

Die Entropie-Diagramme der Verbrennungsmotoren einschließlich der Gasturbine.

Von

Dipl.-Ing. P. Ostertag,

Professor am Kantonalen Technikum Winterthur.

Mit 17 Textfiguren.



Berlin.

Verlag von Julius Springer.

1912.

ISBN-13: 978-3-642-90218-5

e-ISBN-13: 978-3-642-92075-2

DOI: 10.1007/978-3-642-92075-2

Copyright 1912 by Julius Springer in Berlin.

Vorwort.

In der vorliegenden Arbeit wird die Verwendung der Entropietafel für Gase zur Berechnung der Verbrennungsmotoren gezeigt. Den Ausgangspunkt dieser Berechnung bildet der Brennstoff von gegebener Zusammensetzung, der mit einem gewählten Luftzusatz die Ladung mit vorbekanntem Wärmeinhalt gibt.

Die Lösung der Aufgabe unter Berücksichtigung der veränderlichen spezifischen Wärme und aller sonstiger Nebenumstände läßt sich mit dem zeichnerischen Verfahren rasch und sicher durchführen. Man erhält zugleich einen wertvollen Einblick in die Zustandsgrößen an jeder Stelle des Kreisprozesses; insbesondere sind die im Druckvolumendiagramm nicht sichtbaren Wärmen und Temperaturen dargestellt.

Von grundlegender Bedeutung auf diesem Gebiet sind die Untersuchungen von Prof. Dr. A. Stodola in Zürich, der zuerst die Gas-Entropietafel für Verbrennungsmotoren entworfen hat. Diese der vierten Auflage seines Werkes „Die Dampfturbinen“ beiliegende Tafel ist für die vorliegenden Anwendungen benützt worden.

Zum Verständnis der Prozesse sind die im I. Teil angeführten Grundgesetze unerläßlich; die Zahlenbeispiele sollen dieses Verständnis erhöhen.

Mit den Kreisprozessen unserer bekannten Gas- und Ölmotoren ist im II. Teil das Verfahren von Humphrey behandelt und die zugehörige Einrichtung beschrieben. Daran schließt sich die Wirkungsweise des Humphrey-Gas-Kompressors.

Aus den Beispielen geht hervor, daß die Vorbestimmung eines Motors für einen gegebenen Brennstoff mit großer Einfachheit möglich ist, ohne andere Darstellungsmittel zu benutzen und umfangreiche Formeln zu entwickeln.

Der III. Teil beschäftigt sich eingehend mit der Berechnung der Gasturbine. Von den verschiedenen Ausführungsmöglichkeiten sind nur zwei erläutert, nämlich die sog. „Gleichdruckturbine“ und die „Explosionsturbine“, und zwar beide unter der Annahme einer

Verdichtung der Ladung vor der Verbrennung, da andere Verfahren bereits genügend bekannt geworden sind.

Grundlegend für die Berechnung bleibt die Theorie Stodolas, deren Ergebnisse nur deshalb unbefriedigt sind, weil der Kompressor von der Gasturbine selbst seinen Antrieb erhalten soll. Sobald aber diese Annahme fallen gelassen wird und der möglichst günstig arbeitende Kompressor eine besondere Antriebsmaschine von hoher Wärmeausnützung erhält, ist das Problem der Gasturbine bezüglich ihrer Wirtschaftlichkeit gelöst.

Gegen diese Annahme kann eingewendet werden, daß eine Lösung nicht befriedigt, wenn die Gasturbine einen zweiten Motor von etwa halber Größe verlangt, der ihr selbst thermisch überlegen sein muß. Nun ist die Beschaffung von Druckluft eine Sache für sich und es muß als zweckmäßig gelten, wenn sie auf dem billigsten Wege hergestellt wird. Wir sind daher berechtigt, für die Verdichtung möglichst vollkommene Prozesse vorauszusetzen, um das Problem der Gasturbine einer Lösung entgegenzuführen. Inwieweit der Humphrey-Gas-Kompressor diesem Bestreben zu Hilfe kommt, wird die Zukunft lehren.

Erhält das zu erstrebende Ziel durch diese Darlegungen eine weitere Klärung, so ist der Zweck erreicht.

Winterthur, im Juli 1912.

P. Ostertag.

Inhaltsübersicht.

	Seite
I. Grundbegriffe	1
1. Das Kilogramm-Molekül	1
2. Spezifische Wärme	3
3. Volumenkontraktion, Luftbedarf	4
4. Heizwert bezogen auf das Kilogramm-Molekül (Wärmetönung)	6
5. Die Gasentropietafel von Stodola	16
II. Kreisprozesse der Kolben-Verbrennungsmotoren	19
6. Prozeß im Gasmotor (Otto)	19
7. Prozeß im Rohölmotor (Diesel)	22
8. Zusammengesetzte Verfahren	25
9. Das Humphrey-Verfahren	29
10. Der Humphrey-Gaskompressor	35
III. Kreisprozesse der Gasturbine	39
11. Allgemeines über Gleichdruck-Gasturbinen	39
12. Gleichdruck-Gasturbine ohne Wassereinspritzung	41
13. Gleichdruck-Gasturbine mit Wassereinspritzung	48
14. Gasturbine mit Explosion und Vorverdichtung	59

I. Grundbegriffe.

Die übliche Darstellung der Kreisprozesse in den Verbrennungsmotoren mit Hilfe eines entworfenen Druckvolumendiagrammes und die Berechnung des thermischen Wirkungsgrades weichen von den tatsächlichen Verhältnissen ganz erheblich ab; die Ergebnisse der Berechnung können daher höchstens zu Vergleichen an den verschiedenen Vorgängen unter sich benützt werden. Eine erschöpfende Behandlung des wirklichen Verlaufs der Prozesse und eine Vorausbestimmung der Zustandsgrößen ist aber nicht möglich.

Ein Hauptgrund für dieses abweichende Verhalten der Rechnung gegenüber den Meßergebnissen am Versuchsstand liegt in der Annahme einer unveränderlichen spezifischen Wärme, die zudem für die arbeitenden Verbrennungsprodukte gleich groß eingesetzt wird wie für die Gase vor der Verbrennung. Auch die hierbei auftretende sog. Volumenkontraktion wird meistens unberücksichtigt gelassen.

Will man diese Fehler vermeiden und die Verhältnisse genauer verfolgen, so zeigt sich das rein rechnerische Verfahren zeitraubend und wenig übersichtlich, dagegen führt auch hier der Entropiebegriff und seine zeichnerische Darstellung zu einer ungemein faßlichen und bequemen Lösung.

Zum Verständnis des Nachfolgenden erscheint es zweckmäßig, vorerst einige Grundbegriffe aus der Wärmelehre der Gase in das Gedächtnis zurückzurufen, womit vielen in der Praxis stehenden Ingenieuren gedient sein wird.

1. Das Kilogramm-Molekül.

Man versteht unter Kilogramm-Molekül eine Gasmenge mit so viel Gewichtseinheiten (kg), als das Molekulargewicht des betreffenden Gases Einheiten besitzt.

Die Bedeutung dieses Begriffes wird sofort klar, wenn die bekannte Zustandsgleichung der Gase auf das Kilogramm-Molekül bezogen wird.

In der Gleichung

$$p v = R T (1)$$

bedeutet p der absolute Druck in kg/qm, $T = 273 + t$ die absolute Temperatur, v das Volumen von 1 kg Gas (spez. Vol.) ($\gamma = \frac{1}{v}$ das Gewicht von 1 cbm) und R die Gaskonstante bezogen auf 1 kg.

Fügt man links und rechts das Molekulargewicht m bei, so heißt die Gleichung

$$p (m v) = (m R) \cdot T.$$

Nun verhalten sich aber nach dem Gesetz von Avogadro bei verschiedenen Gasen mit demselben Druck und derselben Temperatur die Gewichte wie die Molekulargewichte, daher

$$\frac{\gamma}{\gamma_0} = \frac{m}{m_0} = \frac{v_0}{v}$$

oder

$$m_0 \cdot v_0 = m \cdot v = \text{konst.},$$

daher ist für alle Gase

$$m R = \mathfrak{R} = \text{konst.},$$

d. h. die Gaskonstante der Zustandsgleichung bezogen auf das Kilogramm-Molekül ist für alle Gase gleich groß und zwar

$$\mathfrak{R} = 845.$$

Die Zustandsgleichung für 1 kg/Mol lautet daher

$$p \mathfrak{V} = \mathfrak{R} T (2)$$

worin \mathfrak{V} das Volumen eines kg/Mol bedeutet.

Für $p = 10000$ kg/qm (1 Atm.) und $T = 273 + 15$ ist aus Gl. 2

$$\mathfrak{V} = 845 \cdot 288 / 10000 = 24,34 \text{ cbm.}$$

Dieser Raum wird somit eingenommen von 2 kg H, 32 kg O, 44 kg CO₂ usf.

Die Zustandsgleichung läßt sich auch für Gasmischungen anwenden, von denen die Molekulargewichte der Bestandteile m_1 , m_2 , m_3 usf. gegeben sind.

Aus dem Begriff des kg/Mol folgt

$$\mathfrak{V} = m \cdot V = m_1 V_1 + m_2 V_2 + m_3 V_3 + \dots$$

$$m = m_1 \left(\frac{V_1}{V} \right) + m_2 \left(\frac{V_2}{V} \right) + m_3 \left(\frac{V_3}{V} \right) + \dots . . . (3)$$

worin $\frac{V_1}{V}$, $\frac{V_2}{V}$, $\frac{V_3}{V}$... die Volumenverhältnisse der Einzelgase in der Mischung bedeuten. Man nennt m das mittlere (scheinbare) Mole-

kulargewicht der Mischung, da diese Größe für die Zustandsgleichung dieselbe Rolle spielt, wie das Molekulargewicht einer Verbindung.

Statt der Volumverhältnisse sind oft die Gewichte der Einzelgase angegeben, damit berechnen sich die Zahl der kg/Mol für jeden Bestandteil

$$n_1 = G_1/m_1, \quad n_2 = G_2/m_2, \quad n_3 = G_3/m_3 \text{ usf.}$$

Ihre Summe muß gleich dem kg/Mol der Mischung sein, daher

$$G/m = G_1/m_1 + G_2/m_2 + G_3/m_3 + \dots = n_1 + n_2 + n_3 + \dots,$$

es ist aber auch

$$G = G_1 + G_2 + G_3 + \dots = n_1 m_1 + n_2 m_2 + n_3 m_3 + \dots,$$

daher

$$m = \frac{n_1 m_1 + n_2 m_2 + n_3 m_3 + \dots}{n_1 + n_2 + n_3 + \dots} \quad (4)$$

2. Spezifische Wärme.

Soll ein kg/Mol die Temperaturerhöhung 1°C erhalten, so ist hierzu die spezifische Wärme c nötig (c_v bei konstantem Volumen, c_p bei konstantem Druck).

Nach Versuchen von Lechatellier, Langen u. a. ist c_v vom Druck unabhängig, wird dagegen von der Temperatur beeinflusst und nimmt mit derselben linear zu. Es ist daher bei konstantem Volumen

$$c_v = a + bT \quad (5)$$

$$c_p = c_v + A\mathfrak{R} \quad (6)$$

wobei $A\mathfrak{R} = 845/427 = 1,975 = \sim 2$ ist.

Für alle Gase kann gesetzt werden $a = 4,67$.

Bezüglich der Konstanten b lassen sich die Gase der Verbrennungsprodukte in drei Gruppen einteilen und zwar ist

für $\text{H}_2, \text{N}_2, \text{O}_2, \text{CO}$ (einfache Gase)	$b_1 = 0,00106$
„ Kohlendioxyd (CO_2)	$b_2 = 0,00568$
„ überhitzten Wasserdampf	$b_3 = 0,00421$.

Die Verbrennungsprodukte der Motoren bestehen aus einer Mischung dieser drei Gruppen, daher ist für jede Mischung die Konstante b zu berechnen, um die spezifische Wärme zu kennen.

Da die Wärme der Mischung gleich ist der Summe der Wärmen der Einzelgase vor der Mischung, kann unter Annahme einer Temperaturerhöhung von 1°C gesetzt werden

$$cG = c_1 G_1 + c_2 G_2 + c_3 G_3 + \dots,$$

wo c_1, c_2, c_3 die spezifischen Wärmen der Einzelgase bezogen auf 1 kg bedeuten. Führt man diejenige spezifische Wärme bezogen auf das kg/Mol ein, so ist

$$c = mc, \quad c_1 = m_1 c_1, \quad c_2 = m_2 c_2, \quad c_3 = m_3 c_3$$

$$\text{und} \quad n = G/m, \quad n_1 = G_1/m_1, \quad n_2 = G_2/m_2, \quad n_3 = G_3/m_3$$

in die Mischungsgleichung eingesetzt ergibt

$$c = \frac{n_1 c_1 + n_2 c_2 + \dots}{n_1 + n_2 + \dots}.$$

Benützt man die lineare Gleichung für jede spezifische Wärme, so wird

$$c = a + \frac{n_1 b_1 + n_2 b_2 + \dots}{n_1 + n_2 + \dots} \cdot T \dots \dots \dots (7)$$

d. h. die Konstante b der spezifischen Wärme einer Mischung hat den Wert

$$b = \frac{n_1 b_1 + n_2 b_2 + \dots}{n_1 + n_2 + \dots} \dots \dots \dots (8)$$

3. Volumenkontraktion, Luftbedarf.

Will man den Zustand des im Motor verbrannten Gases kennen, so ist bei Verwendung gasförmiger Brennstoffe die Volumenkontraktion zu berücksichtigen. Das eingesaugte Gemisch von brennbarem Gas und Luft erfährt nämlich eine Verminderung des Raumes, wenn man die Stoffe vor und nach der Verbrennung auf gleichen Druck und gleiche Temperatur bezieht.

Für die wichtigsten in Betracht kommenden gasförmigen Brennstoffe kann diese Zusammenziehung aus den chemischen Formeln des Oxydationsprozesses unmittelbar abgeleitet werden. Hierzu ist nur nötig das Gewichtsverhältnis, in dem sich der betreffende Stoff mit dem andern verbindet, durch sein spezifisches Gewicht zu dividieren, dann erhält man das Volumverhältnis, unter dem sich der eine Stoff mit dem andern verbindet. In der nachfolgenden Zusammenstellung sind die spezifischen Gewichte bezogen auf 1 Atm. und 15° C aus der Zahlentafel des Taschenbuches „Die Hütte“ entnommen.

Man erhält auf diese Weise:

Kohlenoxyd; CO: Gleichung der Verbrennung: $\text{CO} + \frac{1}{2} \text{O}_2 = \text{CO}_2$,
entsprechende Gleichung der Mol.-Gewichte: $28 + \frac{1}{2} 32 = 44$.

Stoff	Spez. Gewicht kg/cbm	Gewichts- verhältnis	Volumen- verhältnis
CO	1,148	28	24,4
O	1,312	16	12,2
CO ₂	1,804	44	24,4

d. h. 1 cbm CO braucht $12,2/24,4 = 0,5$ cbm O und ergibt $24,4/24,4 = 1$ cbm CO₂.

Volumenkontraktion: $1,5 - 1 = 0,5$ cbm auf 1 cbm CO.

Wasserstoff H₂: Gleichung der Verbrennung $H_2 + O = H_2O$
Gleichung der Mol.-Gew. $2 + 16 = 18$.

Das Wasser ist in den Abgasen als hoch überhitzter Dampf enthalten, daher kann mit dieser Annahme das spez. Gewicht eingeführt werden.

Stoff	Spez. Gew. kg/cbm	Gew.-Verh.	Vol.-Verh.
H ₂	0,0827	2	24,4
O	1,312	16	12,2
H ₂ O	0,736	18	24,4

d. h. 1 cbm H braucht 0,5 cbm O und ergibt 1 cbm H₂O.
Volumkontraktion 0,5 cbm auf 1 cbm H.

Methan CH₄: $CH_4 + 2 O_2 = CO_2 + 2 H_2O$
 $16 + 2 \cdot 32 = 44 + 2 \cdot 18$

Stoff	Spez. Gew. kg/cbm	Gew.-Verh.	Vol.-Verh.
CH ₄	0,657	16	24,4
O ₂	1,312	64	48,8
CO ₂	1,804	44	24,4
H ₂ O	0,736	36	48,8

} vor Verbr.
} nach Verbr.

d. h. 1 cbm CH₄ braucht 2 cbm O und bildet 1 cbm CO₂ + 2 cbm H₂O.
Volumkontraktion Null.

Azetylen C₂H₂: $2 C_2H_2 + 5 O_2 = 4 CO_2 + 2 H_2O$
 $2 \cdot 26 + 5 \cdot 32 = 4 \cdot 44 + 2 \cdot 18$

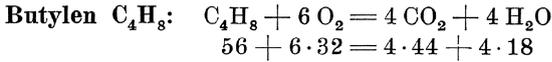
Stoff	Spez. Gew. kg/cbm	Gew.-Verh.	Vol.-Verh.
C ₂ H ₂	1,066	52	48,8
O ₂	1,312	160	122
CO ₂	1,804	176	97,6
H ₂ O	0,736	36	48,8

} vor Verbr.
} nach Verbr.

d. h. 1 cbm C_2H_2 braucht $122/48,8 = 2,5$ cbm O und bildet

$$97,6/48,8 = 2 \text{ cbm } CO_2 + 1 \text{ cbm } H_2O$$

Volumkontraktion 0,5 cbm auf 1 cbm C_2H_2 .



Stoff	Spez. Gew. kg/cbm	Gew.-Verh.	Vol.-Verh.
C_4H_8	2,3	56	24,4
O_2	1,312	192	146,3
CO_2	1,804	176	97,6
H_2O	0,736	72	97,6

} vor Verbr.
} nach Verbr.

d. h. 1 cbm C_4H_8 bedarf 6 cbm O und gibt 4 cbm $CO_2 + 4$ cbm H_2O .
 Volumenzunahme 1 cbm auf 1 cbm C_4H_8 .

Wird flüssiger Brennstoff verwendet, so ist aus der chemischen Analyse die Gewichtsmenge an brennbaren Elementen bekannt; der Sauerstoffbedarf rechnet sich alsdann wie bei festem Brennstoff.

Die wichtigsten brennbaren Elemente sind:



d. h. 1 kg C braucht $32/12 = 8/3$ kg O.



d. h. 1 kg H braucht $16/2 = 8$ kg O.

Da der Sauerstoffgehalt der flüssigen Brennstoffe meistens sehr klein ist, so kann sein Einfluß auf den Wasserstoff der Verbindung vernachlässigt werden.



d. h. 1 kg S braucht 1 kg O.

4. Heizwert bezogen auf das Kilogramm-Molekül (Wärmetönung).

Zur Vereinfachung unserer Vorstellung über den thermischen Prozeß in den Verbrennungsmotoren darf angenommen werden, das Gemisch von Brennstoff und Luft verwandele sich am Ende der Kompression plötzlich in Verbrennungsprodukte und der Heizwert werde von außen als Wärme zugeführt, die nach J. Thomsen mit

dem Namen Wärmetönung bezeichnet worden ist. Man kann diese Wärme umrechnen auf das Kilogramm-Molekül der Verbrennungsprodukte, wodurch dieselben Vorteile erhalten werden, wie sie bei der spez. Wärme betont worden sind. Dieser umgerechnete Heizwert läßt sich wie jede andere Wärme im Entropiediagramm darstellen, wie dies im nachfolgenden ausführlich gezeigt wird.

Da wir die Wärmetönung auf die Verbrennungsprodukte beziehen wollen, ist sie abhängig vom Luftüberschuß, der während des Verbrennungsvorganges zugeführt wird.

Ein großer Luftüberschuß verkleinert die Wärmetönung. Die Umrechnung selbst geschieht durch Bestimmung der Anzahl kg/Mol die aus 1 cbm brennbarem Gas entstehen, falls sich der gemessene Heizwert auf 1 cbm Gas bezieht. Bei flüssigen Brennstoffen sind die Anzahl kg/Mol zu bestimmen, die durch Verbrennung von 1 kg Rohöl entstehen.

Die Einfachheit der ganzen Rechnung erhellt am besten aus folgenden Beispielen.

1. Beispiel. Gichtgas. Die Zusammensetzung des Gichtgases ist stark wechselnd; als besonderes Kennzeichen gilt der große Stickstoffgehalt; auch Kohlendioxyd findet sich in verhältnismäßig großen Mengen vor, daher ist das Gas sehr arm an brennbaren Bestandteilen.

Für das Beispiel entnehmen wir die Zusammensetzung aus „Schöttler, Die Gasmaschine 1908, S. 51“.

Zusammensetzung des Gichtgases (Westfalen).

		Vol.-Teile	unterer Heizwert
Wasserstoff	H ₂	0,04	2360
Kohlenoxyd	CO	0,29	2800
Kohlendioxyd	CO ₂	0,10	
Stickstoff	N	0,57	
		<u>1,00</u>	

} WE/cbm (15°,
1 Atm., Hütte)

Berechnet man den Heizwert aus den brennbaren Elementen, so folgt $h = 2360 \cdot 0,04 + 2800 \cdot 0,29 = 903$ WE/cbm.

Der a. a. O. beigefügte Heizwert von 951 WE/cbm bezieht sich auf 0° C, ergibt demnach $951 \cdot 273/288 = 903$ bei 15° C, was mit dem berechnetem Wert übereinstimmt.

Theoretische Luftmenge.

CO: Sauerstoffbedarf	(0,5 cbm auf 1 cbm CO)	$= 0,5 \cdot 0,29 = 0,145$ cbm
H:	(0,5 cbm „ 1 cbm H)	$= 0,5 \cdot 0,04 = 0,020$ „
Sauerstoffbedarf auf 1 cbm Gichtgas		<u>0,165</u> cbm
Stickstoffbedarf	„ 1 „ „	$79/21 \cdot 0,165 = 0,62$ „
Theoretischer Luftbedarf auf 1 cbm Gichtgas		<u>0,785</u> cbm

Wählt man das Verhältnis der wirklichen zu theoretischen Luftmenge $k=1,5$, so ist der Luftüberschuß

$0,5 \cdot 0,785 = 0,3925$ cbm auf 1 cbm Gas,
bestehend aus

$0,79 \cdot 0,3925 = 0,31$ cbm Stickstoff

und

$0,21 \cdot 0,3925 = 0,0825$ cbm Sauerstoff.

Die wirkliche Luftzufuhr beträgt demnach $L=1,1775$ cbm auf 1 cbm Gas.

Volumenkontraktion:

bei Verbrennung von CO:

$(0,5 \text{ cbm auf } 1 \text{ cbm CO}) = 0,5 \cdot 0,29 = 0,145$ cbm

bei Verbrennung von H_2 :

$(0,5 \text{ cbm auf } 1 \text{ cbm H}) = 0,5 \cdot 0,04 = 0,02$ „

Kontraktion auf 1 cbm Gas = 0,165 cbm

Aus diesen Werten kann die Zahl der kg/Mol bezogen auf 1 cbm Gichtgas unmittelbar berechnet werden, denn das Volumen für 1 kg/Mol ist für alle Gase $\mathfrak{B} = 24,35$ cbm und das Volumen nach der Verbrennung ist gleich dem Gasvolumen, vermehrt um das Luftvolumen, vermindert um die Kontraktion, also in unserem Falle $1 + 1,1775 - 0,165 = 2,0125$ cbm. Die Zahl der Moleküle beträgt daher $n = 2,0125/24,35 = 0,0825$, bezogen auf 1 cbm Gichtgas. Daher ist die Heizkraft bezogen auf 1 kg/Mol

$$\mathfrak{H} = h/n = 903/0,0825 = 10950 \text{ WE/kg/Mol.}$$

Nun ist noch das Molekulargewicht und die Konstante b der spez. Wärme für die Verbrennungsprodukte zu bestimmen. Zu diesem Zweck ermitteln wir die Zusammensetzung der Verbrennungsprodukte und daraus die Zahl der kg/Mol für jeden Bestandteil.

Die Verbrennungsprodukte enthalten:

Kohlendioxyd: im Gichtgas vorhanden . . .	0,1	cbm
aus CO (1 cbm auf 1 cbm CO)	<u>0,29</u>	„ 0,39 cbm
Wasserdampf: aus H (1 cbm auf 1 cbm H)	0,04	„
Stickstoff: im Gas vorhanden	0,57	cbm
in der theor. Luftmenge	0,62	„
im Luftüberschuß	<u>0,31</u>	„ 1,50 „
Sauerstoff: im Luftüberschuß	<u>0,0825</u>	„
Verbrennungsprodukte aus 1 cbm Gichtgas	<u>2,0125</u>	cbm

Für die Berechnung der Konstanten b kann Stickstoff und Sauerstoff zusammengezählt werden und man erhält

	n	b	$b \cdot n$
N und O	$1,5825/24,35 = 0,0650$	0,00106	0,000069
CO ₂	$0,39/24,35 = 0,0160$	0,00568	0,000091
H ₂ O	$0,04/24,35 = 0,0015$	0,00421	0,000006
	$0,0825$		$0,000166$

hieraus

$$b = \frac{0,000166}{0,0825} = 0,002.$$

Für das mittlere (scheinbare) Molekulargewicht der Mischung ist

	m	n	$m \cdot n$	
CO ₂	44	0,0160	0,704	
H ₂ O	18	0,0015	0,027	$m = 2,265/0,0825 = 31,2$
N	28	0,0616	1,725	
O	32	0,0034	0,109	
		$0,0825$	$2,565$	

Die Ergebnisse ändern sich für den gleichen Brennstoff, wenn die Luftzufuhr verändert wird, wie aus Zahlentafel 1 ersichtlich ist.

Zahlentafel 1. Gichtgas.

Verhältnis der wirklichen zur theoretischen Luft	1,25	1,5	1,75	2	2,5
Wirkliche Luftmenge auf 1 cbm Gas cbm	0,981	1,1775	1,374	1,57	1,965
Zahl der kg/Mol auf 1 cbm Gas	0,0745	0,0825	0,0906	0,0987	0,1149
Verbrennungsprodukte aus 1 cbm Gas cbm	1,816	2,0125	2,209	2,405	2,800
Konstante b der spez. Wärme . .	0,00212	0,002	0,00193	0,00183	0,00174
Mittl. Molekulargewicht der Verbrennungsprodukte	31,3	31,2	30,8	30,7	30,4
Wärmetönung der Verbrennungsprodukte auf 1 kg/Mol WE . .	12120	10950	10000	9150	7850

2. Beispiel. Koksofengas. Da für Gasturbinen das Koksofengas in Betracht fallen kann, soll die Rechnung für dieses an Brennstoff sehr reiche Gas durchgeführt werden. Die Zusammensetzung ist dem Buche von Schöttler, S. 57, nach Angaben der Firma Gebr. Stumm in Neunkirchen entnommen. Der dort angegebene Bestandteil C_nH_m sei als Butylen (C_4H_8) vorausgesetzt, um die Aufgabe lösen zu können. Mit dieser Annahme fällt der berechnete Heizwert mit dem gemessenen nahezu überein.

Zusammensetzung von Koksofengas (Gedr. Stumm).

Zahlentafel 2.

Stoff	Vol. Teile	und Heizwert (Hütte)	(Vol.)·(Heizwert)
C ₄ H ₈	0,03	24 850 WE/cbm	745
CH ₄	0,266	7 820 "	2080
H ₂	0,439	2 360 "	1038
CO	0,070	2 800 "	196
CO ₂	0,035		<u>4059</u>
O ₂	0,003		
N ₂	0,154		

Nach der angeführten Quelle beträgt der gemessene Heizwert

$$h = 4090 \text{ WE/cbm.}$$

Theoretische Luftmenge:

	cbm
C ₄ H ₈ : Sauerstoffbedarf (6 cbm auf 1 cbm C ₄ H ₈) = 6 · 0,03 = 0,180	
CH ₄ : " (2 " " 1 " CH ₄) = 2 · 0,266 = 0,532	
H ₂ : " (0,5 " " 1 " H) = 0,5 · 0,439 = 0,2195	
CO: " (0,5 " " 1 " CO) = 0,5 · 0,07 = 0,0350	
Sauerstoffbedarf auf 1 cbm Gas	0,9665
Zugehöriger Stickstoff 79/21 · 0,9665	<u>3,635</u>
Theoretischer Luftbedarf auf 1 cbm Gas	4,6015

Wählt man das Verhältnis der wirklichen zur theoretischen Luft $k=2$, so ist der Luftüberschuß 4,6015 cbm, bestehend aus 3,635 cbm Stickstoff und 0,9665 cbm Sauerstoff.

Die Verbrennungsprodukte haben demnach folgende Zusammensetzung:

Kohlendioxyd:

im Gas vorhanden	0,035 cbm
aus C ₄ H ₈ (4 cbm auf 1 cbm C ₄ H ₈) = 4 · 0,03 = 0,120 "	
" CH ₄ (1 " " 1 " CH ₄) = 0,266 "	
" CO (1 " " 1 " CO) = 0,070 "	<u>0,491 cbm</u>

Wasserdampf:

aus C ₄ H ₈ (4 cbm auf 1 cbm C ₄ H ₈) = 4 · 0,03 = 0,120 cbm	
" H (1 " " 1 " H) = 0,439 "	
" CH ₄ (2 " " 1 " CH ₄) = 2 · 0,266 = 0,532 "	<u>1,091 cbm</u>

Stickstoff:

im Gas vorhanden	= 0,154 cbm	
in der theoretischen Luft	= 3,635 „	
im Luftüberschuß	= 3,635 „	7,424 cbm

Sauerstoff:

im Gas vorhanden	= 0,003 cbm	
im Luftüberschuß	= 0,9665 „	0,9695 cbm
Verbrennungsprodukte auf 1 cbm Gas		9,9755 cbm

Anzahl kg/Mol:

$$n = 9,9755/24,35 = 0,410.$$

Wärmetönung auf 1 kg/Mol.:

$$\zeta = 4090/0,410 = 9975 \text{ WE.}$$

Berechnung der Konstanten b der spez. Wärme:

	Vol.	n	b	$n \cdot b$
N u. O	8,3935	0,3450	0,00106	0,000366
CO ₂	0,491	0,0202	0,00568	0,000115
H ₂ O	1,091	0,0448	0,00421	0,000189
	<u>9,9755</u>	<u>0,4100</u>		<u>0,000670</u>

hieraus:

$$b = 0,000670/0,41 = 0,00164.$$

Für das Molekulargewicht der Verbrennungsprodukte ergibt die Zusammenstellung:

	m	n	$m \cdot n$
CO ₂	44	0,0202	0,889
H ₂ O	18	0,0448	0,807
N	28	0,3051	8,543
O	32	0,0399	1,277
		<u>0,4100</u>	<u>11,516</u>

hieraus

$$m = 11,516/0,41 = 28,1.$$

Wiederholt man diese Rechnung unter Annahme anderer Verhältnisse k der wirklichen zur theoretischen Luftmenge, so ergeben sich folgende Werte:

Zahlentafel 3.

Verhältnis der wirkl. zur theor. Luft	k	1,75	2	2,25	2,5
Wirkliche Luftmenge auf 1 cbm Gas	cbm	8,0526	9,203	10,35	11,50
Zahl der kg/Mol auf 1 cbm Gas		0,363	0,410	0,457	0,505
Verbrennungsprodukte aus 1 cbm Gas	cbm	8,825	9,975	11,125	12,27
Konstante b der spez. Wärme		0,00171	0,00164	0,00158	0,00153
Mittl. Mol.-Gewicht der Verbrennungsprod.		28,0	28,1	28,2	28,4
Wärmetönung d. Verbr.-Prod. auf 1 kg/Mol		11 270	9975	8950	8100

Die Zahlentafel zeigt, daß bei großem Luftüberschuß die Wärmetönung abnimmt, so daß durch geeignete Mischung jede Wärme erhalten werden kann. Die Verbrennungsprodukte des sehr reichen Brennstoffes können somit in ihrem Wärmegehalt derart abgeschwächt werden, daß ihre Wärmetönung unter diejenige des Gichtgases sinken kann.

3. Beispiel. Kraftgas aus Anthrazit hergestellt.

Heizwert gemessen $h = 1230$ WE/cbm.

Theoretische Luftmenge: 1,16 cbm auf 1 cbm Gas.

Zusammensetzung:

Stoff	CH ₄	H ₂	CO	CO ₂	O	N
Vol.-Teile . .	0,020	0,174	0,233	0,055	0,005	0,513

Führt man die Rechnung mit diesem Gas für verschiedene Luftüberschüsse aus, so erhält man folgende Zahlen:

Zahlentafel 4. Kraftgas.

Verhältnis der wirkll. zur theor. Luft	1,5	1,75	2	2,25
Wirkliche Luftmenge auf 1 cbm Gas . cbm	1,743	2,033	2,324	2,615
Zahl der kg/Mol. auf 1 cbm Gas	0,1042	0,1163	0,1282	0,140
Verbrennungsprodukte auf 1 cbm Gas . cbm	2,539	2,830	3,120	3,410
Konstante b der spez. Wärme	0,00189	0,0018	0,00173	0,00168
Mittl. Mol.-Gew. d. Verbrennungsprodukte .	29,4	29,4	29,4	29,4
Wärmetönung auf 1 kg/Mol	11800	10580	9600	8780

Die aus den drei Beispielen erhaltenen Werte für die Luftmenge und die Verbrennungsprodukte sind in Fig. 1 in Abhängigkeit des Luftverhältnisses aufgetragen. Man erkennt den regelmäßigen, fast linearen Verlauf der gefundenen Beträge. Die Linien für die Luftmengen und die Verbrennungsprodukte laufen einander parallel. In Fig. 2 sind auf dieselbe Weise die gefundenen Wärmetönungen aufgetragen. Aus den Kurven für die Wärmetönung ist ersichtlich, daß bei allen Gasen trotz ihrer stark verschiedenen Heizwerte die gleichen Wärmen erhalten werden können, wenn der Luftüberschuß entsprechend verändert wird.

4. Beispiel. Rohöl. Als Beispiel der Berechnung der Wärmetönung eines flüssigen Brennstoffes sei Rohöl vorausgesetzt, das an einer vom Verfasser untersuchten großen Dieselmotorenanlage Verwendung fand.

Der untere Heizwert des Rohöls wurde gemessen zu $h = 10110$ WE/kg.

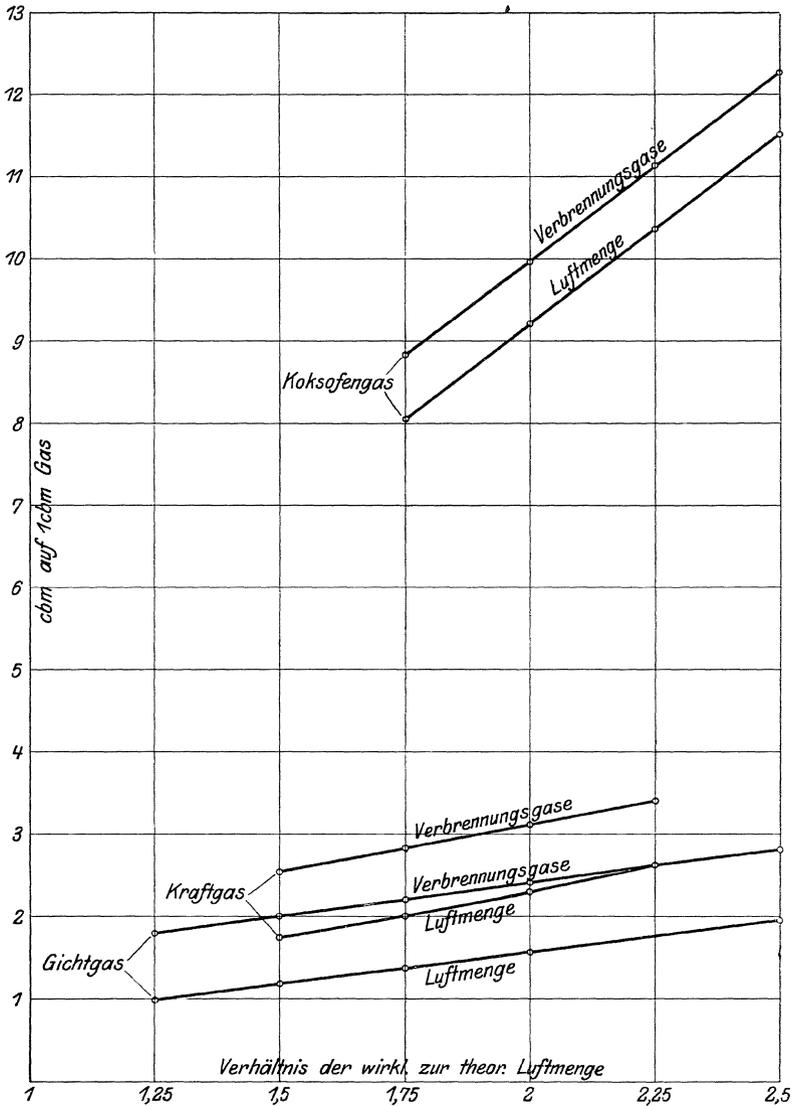


Fig. 1.

Die Elementaranalyse ergab folgende Gewichtsverhältnisse:

Stoff	C	H ₂	N + O	S	H ₂ O
Gew.-Verhältnis	0,859	0,126	0,007	0,005	0,003 = 1 kg

Theoretische Luftmenge:

C	Sauerstoffbedarf (8/3 kg auf 1 kg C)	= 8/3 · 0,859	= 2,295 kg
H ₂	" (8 " " 1 " H)	= 8 · 0,126	= 1,008 "
S	" (1 " " 1 " S)	= 1 · 0,005	= 0,005 "
	Sauerstoffbedarf auf 1 kg Rohöl		<u>3,308 kg</u>
	Zugehöriger Stickstoff	77/23 · 3,308	<u>= 11,042 "</u>
	Theoretische Luftmenge auf 1 kg Rohöl		<u>14,35 kg</u>

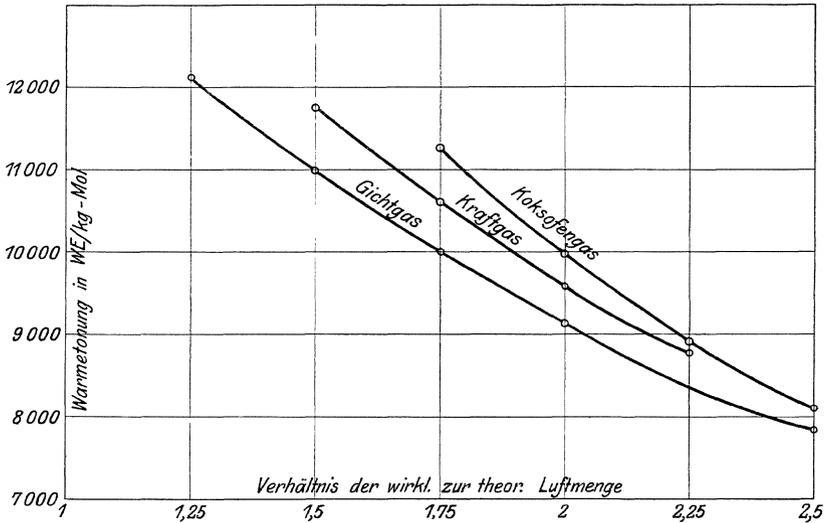


Fig. 2.

Wählt man das Verhältnis der wirklichen zur theoretischen Luftmenge $k = 1,75$, so beträgt der Luftüberschuß 10,75 kg, bestehend aus 8,3 kg Stickstoff und 2,45 kg Sauerstoff. Die wirkliche Luftmenge ist

$$L = 25,10 \text{ kg auf 1 kg Rohöl.}$$

Damit ergibt sich für die Verbrennungsprodukte folgende Zusammensetzung:

Kohlendioxyd	$(1 + 8/3) \cdot 0,859$	= 3,150 kg
Wasserdampf	$(1 + 8) \cdot 0,126$	= 1,134
im Rohöl vorhanden	<u>0,003</u>	1,137 "
Schweflige Säure	$(1 + 1) \cdot 0,005$	= 0,010 "
Stickstoff: vorhanden	0,007	
in der theoretischen Luft	11,042	
in überschüssiger Luft	<u>8,3</u>	19,349 "
Sauerstoff: in überschüssiger Luft		<u>2,450 "</u>
Verbrennungsprodukte aus 1 kg Rohöl		<u>26,096 kg</u>

Mit diesen Bestandteilen läßt sich die Zahl der kg/Mol bestimmen, indem jedes Gewicht durch das zugehörige Molekulargewicht dividiert wird. Zugleich ergibt sich die Konstante b und man erhält folgende Zusammenstellung:

Zahlentafel 5.

Stoff	Mol.-Gew. m	Zahl der kg/Mol n	$m \cdot n$	b	nb
CO ₂	44	0,0717	3,15	0,00568	0,000407
H ₂ O	18	0,0633	1,18	0,00421	0,000267
SO ₂	64	0,0002	0,01	} 0,00106	0,000813
N	28	0,6900	19,35		
O	32	0,0766	2,45		
		0,9018	26,14		

Aus diesen Werten folgt:

Mittleres Mol.-Gew. der Ver-

brennungsprodukte . . . $m = 26,14/0,9018 = \sim 29$

Konstante b der spez. Wärme $b = 0,001487/0,9018 = 0,00165$

Wärmetönung auf 1 kg/Mol . $\xi = 10110/0,9018 = 11200$ WE.

Wiederholt man diese Rechnung für einige Luftüberschüsse, so erhält man

Zahlentafel 6.

Verhältnis der wirkl. zur theor. Luft	1,5	1,75	2	2,5
Wirkliche Luftmenge auf 1 kg Rohöl kg	21,53	25,10	28,7	35,9
Zahl der kg/Mol auf 1 kg Rohöl	0,779	0,9018	1,028	1,277
Verbrennungsprod. auf 1 kg Rohöl . kg	22,53	26,10	29,7	36,9
Konstante b der spez. Wärme	0,00173	0,00165	0,00159	0,00148
Mittl. Mol.-Gew. der Verbrennungsprodukte	29	29	29	29
Wärmetönung auf 1 kg/Mol WE	12960	11200	9850	7910

Da sowohl die Luftmenge als die Verbrennungsprodukte in kg auf 1 kg Rohöl berechnet sind, muß die zweite Größe gegenüber der ersten genau um 1 kg größer sein.

Man erkennt, daß die Wärmetönung bei Verwendung von Rohöl in den gleichen Grenzen bleibt wie bei Gichtgas und Koks-ofengas.

5. Die Gasentropietafel von Stodola.

Zum Verständnis der nachfolgenden Anwendungen sei der Gebrauch der Gasentropietafel kurz erläutert, die Prof. Dr. Stodola in der IV. Auflage seines Werkes „Die Dampfturbinen“ beigefügt hat. Findet die Wärmezufuhr $d\mathfrak{B}$, bezogen auf 1 kg/Mol während der Temperatur T statt, so darf nach dem zweiten Hauptsatz der Wärmelehre gesetzt werden

$$d\mathfrak{B} = T \cdot d\mathfrak{S}.$$

Die hiermit definierte Entropiezunahme $d\mathfrak{S}$ wird als Abszisse, die absolute Temperatur T als Ordinate aufgetragen, so daß sich die Wärme $d\mathfrak{B}$ als ein schmaler Flächenstreifen darstellt. Nun heißt die Wärmegleichung der Gase:

$$d\mathfrak{B} = c_v dT + A p d\mathfrak{B},$$

worin

$$c_v = a + bT \quad \text{und} \quad p = \mathfrak{R}T/\mathfrak{B}$$

daher wird

$$d\mathfrak{S} = d\mathfrak{B}/T = a \cdot \frac{dT}{T} + b \cdot dT + A \mathfrak{R} \frac{d\mathfrak{B}}{\mathfrak{B}},$$

durch Integration zwischen bestimmten Grenzen folgt

$$\mathfrak{S} - \mathfrak{S}_0 = a \ln \frac{T}{T_0} + b(T - T_0) + A \mathfrak{R} \ln \frac{\mathfrak{B}}{\mathfrak{B}_0}.$$

Da $\mathfrak{S} - \mathfrak{S}_0$ auf 1 kg/Mol bezogen ist, sind die Konstanten a und $A \mathfrak{R}$ für alle Gasmischungen gleich groß und nur b ist für die Mischungen der Verbrennungsprodukte verschieden. Man kann daher die Summe des ersten und dritten Gliedes als Abszisse für den Wert $b = 0$ vorerst eintragen (Fig. 3) und hierzu das Glied $b(T - T_0)$ addieren, das je nach der Mischung einen andern Wert b hat. Hierzu benützt man zweckmäßig schiefe Koordinaten und wählt eine beliebige Richtung (OY) aus dem Nullpunkt O als Ordinatenachse für $b = 0$. Durch wagerechtes Abtragen von bT erhält man die Ordinatenachse OX für das vorliegende b . Zieht man aus A die Parallele zu dieser Achse, so erhält man in der Wagerechten durch B den Wert $b(T - T_0)$ unmittelbar. Die Tafel enthält zwei Arten von Kurvenscharen, die eine für $\mathfrak{B} = \text{konst.}$, die andere für $p = \text{konst.}$

Damit die Wärmemengen als Strecken abgestochen werden können und nicht als Flächen ausgemessen werden müssen, hat Stodola die Wärmekurven eingetragen.

Man erhält nämlich für eine, bei konstantem Volumen zu- oder abgeführte Wärme

$$\begin{aligned} \mathfrak{B}_v &= \int_{T_0}^T c_v \cdot dT = \int (a + bT) dT \\ &= \left(aT + \frac{b}{2} T^2 \right) - \left(aT_0 + \frac{b}{2} T_0^2 \right) = \mathfrak{B}_b - \mathfrak{B}_a. \end{aligned}$$

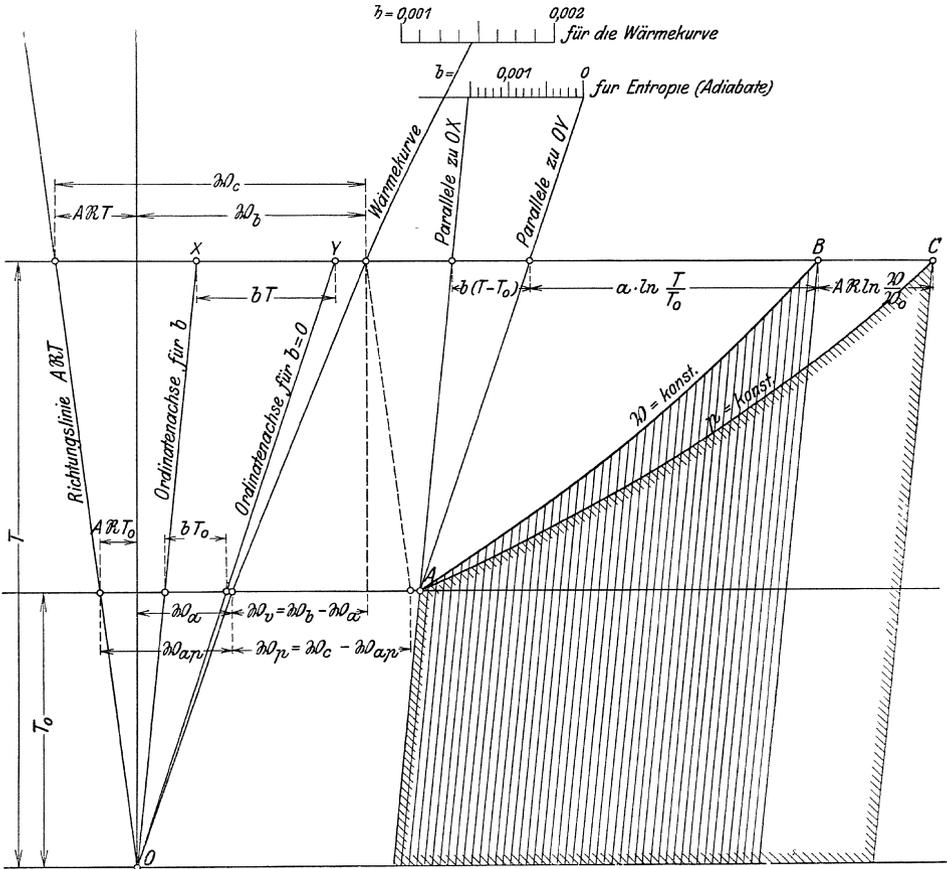


Fig. 3.

Trägt man diese Werte \mathfrak{B}_v von $T_0 = 0$ an wagerecht zu den entsprechenden Temperaturen in die Tafel, so ergibt sich für jeden Wert b eine Parabel; aus ihr kann die Wärme \mathfrak{B}_v als Differenz zweier wagerechter Strecken \mathfrak{B}_b und \mathfrak{B}_a zwischen Anfangs- und Endpunkt der Zustandsänderung abgestochen werden. Diese Differenz ist zugleich die schraffierte Fläche unter der Kurvenstrecke AB .

Wird die Wärme bei konstantem Druck zugeführt, so ist

$$\mathfrak{B}_p = \int c_p dT = \int (c_v + A \mathfrak{R}) dT = \mathfrak{B}_v + A \mathfrak{R} (T - T_0) = \mathfrak{B}_e - \mathfrak{B}_{ap}.$$

Das zweite Glied $A \mathfrak{R} (T - T_0)$ in dieser Gleichung zeichnet sich als eine vom Nullpunkt schräg links aufsteigende Gerade. Sie ist in Fig. 3 als „Richtungslinie $A \mathfrak{R} T$ “ bezeichnet. Das zu \mathfrak{B}_v beizufügende Glied ergibt sich als Differenz der wagerechten Abschnitte zwischen der schrägen Geraden und der Senkrechten durch 0, wobei die Wagerechten durch Anfangs- und Endpunkt der Zustandsänderung zu ziehen sind.

Die Verwendung der Gasentropietafel von Stodola soll zunächst an einigen Prozessen in unseren bekannten Verbrennungsmotoren gezeigt werden. Für die Gasturbine gibt die Tafel das einzige Mittel, die Aufgabe thermodynamisch zu lösen.

II. Kreisprozesse der Kolben-Verbrennungsmotoren.

6. Prozeß im Gasmotor (Otto).

Als Brennstoff sei das im Beispiel 3 angeführte Kraftgas mit einem Verhältnis der wirklichen zur theoretischen Luft von $k=2$ gewählt. Die dort berechneten Werte haben zur möglichst vollständigen Berücksichtigung aller Verhältnisse eine Berichtigung zu erfahren, indem die Ladung durch die Rückstände des vorangehenden Arbeitsprozesses in ihrem Wert vermindert wird. Schätzt man die Rückstände auf 10 v. H. des Ladevolumens, so vermehren sich die Verbrennungsprodukte auf 1 cbm Kraftgas um diesen Betrag. Es ist also zu 3,12 cbm noch 0,31 zuzuzählen, damit wächst die Zahl der kg/Mol auf $3,43/24,35 = 0,141$, wodurch sich die Wärmetönung auf

$$\mathfrak{Q} = 1230/0,141 = 8740 \text{ WE}$$

vermindert. Die Rückstände verkleinern auch die Konstante b , doch in so geringem Maße, daß dieser Einfluß unberücksichtigt bleiben darf.

Ferner ist die durch das Kühlwasser abgeführte Wärme von der Wärmetönung abzuziehen, um die für den Prozeß wirksame Wärmetönung \mathfrak{R}_1 zu erhalten. Schätzt man für Abkühlung ungefähr 20 v. H., so ist

$$\mathfrak{R}_1 = 0,8 \cdot 8740 = 6992 = \sim 7000 \text{ WE/kg/Mol.}$$

Nun kann das Entropiediagramm gezeichnet werden, wenn der Anfangspunkt A der Kompression gewählt wird (Fig. 4). Für ihn ist $p_1 = 1 \text{ Atm.}$ und $T_1 = 273 + 27 = 300^\circ$ vorausgesetzt, und zwar auch für alle nachfolgenden Beispiele.

Die Kompression der Ladung geschieht nach der Adiabate AB mit $b = 0,00106$ bis zum gewählten Enddruck von $p_2 = 10 \text{ Atm.}$ Die Richtung dieser Adiabaten läßt sich am gezeichneten Maßstab der Konstanten b bestimmen, durch Verbindung des Endpunktes der Strecke b auf dem Maßstab mit dem Anfangspunkt A . Im Punkt B denkt man sich die Ladung plötzlich in Verbrennungs-

produkte umgewandelt, so daß statt der Verbrennung eine Wärmezufuhr mit dem Betrag \mathfrak{W}_1 bei konstantem Volumen angenommen wird. Sind \mathfrak{W}_b und \mathfrak{W}_c die Wärmeinhalte an den Punkten B und C (Abszissen der Wärmekurve), so folgt

$$\mathfrak{W}_c = \mathfrak{W}_b + \mathfrak{W}_1.$$

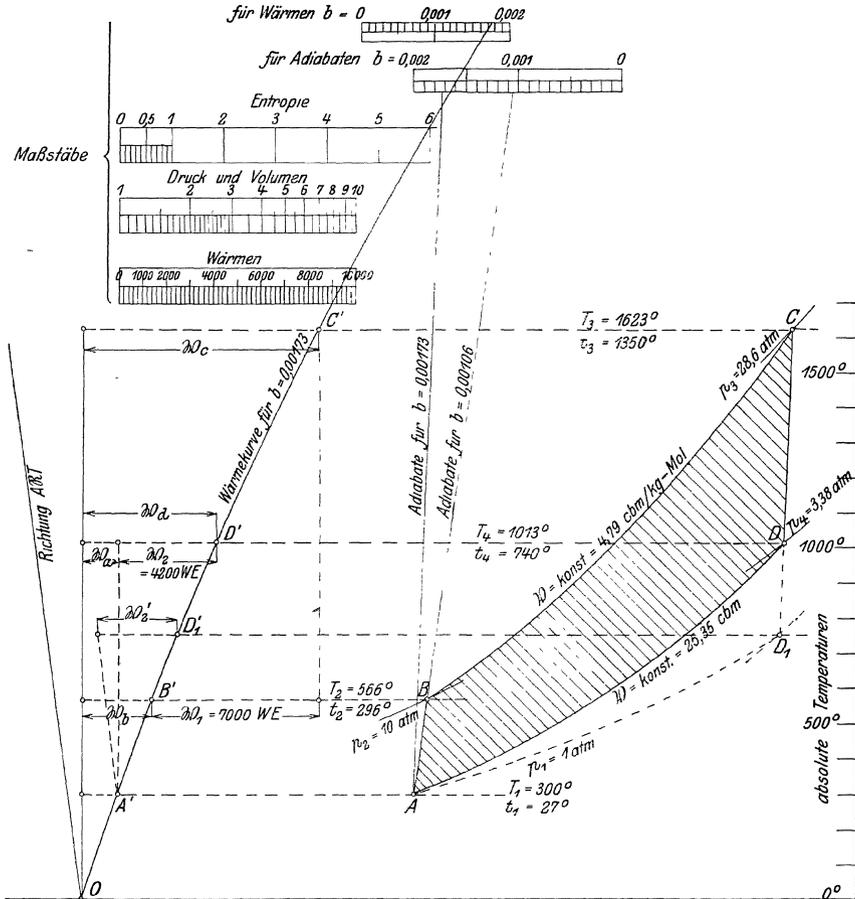


Fig. 4.

Zeichnet man daher die zu $b = 0,00173$ gehörige Wärmekurve und trägt \mathfrak{W}_1 in der Höhe des Punktes B vom Kurvenpunkt nach rechts ab, so erhält man die Wärme am Ende der Zustandsänderung und damit den Endpunkt C . Die Wagerechte durch C bedeutet die Verbrennungstemperatur, die p -Linie durch C gibt den Explosionsdruck an.

Genau genommen sollten zwei Wärmekurven gezeichnet werden, die eine entsprechend $b=0,00106$ für die Wärmen bei der Kompression, gültig bis Punkt B , die zweite für die Verbrennungsprodukte, entsprechend $b=0,00173$. Da aber die tiefer liegenden Äste der beiden Parabeln ungemein nahe zusammen kommen, ist von einer Trennung Umgang genommen worden.

Von C aus verläuft die adiabatische Expansion als eine Parallele zur Richtungslinie der Achse, entsprechend $b=0,00173$ bis zum Schnitt D mit der Linie $\mathfrak{R}=\text{konst.}$ durch A . Die Wagerechte durch D schneidet an der Wärmekurve den entsprechenden Wärmeinhalt \mathfrak{R}_d ab. Die in den Auspuffgasen weggeleitete Wärme beträgt

$$\mathfrak{R}_2 = \mathfrak{R}_d - \mathfrak{R}_a.$$

Der thermische Wirkungsgrad ist daher

$$\eta_t = \frac{\mathfrak{R}_1 - \mathfrak{R}_2}{\mathfrak{Q}}$$

in unserem Beispiel

$$\frac{7000 - 4200}{8740} = 0,32,$$

schätzt man den mechanischen Wirkungsgrad zu $\eta_m=0,8$, so wird der Gesamtwirkungsgrad (wirtschaftlicher Wirkungsgrad)

$$\eta_w = \eta_m \cdot \eta_t = 0,8 \cdot 0,32 = 0,256.$$

Die Zustandswerte der vier Eckpunkte des Diagrammes sind in Zahlentafel 7 eingetragen.

Zahlentafel 7.

Eckpunkte des Diagrammes	A	B	C	D
Wärmen WE	1500	2900	9900	5700
Pressungen Atm/abs	1,00	10,0	28,6	3,38
Temperaturen abs	300	566	1623	1013
„ °C	27	293	1350	740
Volumen bez. auf 1 kg/Mol . cbm	25,35	4,79	4,79	25,35

Hierin ist die nutzbar gemachte Wärme

$$\begin{aligned} \mathfrak{R}_1 - \mathfrak{R}_2 &= 7000 - 4200 = 2800 \text{ WE/kg/Mol} \\ &= 2800/25,35 = 110,4 \text{ WE/cbm.} \end{aligned}$$

Daher ist die von 1 cbm Gas geleistete Arbeit

$$110,4 \cdot 427 = 47200 \text{ kgm.}$$

Dieser Wert ist zugleich der durch Ausmessen des Indikator-diagramms bestimmte mittlere Überdruck

$$p_i = 47\,200 \text{ kg/qm} = 4,72 \text{ Atm.}$$

Man erhält demnach diesen mittleren Überdruck unmittelbar aus dem Entropiediagramm durch Ziehen einiger Linien.

Ein Viertaktmotor von 520 mm Zylinderdurchmesser, 700 mm Hub und 160 Uml/Min hat ein vom Kolben beschriebenes Ladevolumen von 0,1975 cbm/sek. Da 1 cbm eine Arbeit von 47 200 kg/m leistet, beträgt die indizierte Leistung

$$N_i = 47\,200 \cdot 0,1975/75 = 124 \text{ PS}$$

und die Nutzleistung

$$N_e = 0,8 \cdot 124 = \sim 100 \text{ PS.}$$

7. Prozeß im Rohölmotor (Diesel).

Als Brennstoff sei das in Beispiel 4 behandelte Rohöl gewählt mit einem Luftverhältnis von $k=2$ und einem Heizwert von $h=10\,110 \text{ WE/kg}$. Rechnet man zu der Ladung wieder 10 v. H. Rückstände, so wächst die Zahl der kg/Mol auf $1,1 \cdot 1,028 = 1,13$; daher ist die Wärmetönung $10\,110/1,13 = 9\,500 \text{ WE}$. Nimmt man für Abkühlung wieder 20 v. H., so ist die wirksame Wärmetönung

$$\mathfrak{R}_1 = 0,8 \cdot 9\,500 = 7\,600 \text{ WE/kg/Mol.}$$

Als Enddruck der Verdichtung sei 35 Atm/abs. gewählt, womit die Kompressionslinie AB bestimmt ist (Fig. 5). Nimmt man nun an, die Verbrennung geschehe ausschließlich bei konstantem Druck, so ist der Wärmeinhalt an den Punkten B und C nicht als wagerechte Entfernungen zwischen der Wärmekurve und der Senkrechten durch O abzulesen, sondern zwischen den Punkten B' bzw. C' der Wärmekurve und der schrägen Richtung AN_T durch O (Zuzählung des Gliedes AN_T). Trägt man daher \mathfrak{R}_1 von B' aus nach rechts ab und zieht die Parallele zu dieser schrägen Richtung bis zum Schnitt C' mit der Wärmekurve, so ist die Endtemperatur der Verbrennung und damit C bestimmt. Die Adiabate CD läuft bis zum Schnittpunkt mit der \mathfrak{R} -Linie durch A , womit der Prozeß geschlossen ist. Mit der Wagerechten durch D ergibt sich die bei konstantem Volumen abgeleitete Wärme \mathfrak{R}_2 während der Zustandsänderung DA . Es ist dies die wagerechte Entfernung des Punktes D' der Wärmekurve bis zur Senkrechten durch A' .

Man erhält als thermischen Wirkungsgrad wie im Abschnitt 6

$$\eta_t = \frac{\mathfrak{R}_1 - \mathfrak{R}_2}{\mathfrak{R}_1} = \frac{7\,600 - 3\,900}{9\,500} = 0,39.$$

Nimmt man für den mechanischen Wirkungsgrad des Dieselmotors

$$\eta_m = 0,72,$$

so wird der wirtschaftliche Wirkungsgrad

$$\eta_w = 0,72 \cdot 0,39 = 0,287$$

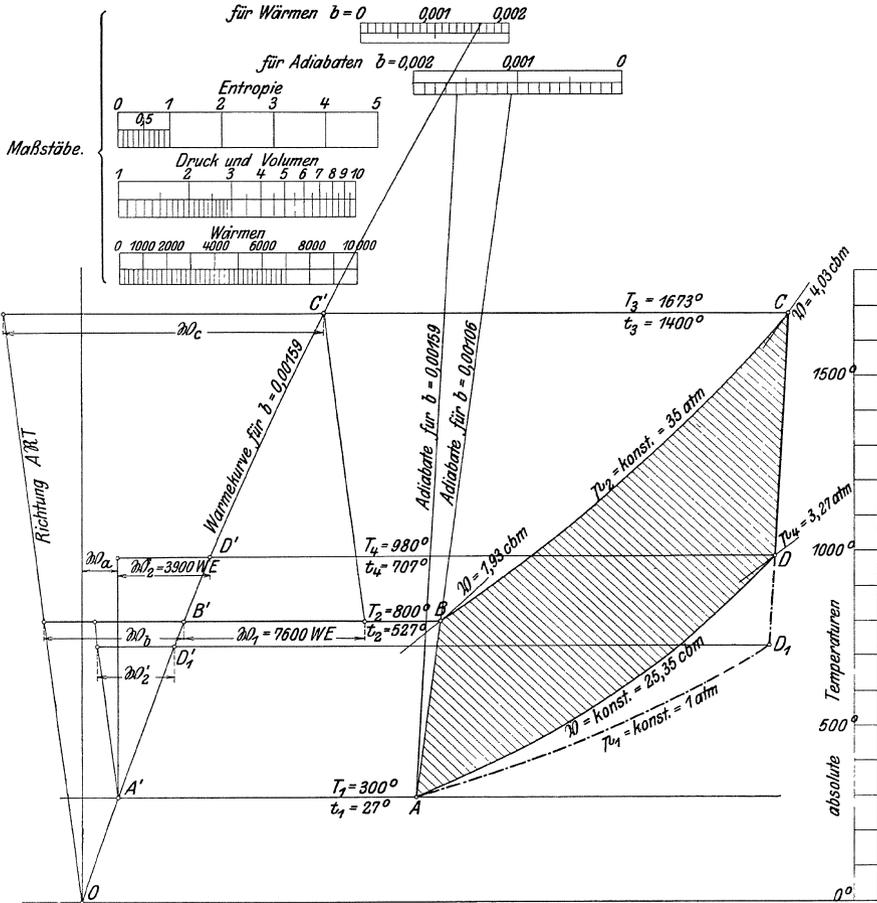


Fig. 5.

Bei großen Zweitakt-Dieselmotoren ist dieser Wert tatsächlich durch Messung des Brennstoffverbrauches und der Nutzleistung gefunden worden. Für solche Motoren dürfte auch der angenommene große Luftüberschuß den wirklichen Betriebsverhältnissen entsprechen.

Aus den Ablesungen der Zustandswerte der 4 Eckpunkte des Diagramms ergibt sich folgende Zusammenstellung (Zahlentafel 8).

Zahlentafel 8.

Eckpunkte	A	B	C	D
Wärme WE/kg/Mol.	1500	5800	13400	5400
Pressungen p Atm/abs	1,00	35,0	35,0	3,27
Temperaturen abs. T	300	800	1673	980
„ gewöhnl. t° C	27	527	1400	707
Volumen \mathfrak{V} cbm/kg/Mol	25,35	1,93	4,03	25,35

Hierin ist

$$\mathfrak{W}_c = \mathfrak{W}_b + \mathfrak{W}_1 = 5800 + 7600 = 13400 \text{ WE/kg/Mol}$$

$$\mathfrak{W}_2 = \mathfrak{W}_d - \mathfrak{W}_a = 5400 - 1500 = 3900 \quad ,,$$

Nutzbare Wärme

$$\mathfrak{W}_n = \mathfrak{W}_1 - \mathfrak{W}_2 = 7600 - 3900 = 3700 \quad ,,$$

$$= 3700/25,35 = 146 \text{ WE/cbm.}$$

Nutzarbeit auf 1 cbm (mittlerer Überdruck des Indikatordiagrammes)

$$p_i = 146 \cdot 427 = 62340 \text{ kg/qm} = 6,234 \text{ Atm.}$$

Wird eine Nutzleistung von $N_e = 1850$ PS verlangt, so muß der Motor ein sekundliches Kolbenvolumen

$$V_k = \frac{75 \cdot 1850}{62340 \cdot 0,72} = 3,08 \text{ cbm/sek}$$

beschreiben.

Mit dem wirtschaftlichen Wirkungsgrad und dem Heizwert des Brennstoffes erhält man den Verbrauch an Brennöl β für 1 Nutzpferd aus

$$\eta_w = \frac{75 \cdot 60 \cdot 60}{h \cdot 427 \cdot \beta} = \frac{632}{h \beta},$$

hieraus für vorliegendes Beispiel

$$\beta = \frac{632}{10110 \cdot 0,287} = 0,217 \text{ kg/PSe/std.}$$

Der gesamte Brennstoffverbrauch beträgt damit für eine angenommene Nutzleistung von $N_e = 1850$ PS.

$$B = 0,217 \cdot \frac{1850}{3600} = 0,1116 \text{ kg/sek.}$$

Da auf 1 kg Brennstoff $L = 28,7$ kg Luft kommen, so ist der Luftbedarf, bezogen auf den Ansaugzustand ($p_1 = 1$ Atm., $T_1 = 300^\circ$, $v_1 = 0,88$ cbm/kg)

$$V = B \cdot L \cdot v_1 = 0,1116 \cdot 28,7 \cdot 0,88 = 2,82 \text{ cbm/sek.}$$

Schlägt man hierzu 10 v. H. für die Rückstände im Zylinder, so ist damit das von den Kolben in der Sekunde zu beschreibende Volumen bestimmt und zwar $V_k = 1,1 \cdot 2,82 = 3$ cbm/sek. Dieser Raum wird von einem Zweitaktmotor mit 4 Zylindern beschrieben, dessen Hauptabmessungen betragen: Zylinderdurchmesser $D = 660$ mm, Hub $S = 900$ mm, Umlaufzahl $n = 150$. Dieses Volumen ist auch in Übereinstimmung mit dem Ergebnis, das aus dem Entropiediagramm und dem daraus ermittelten Überdruck erhalten worden ist.

Wiederholt man die Berechnung des Wirkungsgrades mit einem anderen Luftüberschuß unter sonst gleichen Verhältnissen, so zeigt sich, daß der thermische Wirkungsgrad nur ganz unwesentlich verändert wird. Bei wachsendem Luftüberschuß nimmt die Leistung des Motors ab, dies besorgt der Regler selbsttätig durch Verminderung der Rohölförderung der Brennstoffpumpe. Der thermische Wirkungsgrad bleibt dabei fast unverändert und der spezifische Brennstoffverbrauch wächst hauptsächlich deshalb, weil bei kleiner Leistung der mechanische Wirkungsgrad sinkt. Die Leerlaufarbeit macht sich mehr und mehr geltend.

8. Zusammengesetzte Verfahren.

Zur Erleichterung der Verbrennung schwer entzündbarer Öle (Teeröl) hat es sich als zweckmäßig erwiesen, einen ersten Teil des Brennstoffes bei konstantem Volumen und den Rest bei ungefähr konstantem Druck zu verbrennen.

Solche Fälle lassen sich ebenfalls im Entropiediagramm mit unübertrefflicher Einfachheit darstellen und alle einschlägigen Fragen damit lösen, wobei Änderungen in den angenommenen Verhältnissen ohne weiteres sichtbar werden.

Nehmen wir beispielsweise unter Zugrundelegung der vorigen Aufgabe an, ein Teil des Brennstoffes werde am Ende der Kompression im toten Punkt des Kolbens so rasch in den Zylinder geführt, daß die Verbrennung bei konstantem Volumen geschieht, bis der Druck von 35 Atm. auf 50 Atm. gestiegen ist (Fig. 6), so hat man nur durch den Punkt B die \mathfrak{B} -Linie zu legen, bis sie die Linie $p = 50$ Atm. schneidet, dann erhält man den neuen Eckpunkt C_1 , in dem die Art der Verbrennung wechselt.

Zieht man die Wagrechte durch C_1 bis zum Schnitt C_1' mit

nach D erfolgt die Expansion; diese Strecke ist länger geworden als diejenige des normalen Dieselprozesses und liegt links von jener.

Die abgeführte Wärme läßt sich wieder auf der Wagrechten durch D als Abszisse der Wärmekurve abgreifen und man erhält

$$\mathfrak{R}_2 = 3500 \text{ WE/kg/Mol}$$

daher ist der thermische Wirkungsgrad

$$\eta_t = \frac{7600 - 3500}{9500} = 0,432.$$

Dieser Prozeß ist bei gleichem Enddruck der Kompression günstiger als derjenige mit Verbrennung bei stets konstantem Druck, da seine Temperaturgrenzen größer sind.

In neuester Zeit ist der Vorschlag entstanden, die Luft vor dem Einfüllen in den Motorenzylinder durch die Auspuffgase vorzuwärmen. Der Zweck besteht hauptsächlich darin, der Luft die zur Selbstentzündung nötige Temperatur zu erteilen, ohne daß hohe Kompressionsdrücke angewendet werden müssen. Allerdings vermindert sich die spezifische Leistung der Maschine, bezogen auf 1 cbm Zylindervolumen, da das spezifische Gewicht der erwärmten Luft kleiner ist. Für gleiche Leistung verlangt somit der Zylinder etwas größere Abmessungen. Das Verfahren eignet sich besonders für kleinere Einheiten und erlaubt einfache Einspritzvorrichtungen für den Brennstoff. Da die hochgespannte Einblaseluft zum Zerstäuben des Brennstoffes meist entbehrlich wird, ist nur die Beschaffung von Druckluft für das Anlassen vorzusehen.

Der Verlauf solcher Prozesse ist im Entropiediagramm (Fig. 7) dargestellt; hierbei gelten bezüglich Heizwert, wirksame Wärmetönung und Luftüberschuß dieselben Annahmen, wie bei dem in Abschn. 7 behandelten Rohölmotor. Das Diagramm Nr. 1 ($A_1 B_1 C_1 D_1$) hat als Anfangstemperatur $T_1 = 400^\circ$ abs. und als Enddruck der Kompression $p_2 = 20$ Atm.; das Diagramm Nr. 2 ($A_2 B_2 C_2 D_2$) gilt für eine Anfangstemperatur von $T_1 = 500^\circ$ und $p_2 = 16$ Atm. Kompressionsdruck.

Ist der Zustand der Außenluft vor der Erwärmung wieder durch den Punkt A_0 ($T_0 = 300^\circ$, $p_0 = 1$ Atm.) gegeben und wird sie auf die Temperatur $T_1 = 400^\circ$ (oder $T_1 = 500^\circ$) bei konstantem Druck vorgewärmt, so beginnt die Kompression im Schnittpunkt A_1 (oder A_2) der p_1 -Linie mit der T_1 -Linie. Der unter der Kurvenstrecke $A_0 A_1$ liegende Flächenstreifen stellt die Wärme dar, die von den Auspuffgasen an die Luft abzugeben ist, um den Zustand A_1 herzustellen. Diese Wärme wird außerhalb des im Motor sich abspielenden Vorganges der Luft mitgeteilt, um sie auf den neuen

Zustand zu bringen; man darf ihn daher als Ausgangspunkt des Kreisprozesses betrachten.

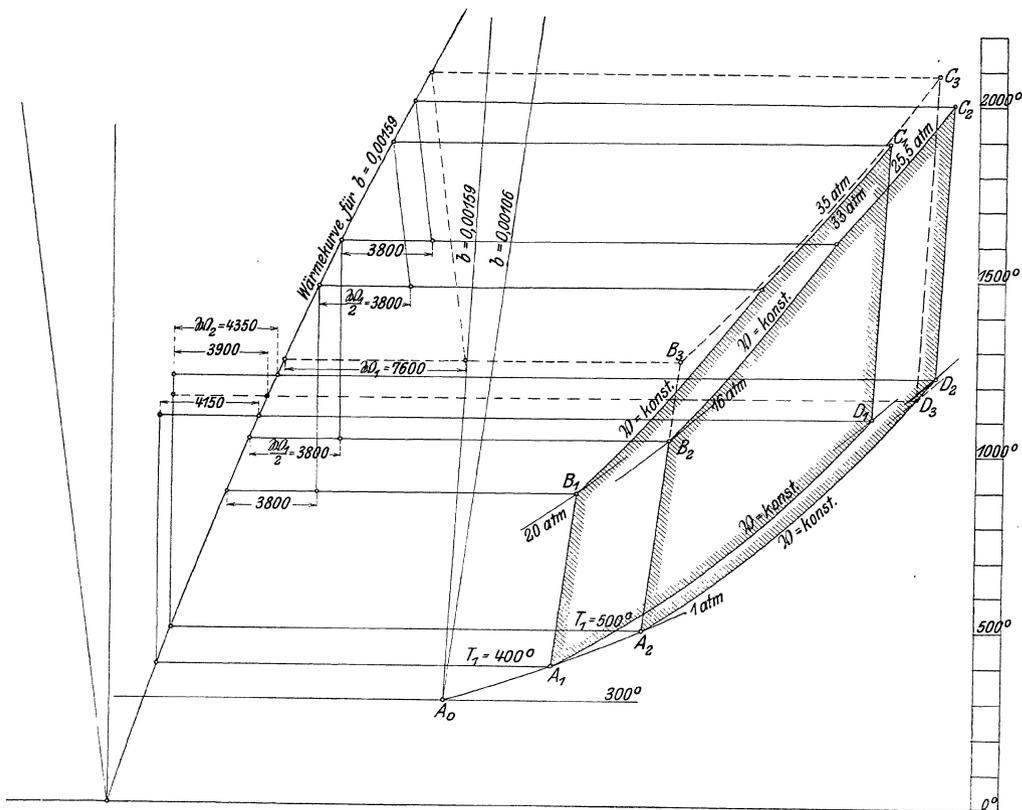


Fig. 7.

Bei den genannten Diagrammen Nr. 1 und 2 ist vorausgesetzt, die Hälfte der Wärmetönung bilde sich bei konstantem Volumen, die andere Hälfte bei konstantem Druck; damit lassen sich die geknickten Kurvenstücke mit ihren Eckpunkten zeichnen. Mit diesem Verfahren ergeben sich recht hohe Verbrennungstemperaturen, denen auch hohe Endtemperaturen der Auspuffgase entsprechen. Zum Vergleich ist als Diagramm Nr. 3 ($A_2 B_3 C_3 D_3$) der normale Gleichdruckprozeß in die Figur eingezeichnet mit einer Anfangstemperatur $T_1 = 500^\circ$ abs.

Die aus den Diagrammen abgelesenen Hauptwerte sind in Zahlentafel 9 enthalten.

Zahlentafel 9.

Diagramm	Nr.	1	2	3
Temperatur am Anfang der Kompr. T_1^0 abs.		400	500	500
Temperatur am Ende der Kompr. T_2^0 abs.		893	1040	1250
Druck am Ende der Kompr. Atm/abs		20	16	35
Druck am Anfang der Expansion „ „		33	25,5	35
Temperatur am Anfang der Expansion T_3^0 abs.		1900	2010	2085
Druck am Ende der Expansion Atm: abs.		3,0	2,55	2,5
Temperatur am Ende der Expansion T_4^0 abs.		1100	1220	1160
Abziehende Wärme \mathfrak{B}_2 WE/kg/Mol		4150	4350	3900
Thermischer Wirkungsgrad %		36,4	34,2	39,0

Aus der Zahlentafel ist ersichtlich, daß der normale Prozeß Diagramm Nr. 3 am günstigsten ist, sein Wirkungsgrad steigt aber nicht höher als bei kalter Ansaugeluft. Das Vorwärmen bringt daher keinen Vorteil, dafür den Nachteil der unzulässig hohen Temperaturen. Dagegen können die Prozesse Nr. 1 und 2 unter Umständen in Betracht fallen, wenn damit konstruktive Vorteile verbunden sind.

9. Das Humphrey-Verfahren.

Die Humphrey-Gaspumpe ist eine eigenartige Vereinigung eines Gasmotors mit einer Wasserpumpe; sie besteht der Hauptsache nach in einem aufrechten Gaszylinder A , der unmittelbar an das Förderrohr B angeschlossen ist (Fig. 8). Die darin zum Vor- und Rückschwingen gebrachte Wassersäule bildet den vollkommen dicht schließenden Kolben.

Da die Wirkungsweise dieser Maschine noch nicht allgemein bekannt sein dürfte, soll sie in nachfolgendem zunächst beschrieben werden, wodurch auch der verwendete thermische Prozeß erläutert werden kann. Der in Fig. 8 dargestellte Gaszylinder A enthalte ein verdichtetes Gemisch von Gas und Luft. Wird dieses Gemisch durch den Funken einer Zündkerze zur Verpuffung gebracht, so steigt der Druck plötzlich auf p_3 , ohne daß die Wassersäule infolge ihrer Trägheit merklich zurückweicht. Die Zustandsänderung (Strecke BC des Entropie-Diagramms) während der Verbrennung darf daher der Hauptsache nach als eine solche konstanten Volumens angesehen werden. Erst die sich anschließende adiabatische Expansion beschleunigt die Wassermasse, die dabei vorschwingt und die Förderung bewirkt. Infolge der Trägheit dauert diese Strömung fort, auch wenn bei der Expansion der

Gase der atmosphärische Druck erreicht wird und hat zur Folge, daß durch das entstehende Vakuum neues Wasser durch die Ventile w in den Zylinder eintreten kann. Diese Expansion bis auf den atmosphärischen Druck oder sogar etwas tiefer bildet einen wesentlichen und günstigen Unterschied gegenüber den Prozessen der gewöhnlichen Gasmaschine. Gleichzeitig mit dem Öffnen der Wasserventile w öffnet sich das Auspuffventil v_2 und das Spülventil v_3 ; letzteres (hinter dem Einströmventil v_1 sitzend) läßt neue Luft eintreten, die sich mit den Verbrennungsrückständen vermischt und sie verdünnt. Ist die Strömungsenergie der Flüssigkeitssäule aufgezehrt, so tritt die Rückbewegung des Wassers ein, die Ventile w schließen sich und die Abgase entweichen durch das Auspuffventil v_2 , dessen Sitzfläche unterhalb derjenigen des Einströmventils v_1 angeordnet ist.

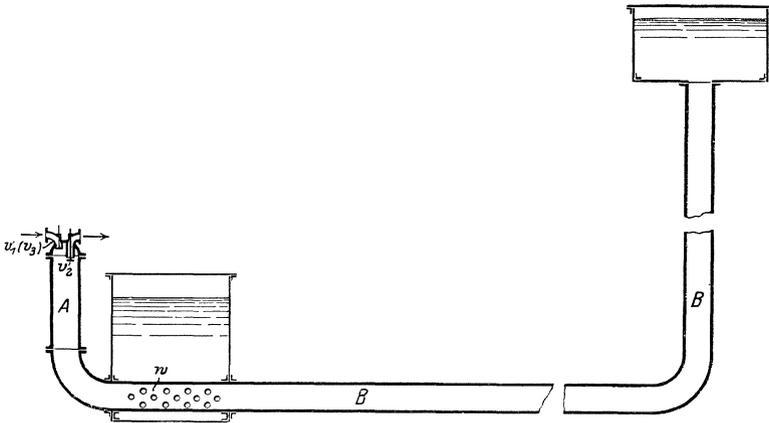


Fig. 8.

Das Ausstoßen der Abgase mit ihren Wärmen geschieht demnach bei konstantem und tiefstem Druck. Durch die wachsende Geschwindigkeit des Wassers bei der Rückbewegung wird nun auch das Auspuffventil geschlossen und das abgesperrte Gemisch von Luft und Abgasen auf einen höheren Druck verdichtet als der Wassersäule entspricht. Es bildet sich demnach im Kopf des Zylinders ein Luftkissen. Nach Beendigung dieser Verdichtung erfolgt deshalb eine zweite Schwingung der Wassersäule nach vorwärts, wobei die vorher aufgewendete Verdichtungsarbeit durch die Expansion wieder gewonnen wird (abgesehen von der Wasserreibung). Diese zweite Expansion erreicht den atmosphärischen Druck, wenn der Wasserspiegel auf die Höhe des Auspuffventiles gesunken ist.

Die Bewegung dauert aber fort, der entstehende Unterdruck öffnet das schwach belastete Einlaßventil und saugt eine neue Ladung an. Beim nochmaligen Rückgang der Wasserschwingung wird das Gas-Luftgemisch verdichtet und zwar adiabatisch (Strecke AB im Entropiediagramm), worauf die Entzündung erfolgt.

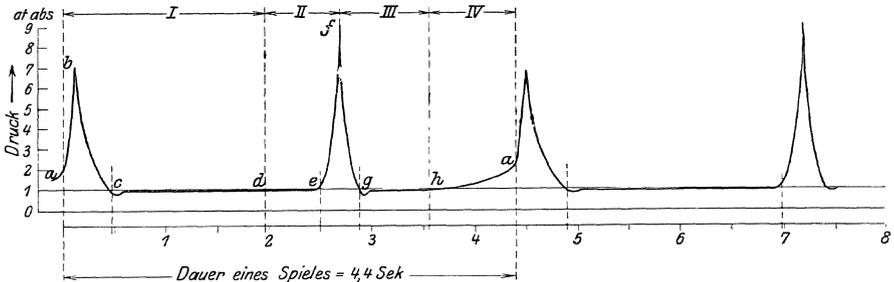


Fig. 9.

Die beschriebene Wirkungsweise vollzieht sich in vier Arbeitshüben, deren einzelne Phasen ungleich lang sind. Sie sind aus dem Indikator-Druckdiagramm (Fig. 9) ersichtlich, in dem die Zeiten als Abszissen aufgetragen sind. An Hand dieses Diagrammes ergeben sich folgende Abschnitte:

- I. Vorschwingen (Arbeitshub): a Zündung, ab Verbrennung, bc Expansion, cd Einfüllen der neuen Wassermenge und Auswaschen des Gasraumes durch Spülluft;
- II. Rückschwingen: de Auspuff, ef Kompression der Luft;
- III. Vorschwingen: fg Expansion der Luft, gh Ansaugen der neuen Ladung;
- IV. Rückschwingen: ha Kompression der neuen Ladung, a Zündung.

Die Ausbildung des Zylinderkopfes zeigen Fig. 10 und 11.¹⁾ Das Einströmventil v_1 hat zwei Rohrstützen, der eine für den Eintritt des Gases, der andere für die Luft. Mit dem Auspuffventil v_2 ist das Rückschlagventil v_4 in demselben Gehäuse. Die Aufgabe von v_4 besteht darin, ein Zurückfließen der Gase aus dem Rohr zu vermeiden, wenn beim ersten Vorschwingen neue Luft durch das Spülventil v_3 in den Zylinder eingesogen wird. Die Ventile v_1 und v_3 liegen im höchsten Punkt des Zylinders, dadurch wird der Luft-

¹⁾ Siehe Schweizerische Bauzeitung vom 2. März 1912: Ostertag, Die Wärmemotoren auf der Internationalen Industrie- und Gewerbeausstellung Turin 1911.

kissenraum zwischen den Mündungsebenen von v_1 und v_2 zum großen Teil mit reiner Luft angefüllt; die Restgase werden abwärts gedrängt und treten beim Rückschwingen durch v_2 aus. Ein- und Auslaßventil werden durch die gezeichnete Sperrvorrichtung derart beeinflußt, daß die beiden Ventile sich nicht gleichzeitig durch den Unterdruck öffnen lassen.

Fig. 10.

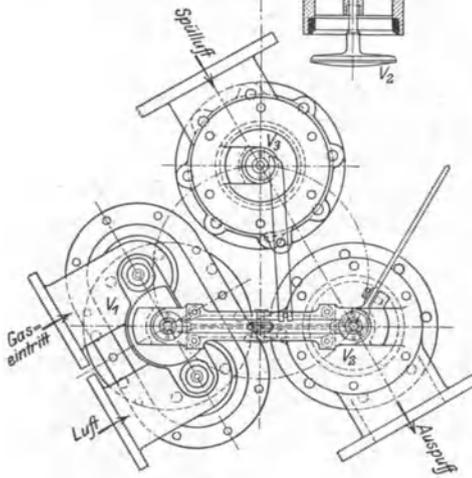
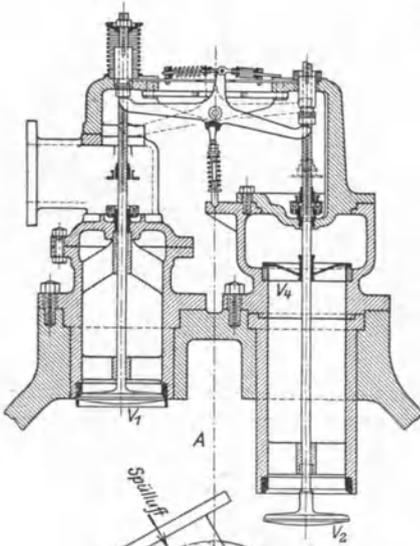


Fig. 11.

Auslaßventil werden durch die gezeichnete Sperrvorrichtung derart beeinflußt, daß die beiden Ventile sich nicht gleichzeitig durch den Unterdruck öffnen lassen.

Der thermische Vorgang im Zylinder dieser Maschine wird dargestellt durch das Entropiediagramm Fig. 12, worin die adiabatische Verdichtung vom Punkt A nach B für die neue Ladung während des zweiten Rückschwingens der Wassersäule vor sich geht. Für dieses Beispiel sind die Verhältnisse des in Abschn. 4 behandelten Kraftgases (Beispiel 3) gewählt, die auch dem Diagramm des Gasmotors Fig. 4 zugrunde liegen. Da beim Humphrey-Verfahren eine Abkühlung während der Verbrennung und während der Expansion in weit beschränkterem Maße stattfindet, ist von der ganzen Wärmetönung ξ nur 10 v. H. abgezogen worden und daher für $\mathfrak{B}_1 = 7900 \text{ WE/kg/Mol}$ in die Zeichnung eingetragen. Die Verbrennung von B nach C erfolgt bei konstantem Volumen, die Expansion ist durch CD dargestellt (unter Vernach-

lässigung des kleinen Unterdruckes), wobei der Endpunkt D als Schnittpunkt der Adiabate mit der p_1 -Linie durch A erhalten wird. Die damit erreichte Vergrößerung der Diagrammfläche (abgesehen von der kleineren Abkühlung) gegenüber dem gewöhnlichen Gasmotorenprozess ist begrenzt von der p_1 -Linie und der

\mathfrak{R}_1 -Linie durch A und zeigt augenfällig die bessere Ausnützung der verfügbaren Wärmetönung.

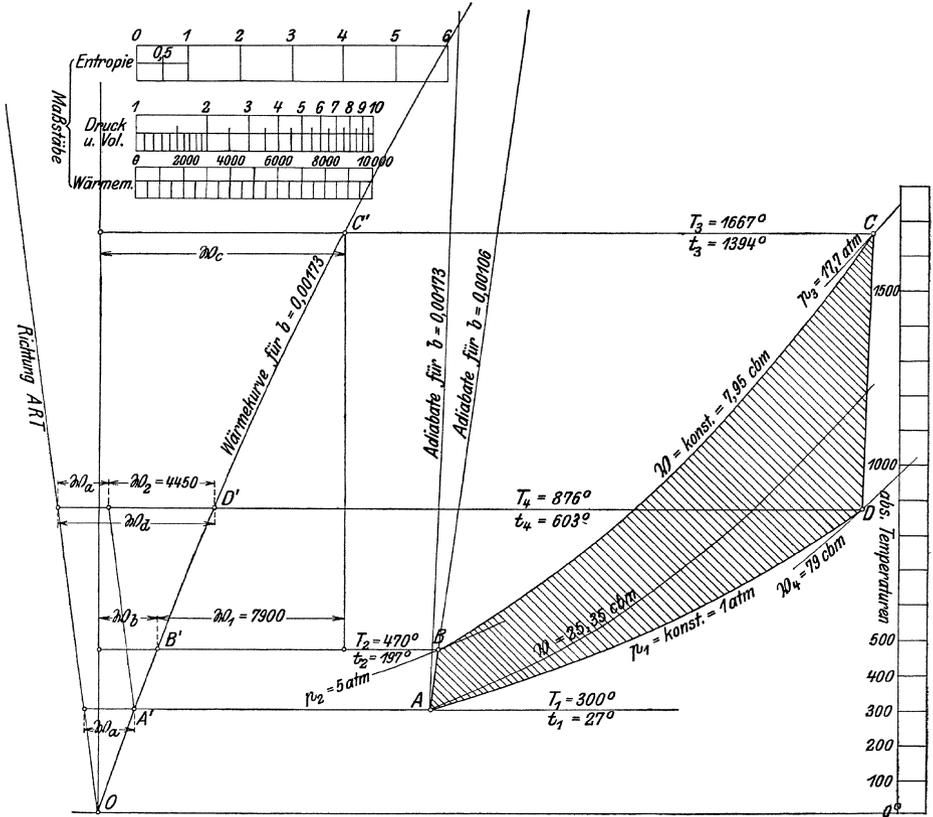


Fig. 12.

In Fig. 12 ist der Vorgang dargestellt unter Annahme eines Kompressionsdruckes von $p_2 = 5$ Atm. absol. und derselben Gas-mischung, wie das in Abschnitt 4 behandelte Beispiel des Kraft-gasmotors.

Aus der Fig. 12 erhält man folgende Werte:

Wirksame Wärmetönung	$\mathfrak{R}_1 = 7900$ WE/kg/mol
Abgeführte Wärme	$\mathfrak{R}_2 = 4450$ „
Thermischer Wirkungsgrad	$\eta_t = \frac{7900 - 4450}{8740} = 0,395.$

Trotz des kleinen Kompressionsdruckes von 5 Atm. ist der thermische Wirkungsgrad dieses Prozesses sehr hoch. Da der mecha-

nische Wirkungsgrad der Vorrichtung sehr groß ist, sinkt der wirtschaftliche nur wenig unter den thermischen.

Auf dieselbe Weise können die in den Abschnitten 6 und 7 behandelten Prozesse auf das Humphrey-Verfahren unmittelbar übertragen werden; man hat dazu nur nötig, in den entsprechenden Entropiediagrammen die Expansionslinie zu verlängern bis zum Schnitt mit der p -Linie durch den Anfangspunkt A der Kompression. In den Fig. 4, 5 und 6 sind diese Linien strichpunktiert eingezeichnet. Für die Berechnung des thermischen Wirkungsgrades ändert sich nur die abzuführende Wärme falls die Verlustwärme durch Abkühlung gleich groß belassen wird (20 v. H). Sie wird kleiner als bei den bisherigen Verfahren.

Aus dem Entropiediagramm des Gasmotors Fig. 4, Abschnitt 6, ist die dem Endpunkt D_1 entsprechende Wärme

$$\mathfrak{A}_2' = 3800 \text{ WE/kg/Mol,}$$

daher der thermische Wirkungsgrad

$$\eta_t = \frac{7000 - 3800}{8740} = 0,366.$$

Dieses günstige Ergebnis erlangt noch erhöhte Bedeutung durch den Umstand, daß der mechanische Wirkungsgrad sehr nahe an 1 liegen muß, ebenso der Wirkungsgrad für die Wasserförderung. Bei der Humphrey-Pumpe bildet eben das Wasser das Übertragungsge- stänge für Motor und Pumpe und wird gleichzeitig gehoben. Ein weiterer wesentlicher Vorteil besteht im Wegfall des Schmierölver- brauches, der bekanntlich bei den Kolben-Verbrennungsmotoren einen beträchtlichen Teil der Betriebsausgaben bildet.

Als Nachteil ist der große Raumbedarf der Pumpe zu be- zeichnen, da zur Aufnahme und Abgabe der Energie bedeutende Wassermassen erforderlich sind.

Wählen wir den Prozeß des Rohölmotors, Abschnitt 7, unter Benützung der angenommenen Werte, so ergibt die Verlängerung der Expansionslinie bis D_1 (Fig. 5)

$$\mathfrak{A}_2' = 3200 \text{ WE/kg/Mol,}$$

hieraus

$$\eta_t = \frac{7600 - 3200}{9500} = 0,463.$$

Nimmt man endlich die Verbrennung zu einem Teil bei kon- stantem Volumen, für den Rest bei konstantem Druck unter den Bedingungen des in Abschnitt 8 behandelten Beispiels, so findet man aus dem Entropiediagramm Fig. 6

$$\mathfrak{B}_2' = 2900 \text{ WE/kg/Mol,}$$

$$\eta_t = \frac{7600 - 2900}{9500} = 0,495.$$

Diese Zahlen würden noch höher ausfallen, wenn wir die Verlustwärme durch Abkühlung kleiner angenommen hätten.

Nun ist zurzeit das Humphrey-Verfahren mit Verwendung von Rohöl noch nicht geprüft worden; ferner ist die Frage noch offen, wie hoch der Kompressionsdruck mit Hilfe der Wasserschwingung steigen kann. So viel bekannt, sind bis jetzt nur Kompressionsdrücke von 5 Atm. abs. verwendet worden. Man erkennt aber aus den beiden letzten Ergebnissen die Richtung, in der das Verfahren sich weiter auszubilden hat, und die hohe Bedeutung dieser Maschine für die Wirtschaftlichkeit einer Anlage.

10. Der Humphrey-Gaskompressor.

Das Humphrey-Verfahren kann in außerordentlich einfacher Weise zum Verdichten von Gasen ausgebaut werden und läßt einen Gesamtwirkungsgrad erwarten, der weit über den bei solchen Anlagen bisher erreichten steht.

Da die Beschaffung von Druckluft oder Druckgas mit möglichst kleinem Arbeitsverlust für das Gedeihen der Gasturbine von grundlegender Bedeutung ist, soll die Wirkungsweise eines solchen Kompressors in nachfolgendem erklärt werden.

Die Gesamtanordnung ist aus Fig. 13 ersichtlich, und zwar bedeutet *A* den Motorenraum, *C* den Kompressorraum und *B* den vor- und rückwärtsschwingenden Wasserkolben zwischen Motor und Kompressor, der das einzige Übertragungsmittel für die Energie von *A* nach *B* bildet.

Am Deckel des Gaszylinders *A* befinden sich:

- Einströmventil *e* für das Gas-Luft-Gemisch;
- Auspuffventil *a* am unteren Ende eines in senkrechter Richtung verstellbaren Tauchrohres, zur Veränderung des Luftkissenraumes in *A*;
- Spülventil in diesem Tauchrohr, nach innen öffnend (in der Figur nicht gezeichnet);
- Ventil *v* mit Tauchrohr *d*, letzteres durch ein biegsames Rohr mit dem Behälter *b* verbunden.

Am Deckel des Kompressorzylinders *C* sind angebracht:

- Lufteinströmventil *f*;
- Ausströmventil *g* am unteren Ende eines verstellbaren Rohres;

Rückschlagventil h in diesem Rohr für die Druckluft;
 Tauchrohr k mit Fußventil i , in das Freie mündend.

Bei Beginn des Spieles denken wir uns den Wasserspiegel in A gehoben, in C gesenkt, und es befinde sich in A eine neue Ladung. Durch die Entzündung erfolgt die Verbrennung bei konstantem Volumen, woran sich die Expansion anschließt. Dabei schwingt die Wassersäule vorwärts, der Spiegel in A sinkt und steigt in C .

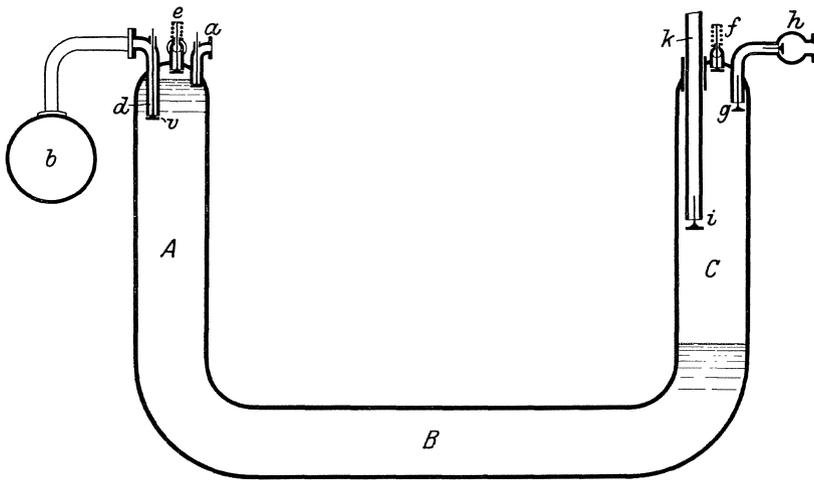


Fig. 13.

Im Kompressor C entweicht zunächst die Luft durch das Tauchrohr k nach außen, bis das Ventil i durch das steigende Wasser geschlossen wird; beim weiteren Steigen der Säule wird die eingeschlossene Luft auf den Enddruck verdichtet und alsdann in das Druckrohr durch h ausgestoßen. Dieser Vorgang ist beendet, wenn das Wasser das Ausströmventil g erreicht hat, das nun geschlossen wird. Der Rest der Bewegungsenergie des aufsteigenden Wassers verdichtet die im Kopf zurückgebliebene Luft, die als Luftkissen wirkt.

Während dieses Vorganges hat sich das Gas im Zylinder A bis zum Atmosphärendruck ausgedehnt und öffnet in diesem Augenblick das Auspuffventil a , so daß durch das am Tauchrohr sitzende Spülventil (in der Figur nicht gezeichnet) frische Luft eingesogen wird.

Das Luftkissen im Zylinder C bewirkt nun das Zurückschwingen der Wassersäule. Im Motorzylinder werden zunächst die Abgase durch das offene Auspuffventil a ausgetrieben, bis die steigende

Säule das Ventil schließt; dann erfolgt die Kompression der Restgase in den Luftkissenraum. Im Kompressorzylinder C öffnet sich das mit schwacher Feder belastete Einströmventil e , sobald der Atmosphärendruck erreicht ist und läßt neue Luft eintreten.

Das zweite Vorschwingen wird durch das eben gebildete Luftkissen bewirkt und dabei eine neue Ladung durch die Ventile e und v eingenommen. Da dieser Hub nahezu so lang ist wie der erste, wird zuviel Gas angesaugt; daher wird beim zweiten Rückschwingen anfänglich ein Teil der Ladung durch das noch offene Ventil v in den Behälter b gedrängt und dort etwas verdichtet. Beim Beginn dieses Rückschwingens hat sich e sofort durch den Federdruck geschlossen, später schließt das aufsteigende Wasser das Ventil v und verdichtet alsdann die abgemessene Ladung. Ihre Größe kann durch Einstellen der Höhenlage von v genau abgegrenzt werden.

Im Zylinder C bewirkt das zweite Vorschwingen eine Verdichtung der Luft ohne Förderung, da der hierzu nötige Druck nicht mehr erreicht werden kann, die dadurch gespannte Luft verursacht das zweite Rückschwingen.

Bei der Einnahme einer neuen Ladung tritt zunächst das im Behälter b unter kleinem Druck aufgespeicherte überschüssige Gasgemisch in den Raum A , und das Einströmventil e öffnet sich erst, wenn im Zylinder der Druck unter die Atmosphäre zu sinken beginnt.

Aus dem Gesagten erhält man folgende Übersicht:

Motorzylinder A	Kompressorzylinder B
1. Erstes Vorschwingen: Expansion; Spüllufteintritt	Ausstoßen der Luft bis zum Schluß von i , Kompression und Ausstoßen der Luft bis g geschlossen wird; Kompression des Restes in C .
2. Erstes Rückschwingen: Auspuff bis a schließt, Kompression	Expansion; Einnahme neuer Luft.
3. Zweites Vorschwingen: Expansion; Einnahme neuer Ladung im Überschuß	Kompression ohne Erreichung des Enddruckes.
4. Zweites Rückschwingen: Zurücktreiben der überschüssigen Ladung nach b ; Kompression der Zündladung	Expansion der Luft aus dem Luftkissen.

Eine Regelung der Leistung kann in weiten Grenzen durch Verstellen der Rohre bewirkt werden. Durch Einstellen des Rohres d wird die brennbare Ladung geregelt, durch das Rohr e die Größe des Luftkissenraumes und damit des Kompressionsdruckes vor der Ver-

puffung. Am Kompressorzylinder kann durch Verstellen der Rohre g und k ein großes Volumen auf kleinen Druck oder ein kleines Volumen auf großen Druck verdichtet werden.

Um die Zustandsänderung im Raum C möglichst der Isothermen zu nähern, ist der Vorschlag entstanden, in den Zylinder C Scheiben aus Drahtgeflecht einzubauen, die bei jedem Vorschwingen genäßt werden. Die beim Rückschwingen am Geflecht anhaftenden Wasser-
teilchen bilden eine wirksame Kühlung der Luft während der Kompression. Dabei wird die der Kompressionsarbeit gleichwertige Wärme dem Wasser mitgeteilt; das Förderrohr D verlangt daher eine Kühlung an seiner Oberfläche, wenn nicht vorgezogen wird, die Wassersäule immer wieder neu zu ersetzen. Das Rohr D kann zur ausgiebigen Kühlung mit dünnen Flanschen versehen und in fließendes Wasser gelegt werden.

Der Humphrey-Gaskompressor benötigt wie die Pumpe große Wassermassen und erhält daher bedeutende Abmessungen. Vielleicht gelingt es aber, statt des Wassers andere schwingende Körper als Übertragungsmittel anzuwenden, ohne das Prinzip wesentlich zu ändern.

III. Kreisprozesse der Gasturbine.

11. Allgemeines über Gleichdruck-Gasturbinen.

Das Gemisch von brennbarem Gas und Luft vom Anfangszustand A (Druck p_1 , Temperatur T_1 , Fig. 14) soll zunächst mit möglichst kleinem Arbeitsaufwand auf den hohen Druck p_2 gebracht werden. Die ideale Verdichtung verläuft nach der Isothermen $A-B$; ihr Arbeitsaufwand beträgt

$$T_1 (A \text{ } \textcircled{S}) \text{ in WE/kg/Mol}$$

oder auf 1 kg Brennstoff

$$Q_{is} = T_1 (A \text{ } \textcircled{S})/m \quad (1)$$

Für die Lebensfähigkeit der Gasturbine ist es von größter Wichtigkeit, die tatsächliche Verdichtung möglichst nahe an die ideale zu bringen. Der „isothermische“ Wirkungsgrad η_k , das ist das Verhältnis der isothermischen zur wirklich eingeführten Arbeit, soll möglichst hoch sein. Zur Zeit liefert ein mehrstufiger Kolbenkompressor mit kräftiger Zwischenkühlung die höchsten Werte, sein Entropiediagramm zeigt eine Zackenlinie, wie sie in Fig. 14 für drei Stufen eingezeichnet ist.¹⁾ Die tatsächliche Kompressionsarbeit beträgt daher Q_{is}/η_k in WE auf 1 kg der Ladung.

Das verdichtete Gemisch strömt nun in den Verbrennungsraum, der gegen die Düsen der Gasturbine zu offen steht. Daher geschieht die Verbrennung bei konstantem Kompressionsdruck p_2 und es beträgt der Wärmeinhalt des Endpunktes C

$$\mathfrak{B}_c = \mathfrak{B}_b + \mathfrak{S} \quad (2)$$

Für die Wärmetönung \mathfrak{S} kann der volle Heizwert des Brennstoffes bezogen auf 1 kg/Mol der Verbrennungsgase eingesetzt werden. Die in den Düsen zur Expansion gelangenden Verbrennungsprodukte können nämlich auf die fortwährend zufließenden Gase keine Wir-

¹⁾ Siehe: Ostertag, Theorie und Konstruktion der Kolben- und Turbo-Kompressoren, Berlin, Julius Springer 1911.

bis der Atmosphärendruck in D erreicht ist. Die im Auspuff fortziehende Wärme ist dargestellt als Flächenstreifen unter DA .

Für verlustfreie Strömung ist der Unterschied der Wärmehalte $\mathfrak{B}_c - \mathfrak{B}_d$ der Punkte C und D maßgebend, die auf den Wagrechten durch C und D zwischen den Punkten C' bzw. D' der Wärmekurve und der Richtung ART unmittelbar abzusteichen sind. Für 1 kg Verbrennungsprodukte ist das Wärmegefälle

$$i_c - i_d = \frac{\mathfrak{B}_c - \mathfrak{B}_d}{m} = \frac{c_0^2}{2g} \cdot A \dots \dots \dots (3)$$

woraus sich die theoretische Ausflußgeschwindigkeit im Endquerschnitt der Düse ergibt zu

$$c_0 = 91,5 \sqrt{i_c - i_d} \dots \dots \dots (4)$$

Hierbei ist wieder angenommen, das Gemisch verwandle sich im Punkte B plötzlich vollständig in Verbrennungsprodukte; letztere fallen daher einzig für die Gasturbine in Betracht, während das Ladegemisch mit der Turbine nicht in Berührung kommt.

Bei Verwendung von Rohöl hat der Kompressor reine Luft anzusaugen, der Brennstoff wird in den Verbrennungsraum eingespritzt und entzündet. Eine Änderung in der Anschauungsweise ist dadurch nicht bedingt, da für die Turbine einzig die Wärmetönung der Verbrennungsprodukte maßgebend ist. Dagegen ist für die Aufzeichnung des Diagrammes und für die Berechnung des Wirkungsgrades von Wichtigkeit, ob die Verbrennung ohne Wassereinspritzung oder mit einer solchen vor sich geht; ferner, ob die Einrichtung getroffen wird, die verdichteten Gase vor der Verbrennung zu erwärmen mit Benützung der entwerteten Wärme, mit der die Auspuffgase abziehen (Regenerierung).

12. Gleichdruck-Gasturbine ohne Wassereinspritzung.

Da die Verdichtung mit kleinstem Arbeitsaufwand geschehen soll, wird im folgenden stets vorausgesetzt, die Ladung sei in einer von der Gasturbine vollständig getrennten Kompressoranlage hergestellt. Als solche sei ein Kolbenkompressor gedacht, dessen Antrieb von einer thermisch möglichst vollkommenen Maschine erfolgen soll. Das Ganze läßt sich wohl derart vereinigen, daß die Eigenreibung verhältnismäßig klein wird; es darf daher mit Sicherheit für den Kompressor ein Wirkungsgrad von $\eta_k = 0,8$ (bezogen auf Isotherme) erwartet werden.

Wird in der Gasturbine B_t kg/sek gasförmiger Brennstoff verbraucht, von dem 1 kg die Luftmenge L kg benötigt, so hat

der Kompressor $(1 + L) \cdot B_t$ kg Luft und Gas in der Sekunde anzusaugen. Die an der Hauptwelle des Kompressors einzuführende Arbeitsleistung beträgt daher

$$N_k = \frac{Q_{is} \cdot (1 + L) B_t}{A \cdot \eta_k \cdot 75} \dots \dots \dots (5)$$

Bei Verwendung von flüssigem Brennstoff ist vom Kompressor nur Luft zu verdichten, dafür aber in bedeutender Menge. Das Einpressen des Rohöls in den Verbrennungsraum verlangt allerdings auch Arbeit zum Betrieb der Brennstoffpumpe, doch ist diese Energie so klein, daß ihre Vernachlässigung ohne weiteres gestattet ist.

Für flüssigen Brennstoff beträgt die Kompressorarbeit

$$N_k = \frac{Q_{is} \cdot L \cdot B_t}{A \cdot \eta_k \cdot 75} \dots \dots \dots (5a)$$

Die Nutzleistung der Gasturbine ist abhängig vom theoretischen Wärmegefälle ($i_c - i_d$), dessen Ausnützung in der gleichen Weise geschieht wie bei den Dampfturbinen. Damit die Temperatur des Gases beim Auftreffen gegen das Laufrad auf einen zulässigen Betrag sinkt, ist es nötig, die Expansion in einer einzigen Druckstufe bis auf den Atmosphärendruck fortzusetzen. Die Gasturbine ist daher als Druckturbine mit teilweiser Beaufschlagung zu bauen und erhält Düsen mit konisch sich erweiternden Querschnitten gegen den Austritt zu, nach dem Vorbild de Laval's. Die Auströmgeschwindigkeiten aus diesen Düsen zeigen Werte, wie sie de Laval bereits angewendet hat. Zur Herabsetzung der Umfangsgeschwindigkeit sind nach Art der Curtis-Turbinen zwei oder drei Geschwindigkeitsstufen anzuordnen. Die entsprechenden Schaufelkränze lassen sich an der einzigen Scheibe des Motors in bekannter Weise auf dem Umfang des Kranzes anbringen. Wenn auch der hydraulische Wirkungsgrad dieser Anordnung etwas tiefer steht als derjenige bei Verteilung des Wärmegefälles auf mehrere Druckstufen, so zeichnet sich diese Bauart durch unübertreffbare Einfachheit aus und bildet, wie schon erwähnt, die einzige Möglichkeit, die Temperaturen im Rad genügend tief zu halten.

Berücksichtigt man die Verluste in den Düsen, den Laufradkränzen und im Austritt, sowie die Lagerreibung und den Ventilationswiderstand insgesamt durch Einführen des „Turbinen-Wirkungsgrades“ η_t , so beträgt das an der Hauptwelle nutzbar gemachte Wärmegefälle $(i_c - i_d) \cdot \eta_t$ auf 1 kg Verbrennungsprodukte. Da nun 1 kg Brennstoff L kg Luft benötigt, so fließen in der Se-

kunde $(1 + L) B_t$ kg Verbrennungsgase durch die Turbine, daher ist die Nutzarbeit der Gasturbine

$$N_t = \frac{(i_c - i_d)(1 + L)\eta_t \cdot B_t}{A \cdot 75} \dots \dots \dots (6)$$

Von dieser Leistung ist die Kompressionsarbeit nur für den Fall abzuziehen, wenn der Kompressor von der Turbine angetrieben wird. Wie schon betont, verlangt aber die Wirtschaftlichkeit der Anlage eine besondere Antriebsmaschine für den Kompressor.

Unter dieser Voraussetzung sind noch zwei Möglichkeiten zu unterscheiden, je nachdem für beide Motoren der gleichartige Brennstoff verwendet wird oder verschiedene.

Nehmen wir an, es werde für den Antriebsmotor des Kompressors sowohl als für die Gasturbine Rohöl benützt, so kann für ersteren der spezifische Brennstoffverbrauch β für 1 PS/std als bekannt vorausgesetzt werden, dann ist der ganze Brennstoffverbrauch in der Sekunde

$$B_k = \frac{N_k \cdot \beta}{3600} \dots \dots \dots (7)$$

oder mit Gl. 5 a

$$B_k = \frac{\beta \cdot Q_{is} \cdot B_t L}{3600 \cdot 75 \cdot A \cdot \eta_k},$$

woraus

$$\frac{B_k}{B_t} = \frac{\beta \cdot Q_{is} \cdot L}{632 \cdot \eta_k} \dots \dots \dots (8)$$

Der Antriebsmotor des Kompressors braucht gegenüber der Turbine um so mehr Brennstoff, je größer der Enddruck der Kompression gewählt wird und je größer der Luftbedarf ist.

Die Lebensfähigkeit der Gasturbine wird in erster Linie bedingt durch die Größe des wirtschaftlichen Wirkungsgrades η_w . Es ist dies das Verhältnis der aus der Turbine abgegebenen Energie zu der im Brennstoff enthaltenen. Ist h der Heizwert des Brennstoffes für beide Motoren (Rohöl), so folgt

$$\eta_w = \frac{75 N_t \cdot A}{h (B_k + B_t)} \dots \dots \dots (9)$$

Mit Gl. 6 wird

$$\eta_w = \frac{(i_c - i_d)(1 + L)\eta_t}{h \left(1 + \frac{\beta Q_{is} L}{632 \cdot \eta_k}\right)} \dots \dots \dots (10)$$

Werden für beide Motoren **verschiedenartige Brennstoffe** gewählt, z. B. für die Antriebsmaschine des Kompressors Rohöl mit

dem Heizwert h_k (Dieselmotor), für die Turbine Gichtgas mit dem Heizwert h_t , so ist aus den Gl. 5 und 6 das Verhältnis beider Leistungen zu berechnen:

$$\frac{N_k}{N_t} = \frac{Q_{i_s}}{(i_c - i_d) \eta_k \cdot \eta_t} \quad \dots \quad (11)$$

Der wirtschaftliche Wirkungsgrad der Anlage beträgt, wenn B_k und B_t der in der Sekunde verbrauchte Brennstoff der beiden Motoren bedeutet

$$\eta_w = \frac{75 N_t A}{h_k B_k + h_t B_t} \quad \dots \quad (12)$$

Führt man den wirtschaftlichen Wirkungsgrad η_w' des Kompressormotors in die Rechnung ein, definiert durch die Beziehung

$$\eta_w' = \frac{75 N_k A}{h_k B_k} = \frac{632}{\beta h_k} \quad \dots \quad (13)$$

so ist hieraus

$$h_k B_k = \frac{75 N_k A}{\eta_w'}$$

und aus Gl. 5

$$h_t B_t = \frac{75 A N_k \eta_k h_t}{Q_{i_s} (1 + L)}$$

eingesetzt, ergibt

$$\eta_w = \frac{N_t}{N_k} \cdot \frac{1}{\frac{1}{\eta_w'} + \frac{\eta_k h_t}{Q_{i_s} (1 + L)}}$$

oder

$$\eta_w = \frac{(i_c - i_d) (1 + L) \eta_t}{\frac{Q_{i_s} (1 + L)}{\eta_w' \eta_k} + h_t} \quad \dots \quad (14)$$

Wird für beide Motoren Rohöl verwendet, so ist Gl. 5 a zu benutzen und man erhält

$$\eta_w = \frac{(i_c - i_d) (1 + L) \eta_t}{\frac{Q_{i_s} L}{\eta_w' \eta_k} + h_t} \quad \dots \quad (14a)$$

was auch aus Gl. 10 hervorgeht.

Naturgemäß ändert sich dabei auch Gl. 11 auf

$$\frac{N_k}{N_t} = \frac{Q_{i_s} L}{(i_c - i_d) \eta_k \cdot \eta_t} \quad \dots \quad (11a)$$

Aus diesen Beziehungen geht der große Einfluß einer guten Kompressoranlage auf den Gesamtwirkungsgrad besonders deutlich her-

vor. Der wirtschaftliche Wirkungsgrad der Antriebsmaschine sowohl, als der „isothermische Wirkungsgrad“ des Kompressors sollen möglichst groß sein, damit der Nenner des Ausdrucks klein ausfällt.

Für den Wirkungsgrad der Turbine η_t ist man auf die Erfahrungen des Dampfturbinenbaues angewiesen; bei einer Turbine mit einer Druckstufe und mehreren Geschwindigkeitsstufen darf er nicht höher als

$$\eta_t = 0,65$$

vorausgesetzt werden.

Nehmen wir ferner für alle nachfolgenden Rechnungen an, der mehrstufige Kolbenkompressor werde von einem Dieselmotor unmittelbar angetrieben, dem erfahrungsgemäß ein Rohölverbrauch von $\beta = 0,19 \text{ kg/PS}_e/\text{std}$ zugemutet werden darf bei einem Heizwert von $h_k = 10100 \text{ WE/kg}$; dann beträgt der wirtschaftliche Wirkungsgrad dieses Motors

$$\eta_w' = \frac{632}{0,19 \cdot 10100} \approx 0,33.$$

Der Zusammenbau zwischen Motor und Kompressor läßt sich derart ausführen, daß die Eigenreibung kleiner ausfällt als bei getrennten Maschinensätzen, so daß für $\eta_k = 0,8$ wohl ohne Schwierigkeit eingehalten werden kann, besonders wenn eine wirksame Zwischenkühlung angewendet wird.

Zahlentafel 10.

Gasturbine mit trockenem Gichtgas.

$h = 760 \text{ WE/kg}; \quad \mathfrak{S} = 10950 \text{ WE/kg/Mol}; \quad k = 1,5; \quad m = 31,2;$					
$b = 0,002; \quad L = 1,1755 \text{ kg}$					
Kompressionsdruck Atm.	10	20	30	40	60
Theoretisches Wärmegefälle ($\mathfrak{R}_c - \mathfrak{R}_d$) WE/kg/Mol	5700	6900	7450	7900	8400
Theor. Wärmegefälle ($i_c - i_d$) . WE/kg	183	221	239	253	269
Theor. Ausflußgeschwindigkeit C_0 m/sek	1238	1360	1415	1455	1500
Entropiezuwachs der Kompression ($A \text{ } \mathfrak{C}$)	4,55	6,0	6,7	7,3	8,14
Kompr. Wärme $Q_{i,s}$ WE/kg	43,8	57,6	64,5	70,2	78,3
Temp. am Anfang d. Adiab. abs. °	1580	1580	1580	1580	1580
Temp. am Ende d. Adiab. abs. °	960	813	743	690	620
Wirtsch. Wirkungsgrad η_m v. H.	23,1	25,3	26,1	26,8	27,1

In der vorstehenden Zahlentafel 10 sind die aus den entwickelten Formeln bestimmten Werte enthalten und zwar ist als Brennstoff das in Beispiel 1 behandelte Gichtgas gewählt, unter

Annahme eines Luftverhältnisses von $k=1,5$. Das für 1 kg Gas nötige Luftgewicht L hat denselben Wert, wie die in Zahlentafel 1 angegebene Luftmenge in cbm auf 1 cbm Gas. Die Rechnung ist durchgeführt für verschiedene Kompressionsdrücke; mit Hilfe deren die theoretischen Wärmegefälle aus dem Entropiediagramm (Fig. 14) ermittelt worden sind. In dieser Figur ist das Diagramm mit $p_2 = 30$ Atm. Kompressionsdruck ausgezogen, zum Vergleich sind außerdem die Diagramme mit 10 und 60 Atm. Druck strichpunktiert eingezeichnet. Der wirtschaftliche Wirkungsgrad bestimmt sich mit Gl. 14.

Aus den gefundenen Werten der Zahlentafel lassen sich folgende wichtige Schlüsse ziehen:

a) Der wirtschaftliche Wirkungsgrad einer Gasturbinenanlage kann dieselbe Höhe erreichen, wie sie gute Kolbengasmotoren aufweisen.

b) Mit wachsendem Kompressionsdruck steigt der Wirkungsgrad, doch ist es nicht ratsam, über 30 Atm. hinauszugehen.

c) Die theoretische Ausflußgeschwindigkeit aus den Düsen nimmt einen Wert an, der bei 10 bis 20 Atm. Kompressionsdruck nicht wesentlich höher liegt, als bei der de Laval-Dampfturbine.

d) Die höchste Temperatur der Gase vor den Düsen steigt auf die bei anderen Verbrennungsmotoren übliche Zahl. Wie dort kann die Wandungstemperatur des Verbrennungsraumes mittels Wasserkühlung genügend tief gehalten werden. Dieser Raum enthält keine bewegten Teile und die Verbrennung wird nicht durch Schmieröl beeinflusst.

e) Die Temperatur der Gase am Ende der Düse, d. h. beim Auftreffen auf den Laufradkranz ist vom Kompressionsdruck stark beeinflusst, und zwar ist die Temperatur um so kleiner, je größer der Druck ist. Dieser Zusammenhang ist auch im Entropiediagramm deutlich ersichtlich; die Expansionslinie CD rückt um so mehr nach links, je höher der Druck gewählt wird.

In bezug auf das zufriedenstellende Ergebnis des Wirkungsgrades ist zu bemerken, daß es nur erreicht werden kann unter der Annahme, die Verdichtung des Gas-Luft-Gemisches geschehe in besonderem Motor und unter günstigsten Verhältnissen.

Ändern wir z. B. die Annahmen und zwar

$$\begin{aligned} \text{für die Turbine} & \dots \eta_t = 0,6, \\ \text{für den Kompressormotor} & \eta_w' = 0,15 \text{ und } \eta_k = 0,6, \end{aligned}$$

so ist bei 30 Atm. Kompressionsdruck aus Gl. 14

$$\eta_w = \frac{239 \cdot 2,1775 \cdot 0,6}{\frac{64,5 \cdot 2,1775}{0,15 \cdot 0,6} + 760} = 0,146,$$

also fast die Hälfte des in Zahlentafel 10 angegebenen Wertes.

Läßt man den Kompressor von der Gasturbine selbst antreiben, so berechnet sich der wirtschaftliche Wirkungsgrad, wie leicht einzusehen, aus der Gleichung

$$\eta_w = \frac{(i_c - i_d)\eta_t - Q_{is}/\eta_k}{h}$$

und ergibt mit den eben erwähnten Werten

$$\eta_w = \frac{239 \cdot 0,6 - 64,5/0,6}{760} = 0,0474.$$

Die Anordnung eines Kompressorantriebes durch die Gasturbine ist daher unbrauchbar.

Die Zahlentafel zeigt, daß eine Schwierigkeit nur noch hinsichtlich der Temperatur im Rad besteht. Da nämlich die wirklichen Endtemperaturen zufolge der Strömungsverluste in den Düsen und im Rad noch wesentlich über diejenigen der adiabatischen Expansion steht, erhält das Rad selbst bei hohen Kompressionsdrücken so hohe Temperaturen, daß dieser Umstand die Betriebsfähigkeit der Gasturbine in Frage stellt.

Es sind daher Mittel zu suchen, mit denen diese Temperaturen herabgesetzt werden, ohne wesentliche Beeinträchtigung der thermischen Ausnützung.

Die nächstliegende Änderung besteht in einer Vergrößerung des Luftüberschusses, womit die Wärmetönung abnimmt.

Zahlentafel 11.

Verhältnis der theor. zur wirkl. Luft k	1,5	2	2,5
Luftmenge für 1 kg Brennstoff L kg	1,1775	1,57	1,965
Konstante b der spez. Wärme	0,002	0,00193	0,00174
Mittl. Mol.-Gewicht m	31,2	30,8	30,4
Wärmetönung \mathcal{Q} WE/kg/Mol	10950	9150	7850
Theor. Wärmegefälle ($\mathcal{R}_c - \mathcal{R}_d$)	7450	6500	5700
" " ($i_c - i_d$) WE/kg	239	211	187,4
Temperatur am Anfang d. Expansion abs. °C	1580	1400	1280
" " Ende " " " "	743	640	573
" " " " " gewöhnl. "	470	367	300
Wirtschaftl. Wirkungsgrad η_w v. H.	26,1	25,4	24,4

Man erhält bei einem Kompressionsdruck von 30 Atm. abs und verschieden großem Luftüberschuß unter Voraussetzung sonst gleicher Werte wie im vorigen Beispiel vorstehende Zusammenstellung.

Man erkennt, daß die Temperaturen mit zunehmendem Luftüberschuß abnehmen und bei $k=2$ auf zulässige Werte sinken; allerdings sinkt auch der Wirkungsgrad etwas, weshalb die Abschwächung der Wärmetönung besser auf einem anderen Weg zu erreichen gesucht wird.

13. Gleichdruck-Gasturbine mit Wassereinspritzung.

In der 4. Auflage des Werkes „die Dampfturbine“ zeigt Stodola den Rechnungsvorgang für Gleichdruck-Gasturbinen mit Wassereinspritzung, gelangt aber bei der Ausrechnung von Zahlenbeispielen zu einem durchaus unbefriedigenden Ergebnis. Der Grund ist — wie bereits dargelegt — darin zu suchen, daß die Gasturbine gleichzeitig zum Antrieb des Kompressors dienen soll, während wir auch in diesem Fall eine besondere, thermisch möglichst vollkommene Maschine für das nachfolgende voraussetzen wollen.

Unter Benützung der Ausführungen an der angegebenen Quelle und der genannten Verallgemeinerung erhalten wir folgende Gleichungen zur Berechnung der Gasturbine.

Durch das Einspritzen von Wasser von der Temperatur t_0 (n kg Wasser auf m kg Gas, $\lambda = n/m$ kg Wasser auf 1 kg Gas) in den Verbrennungsraum bildet sich sofort ein gleichartiges Gemenge von Gas und überhitztem Dampf. Wendet man für die Teildrücke der beiden Bestandteile die Zustandsgleichung an, so erhält man aus ihr das Druckverhältnis

$$\psi = p_a/p_g = \frac{n R_a}{m R_g} \quad \dots \dots \dots (15)$$

wobei nach Dalton für die Mischung von Dampf und Gas

$$p_a + p_g = p_2$$

ist; damit ist der Teildruck für den Dampf

$$p_a = \frac{\psi}{1 + \psi} \cdot p_2 \quad \dots \dots \dots (16)$$

Mit Hilfe dieses Dampfdruckes kann die zugehörige Gesamtwärme λ_s aus der Entropietafel für Wasserdampf abgelesen werden (Wärmeinhalt), die dem trocken gesättigten Zustand entspricht, ebenso die Sättigungstemperatur T_s , dann ist $n(\lambda_s - q_0)$ die Wärme bezogen auf das kg/Mol, die zur Herstellung von trocken gesättigtem

Dampf von der Temperatur T_s aus Wasser von t_0 nötig ist. Wird dieser Dampf überhitzt auf die Temperatur T_2 , so ist hierzu die Wärme $c_{pd} \cdot n(T_2 - T_s)$ nötig; denkt man sich aber den Dampf abgekühlt von T_s auf die kleinere Temperatur T_2 , wobei T_2 die Gas-temperatur am Ende der Kompression bedeutet ($T_2 < T_s$), ohne daß der Dampf in den Sättigungszustand zurückkehren kann, so ist die Wärme $n \cdot c_{pd} \cdot (T_s - T_2)$ abzuziehen. Daher benötigt 1 kg/Mol Dampf die Wärme

$$\mathfrak{R}'_1 = n[\lambda_s - q_0 - c_{pd} \cdot (T_s - T_2)] \quad \dots \quad (17)$$

bezogen auf den Zustand in der Verbrennungskammer vor der Verbrennung.

Mit dem Molekulargewicht $m' = 18$ des Wassers bestimmt sich die Zahl der Dampf-kg/Mol auf 1 kg/Mol Gasgemisch

$$z = n/m' = n/18 \quad \dots \quad (18)$$

und damit die Konstante b_m der Dampf-Gas-Mischung aus der Beziehung über die Mischungswärme:

$$b_m(1+z) = b_g + z b_a \quad \dots \quad (19)$$

Die Wärmetönung \mathfrak{S} wird einesteils verwendet, um das Wasser in den überhitzten Zustand zu bringen (Wärme \mathfrak{R}'_1), anderenteils um das Dampf-Gas-Gemisch (1 kg/Mol Gas + z kg/Mol Dampf) bei konstantem Druck zu erwärmen (Zustandsänderung von B nach C). Dabei ändert sich der Wärmeinhalt von \mathfrak{R}_b auf \mathfrak{R}_c und es gilt die Beziehung

$$\mathfrak{S} = \mathfrak{R}'_1 + (1+z)(\mathfrak{R}_c - \mathfrak{R}_b) \quad \dots \quad (20)$$

Die hiermit bestimmte Wärmezunahme $\mathfrak{R}_c - \mathfrak{R}_b$ ist in das Entropiediagramm auf der Wagrechten durch A von B' aus einzutragen (Fig. 15) in derselben Weise, wie früher die Wärmetönung \mathfrak{S} . Vorher ist die zu b_m gehörige Wärmekurve eingezeichnet worden, ebenso die zu b_m beigeordnete Richtung der Adiabaten. Zieht man die Expansionslinie CD bis zum Schnitt mit der p -Linie durch A , so erhält man die Wärmeinhalte an diesen Eckpunkten, damit auch das theoretische Wärmegefälle der Gasturbine. Für die Umrechnung desselben ist das Molekulargewicht m_0 der Mischung nötig:

$$(1+z)m_0 = m + zm'$$

oder

$$m_0 = \frac{1+z}{1+z} \cdot m \quad \dots \quad (21)$$

und es ergibt sich

$$i_c - i_d = \frac{\mathfrak{R}_c - \mathfrak{R}_d}{m_0} = \frac{c_0^2}{2g} A \quad \dots \quad (22)$$

Bei der Berechnung der Nutzarbeit der Turbine ist zu berücksichtigen, daß auf 1 kg des Gasgemisches $(1 + \lambda)$ kg Dampf-Gas-Gemisch entfallen, daher ist

$$N_t = \frac{(1 + \lambda)(i_c - i_a) B_t (1 + L) \eta_t}{A \cdot 75} \quad (23)$$

Da sich die Arbeit des Kompressors gleich bleibt, wie bei der Verbrennung ohne Wassereinspritzung, so folgt bei Anwendung gasförmigen Brennstoffes

$$\frac{N_k}{N_t} = \frac{Q_{i_s}}{(1 + \lambda)(i_c - i_a) \cdot \eta_k \cdot \eta_t} \quad (24)$$

und der wirtschaftliche Wirkungsgrad

$$\eta_w = \frac{(1 + \lambda)(i_c - i_a)(1 + L) \eta_t}{\frac{Q_{i_s}(1 + L)}{\eta_k \cdot \eta_w'} + h_t} \quad (25)$$

Für flüssigen Brennstoff ergeben sich die Gleichungen

$$\frac{N_k}{N_t} = \frac{Q_{i_s} L}{(1 + \lambda)(i_c - i_a)(1 + L) \eta_k \cdot \eta_t} \quad (24 a)$$

$$\eta_w = \frac{(1 + \lambda)(i_c - i_a)(1 + L) \cdot \eta_t}{\frac{Q_{i_s} L}{\eta_k \cdot \eta_w'} + h_t} \quad (25 a)$$

Die nicht an die Turbinenwelle abgegebene Arbeit hat den Betrag

$$\mathfrak{B}_v = (1 - \eta_t)(\mathfrak{B}_c - \mathfrak{B}_a) \text{ auf 1 kg/Mol.}$$

Sie erhöht den Wärmehalt der abziehenden Gase und damit auch ihre Temperatur, falls von irgendwelchen Kühlmitteln an der Radscheibe abgesehen wird. Durch Eintragen dieser Verlustwärme \mathfrak{B}_v in das Entropiediagramm erhält man Punkt E auf der p_1 -Linie (Fig. 14), der den Endzustand des Gases hinter dem letzten Laufradkranz gibt. Der in den Düsen auftretende Teil der Reibungswärme ergibt durch Eintragen den Endpunkt F der wirklichen Expansion. Diese Punkte, sowie die wirkliche Expansionslinie sind in Fig. 16 ebenfalls eingetragen.

Um den Einfluß der Werte auf die maßgebenden Größen zu erkennen, ist in Zahlentafel 12 die Berechnung der wichtigsten Größen zusammengestellt, unter Benützung des Entropiediagrammes (Fig. 15).

Als Brennstoff ist Rohöl für beide Motoren vorausgesetzt, dessen Heizwert und Wärmetönung aus Beispiel 4, Seite 12, entnommen wurde. Für die Beurteilung der Anlage ist die Wahl des Brennstoffes im übrigen belanglos. Die Rechnung ist mit einem einzigen Kompressionsdruck von $p_2 = 30$ Atm. durchgeführt, so daß stets dieselbe Wärme $Q_{i,s}$ für isothermische Verdichtung vorliegt.

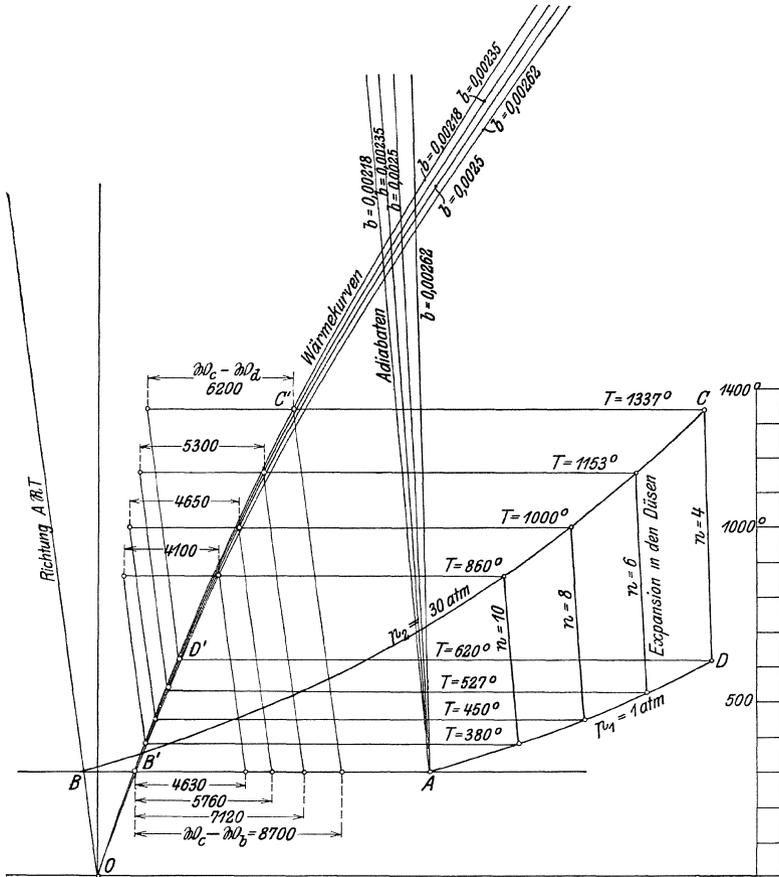


Fig 15.

Die Zahlentafel 12 ist für ein und denselben kleinen Luftüberschuß $k = 1,5$ durchgerechnet. Mit wachsendem Dampfgehalt nimmt wohl der Wirkungsgrad etwas ab, die Temperatur im Lauf- rad aber ebenfalls; sie läßt sich leicht auf einen zulässigen Wert bringen.

Zahlentafel 12.

Gasturbine für Rohöl und Wassereinspritzung.
Kleiner Luftüberschuß. Einfluß des Dampfgehaltes.

$h_t = 10\,110$ WE/kg	$p_2 = 30$ Atm/abs	$c_{p,d} = 0,41$	$\eta_t = 0,65$
$k = 1,5$	$T_2 = T_0 = 300^\circ$ abs	$b_g = 0,001\,73$	$\eta_k = 0,8$
$L = 21,53$ kg	$Q_{i,s} = 69,6$ WE/kg	$b_d = 0,004\,2$	$\eta_w' = 0,33$

Anzahl kg Dampf auf m kg Luft	n	4	6	8	10
Verhältnis $\lambda = n/m$		0,138	0,207	0,276	0,345
Druckverhältnis η' zwischen Dampf u. Luft		0,222	0,333	0,444	0,555
Anzahl kg/Mol Wasser $Z = n/18$		0,222	0,333	0,444	0,555
Dampfdruck p_d Atm/abs		4,46	7,50	9,24	10,7
Gesamtwärme des Dampfes λ_s . . WE/kg		656	663	665	667
Sättigungstemperatur t_s $^\circ\text{C}$		148	165	173	180
Im Dampf gebundene Wärmetönung \mathfrak{B}_1' WE/kg/Mol		2317	3476	4624	5773
Sichtbare Wärmetönung ($\mathfrak{B}_c - \mathfrak{B}_d$) "		8700	7120	5760	4630
Mittl. Mol.-Gew. d. Dampf-Gas-Mischung m_0		27,0	26,2	25,6	25,0
Konstante b_m der spez. Wärme		0,002 18	0,002 35	0,002 5	0,002 62
Theor. Warmegefälle ($\mathfrak{B}_c - \mathfrak{B}_d$) WE/kg/Mol		6200	5300	4650	4100
" " ($i_c - i_d$) . . . WE/kg		230	202	181,5	162
" Austrittsgeschwindigkeit c_0 . m/sek		1390	1300	1240	1165
Leistungsverhältnis N_h/N_t		0,49	0,524	0,55	0,587
Temp. am Anfang d. Expansion T_3 $^\circ\text{C}$ abs		1337	1153	1000	860
" " Ende d. ad. Expansion T_4 " "		620	527	450	380
Verlustwärme \mathfrak{B}_v WE/kg/Mol		2120	1860	1630	1420
Temperatur am Ende des Rades . $^\circ\text{C}$ abs		860	750	650	570
" " " " " " " gew.		597	477	377	297
Wirtschaftlicher Wirkungsgrad η_w . v. H.		24,1	22,6	21,5	20,3

In der Zahlentafel 13 ist eine Gruppe weiterer Beispiele zusammengestellt. Die beiden ersten senkrechten Reihen gelten für großen Luftüberschuß und wenig Dampf, die andern für weniger Luft und viel Dampf. Hierbei sind die in Zahlentafel 6 angeführten Werte benützt worden. In Zahlentafel 14 sind zwei Beispiele enthalten, die den Einfluß der Vorwärmung der Druckluft vor ihrer Verwendung im Verbrennungsraum zeigen.

Wird nämlich die Luft nach ihrer Verdichtung durch die abziehenden Gase auf z. B. $T_2 = 500^\circ$ erwärmt, so geschieht dies kostenlos; eine höhere Temperatur erhält die Luft auch im Kompressor unbeabsichtigt, da sie nach Verlassen der letzten Stufe nicht abgekühlt wird. Für diesen Fall ist die Wärmetönung nicht auf der Wagerechten durch A , sondern auf der entsprechenden Temperaturlinie von B' (Fig. 16) aus abzutragen. Dadurch ver-

schiebt sich das ganze Diagramm aufwärts und die übrigen Temperaturen steigen ebenfalls. Die Zahlentafel enthält die Temperaturen am Anfang der Expansion, sowie am Auspuffrohr, wenn von einer künstlichen Kühlung des Laufrades abgesehen wird.

Zahlentafel 13.

Gasturbine für Rohöl und Wassereinspritzung.
Großer Luftüberschuß.

		$k = 2,5$		$k = 2$			
$h_t = 10110$ WE/kg		$\xi = 7910$ WE/kg/Mol		$\xi = 9850$ WE/kg/Mol			
$b_d = 0,0042$		$L = 35,9$		$L = 28,7$			
$c_{p,d} = 0,41$		$b_g = 0,00148$		$b_g = 0,00159$			
$p_2 = 30$ Atm.		$m = 29$		$m = 29$			
$Q_{t_1} = 69,6$ WE/kg							
Anzahl kg Dampf auf m kg Luft		2	4	2	4	6	8
n							
Verhältnis $\lambda = n/m$		0,069	0,138	0,069	0,138	0,207	0,276
Druckverhältnis zwischen Dampf und Luft ψ		0,111	0,222	0,111	0,222	0,333	0,444
Anzahl kg/Mol Wasser $z = n/18$. .		0,111	0,222	0,111	0,222	0,333	0,444
Dampfdruck p_d Atm/abs		3,0	4,46	3,0	4,46	7,50	9,24
Gesamtwärme des Dampfes λ_s WE/kg		652	656	652	656	663	665
Sättigungstemperatur t_s ° C		133	148	133	148	165	173
Im Dampf gebundene Warmetönung \mathfrak{R}_1'		1163	2317	1163	2317	3476	4624
Sichtbare Wärmetönung ($\mathfrak{R}_c - \mathfrak{R}_d$) .		6060	4580	7800	6160	4800	3620
Mittleres Mol.-Gew. der Dampf-Gas-Mischung m_0		27,8	27,0	27,8	27,0	26,2	25,6
Konstante b_m der spez. Wärme . . .		0,00175	0,00197	0,00186	0,00206	0,00226	0,0024
Theor. Wärmegefälle ($\mathfrak{R}_c - \mathfrak{R}_d$) WE/kg/Mol		4900	4050	5900	4900	4200	3500
" " ($i_c - i_d$) WE/kg		176,7	150	212	181,5	160,5	137
Theor. Austrittsgeschw. c_0 . . m/sek		1235	1120	1330	1240	1160	1070
Leistungsverhältnis N_k/N_t		0,690	0,762	0,572	0,628	0,67	0,74
Temp. am Anfang d. Exp. T_3 ° C abs.		1077	880	1270	1070	900	753
" " Ende " " T_4 ° C abs.		467	376	563	473	390	323
Verlustwärme \mathfrak{R}_v . . . WE/kg/Mol		1400	1160	2060	1400	1200	1000
Temp. am Ende d. Rades . . ° C abs.		667	543	830	653	567	450
" " " " " ° C gew.		394	270	557	380	294	177
Wirtschaftl. Wirkungsgrad η_w . v. H.		23,2	20,9	24,7	22,6	21,2	19,1

Wie ersichtlich, ist es durch geeignete Mischung möglich, die Endtemperaturen auf zulässige Werte zu ermäßigen, ohne von den zahlreich vorgeschlagenen Kühlmitteln Gebrauch zu machen.

Der verbreiteten Meinung, der Wasserdampf könne der Schaufelung der Gasturbine schädlich sein, darf entgegengehalten werden,

daß der Dampf mit 1 Atm. Druck und etwa 400° C auf den Radkranz trifft, und in diesem Zustand so hoch überhitzt ist, daß er als vollkommenes Gas angesehen werden kann, wie die anderen Bestandteile. Im übrigen ist auch der gesättigte Dampf der Turbine nicht sonderlich schädlich, hierüber liegen genug Erfahrungen vor. Man soll eben eine Turbine nicht mit einer Kolbenmaschine verwechseln.

Zahlentafel 14.

Gasturbine für Rohöl und Wassereinspritzung.
Einfluß der Vorwärmung der Druckluft.

$$\begin{array}{lll} \mathfrak{S} = 9850 \text{ WE/kg/Mol} & k = 2 & T_0 = 300^\circ \\ L = 28,7 \text{ kg} & b_g = 0,00159 & T_2 = 500^\circ \end{array}$$

Anzahl kg Dampf auf mkg Luft	n	4	6	8
Verhältnis $\lambda = n/m$		0,138	0,207	0,276
Druckverhältnis von Dampf zu Luft ψ . . .		0,222	0,333	0,444
Anzahl kg/Mol Wasser z		0,222	0,333	0,444
Dampfdruck p_d Atm/abs		4,46	7,50	9,24
Gesamtwärme des Dampfes λ_s . . . WE/kg		656	663	665
Sättigungstemperatur t_s ° C		148	165	173
Im Dampf gebundene Wärmetönung \mathfrak{B}_1' WE/kg/Mol		2646	3968	5286
Sichtbare Wärmetönung ($\mathfrak{B}_c - \mathfrak{B}_d$) „		5890	4410	3160
Mittleres Mol.-Gew. m_0		27,0	26,2	25,6
Konstante b_m der spez. Wärme	0,00206	0,00206	0,00226	0,0024
Theor. Wärmegefälle ($\mathfrak{B}_c - \mathfrak{B}_d$) WE/kg/Mol		5600	4900	4150
„ „ ($i_c - i_d$) . . . WE/kg		207	187	162
Theor. Ausflußgeschw. c_0 m/sek		1315	1250	1163
Leistungsverhältnis		0,55	0,574	0,625
Temp. am Anfang d. Exp. T_3 abs.		1200	1026	873
„ „ Ende „ „ T_4 „		533	460	380
„ „ Ende des Rades „		773	673	567
„ „ „ „ „ (gew.) ° C		500	400	294
Verlustwärme \mathfrak{B}_v WE/kg/Mol		1960	1750	1450
Wirtschaftl. Wirkungsgrad v. H.		25,8	24,6	22,6

Aus dem Verhältnis der Kompressorleistung zur Turbinenleistung geht hervor, daß eine große Gasturbine eine ganz bedeutende Kompressorenanlage erfordert. Eine solche spielt für die Gasturbine eine ähnliche Rolle, wie die Kesselanlage für die Dampfturbine.

Um diese Größenverhältnisse überblicken zu können, soll die Berechnung einer Gleichdruck-Gasturbine für eine bestimmte Größe durchgeführt werden. Damit läßt sich zugleich zeigen, auf welche Weise die Zahlentafeln entstanden sind.

Beispiel. In einer Gasturbine soll eine Brennstoffmenge von $B_t = 0,1$ kg/sek Rohöl zur Arbeitsleistung gelangen mit einer Zusammensetzung, wie sie für Zahlentafel 6 benutzt worden ist. Das Verhältnis der wirklichen zur theoretischen Luftmenge soll $k = 2$ betragen.

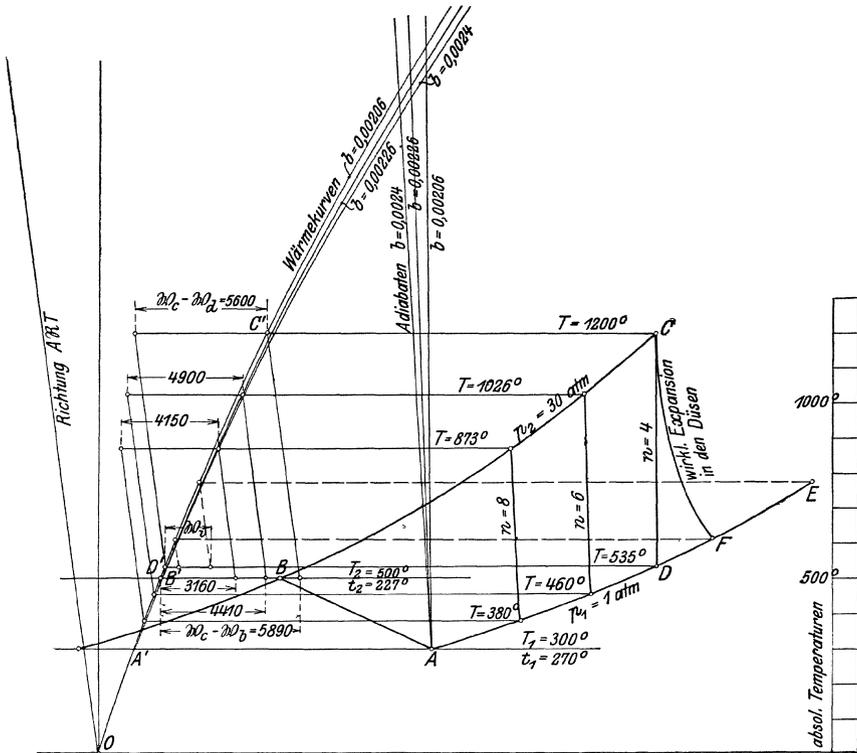


Fig. 16.

Aus der Zahlentafel 6 ergibt sich für die Luftmenge $L = 28,7$ kg auf 1 kg Rohöl, ferner eine Wärmetönung von $\xi = 9850$ WE/kg/Mol.

Die isothermische Verdichtung von 1 kg Luft auf 30 Atm. erfordert eine Arbeit von $Q_{is} = \frac{6,74 \cdot 300}{29} = 69,6$ WE/kg daher ist der Arbeitsbedarf des Kompressors nach Gl. 5a

$$N_k = \frac{Q_{is} L B_t}{A \eta_k 75} = \frac{69,6 \cdot 28,7 \cdot 0,1 \cdot 427}{0,8 \cdot 75} = 1420 \text{ PS.}$$

Bei einem wirtschaftlichen Wirkungsgrad von $\eta_w' = 0,33$ für den Motor des Kompressors beträgt sein Rohölverbrauch

$$\beta = \frac{632}{\eta_w' h} = \frac{632}{0,33 \cdot 10100} = 0,19 \text{ kg für 1 PS/st}$$

und der ganze Brennstoffverbrauch

$$B_k = \frac{N_k \beta}{3600} = \frac{1420 \cdot 0,19}{3600} = 0,075 \text{ kg/sek}$$

Das Verhältnis der Verbrauchszahlen beider Motoren beträgt

$$B_k/B_t = 0,075/0,1 = 0,75.$$

Werden auf $m = 29 \text{ kg}$ Luft $n = 6 \text{ kg}$ Wasser eingespritzt, so beträgt die Wassermenge auf 1 kg

$$\lambda = n/m = 6/29 = 0,207.$$

Für das Druckverhältnis zwischen dem Anteil Dampf und dem Anteil Gas der Mischung ist nach Gl. 15

$$\psi = \frac{n}{m} \cdot \frac{R d}{R g} = 0,207 \cdot \frac{47,1}{29,3} = 0,333.$$

Die Zahl der kg/Mol Dampf auf 1 kg Gasgemisch beträgt

$$z = n/18 = 6/18 = 0,333.$$

Aus Gl. 16 ergibt sich der Dampfdruck

$$p_d = \frac{\psi}{1 + z} \cdot p_2 = \frac{0,333}{1,333} \cdot 30 = 7,5 \text{ Atm/abs.}$$

Zu diesem Druck läßt sich aus der Dampftabelle oder aus der Entropietafel für Wasserdampf die Gesamtwärme ablesen

$$\lambda_s = 663 \text{ WE/kg;}$$

ebenso die Sättigungstemperatur $t_s = 165^\circ$.

In den Beispielen der Zahlentafeln 12 und 13 ist als Anfangstemperatur der Druckluft $t_2 = t_0 = 27^\circ$ angenommen; der überhitzte Dampf ist daher dort auf diese Temperatur zu beziehen. Setzt man dagegen in vorliegendes Beispiel für die erwärmte Druckluft $t_2 = 227^\circ$, $T_2 = 500^\circ$ an, so ist die im Dampf gebundene Wärmetönung \mathfrak{B}_1' mit dieser Temperatur aus Gl. 17 zu berechnen; das Glied mit der Überhitzerwärme ist zu demjenigen der Dampfwärme zu addieren und man erhält:

$$\begin{aligned} \mathfrak{B}_1' &= n [\lambda_s - q_0 + c_{p d} (T_2 - T_s)] = 6 [663 - 27 + 0,41 (227 - 165)] \\ &= 3968 \text{ WE/kg/Mol.} \end{aligned}$$

Für die noch sichtbare Wärmetönung bleibt nach Gl. 20

$$\mathfrak{B}_c - \mathfrak{B}_b = \frac{\mathfrak{Q} - \mathfrak{B}_1'}{1 + z} = \frac{9850 - 3968}{1,333} = 4410 \text{ WE/kg/Mol.}$$

Aus Gl. 21 ist das mittlere Molekulargewicht der Mischung

$$m_0 = \frac{1 + \lambda}{1 + z} \cdot m = \frac{1,207}{1,333} \cdot 29 = 26,2.$$

Zur Aufzeichnung des Diagrammes ist die Konstante b_m der Mischung aus Gl. 19

$$b_m = \frac{b_g + z b_a}{1 + z} = \frac{0,00159 + 0,333 \cdot 0,00421}{1,333} = 0,00226.$$

Diesem Wert b_m entsprechend kann die Wärmekurve und die Richtung der Adiabaten in die Entropietafel eingezeichnet werden. Mit der Vorwärmung der Druckluft auf $T_2 = 500^\circ$ ist der sichtbare Teil der Wärmetönung von B' an wagrecht einzutragen (Fig. 16), wodurch der Endpunkt C' auf der Wärmekurve und damit der Zustandspunkt C am Ende der Verbrennung gefunden ist. Aus dem Diagramm ergibt sich das den Endpunkten C und D entsprechende theoretische Wärmegefälle

$$\mathfrak{R}_c - \mathfrak{R}_d = 4900 \text{ WE/kg/Mol}$$

oder

$$i_c - i_d = 4900/26,2 = 187 \text{ WE/kg,}$$

hieraus die theoretische Ausflußgeschwindigkeit

$$c_0 = 91,5 \sqrt{187} = 1250 \text{ m/sek.}$$

Die Gasturbine gibt an ihrer Hauptwelle die Energie ab

$$N_t = \frac{(1 + \lambda)(i_c - i_d) B_t (1 + L) \eta_t}{A \cdot 75} \\ = 1,207 \cdot 187 \cdot 0,1 \cdot 29,7 \cdot 0,65 \cdot 427 : 75 = 2480 \text{ PS.}$$

Das Motorenverhältnis beträgt daher

$$N_k/N_t = 1420/2480 = 0,574,$$

was mit Gl. 24a übereinstimmt.

Der gesamte Rohölverbrauch in der Sekunde ist

$$B = B_t + B_k,$$

damit der Gesamtverbrauch bezogen auf 1 PS/st der Gasturbinenleistung

$$B/N_t = \frac{(0,1 + 0,075) 3600}{2480} = 0,254 \text{ kg für 1 PS/st.}$$

Endlich ergibt sich hieraus der wirtschaftliche Wirkungsgrad der ganzen Anlage

$$\eta_w = \frac{632 \cdot 100}{0,254 \cdot 10110} = 24,6 \text{ v. H.}$$

Die Berechnung des Gesamtwirkungsgrades zeigt, daß zur Schaffung einer wirtschaftlich arbeitenden Gasturbine eine gute, mit höchster Wärmeausnützung arbeitende Kompressorenanlage unerläßliche Bedingung ist.

Gelingt es, mit dem Humphrey-Gas-Kompressor eine wesentlich günstigere Herstellung der Druckluft zu erzielen, als mit den jetzigen Kolbenkompressoren, so ist die Aufgabe bezüglich ihrer Wirtschaftlichkeit gelöst. Nehmen wir z. B. an, die in den berechneten Turbinen notwendige Luft werde derart günstig verdichtet, daß

$$\eta_k \cdot \eta_w' = 0,4$$

ist, so beträgt der wirtschaftliche Wirkungsgrad bei sonst gleichbleibenden Verhältnissen, wie im vorigen Beispiel:

$$\eta_w = 28,8 \text{ v. H.}$$

Diese Zahl wird von den großen Zweitakt-Dieselmotoren kaum überschritten.

Vergleicht man die in den Tafeln 12, 13 und 14 zusammengestellten Beispiele, so ergeben sich folgende Schlüsse:

Der Luftüberschuß soll so klein als möglich gewählt werden, dadurch wird die Wärmeausnützung gehoben, ferner vermindert sich die Größe der Kompressoranlage.

Zur Abschwächung der Wärmetönung ist so viel Dampf zuzusetzen als nötig ist, um die Radtemperaturen auf zulässige Werte herabzumindern.

Eine Vorwärmung der Verbrennungsluft nach der Verdichtung ist zur Erhöhung des Wirkungsgrades geboten, sofern dadurch die Temperatur in der Turbine nicht zu hoch steigt.

Eine weitere Möglichkeit in der billigen Beschaffung von Druckluft läßt sich in Verbindung der Wasserkraftanlagen mit Luftkompressoren durchführen. Ist die Energieabgabe eines solchen Kraftwerkes starken Schwankungen ausgesetzt (z. B. Betrieb von elektrischen Vollbahnen), so können die Luftkompressoren zur Erhaltung der vollen Belastung automatisch zu und abgeschaltet werden. Die Druckluft wird daher als Nebenprodukt erhalten und verlangt nur zu ihrer Aufspeicherung genügend große Behälter, bis sie in der Gasturbine Verwendung findet. Für ein Wasserwerk läßt sich die Kombination auch derart denken, daß bei halber Belastung des Werkes die Wasserturbinen für sich mit voller Arbeitsabgabe laufen und ihre Energie unmittelbar an den elektrischen Generator abgeben. Bei wachsendem Strombedarf wird eine Wasserturbine nach der andern auf Druckluft umgeschaltet und die zugehörige Gasturbine in Betrieb gesetzt, so daß jetzt jede Einheit etwa die doppelte Energie entwickelt.

14. Gasturbine mit Explosion und Vorverdichtung.

Der thermische Prozeß in der Gasturbine kommt demjenigen im Gasmotor am nächsten, wenn das verdichtete und nachher etwas vorgewärmte Gas-Luft-Gemisch (oder bei flüssigem Brennstoff die Luft) in einem besonderen Raum abgeschlossen und mit dem Brennstoff entzündet wird. Auch hier hat sich die Zustandsänderung während der Verdichtung der Isothermen möglichst zu nähern.

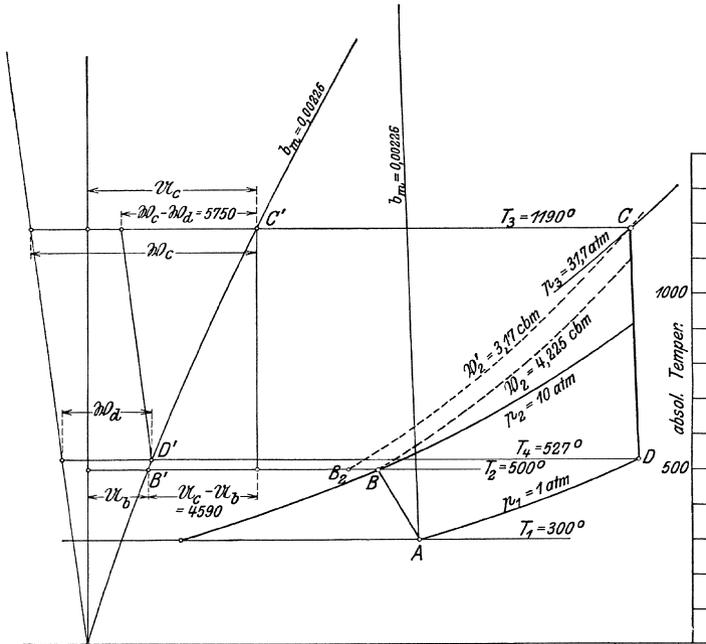


Fig. 17.

Ist die bei konstantem Volumen vor sich gehende Verbrennung beendet, so erfolgt die Expansion in den Düsen durch Ausströmen aus dem Verbrennungsraum, wobei der Druck von seinem Höchstwert abnimmt, bis der Atmosphärendruck erreicht ist. Dementsprechend sinkt auch die Ausflußgeschwindigkeit. Damit das Wiederauffüllen der neuen Ladung in der Verbrennungskammer ohne Druckverlust vor sich geht, kann die Kammer für die neue Ladung geöffnet werden, sobald in ihr die Spannung auf den Kompressionsdruck gesunken ist. Dadurch schiebt das neu eintretende Gemisch den Rest der Verbrennungsgase vor sich her den Düsen zu. Ist die Kammer mit der Ladung gefüllt, so wird sie abgeschlossen,

worauf die Entzündung von neuem erfolgt, bis zu diesem Zeitpunkt haben die Restgase mittlerweile ihre Expansion auf den Atmosphärendruck fortgesetzt.

Vom Anfangszustand A aus (p_1, v_1, T_1) (Fig. 17) erfolgt die Verdichtung, deren Endzustand durch den Punkt B (p_2, v_2, T_2) angezeigt wird. Die Explosion ohne Wassereinspritzung ist als Linie konstanten Volumens \mathfrak{B}_2 durch B dargestellt und das Entropiediagramm erhält mit dieser Annahme dasselbe Aussehen, wie dasjenige des Humphrey-Gasprozesses.

Da sich aber die Wassereinspritzung insbesondere zur Herabminderung der Temperaturen in der Turbine als nützlich erwiesen hat, wie dies der vorige Abschnitt zeigt, sollen auch hier, auf m kg Gas n kg Wasser eingespritzt werden, also auf 1 kg des Gasgemisches $\lambda = n/m$ kg Wasser.

Zur Bestimmung des Sättigungsdruckes sind hier die spezifischen Volumina zu benutzen. Für das Gasgemisch gibt die Zustandsgleichung das Volumen \mathfrak{B}_2 . Da der überhitzte Wasserdampf für sich dasselbe Volumen einnimmt, beträgt sein spezifisches Volumen auf 1 kg $v_d = \mathfrak{B}_2/n$. Hierzu gibt die Tafel für gesättigten Wasserdampf den Teildruck p_s , die Temperatur T_s , die Flüssigkeitswärme q_s und die innere Verdampfungswärme q_s . Die äußere Verdampfungswärme kommt hier nicht in Betracht, da die Verdampfung bei konstantem Volumen, also ohne äußere Arbeitsleistung vor sich geht. Damit ergibt sich nun die zum Verdampfen und Überhitzen auf T_2 nötige Wärme

$$\mathfrak{B}_1' = n [q_s - q_0 + q_s + c_{v,d} (T_2 - T_s)] \dots (26)$$

Mit der vorhandenen Wärmetönung \mathfrak{S} ist nun wie früher der Unterschied der Wärmeenergien am Ende und am Anfang der Verbrennung

$$u_c - u_b = \frac{\mathfrak{B}_1 - \mathfrak{B}_1'}{1 + z} \dots (27)$$

Hierbei kann wieder

$$\mathfrak{B}_1 = \mathfrak{S}$$

gesetzt werden, wenn die Wärmeableitung in der Verbrennungskammer unberücksichtigt bleibt und wenn Rückstände von der vorangegangenen Verbrennung nicht in Betracht gezogen werden.

Für die Dampf-Gas-Mischung bestimmt sich die Konstante b_m der spez. Wärme in derselben Weise wie früher, womit die zugehörige Wärmekurve sowie die Richtungslinie für die Adiabate in das Entropiediagramm eingezeichnet werden kann.

Durch den berechneten Unterschied $u_c - u_b$ ist aus diesem

Diagramm die Höhenlage des Endpunktes C und damit die Verbrennungstemperatur bestimmt.

Infolge der Wassereinspritzung verschiebt sich aber die Zustandslinie der Verbrennung nach links und fängt bei B_2 an, da nach der Verdampfung des Wassers nicht mehr 1 kg/Mol, sondern $(1+z)$ in der Mischung enthalten sind. Das Volumen für das Dampf-Gas-Gemisch beträgt daher

$$\mathfrak{B}_2' = \frac{\mathfrak{B}_2}{1+z} \dots \dots \dots (28)$$

Der Schnitt dieser \mathfrak{B}_2' -Linie mit der Temperaturlinie des Punktes C gibt diesen Punkt und damit den Explosionsdruck p_3

Die adiabatische Expansion in den Düsen stellt sich als Gerade $C-D$ dar, wobei D auf der p_1 -Linie durch A liegt. Die Wagrechten durch die Punkte C und D schneiden auf der Wärmekurve die entsprechenden Wärmeinhalte ab; daher ergibt sich für die Strömungsenergie beim Beginn des Ausströmens dieser verbrannten Ladung aus den Düsen

$$i_c - i_d = (\mathfrak{B}_c - \mathfrak{B}_d)/m_0 = A \frac{c_0^2}{2g} \dots \dots \dots (29)$$

da diese Geschwindigkeit im Verlaufe der Expansion stetig abnimmt, die Durchflußquerschnitte sich aber nicht ändern und die Umfangsgeschwindigkeit auch gleich bleiben muß, sinkt der Wirkungsgrad der Turbine mit abnehmendem Druck bedeutend und es muß daher für η_t ein Mittelwert eingesetzt werden, der beträchtlich unter demjenigen der Dampfturbine oder der Gleichdruck-Gasturbine steht. Dieser Umstand ist wohl als Hauptnachteil der Explosionsturbinen zu bezeichnen. Die Unsicherheit über die Größe dieses mittleren Wirkungsgrades verhindert zurzeit die Vorausbestimmung des Gesamtwirkungsgrades wesentlich.

Da der Kompressor die Gasladung nur auf den Druck p_2 zu verdichten hat, während die Expansion bei dem höheren Druck p_3 beginnt, kann $(i_c - i_d)$ nicht den Wärmewert der ausnützbaren Arbeit darstellen, wie dies bei der Gleichdruckturbine der Fall ist. Dieser Wert wird verkleinert um die Arbeit, die das Gas nötig hat, um bei konstantem Volumen von p_2 auf p_3 zu gelangen; sie beträgt $A v_2 (p_3 - p_2)$.

Demnach ist die Nutzleistung der Gasturbine, die in der Sekunde B_t kg Brennstoff erhält

$$N_t = \frac{(1+\lambda)[(i_c - i_d) - A v_2 (p_3 - p_2)](1+L) B_t \cdot \eta_t}{A \cdot 75} \quad (30)$$

Die übrige Rechnung bleibt unverändert, wenn man auch

hier voraussetzt, daß der Kompressor seinen eigenen Antriebsmotor erhält, dessen Wirkungsgrad höher ist, als derjenige der Gasturbine.

Beispiel. Die im vorigen Beispiel angenommene Rohölmenge von $B_i = 0,1$ kg/sek soll wieder mit demselben Luftverhältnis $k = 2$ in der Explosions-Gasturbine zur Verwendung gelangen.

Die zur Verbrennung nötige Luftmenge $L = 28,7$ kg auf 1 kg Rohöl ist von $p_1 = 1$ Atm., $T_1 = 300^\circ$ auf $p_2 = 10$ Atm. zu verdichten und mit $T_2 = 500^\circ$ der Turbine zuzuführen. Damit ist der Anfangspunkt A und der Endpunkt B der Kompression im Entropiediagramm (Fig. 17) bestimmt. Das zum Zustand B gehörige Volumen ergibt sich aus der Zustandsgleichung

$$\mathfrak{V}_2 = \frac{845 \cdot 500}{100000} = 4,225 \text{ cbm/kg/Mol.}$$

Nimmt man wie früher an, es werde eine Wassermenge von $n = 6$ kg auf $m = 29$ kg eingespritzt, so ist

$$\lambda = 6/29 = 0,207 \quad z = 0,333,$$

damit folgt für das spezifische Volumen des gesättigten Dampfes

$$v_d = \mathfrak{V}_2/n = 4,225/6 = 0,704 \text{ cbm/kg.}$$

Diesem Wert entspricht ein Dampfzustand mit den Größen

$$\begin{aligned} p_s &= 2,6 \text{ Atm.} & q_s &= 129 \text{ WE/kg.} \\ t_s &= 128^\circ & \rho_s &= 478 \text{ „} \end{aligned}$$

Daher ist die im Dampf gebundene Wärme nach Gl. 26

$$\mathfrak{W}_1' = 6 [129 - 27 + 478 + 0,41 (227 - 128)] = 3724 \text{ WE/kg/Mol.}$$

Sieht man wieder vom Einfluß der Wandungskühlung ab, ebenso von den Rückständen der vorangegangenen Verbrennung, so darf

$$\mathfrak{W}_1 = \mathfrak{S} = 9850 \text{ WE/kg/Mol}$$

gesetzt werden. Damit gibt Gl. 27 den sichtbaren Teil der Wärmetönung

$$\mathfrak{W}_e - \mathfrak{W}_b = \frac{9850 - 3724}{1,333} = 4590 \text{ WE/kg/Mol.}$$

Nach Gl. 28 ist das Volumen der Dampf-Gas-Mischung

$$\mathfrak{V}_2' = \frac{4,225}{1,333} = 3,17 \text{ cbm/kg/Mol.}$$

Mit den beiden letzten Werten läßt sich das Entropiediagramm (Fig. 17) vervollständigen, wenn für $b_m = 0,00226$ die

Wärmekurve und die Richtung der Adiabaten eingezeichnet wird. Durch Auftragen von $u_c - u_b$ findet sich die Endtemperatur der Verbrennung $T_3 = 1190^\circ$, dazu der Enddruck

$$p_3 = \frac{845 \cdot 1190}{3,17 \cdot 10000} = 31,7 \text{ Atm.}$$

Mit dem Endpunkt D der Adiabaten ist der Unterschied der Wärmeinhalte

$$\mathfrak{R}_c - \mathfrak{R}_d = 5750 \text{ WE/kg/Mol}$$

bestimmt, ferner

$$i_c - i_d = 5750/26,2 = 220 \text{ WE/kg}$$

$$c_0 = 91,5 \sqrt{220} = 1356 \text{ m/sek.}$$

Für die Arbeitsleistung der Turbine ist das Glied $A v_2 (p_3 - p_2)$ zu berechnen. Die Zustandsgleichung für Luft gibt das spezifische Volumen im Punkt B

$$v_2 = \frac{29,27 \cdot 500}{100000} = 0,146 \text{ cbm/kg,}$$

daher ist

$$A v_2 (p_3 - p_2) = \frac{0,146 (317000 - 100000)}{427} = 74,2 \text{ WE/kg,}$$

das nutzbare Wärmegefälle beträgt damit

$$(i_c - i_d) - A v_2 (p_3 - p_2) = 220 - 74,2 = 145,8 \text{ WE/kg.}$$

Wird der Turbinen-Wirkungsgrad schätzungsweise zu $\eta_t = 0,5$ angenommen, so kann die Turbine nach Gl. 30 die Leistung abgeben

$$N_t = \frac{1,207 \cdot 145,8 \cdot 0,1 \cdot 29,7 \cdot 0,5 \cdot 427}{75} = \sim 1500 \text{ PS.}$$

Der Kompressor benötigt bei $Q_{i,s} = 47,3 \text{ WE/kg}$

$$N_k = \frac{47,3 \cdot 28,7 \cdot 0,1 \cdot 427}{0,8 \cdot 75} = 965 \text{ PS,}$$

$$\frac{N_k}{N_t} = 0,64.$$

Der Brennstoffverbrauch für den Motor der Druckluftanlage sei wieder

$$\beta = 0,19 \text{ kg/st.}$$

oder

$$B_k = \frac{0,19 \cdot 965}{3600} = 0,051 \text{ kg/sek,}$$

$$B_k/B_t = 0,51$$

Im Ganzen

$$B = B_t + B_k = 0,151 \text{ kg/sek}$$

oder

$$B/N_t = \frac{0,151 \cdot 3600}{1500} = 0,363 \text{ kg/PS/st,}$$

damit folgt endlich für den wirtschaftlichen Wirkungsgrad

$$\eta_w = \frac{632 \cdot 100}{0,363 \cdot 10110} = 17,2 \text{ v. H.}$$

Die Wärmeausnützung bleibt also wesentlich unter derjenigen der Gleichdruck-Turbinen.

Würde die Energieausnützung im Laufrad der Explosionsturbine dieselbe sein können, wie bei der Gleichdruck-Turbine — was zufolge der abnehmenden Durchflußgeschwindigkeit nicht anzunehmen ist —, so würde man mit $\eta_t = 0,65$ erhalten.

$$N_t = 1950 \text{ PS,}$$

$$B/N_t = 0,279 \text{ kg/PS/st,}$$

$$\eta_w = 22,4 \text{ v. H.,}$$

d. h. auch bei gleich günstiger hydraulischer Wirkung reicht die wirtschaftliche Ausnützung kaum an diejenige der Gleichdruck-Turbine, obschon der Enddruck der Explosion zu 31,7 Atm. gefunden wurde, während bei der Gleichdruckturbine die Verbrennung unter einem Druck von 30 Atm. geschah.

Der thermische Prozeß der Explosionsturbine wird nur dann günstiger, wenn in beiden Prozessen gleiche Kompressionsdrücke vorausgesetzt werden. Dann aber steigt der Druck bei Verbrennung unter konstantem Volumen auf eine bedeutende Höhe.

Verlag von Julius Springer in Berlin.

Die Entropietafel für Luft und ihre Verwendung zur Berechnung der Kolben- und Turbo-Kompressoren. Von Dipl.-Ing. **P. Ostertag**, Professor am Kantonalen Technikum Winterthur. Mit 11 Textfiguren und 2 Tafeln. Preis M. 2,80.

Theorie und Konstruktion der Kolben- und Turbokompressoren. Von Dipl.-Ing. **P. Ostertag**, Professor am Kantonalen Technikum Winterthur. Mit 66 Textfiguren. In Leinwand gebunden Preis M. 11,—.

Neue Tabellen und Diagramme für Wasserdampf. Von Dr. **R. Mollier**, Professor an der Technischen Hochschule zu Dresden. Mit 2 Diagrammtafeln. Preis M. 2,—.

Technische Thermodynamik. Von Prof. Dipl.-Ing. **W. Schüle**. Zweite, erweiterte Auflage der „Technischen Wärmemechanik“. Erster Band: Die für den Maschinenbau wichtigsten Lehren nebst technischen Anwendungen. Mit 223 Textfiguren und 7 Tafeln. In Leinwand gebunden Preis M. 12,80.

Die Thermodynamik der Dampfmaschinen. Von Ingenieur **Fritz Krauss**, behördlich autorisierter Inspektor der Dampfkessel-Untersuchungs- und Versicherungs-Gesellschaft in Wien. Mit 17 Textfiguren. Preis M. 3,—.

Das Entwerfen und Berechnen der Verbrennungsmotoren. Handbuch für Konstrukteure und Erbauer von Gas- und Ölkraftmaschinen. Von **Hugo Güldner**, Oberingenieur, Direktor der Güldner-Motoren-Gesellschaft in München. Dritte, bedeutend erweiterte Auflage. In Vorbereitung.

Dieselmotoren für Land- und Schiffsbetrieb. Von **A. P. Chalkley** B. Sc. (Lond.), A. M. Inst. C. E. A. I. E. E. Mit einer Einleitung von Dr.-Ing. **Rudolf Diesel**, München. Ins Deutsche übertragen von Dr. phil. **Ernst Müller**, Dipl.-Ing., Gent. Mit 90 Figuren im Text und auf 8 Tafeln. In Leinwand gebunden Preis M. 8,—.

Das Vorkommen, die Beschaffenheit und die wirtschaftliche Bedeutung des Erdöles. Von Geheim. Hofrat Professor Dr. **Oebbeke**, München. — **Die neuere Entwicklung der ortsfesten Ölmaschine.** Von **A. Nägel**, Dresden. Mit 92 Textfiguren. — **Überblick über den heutigen Stand des Dieselmotorbaues und die Versorgung mit flüssigen Brennstoffen.** Diskussionsrede, gehalten von **R. Diesel** am 13. Juni 1911 in Breslau, nach den Vorträgen der Herren Dr. Oebbeke und Professor A. Nägel. — (Gemeinsamer Sonderabdruck aus der Zeitschrift des Vereines deutscher Ingenieure 1911) Preis M. 2,50.

Die Dieselmotoren in der Großschifffahrt. Von Ingenieur **W. Kaemerer**, Berlin. Mit 84 Textfiguren. (Sonderabdruck aus der Zeitschrift des Vereines deutscher Ingenieure.) Preis M. 3,—.

Zu beziehen durch jede Buchhandlung.

Die Gasmaschine. Ihre Entwicklung, ihre heutige Bauart und ihr Kreisprozeß. Von **R. Schöttler**, Geh. Hofrat, o. Professor an der Herzogl. Technischen Hochschule zu Braunschweig. Fünfte, umgearbeitete Auflage. Mit 622 Figuren im Text und auf 12 Tafeln.

In Leinwand gebunden Preis M. 20,—.

Großgasmaschinen. Ihre Theorie, Wirkungsweise und Bauart. Von **Heinrich Dubbel**, Ingenieur. Mit 400 Textfiguren und 6 Tafeln.

In Leinwand gebunden Preis M. 10,—.

Gemischbildungen der Gasmaschinen. Von Dr.-Ing. **G. Hellenschmidt**. Mit 21 Textfiguren und 1 Tafel. Preis M. 1,60.

Die Dampfturbinen. Mit einem Anhang über die Aussichten der Wärmekraftmaschinen und über die Gasturbine. Von **A. Stodola**, Dr. phil. Dr.-Ing., Professor am Eidgenöss. Polytechnikum in Zürich. Vierte, umgearbeitete und erweiterte Auflage. Mit 856 Textfiguren und 9 Tafeln.

In Leinwand gebunden Preis M. 30,—.

Die Dampfturbine als Schiffsmotor. Vergleichsrechnung für verschiedene Systeme (Zoelly, Rateau, Curtis, Parsons, Melms-Pfenninger). Von Dr.-Ing. **Karl Besig**, Oberlehrer an der Kgl. Schiffsinstitut- und Seemaschinenschule in Stettin. Mit zahlreichen Figuren auf Tafeln. Preis M. 3,—.

Kondensation. Ein Lehr- und Handbuch über Kondensation und alle damit zusammenhängenden Fragen, auch einschließlich der Wasserrückkühlung. Für Studierende des Maschinenbaues, Ingenieure, Leiter größerer Dampfbetriebe, Chemiker und Zuckertechniker. Von **F. J. Weiß**, Zivilingenieur in Basel. Zweite, ergänzte Auflage. Bearbeitet von **E. Wiki**, Ingenieur in Luzern. Mit 141 Textfiguren und 10 Tafeln.

In Leinwand gebunden Preis M. 12,—.

Die Kondensation der Dampfmaschinen und Dampfturbinen.

Lehrbuch für höhere technische Lehranstalten und zum Selbstunterricht. Von Dipl.-Ing. **Karl Schmidt**. Mit 116 Textfiguren.

In Leinwand gebunden Preis M. 5,—.

Die Berechnung der Luftpumpen für Oberflächenkondensationen unter besonderer Berücksichtigung der Turbinenkondensationen. Von Dr.-Ing. **Karl Schmidt**, Diplom-Ingenieur. Mit 68 Textfiguren. Preis M. 4,80.

Entwerfen und Berechnen der Dampfmaschinen. Ein Lehr- und Handbuch für Studierende und angehende Konstrukteure. Von **Heinrich Dubbel**, Ingenieur. Dritte, verbesserte Auflage. Mit 470 Textfiguren.

In Leinwand gebunden Preis M. 10,—.
