten Luftstrom hinein gesprüht wird; bei Aenderungen des Ganges der Maschine verändert der Regulator bei ungeänderter Luftmenge die Zeit der Einspritzung des Oels, somit das Mischungsverhältniss. Die Zündung zu Anfang des dritten jener 4 Hübe wird durch einen Schieber mit Zündkammer und durch eine ausserhalb seines Führungsdeckels beständig brennende Flamme vermittelt.

Wenn dieser Schieber, in einem Sinne durch die Maschine bewegt, in die äusserste Lage kommt, entzündet sich das in seiner Kammer befindliche brennbare Gemisch durch eine Oeffnung im Schieberdeckel hindurch an der Zündflamme, worauf er durch Federkraft zurückgeschnellt wird bis die Kammer dem Schusscanal gegenüberliegt und die Explosion im Cylinder erfolgt, da kurz vorher behufs der Druckausgleichung in Kammer und Cylinder erstere an einer in letzteren führenden engen Bohrung vorbeigekommen war. Mehrfachen Versuchen zufolge wurde für Maschinen von ungefähr 3 Nutzpferdestärken bei 200 bis 230 Umdrehungen in 1 Minute ein indicirter Wirkungsgrad $= 0{,}75$ durchschnittlich, ferner ein Verbrauch von etwa 0,7 Kgr. Oel (Petroleumnaphta von $\delta = 0{,}72$) für die Stunde und Pferdestärke gefunden ausser dem Weingeistverbrauch der Zündflamme. Dabei beträgt der Verdichtungsdruck zu Ende des jeweils zweiten Hubes 2,75 bis 3 Atm., der grösste Druck nach der Explosion 14 bis 15 Atmosphären.

Bei dem Benzingasmotor von Otto erfolgt die Zündung durch



BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

einen elektrischen Funken, die Bildung des brennbaren Gemisches dadurch, dass bei dem jeweils ersten Hube der vierhübigen Arbeitsperiode die Luft fein vertheilt durch Benzin hindurch gesaugt wird vermittels eines mit einer Brause unter dem Flüssigkeitsspiegel endigenden Rohrs. Indem die so mit Benzin gesättigte Luft für sich allein nicht explosibel ist, vermischt sie sich mit reiner Luft, die gleichzeitig angesaugt wird durch ein Rohr, dessen kleinster Querschnitt durch einen Hahn regulirt werden kann. Diese Regelung kann auch den Gang der Maschine begrenzen. Weil übrigens die das Benzin durchstreichende Luft je nach der Temperatur mehr oder weniger davon aufnimmt, ist die Einrichtung getroffen, dass ein regulirbarer Theil der heissen Abgase zur Erwärmung des Benzingefässes bis zu immer ungefähr gleicher Temperatur verwendet werden kann. Die Verdichtung wird bis zu ungefähr 3 Atm. Druck getrieben, der durch die Explosion auf 11 Atm. erhöht wird; der Verbrauch an Benzin von der Dichtigkeit $\delta = 0{,}7$ wird zu 0,5 bis 0,75 Liter für die Stunde und gebremste Pferdestärke angegeben.

In mehrfacher Hinsicht von anderer Wirkungsweise ist der in Amerika und England verbreitete Petroleummotor von Brayton*, nämlich sowohl hinsichtlich seiner Einrichtung, als hinsichtlich der Herstellung des brennbaren Gemisches und dessen Verbrennung, welche nicht plötzlich als Explosion, sondern allmählich bei der Einströmung stattfindet. Ein mit Wassermantel umgebener Arbeitscylinder und ein ungekühlter Luftpumpencylinder, beide einfachwirkend, haben ersterer ein Einlass- und ein Auslassventil, die beide gesteuert sind, letzterer ein selbstthätiges Einsauge- und ein gesteuertes Druckventil. Die von dieser Pumpe auf 2 bis 5 Atm. verdichtete Luft durchströmt nach der Einlassventilöffnung des Arbeitscylinders eine mit Petroleum durchtränkte Filzmasse, die im Ventilgehäuse auf Drahtgewebe zwischen durchlochten Blechplatten aufgelagert ist, worauf sie mit fein vertheiltem Oel beladen sich an einer innerhalb jener das Zurückschlagen der Flamme verhindernden Platten an einer im Gehäuse brennenden Flamme stetig entzündet. Das Petroleum wird durch eine kleine Pumpe zugeführt; durch Hubänderung derselben und durch Begrenzung der Oeffnungszeit des Einlassventils des Arbeitscylinders, also durch Aenderung des Füllungshubes des Arbeitskolbens kann der Gang bei veränderlichem Arbeitsbedarf regulirt werden. Der Oelverbrauch ist von dem der oben besprochenen Maschinen nicht erheblich

* In Betreff einer neueren Anordnung desselben, sowie auch bezüglich der vorhergehenden Angaben siehe u. A. Knoke's „Kraftmaschinen des Kleingewerbes“.

verschieden; das plötzlich bedeutende Anwachsen des Drucks wird aber durch die stetige Verbrennung des einströmenden Gemisches (anstatt explosionsartiger Entzündung) vermieden. —

Um auch schwere, entsprechend billige und gefahrlose Petroleumsorten, gewöhnliches Leuchtpetroleum, selbst Rohpetroleum und Steinkohlentheer zum Maschinenbetriebe zu verwenden, wäre die mechanische Vertheilung derselben durch Zersträuben in atmosphärischer Luft zu hinlänglicher Entzündlichkeit des Gemisches nicht ausreichend. Auf die Verwendbarkeit auch so geringwerthiger und ungefährlicher flüssiger Brennstoffe, somit auf die allgemeinere Verbreitung und Benutzung des Petroleummotors auch in ungeübten Händen sind seit Jahren die Bestrebungen besonders von Dr. Schiltz in Cöln gerichtet, und es scheint, dass sie nach vielen Versuchen und Umgestaltungen nunmehr hinlänglich reif geworden sind, um die Einführung in gewerbliche Betriebe zu sichern.* In ihrer schliesslichen Gestaltung, in welcher die Maschine wie ein Gasmotor im Viertakt arbeitet, sucht Schiltz den Zweck dadurch zu erreichen, dass der Arbeitscylinder, der, soweit der Kolben in ihm sich hin- und herbewegt, durch Wasser gekühlt ist, im übrigen Theil mit einem gewundenen Canal umgeben, und dessen heiss bleibende innere Oberfläche durch Einfüllung von Metallspänen oder dergleichen vergrössert wird. Indem durch diesen Canal mit der Luft zugleich schweres Oel, durch eine kleine Pumpe herbeigeschafft, angesaugt wird, wird letzteres nicht nur zersträubt, sondern auch verdampft, so dass in den Cylinder ein fertiges Gasgemisch eintritt, welches zur explosionsartigen Entzündung nicht eine vorhergehende Verdampfung des einen Bestandtheils erfordert und damit eine Bindung von Wärme zur Folge hat. Die Zündung erfolgt durch einen Schieber mit Zündkammer mit Hülfe einer aussen beständig brennenden Flamme. Die Regulirung bei zu schnellem Gange besorgt ein Regulator durch zeitweilige Ausserbetriebsetzung der kleinen Petroleumpumpe. Die Ingangsetzung der noch kalten Maschine kann dadurch geschehen, dass das schwere Oel vorläufig durch leichtes bis zu einer Dichtigkeit $\delta = 0{,}75$ ersetzt wird. Wo der Anwendung des Viertaktes die Otto'schen Patentrechte noch entgegenstehen (nur ausserhalb Deutschlands gemäss Urtheil des Reichsgerichts von 1886), oder wenn ohne Verdoppelung der Maschine ein mehr gleichmässiger Gang derselben erzielt werden sollte, kann der Arbeitscylinder mit zweihübiger Arbeitsperiode einfachwirkend gemacht und durch einen Luftpumpencylinder ergänzt

* Deutsche Industrie-Zeitung, 1887, Nr. 1.

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

werden, der mit gleichfalls zweihübiger Periode die Ansaugung und Verdichtung der Luft besorgt.

Eine nähere Besprechung der Wirkungsweise von Petroleummotoren ist hier entbehrlich, weil sie abgesehen von der Herstellung des brennbaren Gemisches mit derjenigen von Gasmotoren übereinstimmt.

## 2. Gasmotoren.

### §. 140. Theoretische und erfahrungsmässige Grundlagen, betreffend Steinkohlengas und seine Verbrennung.

Bei der Prüfung eines gegebenen oder bei der Vorausberechnung eines zu entwerfenden Gasmotors kommen die Dichtigkeit, die davon abhängende Constante der Zustandsgleichung und die specifische Wärme des Gasgemisches vor und nach der Entzündung desselben in Betracht, ferner die durch die Enzündung bewirkte Temperatur- und Druckerhöhung, bedingt durch den Heizwerth des Gases. Auf Grund der Erörterungen im §. 137 soll hier gezeigt werden, wie diese Grössen insbesondere für Steinkohlengas und für Gemische desselben mit atmosphärischer Luft zu berechnen sind, wenn die Zusammensetzung des Gases gegeben ist. In Betreff der letzteren können erhebliche Verschiedenheiten stattfinden; eine mittlere betreffende Annahme lässt indessen den Gang der Rechnung erkennen und zugleich ein ungefähr auch zahlenmässiges Urtheil gewinnen.

Mit den chemischen Molekularbezeichnungen $CH_4$, $C_2H_4$, $C_4H_8$, $H_2$, $CO$, $N_2$ seien die gasförmigen Bestandtheile eines Gases bezeichnet, mit $G'$ die Gewichtsmengen derselben in $G = 1$ Kgr., mit $V'$ die Volumina in $V = 1$ Cubikm. des Gases, mit $\delta'$ ihre Dichtigkeiten, mit $c'_p$ ihre specifischen Wärmen bei constantem Druck. In der folgenden Tabelle sind die Werthe von $G'$ gemäss Bd. I, §. 158 angenommen, $\delta'$ und $c'_p$ gemäss Bd. I, §. 19; in Ermangelung von betreffenden Angaben wurde dabei für Butylengas ($C_4H_8$) $\delta'$ doppelt so gross (wegen doppelter Grösse von $m$ entsprechend §. 137, Gl. 15), $c'_p$ ebenso gross gesetzt, wie für Elaylgas ($C_2H_4$). Mit $G'$ und $\delta'$ findet man $V'$ nach §. 137, Gl. (8).

| | $CH_4$ | $C_2H_4$ | $C_4H_8$ | $H_2$ | $CO$ | $N_2$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $G' =$ | 0,54 | 0,10 | 0,08 | 0,05 | 0,15 | 0,08 |
| $\delta' =$ | 0,553 | 0,967 | 1,934 | 0,0693 | 0,967 | 0,971 |
| $c'_p =$ | 0,593 | 0,404 | 0,404 | 3,409 | 0,245 | 0,244 |
| $V' =$ | 0,469 | 0,05 | 0,02 | 0,347 | 0,075 | 0,039 |

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

Für dieses Gas ergeben sich dann $\delta$, $c_p$ und $c_v$ nach §. 137, Gl. (7), (10) und (15):

$$\left.\begin{aligned} \delta = 0{,}48; \quad c_p = 0{,}620 \\ c_v = c_p - \frac{0{,}0691}{0{,}48} = 0{,}476; \quad \frac{c_p}{c_v} = 1{,}303 \end{aligned}\right\} \ldots\ldots (1).$$

Ist nun von diesem Gase

1 Cubikm. mit $a$ Cubikm. Luft, also

0,48 Kgr. mit $a$ Kgr. Luft

von gleichem Druck und gleicher Temperatur gemischt, und werden jetzt $\delta$, $c_p$ und $c_v$ auf das Gemisch bezogen, so ist:

$$\frac{a + 0{,}48}{\delta} = \frac{a}{1} + \frac{0{,}48}{0{,}48}; \quad \delta = \frac{a + 0{,}48}{a + 1} \ldots\ldots (2)$$

und, wenn für Luft die betreffenden specifischen Wärmen $= 0{,}2375$ und $= 0{,}1684$ sind,

$$(a + 0{,}48)\, c_p = a \,.\, 0{,}2375 + 0{,}48 \,.\, 0{,}62$$

$$(a + 0{,}48)\, c_v = a \,.\, 0{,}1684 + 0{,}48 \,.\, 0{,}476$$

$$\left.\begin{aligned} c_p = \frac{0{,}2375\, a + 0{,}2976}{a + 0{,}48} \\ c_v = \frac{0{,}1684\, a + 0{,}2285}{a + 0{,}48} \end{aligned}\right\} \frac{c_p}{c_v} = \frac{1{,}41\, a + 1{,}767}{a + 1{,}357} \ldots\ldots (3).$$

Das Luftgewicht $= L$, welches zu vollkommener Verbrennung von 1 Kgr. des Gases gerade nöthig ist, und die dadurch sich ergebenden Gewichtsmengen Kohlensäure $= CO_2$, Wasserdampf $= H_2O$ und Stickstoff $= N_2$ sind nach Bd. I, §. 160:

$$L = 13{,}89 \text{ Kgr. mit } \delta = 1$$

$$CO_2 = 2{,}29 \text{ Kgr. mit } \delta = 1{,}520$$

$$H_2O = 1{,}90 \text{ Kgr. mit } \delta = 0{,}622$$

$$N_2 = 10{,}70 \text{ Kgr. mit } \delta = 0{,}971$$

Dabei ist, indem hier in 1 Kgr. Luft richtiger 0,235 statt 0,23 Kgr. Sauerstoff angenommen wurden, der Werth von $L$ a. a. O. durch Multiplication mit

$$\frac{230}{235} = \frac{46}{47}$$

verkleinert, $N_2 = L + 1 - CO_2 - H_2O$ dann natürlich um denselben Betrag verkleinert worden; die Dichtigkeiten der Kohlensäure und des Wasserdampfs wurden gemäss §. 137, Gl. (15) bezw. mit $m = 44$ und $m = 18$ berechnet und so fast genau mit den nach Bd. I, §. 19 von Regnault ermittelten übereinstimmend gefunden.

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

Ist nun aber thatsächlich

$$\frac{a}{0,48} = m\,L \text{ Kgr. Luft mit 1 Kgr. Gas}$$

gemischt gewesen, so ist die Dichtigkeit $\varDelta$ des Gemisches nach der Verbrennung durch die Gleichung bestimmt:

$$\frac{13,89\,m+1}{\varDelta} = \frac{13,89\,(m-1)}{1} + \frac{2,29}{1,52} + \frac{1,9}{0,622} + \frac{10,7}{0,971}.$$

Daraus folgt mit Rücksicht auf

$$\frac{a}{0,48} = 13,89\,m \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (4)$$

$$\varDelta = \frac{13,89\,m+1}{13,89\,m+1,692} = \frac{a+0,48}{a+0,81} \quad \ldots\ldots\ldots (5).$$

Für vollkommene Verbrennung ohne Luftüberschuss ($m = 1$) sind nach Gl. (4): $a = 6^2/_3$ Cubikm. Luft mit 1 Cubikm. Gas zu mischen; man findet aus (2), (4) und (5) beispielsweise für

$$m = 1,\ a = \ 6^2/_3 : \delta = 0,932 \ \text{ und } \ \varDelta = 0,956 = 1,026\,\delta$$

$$m = 2,\ a = 13^1/_3 : \delta = 0,964 \ \text{ und } \ \varDelta = 0,977 = 1,014\,\delta.$$

Die Verbrennung ist also mit Verdichtung verbunden, durchschnittlich etwa um $2\,^0/_0$, sofern $a = 8$ bis 12 dem üblichen Mischungsverhältnisse ungefähr entspricht.

Die specifische Wärme des Gemisches nach der Verbrennung sei für constanten Druck und für constantes Volumen bezw. mit $C_p$ und mit $C_v$ bezeichnet; mit Rücksicht auf die betreffenden darin befindlichen Gewichtsmengen $= (m-1)\ L$ Luft, $CO_2$ Kohlensäure, $H_2O$ Wasserdampf, $N_2$ Stickstoff und auf die betreffenden Gleichungen (21), (22), (23), (20) im §. 137 ist dann gemäss Gl. (10) und Gl. (15) daselbst

$$(13,89\,m+1)\,C_p = 3,2544\,m + 0,5579 +$$
$$+ (0,0005778\,m + 0,0011980)\,t - 0,0000001227\,t^2 \ (6)$$

$$C_v = C_p - \frac{0,0691}{\varDelta} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (7),$$

insbesondere für $m = 1$, entsprechend $a = 6^2/_3$:

$$14,89\,C_p = 3,812 + 0,001776\,t - 0,000000123\,t^2$$
$$C_v = C_p - 0,0723;$$

für $m = 2$, entsprechend $a = 13^1/_3$:

$$28,78\,C_p = 7,067 + 0,002354\,t - 0,000000123\,t^2$$
$$C_v = C_p - 0,0707.$$

Beispielsweise ergeben sich hieraus für verschiedene Temperaturen (in Graden C.) die in der folgenden Tabelle eingetragenen Zahlenwerthe.

| $t$ | $m = 1,\ a = 6^2/_3$ | | | $m = 2,\ a = 13^1/_3$ | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | $C_p$ | $C_v$ | $\frac{C_p}{C_v}$ | $C_p$ | $C_v$ | $\frac{C_p}{C_v}$ |
| 100 | 0,270 | 0,198 | 1,366 | 0,254 | 0,183 | 1,387 |
| 200 | 0,279 | 0,207 | 1,349 | 0,262 | 0,191 | 1,370 |
| 400 | 0,302 | 0,230 | 1,314 | 0,278 | 0,207 | 1,342 |
| 600 | 0,325 | 0,252 | 1,287 | 0,293 | 0,222 | 1,318 |
| 800 | 0,346 | 0,274 | 1,264 | 0,308 | 0,238 | 1,298 |
| 1000 | 0,367 | 0,295 | 1,245 | 0,323 | 0,252 | 1,280 |
| 1200 | 0,387 | 0,315 | 1,230 | 0,338 | 0,267 | 1,265 |
| 1500 | 0,416 | 0,344 | 1,210 | 0,359 | 0,288 | 1,246 |

Der Heizwerth von 1 Kgr. des vorausgesetzten Gases wurde in Bd. I, §. 159

$$K = 10110 \text{ Cal.} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (8)$$

gefunden. Indem ferner 1 Cubikm. atm. Luft unter normalem Atmosphärendruck (760 Millim. Quecksilbersäulenhöhe) und bei 15°

$$1{,}293 \frac{273}{288} = 1{,}225 \text{ Kgr.}$$

wiegt, das Gewicht von 1 Cubikm. dieses Gases unter denselben Umständen folglich nach (1)

$$= 1{,}225 \,.\, 0{,}48 = 0{,}588 \text{ Kgr.}$$

ist, ergiebt sich der Heizwerth von 1 Cubikmeter desselben, gemessen unter normalem Atmosphärendruck und bei 15°:

$$H = 0{,}588\, K = 5945 \text{ Cal.} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (9).$$

Um die Temperatur des durch vollkommene Verbrennung entstehenden Gasgemisches von $t_0$ auf $t$ bei constantem Druck zu erhöhen, sind für 1 Kgr. desselben

$$Q_p = \int_{t_0}^{t} C_p\, dt \text{ Cal.} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (10)$$

nöthig, zur gleichen Temperaturerhöhung bei constantem Volumen gemäss Gl. (7):

$$Q_v = \int_{t_0}^{t} C_v\, dt = Q_p - \frac{0{,}0691}{\Delta}(t - t_0) \text{ Cal.} \quad \ldots\ldots (11).$$

Mit Rücksicht auf (5) und (6) sind hierdurch $Q_p$ und $Q_v$ als Functionen von $t_0$, $t$ und $m$ bestimmt, wobei $m$ nach Gl. (4) vom Mischungsverhältnisse $a$ abhängt. Ist $L = 13{,}89$ Kgr., wie oben, das Gewicht der zu vollkommener Verbrennung von 1 Kgr. Gas gerade nöthigen atmosphärischen Luft, und sind Druck und specif. Volumen des Gemisches vor der Verbrennung $= p_0, v_0$, nach derselben $= p, v$, die entsprechenden absoluten Temperaturen $= T_0$ und $T$, also

$$p_0 v_0 = \frac{R}{\delta} T_0 \text{ und } p v = \frac{R}{\varDelta} T,$$

worin $R = 29{,}27$ die betreffende Constante für atmosphärische Luft, $\delta$ und $\varDelta$ die Dichtigkeiten des Gemisches vor und nach der Verbrennung gemäss (2) und (5) bedeuten, so sind bei gegebenen Werthen von $t_0$ und $m$ (bezw. $a$), wenn die Verbrennung vollständig und bei constantem Druck stattfindet, die Verbrennungstemperatur $t$ und die verhältnissmässige Volumvergrösserung bestimmt durch die Gleichungen:

$$(mL + 1)\, Q_p = K; \quad \frac{v}{v_0} = \frac{\delta}{\varDelta}\, \frac{T}{T_0} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (12).$$

Erfolgt die Verbrennung explosiv bei constantem Volumen, so mag sie zwar vollkommen (zu Kohlensäure und Wasser), wird aber im Allgemeinen nicht vollständig stattfinden, so dass augenblicklich etwa nur $\alpha K$ Cal. für je 1 Kgr. Gas entwickelt werden, vorbehaltlich nachträglicher Verbrennung des Restes. Die augenblickliche Verbrennungstemperatur und die entsprechende verhältnissmässige Druckvergrösserung sind dann bestimmt durch die Gleichungen:

$$(mL + 1)\, Q'_v = \alpha K; \quad \frac{p}{p_0} = \frac{\delta}{\varDelta'}\, \frac{T}{T_0}$$

mit $\varDelta' = \alpha \varDelta + (1 - \alpha)\, \delta$ und, entsprechend (10) und (11):

$$Q'_v = Q'_p - \frac{0{,}0691}{\varDelta'} (t - t_0)$$

$$Q'_p = \int_{t_0}^{t} [\alpha C_p + (1 - \alpha)\, c_p]\, dt,$$

wenn $c_p$ die spec. Wärme des unverbrannten Gemisches bedeutet, die hier nicht gemäss (3) als Constante, sondern als Function von $t$ auszudrücken wäre. In Ermangelung solchen Ausdrucks (wegen Unkenntniss der spec. Wärmen des Leuchtgases bei hohen Temperaturen) bleibt indessen einstweilen kaum etwas anderes übrig, als das Verhältniss von $c_p$ zu $C_p$ als unabhängig von $t$ anzunehmen; indem aber bei niederer Temperatur, z. B. für $t = 100$ und

| | | |
|---|---|---|
| | $m = 1$ | 2 |
| | $C_p = 0{,}270$ | 0,254 |
| nach (3): | $c_p = 0{,}263$ | 0,251 |

ist, ergiebt sich dieses $c_p$ so wenig verschieden von $C_p$, dass auch $Q'_p = Q_p$ gesetzt werden kann, also schliesslich, weil um so mehr mit nur kleinem Fehler $\varDelta' = \varDelta$ zu setzen ist, auch $Q'_v = Q_v$ und

$$(mL+1)\,Q_v = \alpha K; \quad \frac{p}{p_0} = \frac{\delta}{\varDelta}\,\frac{T}{T_0} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (13).$$

Z. B. für $m = 2$, $t_0 = 100$, $t = 1200$ findet man hieraus mit obigen Werthen von $L$ und $K$:

$$\alpha = 0{,}707 \quad \text{und} \quad \frac{p}{p_0} = 3{,}9.$$

Indem die Annahmen und Ergebnisse dieses Beispiels von den bei Gasmotoren vorhandenen Umständen (wenn auch $m$ etwas kleiner, $t$ etwas grösser) nicht sehr verschieden zu sein pflegen, lässt sich schliessen, dass bei ihnen die Verbrennungstemperatur kleiner ist, als eine solche, bei welcher gemäss Bestimmungen von Mallard und Le Chatelier merkliche Dissociation von Kohlensäure (1800°) oder gar von Wasserdampf (2000°) eintreten würde, und welche somit als grösstmögliche eines Gasgemisches mit diesen Bestandtheilen betrachtet werden müsste. Immerhin ist sie grösser, als aus praktischen Gründen wünschenswerth; auch wird durch Abkühlung von aussen (durch Kühlwasser) weniger die plötzliche, als die spätere Temperaturerhöhung infolge stetigen Nachbrennens vermindert. Erheblich kann sie dagegen durch Einspritzen von Wasser in den Verbrennungsraum verkleinert werden, theils wegen der zur Verdampfung dieses Wassers nöthigen Wärme, theils wegen verhältnissmässiger Grösse der specifischen Wärme des Wasserdampfs; der Druck wird dabei nicht in demselben Grade verkleinert, wie die absolute Temperatur, weil ihm die Pressung des gebildeten Dampfs zugute kommt.

Nimmt man in solchem Falle an, dass trotz des vergrösserten Wassergehalts die zugrundeliegende einfache Zustandsgleichung eines Gasgemisches genügend anwendbar bleibt, und dass bei explosiver Verbrennung die Verdampfung des Wassers in demselben Verhältnisse $\alpha$ augenblicklich stattfindet, wie die Verbrennung des Gases, ist ferner das Gewicht des eingespritzten Wassers

$= w$ Kgr. für 1 Kgr. Gas- und Luftgemisch, also
$= W = (mL+1)\,w$ Kgr. für 1 Kgr. Gas,

so entspricht die Dichtigkeit $\delta'$ des Gemenges aus eingespritztem Wasser und Gasgemisch vor der Verbrennung, indem die Dichtigkeit des Wassers sehr viel grösser ist, als die der Luft, nahe der Gleichung:

$$\frac{1+w}{\delta'} = \frac{1}{\delta}, \text{ ist also } \delta' = \delta(1+w) \quad \ldots\ldots\ldots (14).$$

Für die Dichtigkeit $\varDelta'$ des Gemisches nach vollständiger Verbrennung und Verdampfung gilt, wenn die Dichtigkeit des Wasserdampfs, mit der früheren Annahme sehr nahe übereinstimmend, hier $= 0{,}625 = {}^5/_8$ gesetzt wird, die Gleichung:

$$\frac{1+w}{\varDelta'} = \frac{1}{\varDelta} + \frac{w}{0{,}625}; \quad \varDelta' = \varDelta\frac{1+w}{1+1{,}6w\varDelta} \quad \ldots\ldots (15).$$

Aus (14) und (15) folgt

$$\frac{\delta'}{\varDelta'} = \frac{\delta}{\varDelta}(1+1{,}6w\varDelta) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (16),$$

bei nur einigermassen erheblicher Grösse von $w$ einer Verdünnung entsprechend. Für die in gleichem Verhältnisse $\alpha$ unvollständige Verbrennung und Verdampfung bei constantem Volumen gelten jetzt, unter $t'$ und $p'$ bezw. die Temperatur und den Druck hierbei verstanden, statt (13) die Gleichungen:

$$(mL+1+W)Q'_v = \alpha(K - Wr); \quad \frac{p'}{p_0} = \frac{\delta'}{\varDelta''}\frac{T'}{T_0} \quad \ldots (17)$$

mit

$$r = t_0 - t_w + r_0; \quad \varDelta'' = \alpha\varDelta' + (1-\alpha)\delta' \quad \ldots\ldots (18),$$

wenn $t_w < t_0$ die Temperatur des Einspritzwassers, $r_0$ die specifische Verdampfungswärme bedeutet, welche der Temperatur $t_0$ des Gas- und Luftgemisches vor der Entzündung entspricht; $\delta'$ und $\varDelta'$ können hier gemäss (16) zu sehr verschieden sein, als dass $\varDelta'' = \varDelta'$ gesetzt werden dürfte. Auch ist dabei analog (11) und (10):

$$Q'_v = Q'_p - \frac{0{,}0691}{\varDelta''}(t' - t_0) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (19)$$

$$Q'_p = \int_{t_0}^{t'} [\alpha C'_p + (1-\alpha)c'_p]\,dt,$$

worin $c'_p$ und $C'_p$ die spec. Wärmen bei constantem Druck bezw. vor und nach vollständiger Verbrennung und Verdampfung des wässerigen Gemisches bedeuten, nämlich

$$c'_p = \frac{c_p + w}{1+w} \text{ und } C'_p = \frac{C_p + wC_w}{1+w} \quad \ldots\ldots\ldots (20)$$

zu setzen ist mit Beibehaltung der früheren Bedeutungen von $c_p$ und $C_p$, und unter $C_w$ die (durch §. 137, Gl. 23 bestimmte) specifische Wärme des Wasserdampfs bei constantem Druck verstanden. Nicht mit demselben

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

Rechte, wie früher $c_p = C_p$ unter dem Integralzeichen, kann hier auch $c'_p = C'_p$ gesetzt werden, sondern höchstens

$$\alpha C'_p + (1-\alpha)\,c'_p = \alpha\,\frac{C_p + w C_w}{1+w} + (1-\alpha)\,\frac{C_p + w}{1+w}$$

$$= \frac{1}{1+w}\left[C_p + w\,(\alpha C_w + 1 - \alpha)\right],$$

also

$$Q'_p = \frac{1}{1+w}\left[w\,(1-\alpha)(t'-t_0) + \int_{t_0}^{t'} (C_p + w\,\alpha\,C_w)\,dt\right] \quad . \; . \; (21).$$

Durch diese Gleichungen ist die Verbrennungstemperatur $t'$ bestimmt, welche kleiner ist, als die vorher mit $t$ bezeichnete, die ohne Einspritzung von Wasser unter sonst gleichen Umständen stattfände. Nicht in demselben Grade, wie die entsprechende absolute Temperatur $T'$ kleiner, als $T$, fällt jetzt die Pressung $p'$ kleiner aus, als $p$; der Factor von $\frac{T'}{T_0}$ in Gl. (17) ist nämlich

$$\frac{\delta'}{\Delta''} = \frac{\delta'}{\alpha\Delta' + (1-\alpha)\,\delta'},$$

während der Factor von $\frac{T}{T_0}$ in Gl. (13) eigentlich

$$= \frac{\delta}{\alpha\Delta + (1-\alpha)\,\delta}$$

ist und aus dem obigen hervorgeht, indem $\frac{\delta'}{\Delta'}$ durch $\frac{\delta}{\Delta}$ ersetzt wird. Unter sonst gleichen Umständen ist also

$$\frac{p'}{p} : \frac{T'}{T} = \frac{\alpha\,\frac{\Delta}{\delta} + 1 - \alpha}{\alpha\,\frac{\Delta}{\delta'} + 1 - \alpha} = \frac{\alpha + (1-\alpha)\,\frac{\delta}{\Delta}}{\frac{\alpha}{1 + 1{,}6\,w\Delta} + (1-\alpha)\,\frac{\delta}{\Delta}}$$

stets $> 1$, um so mehr, je grösser $\alpha$.

Z. B. bei Versuchen Tresca's mit einem Hugon'schen Gasmotor* (1866) wurden während 5stündiger Versuchszeit 58,2 Liter Wasser eingespritzt bei einem Verbrauch von 25,3 Cubikm.

$$= 25{,}3 \,.\, 0{,}588 = 14{,}9 \text{ Kgr.}$$

Gas, wenn dieses von oben vorausgesetzter Beschaffenheit angenommen wird. Da $m$ nahe $= 2$, somit $mL + 1$ nahe $= 28{,}8$ und $\delta = 0{,}964$ mit $\Delta = 0{,}977$ war, wie oben ermittelt wurde, war also

* Annales du Conserv. des Arts et Métiers, t. VII, p. 69.

$$W = \frac{58{,}2}{14{,}9} = 3{,}9 \text{ und } w = \frac{3{,}9}{28{,}8} = 0{,}136$$

$$1{,}6\,w\,\varDelta = 1{,}6 \,.\, 0{,}136 \,.\, 0{,}977 = 0{,}21$$

$$\frac{p'}{p} : \frac{T'}{T} = 1{,}117 \qquad 1{,}163 \qquad 1{,}21$$

$$\text{für } \alpha = 0{,}6 \qquad 0{,}8 \qquad 1.$$

Darüber, ob und unter welchen Umständen die Einspritzung von Wasser, abgesehen von der aus praktischen Gründen erwünschten Erniedrigung der höchsten Temperatur, auch mit Rücksicht auf den Wirkungsgrad und anderweitig vortheilhaft sei, ist hierdurch ein Urtheil nicht ausgesprochen. Die entwickelten Formeln können aber u. A. als Grundlage für solches Urtheil dienen. Es mag noch bemerkt werden, dass fragliche Versuche von Tresca den Verf. ungefähr $\alpha = {}^2/_3$ folgern liessen. —

Bei Rechnungen in Betreff des Verhaltens der Gemische bei Gasmotoren dürfen, so lange ihre Verbrennung noch nicht begonnen hat, die einfachen Formeln für Gase bei Voraussetzung constanter specifischer Wärmen benutzt werden, weil bis dahin ihre Zustandsänderungen (insbesondere z. B. die Compression) mit nur mässigen Aenderungen der Temperatur verbunden sind. Mit der Verbrennung wird aber letztere so hoch (wesentlich höher, als in Luftmotoren mit offener Feuerung), dass das entsprechende Wachsen der specifischen Wärme berücksichtigt werden muss. Gemäss betreffender Bemerkung in §. 137 darf das auch unbeschadet der einfachen Zustandsgleichung geschehen, wenn nur die Zunahmen von $C_p$ und $C_v$ mit der Temperatur als gleich gross angenommen werden, so dass

$$C_p - C_v = AR = \frac{0{,}0691}{\varDelta}$$

= einer Constanten ist. Mit diesen Gleichungen — (1) und (5), §. 122 — bleiben dann alle Gleichungen für Gase unverändert gültig, sofern es sich dabei nur um augenblickliche Zustände oder um elementare Zustandsänderungen handelt. Sofern aber bei Integrationen bezüglich auf Zustandsänderungen von endlicher Grösse die specifische Wärme unter dem Integralzeichen vorkommt, kann man sie mit nur kleinem Fehler einer linearen Temperaturfunction gleich setzen, indem man im Ausdrucke von $C_p$ das negative Glied mit $t^2$ weglässt und das Glied mit $t$ etwas verkleinert; in obigem Ausdruck (6) ist z. B. für $m = 2$, $t = 1000$ ersteres nur $= 5{,}2\,\%$ des letzteren. Bei der vorausgesetzten Beschaffenheit des Gases kann etwa gesetzt werden:

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

$$(13{,}9\,m + 1)\,C_p = 3{,}254\,m + 0{,}558 + (0{,}00056\,m + 0{,}00114)\,t \quad (22)$$

mit $m = 0{,}15\,a$ gemäss (4). Nach (10) und (12), bezw. (11) und (13) ist dann:

$$(13{,}9\,m + 1)\,Q_p = K = (3{,}254\,m + 0{,}558)\,(t - t_0) + \\ + (0{,}00028\,m + 0{,}00057)\,(t^2 - t_0^2)\,.\ (23)$$

$$(13{,}9\,m + 1)\,Q_v = \alpha\,K = \left[3{,}254\,m + 0{,}558 - (13{,}9\,m + 1)\frac{0{,}0691}{\Delta}\right](t - t_0) + \\ + (0{,}00028\,m + 0{,}00057)\,(t^2 - t_0^2) \quad (24).$$

Je nach den Umständen aus (23) oder (24) findet man $t$, wenn ausser $K$, $m$ und $\alpha$ auch $t_0$ gegeben ist.

Mit Rücksicht auf die mancherlei Unsicherheiten, mit welchen diese Rechnungen behaftet sind, kommt übrigens auch wenig darauf an, wenn von der geringfügigen Verdichtung des ohne Einspritzen von Wasser verbrennenden Gemisches abgesehen, also in (12) und (13) einfach

$$\frac{v}{v_0} \text{ bezw. } \frac{p}{p_0} = \frac{T}{T_0} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ (25),$$

überhaupt die Dichtigkeit des Gasgemisches vor oder nach der Verbrennung = einer mittleren Constanten $\Delta$ gesetzt wird. Gewöhnlich kann, entsprechend $\delta = 0{,}953$ und $\Delta = 0{,}970$ für $a = 10$, jene Constante

$$\Delta = 0{,}96; \quad R = \frac{29{,}27}{\Delta} = 30{,}5$$

gesetzt werden, ohne dass für Mischungsverhältnisse zwischen $a = 8$ und $a = 12$ eine Aenderung nöthig wäre. —

Für eine polytropische Zustandscurve, entsprechend der Gleichung $p\,V^m = \text{Const.}$, unter $m$ einen constanten Exponent verstanden, gelten nach wie vor die Gleichungen (11), (12), (13), §. 122, in Betreff der Beziehungen zwischen $p$, $V$, $T$, den specifischen Wärmen und der Expansionsarbeit; nur ist

$$C = \frac{m - n}{m - 1}\,C_v = \frac{m\,C_v - C_p}{m - 1} = C_v - \frac{C_p - C_v}{m - 1} \\ = C_v - \frac{A\,R}{m - 1} = C_p - \frac{m}{m - 1}\,A\,R$$

eine Function der Temperatur, wie $C_p$, $C_v$ und $n$. Zustandsänderungen bei constantem Druck, bei constanter Temperatur und bei constantem Volumen entsprechen dann nach wie vor bezw.

$$m = 0 \qquad 1 \qquad \infty$$
$$C = C_p \qquad \infty \qquad C_v.$$

Die Adiabate ist aber jetzt keine polytropische Curve, denn $C = 0$ entspricht $\frac{C_p}{C_v} = m$, während thatsächlich dieses Verhältniss der spec. Wärmen $C_p$ und $C_v$ gemäss (6) und (7) und der bezüglichen Tabelle nicht constant, sondern um so grösser ist, je mehr mit zunehmender Expansion die Temperatur abnimmt.

Sollen für die Zustandsänderungen des Gasgemisches auch nach seiner Verbrennung die specifischen Wärmen näherungsweise constant angenommen werden, so sind dafür wenigstens solche Mittelwerthe zu setzen, welche betreffenden mittleren Temperaturen ungefähr entsprechen.

## §. 141. Uebersicht verschiedener Arten von Gasmotoren.

Die Arbeitsflüssigkeit ist hier nicht, wie bei Petroleummotoren üblich, ein mechanisches Gemisch von atmosphärischer Luft mit fein vertheilter tropfbarer Flüssigkeit, sondern ein molekulares innigeres Gemisch mit brennbarem Gase; die Entzündung erfolgt, wie dort, im Arbeitscylinder durch einen elektrischen Funken oder durch eine Zündflamme. Bezüglich der Arten solcher Gasmotoren mögen mit Köhler* vor Allem zwei Klassen unterschieden werden, jenachdem die Zündung plötzlich oder allmählich, somit auch die Verbrennung im Wesentlichen plötzlich (explosionsartig) oder nur allmählich stattfindet. Die erste Klasse zerfällt in zwei Gruppen, jenachdem die Entzündung des Gasgemisches bei atmosphärischem Druck oder nach Verdichtung desselben erfolgt; auch die Maschinen der zweiten Klasse theilt Köhler in zwei Gruppen, in Zwei- und Dreicylindermaschinen, obgleich die letzteren einstweilen nicht praktisch ausgeführt wurden. Etwas eingehender sind diese 4 Gruppen, die auch wieder bezüglich mehrerer Abarten oder Ausführungssysteme unterschieden werden können, wie folgt zu charakterisiren.

1) Eincylindermaschinen mit plötzlicher Zündung des nicht verdichteten Gasgemisches. Der Kolben saugt während eines Theils seines Hubes Gas und atmosphärische Luft in entsprechendem Volumverhältnisse (ungefähr 1 : 10 bis 1 : 12) an; sogleich nach der Absperrung erfolgt die Zündung und infolge des dadurch fast plötzlich erhöhten Drucks die Leistung von Expansionsarbeit während des übrigen Theils des Hubes.

* Theorie der Gasmotoren von Otto Köhler, Ingenieur und Lehrer der Fachschule in Köln.

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

Beim Rückgange treibt der Kolben die Verbrennungsprodukte aus, während dann hinter ihm Ansaugung, Zündung und Expansion stattfindet.

Die ersten praktisch brauchbaren solchen Maschinen von Lenoir seit 1860, ähnlich einer eincylindrigen doppeltwirkenden Dampfmaschine gebaut, hatten bei entsprechend schwerem Schwungrade und mässiger Kolbengeschwindigkeit zwar einen genügend stetigen und geräuschlosen Gang, erforderten aber ungefähr 3 Cubikm. Gas für die Stunde und Nutzpferdestärke bei erheblichem Verbrauch von Kühlwasser für den Cylinder, so dass sie nur zu sehr beschränkter dauernder Anwendung gekommen sind, obgleich Hugon den Gasverbrauch auf etwa 2 Cubikm. für die Stundenpferdestärke erniedrigte, indem er durch Einspritzen von Wasser in den Cylinder (siehe §. 140) dessen übermässiger Erhitzung (zugleich mit entsprechender Schmierung des Kolbens) auf vortheilhafter erscheinende Weise, als durch äusserliche Abkühlung, vorbeugte, und indem er die Funkenentzündung der Lenoir'schen Maschine durch die seitdem fast allgemein beibehaltene Entzündung mittels besonderer Gasflamme ersetzte.

Indicatordiagramme lassen übrigens erkennen, dass die Verbrennung nicht ganz plötzlich und vollständig stattfindet, indem die Indicatorcurve nach der Zündung zwar sehr steil, aber doch nicht senkrecht zur Basis des Diagramms ansteigt, und die Expansionscurve trotz der erheblichen Wärmeentziehung durch die Kühlung nicht entsprechend steiler abfällt, als die Adiabate, ohne Zweifel infolge des Nachbrennens, nämlich der nachträglichen Verbrennung des fast plötzlich nur unvollständig verbrannten Gases.

Zu dieser Gruppe gehört auch als eigenthümliche Abart die atmosphärische Gaskraftmaschine von Otto & Langen, durch welche, indem sie nur noch etwa eines Cubikmeters Leuchtgas für eine Stundenpferdestärke bedurfte, bei der Pariser internationalen Ausstellung vom Jahre 1867 die erwähnten bisherigen Gasmotoren sehr in Schatten gestellt wurden. Bei derselben wurde in einem vertikal stehenden, oben offenen längeren und im unteren Theile durch einen Wassermantel gekühlten Cylinder ein schwerer Kolben durch die Explosion des angesaugten Gasgemisches so zu sagen emporgeschossen, und zwar bei selbstthätig sich lösender Kuppelung mit der Schwungradwelle; nachdem dieser Flugkolben seine grösste Geschwindigkeit erreicht hatte, wenn das Gasgemisch bis zu solcher Pressung ausgedehnt war, die sich mit der Schwere des Kolbens, dem Atmosphärendruck von oben und den betreffenden Nebenwiderständen im Gleichgewicht befand, stieg er weiter bis die entsprechende lebendige Kraft zu seiner weiteren Hebung und zu Verdünnung des Gasgemisches aufgebraucht war. Durch die vereinigte Wirkung der Schwere und des Atmosphärendrucks wurde er dann abwärts getrieben und, sobald er die Geschwindigkeit des betreffenden Kuppelungstheils erreicht hatte, selbstthätig mit der Schwungradwelle gekuppelt, so dass er den Antrieb derselben bewirkte, bis das Gasgemisch wieder zu atmosphärischem Druck verdichtet war und ausgetrieben wurde.

Während bei der Lenoir'schen Maschine die Zündung ungefähr dann stattfindet, wenn die Geschwindigkeit des Kolbens am grössten ist, ist sie hier im fraglichen Augenblicke nur klein, das der Verbrennung entsprechende Stück des Indicatordiagramms deshalb steiler, fast senkrecht zur Grundlinie gerichtet. Indem ferner durch die Kühlung des Cylinders die Abnahme des Drucks bei der Expansion beschleunigt, seine Zunahme bei der Compression verzögert wird, fällt die Expansionscurve des Diagramms schneller gegen die Grundlinie ab, als die Compressionscurve ansteigt.

Trotz der auch dieser Maschine noch anhaftenden Mängel, bestehend besonders in dem lästigen Geräusch, das vor Allem die wiederholte Lösung und Einrückung der Kuppelung verursachte, sowie in der grossentheils zwanglosen und ruckweisen Bewegung des Flugkolbens, wodurch die Ausführung auf kleine Verhältnisse beschränkt bleiben musste, brachte sie es in kurzer Zeit zu mehreren Tausend von ausgeführten Exemplaren und liess so ein vorhandenes Bedürfniss des kleineren Gewerbebetriebs erkennen. Das Geräusch wurde zwar von Gilles in der Hauptsache beseitigt durch Anordnung eines besonderen Flugkolbens ausser dem mit der Triebaxe jetzt in beständiger Verbindung bleibenden Treibkolben; gleichwohl wurden die Maschinen dieses Systems von Otto selbst alsbald vollständig verdrängt durch seinen neuen Motor als ersten Repräsentanten der bis heute in fast ausschliesslicher Anwendung gebliebenen folgenden Gruppe.

2) Ein- oder Zweicylindermaschinen mit plötzlicher Zündung des verdichteten Gasgemisches. Wie bemerkt, wurde diese Gruppe durch den neuen Otto'schen Motor eröffnet, welcher, inzwischen selbst bis zu 50 Pferdestärken und darüber zu grosser Vollkommenheit gebracht, vorwiegend als Gasmotor in Gebrauch ist. Bei demselben ist der von Kühlwasser umflossene Cylinder einerseits offen, an der andern Seite, wo die Einströmung, Ausströmung und Zündung stattfindet, zu einem Compressionsraume verlängert, in welchen der Kolben nicht eindringt. Während die Lenoir'sche Maschine doppeltwirkend, die atmosphärische einfachwirkend war, ist sie so zu sagen nur halbwirkend, indem bei nur einseitigem Antriebe des Kolbens zu einer Arbeitsperiode 4 einfache Hübe

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

gehören, während welcher das Gasgemisch 1. angesaugt, 2. in den Compressionsraum hinein verdichtet wird, 3. nach erfolgter Zündung durch eine Zündflamme, vermittelt durch einen Schieber mit Zündkammer, expandirt, 4. ausgestossen wird bis auf den im Compressionsraum zurückbleibenden Theil der Verbrennungsproducte. Regulirt wird die Maschine durch den Ausfall einzelner Zündungen bei zu schnellem Gange, indem dann die Regulatorhülse einen Daumen auf der Steuerwelle so verschiebt, dass er ein Durchlassventil in der Gaszuflussröhre nicht mehr zu öffnen vermag, also nur Luft angesaugt wird. Das zur Entzündung kommende Gemisch behält so immer die bewährte Zusammensetzung, wenn auch freilich der Gleichförmigkeit des Ganges, vermindert schon durch den Viertakt mit Antrieb jeweils nur beim dritten Hube, solche Regulirungsart nicht günstig ist.

Indem die Einrichtung getroffen ist, dass bei der Einsaugung zuerst nur Luft und dann erst ein um so gasreicheres Gemisch angesaugt wird, lässt sich annehmen, und wird es durch Versuche bestätigt, dass die entsprechende Schichtenfolge, freilich mit stetigen Uebergängen, auch noch bis nach der Compression andauert, dass wenigstens bei der Zündung das Gemisch ungleichmässig zusammengesetzt, vom Kolben an gerechnet zuerst vorwiegend aus Verbrennungsrückständen, dann aus Luft bestehen, endlich besonders gasreich sein wird. Es lässt sich denken, dass die vortheilhafte Wirkung der Maschine zum Theil solcher Schichtung ausser der Verdichtung an und für sich zugeschrieben werden darf, wodurch bei durchschnittlicher Gasarmuth des ganzen Gemisches doch die Sicherheit der Zündung am betreffenden Ende theils durch den Gasreichthum daselbst, theils durch die Verdichtung erhöht, zugleich auch das Nachbrennen befördert und durch die einstweilen unverbrannt bleibenden Schichten zunächst dem Kolben eine Art von elastischem Kissen zu Gunsten eines sanften Ganges dargeboten wird.

Bei allen Explosionsmaschinen, auch gemäss obiger Bemerkung bei der Lenoir'schen, ist zwar die Verbrennung weder ganz plötzlich, noch auch die fast plötzliche vollständig; während die Plötzlichkeit schon wegen der zur Fortpflanzung der Entzündung nöthigen kurzen Zeit nur als grosse Schnelligkeit zu verstehen ist, wird die Vollständigkeit der Verbrennung sogleich nach der Entzündung wohl hauptsächlich dadurch ausgeschlossen, dass die den gekühlten Wänden angrenzenden Gasschichten die zur Entzündung nöthige Temperatur erst dann erhalten, wenn sie mit den durch die explosive Verbrennung erhitzten und in heftige wirbelnde Bewegung versetzten inneren Theilen sich mischen. Bei dem ungleichmässigen Gasgemisch des Motors von Otto findet aber das entsprechende Nachbrennen während der Expansion in höherem Grade statt, weil es die inneren Theile nur in der Nachbarschaft der Zündungsstelle sind, welche von vorn herein zugleich die Temperatur und den Gasreichthum haben, die zur Verbrennung nöthig sind; die Expansionscurve des Indicatordiagramms, bei der Maschine von Lenoir unter der Adiabate liegend, wird hier bis über dieselbe empor gehoben. Durch dieses Nachbrennen, das von Slaby auf Grund von Versuchen Tresca's mit der Lenoir'schen und eigener Versuche mit einer Otto'schen Maschine für jene $= 35\,\%$, für diese $= 44\,\%$ der ganzen Wärmeentwicklung ermittelt wurde, wird die fast plötzlich eintretende Maximaltemperatur erniedrigt; bei dem Motor von Otto kann aber der entsprechende grösste Druck infolge der vorhergegangenen Compression gleichwohl sehr hoch bleiben. Dazu kommt, dass hier die in grösserer Menge vorhandenen indifferenten Verbrennungsrückstände in wirksamerer Weise zum Theil die Aufgabe des Kühlwassers übernehmen und doch ein durchschnittlich gasärmeres Gemisch genügend verbrennlich erhalten können, nachdem durch die Verdichtung beim zweiten Hube der Arbeitsperiode die Moleküle, die chemisch auf einander wirken sollen, sich näher gebracht wurden. Gleichwohl wird übrigens bei neueren solchen Maschinen das angesaugte Gemisch durchschnittlich wesentlich gasreicher verwendet, als es bei älteren, insbesondere bei Lenoir'schen Maschinen der Fall war, um die Vollständigkeit der Verbrennung zu sichern.

Die Deutzer Gasmotorenfabrik (Otto & Langen) hat in wenig Jahren vielfache Nachfolge gefunden infolge grosser Nachfrage nach Kleinmotoren und infolge der erwünschten Eigenschaften besonders des neuen Gasmotors, ohne Hemmung durch Gefährlichkeit des Betriebes, durch lästiges Geräusch oder durch Verunreinigungen fast in jedem Arbeitsraume aufgestellt und ohne nennenswerthe Verluste an Wärme oder Zeit beliebig in und ausser Betrieb gesetzt werden zu können mit Hülfe eines Brennstoffs, der, ohne beständige Bedienung zu erfordern, jederzeit zur Verfügung ist und dessen nur gasförmige Verbrennungsproducte leicht abgeführt werden können. Die dabei vorgenommenen Aenderungen der Einrichtung betreffen besonders die Art der Entzündung und den Ersatz des einzigen Cylinders der Otto'schen Maschine durch zwei, einen Pump- und einen Arbeitscylinder, von welchen jenem die Ansaugung und Compression, diesem die Verbrennung und Expansion des verbrannten Gasgemisches, sowie dessen Austreibung zugetheilt wird. Ohne Zweifel wird die Gleichförmigkeit des Ganges dadurch erhöht, sofern eine Arbeitsperiode dann nur eine Kurbelumdrehung statt deren zwei erfordert; bei

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

dem einfacheren Motor von Otto kann indessen die grössere Gleichförmigkeit durch Zwillingsmaschinen mit entsprechend versetzten Kurbeln erreicht werden, wenigstens bei grösseren Anlagen, z. B. zu Zwecken elektrischer Beleuchtung u. s. w. Mag übrigens die Concurrenz auch noch manche Verbesserung ergeben, so bleibt doch Otto das Verdienst, diese ganze Bewegung durch seinen neuen Motor vorbildlich für die technische Ausführung eingeleitet zu haben. Bei allen diesen Arten der in Rede stehenden zweiten Gruppe kann bei Ausführungen für wenige Pferdestärken der Gasverbrauch zu höchstens 1 Cubikm. für die Stunde und Pferdestärke veranschlagt werden bei einem indicirten Wirkungsgrade = 0,7 bis 0,8.

3) Zweicylindermaschinen mit allmählicher Zündung des verdichteten Gasgemisches. In einen Pumpcylinder wird das Gemisch angesaugt und beim Rückgang des betreffenden Kolbens in einen Behälter hinein verdichtet; von hier strömt es während eines Theils des Hubes des Treibkolbens, an einer beständig brennenden Flamme entzündet, in den Arbeitscylinder, bis es nach der Absperrung bei der weiteren Bewegung des Treibkolbens expandirt und durch dessen Rückkehr ausgetrieben wird. Ausser der Stetigkeit der Zündung, wobei eine entsprechend stetige und zwar vollkommene Verbrennung anzunehmen ist, entsprechen also Einrichtung und Vorgang den Maschinen der zweiten Gruppe mit zwei Cylindern. Das Nachströmen des Gasgemisches zur Entzündungsflamme setzt einen nahe gleichbleibenden, nämlich solchen Druck voraus, welcher immer etwas kleiner ist, als der gleichzeitige Druck im Behälter; ein Zurückschlagen der Flamme durch augenblicklich wachsenden Druck im Cylinder wird durch Drahtnetze verhindert.

Die nicht zahlreichen Vertreter dieser Gruppe sind kaum durch Anwendung bewährte Nach- und Ausbildungen der im Jahre 1878 zur Pariser Ausstellung geschickten Maschine von Simon. Dass die Abgase bei ihr das Wasser eines kleinen Dampfentwicklers in einem Schlangenrohr durchströmen, um die erzeugten Dämpfe mit den Verbrennungsgasen gemischt Arbeit verrichten zu lassen, ist für das System im Gegensatz zu den besprochenen und üblichen Explosionsmaschinen unwesentlich; auch wird die bezweckte bessere Ausnutzung der Wärme wenigstens einstweilen nicht erreicht, indem der Gasverbrauch einer solchen, und zwar 5 pferdigen Maschine zu etwa 1,4 Cubikmeter für die Stunde und Pferdestärke gefunden wurde bei einem indicirten Wirkungsgrade = 0,75.*

* J. O. Knoke, Kraftmaschinen des Kleingewerbes, S. 211.

4) Zwei- oder Dreicylindermaschinen mit allmählicher Zündung des verdichteten Gasgemisches bei erheblichem Ueberschuss von Luft. Ein Pumpcylinder saugt beim Hin- und Hergange seines Kolbens abwechselnd Gas oder gasreiches Gemisch mit Luft an und schafft es verdichtet in einen Behälter; ein wie bei Otto's Motor im Viertakt arbeitender Kolben in einem Arbeitscylinder mit Compressionsraum saugt 1. Luft an, 2. comprimirt dieselbe sammt den vorhandenen Rückständen in den Compressionsraum hinein bis zum Druck im Gasbehälter, worauf 3. verdichtetes Gas oder Gasgemisch aus letzterem, an einer beständig brennenden Flamme sich entzündend, während eines Theils des dritten Hubes des Arbeitskolbens hinter ihm einströmt, nach der Absperrung zusammen mit der überschüssigen Luft und den Rückständen expandirt, worauf endlich 4. beim letzten Hube Ausströmung stattfindet bis auf das im Compressionsraum wieder zurückbleibende indifferente Gasgemisch. Der im Viertakt arbeitende Arbeitscylinder kann auch zerlegt werden in einen im Zweitakt arbeitenden und in einen dritten Cylinder, der abwechselnd atmosphärische Luft anzusaugen und comprimirt in einen Luftbehälter zu fördern hat, in welchem derselbe Druck herrscht, wie im Gasbehälter; das comprimirte Gas oder Gasgemisch, an einer Flamme sich entzündend, und die comprimirte Luft strömen getrennt von einander hinter den sich auswärts bewegenden Kolben des Arbeitscylinders, der jetzt nicht zur Erzielung eines Compressionsraumes verlängert zu sein braucht.

Diese Gruppe unterscheidet sich von der vorigen wesentlich durch den bedeutenden Luftüberschuss, welcher so bemessen werden kann, dass er eine hinlängliche Erniedrigung der Temperatur im Arbeitscylinder bewirkt, um dessen Kühlung durch Wasser, bei den Maschinen der drei vorigen Gruppen unerlässlich, unnöthig zu machen. Bei dem Otto'schen Motor ist solcher Zweck durch die Schichtung (die Ungleichförmigkeit der Mischung) nur unvollkommen zu erreichen. Diese in erheblichem Ueberschusse vorhandene Luft durfte mit dem Gase, bezw. dem gasreichen Gemisch nicht von vorn herein gemischt sein, um die Verbrennlichkeit nicht aufzuheben.

## §. 142. Eincylindermaschinen mit plötzlicher Zündung des nicht verdichteten Gasgemisches.

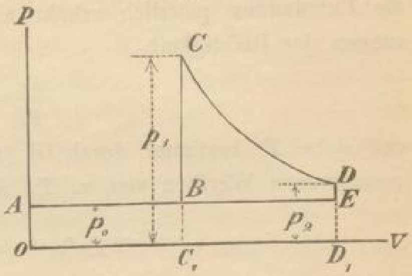
Indem diese Maschinen z. Z. fast keine praktische Bedeutung mehr haben, werde nur die Lenoir'sche, mit den weiterhin zu besprechenden Maschinen bezüglich auf Bauart und Wirkungsweise am ehesten vergleichbar,

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

unter vereinfachenden Voraussetzungen einer kurzen rechnerischen Betrachtung unterworfen.

Das Gasgemisch werde im Zustande $p_0$, $T_0$ in den vom Kolben unterdessen durchlaufenen Raum $AB$ des Cylinders, Fig. 114, angesaugt. Die dann stattfindende Entzündung lasse plötzlich die Temperatur in $T_1$, den Druck in $p_1$ übergehen, entsprechend der zur Grundlinie Senkrechten $BC$, Fig. 114. Der darauf folgenden Expansion bis zum Hubende entspreche eine polytropische Curve $CD$ mit der Gleichung $pV^x =$ Const., wobei $x$ um so grösser sein wird, je mehr die Wärmeentziehung durch das den Cylinder umgebende Kühlwasser die Wärmeentwicklung durch nachträgliche Verbrennung überwiegt, im Endzustande $D$ aber, der Temperatur $T_2$ entsprechend, der Druck $p_2$ noch etwas grösser sein soll, als der atmosphärische Druck $p_0$. Bei der Rückkehr des Kolbens wird dann der Druck des ausströmenden Gasgemisches thatsächlich zwar stetig mit abnehmender Schnelligkeit von $p_2$ bis $p_0$ abnehmen, doch werde (mit um so kleinerem Fehler, je weniger $p_2 > p_0$ ist) der Rechnung eine plötzliche Abnahme zugrunde gelegt, der Geraden $DE$ in der Figur entsprechend, die Ausströmungslinie $EA$ somit als im Abstande $= p_0$ mit der Grundlinie $OV$ parallel angenommen.

Fig. 114.




Durch die Fläche $BCDE$ wird nun die indicirte Arbeit für einen einfachen Kolbenhub des doppeltwirkenden Cylinders (für einen Doppelhub die Arbeit auf jeder Seite des Kolbens) dargestellt. Werden aber

$$AE = v_2 \quad \text{und} \quad AB = v_1 = ev_2$$

als specifische Volumina in den betreffenden Zuständen verstanden, so ist ohne Rücksicht auf schädliche Räume, so dass $e$ das Expansionsverhältniss bedeutet, die indicirte Arbeit für einen Hub und für 1 Kgr. Gasgemisch:

$$E = C_1CDD_1 - C_1BED_1$$

$$= \frac{p_1 v_1}{x-1}(1 - e^{x-1}) - p_0(v_2 - v_1)$$

$$= p_0 v_2 \left(\frac{e - e^x}{x-1}\,\frac{p_1}{p_0} - 1 + e\right) = p_m v_2 \quad \ldots\ldots\ldots (1).$$

Darin ist

$$p_m = p_0\left(\frac{e - e^x}{x - 1}\,\frac{p_1}{p_0} - 1 + e\right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (2)$$

der mittlere specifische Ueberdruck auf den Kolben. Das in diesem Ausdrucke vorkommende Verhältniss, in welchem der Druck durch die Entzündung plötzlich erhöht wird, ist bei Abstraction von Aenderungen der Dichtigkeit:

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{T_1}{T_0} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (3),$$

und dabei $T_1$ bestimmt durch Gl. (24), §. 140, bei gegebenen oder angenommenen Werthen von $m$, $T_0$, $K$ und $\alpha$. Mit $p_m$ ergiebt sich dann:

$$E = p_m v_2 = p_m \frac{v_1}{e} = p_m \frac{R\,T_0}{e\,p_0} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (4);$$

doch wird mit Rücksicht auf die verschiedenen Vernachlässigungen, insbesondere auf die das Arbeitsdiagramm etwas verkleinernden Abrundungen desselben bei $C$ und bei $DE$, Fig. 114, von der Zeitdauer der explosiven Verbrennung und von Vorausströmung herrührend, passend $p_m$, also $E$ nach Schätzung etwas zu verkleinern sein.

Die indicirte Arbeit, welche mit 1 Kgr. Gas von mittlerer Beschaffenheit gewonnen wird, ist nun $= (13{,}9\,m + 1)\,E$; ihr Verhältniss zum Arbeitswerth der durch das Gas entwickelten Wärme, also der Wirkungsgrad des dem Vorgange bei dieser offenen Maschine entsprechenden Kreisprocesses:

$$\eta = \frac{(13{,}9\,m + 1)\,E}{424\,(\alpha + \beta)\,K} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (5),$$

wenn $\beta K$ für 1 Kgr. Gas die Wärme bedeutet, die bei der Expansion durch Nachbrennen entwickelt wird. Ist endlich $\eta_i$ der indicirte Wirkungsgrad, so ist die Gasmenge, welche stündlich für 1 Nutzpferdestärke verbraucht wird,

$$G = \frac{3600\,.\,75}{\eta_i\,(13{,}9\,m + 1)\,E} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (6).$$

Sollte die Maschine $N$ Pferdestärken leisten, so wäre bei gegebener mittlerer Kolbengeschwindigkeit $= c$ Sek. Mtr., die mit Rücksicht auf genügend ruhigen Gang nur von mässiger Grösse sein darf, die wirksame Kolbenfläche $= F$ Quadratcentim. bestimmt durch die Gleichung:

$$75\,N = \eta_i\,F\,p_m\,c \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (7),$$

falls $p_m$ in Kgr. pro Quadratcentimeter ausgedrückt ist. Je kleiner freilich $c$, desto grösser unter sonst gleichen Umständen die Wärmeentziehung bei der Expansion, desto grösser also $x$, desto kleiner $p_2$; der Voraussetzung, dass hierbei der Druck nicht $< p_0$ wird, entspricht die Bedingung:

$$\frac{p_2}{p_0} = \frac{p_1}{p_0}\frac{p_2}{p_1} = \frac{p_1}{p_0} e^x > 1 \ldots\ldots\ldots\ldots (8).$$

Zur Benutzung dieser Gleichungen für die Vorausberechnung einer zu entwerfenden Maschine müssten mehrere der darin vorkommenden Elemente erfahrungsgemäss nach Schätzung angenommen werden, insbesondere $T_0$, $\alpha$, $x$. Ueber die Art, wie darüber durch Versuche ein angenähert zutreffendes Urtheil gewonnen werden kann, mögen hier einige Andeutungen folgen, deren Verwerthbarkeit nicht auf die Lenoir'sche Maschine beschränkt ist. Die Zuverlässigkeit der Folgerungen aus solchen Versuchen verlangt vor Allem, dass auf die Menge der angesaugten Luft, somit auf das Mischungsverhältniss $a$ von Luft und Gas, nicht, wie meistens geschehen, aus dem gemessenen Volumen des letzteren und aus dem vom Kolben saugend durchlaufenen Raume geschlossen, sondern dass das Luftvolumen besonders gemessen, und so mit Berücksichtigung der fast gleichen betreffenden Druck- und Temperaturzustände das ev. auf atmosphärischen Druck $p_0$ und atmosphärische Temperatur $T_a$ reducirte Gemischvolumen $V_a$ ermittelt werde, das bei jedem Hube angesaugt wird. Es wird kleiner gefunden, als das gleichzeitig vom Kolben saugend durchlaufene Volumen $V_1$ besonders wegen der Erwärmung in Berührung mit diesem Kolben und mit der Cylinderwand, welche, wenn auch aussen von Wasser umflossen, doch an der Innenseite erheblich wärmer sein wird, als das dieselbe berührende Gemisch. Das Gewicht des für einen Hub neu angesaugten Gemisches sei $= G_0$, das der im schädlichen Raume $= V$ mit der Temperatur $T$ verbliebenen gasförmigen Rückstände $= G$. Der Druck der letzteren ist etwas grösser, als der atmosphärische Druck $p_0$, der Druck des unmittelbar vor der Zündung hinter dem Kolben im Cylinder befindlichen Gemisches, dessen Temperatur $= T_0$ gefunden werden soll, etwas $< p_0$, doch mögen beide mit nur kleinem Fehler $= p_0$ gesetzt werden, ausserdem die specifischen Wärmen der dreierlei in Betracht kommenden Gemische (des neu angesaugten, des im schädlichen Raume verbliebenen und des aus der Mischung beider hervorgehenden) constant und gleich gross ($c_p = n c_v$) bei gleich angenommener Grösse auch ihrer Dichtigkeiten, somit der Constanten $R$.

Auf das angesaugte Gemisch wird nun von der Atmosphäre die Arbeit $= p_0 V_a$ übertragen, während es selbst eine Arbeit $= p_0 V_1$ auf den Kolben überträgt, so dass das innere Arbeitsvermögen um $p_0 (V_a - V_1)$

zunähme, wenn nicht zugleich eine gewisse Wärme $= Q$ von der wärmeren Metallmasse mitgetheilt würde; die resultirende Zunahme an Wärmegehalt des gesammten Gemisches ist deshalb

$$= Q + Ap_0 (V_a - V_1).$$

Dieser Zuwachs ist auch (§. 122, Gl. 14):

$$c_v G_0 (T_0 - T_a) + c_v G (T_0 - T) = c_v [(G_0 + G) T_0 - G_0 T_a - G T],$$

woraus, weil wegen

$$\left.\begin{array}{l} p_0 V_a = G_0 R T_a;\ p_0 V = G R T \\ p_0 (V_1 + V) = (G_0 + G) R T_0 \end{array}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (9)$$

$$(G_0 + G) T_0 - G_0 T_a - G T = \frac{p_0}{R}(V_1 + V - V_a - V) = \frac{p_0}{R} V_1 - V_a)$$

ist, sich die Gleichung ergiebt:

$$Q = \left(A + \frac{c_v}{R}\right) p_0 (V_1 - V_a) = A\left(1 + \frac{c_v}{c_p - c_v}\right) p_0 (V_1 - V_a)$$

wegen $AR = c_p - c_v$, oder endlich

$$Q = \frac{An}{n-1} p_0 (V_1 - V_a) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (10).$$

Ohne diese Wärmemittheilung vom Cylinder wäre somit $V_a = V_1$ unabhängig von der Grösse des schädlichen Raums und vom Zustande des darin zurückgebliebenen verbrannten Gemisches; wegen $V_a < V_1$ ist aber thatsächlich $Q$ positiv. Nur um $T_0$ zu finden, wäre diese Betrachtung nicht nöthig gewesen, denn schon aus den Gleichungen (9) folgt:

$$(G_0 + G) \frac{R}{p_0} = \frac{V_1 + V}{T_0} = \frac{V_a}{T_a} + \frac{V}{T}; \quad T_0 = \frac{V_1 + V}{\dfrac{V_a}{T_a} + \dfrac{V}{T}} \; . \; (11).$$

Mit Rücksicht auf (10) ergiebt sich aber der Werth $= (T_0)$, welchen $T_0$ ohne Mittheilung der Wärme $Q$ haben würde, aus (11) mit $V_a = V_1$, sowie die Temperaturerhöhung infolge dieser Wärmemittheilung $= T_0 - (T_0)$. Zum Theil ist freilich letztere nur scheinbar, insofern auch $V_a$ um so mehr $< V_1$ sein wird, je grösser die Geschwindigkeit des Kolbens ist, und je früher schon vor Ende des Hubes die Ausströmung aufhört, eine Verdichtung im schädlichen Raume bewirkend.

Betreffende Versuche mit einer Lenoir'schen Maschine liegen nicht vor. Bei Versuchen von Slaby* aber mit einem 4pferdigen Otto'schen Motor, für welchen der hier an die Stelle des schädlichen Raumes tretende

---

* Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure, 1886, S. 691.

Compressionsraum $V = 0{,}61\ V_1$ war, unter $V_1$ das saugend durchlaufene Hubvolumen des Cylinders verstanden, wurde z. B. $V_a = 0{,}85\ V_1$ gefunden bei einer mittleren Temperatur $= 60^0$ des Kühlwassers und $= 455^0$ der Abgase. Wird letztere auch dem jeweils im Compressionsraume zurückbleibenden Gasgemisch zugeschrieben und die atmosphärische Temperatur $= 15^0$, also

$$T = 273 + 455 = 728, \qquad T_a = 288$$

gesetzt, so ergiebt sich nach Obigem

$$T_0 = 425 \text{ und } (T_0) = 374, \qquad T_0 - (T_0) = 51^0.$$

Bei der Lenoir'schen Maschine findet nun zwar die Ansaugung und entsprechende Wärmemittheilung nur ungefähr während des halben Hubes statt, allein der Kolben pflegt dabei eine höchstens halb so grosse Geschwindigkeit zu haben, als beim Otto'schen Motor, dabei das Gemisch hinter demselben (wegen Mischung mit nur weniger, im schädlichen Raume verbliebenen Rückständen) eine kleinere Temperatur, so dass die Erhöhung der letzteren infolge der Wärmemittheilung $Q$ bei einer Temperatur des Kühlwassers von ungefähr $60^0$ zu wenigstens 50 bis $60^0$ wird veranschlagt werden dürfen. Wird dann der schädliche Raum $= 0{,}05$ des Hubvolumens, also etwa $V = 0{,}1\ V_1$ und, sofern die Temperatur der Abgase $= 200^0$ angegeben wird,

$$T = 473 \text{ und } T_a = 288$$

angenommen, so findet man $(T_0) = 299$, so dass in Ermangelung zuverlässigerer Angaben für vorliegenden Fall

$$T_0 = 350 \text{ bis } 360$$

zu schätzen sein dürfte.

Mit Hülfe dieser Temperatur $T_0$ und der durch Indicatordiagramme bestimmten Maximalpressung $p_1$ findet man die entsprechende Temperatur bei der explosiven Verbrennung (abgesehen von einer gleichzeitig stattfindenden geringen Verdichtung des Gemisches):

$$T_1 = \frac{p_1}{p_0} T_0$$

und dann bei bekannten Werthen von $m$ und $K$ das Verhältniss $\alpha$, in welchem die fast augenblickliche Verbrennung des Gases stattfindet, gemäss §. 140, Gl. (24). Durchschnittlich wurde $p_1 = 5p_0$ gefunden, womit und mit $T_0 = 353 = 273 + 80^0$ sich

$$T_1 = 1765 = 273 + 1492^0$$

ergiebt, endlich mit $= 1,5$ und $K = 10110$:

$$\alpha = \frac{7682}{K} = 0,76.$$

Thatsächlich müsste übrigens $\alpha$ noch etwas grösser sein, bei Voraussetzung des idealen Diagramms Fig. 114 dann auch $p_1$ etwas grösser, als der wirkliche Maximaldruck gesetzt werden, weil die Explosion nicht ganz plötzlich stattfindet, vielmehr während der kleinen Zeitdauer von der Zündung bis zum Eintritt der Maximalpressung schon eine gewisse Wärmemenge $X$ theils an die Cylinderwand übergegangen, theils zu Arbeitsleistung verbraucht sein wird. Indem diese, zur Erhitzung des Gasgemisches nicht beitragend, von $\alpha K$ abzuziehen ist, ergiebt sich dann

$$\alpha = \frac{7682 + X}{K} = 0,76 + ?$$

Dieses Verhältniss $\alpha$, hier durchschnittlich etwa $= 0,78$ bis $0,8$ zu schätzen, ist grösser, als angenommen zu werden pflegt; es würde auch wesentlich kleiner gefunden ohne die nach Mallard und Le Chatelier angenommene beträchtliche Zunahme der specifischen Wärme mit der Temperatur. Nach Bestimmung von $\alpha$ ergiebt sich $\beta$ durch Untersuchung des ausströmenden Gemisches auf unverbranntes Gas; es lässt sich aber annehmen, dass um so weniger $\alpha + \beta < 1$ sein wird, je weniger $m > 1$ ist.

Der Exponent $x$ der polytropischen Curve, als welche die Expansionslinie angenommen wurde, ergiebt sich, indem für die Endpunkte der Strecke, längs welcher die Expansionslinie des Indicatordiagramms einen genügend gleichmässigen Verlauf hat, die Proportionalwerthe der Pressungen $p_1$, $p_2$ und der zugehörigen Volumina $v_1$, $v_2$ gemessen werden. Aus

$$p_1 v_1^x = p_2 v_2^x \text{ folgt dann } x = \frac{lg\, p_1 - lg\, p_2}{lg\, v_2 - lg\, v_1}.$$

Durch entsprechende Bestimmung der Coordinaten von Zwischenpunkten kann die Zulässigkeit der Annahme solcher polytropischen Expansionscurve geprüft werden. Für die Lenoir'sche Maschine ergab sich nahe $x = 2$, erhebliches Uebergewicht des Verlustes von Wärme über den Gewinn durch Nachbrennen erkennen lassend. —

Wird nun z. B. angenommen:

$$K = 10110, \quad m = 1,5; \quad \alpha + \beta = 0,95$$

$$T_0 = 350, \quad x = 2, \quad e = 0,5 \text{ und } p_1 = 5 p_0,$$

womit die Bedingung (8) wegen $p_2 = 1,25 p_0$ erfüllt ist, so würde aus (2) folgen: $p_m = 0,75\, p_0$. Mit Abzug von $2^0/_0$ werde jedoch gesetzt:

$$p_m = 0,735\, p_0.$$

Aus (4) folgt dann $E$ mit $R = 30,5$ (§. 140), damit aus (5):

$$\eta = 0,084.$$

Mit dem erfahrungsmässigen Werthe $\eta_i = 0,55$ ergiebt sich endlich gemäss (6) die für eine Nutzpferdestärke stündlich erforderliche Gasmenge:

$$G = 1,432 \text{ Kgr., also } \frac{1,432}{0,588} = 2,44 \text{ Cubikm.}$$

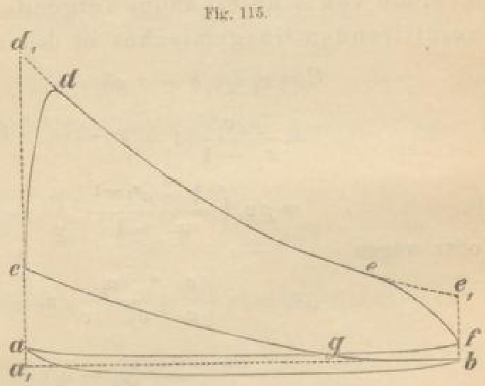
von 15⁰ und normalem Atmosphärendruck.

## §. 143. Ein- oder Zweicylindermaschinen mit plötzlicher Zündung des verdichteten Gasgemisches.

Seitdem der allgemeinen Anwendung des Viertaktes in Deutschland gemäss Urtheil des Reichsgerichts nichts mehr im Wege steht, werden die weniger einfachen und schon deshalb weniger ökonomischen hierher gehörigen Zweicylindermaschinen kaum noch gebaut; den folgenden Erörterungen werde eine Eincylindermaschine (Otto's Motor) zugrunde gelegt, dessen Arbeitsdiagramm übrigens dadurch erhalten werden kann, dass die Diagramme des Arbeits- und des Pumpcylinders einer Zweicylindermaschine aufeinander gelegt werden, sofern der Expansionsgrad des ersteren dem Compressionsgrade des letzteren gleich ist.

Ein solches Diagramm hat ungefähr die Gestalt *abcdefga*, Fig. 115, wobei aber zu grösserer Deutlichkeit die Curven *ab* und *fa* bezw. zu tief unter und zu hoch über der geraden atmosphärischen Linie $a_1 b$ gezeichnet sind. Der Ansaugung entspricht *ab*, der Compression *bc*, der explosiven Verbrennung *cd*, der Expansion *de*, der Ausströmung *efga*, insbesondere *ef* der Vorausströmung. Die indicirte Arbeit für eine Periode von 4 aufeinander folgenden Hüben wird also durch die Flächendifferenz

Fig. 115.




$$gcdefg - gabg$$

dargestellt. Ist auch die abzuziehende schmale Fläche, die um so grösser ausfällt, je schneller die Maschine läuft, gewöhnlich kaum messbar, indem sie bei mehrmaligem Umlauf des Zeichenstifts als dicker Strich erscheint, so kann sie doch hinlänglich messbar gemacht werden durch Anwendung einer schwächeren Feder, die den oberen Theil des Diagramms unbestimmt lässt, den unteren aber in grösserem Druckmassstabe ergiebt. Zum Zwecke übersichtlicher Vergleichungen und von Vorausberechnungen werde nun aber wieder dieses Diagramm durch das in Fig. 115 zum Theil gestrichelte $a_1 b c d_1 e_1 b a_1$ ersetzt, welches, einem aller Nebenumstände entkleideten idealen Vorgange entsprechend, die indicirte Arbeit zwar in der Fläche $b c d_1 e_1 b$ zu gross erscheinen lässt, dieselbe indessen durch Multiplication mit einem erfahrungsmässig zu bestimmenden Coefficienten hinlänglich angenähert ergeben kann. Auch mögen dabei $bc$ und $d_1 e_1$ als polytropische Curven angenommen werden, bezw. den Exponenten $x$ und $x_1$ entsprechend.

Es seien nun Druck und Temperatur in den Zuständen des Gemisches, welche dargestellt sind durch die Punkte

$$\begin{array}{lcccc} & b & c & d_1 & e_1 \\ \text{bezw.} = & p_0,\ T_0 & p,\ T & p_1,\ T_1 & p_2,\ T_2; \end{array}$$

$$v_2 \quad \text{und} \quad v_1 = e v_2$$

die specifischen Volumina des Gemisches in den Zuständen

$$e_1 \text{ und } b, \quad \text{bezw. } c \text{ und } d_1,$$

unter $v_1 : v_2 - v_1 = e : 1 - e$ das Verhältniss des Compressionsraums zum Hubvolumen des Cylinders verstanden. Die indicirte Arbeit für eine Periode von 4 aufeinander folgenden Hüben und für 1 Kgr. des resultirenden Gasgemisches ist dann:

$$\begin{aligned} E &= a_1 d_1 e_1 b - a_1 c b \\ &= \frac{p_1 v_1}{x_1 - 1}(1 - e^{x_1 - 1}) - \frac{p v_1}{x - 1}(1 - e^{x-1}) \\ &= p v_1 \left(\frac{1 - e^{x_1 - 1}}{x_1 - 1}\frac{p_1}{p} - \frac{1 - e^{x-1}}{x - 1}\right) \end{aligned}$$

oder wegen

$$\begin{aligned} p v_1 &= p_0 \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^x \frac{v_1}{v_2 - v_1}(v_2 - v_1) \\ &= \frac{p_0}{e^x}\frac{e}{1 - e}(v_2 - v_1) = \frac{p_0 (v_2 - v_1)}{(1 - e)\, e^{x-1}} \end{aligned}$$

$$E = p_m (v_2 - v_1) = p_m (1 - e)\frac{R T_0}{p_0} \quad \ldots\ldots\ldots (1),$$

wenn gesetzt wird:

$$p_m = \frac{p_0}{(1 - e)\, e^{x-1}}\left(\frac{1 - e^{x_1 - 1}}{x_1 - 1}\frac{p_1}{p} - \frac{1 - e^{x-1}}{x - 1}\right) \ldots\ldots (2)$$

= dem mittleren specifischen Ueberdruck auf den Kolben, bezogen auf einen Hub der vierhübigen Arbeitsperiode, welcher nach erfahrungsmässiger Schätzung zu verkleinern bleibt.

Das in diesem Ausdrucke (2) vorkommende Verhältniss, in welchem der Druck durch die Entzündung plötzlich erhöht wird, ist bei Abstraction von der entsprechenden Verdichtung:

$$\frac{p_1}{p} = \frac{T_1}{T} \quad \text{mit} \quad T = \frac{T_0}{e^{x-1}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (3),$$

und dabei $T_1$ bestimmt durch die der Gleichung (24) in §. 140 analoge Gleichung, nachdem in derselben der Ausdruck, welchem $\alpha K$ gleich gesetzt ist, vergrössert wurde im Gewichtsverhältniss des dem ganzen Process unterworfenen und des jeweils neu angesaugten Gasgemisches, oder nachdem $\alpha K$ selbst im umgekehrten Verhältnisse verkleinert wurde, nämlich, unter $T'$ die im Compressionsraume zu Anfang des Ansaugens herrschende Temperatur verstanden, im Verhältnisse:

$$\frac{\dfrac{v_2}{T_0} - \dfrac{v_1}{T'}}{\dfrac{v_2}{T_0}} = 1 - \frac{v_1}{v_2}\frac{T_0}{T'} = 1 - e\frac{T_0}{T'}.$$

Die Gleichung, gemäss welcher $T_1$ bei gegebenen oder angenommenen Werthen von $m$, $T$, $K$ und $\alpha$ bestimmt werden kann, ist somit:

$$\alpha K\left(1 - e\frac{T_0}{T'}\right) = \left[3{,}254\,m + 0{,}558 - (13{,}9\,m + 1)\frac{0{,}0691}{\Delta}\right](t_1 - t) +$$
$$+ (0{,}00028\,m + 0{,}00057)(t_1^2 - t^2) \quad \ldots \quad (4).$$

Die mit 1 Kgr. Gas von mittlerer Beschaffenheit gewonnene indicirte Arbeit ist nun

$$E_1 = \frac{13{,}9\,m + 1}{1 - e\dfrac{T_0}{T'}}\,E \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (5),$$

der Wirkungsgrad des entsprechenden Kreisprocesses:

$$\eta = \frac{E_1}{424\,(\alpha + \beta)\,K} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (6),$$

unter $\beta K$ die für 1 Kgr. Gas durch Nachbrennen entwickelte Wärme verstanden, endlich die Gasmenge, welche stündlich für 1 Nutzpferdestärke verbrannt wird,

$$G = \frac{3600\,.\,75}{\eta_i\,E_1} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (7),$$

wenn $\eta_i$ den indicirten Wirkungsgrad bedeutet. Zwischen der Zahl $N$ solcher Pferdestärken, der wirksamen Kolbenfläche $F$, der mittleren Kolbengeschwindigkeit $c$ und dem specifischen Ueberdruck $p_m$, der auf einen Hub der im Uebrigen als arbeitslos vorgestellten vierhübigen Arbeitsperiode bezogen wurde, besteht aber jetzt die Beziehung:

$$75\,N = \frac{1}{4}\,\eta_i\,F p_m c \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (8).$$

Der Voraussetzung, dass bei der bis zum Hubende dauernden Expansion der Druck $> p_0$ bleibe, entspricht hier die Gleichung:

$$\frac{p_2}{p_0} = \frac{p_2}{p_1}\,\frac{p_1}{p}\,\frac{p}{p_0} = \frac{p_1}{p}\,e^{x_1 - x} > 1 \quad \ldots\ldots\ldots (9).$$

Was die in einem gegebenen Falle oder im Mittel anzunehmenden, bezw. durch besondere Untersuchung zu bestimmenden Elemente betrifft, so sei zunächst bemerkt, dass durchschnittlich hier

$$e = 0{,}4; \quad \frac{e}{1-e} = \frac{2}{3}$$

= dem Verhältniss des Compressionsraums zum Hubvolumen des Cylinders zu sein pflegt. Die Temperatur $(T_0)$, die das resultirende Gasgemisch zu Ende des Saughubes hätte, wenn von der Cylinderwand und vom Kolben keine Wärme hierbei mitgetheilt würde, ist nun gemäss Gl. (11) im vorigen Paragraph zu bestimmen, indem darin $V_a = V_1$ und $V = \frac{2}{3}\,V_1$ gesetzt wird, ausserdem $T_a =$ der atmosphärischen, $T =$ der Temperatur im Compressionsraume bei Beginn des Ansaugens, von welchen jene = 288, diese = der Temperatur des ausströmenden Gasgemisches, im Durchschnitt erfahrungsgemäss = 700 angenommen werde. Dann ergiebt sich $(T_0) = 377$ und bei Annahme einer Erwärmung von $46^0$ durch Berührung mit Cylinderwand und Kolben:

$$T_0 = 377 + 46 = 423 = 273 + 150^0.$$

Auf die im vorigen Paragraph erklärte Weise fand Schöttler* aus Versuchen mit einem 4pferdigen Otto'schen Motor, wobei $e = 0{,}4$ und $a = 9$ war,

$$x = 1{,}235 \quad \text{und} \quad x_1 = 1{,}365.$$

Dabei war $p = 3{,}1\,p_0$ gemessen worden, der grösste Druck $p_1 = 10 p_0$.

Indem nun für dieses Beispiel gemäss Versuchen von Slaby (§. 142) ungefähr

* Schöttler „Die Gasmaschine", 1882, S. 105 u. ff. Die zweite, gänzlich umgearbeitete Auflage dieses Werkes konnte hier nicht mehr benutzt werden.

$$1 - e\frac{T_0}{T} = 1 - 0{,}4\,\frac{423}{700} = 0{,}758$$

gesetzt werden kann, folgt aus den Gleichungen (3):

$$T = \frac{423}{0{,}4^{0{,}235}} = 525; \qquad T_1 = \frac{10}{3{,}1}\cdot 525 = 1694$$

und dann aus (4) mit

$$K = 10110, \qquad m = 0{,}15\,.\,9 = 1{,}35 \text{ und } \varDelta = 0{,}96$$

$$\alpha = 0{,}78.$$

Wegen kleiner Zeitdauer der Explosion bis zum Eintritt der Maximalpressung ist aber thatsächlich $\alpha$ etwas grösser, wie im vorigen Paragraph ausgeführt wurde, und mag durchschnittlich

$$\alpha = 0{,}8$$

geschätzt werden, einer nicht weniger vollständigen augenblicklichen Verbrennung entsprechend, als bei der Lenoir'schen Maschine. Nahe in demselben Verhältnisse, in welchem $\alpha$ vergrössert wurde, ist dann unter sonst gleichen Umständen gemäss (4) bei Voraussetzung ganz plötzlicher Explosion auch $t_1 - t$ zu vergrössern, wodurch sich für den Fall des Beispiels $T_1 = 1724$ ergiebt und somit der Druck, der für den gedachten Zustand $d_1$, Fig. 115, zu rechnen wäre,

$$p_1 = \frac{1724}{525}\,p = 3{,}28\,p$$

$$= 3{,}28\,.\,3{,}1\,p_0 = 10{,}17\,p_0.$$

Uebrigens kann, falls nicht zugleich $t_1$ entsprechend grösser ist, $\alpha$ kleiner sein, wenn $m$ und $e$ kleiner sind, wie es zur Sicherung möglichster Vollständigkeit der gesammten Verbrennung häufig der Fall ist; je weniger überschüssige atmosphärische Luft und indifferente Rückstände mit zu erwärmen sind, desto unvollständiger darf die explosive Verbrennung sein, um gewisse Maxima der Temperatur und des Drucks zur Folge zu haben, bei gleichwohl erhöhter Vollständigkeit der ganzen Verbrennung.

Diese Rechnungen, wenn auch im Wesentlichen zunächst nur auf ein Beispiel bezogen, können wenigstens Anhaltspunkte für die Annahmen gewähren, welche die Benutzung obiger Gleichungen erfordert. —

Es sei z. B.

$$K = 10110, \quad a = 8, \quad m = 1{,}2 \text{ und } \varDelta = 0{,}96;$$

das Verhältniss des Compressionsraums zum Hubvolumen:

$$\frac{e}{1-e} = 0{,}6 \text{ entsprechend } e = \frac{3}{8}$$

und angenommen:

$$\alpha + \beta = 0{,}95 \text{ nebst } x = 1{,}235 \text{ und } x_1 = 1{,}365; \quad T' = 700$$

= der Temperatur der Rückstände im Compressionsraum. Nach Gl. (11) im vorigen Paragraph ergiebt sich dann bei absoluter Lufttemperatur = 288:

$$(T_0) = \frac{1 + 0{,}6}{\frac{1}{288} + \frac{0{,}6}{700}} = 370,$$

wozu angenommen sei: $T_0 = 420$. Nun ist

$$p = \frac{p_0}{e^x} = 3{,}358\, p_0; \quad T = \frac{T_0}{e^{x-1}} = 529;$$

und wenn die höchste Temperatur $T_1$, die bei ganz plötzlicher theilweisen Verbrennung in dem durch den Punkt $d_1$, Fig. 115, dargestellten Punkte eintreten würde, = 1800 angenommen wird (eine der Grössen $T_1$, $p_1$ oder $\alpha$ muss nothwendig angenommen werden), so folgt

$$p_1 = \frac{T_1}{T}\, p = 3{,}403\, p = 11{,}43\, p_0$$

und ergiebt sich aus Gl. (4) wegen

$$1 - e\frac{T_0}{T'} = 0{,}775: \quad \alpha = 0{,}78$$

ohne Bedürfniss nachträglicher Vergrösserung, indem dieses $\alpha$ nur für den idealen Vorgang gelten soll, auf Grund dessen es bei Voraussetzung von $T_1 = 1800$ bestimmt wurde. Während nun nach (9) nahe $p_2 = 3\, p_0$ ist, findet man aus (2): $p_m = 3{,}89\, p_0$, wofür jedoch mit einem Abzug von $4^0/_0$ wegen Abrundungen des Diagramms und mit Rücksicht auf dessen subtractive schmale Fläche

$$p_m = 3{,}73\, p_0$$

gesetzt werde. Mit $R = 30{,}5$ folgt endlich aus (1), (5) und (6):

$$\eta = 0{,}167$$

sowie mit $\eta_i = 0{,}75$ der stündliche Gasverbrauch für eine Nutzpferdestärke:

$$G = 0{,}527 \text{ Kgr. oder } \frac{0{,}527}{0{,}588} = 0{,}9 \text{ Cubikm.}$$

Die Vergleichung mit dem zu Ende des vorigen Paragraph berechneten Beispiel einer Lenoir'schen Maschine lässt den erheblichen Vortheil der Compression erkennen sowohl, was die Oekonomie des Betriebes, als was

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

die Grösse der Maschine betrifft. Zwar hat sich $\frac{1}{4}p_m$ nur 1,27 mal so gross ergeben, als früher $p_m$; doch reicht für eine gegebene Zahl $N$ von Pferdestärken eine in höherem Grade kleinere Kolbenfläche $F$ aus wegen der grösseren Werthe von $\eta_i$ und der mittleren Kolbengeschwindigkeit $c$. Die Zulässigkeit schnelleren Ganges, ohne heftige Stösse befürchten zu müssen, ist besonders dadurch begründet, dass eine Richtungsumkehr des Drucks auf den Kolben nur beim Uebergang von der Ansaugung zur Compression stattfindet, wenn dieser Druck sehr klein ist, während der Kolben einer Lenoir'schen Maschine abwechselnd auf der einen und auf der anderen Seite vom Explosionsdrucke belastet wird. Die kleinere Maschine mit sanfterem Gang hat dann auch einen grösseren indicirten Wirkungsgrad zur Folge. —

Die durch Verbrennung oder durch Zuführung von aussen in einem Zeitelement dem Gasgemisch mitgetheilte Wärme $dQ$ ist, algebraisch verstanden, nach §. 122, Gl. (2):

$$dQ = \frac{1}{R}(c_p p\,dV + c_v V dp),$$

unter $p$ den augenblicklichen Druck, $V$ das augenblickliche Volumen verstanden, welche mit Hülfe des Indicatordiagramms und der bekannten Grössen des Compressionsraums und des Hubvolumens bestimmbar sind. Sofern auch das Gewicht $= G$ des Gasgemisches berechnet werden kann, damit die betreffende Temperatur $T$ wegen $pV = GRT$, lassen sich auch $c_p$ und $c_v$ als Functionen dieser Temperatur bestimmen. Einfacher und übersichtlicher gelangt man zur Kenntniss dieser Wärmemengen $Q$ bei Voraussetzung constanter Werthe von $c_v$ und $c_p = nc_v$, und zwar für beliebige Theile des ganzen Vorgangs, durch eine von Zeuner so genannte Abbildung des Indicatordiagramms. Mit

$$V dp = d(pV) - p\,dV$$

folgt nämlich aus obigem Ausdrucke für $dQ$:

$$dQ = \frac{c_v}{R}[d(pV) + (n-1)p\,dV]$$

oder wegen $AR = c_p - c_v = (n-1)c_v$:

$$\frac{dQ}{A} = \frac{pV}{n-1} d[ln(pV) + (n-1)\,ln\,V]$$

oder endlich nach Division durch $ln\,10$, wodurch die natürlichen Logarithmen $(ln)$ in Brigg'sche Logarithmen $(lg)$ übergehen,

$$\left.\begin{aligned} \frac{n-1}{A\,.\,ln\,10}\,dQ &= p\,V\,.\,dP \\ P &= lg\,(p\,V) + (n-1)\,lg\,V \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\; (10).$$

Die Abbildung, nämlich der in sich zurücklaufende Ort von Punkten, deren Abscissen $= P$ und deren Ordinaten $= p\,V$, somit proportional den betreffenden Temperaturen $T$ sind, hat nun, wie Gl. (10) ersehen lässt, die Eigenschaft, dass die von irgend einem Stücke der Abbildung sich senkrecht zur $P$-Axe bis zu dieser erstreckende Fläche die (mit einer Constanten multiplicirte) Wärme ergiebt, welche bei der betreffenden Zustandsänderung mitgetheilt wurde; sie ist positiv oder negativ, jenachdem das betreffende Curvenstück im Sinne zu- oder abnehmender Abscissen $P$ verläuft.

Solche Darstellung, wenn sie auch für den wichtigsten Theil des ganzen Vorgangs (Explosion und Expansion) nur das Ergebniss von zwei entgegengesetzten Einflüssen (Wärmeentwicklung durch Verbrennung und Wärmeabgabe an die Wände) erkennen, die Einzelgrössen derselben aber unbestimmt lässt, kann gleichwohl zu wesentlichen Aufschlüssen beitragen. So müsste z. B., wenn die Compressionslinie des Indicatordiagramms ($bc$, Fig. 115) wirklich eine polytropische Curve wäre mit $x > 1$, wie angenommen wurde, die Abbildung dieser Curve stetig ansteigen, zunehmenden Temperaturen entsprechend. Bei einem von Zeuner* benutzten Diagramm ist das nicht der Fall, senkt sich vielmehr diese Abbildung zuerst im Sinne der negativen $P$-Axe und steigt erst später im Sinne wachsender $P$, anfangs abnehmender Temperatur bei überschüssiger Wärmeentziehung, später zunehmender Temperatur bei überschüssiger Wärmemittheilung entsprechend; freilich zeigt auch schon die Compressionscurve dieses Indicatordiagrammes selbst eine merklich andere Gestalt, als der Fall zu sein pflegt, anfangs etwas abnehmenden, erst später wesentlich zunehmenden Druck. Uebrigens wird der Werth solcher Darstellung und der daraus gezogenen Folgerungen durch die zweifelhafte Annahme constanter, vor und nach der Verbrennung gleicher Werthe von $c_p$ und $c_v$ beeinträchtigt; auch könnte bei nur örtlicher Verbrennung des ungleichmässig zusammengesetzten Gemisches die Temperatur gleichzeitig an verschiedenen Stellen verschieden sein, sowie auch der Druck, wenn schon gleichförmiger vertheilt, doch wegen der durch die Explosion bewirkten stürmischen Bewegung nicht ganz unerheblich kleiner gefunden werden mag, als ohnedem der Fall wäre; der letztere Umstand beschränkt schon die Zuverlässigkeit des Indicatordiagramms. —

---

* Technische Thermodynamik, Bd. I, S. 437.

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK
Baden-Württemberg

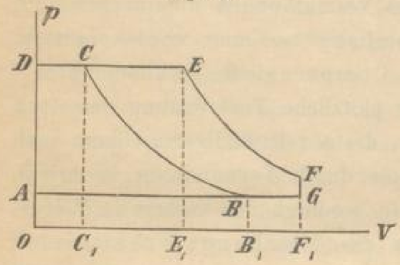
Aus dem Vorhergehenden ist zu schliessen, dass bei der Mannigfaltigkeit in Betracht kommender Umstände und der vielfachen Unsicherheit theoretischer Berücksichtigung ihrer sich gegenseitig bedingenden Einflüsse die thunlichst vortheilhafte Entwicklung der Construction und des Betriebes von Gasmotoren ganz besonders von planmässig geleiteten Versuchen zu erwarten sein wird, welche vor Allem den Einfluss des Expansions- und Compressionsgrades $e$, des Mischungsverhältnisses $a$, der Schnelligkeit des Ganges und der Temperatur des Kühlwassers betreffen. Durch theoretische und allgemeine Erwägungen lassen sich in Betreff dieser Umstände im Wesentlichen wohl Vermuthungen aussprechen, die aber durch Versuche geprüft und quantitativ bestimmt werden müssen. Je bedeutender die Expansion und Compression, je kleiner also $e$ ist, eine desto vollständigere und zwar plötzliche Verbrennung des stark verdichteten Gemisches ist zu erwarten; desto vollständiger ist dann auch die Ausnutzung der entwickelten Wärme durch Verwandlung in Arbeit, desto kleiner die Temperatur der Abgase, wodurch der Verlust an Wärme vorwiegend bedingt wird. Je kleiner das Mischungsverhältniss $a$, je weniger also überschüssige Luft vorhanden ist, desto weniger braucht $e$ und damit die Menge rückständiger Gase verkleinert zu werden, um gleichwohl eine hohe Maximaltemperatur und einen grossen Maximaldruck zu erhalten; um beide durch die Expansion genügend auszunutzen, müsste dann freilich $e$ um so kleiner sein. Die Verkleinerungen von $a$ und $e$ sind dadurch begrenzt, dass die Verbrennungstemperatur sich derjenigen nähert, bei welcher Dissociation beginnen würde. Die Schnelligkeit des Ganges darf um so weniger gesteigert werden, je kleiner $a$ und $e$ sind, damit die Temperaturen der Abgase und der Cylinderwand nicht übermässig wachsen; auch nimmt mit zunehmender Geschwindigkeit die Steilheit der Explosionscurve des Indicatordiagramms ab und die Breite des subtractiven unteren Flächenstreifens zu, beides einer abnehmenden indicirten Arbeit entsprechend. Die Temperatur des Kühlwassers wird schon deshalb kaum von erheblichem Einflusse sein können, weil ihre möglichen Schwankungen im Vergleich mit der durchschnittlich viel höheren Temperatur des Gasgemisches im Cylinder nur gering sind; ist aber einmal einer gewissen Höhe dieser Temperatur (etwa 60°) entsprechend der Kolben so eingeschliffen, dass er ohne übermässige Reibung genügend dicht hält, so ist es, wie Slaby hervorhebt, allerdings rathsam, dieselbe nicht erheblich zu ändern, um nicht (infolge von Zusammenziehung oder Ausdehnung des Cylinders) bei Verkleinerung die Reibung oder bei Vergrösserung die Durchlässigkeit für Gase zu steigern.

BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK
Baden-Württemberg

**§. 144. Zwei- oder Dreicylindermaschinen mit allmählicher Zündung des verdichteten Gasgemisches, insbesondere bei erheblichem Ueberschuss von Luft.**

Wenn eine solche Zweicylindermaschine gemäss den Andeutungen unter 3), §. 141, so eingerichtet ist, wie die Maschine von Simon bei Abstraction von der Unterstützung ihrer Wirkung durch Wasserdampf, den die Abgase entwickeln, so ist das Arbeitsdiagramm im Princip darzustellen durch Fig. 116, erhalten durch Aufeinanderlegen der idealen Indicatordiagramme $ABCD$ des Pump- und $DEFGA$ des Arbeitscylinders, so dass durch die Fläche $CEFGB$ die überschüssig gewonnene indicirte Arbeit dargestellt wird. Das längs $AB$ bei atmosphärischem Druck von der Pumpe angesaugte Gemisch wird in derselben längs $BC$ bis zum Zustande $p_1$, $T$ comprimirt und längs $CD$ in den Behälter geschafft, aus welchem es, an einer Flamme sich stetig entzündend und dadurch bei fast demselben Druck $p_1$ bis zur höheren Temperatur $T_1$ erhitzt, in den Arbeitscylinder längs $DE$ angesaugt wird, darauf in diesem längs $EF$ expandirt und, längs $FG$ bei constantem Volumen auf atmosphärischen Druck reducirt, längs $GA$ vom Arbeitskolben ausgetrieben wird. Die Temperatur $T_1$ kann hier gemäss §. 140, Gl. (23) bestimmt werden, indem die Verbrennung als vollständig anzunehmen ist. Indem übrigens ein erheblicher Vortheil gegenüber dem Otto'schen Motor von dieser Einrichtung kaum zu erwarten ist, wie auch bisherige Erfahrungen trotz Beihülfe von Dampfdruck lehren, betreffende Versuche aber einstweilen zu weiteren Schlüssen nicht zuverlässig und vollständig genug vorhanden sind, mögen hier nur die zwar überhaupt bisher nicht ausgeführten, aber für grössere Ausführungen von Köhler* mit Grund empfohlenen Maschinen mit allmählicher Verbrennung verdichteten Gases in einem getrennt davon zugeführten erheblichen Ueberschuss verdichteter Luft gemäss §. 141 unter 4) einer näheren Betrachtung unterworfen werden. Sofern es sich hier nur um das Princip handelt, werden dabei mit Köhler die specifischen Wärmen als Constante vorausgesetzt und auch sonst gewisse ideale Voraussetzungen gemacht.

Fig. 116.




* „Theorie der Gasmotoren", S. 39 u. ff.

Solchen Gaskraftmaschinen liegt der folgende Gedankengang Köhler's zugrunde. Sie würden ähnlich wirken wie die in §. 138 besprochenen offenen Luftmotoren mit geschlossener Feuerung, wenn man in einem geschlossenen Behälter als Feuerraum Gasflammen brennen liesse, durch welche besonders eingeführte comprimirte Luft, deren Druck dem im Behälter herrschenden entspricht, erwärmt wird, dann diese erwärmte Luft zusammen mit den Verbrennungsproducten des Gases in einen Arbeitscylinder hinter dessen Kolben leitete, wo sie zunächst mit Volldruck, dann durch Expansion wirkt, endlich vom zurückkehrenden Kolben ausgetrieben wird. Zur Speisung der Gasflammen muss eine Gaspumpe, zur Beschaffung der Luft eine Luftpumpe vorhanden sein. Statt mit reinem Gase können auch mit einem gasreichen Gemisch von Gas und Luft die Brenner gespeist werden bei Vorsorge gegen ein Zurückschlagen der Flammen. Solche Maschinen bieten den Vortheil, beliebig grosse Luftmengen zur Anwendung bringen zu können, ohne die Zündfähigkeit zu beeinträchtigen. Indem durch Erwärmung dieser Luft eine schädliche Temperaturerhöhung vermieden wird, Kühlwasser und Wärmeentziehung durch dasselbe erspart bleiben, würde freilich die in grösserer Menge, wenn auch weniger warm ausströmende Luft eine grössere Wärmemenge entführen können, falls sie nicht, was hier leicht geschehen kann, zur Vorwärmung von Gas und Luft benutzt würde. Der dann immerhin noch verbleibende Uebelstand erheblicher Wärmeverluste des zur Gasfeuerung kaum genügend dauerhaft herzustellenden Behälters ist schliesslich dadurch zu vermeiden, dass die Feuerung in den Arbeitscylinder verlegt wird, was der Gaszustand des Brennstoffs gestattet.

Einrichtung und Wirkungsweise eines derartigen Gasmotors sind also im Wesentlichen folgende. In zwei Compressionspumpen, bezw. für Gas- oder reiches Gasgemisch und für Luft, werden beide Theile gesondert bis zu gleichem Druck verdichtet und je einem Behälter zugeführt, aus welchem sie durch je einen Regenerator hindurch, der vorher von den warmen Abgasen durchströmt wurde, aus besonderen Oeffnungen in den ungekühlten Arbeitscylinder treten, während dessen Kolben einen Theil seines Hubes durchläuft; das aus den betreffenden brennerartigen Oeffnungen strömende Gas entzündet sich hierbei an einer beständig brennenden kleinen Flamme. Das Gemisch von Verbrennungsproducten mit verhältnissmässig viel überschüssiger Luft expandirt nach der Absperrung während des übrigen Theils des Hubes und wird vom zurückkehrenden Arbeitskolben durch die Regeneratoren hindurch ausgetrieben.

Wird der Luftpumpen- mit dem Arbeitscylinder vereinigt, so dass dieser mit Hinzufügung eines Compressionsraums abwechselnd bei einer Kurbelumdrehung als Luftcompressionspumpe, bei der folgenden als Arbeitsmaschine dient, so ist der Vorgang folgender. Die Gasgemischpumpe schafft verdichtetes brennbares Gemisch in einen Behälter. Der Arbeitskolben saugt beim ersten Hube Luft aus der Atmosphäre und verdichtet sie beim zweiten Hube in den Compressionsraum hinein bis zu dem in jenem Behälter herrschenden Druck; aus diesem strömt das brennbare Gemisch während des ersten Theils des dritten Hubes durch den Regenerator hindurch in den Arbeitscylinder, wo es, an einer Flamme sich stetig entzündend, demnächst sammt der schon vorhanden gewesenen überschüssigen Luft expandirt, dann das Ganze beim vierten Hube bis auf den im Compressionsraum verbleibenden Rest durch den Regenerator hindurch ausgetrieben wird. Sofern in diesem Falle die Luft nicht vorgewärmt wird, um nicht durch ihre Compression die Temperatur so zu erhöhen, dass Kühlung des Arbeitscylinders sammt Compressionsraum rathsam wäre, (bei besonderer Luftpumpe kann diese gekühlt sein), ist der Gaspumpe zur Compression und dem Regenerator zur Vorwärmung hier nicht ev. reines Gas, sondern nur ein noch sicher brennbares Gasgemisch zugewiesen worden.

Bei dieser Zweicylindermaschine könnte, wie Köhler hervorhebt, der Kreisprocess im Princip ein fast vollkommener sein, entsprechend Mittheilung und Entziehung von Wärme bezw. bei höchster und bei niedrigster Temperatur. Abgesehen nämlich vom ersten und vierten Hube des Arbeitskolbens, womit Arbeiten nur nebensächlich verbunden sind, die betreffenden Volumendruckcurven sich fast decken, könnte man die Temperatur constant erhalten sowohl zu Anfang des zweiten oder Compressionshubes durch Einspritzen von etwas Wasser, wie zu Anfang des dritten oder Expansionshubes durch Einführung einer entsprechend begrenzten Menge verbrennenden Gases, während im Uebrigen die Compression zu Ende des zweiten, die Expansion zu Ende des dritten Hubes im ungekühlten Cylinder nahe adiabatisch stattfänden. Indessen würde dann, wie schon aus §. 123 zu schliessen ist, der Vortheil der Vergrösserung des Wirkungsgrades solchen Processes durch den Nachtheil nöthiger Vergrösserung, also Vertheuerung der Maschine, verbunden mit Verkleinerung ihres indicirten Wirkungsgrades ohne Zweifel mehr als aufgewogen werden.

Mit Köhler werde aber jetzt eine Dreicylindermaschine vorausgesetzt, in deren Pumpen infolge entsprechender Kühlung isothermische Compression stattfindet bei adiabatischer Expansion im ungekühlten

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

Arbeitscylinder. Indem dabei die Arbeiten der Pumpen durch Summirung der betreffenden Volumina zusammen durch ein einziges Diagramm dargestellt werden, und dieses mit dem Diagramm des Arbeitscylinders verbunden wird, kann auch hier die Figur 116 zugrunde gelegt werden, in welcher bei Voraussetzung gleichzeitiger Hübe aller Kolben durch $AB$ die Summe der Hubvolumina beider Pumpen, durch $AG$ das Hubvolumen des Arbeitscylinders dargestellt ist, durch $ABCD$ die überschüssige Compressionsarbeit in jenen, durch $DEFGA$ die überschüssige Expansionsarbeit in diesem, durch $BCEFG$ die resultirende indicirte Arbeit für ein Spiel, nämlich für einen Doppelhub bei einfacher, für einen einfachen Hub bei doppelter Wirkung; $BC$ ist Isotherme, $EF$ Adiabate, $DCE$ und $ABG$ entsprechen constantem Druck, $FG$ constantem Volumen. Bei einstweiliger Abstraction von Vorwärmung seien nun Druck, specifisches Volumen und Temperatur in den Zuständen des Gemisches, die in Fig. 116 dargestellt sind durch die Punkte

$$\begin{array}{lcccc} & B & C & E & F \\ \text{bezw.} = & p_0,\ v_0,\ T_0 & p_1,\ v,\ T_0 & p_1,\ v_1,\ T_1 & p_2,\ v_2,\ T_2. \end{array}$$

Mit den Bezeichnungen

$$\frac{p_1}{p_0} = \pi, \quad \frac{T_1}{T_0} = \tau, \quad \frac{v_0}{v_2} = \varphi \ldots\ldots\ldots\ldots (1)$$

ist dann:

$$v = \frac{1}{\pi} v_0 = \frac{\varphi}{\pi} v_2 \text{ und } v_1 = \tau v = \frac{\tau\varphi}{\pi} v_2 \ldots\ldots\ldots (2)$$

und mit $c_p = n c_v$:

$$p_2 = p_1 \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^n = p_1 \left(\frac{\tau\varphi}{\pi}\right)^n \ldots\ldots\ldots\ldots (3)$$

$$T_2 = T_1 \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{n-1} = T_1 \left(\frac{\tau\varphi}{\pi}\right)^{n-1} \ldots\ldots\ldots (4).$$

Die indicirte Arbeit für einen Hub der doppeltwirkenden Maschine und für 1 Kgr. des Gemisches ist mit Rücksicht auf §. 122, (13) und (20):

$$E = C_1CEE_1 + E_1EFF_1 - F_1GBB_1 - B_1BCC_1$$

$$= p_1(v_1 - v) + \frac{p_1v_1 - p_2v_2}{n-1} - p_0(v_2 - v_0) - p_0v_0 \ln\frac{p_1}{p_0}$$

$$= p_1v_2(\tau - 1)\frac{\varphi}{\pi} + \frac{p_1v_2}{n-1}\left[\frac{\tau\varphi}{\pi} - \left(\frac{\tau\varphi}{\pi}\right)^n\right] - p_0v_2(1-\varphi) - p_0v_2\varphi \ln\pi.$$

Wird dieselbe $= p_m v_2$ gesetzt, so ist

$$\frac{p_m}{p_0} = (\tau - 1)\varphi + \frac{\pi}{n-1}\left[\frac{\tau\varphi}{\pi} - \left(\frac{\tau\varphi}{\pi}\right)^n\right] - (1-\varphi) - \varphi \ln\pi \,.\ (5),$$

und es bedeutet $p_m$ den mittleren specifischen Ueberdruck, mit welchem das Hubvolumen des Arbeitscylinders zu multipliciren ist, um bei doppelter Wirkung die ganze indicirte Arbeit für einen Hub zu erhalten. Mit Rücksicht auf (3) und (4) ist übrigens auch:

$$v_2 = \frac{R\,T_2}{p_2} = \frac{R\,T_1}{p_1}\,\frac{\pi}{\tau\,\varphi} = \frac{R\,T_0}{p_0}\,\frac{1}{\varphi}$$

$$E = p_m\,v_2 = \frac{p_m}{p_0}\,\frac{R\,T_0}{\varphi} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (6).$$

Die mit 1 Kgr. Gas gewonnene indicirte Arbeit ist jetzt, wenn zu vollkommener Verbrennung desselben $L$ Kgr. Luft nöthig sind, aber $m\,L$ Kgr. zugelassen werden,

$$E_1 = (m\,L + 1)\,E \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (7),$$

worin $m$ bei bisheriger Bedeutung von $K$ und bei Annahme constanter specifischer Wärme $c_p$ bestimmt ist durch die Gleichung:

$$K = (m\,L + 1)\,c_p\,(T_1 - T_0) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (8).$$

Schliesslich sind der Wirkungsgrad $\eta$ des Kreisprocesses der gleichwerthigen geschlossenen Maschine und das Gewicht $G$ des zu 1 Nutzpferdestärke stündlich nöthigen Gases:

$$\eta = \frac{E_1}{424\,K} \quad \text{und} \quad G = \frac{3600\,.\,75}{\eta_i\,E_1} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (9),$$

unter $\eta_i$ den indicirten Wirkungsgrad verstanden.

Wird z. B. mit $K = 10000$ und $L = 13,9$

$$T_0 = 300, \quad \pi = 8, \quad \varphi = 1 \quad \text{und} \quad \tau = 2,5$$

angenommen, also $T_1 = 750 = 273 + 477^0$, ferner mit Rücksicht auf den verhältnissmässig geringen Gasgehalt des Gemisches, der auch zusammen mit der weniger hohen Maximaltemperatur $T_1$ die Voraussetzung constanter specifischen Wärme weniger zweifelhaft erscheinen lässt,

$$n = 1,4 \quad \text{und} \quad R = 30, \quad \text{also} \quad c_p = A\,R\,\frac{n}{n-1} = 0,248,$$

so ergiebt sich

$$p_2 = 1,57\,p_0 \quad \text{und} \quad T_2 = 1,57\,T_0 = 471$$

$$p_m = 1,75\,p_0$$

$$m\,L + 1 = 90, \quad \text{also} \quad m = 6,4 \quad \text{entsprechend} \quad a = \frac{6,4}{0,15} = 42,7$$

$$\eta = 0,334$$

und mit beispielsweise $\eta_i = 0,7$:

$$G = 0,272 \text{ Kgr., entsprechend } 0,46 \text{ Cubikm.}$$

Gas für die Pferdestärke und Stunde. Vom wirthschaftlichen Wirkungsgrade $\eta_w$ (§. 121, Gl. 1) ist der Factor $\eta_2 = 1$, $\eta_1 = 1$ angenommen, also, abgesehen von Wärmeverlusten durch Leitung, Strahlung und infolge von Undichtigkeiten,

$$\eta_w = \eta\, \eta_i = 0{,}234.$$

Sofern mit Rücksicht auf die Temperatur $T_2$ der Abgase eine Vorwärmung um 100°, also von $T_0 = 300$ auf $T_0 = 400$ wohl zulässig erscheint, wäre dann in Gl. (8) unter übrigens denselben Umständen

$$T_1 - T = 350 \quad \text{für} \quad T_1 - T_0 = 450$$

zu setzen; im Verhältniss 7 : 9 würden also $mL + 1$ und $E_1$ grösser, somit auch $\eta$ grösser und $G$ kleiner. Die Stundenpferdestärke würde nur noch 0,36 Cubikm. Gas erfordern.

Während für kleinere Leistungen der einfachere Otto'sche Motor vorzuziehen bleiben wird, kann dagegen mit Köhler die Concurrenzfähigkeit dieser Dreicylindermaschine gegenüber grösseren Dampfmaschinen unter Umständen wohl erwartet werden. Wird ihr Gasverbrauch für die Pferdestärke und Stunde bei möglichster Vorwärmung mit Rücksicht auf Nebenumstände zu 0,4 Cubikmeter angenommen, so würde sie bezüglich auf den Brennstoffverbrauch mit einer Dampfmaschine concurriren können, welche 1,5 Kgr. Steinkohle zum Einheitspreise von 1,4 Pf. für eine Stundenpferdestärke verbraucht, wenn das Cubikmeter jenes Gases für

$$\frac{1{,}5 \cdot 1{,}4}{0{,}4} = 5^1/_4\ \text{Pf.}$$

zu haben wäre. Bei der kaum versagenden stetigen Zündung kann übrigens ein Gas verwendet werden, dessen Heizwerth zwar kleiner ist, jedoch in geringerem Grade als sein Preis. Bei der Vergleichung in wirthschaftlicher Beziehung kommt auch zu Gunsten der Gaskraftmaschine in Betracht, dass, abgesehen von sonstigen Vorzügen derselben, ihr bei gleicher Leistung höherer Preis durch den Wegfall der Kesselanlage mit Bedienung vermuthlich mehr als aufgewogen wird.

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK
Baden-Württemberg