



Die Entropietafel für Luft

und ihre Verwendung zur Berechnung
der Kolben- und Turbo-Kompressoren

Von

Dipl.-Ing. **P. Ostertag**
in Winterthur

Zweite, verbesserte Auflage

Mit 18 Textfiguren und 2 Diagrammtafeln



Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH

1917

Die Entropietafel für Luft

und ihre Verwendung zur Berechnung
der Kolben- und Turbo-Kompressoren

Von

Dipl.-Ing. **P. Ostertag**
in Winterthur

Zweite, verbesserte Auflage

Mit 18 Textfiguren und 2 Diagrammtafeln



Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH
1917

Additional material to this book can be downloaded from <http://extras.springer.com>.

ISBN 978-3-642-90219-2 ISBN 978-3-642-92076-9 (eBook)
DOI 10.1007/978-3-642-92076-9

**Alle Rechte, insbesondere das der
Übersetzung in fremde Sprachen, vorbehalten.**

Vorwort.

Seit dem Erscheinen der ersten Auflage ist eine weitere Klärung über das physikalische Verhalten der Luft bei hohen Drücken erfolgt durch die Versuche von Holborn und Jakob. Es war daher nötig, die Entropietafel für diese Gebiete neu zu entwerfen, wobei die Wärmehalte statt der Temperaturen zu den Entropiewerten aufgetragen wurden (JS-Tafel). Mit dieser neuen Tafel lassen sich die Hochdruckkompressoren bis zu 300 Atm. Enddruck ebenso übersichtlich darstellen und berechnen wie für normale Verhältnisse. Zuzufolge der starken Veränderlichkeit der spezifischen Wärmen entsteht die zwingende Notwendigkeit, endlich die altergebrachten Rechnungen mit Potenzen zu verlassen und das bequeme Hilfsmittel der TS- oder JS-Tafel zu benützen.

Die vorliegende Bearbeitung enthält eine kurze Behandlung der Ausflußgesetze aus Düsen, ferner die Berechnung der Luftpumpen für Unterdruck. Bei Kolbenkompressoren führt die Übertragung der Indikator diagramme zu tieferem Verständnis der inneren Vorgänge; bei den Turbokompressoren ist die Tafel das einzige Mittel die am Versuchsstand gefundenen Größen mit ihren gegenseitigen Einflüssen sichtbar zu machen und die Art der Energieumsetzung zu erkennen.

Die Tafeln und der zu ihrer Erläuterung beigegebene Text bezwecken eine Abkürzung der bisherigen Rechnungen bei gleichzeitiger Erhöhung des Einblickes in die darstellbaren Vorgänge. Deshalb ist den entwickelten Methoden eine recht große Verbreitung zu wünschen.

Winterthur, im April 1917.

P. Ostertag.

Inhaltsverzeichnis.

	Seite
I. Grundgesetze	5
a) Zustandsgleichung	5
b) Wärmegleichung	5
c) Werte der spezifischen Wärme	7
d) Entropie	8
II. Zustandsänderungen	10
a) Zustandsänderung bei unveränderlichem Volumen	10
b) Zustandsänderung bei unveränderlichem Druck	11
c) Zustandsänderung bei gleichbleibender Temperatur	12
d) Zustandsänderung bei gleichbleibender Entropie	13
e) Polytropische Zustandsänderung	15
f) Ausflußgesetze	18
III. Berechnung der Kolbenkompressoren	22
a) Theoretischer Arbeitsvorgang im einstufigen Kompressor	22
b) Schädlicher Raum	23
c) Mehrstufige Kompressoren	25
d) Die wirklichen Vorgänge im Kolbenkompressor mit Rücksicht auf die Neben- erscheinungen	29
e) Luftpumpen für Unterdruck	34
IV. Berechnung der Turbokompressoren	37
a) Einstufiges Turbogebläse ohne Kühlung	37
b) Mehrstufige Turbogebläse ohne Kühlung	39
c) Wirkung der Kühlung	42

I. Grundgesetze.

a) Zustandsgleichung.

Der Zustand eines Gases ist bestimmt durch Angabe des Druckes p , der Temperatur t und des Volumens v der Gewichtseinheit (spezifisches Volumen). Diese drei Größen sind nicht unabhängig voneinander, sondern es besteht zwischen ihnen erfahrungsgemäß die allgemeine Zustandsgleichung

$$p \cdot v = RT \dots \dots \dots (1)$$

Hierin bedeutet $T = 273 + t$ die absolute Temperatur und R die sog. Gas-konstante. Sie beträgt für trockene atmosphärische Luft

$$R = 29,27,$$

falls der Druck p als absoluter Druck in kg/qm eingesetzt wird.

Da in den meisten Anwendungen der Druck p und die Temperatur t leicht gemessen werden können, dient Gl. (1) zur Berechnung des spezifischen Volumens, das in cbm/kg erhalten wird. Mit v ist auch das Gewicht γ der Volumeneinheit (spezifisches Gewicht) bekannt

$$\gamma = \frac{1}{v}.$$

Nimmt das Gas den Raum V ein, so besitzt es das Gesamtgewicht

$$G = \gamma V = \frac{V}{v} \dots \dots \dots (2)$$

Bei Kolbenkompressoren kann die Temperatur der Luft im Zylinder während des Hin- und Herganges des Kolbens nicht gemessen werden. Kennt man aber das in der Zeiteinheit durch die Maschine durchfließende Luftgewicht G , so erhält man mit dem augenblicklichen Volumen V das spezifische Volumen v und aus der Zustandsgleichung die Temperatur T bzw. t .

Aus Gl. (1) folgt auch unmittelbar

$$pV = GRT,$$

womit T bestimmt ist.

b) Wärmegleichung.

Führt man einem Gas Wärme zu, ohne daß die eingeschlossene Menge ihr Volumen vergrößern kann, so wird diese Wärme als innerer Energievorrat aufgespeichert. Er macht sich nach außen fühlbar durch eine Temperaturerhöhung dT , die bei Luft angenähert proportional der Wärmezufuhr ist. Zur Erhöhung der

Temperatur um 1°C sei die Wärme c_v nötig (spezifische Wärme bei konstantem Volumen), dann beträgt die Zunahme dU des inneren Wärmevorrates von 1 kg Gas

$$dU = c_v \cdot dT.$$

Diese Zunahme an fühlbarer Wärme hat erfahrungsgemäß bei jeder beliebigen Zustandsänderung den mitgeteilten Betrag, wenn dabei die Temperaturerhöhung dT auftritt, einerlei, ob das Volumen gleich bleibt oder nicht.

Soll dem Gas Wärme zugeführt werden, ohne daß für gleichbleibendes Volumen Sorge getragen wird, so hat man sich das unter Druck stehende Gas durch einen gleich großen äußeren Druck im Gleichgewicht zu denken; etwa in der Art, daß an beliebig vielen Stellen der Wandung reibungslose und belastete Kolben den Abschluß bilden. Alsdann läßt sich beobachten, daß nicht nur die Temperatur steigt, sondern daß sich das Gas auch ausdehnt durch Auswärtsschieben der Kolben. Bei dieser Volumenvergrößerung dv erfährt jeder Kolben f die Verschiebung ds , so daß

$$dv = f \cdot ds.$$

Diese Volumenvergrößerung ist nur möglich, wenn das Gas die Arbeit dL nach außen abgibt zur Überwindung des auf dem Kolben lastenden Druckes p . Es ist demnach die Kraft pf auf dem Weg ds zu überwinden, daher

$$dL = p \cdot f \cdot ds = p \cdot dv.$$

Die während der ganzen Änderung zu leistende Arbeit hat die Form

$$L = \int p \cdot dv. \quad \dots \dots \dots (3)$$

Der Zusammenhang zwischen p und v wird im sog. pv -Diagramm als Drucklinie sichtbar gemacht. Die Arbeit L ist dort als Fläche dargestellt.

Von der zugeführten Wärme wird der Teil dU zur Temperaturerhöhung verwendet, der Rest leistet die Arbeit dL . Nun entsteht bei der Verwandlung von Wärme in Arbeit aus jeder Wärmeeinheit eine mechanische Arbeit von 428 mkg. (Erster Hauptsatz der Wärmelehre.) Umgekehrt verlangt jede Arbeitseinheit von 1 mkg eine Wärme von $A = \frac{1}{428}$ WE. Hierbei ist als technische Wärmeeinheit diejenige Wärme gemeint, die nötig ist, um 1 kg Wasser von 0° auf 1°C zu bringen.

Soll nun das Gas die äußere Arbeit dL leisten, so ist die gleichwertige Wärme $A \cdot dL$ zuzuführen. Der ganze Wärmebedarf für Temperaturerhöhung und Ausdehnung beträgt somit

$$\left. \begin{aligned} dQ &= dU + AdL \dots \dots \dots \\ \text{oder} \quad dQ &= c_v dT + A p dv \dots \dots \dots \end{aligned} \right\} (4)$$

Die Benützung dieser sog. Wärmegleichung auf Zustandsänderungen mit bestimmten Druck- und Temperaturgrenzen kann erst erfolgen, wenn die Art der Änderung bekannt ist.

Von besonderem Interesse ist der Wärmeübergang, wenn der Druck unveränderlich bleibt, während sich das spezifische Volumen von v_1 auf v_2 ändert. Die nach außen abgegebene Arbeit ist in diesem Fall

$$L = \int p dv = p(v_2 - v_1)$$

oder mit Benützung der Zustandsgleichung für den Anfangs- und Endzustand

$$L = R(T_2 - T_1).$$

Diese Gleichung zeigt die mechanische Bedeutung der Gaskonstanten. Führt man nämlich nur so viel Wärme zu, daß sich dieses eine Kilogramm Gas in der Temperatur um 1°C erhöht, so folgt für $T_2 - T_1 = 1^{\circ}\text{C}$

$$L = R,$$

d. h. die Gaskonstante ist diejenige Arbeit, die 1 kg Gas leistet, wenn es um 1°C bei konstantem Druck erwärmt wird. Man nennt diese besondere Wärmemenge die spezifische Wärme c_p bei konstantem Druck.

Benützt man die Wärmegleichung mit diesem Wert c_p statt mit dQ und setzt $dT = 1^{\circ}\text{C}$; ferner $L = R$, so erhält man für diesen Sonderfall den Ausdruck

$$c_p = c_v + AR \dots \dots \dots (5)$$

womit der Zusammenhang zwischen c_v und c_p festgelegt ist.

Eine andere Form dieser Beziehung folgt durch Einführung des Verhältnisses

$$k = \frac{c_p}{c_v}$$

$$c_v = \frac{AR}{k - 1} \dots \dots \dots (5a)$$

$$c_p = \frac{k}{k - 1} \cdot AR \dots \dots \dots (5b)$$

c) Werte der spezifischen Wärme.

Innerhalb mäßiger Druck- und Temperaturgrenzen sind die Werte für c_p und c_v annähernd als unveränderlich anzunehmen. Es gilt dies für absolute Pressungen bis zu etwa 8 kg/qcm, ebenso für die kleinen Drücke unter 1 Atm.; ferner für Temperaturen bis etwa 100°C . Für Luft kann als Mittelwert zwischen 20 und 100°C genommen werden

$$c_p = 0,239; \quad c_v = 0,239 - \frac{29,27}{428} = 0,17.$$

Nun haben die Versuche von Langen u. a. gezeigt, daß die spezifische Wärme mit der Temperatur etwas zunimmt, was bei höheren Temperaturen zu berücksichtigen ist. Für die vorliegenden Zwecke genügt es, den Zusammenhang anzugeben mit

$$c_p = c_{p_0} + bt,$$

worin für Luft

$$b = 0,0000366.$$

Die spezifische Wärme ist auch vom Druck keineswegs unabhängig, wie bisher angenommen wurde, sondern nimmt bei hohen Drücken stark zu, wie die neuesten Forschungen von L. Holborn und M. Jakob in der Physikalisch-technischen Reichsanstalt in Berlin zeigen¹⁾. Diese Versuche wurden mit Luft von 60°C durchgeführt und Spannungen von 1 bis 300 Atm. angewendet. Für die Berechnung von c_p bei 60°C ist die Beziehung aufgestellt worden:

$$10^4 c_p = 2413 + 2,86 p + 0,0005 p^2 - 0,00001 p^3,$$

wenn p in kg/qcm eingesetzt wird.

¹⁾ Siehe Zeitschr. d. Ver. deutsch. Ing. 1914, S. 1429, und „Forschungsarbeiten“, Heft 187/188.

Nehmen wir nun an, der Einfluß der Temperatur sei in allen Druckstufen derselbe, wie er durch die lineare Gleichung von Langen angegeben ist, so können beide Gleichungen vereinigt werden auf die Form

$$c_p = c_{p_0} + bt + ep + fp^2 - gp^3 \quad \dots \quad (6)$$

worin

$$10^4 c_{p_0} = 2391, \quad 10^4 b = 0,366, \quad 10^4 e = 2,86, \quad 10^4 f = 0,0005, \quad 10^4 g = 0,00001.$$

In Zahlentafel I sind einige Werte von c_p nach dieser Gleichung ausgerechnet, woraus sich der Einfluß der Temperatur und namentlich des Druckes erkennen läßt.

Zahlentafel I.
Werte der spezifischen Wärme c_p .

kg/qcm	0°	60°	120°	180°	240°
1	0,2394	0,2416	0,2438	0,2460	0,2482
25	0,2463	0,2485	0,2507	0,2529	0,2551
50	0,2534	0,2556	0,2578	0,2600	0,2622
100	0,2672	0,2694	0,2716	0,2738	0,2760
150	0,2797	0,2819	0,2841	0,2863	0,2885
200	0,2903	0,2925	0,2947	0,2969	0,2991
300	0,3002	0,3024	0,3046	0,3068	0,3090

Für die nachfolgende Rechnung ist es zweckmäßig, in Gl. (6) die absolute Temperatur einzusetzen:

$$c_p = c_{p_0} + b(T - 273) + ep + fp^2 - gp^3.$$

Bezeichnet man mit

$$a_p = c_{p_0} - b \cdot 273,$$

so ist

$$c_p = a_p + bT + ep + fp^2 - gp^3 \quad \dots \quad (6a)$$

worin

$$10^4 a_p = 2391 - 0,366 \cdot 273 = 2291.$$

In gleicher Weise setzen wir

$$a_v = a_p - AR = 0,2291 - 0,0684 = 0,1607.$$

Durch die Einführung der absoluten Temperatur hat sich also nur das erste Glied in der Gleichung für die spezifische Wärme geändert.

d) Entropie.

Eine Wärmezufuhr bedeutet für den Körper eine Erhöhung seiner Arbeitsfähigkeit, der Körper besitzt nun einen Energievorrat gegenüber seiner Umgebung in Form von Wärme. Je heißer der Wärmeträger, desto höher ist der Wert der zur Arbeitsleistung verfügbaren Wärme. Die Temperatur ist demnach als Intensität dieser Energieform aufzufassen, ähnlich wie der Druck des eingeschlossenen gespannten Wassers oder die Gefällshöhe eines Stauweihers.

Als Folge dieser Erfahrungstatsache läßt sich eine Wärme dQ aufbauen aus zwei Faktoren, der eine ist die Temperatur T ; dem andern Energiefaktor hat man

den Namen „Entropie-Zuwachs“ ds gegeben; er ist erklärt durch die Beziehung

$$dQ = T \cdot ds$$

oder für eine endlich begrenzte umkehrbare Zustandsänderung

$$s_2 - s_1 = \int \frac{dQ}{T}.$$

Dieser Begriff entspricht z. B. der Menge des unter Druck eingeschlossenen Wassers oder dem Gewicht der im Stausee aufgespeicherten Menge.

Für vorliegende Zwecke ist die geometrische Darstellung der Wärme-Energie von Wichtigkeit. Bildet man ein schmales Rechteck von der Breite ds und der Höhe T , so bedeutet der Flächeninhalt die Wärme dQ , die bei dieser Temperatur T im Prozeß auftritt. Diese Darstellung entspricht dem Arbeitsdiagramm, das den Volumenzuwachs dv als Abszisse und den Druck p als Ordinate enthält.

Um ein Entropiediagramm zeichnen zu können, muß der Entropiezuwachs zwischen einem Anfangs- und einem Endwert berechnet werden. Es geschieht dies durch Benützung der Wärme Gleichung und der Zustandsgleichung. Nehmen wir zunächst c_v und c_p als unveränderlich an, wie dies für mäßige Temperatur- und Druckgrenzen gestattet ist, so folgt

$$s_2 - s_1 = \int \frac{dQ}{T} = c_v \int \frac{dT}{T} + A \int \frac{p dv}{T}$$

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + AR \ln \frac{v_2}{v_1} \dots \dots \dots (7)$$

Eine zweite Form ergibt sich unter Benützung von Gl. (1) und (5);

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - AR \ln \frac{p_2}{p_1} \dots \dots \dots (7a)$$

und eine dritte Form durch Wegschaffen von $\frac{T_2}{T_1}$:

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{v_2}{v_1} + c_v \ln \frac{p_2}{p_1} \dots \dots \dots (7b)$$

Mit Hilfe dieser drei Gleichungen ist die beiliegende Entropietafel für unveränderliche Werte c_v und c_p hergestellt worden. Zu diesem Zweck wählt man einen Anfangszustand (p_1, T_1, v_1) und berechnet für $v_2 = v_1 = \text{konst.}$ zu verschiedenen Ordinaten T_2 die Abszissen $S_2 - S_1$. Damit ergibt sich eine Linie, von der jeder Punkt den Zustand der Luft bei konstantem spezifischem Volumen v_1 und bei verschiedenen Temperaturen anzeigt.

Für ein anderes spezifisches Volumen unterscheiden sich die Abszissen $S_2 - S_1$ laut Gl. (7) nur durch das bei verschiedenen Ordinaten T_2 gleichbleibende zweite Glied. Mit einem andern Wert v_2 ergibt sich somit eine zweite Linie, deren Abszissen um gleiche Beträge abstehen von der ersten usw. Die Punkte je zweier Linien, die in der Folge „ v -Linien“ genannt werden sollen, sind — wagrecht gemessen — in gleichen Abständen.

In ähnlicher Weise kann Gl. (7a) benützt werden, um die „ p -Linien“ zu zeichnen. Es sind dies Linienscharen, deren Punkte ebenfalls wagrecht in gleichen Abständen und weniger steil verlaufen als die v -Linien. Die p -Linien sind in den Tafeln ausgezogen, die v -Linien gestrichelt.

In jedem Schnittpunkt einer p -Linie mit einer v -Linie kann p , v und t unmittelbar abgelesen werden. Die drei zugehörigen Werte müssen der Zustandsgleichung genügen. Für Punkte zwischen zwei Linien lassen sich ihre entsprechenden Werte p und v leicht abschätzen.

Die erste Tafel (TS-Tafel) eignet sich vornehmlich zur Berechnung von Turbo-kompressoren, da dort meistens nur mäßige Temperaturerhöhungen auftreten, für die c_v und c_p unveränderlich angenommen werden dürfen. Auch für Kolbengebläse mit mäßigen Druckzunahmen ist diese Tafel ebenfalls mit Vorteil zu benutzen.

Zum Entwurf der zweiten Tafel (JS-Tafel) für große Druck- und Temperaturgrenzen ist die Veränderlichkeit der spezifischen Wärme zu berücksichtigen, wie sie durch Gl. (6a) gegeben ist. Die mit den entsprechenden Werten von c_v und c_p ausgerechneten Entropieunterschiede sind auch hier als Abszissen aufgetragen, als Ordinaten dagegen statt der Temperaturen die Wärmehalte. Man versteht darunter die fortzuführende Wärme, wenn 1 kg Luft von der Temperatur t auf 0°C bei unveränderlichem Druck abgekühlt werden soll.

$$i = c_p \cdot t \dots \dots \dots (8)$$

Die Zunahme der Wärmehalte lassen sich demnach in der JS-Tafel als senkrechte Strecken abgreifen; ein Ausmessen von Flächen ist damit vermieden.

In der JS-Tafel sind die Punkte gleicher Temperaturen miteinander verbunden, dadurch entstehen die von rechts nach links schwach ansteigenden „ t -Linien“.

Die JS-Tafel enthält p -Linien bis 300 Atm. und t -Linien bis 350°C ; sie eignet sich deshalb zur Berechnung der Kolbenkompressoren bis zu den gegenwärtig üblichen Drücken. Der Bereich der Tafel ist auch auf tiefe Temperaturen ausge dehnt, um die Beurteilung der Luftexpansionsmaschinen zu ermöglichen. Zur Berechnung der Vakuumpumpen sind die p -Linien für Drucke unter 1 Atm. mit den entsprechenden v -Linien eingetragen.

Über die Verwendung der Tafeln sei auf die Besprechung der Zustandsänderungen sowie auf die Beispiele hingewiesen.

II. Zustandsänderungen.

a) Zustandsänderung bei unveränderlichem Volumen.

Diese Zustandsänderung wird in beiden Entropietafeln dargestellt durch eine v -Linie.

In der TS-Tafel sei der Anfangszustand des Gases gegeben durch den Punkt A_1 (Fig. 1); dann bedeutet die Länge der Ordinaten die Anfangstemperatur t_1 ; die p -Linie durch A_1 zeigt den Anfangsdruck und die v -Linie durch A_1 das spezifische Volumen an.

Soll das Gas auf den Enddruck p_2 gebracht werden, ohne daß sich das Volumen ändert, so ergibt sich im Schnittpunkt A_2 der v -Linie mit der p_2 -Linie der Endpunkt, und es kann nun die Endtemperatur t_2 abgelesen werden. Ist $p_2 > p_1$, so ist auch $t_2 > t_1$, d. h. die Zustandsänderung erfolgt durch Wärmezufuhr. Diese Wärme ist im TS-Diagramm Fig. 1 dargestellt als Flächenstreifen unter dem Stück $A_1 A_2$ der v -Linie, gemessen bis zur Achse durch den absoluten Nullpunkt und seitlich begrenzt von den Senkrechten durch A_1 und A_2 .

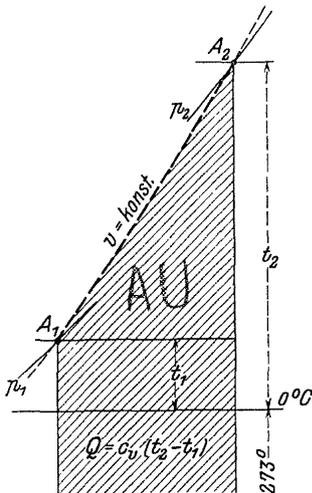


Fig. 1.

Man kann diese Wärme durch Ausmessen der Fläche mit dem Planimeter bestimmen, einfacher berechnet man sie nach Ablesen der Temperatur t_2 aus der Gleichung

$$Q_v = c_v(t_2 - t_1) \dots \dots \dots (9)$$

worin für Luft

$$c_v = 0,17.$$

Verläuft die Zustandsänderung umgekehrt von A_2 nach A_1 , so ist die gleich große Wärme abzuleiten.

In der JS-Tafel ergibt sich dasselbe Bild mit dem Unterschied, daß die Ordinaten nicht die Temperaturen bedeuten, sondern die Zunahme des Wärmehaltes $c_p(t_2 - t_1)$. Die Temperaturen lassen sich aus den beinahe wagrecht verlaufenden t -Linien ablesen. Zieht man vom Unterschied der Wärmehalte den Betrag $AL(t_2 - t_1)$ ab, so ist auf diese Weise mittelbar die Wärme $c_v(t_2 - t_1)$ bestimmt, die zu diesem Prozeß nötig ist.

b) Zustandsänderung bei unveränderlichem Druck.

(Isobare.)

Diese Zustandsänderung wird in beiden Entropietafeln dargestellt durch eine p -Linie.

In der TS-Tafel sei der Anfangszustand gegeben durch den Punkt A_1 (Fig. 2; p_1, t_1, v_1), und es soll das spezifische Volumen von v_1 auf v_2 gebracht werden, so findet man den Endpunkt A_2 im Schnittpunkt der p -Linie mit der v_2 -Linie. Die Ordinate von A_2 bedeutet die gesuchte Endtemperatur t_2 .

Bei einer Vergrößerung des Volumens (Expansion, $v_2 > v_1$) liegt die v_2 -Linie rechts von der v_1 -Linie und der Endpunkt A_2 höher als A_1 . Mit der Volumenzunahme ist also auch eine Temperaturzunahme verbunden. Der Wärmehaufwand ist dargestellt als Flächenstreifen unter dem Stück A_1A_2 der p -Linie, gemessen bis zur Achse durch den absoluten Nullpunkt. Auch hier kann die Fläche umfahren werden, oder man erhält aus der Wärme-gleichung

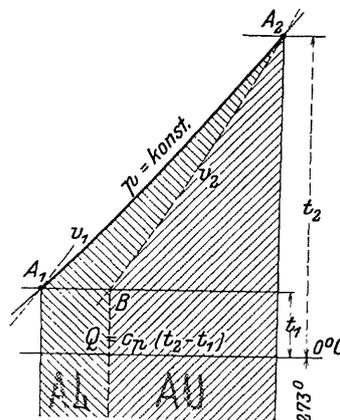


Fig. 2.

$$Q = c_v(t_2 - t_1) + AL = c_p(t_2 - t_1) \dots \dots \dots (10)$$

Die beiden Bestandteile dieser Wärme sind in Fig. 2 sichtbar. Zieht man nämlich durch A_2 die v_2 -Linie bis zum Schnittpunkt B mit der Wagrechten durch A_1 und durch B die Senkrechte abwärts, so ist die Abtrennung vollzogen. Der unter A_2B liegende Flächenstreifen (//) bedeutet die zur Temperaturerhöhung allein nötige Wärme $c_v(t_2 - t_1)$; der Rest (\ \) bedeutet demnach den Wärmewert der nach außen abgegebenen Arbeit.

Bei der umgekehrten Zustandsänderung (Kompression) von v_2 auf v_1 muß Q abgeführt werden und es ist die Verdichtungsarbeit AL von außen zuzuführen.

In der JS-Tafel ist die Darstellung die nämliche, wobei aber die Ordinaten die Wärmehalte bedeuten:
für A_2

$$i_2 = c_p t_2$$

für A_1

$$i_1 = c_p t_1$$

$$Q = i_2 - i_1 = c_p (t_2 - t_1).$$

Man kann somit die Wärme Q als Länge unmittelbar abgreifen. Eine Darstellung der beiden Bestandteile ist hier nicht vorhanden.

c) Zustandsänderung bei gleichbleibender Temperatur.

(Isotherme.)

In der TS-Tafel wird diese Zustandsänderung dargestellt als wagrechte Gerade. Findet eine Volumenzunahme (Expansion) statt von einem Anfangsvolumen v_1 auf ein Endvolumen v_2 (Fig. 3), so sind mit diesen zwei Zahlen in Verbindung mit der bekannten Temperatur t der Anfangs- und der Endpunkt A_1 und A_2 bestimmt.

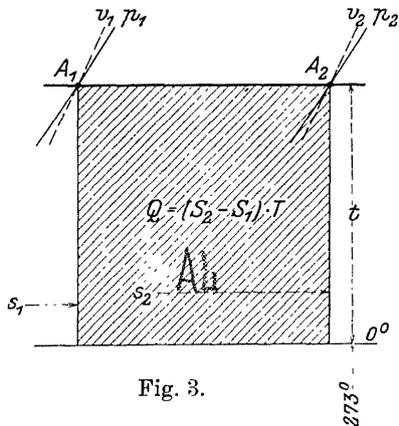


Fig. 3.

Legt man durch diese Punkte die p -Linien, so lassen sich Anfangs- und Enddruck p_1 und p_2 ablesen. Da die spezifischen Volumen auf jeder Wagrechten von links nach rechts in gleicher Progression wachsen wie die Pressungen von rechts nach links, so folgt hieraus, daß das Produkt aus Druck mal Volumen unverändertlich bleibt, was auch aus der Zustandsgleichung hervorgeht.

Bei der Ausdehnung hat die Entropie von S_1 auf S_2 zugenommen, wobei beide Werte von ein und demselben beliebig gewählten Punkt aus zu messen sind.

Bei unveränderlicher Temperatur fällt das erste Glied der Wärmeleichung außer Betracht; die ganze zugeführte Wärme wird somit zur Leistung der absoluten Gasarbeit verwendet. Sie ist in der TS-Tafel dargestellt als Inhalt des Rechtecks unter der Zustandslinie $A_1 A_2$ und wird nach Ablesen der Breite des Rechtecks bestimmt aus

$$Q = AL = (S_2 - S_1) T \dots \dots \dots (11)$$

Dieselbe Beziehung ergibt die Arbeit mit Hilfe der JS-Tafel, obschon dieser Wert dort nicht unmittelbar sichtbar ist.

Eine isothermische Ausdehnung besonderer Art findet während des Drosselungsvorganges statt. Allerdings wird dort keine Wärme zugeführt, aber auch keine Arbeit abgegeben, sondern das Gas vermindert durch die Querschnittsverengung in der Leitung seinen Druck p_1 auf einen kleineren Betrag p_2 hinter der Verengung. In derselben wird ein Teil des Wärmeinhaltes in Strömungsenergie umgesetzt, in der nachfolgenden Erweiterung setzt sich die Strömungsenergie durch Stoß und Wirbel wieder in Wärme um, so daß die ursprüngliche Temperatur erreicht wird, der Druck aber gesunken ist. Diese Zustandsänderung ist nicht umkehrbar, denn der Anfangszustand könnte nur durch Arbeitsaufwand erreicht werden.

Bei der isothermischen Ausdehnung wird die ganze zugeführte Wärme in Arbeit umgesetzt; von allen überhaupt möglichen Umsetzungen gibt die Isotherme die größte Arbeit.

Verläuft die Zustandsänderung umgekehrt von A_2 nach A_1 (Kompression), so ist von allen überhaupt möglichen Umsetzungen hier die kleinste Arbeit nötig, um den Druck p_2 auf p_1 zu erhöhen. Aus diesen Tatsachen lassen sich für die Er-

klärung des Entropiebegriffes folgende zwei Sätze aufstellen, je nachdem eine Ausdehnung oder eine Verdichtung zugrunde gelegt wird:

Die Entropie des Punktes A_2 (bezogen auf A_1) ist derjenige Leistungsfaktor, der mit der absoluten Temperatur in A_2 die größte vom Gas zu leistende Arbeit (in Wärmeeinheiten) ergibt, wenn der Zustand A_1 auf A_2 verändert wird. Oder: Die Entropie des Punktes A_1 (bezogen auf A_2) ist derjenige Leistungsfaktor, der mit der absoluten Temperatur in A_1 die kleinste Arbeit ergibt, die mindestens an das Gas abgegeben werden muß, um es vom Zustand A_2 auf A_1 zu bringen.

In den Gl. (7) finden sich zur Berechnung der Entropie nur Größen, die dem Anfangs- und Endzustand angehören. Hieraus folgt, daß die Entropie unabhängig ist vom Wege, auf dem das Gas vom einen zum anderen Zustand übergeführt wird. Die Entropie des Punktes A_2 gegenüber A_1 ist also ein weiteres Kennzeichen von A_2 , wie dies p_2 , v_2 , T_2 sind.

d) Zustandsänderung bei unveränderlicher Entropie.

(Isentrope oder Adiabate.)

Wird während der Zustandsänderung weder Wärme zugeführt noch abgeführt so bleibt die Entropie unverändert. Daher erscheint die Adiabate in beiden Tafeln als eine Parallele zur Ordinatenachse. Besitzt das Gas durch vorangegangene Wärmezufuhr die hohe Temperatur T_1 und den Druck p_1 und soll sein Volumen vom Anfangswert v_1 auf v_2 vergrößert werden, so liegt der Endpunkt A_2 der Zustandslinie senkrecht unter dem gegebenen Anfangspunkt A_1 (Fig. 4) auf der v_2 -Linie. Mit dem gefundenen Endpunkt A_2 ist auch der Enddruck p_2 und die zugehörige Temperatur T_2 abzulesen.

Da ein Wärmeübergang nicht stattfindet, kann die Wärmegleichung (4) dazu benützt werden, die Ausdehnungsarbeit zu berechnen, indem $Q = 0$ gesetzt wird:

$$Q = c_v(T_2 - T_1) + AL_a = 0$$

oder

$$AL_a = c_v(T_1 - T_2) \dots \dots \dots (12)$$

Man erhält auch hier die Gasarbeit als das Produkt zweier Faktoren. Durch das Ablesen der Endtemperatur ist es möglich, die Arbeit ohne Berechnung von Potenzen mit gebrochenen Exponenten zu ermitteln.

In der TS-Tafel ist der Wärmewert AL_a der Ausdehnungsarbeit dargestellt als Flächenstreifen unter der Strecke $A_1 B_2$ der v_1 -Linie, die durch den Punkt A_1 gelegt ist. Setzt man dieser adiabatischen Ausdehnung eine solche unveränderlichen Druckes voran so ist der Anfangszustand durch den Schnittpunkt E_2 , der p_1 -Linie mit der Wagrechten durch A_2 dargestellt. Diese Zustandsänderung erfordert die Wärme $c_p(T_1 - T_2)$, damit die Temperatur T_2 auf T_1 steigt. Hiervon wird $(c_p - c_v)(T_1 - T_2)$ als Gleichdruckarbeit nach außen abgegeben und es bleibt im Zustand A_1 die Wärme $c_v(T_1 - T_2)$ übrig, die nun durch die adiabatische Ausdehnung von A_1 nach A_2 in Arbeit umgesetzt wird. Erhält somit das gespannte Gas die Wärme

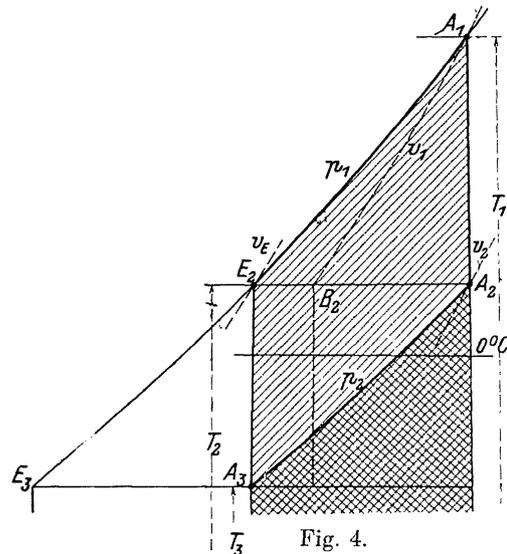


Fig. 4.

$c_p(T_1 - T_2)$ bei unveränderlichem Druck und führt es alsdann eine adiabatische Ausdehnung von A_1 nach A_2 auf die Anfangstemperatur T_2 aus, so wird die ganze zugeführte Wärme in Arbeit umgesetzt. Diese Gesamtarbeit ist gleich dem Unterschied der Wärmeinhalte

$$AL = c_p(T_1 - T_2) = i_1 - i_2 \dots \dots \dots (13)$$

Bei Luftkompressoren verläuft die behandelte Zustandsänderung umgekehrt. Soll Luft vom Anfangszustand A_2 adiabatisch verdichtet werden, so ist an eigentlicher Kompressionsarbeit nötig

$$AL_a = c_v(T_1 - T_2).$$

Hierzu kommt die Gleichdruckarbeit zum Ausstoßen des Gases in den Druckbehälter, in dem sich die Luft auf die Anfangstemperatur T_2 abkühlen kann, ohne daß der Druck sinkt. Diese Gleichdruckarbeit hat wieder den Betrag $(c_p - c_v)(T_1 - T_2)$, so daß die gesamte Betriebsarbeit auf 1 kg Luft gleich der Zunahme des Wärmeinhaltes ist:

$$\begin{aligned} AL &= c_p(T_1 - T_2) \\ &= i_1 - i_2. \end{aligned}$$

Die im Druckbehälter unter dem Endzustand E_2 aufbewahrte verdichtete und abgekühlte Luft kann nun in einem Luftmotor verwendet werden, um eine adiabatische Expansion auszuführen, wobei der Druck p_1 auf den Außendruck p_2 sinkt. Sieht man von Druckverlusten in den Leitungen ab, so ergibt sich als Linie der Ausdehnung die Senkrechte $E_2 A_3$ (Fig. 4); die Luft hat am Ende die tiefe Temperatur T_3 angenommen und die Arbeit $c_p(T_2 - T_3)$ geleistet.

Nun wird die Luft in die freie Atmosphäre ausgestoßen, nimmt dort bei gleichbleibendem Druck so viel Wärme auf, als soeben in Arbeit umgesetzt wurde (Zustandsänderung $A_3 A_2$) und gelangt wieder in den Anfangszustand A_2 , von dem aus dieselbe Menge von neuem in den Kompressor gelangen kann. Damit ist ein umkehrbarer Kreisprozeß ausgeführt. Dem Kompressor ist die Arbeit L zuzuführen und ihr Wärmewert $c_p(T_1 - T_2)$ zu entfernen (//////). Im Luftmotor wird die Wärme $c_p(T_2 - T_3)$ als Arbeit erhalten (\\\\\\\\\\\\\\\\) und der ausgeströmten Luft wieder zugeführt.

Da die erhaltene Arbeit stets kleiner ist als die aufgewendete, kann das Verhältnis beider Werte als der thermische Wirkungsgrad des Kreisprozesses bezeichnet werden:

$$\eta = \frac{c_p(T_2 - T_3)}{c_p(T_1 - T_2)} = \frac{i_2 - i_3}{i_1 - i_2} \dots \dots \dots (14)$$

Zähler und Nenner dieses Bruches sind aus den Tafeln unmittelbar abzustecken.

Die Arbeit des Luftmotors ist in Fig. 4 dargestellt als Flächenstreifen unter $E_2 E_3$, der inhaltsgleich ist dem Streifen unter $A_3 A_2$. Der Kreisprozeß wird durch die beiden Adiabaten $A_2 A_1$ und $E_2 A_3$, sowie durch die beiden p -Linien $A_1 E_2$ und $A_3 A_2$ begrenzt. Der Flächeninhalt dieser geschlossenen Figur bedeutet den Arbeitsverlust des ganzen Vorganges, d. h. den Mehraufwand an Arbeit im Luftkompressor gegenüber der erhaltenen Arbeit im Luftmotor.

In der Luft-Kältemaschine findet der besprochene Kreisprozeß seine Anwendung; die im Druckluftmotor auf die tiefe Temperatur T_3 gebrachte Luft ist befähigt, Wärme aus der Umgebung in sich aufzunehmen und dadurch die Kälteleistung zu erzeugen.

Wird die JS-Tafel benützt, so kann aus ihr die gesamte Kompressionsarbeit AL unmittelbar als senkrechte Strecke zwischen Anfangs- und Endpunkt abgestochen werden; dasselbe ist der Fall mit der Ausdehnungsarbeit.

e) Polytropische Zustandsänderung.

Die bisher behandelten Zustandsänderungen lassen sich als Sonderfälle eines allgemeinen Vorganges auffassen, der verschiedenen Verlauf annehmen kann, je nachdem während der Änderung Wärme zu- oder abgeführt wird.

Dehnt sich ein Gas von bekannten Verhältnissen (p_1, v_1, t_1) derart aus, daß der Enddruck einen kleineren Wert p_2 annimmt (Fig. 5), so erfolgt diese Zustandsänderung adiabatisch von A_1 nach D , wenn kein Wärmeübergang stattfindet, dabei wird im ganzen die Wärmefläche unter $A_1 E$ in Arbeit umgesetzt,

Wird dem Gas während der Ausdehnung diejenige Wärme von außen zugeführt, die in jedem Augenblick in Arbeit umgewandelt wird, so bleibt die Temperatur und der Wärmeinhalt unverändert, diese Zustandsänderung verläuft isothermisch von A_1 nach E_1 .

Wird aber weniger Wärme zugeführt, als zur isothermischen Ausdehnung nötig ist, so verläuft der Vorgang zwischen der Isotherme $A_1 E_1$ und der Adiabate $A_1 D$ und kann je nach der Verteilung dieser Wärme irgendwelche Gestalt nehmen. Durch diese Wärmezuleitung sinkt die Temperatur nicht so stark wie bei adiabatischer Ausdehnung. Bringt man die Wärme Gleichung (4) in die Form

$$AL = Q + c_v(T_1 - T_2) \dots \dots \dots (15)$$

so ist ersichtlich, daß stets die ganze zugeführte Wärme Q und außerdem noch ein Teil $c_v(T_1 - T_2)$ des Wärmeinhaltes in Arbeit umgesetzt wird.

Am einfachsten für Berechnung und Darstellung ist die Annahme, die Polytrope verlaufe im TS-Diagramm geradlinig, Strecke $A_1 A_2$ (Fig. 5). Der Endpunkt A_2 ist bestimmt, sobald zum Druck p_2 noch die Temperatur T_2 oder das spezifische Volumen v_2 bekannt sind. Die während der Ausdehnung einzuführende Wärme ist dargestellt als Flächenstreifen unter der Geraden $A_1 A_2$ (///). Damit ist die Art dieser Wärmezufuhr sichtbar gemacht, und zwar nehmen die Temperaturen mit Zunahme der Entropie stetig ab.

Die Größe dieser Wärme ergibt sich mit dem Entropieunterschied $S_2 - S_1$ zwischen A_2 und A_1 als Inhalt des Trapezes unter $A_1 A_2$:

$$Q = (S_2 - S_1) \left(\frac{T_1 + T_2}{2} \right) \dots \dots \dots (16)$$

Dieser Betrag ist um $c_v(T_1 - T_2)$ zu vermehren, um die eigentliche Ausdehnungsarbeit zu erhalten, dazu kommt ferner die Gleichdruckarbeit $(c_p - c_v)(T_1 - T_2)$, so daß die Gesamtarbeit die Größe annimmt

$$AL = c_p(T_1 - T_2) + (S_2 - S_1) \left(\frac{T_1 + T_2}{2} \right) \dots \dots \dots (17)$$

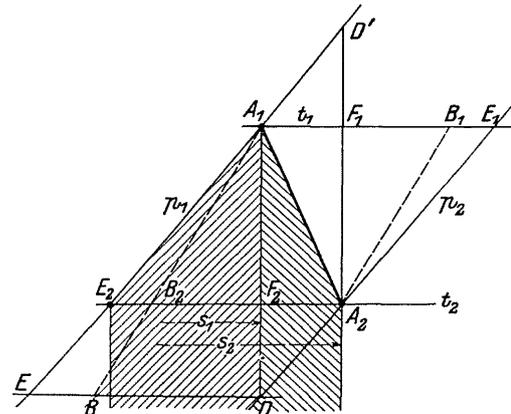


Fig. 5.

Das erste Glied ist dargestellt in Fig. 5 als Fläche unter $A_1 E_2$ (//////); das zweite Glied ist — wie schon erwähnt — die während der Ausdehnung zugeführte Wärme, die ebenfalls Arbeit leistet.

Soll die umgekehrte Zustandsänderung stattfinden, d. h. soll die Luft mit den Verhältnissen p_2, v_2, T_2 auf p_1 verdichtet werden, so ist die kleinste Arbeit nötig, wenn die Kompression isothermisch von A_2 nach E_2 erfolgt. Dies ist aber nur möglich, wenn die in jedem Augenblick eingeführte Arbeit als Wärme durch das Kühlwasser entzogen wird.

Wird nun weniger Wärme entzogen, so steigt die Temperatur, aber doch nicht so hoch als bei adiabatischer Kompression. Die Zustandslinie läuft alsdann schräg aufwärts ($A_2 A_1$, Fig. 5) und die unter ihr liegende Fläche stellt die während der Kompression abgeleitete Wärme dar (\\). Der andere Teil der entstandenen Wärme (//////) trägt die Luft in den Druckbehälter, wo sie an die Umgebung abfließt. Die gesamte Betriebsarbeit ist wieder die unter dem Linienzug $A_2 A_1 E_2$ liegende Fläche.

Will man eine beliebige Zustandslinie (Polytrope $A_1 A_2$, Adiabate $A_1 D$ oder Isotherme $A_1 E_1$) in das pv -Diagramm übertragen, so kann dies ganz allgemein punktweise dadurch geschehen, daß man eine Schar von p -Linien zwischen den Linien p_1 und p_2 zieht, in den Schnittpunkten mit den Polytropen die Ordinaten T abliest und mit p und T aus der Zustandsgleichung die Werte v findet, falls diese nicht mit genügender Genauigkeit aus der Entropietafel selbst abgelesen werden können. Dieses Verfahren zur Bestimmung der Koordinaten p und v ist genauer als irgendwelche graphischen Methoden und läßt sich für beliebig gestaltete Polytropen anwenden. Umgekehrt kann jedes Indikatordiagramm auf diese Weise in das Entropiediagramm übertragen werden.

Innerhalb enger Druckgrenzen kann der Zusammenhang zwischen der Polytrope $A_1 A_2$ im Entropiediagramm und der Gleichung $pv^m = \text{konst.}$ derselben Kurve im pv -Diagramm wie folgt bestimmt werden:

Bei mäßigen Druckunterschieden ist die spezifische Wärme fast konstant, die p -Linien verlaufen alsdann — wagrecht gemessen — in gleichen Abständen, der zwischen p_1 und p_2 den Betrag $-AR \ln \frac{p_2}{p_1}$ hat. Daher ist aus Gl. (7 a) mit Benutzung der Fig. 5

$$A_1 E_1 = A_2 E_2 = -AR \ln \frac{p_2}{p_1}.$$

In gleicher Weise ist nach Gl. (7)

$$A_1 B_1 = A_2 B_2 = AR \ln \frac{v_2}{v_1}.$$

Bezeichnet man das Verhältnis beider Strecken mit m , so folgt

$$\frac{A_1 E_1}{A_1 B_1} = \frac{A_2 E_2}{A_2 B_2} = \frac{\ln \frac{p_1}{p_2}}{\ln \frac{v_2}{v_1}} = m$$

oder

$$p_1 v_1^m = p_2 v_2^m = \text{konst.}$$

Zieht man demnach durch den Anfangspunkt A_1 die p -Linie und die v -Linie, bis sie sich mit den Wagrechten durch A_2 schneiden, so ergeben sich zwei Ab-

schnitte A_2E_2 und A_2B_2 , deren Verhältnis als Exponent der Gleichung für die Polytrope gefunden wurde. Dasselbe gilt auch für die p - und v -Linien durch A_2 .

Je schräger die Zustandslinie A_1A_2 verläuft, je mehr sich also der Punkt A_2 dem Punkt E_1 nähert, desto mehr nähert sich die Polytrope der Isothermen. Im Grenzfall fällt A_2 und B_1 nach E_1 und es ist $m = 1$. Je steiler die Linie A_1A_2 verläuft, je mehr also A_2 nach D rückt, desto mehr nähert sich die Polytrope der Adiabaten. Fällt im Grenzfall A_2 mit D zusammen, so ergeben sich nach Gl. (7b) und (7c) für die Entropien von E und B von D aus

$$DB = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} \qquad DE = c_p \ln \frac{T_2}{T_1},$$

das Verhältnis ist demnach

$$\frac{DE}{DB} = \frac{c_p}{c_v} = k,$$

das ist der Exponent der Gleichung der Adiabaten im pv -Diagramm.

Wie schon betont, gilt dieses Ergebnis nur innerhalb mäßiger Druckunterschiede. Setzt man das Verfahren für weitere Druckunterschiede fort, so zeigt sich, daß das Verhältnis m etwas zunimmt im Sinne des abnehmenden Druckes.

Will man das Verfahren umgekehrt anwenden unter Annahme eines unveränderlichen Wertes m , so erhalten die Strecken A_1A_2 in den einzelnen Druckabschnitten eine zunehmende Neigung im Sinne des abnehmenden Druckes. Diese Abweichungen sind aber derart gering, daß für die Anwendungen unbedenklich der geradlinige Verlauf der Polytrope im Entropiediagramm angenommen werden darf. In den arbeitenden Maschinen kommen überdies Nebeneinflüsse zur Geltung, die den Exponenten m veränderlich werden lassen, so daß die Linie A_1A_2 gekrümmt ausfällt.

Eine andere polytropische Zustandsänderung entsteht dadurch, daß während der Ausdehnung Wärme entzogen wird. In diesem Fall verläuft die Zustandslinie links von der Adiabaten, die sich als Senkrechte durch den gegebenen Anfangspunkt A_1 ziehen läßt (Fig. 6). Die während der Ausdehnung von A_1 nach A_2 abzuführende Wärme ist als Flächenstreifen unter A_1A_2 dargestellt (///) und wird nicht in äußere Arbeit umgesetzt. Der Wärmewert $c_p(T_1 - T_2)$ ist also um diesen Streifen zu verkleinern, um die in äußere Arbeit umgewandelte Wärme zu erhalten (////). Für diesen Fall ist der Exponent der Drucklinie größer als $k = 1,405$.

Vollzieht sich diese Zustandsänderung im umgekehrten Sinn, so lassen sich zwei Fälle unterscheiden:

Denkt man sich den Mantel und Kolben eines Kolbenkompressors derart geheizt, daß die Kompression nach der Geraden A_2A_1 (Fig. 6) erfolgen kann, so ist der gesamte Arbeitsbedarf gleichwertig dem Wärmehalt von A_1 gegenüber A_2 , vermindert um die Fläche unter A_1A_2 . Dieses Ergebnis folgt aus der Wärme Gleichung. Um es unmittelbar aus der Figur einzusehen, ist nur nötig, die Fläche unter A_1A_2 in schmale senkrecht verlaufende Streifen eingeteilt zu denken. Dann läßt sich die tatsächliche Zustandsänderung A_2A_1

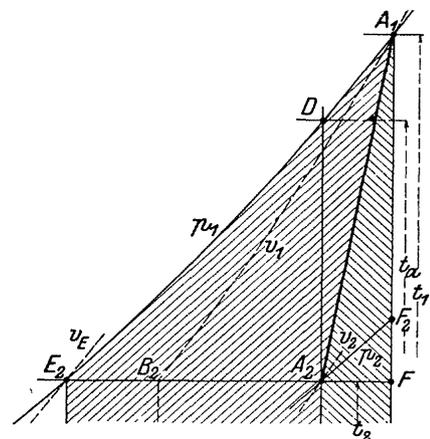


Fig. 6.

ersetzen durch eine Summe von adiabatischen Verdichtungen und zwischenliegenden isothermischen Ausdehnungen. Erstere ergeben den Gesamtbetrag $c_p(T_1 - T_2)$, letztere bedeuten in ihrer Gesamtfläche die zugeführte Wärme, deren Arbeitswert von der adiabatischen Arbeit abzuziehen ist, da sie als Ausdehnungsarbeit zurückgewonnen wird. Aus der Figur ist ersichtlich, daß diese Mantelheizung schädlich ist, indem die Kompressionsarbeit gegenüber der Adiabate A_2D vergrößert wird um das Stück A_2DA_1 .

Eine zweite Möglichkeit, die Verdichtung nach der Linie A_2A_1 (Fig. 6) durchzuführen, besteht darin, daß die Wärme nicht als solche von außen zugeführt wird, sondern daß sie während der Kompression als Reibungswärme im Innern entsteht, z. B. durch Reibung und Stoß der Luft im Laufrad eines Turbogebälases. In der Darstellung Fig. 6 ändert sich dabei nichts, nur ist die unter der Linie A_2A_1 liegende Wärme- als Arbeit von außen zuzuführen. Der Wärmewert der Gesamtarbeit beträgt nun $c_p(T_1 - T_2)$ ohne irgendwelchen Abzug und wird dargestellt durch die ganze Fläche unter A_1E_2 .

Da diese Arbeit größer ist als diejenige der adiabatischen, d. h. reibungsfreien Kompression zwischen denselben Druckgrenzen, so gibt das Verhältnis beider Wärmen den Wirkungsgrad der Energieumsetzung an; man nennt dieses Verhältnis kurz den adiabatischen Wirkungsgrad

$$\eta_{ad} = \frac{i_a - i_2}{i_1 - i_2} = \frac{c_p (t_a - t_2)}{c_p (t_1 - t_2)} \dots \dots \dots (18)$$

Dieser Wert kann aus jeder der beiden Tafeln unmittelbar abgestochen werden, wenn die Zustandslinie A_2A_1 gegeben ist. Umgekehrt ergibt sich für einen gewählten Wirkungsgrad η_{ad} die Neigung der Strecke A_2A_1 , wenn Anfangspunkt A_2 und Enddruck p_1 gegeben sind.

Benützt man die im Druckbehälter aufgespeicherte Luft (Zustand E_2) in einem Luftmotor, so erfolgt im besten Fall eine adiabatische Ausdehnung auf den Anfangsdruck p_2 , und es wird schließlich wieder der Anfangspunkt A_2 erreicht, wie dies mit Fig. 4 gezeigt wurde. Geschieht nun die neue Verdichtung nach der Polytropen A_2A_1 (Fig. 6), so verlangt jeder einzelne Kreisprozeß einen Mehrbedarf an Arbeit um den Flächenstreifen unter A_1D . Der Kreisprozeß weicht daher um dieses Stück vom umkehrbaren ab. Diese Abweichung ist durch die Breite A_2F' des Streifens gekennzeichnet, um dieses Stück ist die Entropieänderung des Kompressors größer als die des Motors. Für den umkehrbaren Prozeß (Fig. 4) sind beide Entropien einander gleich. Jede Drosselung des Druckes in den Leitungen bedeutet ebenfalls eine Entropievermehrung.

f) Ausflußgesetze.

Man kann die Entropietafel mit Vorteil benützen zur Bestimmung der Geschwindigkeit und der Ausflußmenge von Luft aus Mündungen.

Ist der Druck p_1 vor der Düse nur wenig größer als der Außendruck hinter der Düse ($p_1 - p \leq 500$ mm WS oder $\frac{p}{p_1} > 0,98$), so darf die Geschwindigkeit c unter der Annahme berechnet werden, das spezifische Gewicht ändere sich beim Durchfluß nicht, so daß wie bei Wasser nur der Volldruck für die Energieumsetzung zur Geltung kommt:

$$\frac{p_1 - p}{\gamma_1} = (p_1 - p) v_1 = \frac{c^2}{2g} \dots \dots \dots (19)$$

Bei größeren Druckunterschieden muß die Ausdehnungsarbeit mit berücksichtigt werden. Setzt man verlustfreie Strömung in der wärmedichten Mündung voraus, so entsteht eine adiabatische Ausdehnung, wobei der Unterschied der Wärmeinhalte vor und nach der Mündung in Strömungsenergie umgewandelt wird:

$$i_1 - i_a = c_p(t_1 - t_a) = A \frac{c^2}{2g} \dots \dots \dots (20)$$

und zwar ist nach früherem Volldruckarbeit und Ausdehnungsarbeit enthalten. Die theoretische Ausflußgeschwindigkeit beträgt somit

$$c = \sqrt{\frac{2g}{A}(i_1 - i_a)} = \sqrt{\frac{2g}{A} c_p(t_1 - t_a)}$$

oder

$$c = 91,5 \sqrt{i_1 - i_a} \dots \dots \dots (21)$$

Hierin bedeutet t_a die Endtemperatur der adiabatischen Ausdehnung, die sich aus der TS-Tafel ergibt, nachdem man die Zustandsänderung als Senkrechte eingezeichnet hat. Nur bei sehr großen Druckunterschieden ist die JS-Tafel zu benutzen, aus der sich $i_1 - i_a$ unmittelbar als senkrechte Strecke zwischen Anfangs- und Enddruck abstechen läßt. Die obige Gleichung ist richtig unter der Annahme, die Mündung sei an einen weiten Kessel angeschlossen, so daß die Geschwindigkeit der Luft in diesem Kessel ohne nennenswerten Einfluß ist.

Mit der Querschnittsfläche f der Mündung, dem spezifischen Volumen v_a am Ende der Ausdehnung und der Ausflußziffer μ erhält man das Durchflußgewicht in der Sekunde

$$G = \mu \frac{f c}{v_a} \dots \dots \dots (22)$$

Auch hier darf hingewiesen werden auf die einfache und rasche Lösung der Aufgabe mit Hilfe der Entropietafel, der man nur die Endtemperatur t_a zu entnehmen hat.

Die beiden Gleichungen für c und G gelten aber nicht nur für die Verhältnisse am Austritt der Luft, sondern können für jeden zwischenliegenden Punkt der Zustandslinie $A_1 A$ (Fig. 7) benutzt werden. Zieht man eine beliebige Schar von p -Linien zwischen A_1 und A und liest in den Schnittpunkten die Temperaturen bzw. die Wärmeinhalte ab, so erhält man für jeden Druckabfall zwischen p_1 und dem veränderlichen Wert p die zugehörige Geschwindigkeit und mit der Zustands-

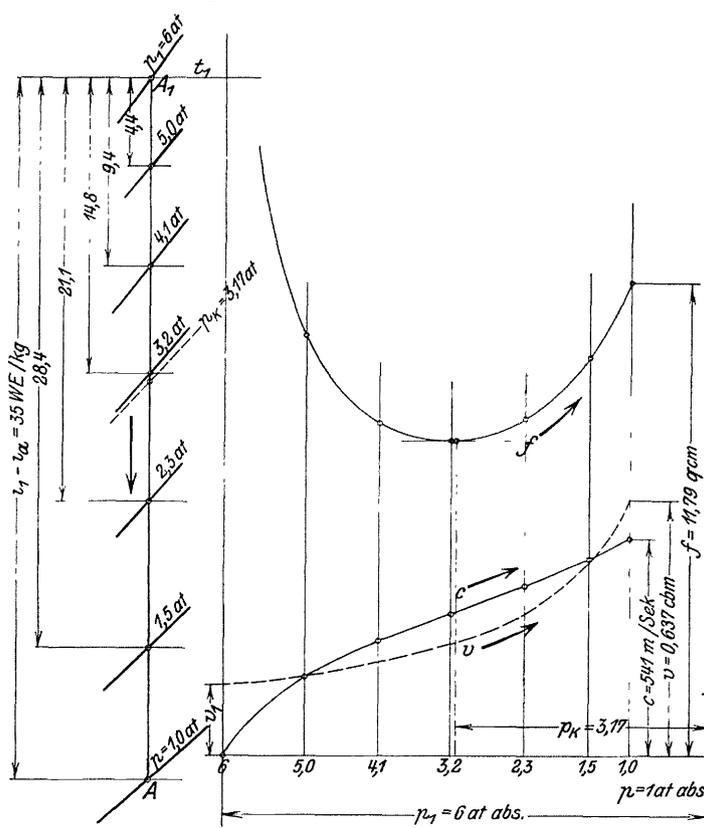


Fig. 7.

gleichung das dort auftretende spezifische Volumen v_a , damit für jeden Punkt den entsprechenden Querschnitt.

Bei sehr kleinen Druckunterschieden ist die TS-Tafel nur dann mit genügender Genauigkeit zu verwenden, wenn die Kurven im Benützungsgebiet in besonders großem Maßstab aufgezeichnet werden, was sich durch die Raschheit in der Lösung der Aufgabe lohnt.

Bei größeren Druckunterschieden sind die beiliegenden Tafeln mit großem Vorteil verwendbar. Hierbei sind zwei Fälle zu unterscheiden. Im ersten Fall erstrecke sich der Druckunterschied nur so weit, daß $\frac{p}{p_1} \geq 0,528$. Die Berechnung der Querschnitte vom Beginn zum Ende der Ausdehnung zeigt nun, daß f stetig abnimmt bis zur Erreichung des Enddruckes. In diesem Fall ist die Öffnung als einfache gut abgerundete Mündung zu bauen. Die Widerstände darin sind äußerst klein, und man darf nach mehrfach durchgeführten Eichungen für die Ausflußziffer setzen

$$\mu = 0,98 \text{ bis } 0,99.$$

Ist im andern Fall der Druckunterschied groß, so daß $\frac{p}{p_1} < 0,528$, so ergibt die Rechnung, daß im zweiten Teil der Ausdehnung vom Druck $p_k = 0,528 p_1$ an abwärts der Querschnitt zunimmt. An die gut abgerundete Mündung setzt sich demnach eine konische Erweiterung, im engsten Querschnitt tritt der Druck p_k auf (kritischer Druck). Diese von de Laval zuerst erkannte Erscheinung hat ihren Grund darin, daß im ersten Teil der Ausdehnung die Geschwindigkeit c rasch und das spezifische Volumen langsam zunimmt, im zweiten Teil ist das umgekehrte der Fall, das Volumen nimmt so stark zu, daß trotz der größer werdenden Geschwindigkeit der Querschnitt wachsen muß, um der Menge Aufnahme zu verschaffen. Diese Verhältnisse sind sichtbar, wenn der Verlauf der Werte c , v und f in Abhängigkeit des Druckes dargestellt werden.

Wird die Düse am Ende der Druckleitung eines Gebläses angesetzt, so ist die Geschwindigkeit im Rohr von Einfluß. Sie wird am einfachsten dadurch berücksichtigt, daß der sog. dynamische Druck mit Hilfe eines Pitotrohres gemessen wird. Dieser Druck ist die Summe aus dem statischen Druck und der Geschwindigkeitshöhe der im Druckrohr auftretenden Geschwindigkeit.

Die beschriebene Bestimmung der Querschnitte einer konisch sich erweiternden Düse kann unter Berücksichtigung der Strömungsverluste durchgeführt werden, wenn im Entropiediagramm statt der Senkrechten eine nach rechts sich abbiegende Kurve als Expansionslinie gezeichnet wird.

1. Beispiel: Bestimmung der Liefermenge eines Turbogebläses mittels Ausflußmündung von 200 mm ϕ am Ende des Druckrohres.

Gemessen: Barometerstand p = 9930 kg/qm

Dyn. Überdruck vor Mündung . . . = 220 mm WS (oder kg/qm)

Temperatur vor Mündung . . . $t_1 = 59^\circ \text{ C}$; $T_1 = 332^\circ \text{ C}$

Druck vor Mündung im Rohr $p_1 = 9930 + 220 = 10150 \text{ mm WS}$

Druckverhältnis $\frac{p}{p_1} = \frac{9930}{10150}$ = 0,98

Spezifisches Volumen im Rohr $v_1 = \frac{29,3 \cdot 332}{10150} = 0,956 \text{ cbm/kg}$

Theoretische Abflußgeschwindigkeit $c = \sqrt{2 g v_1 (p_1 - p)}$
 $= \sqrt{2 \cdot 9,81 \cdot 0,956 \cdot 220} = 64,3 \text{ m/sek}$

Abflußmenge bei $\mu = 0,99$
 $V = 0,99 \cdot 0,0314 \cdot 64,3 = 2,0 \text{ cbm/sek.}$

2. Beispiel: Die Versuchswerte des ersten Beispiels sollen einzig dadurch geändert werden, daß der [Überdruck vor der Mündung im Rohr 220 mm QS betrage.]

Man erhält damit:

$$\begin{aligned} \text{Druck vor Mündung} & . . . p_1 = 9930 + 0,22 \cdot 13596 = 12921 \text{ kg/qm} \\ \text{Druckverhältnis} & . . . \frac{p}{p_1} = \frac{9930}{12921} = 0,769. \end{aligned}$$

Es läßt sich somit eine einfache Mündung mit guter Abrundung auch hier noch anwenden. Mit p_1 und t_1 ist der Anfangspunkt der Adiabate in der TS-Tafel bestimmt, der Endpunkt senkrecht unterhalb auf der Linie $p = 0,993 \text{ Atm.}$ zeigt eine Temperatur

$$t_a = 35^\circ \text{ C}, \quad T_a = 308^\circ \text{ C} \quad \text{daher} \quad v_a = \frac{29,3 \cdot 308}{9930} = 0,906 \text{ cbm/kg}$$

Geschwindigkeit in der Mündung $c = 91,5 \sqrt{0,239(59 - 35)} = 219 \text{ m/sek}$

Ausflußgewicht $G = 0,99 \frac{0,0314 \cdot 219}{0,906} = 7,5 \text{ kg/sek.}$

Gewöhnlich wird die Liefermenge in cbm angegeben, bezogen auf die Verhältnisse im Saugrohr. Es sei dort ein Unterdruck von 190 mm WS gemessen und eine Temperatur von 20° , damit ist im Saugrohr

$$T_s = 293^\circ, \quad p_s = 9930 - 190 = 9740 \text{ kg/qm}, \quad v_s = \frac{29,3 \cdot 293}{9740} = 0,884$$

und das Ansaugvolumen

$$V_s = G v_s = 7,5 \cdot 0,884 = 6,6 \text{ cbm/sek.}$$

3. Beispiel: Expansion der Luft von 6 Atm. abs. und 90° C auf 1 Atm. abs. in einer Laval-Düse. In Fig. 7 ist die adiabatische Expansion als senkrechte Gerade dargestellt. Zahlentafel II enthält die aus der Entropietafel abgelesenen Werte, ferner die berechneten Geschwindigkeiten und die Düsenquerschnitte für ein Durchflußgewicht von $G = 1 \text{ kg/sek.}$ Für die Ausflußziffer ist $\mu = 1$ gewählt. Man erkennt, daß durch diese Ausdehnung recht tiefe Temperaturen erzielt werden können, so daß sich die austretende Luft für eine Kältewirkung eignet. Die Fig. 7 enthält ferner den Verlauf des spezifischen Volumens, der Geschwindigkeit und des Querschnittes in Abhängigkeit des Druckes.

Zahlentafel II.

p kg/qcm	t ° C	$i_1 - i$ WE/kg	v cbm/kg	c m/sek	f qcm	Durchmesser mm
6	+ 90	—	0,177	0	∞	—
5	+ 71,7	4,4	0,202	192	10,55	36,6
4,1	+ 50,8	9,4	0,231	280	8,24	32,5
3,2	+ 28,3	14,8	0,277	352	7,87	31,7
2,3	+ 2,5	21,1	0,350	420	8,34	32,6
1,5	— 27,5	28,4	0,480	486	9,86	35,4
1,0	— 55	35,0	0,637	541	11,79	38,8

III. Berechnung der Kolbenkompressoren.

a) Theoretischer Arbeitsvorgang im einstufigen Kompressor.

Beim Hingang des Kolbens aus dem toten Punkt findet die Einströmung der Luft (Ansaugen) in den Zylinder statt; der dort auftretende Druck p_1 leistet die absolute Gasarbeit $p_1 v_1$, wenn v_1 das vom Kolben beschriebene Volumen bedeutet.

Beim Rückgang erfolgt die Verdichtung auf das kleinere Volumen v_2 , bis der Druck p_2 in der Druckleitung erreicht ist, worauf das Ausstoßen der Luftmenge bei gleichbleibendem Druck stattfindet. In die Anfangsstellung zurückgekehrt, saugt der Kolben eine neue Luftmenge an, sobald er wieder vorwärts geht, falls ein schädlicher Raum zwischen Kolben und Deckel als nicht vorhanden angenommen wird.

Während der eigentlichen Verdichtung beträgt der Arbeitsaufwand $\frac{c_v}{A}(T_2 - T_1)$ auf 1 kg Luft unter Annahme adiabatischer Verdichtung, wie sich unmittelbar aus der Wärmeleichung ableiten läßt. Beim Ausstoßen verlangt der Kolben die weitere Arbeit $p_2 v_2$. Die Gesamtarbeit auf 1 kg Luft ist demnach

$$L_{ad} = \frac{c_v}{A}(T_2 - T_1) + p_2 v_2 - p_1 v_1.$$

Setzt man

$$p_1 v_1 = RT_1, \quad p_2 v_2 = RT_2,$$

so folgt

$$\begin{aligned} AL_{ad} &= (c_v + AR)(T_2 - T_1) \\ &= c_p(T_2 - T_1) = i_2 - i_1 \dots \dots \dots (23) \end{aligned}$$

d. h. bei adiabatischer Verdichtung ist der Wärmewert der Betriebsarbeit gleich der Zunahme des Wärmeinhaltes.

Dieses Gesetz ist bei Besprechung der adiabatischen Zustandsänderung bereits gefunden worden. Der Wert $i_2 - i_1$ kann in der JS-Tafel als senkrechte Strecke abgestochen werden. Aus der TS-Tafel ergibt sich der Unterschied $t_2 - t_1$ als senkrechte Strecke.

Setzt man polytropische Zustandsänderung nach Fig. 5 voraus, so bestimmt sich die Arbeit AL in der dort angegebenen Weise; in jener Figur ist sie als schraffierte Fläche dargestellt.

Saugt der Kompressor in der Stunde ein Gewicht von G kg an, so berechnet sich der Energiebedarf

$$N_e = \frac{(AL) 428 G}{3600 \cdot 75 \cdot \eta_m} = \frac{(AL) G}{632 \cdot \eta_m} \dots \dots \dots (24)$$

wo η_m den mechanischen Wirkungsgrad der Maschine bedeutet.

Unter Benützung der JS-Tafel erhält man für AL_{ad} nebenstehende Zahlen-tafel III.

Man erkennt den bedeutenden Einfluß des Druckes auf die mittlere spezifische Wärme, trotz des gleichbleibenden Druckverhältnisses nimmt der Wärmewert der Arbeit mit steigendem Druckunterschied ab. Noch stärker wird die Temperatur beeinflußt.

Die Veränderlichkeit des Verhältnisses $k = \frac{c_p}{c_v}$ zeigt, daß die bisher übliche Berechnungsart mit einem konstanten Wert k als Potenzexponent für größere Druck-

unterschiede unzulässig ist und ersetzt werden muß durch die Berechnung mit Hilfe der JS-Tafel.

Zahlentafel III.
Gesamtarbeit bei adiabatischer Kompression.

	$\frac{p_2}{p_1} = 5, \quad t_1 = 20^\circ$					$\frac{p_2}{p_1} = 10, \quad t_1 = 20^\circ$				
$p_1 =$	1	5	10	20	40	1	5	10	20	Atm.
$p_2 =$	5	25	50	100	200	10	50	100	200	"
$p_2 - p_1$	4	20	40	80	160	9	45	90	180	"
t_2	191	187	178	171	153	287	269	250	231	°C
$i_2 - i_1$	41,6	41,6	41,0	41,4	39,7	66,0	64,4	63,2	62,6	WE/kg
c_{pm}	0,243	0,250	0,259	0,274	0,298	0,247	0,258	0,274	0,297	"
$k = \frac{c_p}{c_v}$	1,395	1,376	1,36	1,335	1,295	1,383	1,356	1,337	1,296	

b) Schädlicher Raum.

Kommt der Kolben beim Rückgang in den toten Punkt, so ist das Ausstoßen der verdichteten Menge beendet, und es bleibt ein Rest derselben im schädlichen Raum zwischen Kolben und Deckel zurück. Bevor das Ansaugen einer neuen Luftmenge erfolgen kann, muß diese Restluft sich ausdehnen, bis der Ansaugedruck erreicht ist.

Befindet sich diese Restluft bei Beginn der Ausdehnung in demselben Zustand wie am Ende der Verdichtung und verlaufen beide Zustandsänderungen nach demselben Gesetz, so sind sie durch dieselbe Linie im Entropiediagramm dargestellt. In diesem Fall ist die bei der Ausdehnung geleistete Arbeit gleich der Kompressionsarbeit auf 1 kg Luft. Die Verdichtung vollzieht sich an der nutzbaren Fördermenge und der Restmenge, die Ausdehnung nur an der Restmenge; die Kompressionsarbeit der Restluft wird somit zurückgewonnen und der schädliche Raum hat auf den Energiebedarf keinen Einfluß.

Seine Wirkung zeigt sich alsdann nur in der Berechnung des Zylindervolumens V_h für eine vorgeschriebene Fördermenge. Hat sich die Restluft auf den Ansaugedruck ausgedehnt, so ist vom Zylindervolumen $V_h = 1$ nur noch ein Bruchteil λ_0 zur Aufnahme einer neuen Menge vorhanden, da der Kolben bereits während der Ausdehnung das Volumen $1 - \lambda_0$ beschrieben hat. Bei Beginn der Ausdehnung ist die Restluft auf den schädlichen Raum ϵ_0 zusammengedrängt, am Ende derselben hat sie sich ausgedehnt auf den Raum $\epsilon_0 + (1 - \lambda_0)$; da sich diese Raumverhältnisse wie die spezifischen Volumen verhalten, folgt

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{1 - \lambda_0 + \epsilon_0}{\epsilon_0}$$

woraus

$$\lambda_0 = 1 - \epsilon_0 \left(\frac{v_1}{v_2} - 1 \right) \dots \dots \dots (25)$$

Man nennt λ_0 den „volumetrischen Wirkungsgrad“. Für das Volumen $\lambda_0 V_h$ hat man das bessere Wort „indizierte Saugleistung“ eingeführt, da λ_0 unmittelbar aus dem Indikatordiagramm abgemessen wird.

Die Gleichung zeigt, daß λ_0 um so näher an 1 liegt, je kleiner der schädliche Raum und der Unterschied in den spezifischen Volumen ist. Hieraus folgt, daß ein großes Druckverhältnis den volumetrischen Wirkungsgrad verkleinert.

Für die Berechnung der Zylinderabmessungen empfiehlt es sich, statt des Wertes λ_0 einen etwas kleineren Wert λ zu wählen, der Liefergrad genannt wird. Mit dieser Abrundung soll den Undichtheiten Rechnung getragen werden. Bei unmittelbaren Messungen der Liefermengen, z. B. mit dem Ausflußversuch, zeigt sich häufig, daß der Liefergrad nicht unbedeutend kleiner ist als der volumetrische Wirkungsgrad. Der Grund liegt zum großen Teil in den Undichtheiten, die vom Indikator-diagramm nicht angezeigt werden.

Mit dem Liefergrad können die Hauptabmessungen der Maschine bestimmt werden. Bedeutet F den wirksamen Kolbenquerschnitt, S den Hub und n die Drehzahl in der Minute, so beträgt das in der Stunde angesaugte Luftvolumen

$$V_n = 60 \lambda z F S n \dots \dots \dots (26)$$

wo $z = 1$ für einfachwirkende und $z = 2$ für doppeltwirkende Zylinder. Wählt man die Umlaufzahl n und die mittlere Kolbengeschwindigkeit $c_m = \frac{S n}{30}$, so ist der Hub und schließlich die Bohrung D des Zylinders bestimmt, wobei zu beachten ist, daß $\frac{S}{D} \leq 2$.

Die vorstehenden Rechnungen zeigen, daß der Energiebedarf ohne Kenntnis der Zylinderabmessungen bestimmt werden kann. Aus Gl. (24) ist die vom Kolben aufgenommene Energie

$$N_i = \frac{(AL) 428 G}{3600 \cdot 75}$$

Mit p_i als mittlerer Überdruck des $p v$ -Diagramms ist für die doppeltwirkende Maschine

$$N_i = \frac{F S n p_i}{30 \cdot 75}$$

$$\text{Setzt man } G = \lambda \frac{V_h}{v_1} = \frac{\lambda}{v_1} \cdot 2 \cdot 60 \cdot F S n,$$

so ergeben beide Beziehungen

$$p_i = \frac{(AL) 428 \lambda}{v_1} \dots \dots \dots (27)$$

Man kann demnach den mittleren Überdruck des $p v$ -Diagramms (Indikator-diagramm) aus den im Entropiediagramm abzulesenden Wert AL berechnen, ohne das $p v$ -Diagramm aufzeichnen zu müssen.

4. Beispiel: Es soll ein einstufiges Kolbengebläse berechnet werden, das eine Luftmenge von $V_n = 10$ cbm/sek ansaugt und auf 1,75 Atm. abs. verdichtet. Während des Ansaugens herrsche im Zylinder ein Druck von 0,97 Atm. abs. und eine Lufttemperatur von 20° C. Für die Verdichtung der Gesamtmenge wie für die Ausdehnung der Restluft soll die Adiabate gelten.

In die TS-Tafel kann der Anfangspunkt der senkrechten Strecke eingetragen werden, deren Endpunkt auf der p -Linie des gewünschten Enddruckes liegt; die Ordinate dieses Punktes ist die gesuchte Temperatur. Man erhält auf diese Weise:

Anfangspunkt: $p_1 = 0,97$ Atm. $t_1 = 20^0$ $v_1 = 0,885$ cbm/kg
 Endpunkt $p_2 = 1,75$ „ $t_2 = 73,5^0$ $v_2 = 0,58$
 Arbeit auf 1 kg: $AL_{ad} = c_p(t_2 - t_1) = 0,239(73,5 - 20) = 12,8$ WE/kg
 Nutzbares Fördergewicht: $G_n = \frac{V_n}{v_1} = \frac{10}{0,885} = 11,3$ kg/sek
 Energiebedarf (Adiabate): $N_{ad} = \frac{(AL) 428 G}{75} = \frac{12,8 \cdot 428 \cdot 11,3}{75} = 825$ PS
 Mechanischer Wirkungsgrad (angenommen): $\eta_m = 0,9$
 Energiebedarf (eingeleitet): $N_e = \frac{825}{0,9} = 915$ PS
 Schädlicher Raum (angenommen): $\varepsilon_0 = 0,1$
 Volumetr. Wirkungsgrad: $\lambda_0 = 1 - \varepsilon_0 \left(\frac{v_1}{v_2} - 1 \right) = 1 - 0,1 \left(\frac{0,885}{0,58} - 1 \right) = 0,9475$
 Liefergrad (geschätzt): $\lambda = 0,93$
 Hubvolumen: $V_h = \frac{V_n}{\lambda} = \frac{10}{0,93} = 10,76$ cbm/sek
 Umlaufzahl (angenommen): $n = 65$
 Hub (angenommen): $S = 1,5$ m
 Mittlere Kolbengeschwindigkeit: $c_m = \frac{S \cdot n}{30} = \frac{1,5 \cdot 65}{30} = 3,25$ m/sek
 Wirksamer Kolbenquerschnitt: $F = \frac{V_h}{c_m} = \frac{10,76}{3,25} = 3,305$ qm
 Zylinderbohrung $D = 1070$ mm, Kolbenstange $d = 240$ mm
 Mittl. Überdruck im p - v -Diagramm: $p_i = \frac{(AL) 428 \cdot \lambda}{v_1} = \frac{12,8 \cdot 428 \cdot 0,93}{0,885} = 5750$ kg/qm
(0,575 Atm.).

Das Gebläse ist für Hochofenbetrieb bestimmt¹⁾, bei dem der Überdruck auf den Höchstwert 1,2 Atm. steigen kann. Für diese Annahme ist:

Endpunkt: $p_2 = 0,97 + 1,2 = 2,17$ Atm., $t_2 = 97^0$, $v_2 = 0,50$ cbm/kg
 Arbeit auf 1 kg: $AL_{ad} = 0,239(97 - 20) = 22,55$ WE/kg
 Energiebedarf: $N_e = \frac{0,9 \cdot 22,55 \cdot 428 \cdot 11,3}{75} = 1310$ PS.

c) Mehrstufige Kompressoren.

Soll in einem Zylinder Luft auf einen hohen Druck gebracht werden, so steigt die Temperatur gegen das Ende der adiabatischen Verdichtung unzulässig hoch an, wie dies aus der Zahlentafel III ersichtlich ist. Dadurch ist das Schmieren des Kolbens erschwert, es entstehen häufig Störungen im Betrieb; der Arbeitsbedarf und der Einfluß des schädlichen Raumes fallen groß aus.

Diese Übelstände lassen sich vermindern, wenn der Kompressor zwei- oder mehrstufig gebaut wird. Die im ersten Zylinder auf einen Teil des Enddruckes zusammengedrückte Luft wird in einen Behälter ausgestoßen und dort ausgiebig gekühlt, worauf die Verdichtung im zweiten Zylinder den gewünschten Druck herstellt. Bei drei- und vierstufigen Maschinen wiederholt sich dieser Vorgang.

¹⁾ Siehe Zeitschr. d. Ver. deutsch. Ing. 1916, S. 61.

Die Wirkungsweise läßt sich im Entropiediagramm sehr anschaulich verfolgen. Kann bei dem in Fig. 8 dargestellten Prozeß die Zwischenkühlung nach der ersten

und nach der zweiten Verdichtung derart wirken, daß die Luft jedesmal auf die Anfangstemperatur abgekühlt wird, so liegen die Anfangspunkte A_1, A_3, A_5 der Einzelverdichtungen auf der gleichen Temperaturlinie, d. h. ungefähr auf gleicher Höhe. Dann ist es zweckmäßig, die Unterteilung derart einzurichten, daß auch die Endpunkte A_2, A_4, A_6 der Adiabaten gleiche Temperaturen besitzen; bei dieser Verteilung entsteht in jedem Zylinder dieselbe Temperaturzunahme.

Da die Punkte A_1, A_3, A_5 auf einer Isothermen liegen, ist das Druckverhältnis x in jeder Stufe gleich groß:

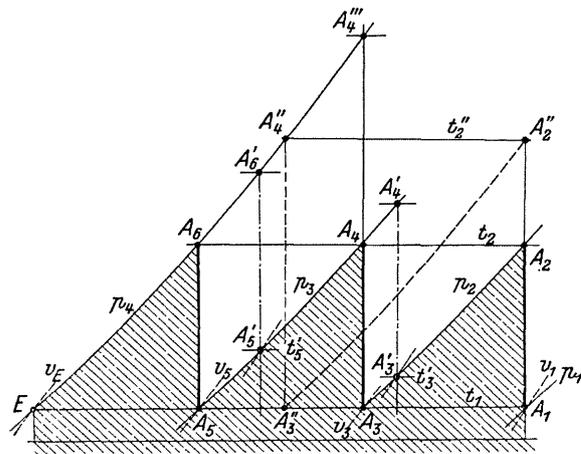


Fig. 8.

$$x = \frac{p_2}{p_1} = \frac{p_3}{p_2} = \frac{p_4}{p_3} = \frac{v_1}{v_3} = \frac{v_3}{v_5} \dots \dots \dots (28)$$

oder

$$x = \sqrt[3]{\frac{p_4}{p_1}}$$

Diese Rechnung bleibt erspart, indem man nur nötig hat, die gegebene Entropie zwischen Anfangs- und Enddruck in drei gleiche Stücke zu teilen; die erhaltenen Teilpunkte A_3 und A_5 sind die Anfangspunkte der Verdichtungen im zweiten und dritten Zylinder. Erfolgt die Verdichtung in allen drei Zylindern nach demselben Gesetz (in Fig. 8 adiabatisch), so ist der Arbeitsbedarf für jede Stufe gleich groß.

Man erkennt, daß der nach Linienzug $A_1 A_2 A_3 A_4 A_5 A_6 E$ sich abspielende Prozeß eine kleinere Arbeit verlangt als bei einstufiger Verdichtung von p_1 auf p_4 . Die Zickzacklinie nähert sich um so mehr der isothermischen Verdichtung $A_1 E$, je größer die Stufenzahl ist. Wegen der Drosselverluste und der verwickelten Bauart wird die Stufenzahl 3 nur dann überschritten, wenn ein Enddruck von 200 bis 300 Atm. erreicht werden soll.

In den Anfangspunkten A_1, A_3 und A_5 lassen sich die spezifischen Volumen ablesen, sie stehen im umgekehrten Verhältnis mit den Pressungen und im geraden Verhältnis mit den Hubräumen der einzelnen Zylinder.

Bei Anwendung mehrerer Stufen ist die Wirkung des schädlichen Raumes auf den volumetrischen Wirkungsgrad bedeutend herabgemindert, da das Druckgefälle in jedem Zylinder kleiner ist.

Ist die Zwischenkühlung nicht imstande, die Temperatur der im ersten Zylinder verdichteten Luft auf den Anfangswert zu bringen, so erfolgt die Verdichtung im zweiten Zylinder von einem höher liegenden Punkt A_3' (Fig. 8) aus; die Endtemperatur erhöht sich entsprechend ebenfalls, A_4' . Die Betriebsarbeit ist gewachsen um das Stück $A_3' A_1' A_4 A_3$. In der dritten Stufe ist dieser Umstand durch die Strecke $A_5' A_6'$ berücksichtigt. Auch in diesem Fall könnte man gleiche Endtemperaturen durch eine entsprechende Verschiebung der p_2 -Linie und der p_3 -Linie nach rechts erhalten, da die Unterteilung in den einzelnen Zylindern beim Entwurf des Diagramms nach Belieben geändert werden kann.

Will man statt des dreistufigen Kompressors einen zweistufigen für dieselbe Druckzunahme bauen, so ist nur nötig, die Strecke A_1E in zwei gleiche Stücke zu teilen: die p -Linie durch den Teilpunkt A_3'' gibt den Anfangspunkt der zweiten Stufe an, die v -Linie durch diesen Punkt das spezifische Volumen, womit das Zylinderverhältnis bestimmt ist. Dabei liegen die Endpunkte A_2'' und A_4'' wieder auf gleicher Höhe.

5. Beispiel: In einem vierstufigen Kompressor soll Druckluft von 200 Atm. in einer Menge von 200 kg/St. hergestellt werden.

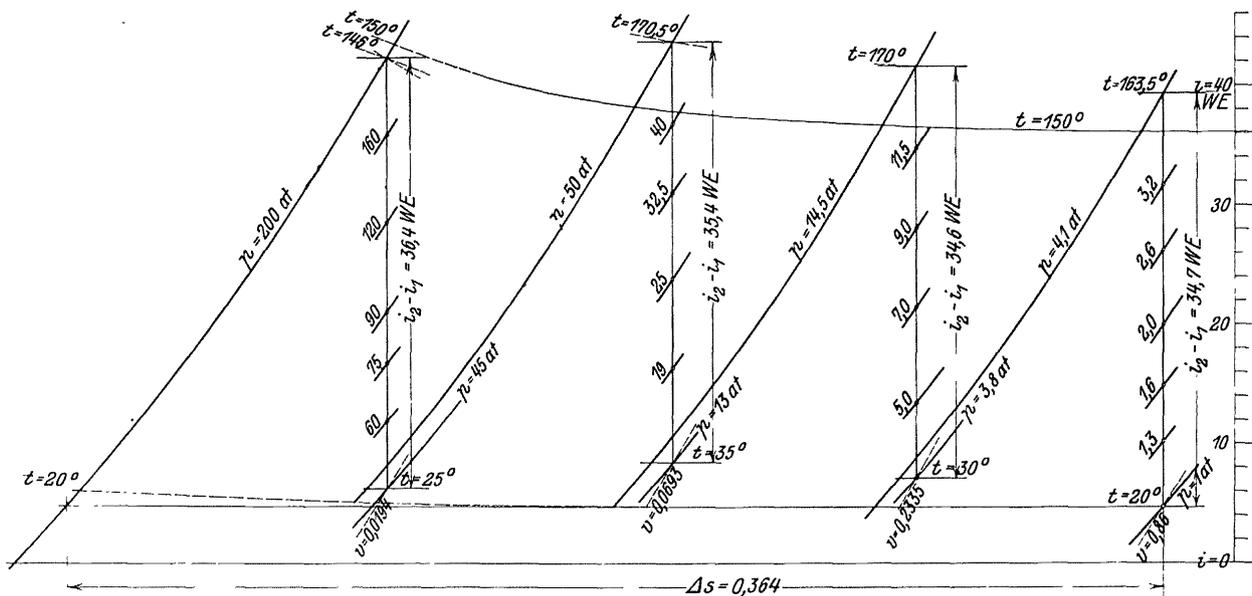


Fig. 9.

Die Darstellung des Vorganges in der JS-Tafel zeigt Fig. 9 unter Annahme adiabatischer Verdichtung. Mit den gewählten Anfangstemperaturen in jeder Stufe und den Druckverlusten zwischen ihnen ergeben sich die in Zahlentafel IV mitgeteilten Werte.

Zahlentafel IV.

Stufen		I	II	III	IV
Anfangsdrücke	Atm. abs.	1,0	3,8	13	45
Enddrücke	" "	4,1	14,5	50	200
Druckverhältnis d. Kompr.	" "	4,1	3,82	3,84	4,45
Anfangstemperatur	° C	20	30	35	25
Endtemperatur (Adiabate)	° C	163,5	170	170,5	146
Wärmeinhalt am Anfang	i_1 WE/kg	4,9	7,0	8,4	6,2
Wärmeinhalt am Ende	i_2 "	39,6	41,6	43,8	42,6
Zunahme des Wärmeinhaltes $i_2 - i_1$	"	34,7	34,6	35,4	36,4
Spez. Volumen Anfang Kompr.	cbm/kg	0,86	0,2335	0,0693	0,0194

Zufolge der gewählten Druckverteilung ist die Zunahme an Wärmeinhalt in jeder Stufe beinahe gleichgroß. Dabei ist nicht nötig, für gleichbleibendes Druckverhältnis besorgt zu sein, nur darf die Endtemperatur nicht zu hohe Werte an-

nehmen. Die Druckverluste zwischen den einzelnen Stufen sind so bemessen, daß der durch sie bedingte Entropiezuwachs ungefähr gleich groß ausfällt.

Die Arbeit aller drei Stufen zusammen beträgt

$$AL = 34,7 + 34,6 + 35,4 + 36,4 = 141,1 \text{ WE/kg}$$

und der Energiebedarf

$$N_{ad} = \frac{G \cdot AL}{632} = \frac{200 \cdot 141,1}{632} = 44,8 \text{ PS}$$

$$N_e = \frac{44,8}{0,85} = 53,5 \text{ PS.}$$

Für die ideale isothermische Verdichtung ist die wagrechte Gerade durch den Anfangspunkt bis zum Enddruck maßgebend:

$$AL_{is} = \Delta s \cdot T_1 = 0,364 \cdot 293 = 106,6 \text{ WE/kg}$$

$$N_{is} = \frac{106,6 \cdot 200}{632} = 33,7 \text{ PS.}$$

Der Wirkungsgrad gegenüber der Isothermen ist demnach

$$\eta_{is} = \frac{33,7}{53,5} = 0,63.$$

Zur Bestimmung der Hauptabmessungen wählen wir als Liefergrad in Rücksicht auf die zu erwartenden Undichtheitsverluste $\lambda = 0,9$ und erhalten für das Hubvolumen in der Minute

$$V_h = \frac{G v_1}{60 \lambda} = \frac{200 \cdot 0,86}{60 \cdot 0,9} = 3,19 \text{ cbm/Min.}$$

Mit der Umlaufzahl von $n = 150$ und einem Hub von $S = 200$ mm ergibt sich der wirksame Querschnitt der ersten Stufe

$$f_1 = \frac{3,19}{0,2 \cdot 150} \cdot 10000 = 1062 \text{ qcm.}$$

Bei gleichem Liefergrad verhalten sich die Querschnitte wie die spezifischen Volumen zu Beginn einer jeden Stufe, damit folgt

$$\text{für die II. Stufe } f_2 = \frac{0,2335}{0,86} \cdot 1062 = 286 \text{ qcm}$$

$$\text{für die III. Stufe } f_3 = \frac{0,0693}{0,86} \cdot 1062 = 85,5 \text{ „}$$

$$\text{für die IV. Stufe } f_4 = \frac{0,0194}{0,86} \cdot 1062 = 24 \text{ „}$$

Hat der Kolben die in Fig. 10 gezeichnete Abstufung, so sind die einzelnen Durchmesser wie folgt bestimmt:

$$\begin{aligned} f_3 &= 85,5 \text{ qcm} & \dots & \dots & D_3 &= 104,5 \text{ mm} \\ f_3 - f_4 &= 85,5 - 24 = 61,5 \text{ qcm} & \dots & \dots & D_4' &= 88,5 \text{ „} \\ f_1 + f_4' &= 1062 + 61,5 = 1123,5 \text{ qcm} & \dots & \dots & D_1' &= 379 \text{ „} \\ f_1' - f_2 &= 1123,5 - 286 = 837,5 \text{ qcm} & \dots & \dots & D_0 &= 327 \text{ „} \end{aligned}$$

Bei der gewählten Anordnung bestimmt sich die Kraft zum Einschieben des Kolbens in einer augenblicklichen Lage

$$P = p_1 f_1 + p_3 f_3 - p_2 f_2 - p_4 f_4 - p_0 f_0.$$

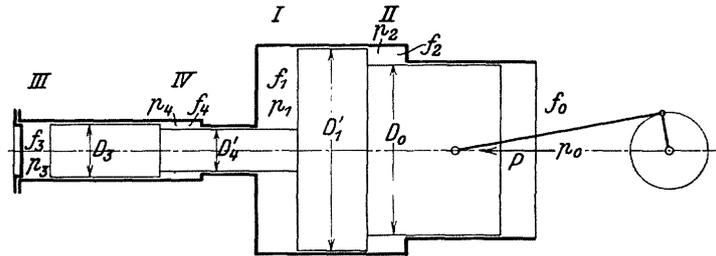


Fig. 10.

Nun ist

$$f_0 = f_1 - f_2 + f_3 - f_4$$

$$P = (p_1 - p_0) f_1 + (p_3 - p_0) f_3 - (p_2 - p_0) f_2 - (p_4 - p_0) f_4.$$

In dieser Gleichung sind die Pressungen p_1 , p_2 , p_3 und p_4 veränderlich und für jede Kurbelstellung aus der JS-Tafel zu entnehmen. Mit den zugehörigen Werten v sind die Abszissen x der Kolbenkraftdiagramme für jedes Glied der Gleichung zu berechnen, wobei dem Anfangsvolumen das spezifische Volumen zu Beginn der Verdichtung entspricht (für Werte p und v ist $x = S \frac{v}{v_1}$). Man erhält auf diese Weise 4 Diagramme, deren Ordinaten unter Berücksichtigung der Vorzeichen (treibende oder widerstehende Kräfte) zu addieren sind.

Das Entropiediagramm zeigt ferner die Wärmen, die von den Zwischenkühlern abzuleiten sind als Unterschied des Wärmeinhaltes zwischen dem Endpunkt der einen Stufe und dem Anfangspunkt der nächstfolgenden. Für unser Beispiel erhält man:

I. Zwischenkühler	$Q_k = 39,6 - 7 = 32,7$	WE/kg	oder im ganzen	6540	WE/St.
II. "	$Q_k = 41,6 - 8,4 = 33,2$	"	"	6640	"
III. "	$Q_k = 43,8 - 6,2 = 37,6$	"	"	7520	"

d) Die wirklichen Vorgänge im Kolbenkompressor mit Rücksicht auf die Nebenerscheinungen.

Zur Erkennung der verschiedenen Einflüsse dient das Indikatorgramm in Verbindung mit genauen Messungen der Temperaturen und der Liefermengen. Zu diesem Zweck ist das Indikatorgramm punktweise in das Entropiediagramm zu übertragen, wie dies bereits im Abschnitt Ie erwähnt ist.

Im ersten Teil des Ansaughubes beschleunigt sich der Kolben und ruft im Zylinder einen Unterdruck hervor, der die angesaugte Luftmenge aus dem Ruhezustand in Bewegung bringt und die Widerstände in den Steuerorganen überwindet. Im zweiten Teil des Hubes verzögert sich der Kolben; dasselbe geschieht mit der Luftbewegung, so daß sich die Strömungsenergie in Druck umsetzt. Am Ende des Saughubes ist daher der Unterdruck zum größten Teil oder ganz wieder verschwunden. Diese Zunahme des Druckes zufolge dynamischer Vorgänge muß der Verdichtung zugezählt werden, sie verlangt ebenfalls entsprechende Arbeit.

Aus der durch Übertragen der Indikatorrucklinie erhaltenen Linie A_1BA_2 (Fig. 11) ersieht man, daß die übliche Annahme einer adiabatischen Verdichtung nur angenähert richtig ist. Sie gilt für den Fall, wenn die gekrümmte Linie A_1A_2 zuerst rechts, alsdann links von der Senkrechten ansteigt, wobei die Flächenabschnitte zu beiden Seiten der Senkrechten inhaltsgleich sein müssen. Liegt die ganze Kurve rechts von der Adiabaten A_1A_2' , wie in Fig. 11 gezeichnet, so bedeutet in der TS-Tafel das Flächenstück $A_1BA_2A_2'A_1$ (//////////) die Mehrarbeit gegenüber der Adiabaten. Zieht man an die Zustandslinie die senkrechte Tangente mit dem Berührungspunkt B , so schließt sie mit der Senkrechten durch A_1 und dem Kurvenstück A_1B einen Flächenstreifen ein, dessen Bedeutung die von den Wandungen einfließende Wärme ist. Zieht man durch den Endpunkt A_2 die Senkrechte, so stellt der unter A_2B liegende Streifen die vom Kühlwasser aufgenommene Wärme dar; beide Streifen sind bis zur Achse durch den absoluten Nullpunkt zu messen.

Während des Ausstoßens kühlt sich die Luft bereits etwas ab, die Ausdehnung der Restluft aus dem schädlichen Raum beginnt demnach bei einer kleineren Temperatur (A_3). Häufig ist dabei auch eine Druckabnahme verbunden, dann verschiebt sich der Anfangspunkt A_3 nach rechts.

Die Ausdehnung verläuft zunächst links von der Senkrechten durch A_3 , solange die Luft noch wärmer ist als die Wandung (A_3C). Mit der raschen Abnahme der Lufttemperatur wechselt der Austausch, die Luft nimmt Wärme auf und die Zustandslinie biegt sich stark nach rechts aus (CA_4). Diese Wärmezufuhr kann unter Umständen ziemlich bedeutend sein, da die Oberfläche des kurzen Zylinderstückes gegenüber dem Rauminhalt eine große ist.

Mit dem Endpunkt A_4 der Ausdehnung ist das spezifische Volumen v_4 bestimmt, das mit demjenigen v_3 in A_3 benützt werden muß, um den volumetrischen Wirkungsgrad zu berechnen:

$$\lambda_0 = 1 - \varepsilon_0 \left(\frac{v_4}{v_3} - 1 \right).$$

Die Fläche unter dem Linienzug $E_2A_3CA_4$ bedeutet in der TS-Tafel die zurückgewonnene Ausdehnungsarbeit AL_e auf 1 kg Luft. Ihr Einfluß auf den Energiebedarf ergibt sich, wenn AL die Kompressionsarbeit bezogen auf das Nutzgewicht G_n bedeutet

$$G_n AL = AL_e (G_n + G_v) - AL_e G_r.$$

Nun ist die nutzbar geförderte Gewichtsmenge

$$G_n = \frac{\lambda V_h}{v_1}$$

und die Restluft

$$G_r = \frac{\varepsilon_0 V_h}{v_3},$$

folglich

$$AL = AL_e + \frac{\varepsilon_0 v_1}{\lambda v_3} (AL_e - AL_e) \dots \dots \dots (29)$$

Das zweite Glied kann positiv oder negativ sein, je nachdem die Verdichtungsarbeit größer oder kleiner als die Ausdehnungsarbeit ist. Findet eine kräftige Heizung der Luft während der Ausdehnung statt, so fällt das zweite Glied negativ aus, was für den Arbeitsbedarf günstig ist.

Nach Beendigung der Ausdehnung kann nun der Zylinder eine neue Ladung Luft von außen aufnehmen, die eintretende Menge mischt sich mit der Restluft.

Aus der Temperatur der Restluft t_4 und der Außenluft t_0 entsteht die Mischtemperatur

$$t_m = \frac{G_n t_0 + G_r t_4}{G_n + G_r} \dots \dots \dots (30)$$

Durch Wärmeaufnahme von den Wandungen erfährt die Luft — wie eingangs betont — eine weitere Erhöhung ihrer Temperatur von t_m auf den Anfangswert t_1 der Verdichtung.

6. Beispiel: Das Indikatordiagramm des in Beispiel 4 erwähnten Kolbengebläses ist in Fig. 11 in die TS-Tafel übertragen worden unter der Annahme einer Anfangstemperatur von $t_1 = 20^\circ \text{C}$ für die Verdichtung und von $t_3 = 66^\circ \text{C}$ für die Ausdehnung. Die Ausmessung der Abszissen x zu den gewählten Ordinaten p des Indikatordiagramms und die daraus berechneten Temperaturen ergeben die in Zahlentafel V aufgeschriebenen Werte:

Zahlentafel V.

	Kompression					Expansion			
	p Atm.	x mm	v cbm/kg	T $^\circ \text{C}$	t $^\circ \text{C}$	x mm	v cbm/kg	T $^\circ \text{C}$	t $^\circ \text{C}$
♯	0,97	95,5	0,885	293	20	13	0,85	281	8,0
	1,00	93,5	0,87	296,5	23,5	12,5	0,825	282	9,0
	1,20	84	0,78	319	46	10,7	0,70	287	14
	1,40	76	0,705	337	64	9,4	0,613	293	20
	1,60	68,5	0,634	346	73	8,8	0,57	311	38
	1,75	63	0,585	349	76	8,7	0,568	339	66

Mit den Werten p und t ist die Fig. 11 entstanden. Man erkennt die kräftige Heizung durch Kolben und Wandungen ($A_1 B$); im oberen Teil der Verdichtung zeigt sich die Wirkung der Mantelkühlung (BA_2). Während der langen Ausstoßperiode kann sich die Gebläseluft von 76° auf 66° abkühlen. Im ersten Teil der Ausdehnung nehmen die Wandungen Wärme auf ($A_3 C$), im zweiten Teil (CA_4) geben sie Wärme ab.

Die Verdichtungsarbeit AL_c setzt sich zusammen aus der Arbeit der Adiabate (//////), vermehrt um das Flächenstück $A_1 BA_2 A_2' A_1$; letzteres findet sich als Produkt aus dem Entropiezuwachs 0,0086 mal Unterschied der mittleren absoluten Temperaturen der Flächenstücke unter $BA_2 A_2'$ und $A_1 B$:

$$\begin{aligned} AL_c &= 0,239(73,6 - 20) + 0,0086(346,5 - 310) \\ &= 12,84 + 0,32 = 13,16 \text{ WE/kg.} \end{aligned}$$

Durch Ausmessen der Fläche $A_4 CA_3 E_4$ erhält man die mittlere Ordinate und damit die Ausdehnungsarbeit

$$AL_e = 0,04 \cdot 295 = 11,8 \text{ WE/kg.}$$

Der Wärmewert der Kompressionsarbeit, bezogen auf die nutzbare Fördermenge beträgt demnach (Gl. 29)

$$\begin{aligned} AL &= 13,16 + \frac{0,1 \cdot 0,885}{0,93 \cdot 0,568} (13,16 - 11,8) \\ &= 13,39 \text{ WE/kg} \end{aligned}$$

oder 4,3 v. H. mehr als bei adiabatischer Verdichtung. In gleichem Maße vergrößert sich der mittlere Druck und der Energiebedarf.

7. Beispiel: Aus dem Indikatordiagramm eines einstufigen Kompressors¹⁾ (450 mm Zylinderdurchmesser, 500 mm Hub, 145 Uml./Min., 3 v. H. schäd. Raum) entsteht das in die JS-Tafel eingezeichnete Bild des Vorganges Fig. 12. Hierbei wurde als Anfangstemperatur der Verdichtung 40° C gewählt. Man erhält zu den Drücken und den zugehörigen Abszissen x des Indikatordiagramms die in Zahlentafel VI eingeschriebenen Werte.

Aus dem Indikatordiagramm kann abgelesen werden

$$\lambda_0 = \frac{61,4 - 9,5}{61,4 - 1,8} = 0,871.$$

Dagegen ergibt sich mit dem spezifischen Volumen $v_4 = 1,28$ und $v_4 = 0,248$ sowie mit dem schädlichen Raum $\epsilon_0 = 0,03$

$$\lambda_0 = 1 - 0,03 \left(\frac{1,28}{0,248} - 1 \right) = 0,875.$$

Die Übereinstimmung ist befriedigend.

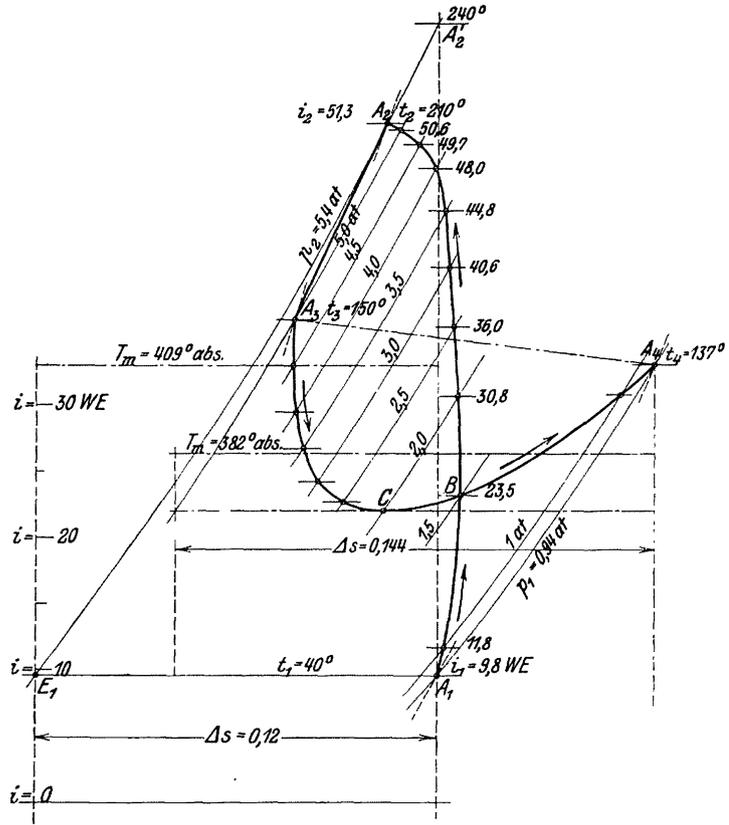


Fig. 12.

Zahlentafel VI.

Kompression						Expansion				
p	x	v	T	t	i	x	v	T	t	i
kg/qcm	mm	cbm/kg	°C abs.	°C	WE/kg	mm	cbm/kg	°C abs.	°C	WE/kg
0,94	61,4	0,975	313	40	9,8	9,5	1,28	410	137	33,4
1,0	60,0	0,95	322,5	49,5	11,8	9,0	1,175	401	128	31,0
1,5	45,4	0,72	369,5	96,5	23,5	5,4	0,720	369,5	96,5	23,2
2,0	36,8	0,585	400	127	30,8	4,0	0,535	365,5	92,5	22,0
2,5	31,0	0,495	422	149	36,0	3,2	0,431	368	95,0	22,8
3,0	27,0	0,43	440	167	40,6	2,7	0,364	373	100	24,6
3,5	23,2	0,369	456,5	183,5	44,8	2,4	0,320	383	110	26,0
4,0	21,7	0,344	470	197	48,0	2,1	0,289	395	122	29,6
4,5	19,5	0,310	477	204	49,7	2,0	0,266	408	135	33,0
5,0	17,7	0,282	481	208	50,6	1,8	0,248	423	150	36,4
5,4	16,5	0,262	482	210	51,3	—	—	—	—	—

¹⁾ Siehe Zeitschr. d. Ver. deutsch. Ing. 1913, S. 542, Abb. 21.

Die Kompressionslinie verläuft auch hier zunächst rechts von der Adiabaten $A_1 A_2'$, biegt aber dann nach links über die Senkrechte, so daß die Verdichtungsarbeit nur wenig von derjenigen der adiabatischen Kompression abweichen kann. Man findet für die letztere als Abstand der Punkte A_1 und A_2'

$$AL_{ad} = 49 \text{ WE/kg.}$$

Umfährt man das Flächenstück $A_2 B A_3 E_1 A_1$ mit dem Planimeter, um die Umwandlung in ein Rechteck von der Grundlinie $\Delta s = 0,12$ zu vollziehen, so ist die ganze Zustandsänderung durch eine Isotherme ersetzt, und man erhält

$$AL_e = \Delta s \cdot T_m = 0,12 \cdot 409 = 49 \text{ WE/kg,}$$

also Übereinstimmung mit der Adiabate, abgesehen vom Einfluß der Ausdehnungsarbeit.

Der Enddruck der Verdichtung (5,4 Atm.) fällt während des Ausstoßens auf den nutzbaren Druck ab (5,0 Atm.), die Temperatur von 210° auf 150° . Für die Bestimmung der Verdichtungsarbeit kommt aber allein der größte Druck $p_2 = 5,4$ Atm. in Betracht, da die ganze Menge auf diesen Druck zu bringen ist, unabhängig davon, ob während des Ausstoßens eine Drucksenkung stattfindet oder nicht.

Die Ausdehnung beginnt bei dem kleineren Druck (5,0 Atm.) Punkt A_3 . Im ersten Teil der Ausdehnung wirkt der Mantel nur schwach kühlend; bald tritt eine kräftige Rückerwärmung durch die Umschließungswände ein, so daß die Temperatur gegen das Ende sogar wieder steigt. Dadurch wird eine Ausdehnungsarbeit AL_e zurückgewonnen, die größer ist als die Verdichtungsarbeit, bezogen auf 1 kg. Man findet durch Umwandlung der Fläche in ein Rechteck

$$AL_e = 0,144 \cdot 382 = 55 \text{ WE/kg.}$$

Ferner ist

$$\frac{G_r}{G_n} = \frac{\varepsilon_0 v_1}{\lambda v_3} = \frac{0,03 \cdot 0,975}{0,87 \cdot 0,248} = 0,1356,$$

folglich

$$AL = 49 - 0,1356 (55 - 49) = 48,2 \text{ WE/kg.}$$

Die Rückerwärmung während der Ausdehnung vermindert demnach den Arbeitsbedarf um 0,8 WE oder um 1,6 v. H., dagegen wirkt sie schädlich auf den volumetrischen Wirkungsgrad.

Durch die Mischung der Restluft und der mit 20° eintretenden Außenluft entsteht die Temperatur

$$t_m = \frac{20 + 0,1356 \cdot 137}{1,1356} = 34^\circ.$$

Während des Ansaugens muß sich demnach die Luft noch von 34° auf 40° an den Wandungen erwärmen.

Für den mittleren Druck des Indikatordiagramms erhält man

$$p_i = \frac{AL \cdot 428 \cdot \lambda}{v_1} = \frac{48,2 \cdot 428 \cdot 0,87}{0,975} = 18400 \text{ kg/qm (1,84 Atm.)}$$

e) Luftpumpen für Unterdruck.

Die Luftpumpe hat den Zweck, einen Raum dauernd unter einem Druck zu halten, der kleiner ist als der äußere Luftdruck, obschon dem Raum absichtlich oder unabsichtlich (durch Undichtheiten) Luft oder sonstige Gase zugeführt werden.

Diese Pumpe kann daher aufgefaßt werden als Kompressor, der eine unter kleinem absolutem Druck befindliche Liefermenge in die freie Atmosphäre zu fördern hat. Tatsächlich ist der Ausstoßdruck im Zylinder etwas größer als der Außendruck, da die Widerstände in den Steuerorganen und in der Leitung zu überwinden sind. Die Kompressionsarbeit ist nun vom Druckverhältnis abhängig; die Förderung von 1 kg Luft verlangt daher dieselbe Arbeit, ob die Verdichtung von 1 auf 10 Atm. oder von 0,1 auf 1 Atm erfolgt, falls in beiden Fällen die Zustandsänderung nach demselben Gesetz verläuft.

In der beiliegenden JS-Tafel sind einige Kurven für kleine Pressungen und große Volumen eingezeichnet unter der Annahme, die spezifische Wärme sei unabhängig vom Druck (bis ungefähr $p = 0,1$ Atm.). Damit läßt sich das Entropiediagramm der Luftpumpe in genau derselben Weise zeichnen, wie dies für die Kompressoren gezeigt worden ist.

Würde die Unveränderlichkeit der spezifischen Wärme auch für hohe Drücke zutreffen, so wäre zur Lösung der Aufgabe die Aufzeichnung der p -Linien unter 1 Atm. nicht einmal nötig. Man könnte alsdann einfach die Bezeichnungen ändern in der Art, daß die Linie $p = 100$ Atm. in $p = 1$ Atm. angeschrieben wird, dann ändert sich die Linie $p = 10$ Atm. in 0,1 Atm. und die Linie $p = 1$ Atm. in $p = 0,01$ Atm.

Nun ist die Veränderlichkeit von c_p zwischen 1 und 10 Atm. ganz unbedeutend. Will man daher die Verdichtung von 0,01 Atm. an verfolgen, so darf in der JS-Tafel die Linie 10 Atm. als 1 Atm. angesehen werden, dann erhält die p -Linie 0,1 Atm. die Bedeutung von 0,01 Atm. Die Bezeichnungen aller p -Linien haben sich somit auf den zehnten Teil verkleinert.

Der Arbeitsbedarf AL für 1 kg ist um so größer, je größer der herzustellende Unterdruck, d. h. je kleiner der absolute Druck im Saugraum ist. Für eine Kolbenmaschine von bestimmten Abmessungen ist aber nicht das in der Zeiteinheit zu fördernde Gewicht maßgebend, sondern das Ansaugvolumen, dessen Größe selbst wieder vom Unterdruck abhängt.

Aus diesem Grund ist es zweckmäßig, den Arbeitsbedarf AL' auf 1 cbm Ansaugvolumen zu berechnen:

$$AL' = \frac{AL}{v_1} \dots \dots \dots (31)$$

Diese Arbeit ist für eine größere Zahl von Unterdrücken zu bestimmen. Man erhält damit für

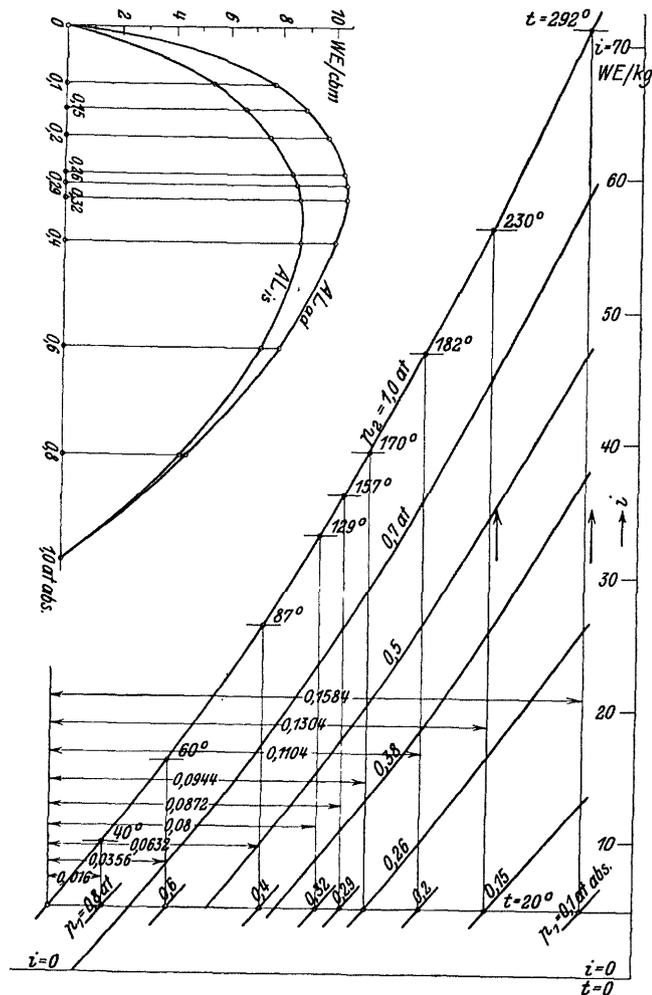


Fig. 13.

einen ganz bestimmten Unterdruck den Höchstwert, der für die Wahl des Antriebsmotors in Betracht fällt. Beim Anlassen nimmt die Arbeit mit dem Unterdruck von Null an zu bis zum Höchstwert; nach Überschreiten desselben nimmt die Arbeit wieder ab, weil das Fördergewicht abnimmt, das bei absoluter Luftleere den Wert Null erreicht.

Bestimmt man aus der Entropietafel die Werte AL auf 1 kg unter Annahme der adiabatischen oder der isothermischen Verdichtung für eine Reihe von Anfangsdrücken p_1 und entnimmt die zugehörigen spezifischen Volumen v_1 , so findet man die Arbeiten auf 1 cbm. Die in Zahlentafel VII enthaltenen Werte gelten für adiabatische und für isothermische Verdichtung mit einer Temperatur im Saugraum $t_1 = 20^\circ$ und einem Enddruck $p_2 = 1$ Atm. In Fig. 13 sind die Arbeiten in Abhängigkeit des Druckes aufgetragen.

Zahlentafel VII.

Anfangstemperatur $t_1 = 20^\circ$ C, Enddruck $p_2 = 1$ Atm.

p_1 kg/qcm	$T_2 - T_1$ ° C	v_1 cbm/kg	$AL_{ad} = i_2 - i_1$ WE/kg	AL'_{ad} WE/cbm	AL_{is} WE/kg	AL'_{is} WE/cbm
1,0	0	0,86	0	0	0	0
0,8	20	1,07	4,8	4,49	4,69	4,38
0,6	40	1,43	11,4	7,99	10,40	7,27
0,4	67	2,14	21,4	10,0	18,50	8,65
0,32	109	2,68	28,0	10,46	23,4	8,74
0,29	137	2,96	31,1	10,51	25,5	8,62
0,26	150	3,31	34,2	10,32	27,6	8,35
0,20	162	4,30	41,8	9,71	32,3	7,50
0,15	210	5,72	51,4	9,0	38,2	6,68
0,10	292	8,58	66,4	7,74	46,4	5,40
0,00	—	—	0	0	0	0

Aus diesen Betrachtungen lassen sich folgende Schlüsse ziehen:

Der Höchstwert des Arbeitsbedarfes tritt bei einem ganz bestimmten Unterdruck ein, der für vorliegende Annahmen bei etwa 0,3 Atm. abs. liegt.

Wird ein größerer Unterdruck im Dauerbetrieb verlangt, so ist der Arbeitsbedarf kleiner, trotzdem muß der Antriebsmotor für den Höchstwert bemessen werden, der in der Anlaufperiode überschritten wird.

Wird ein kleinerer Unterdruck verlangt, so kann der Antriebsmotor dem Arbeitsbedarf dieses Druckes entsprechend bemessen werden. Es empfiehlt sich aber auch in diesem Fall, den Motor stark genug zu wählen, um auch die Höchstleistung bewältigen zu können.

Verläuft die Kompression adiabatisch, so entstehen recht hohe Endtemperaturen; der Zylinder sollte daher ausgiebige Wasserkühlung erhalten, wobei alsdann eine polytropische Verdichtung mit $m = 1,3$ vorausgesetzt werden darf. Bei Anwesenheit von Wasser im Saugraum nähert sich die Zustandsänderung der Isotherme.

Zur Erzeugung hoher Unterdrücke ist die Verdichtung in zwei Stufen zu teilen. Wird eine Zwischenkühlung angeordnet, so bleiben die Temperaturen in zulässigen Grenzen. Als Hauptvorteil der mehrstufigen Luftpumpen ist die Erhöhung des volumetrischen Wirkungsgrades zu nennen. Der schädliche Raum ist bei diesen Pumpen von hohem Einfluß auf die Liefermenge.

IV. Berechnung der Turbokompressoren.

a) Einstufiges Turbogebläse ohne Kühlung.

Das umlaufende Schaufelrad gibt die ihm zugeführte Energie an die durchfließende Luft ab und bringt in ihr eine Druckerhöhung hervor, die sich bei reibungsloser, idealer Strömung aus

$$H = \frac{u_2^2 - u_1^2}{2g} + \frac{w_1^2 - w_2^2}{2g} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2g} \dots \dots \dots (32)$$

berechnet. Das erste der drei Glieder stellt die Wirkung der Fliehkraft dar; die beiden andern folgen aus der Umsetzung der Geschwindigkeit in Druck im Laufrad und im Leitrad (Difusor). Die Bedeutung der Bezeichnungen ist aus Fig. 14 ersichtlich. Die Summe H der drei Glieder ist die erzeugte theoretische Druckhöhe, gemessen in Meter Flüssigkeitssäule, in unserem Fall also Meter Luftsäule; wie die Gleichung zeigt, ist diese Druckhöhe unabhängig von der Natur des zu fördernden Stoffes.

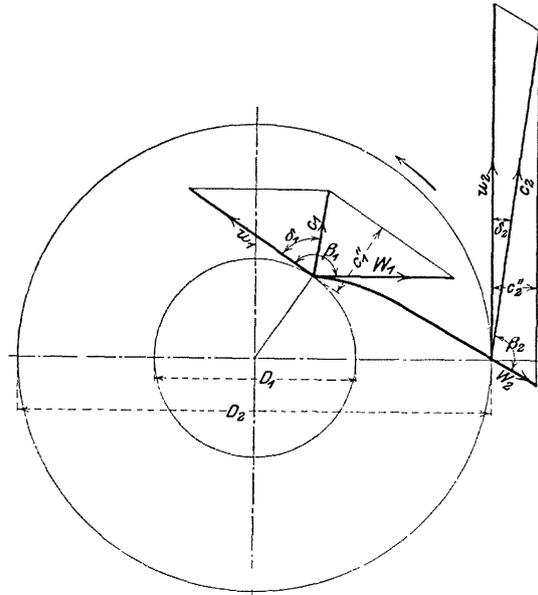


Fig. 14.

Führt man den Schaufelwinkel β_2 am Austritt aus dem Laufrad und δ_2 am Eintritt in das Leitrad ein und setzt senkrechten Eintritt in das Laufrad voraus, so vereinfacht sich die Gleichung auf

$$H = \varphi \frac{u_2^2}{g} \dots \dots \dots (33)$$

worin die Winkelfunktion

$$\varphi = \frac{\text{tg } \beta_2}{\text{tg } \beta_2 - \text{tg } \delta_2} \dots \dots \dots (34)$$

bedeutet. Da die Schaufeln meistens nicht radial, sondern schwach nach rückwärts gestellt sind im Sinne der Umlaufbewegung betrachtet, so findet man

$$\varphi = 0,8 \text{ bis } 0,9.$$

Nun ist die tatsächlich erreichbare Druckhöhe h zufolge der Reibung und der Stoßverluste kleiner als H , man setzt daher

$$h = \eta_p \cdot H,$$

worin der sog. Druck-Wirkungsgrad η_p zunächst die Bedeutung einer Berichtigung des theoretischen Wertes H gegenüber der gemessenen Druckhöhe h besitzt. Der Unterschied $H - h$ stellt den Energieverlust der Strömung auf 1 kg der Fördermenge dar. Man findet bei guten Ausführungen

$$\eta_p = 0,72 \text{ bis } 0,78.$$

Für die Bewertung der Gebläsewirkung ist die Druckzunahme maßgebend, die in kg/qm oder in Millimeter Wassersäule anzugeben ist. Man erhält diese Zahl als Produkt aus der Druckhöhe mit dem spezifischen Gewicht der Flüssigkeit. Nun nimmt aber die letztere Größe im Verlauf der Verdichtung etwas zu, man muß deshalb einen Mittelwert $\gamma_m = \frac{1}{v_m}$ einsetzen, der sich zufolge der kleinen Druckerhöhung nur wenig vom Anfangs- und Endwert unterscheidet, und erhält

$$\Delta p = h \gamma_m = \frac{h}{v_m}.$$

Diese Druckzunahme ist nicht mehr unabhängig von der Natur des Stoffes, sondern durch die Größe v_m von ihm beeinflusst. Da das spezifische Volumen der Luft verhältnismäßig groß ist (etwa 800mal größer als Wasser), so ergibt sich trotz großer Umfangsgeschwindigkeit nur eine kleine Druckerhöhung.

Man verwendet bei Turbokompressoren

$$u_2 = 120 \text{ bis } 180 \text{ m/sek.}$$

Setzt man z. B.

$$\eta_p = 0,72, \quad \varphi = 0,9, \quad g = 9,81, \quad v_m = 0,85,$$

so wird

$$u_2 = 120 \text{ m/sek} \quad \Delta p = \frac{0,72 \cdot 0,9 \cdot 120^2}{9,81 \cdot 0,825} = 1150 \text{ kg/qm}$$

$$u_2 = 130 \text{ m/sek} \quad \Delta p = 0,08 \cdot 180^2 = 2590 \text{ kg/qm.}$$

Man erhält also in einem einstufigen Gebläse im besten Fall eine Druckzunahme von 0,26 Atm.

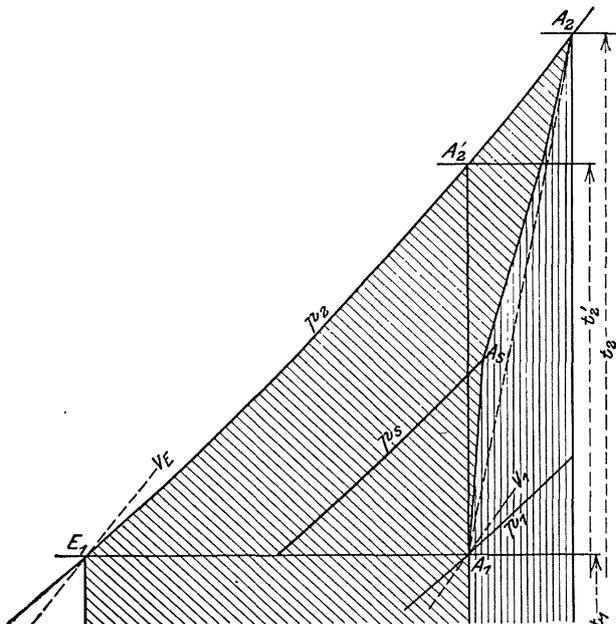


Fig. 15.

(|||||) bedeutet die Reibungswärme, die in den Kanälen des Lauf- und Leitrades durch Stoß, Wirbel und Reibung entsteht. Wie das Diagramm Fig. 15 zeigt, ist aber der Arbeitsverlust, d. h. der Mehrbedarf gegenüber der adiabatischen Kom-

Nun kann der Enddruck

$$p_2 = p_1 + \Delta p$$

in die TS-Tafel eingezeichnet werden, die für vorliegende Aufgaben einzig in Betracht fällt. Die Senkrechte A_1A_2' vom Anfangspunkt A_1 bis zur p_2 -Linie (Fig. 15) stellt die verlustfreie adiabatische Verdichtung dar, der Flächenstreifen unter dem Kurvenstück $A_2'E_1$ den Wärmewert der Kompressionsarbeit.

Der wirkliche Vorgang verläuft rechts von der Senkrechten nach der schräg aufsteigenden Linie A_1A_2 , denn es muß dem Rad eine größere Arbeit zugeführt werden, als zur adiabatischen Verdichtung nötig ist. Dieser Mehrbetrag wird ebenfalls in Wärme umgewandelt und erhöht die Temperatur auf den Endbetrag t_2 Punkt A_2 . Die Fläche unter der Zustandslinie A_1A_2

pressionsarbeit sogar noch größer als die Reibungswärme und ist dargestellt durch den Flächenstreifen unter $A_2 A_2'$. Der wirkliche Energiebedarf beträgt somit

$$AL = c_p(t_2 - t_1) \dots \dots \dots (35)$$

Als „adiabatischer“ Wirkungsgrad kann bezeichnet werden

$$\eta_{ad} = \frac{c_p(t_2' - t_1)}{c_p(t_2 - t_1)} = \frac{t_2' - t_1}{t_2 - t_1} \dots \dots \dots (36)$$

der im wesentlichen mit dem „Druck“-Wirkungsgrad übereinstimmen muß. Da η_{ad} meistens unmittelbar gemessen werden kann, läßt sich diese Gleichung zur Bestimmung der Endtemperatur t_2 und damit des Endpunktes A_2 verwenden.

Wie schon betont, muß bei der Berechnung der Druckzunahme Δp das spezifische Volumen v_m als Mittelwert zwischen Anfangs- und Endzustand geschätzt werden, um den Enddruck zu erhalten. Zeichnet man die entsprechende v -Linie in das Diagramm ein, so zeigt sich, ob der gewählte Wert v_m dem Mittel genügend nahe kommt. Ist dies nicht der Fall, so muß die Berechnung von Δp mit einem besseren Mittelwert v_m wiederholt werden. Bei der unbedeutenden Veränderlichkeit des spezifischen Volumens ist dieses Verfahren genügend genau.

Kann man den Druck p_s und die Temperatur t_s im Spalt zwischen Lauf- und Leitrad messen, so läßt sich der zugehörige Zustandspunkt A_s eintragen und den Anteil des Lauf- und Leitrades an der Gesamtwirkung erkennen. Da gewöhnlich die Verluste im Laufrad kleiner sind als im Diffusor, wird A_s nicht auf der Geraden $A_1 A_2$ liegen, sondern links davon. Für die Berechnung der Betriebsarbeit ist dieser Umstand ohne Einfluß; man darf deshalb die Zustandslinie $A_1 A_2$ gerade annehmen.

b) Mehrstufige Turbogebläse ohne Kühlung.

Zur Verdichtung großer Luftmengen auf mäßig großen Überdruck werden zwei bis drei Schaufelräder hintereinander geschaltet, ohne Wasserkühlung zu verwenden. In Fig. 16 ist das Entropiediagramm eines dreistufigen Gebläses entworfen, das Luft vom Anfangszustand A_0 auf den Enddruck p_3 zu bringen hat.

Laufen die Räder auf derselben Welle mit der gleichen Umfangsgeschwindigkeit und besitzen sie gleiche Schaufelformen, so erzeugt jedes Rad dieselbe nutzbare Druckhöhe

$$h = \varphi \frac{u_2^2}{g} \cdot \eta_p$$

und man erhält für die drei Enddrücke

$$p_1 = p_0 + \frac{h}{v_{m1}}, \quad p_2 = p_1 + \frac{h}{v_{m2}},$$

$$p_3 = p_2 + \frac{h}{v_{m3}}.$$

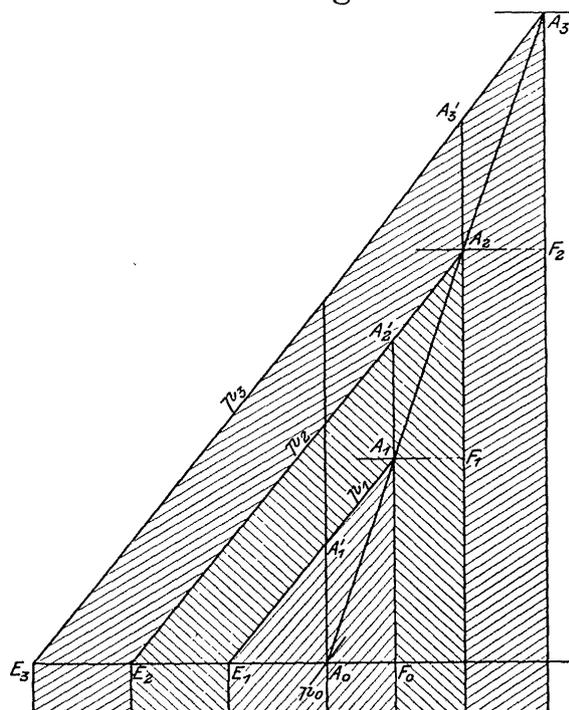


Fig. 16.

Die spezifischen Volumina v_{m1} , v_{m2} und v_{m3} sind der Reihe nach als Mittelwerte zwischen dem Anfangs- und Endzustand einer jeden Stufe aus der TS-Tafel abzuschätzen und nach Eintragen des gefundenen Druckes auf die Richtigkeit zu prüfen. Zufolge der Erwärmung der Luft büßt jede Stufe an Leistungsfähigkeit gegenüber der vorangehenden etwas ein. Das Verhältnis zweier aufeinanderfolgender Pressungen nimmt ab und der ganze Entropiewert $A_0 E_3$ wird von den p -Linien ungleich geteilt; es ist $A_0 E_1 > E_1 E_2 > E_2 E_3$.

Für den Wärmewert der Betriebsarbeit folgt

$$\begin{aligned} AL &= c_p(t_1 - t_0) + c_p(t_2 - t_1) + c_p(t_3 - t_2) \\ &= c_p(t_3 - t_0) \end{aligned} \quad \dots \dots \dots (37)$$

Diese Größe ist dargestellt als gesamter Flächenstreifen unter der Linie $A_3 E_3$; die Wirkung ist demnach die gleiche, als ob die ganze Druckstufe von p_0 nach p_3 in einem einzigen Rad bewältigt würde.

8. Beispiel: An einem dreistufigen Turbogebälde ohne Wasserkühlung hat der Verfasser in mehrstündigem Dauerversuch folgende Werte unter Benutzung sorgfältig geprüfter Instrumente bestimmt:

Energie, durch die Kupplung eingeführt . . .	$N_e = 200$ PS
Umlaufzahl in der Minute	$n = 3200$
Barometerstand	$B = 9930$ mm WS
Unterdruck im Saugrohr	$= 160$ " "
Druck " "	$p_0 = 9770$ " " (abs.)
Temperatur " "	$t_0 = 20,2^\circ$ C
Überdruck " Druckrohr	$= 3490$ mm WS
Druck " "	$p_3 = 13420$ " " (abs.)
Temperatur " "	$t_3 = 59,5^\circ$ C
Überdruck vor Düse	$= 640$ mm WS
Druck " "	$p_d = 10570$ " "
Temperatur " "	$t_d = 57,6^\circ$ C
Durchmesser der gut abgerundeten Mündung	$d = 200$ mm.

Zur Bestimmung der Ausflußmenge trägt man den Zustand p_d, t_d in die in vergrößertem Maßstab gezeichnete TS-Tafel und zieht die Adiabate bis zum Außendruck $B = 0,993$ Atm. Die dort abgelesene Temperatur beträgt $51,6^\circ$, so daß die Ausflußgeschwindigkeit den Betrag annimmt

$$c = 91,5 \sqrt{0,239(57,6 - 51,6)} = 109 \text{ m/sek,}$$

folglich ist die Ausflußmenge

$$V = \mu f c = 0,99 \cdot 0,0314 \cdot 109 \cdot 60 = 203 \text{ cbm/Min.}$$

In der Mündung hat die Luft das spezifische Volumen

$$v_{ad} = 0,956 \text{ cbm/kg,}$$

somit findet sich das Fördergewicht zu

$$G = \frac{203}{0,956} = 212 \text{ kg/Min.}$$

Das vom Kompressor angesaugte Volumen beträgt

$$V_0 = G v_0 = 212 \cdot 0,877 = 187 \text{ cbm/Min.}$$

Trägt man Anfangs- und Enddruck p_0 und p_3 in die TS-Tafel, so bestimmt sich die Endtemperatur der adiabatischen Kompression zu

$$t_3' = 48,4^\circ \text{ C},$$

folglich ist der adiabatische Wirkungsgrad

$$\eta_{ad} = \frac{t_3' - t_0}{t_3 - t_0} = \frac{48,4 - 20,2}{59,5 - 20,2} = 0,722.$$

Setzt man für rückwärts gekrümmte Schaufeln $\varphi = 0,85$ und für den Druck-Wirkungsgrad $\eta_p = 0,71$, so ist bei $u_2 = 125,6$ m/sek. (Raddurchmesser 750 mm) die Druckhöhe für jede Stufe

$$h = \varphi \frac{u_2^2}{g} \eta_p = 0,85 \frac{125,6^2}{9,81} 0,71 = 971 \text{ m Luftsäule.}$$

Damit ergibt sich folgende Druckverteilung:

$$\text{I. Stufe: } p_0 = 9770 \quad v_m = 0,84 \quad \Delta p = \frac{971}{0,84} = 1158 \text{ kg/qm (mm WS)}$$

$$p_1 = 9770 + 1158 = 10928 \text{ kg/qm.}$$

$$\text{II. Stufe: } p_1 = 10928 \quad v_m = 0,80 \quad \Delta p = \frac{971}{0,80} = 1214 \text{ kg/qm}$$

$$p_2 = 10928 + 1214 = 12142 \text{ kg/qm.}$$

$$\text{III. Stufe: } p_2 = 12142 \quad v_m = 0,75 \quad \Delta p = \frac{971}{0,75} = 1298 \text{ kg/qm}$$

$$p_3 = 12142 + 1298 = \underline{13440 \text{ kg/qm.}}$$

Der Enddruck stimmt mit dem gemessenen Wert fast genau überein, der adiabatische Wirkungsgrad ist demnach in guter Übereinstimmung mit dem Druck-Wirkungsgrad.

Eine andere Kontrolle über die Zuverlässigkeit der Messungen folgt mit der Berechnung des Energiebedarfes aus der entstandenen Wärme. Man erhält

$$AL = 0,239 (59,5 - 20,2) = 9,36 \text{ WE/kg}$$

$$N_e = \frac{G(AL) 428}{60 \cdot 75} = \frac{212 \cdot 9,36 \cdot 428}{60 \cdot 75} = 189 \text{ PS.}$$

Dieser Betrag ist nur um 11 PS kleiner als der gemessene Arbeitsbedarf. Als Grund dieses Unterschiedes muß die Wärme angesehen werden, die von der Oberfläche des Gehäuses an die Umgebung abfließt; ferner ist die Lagerreibung nicht berücksichtigt, wodurch der gefundene Unterschied völlig erklärt ist.

Die ideale isothermische Verdichtung verlangt eine Entropieänderung von

$$\Delta s = 0,0216,$$

daher ist die Arbeit

$$AL_{is} = 0,0216 \cdot 293,2 = 6,32 \text{ WE/kg,}$$

$$N_{is} = \frac{212 \cdot 6,32 \cdot 428}{60 \cdot 75} = 127,5 \text{ PS}$$

und schließlich der isothermische Wirkungsgrad

$$\eta_{is} = \frac{127,5}{200} = 0,637.$$

c) Wirkung der Kühlung.

Bei Turbokompressoren mit großer Stufenzahl, wie sie zur Erzeugung höherer Pressungen gebaut werden, ist es unbedingt nötig, die Luft während des Verdichtungsvorganges zu kühlen, um die Energieverluste in annehmbaren Grenzen zu halten.

Eine einfache und wirksame Kühlung besteht darin, die Luft in besonderen Zwischenkühlern auf die Anfangstemperatur zu bringen, nachdem sie zwei oder drei Schaufelräder durchlaufen hat. Die ersten drei Stufen erhalten keine Kühlung, so daß sich darin eine Zustandsänderung vollzieht, wie sie im vorangehenden Abschnitt behandelt worden ist. Die Luft geht nun zum ersten Zwischenkühler, um nach erfolgter Wärmeabgabe zum Kompressorgehäuse zurückzufließen. Die Verdichtung nimmt dort in drei weiteren Rädern ihren Fortgang, alsdann die Wärmeabgabe im zweiten Zwischenkühler usw. Diese Anordnung hat den Vorteil, daß das eigentliche Gehäuse des Kompressors keine Hohlräume mit Kühlwasser erfordert, die Abdichtungen gegen Wassereintritt fallen daher fort. Ferner können die gesondert aufgestellten Zwischenkühler genügend groß ausgeführt werden, ohne an Platz gehindert zu sein.

Am günstigsten stellt sich die Verdichtung, wenn die Zwischenkühlung nach jeder einzelnen Stufe vorgenommen wird und jedesmal die Anfangstemperatur erreicht werden kann. Alsdann liegen auch die Endtemperaturen auf gleicher Höhe und man erhält als Bild des Vorganges die in Fig. 17 schraffierte Zickzackfläche. Für diesen Fall ist das Druckverhältnis in jeder Stufe gleich groß:

$$\left. \begin{aligned} x = \frac{p_1}{p_0} = \frac{p_2}{p_1} = \dots = \frac{v_{m1}}{v_{m2}} = \frac{v_{m2}}{v_{m3}} \dots \dots \dots \end{aligned} \right\} (38)$$

oder

$$p_1 = x p_0, \quad p_2 = x p_1 = x^2 p_0, \quad p_3 = x^3 p_0 \dots \dots \dots$$

solange die Umfangsgeschwindigkeit der Räder die gleiche ist. Bei z Stufen entsteht somit der Enddruck

$$p_z = x^z p_0 \dots \dots \dots (39)$$

Zum Entwerfen eines vielstufigen Turbokompressors für vorgeschriebenen Enddruck p_z wird am einfachsten von einer gewählten Umfangsgeschwindigkeit ausgegangen und damit das Druckverhältnis einer Stufe berechnet, wie dies für das einstufige Gebläse gezeigt worden ist. Mit x und p_z ist auch die Stufenzahl z bekannt, wobei es ratsam ist, diese Zahl derart aufzurunden, daß ein genügender Überschuß an Druck entsteht. Der im Kompressor erreichbare Druck soll größer sein als der gewährleistete, damit eine Regelung des Druckes durch Drosselung der Strömung im Saugrohr möglich ist.

Der Arbeitsbedarf ist bei vollkommener Kühlung in jeder Stufe gleich groß

$$AL = z c_p (t_1 - t_0).$$

Die beschriebene Methode kann für den ungefähren Entwurf der Maschine annähernd genügen; allein eine vollkommene Zwischenkühlung nach jeder Stufe ist schwer durchzuführen, da die Temperaturen der Luft nur wenig größer sind als diejenigen des Kühlwassers.

Bei Turbokompressoren mit Mantelkühlung liegen die einzelnen schräg aufsteigenden Polytropen der TS-Tafel nicht nebeneinander, sondern wenigstens in den ersten Stufen teilweise übereinander. Erst wenn die Lufttemperatur eine

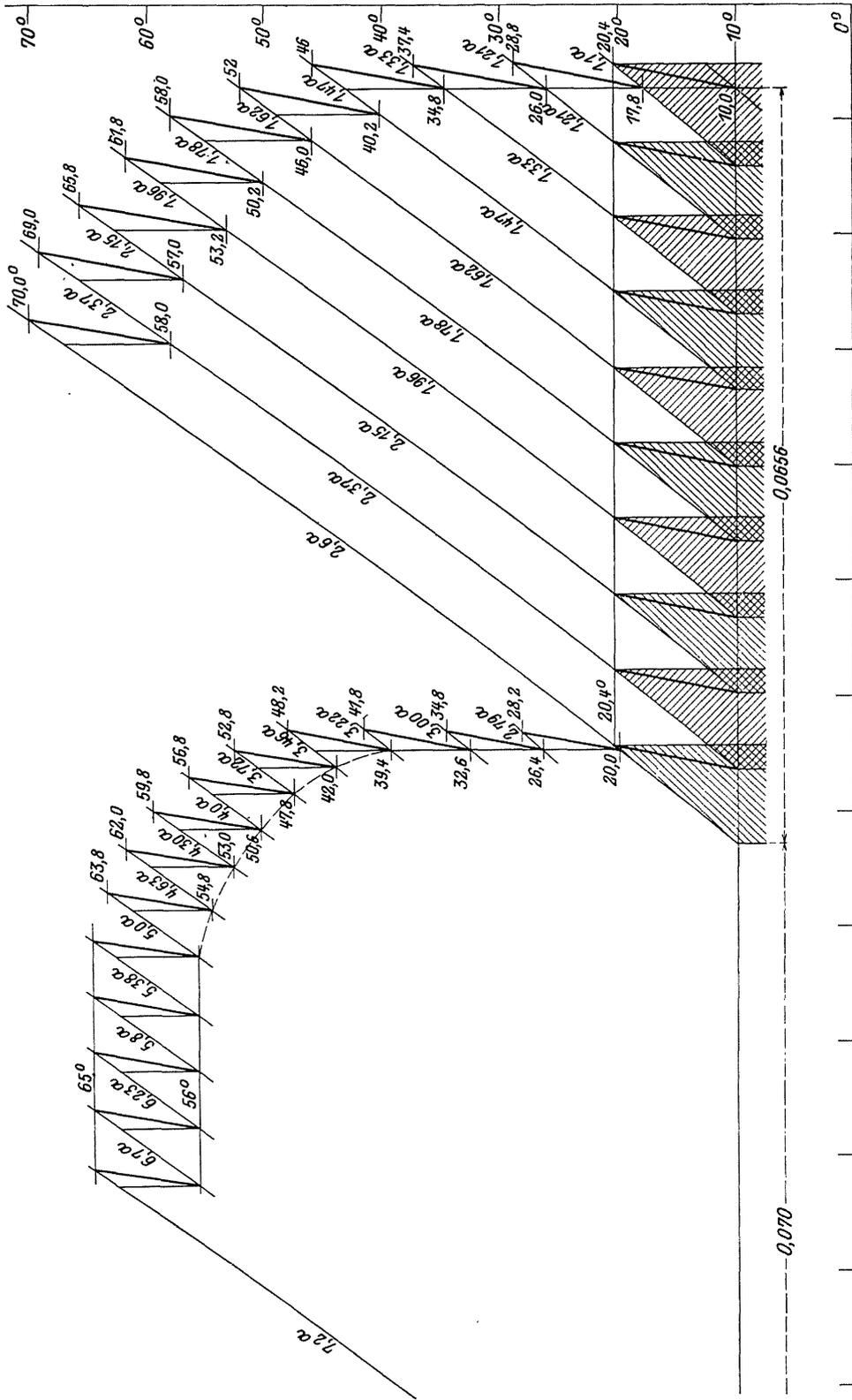


Fig. 17.

gewisse Höhe erreicht hat, kommt die Kühlfläche genügend zur Wirkung. Deshalb liegen die Anfangs- und Endpunkte der Einzelverdichtungen auf einer gekrümmten Linie (Fig. 17), die anfänglich rasch ansteigt und sich allmählich der Wagrechten nähert.

Kompressoren mit 20 und mehr Stufen werden zweckmäßig in zwei Gruppen unterteilt und jede in besonderem Gehäuse untergebracht. Die aus dem Niederdruckgehäuse austretende Luft kommt in den Zwischenkühler, bevor die Verdichtung im Hochdruckgehäuse vollendet wird. Dadurch entsteht das in Fig. 17 zur Darstellung gebrachte Gesamtbild.

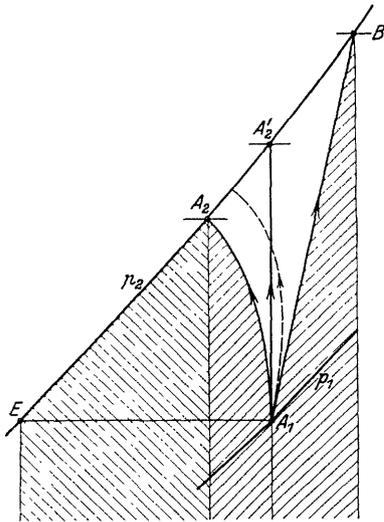


Fig. 18.

Vollzieht sich die Wärmeableitung im Gehäuse des Kompressors, so werden die Seitenwände zwischen den einzelnen Radkammern hohl ausgeführt und für kräftigen Wasserumlauf gesorgt. In diesem Fall findet der Wärmeentzug schon während der Verdichtung wenigstens im feststehenden Leitrad statt. Die Zustandsänderung verläuft nun ähnlich wie bei Kolbenkompressoren mit Mantelkühlung nach der gekrümmten Linie A_1A_2 (Fig. 18), nämlich zuerst rechts der Adiabaten A_1A_2' , um bei höherer Temperatur nach links abzubiegen. Die Krümmung nach links wird sich in den ersten Stufen nicht stark geltend machen; findet in den nachfolgenden Stufen die Verdichtung bei höheren Temperaturabschnitten statt, so kann die Kühlung besser wirken und die Linie A_1A_2 steigt sofort links von der Senkrechten an.

Nun bleibt aber auch unter diesen Umständen die Tatsache bestehen, daß die verlustfreie Strömung durch die Adiabate A_1A_2' und die Reibungswärme durch die Fläche unter A_1B dargestellt ist. Der Endpunkt B findet sich mit Hilfe des bekannten adiabatischen oder Druckwirkungsgrades; die Lage dieses Punktes kann nachgeprüft werden durch Messung der Endtemperatur der Verdichtung bei ausgeschalteter Kühlung. Zur Beurteilung der Verluste ist demnach die Endtemperatur der Polytrope in A_2 — die bei Benutzung der Kühlung tatsächlich auftritt — nicht maßgebend.

Der Arbeitsbedarf stellt sich als Fläche dar unter dem Linienzug A_1A_2E , vermehrt um die Wärmefläche unter A_1B . In Fig. 18 ist diese Arbeit als ganze schraffierte Fläche dargestellt. Durch die Kühlung ist die Arbeit dieser Stufe nur um das Flächenstück A_1BA_2 verkleinert worden. Für Entwurfsrechnungen darf diese Verminderung gewöhnlich unberücksichtigt bleiben, wenn man dafür den Anfangspunkt der folgenden Stufe in A_2 oder noch tiefer ansetzt.

Die während der Verdichtung durch Kühlwasser abzuführende Wärme ist gegeben durch die beiden Flächenstreifen unter A_1B und unter A_1A_2 ; dazu kommt noch unter Umständen der Wärmeentzug nach beendeter Verdichtung bis zum Eintritt in die folgende Stufe. In diesem Fall liegt der Anfangspunkt der nächsten Stufe tiefer als A_2 auf derselben p -Linie, und der Flächenstreifen zwischen A_2 und diesem Punkt gibt den zusätzlichen Wärmeentzug.

9. Beispiel: Ein zehnstufiger Turbokompressor soll eine Luftmenge von 8000 cbm/St. ansaugen. Die von jedem Laufrad erzielbare Druckzunahme betrage annähernd 10 v. H. des jeweiligen Anfangsdruckes.

Der Zustand im Saugstutzen sei gegeben durch

$$p_0 = 1 \text{ Atm. abs.} \quad t_0 = 10^\circ \text{ C} \quad v_0 = 0,83 \text{ cbm/kg.}$$

Die Enddrücke in jedem Rad sind bei $x=0,1$

1,1, 1,21, 1,33, 1,47, 1,62, 1,78, 1,96, 2,15, 2,37, 2,6 Atm.

Der erreichte Druck stellt sich auf 2,6 Atm. abs.

Der adiabatische Wirkungsgrad sei für jedes Rad $\eta_{ad}=0,75$ angesetzt, damit findet sich die Polytrope der ersten Stufe mit einer Endtemperatur von $20,4^{\circ}$ für ungekühlte Verdichtung, gegenüber $17,8^{\circ}$ des Endpunktes der Adiabate.

Für die folgenden Stufen ist vorausgesetzt, die Kühlung der vier ersten Stufen sei nur imstande, die Endtemperatur der ungekühlt aus dem Leitrad tretenden Luft im Übergangskanal auf den Betrag der jeweiligen adiabatischen Verdichtung abzukühlen. In diesem Fall liegen die Adiabaten der vier ersten Stufen auf derselben Senkrechten (Fig. 17). Die Endtemperatur am Schluß der zehnten Stufe ist zu 70° angenommen, sie wird beim Durchfließen der Stufen allmählich erreicht, wie dies das Diagramm veranschaulicht. Auf dem Versuchsstand können diese Annahmen an der fertigen Maschine nachgeprüft werden.

Aus dem Entropiediagramm ergibt sich der Arbeitsbedarf als Summe der Verdichtungsarbeiten jeder Einzelstufe durch Ablesen der Temperaturgrenzen:

$$\begin{aligned} AL &= 0,239 [(20,4 - 10) + (28,8 - 17,8) + (37,4 - 26) + (46,0 - 34,8) + (52 - 40,2) \\ &\quad + (58,0 - 46,0) + (61,8 - 50,2) + (65,8 - 53,2) + (69,0 - 57,0) + (70 - 58)] \\ &= 0,239 \cdot 116 = 27,7 \text{ WE/kg.} \end{aligned}$$

Die isothermische Verdichtung benötigt

$$AL_{is} = 283 \cdot 0,0656 = 18,56 \text{ WE/kg,}$$

damit stellt sich der Wirkungsgrad gegenüber isothermischer Verdichtung

$$\eta_{is} = \frac{18,56}{27,7} = 0,67.$$

Würde die Zwischenkühlung nach jeder Stufe die Temperatur auf ihren Anfangswert zu bringen vermögen, so würde die Zickzacklinie der Wagrechten durch den Anfangspunkt entlang laufen, dann wäre

$$AL' = 10 \cdot 0,238 (20,4 - 10) = 24,75 \text{ WE/kg,}$$

was eine Verminderung des Arbeitsbedarfes um 10 v. H. ausmacht. Vergleicht man diesen Wert mit der isothermischen Arbeit, so ist

$$\frac{AL'}{AL_{is}} = \frac{18,56}{24,75} = 0,75,$$

d. h. gerade so viel als der adiabatische Wirkungsgrad der Einzelstufen.

Das in der Sekunde geförderte Luftgewicht beträgt

$$G = \frac{8000}{0,83 \cdot 3600} = 2,68 \text{ kg/sek,}$$

womit sich der Energiebedarf ergibt zu

$$N_e = \frac{AL \cdot 428 G}{75} = \frac{27,7 \cdot 428 \cdot 2,68}{75} = 420 \text{ PS.}$$

10. Beispiel: Der im vorigen Beispiel berechnete Luftkompressor liefere die geförderte Menge an einen Zwischenkühler, der die Luft auf 20° abzukühlen ver-

möge. Alsdann werde die Luft unter Anwendung von 14 weiteren Laufrädern auf 7,2 Atm. abs. verdichtet.

Zur Einzeichnung der Stufen in das Entropiediagramm ist die Wagrechte zwischen den p -Linien des Anfangs- und Endzustandes in 14 gleiche Teile zu zerlegen und die p -Linien durch die Teilpunkte zu legen.

Das Druckverhältnis einer Stufe ist

$$x = \left(\frac{7,2}{2,6}\right)^{\frac{1}{14}} = 1,075,$$

die Druckzunahme beträgt somit 7,5 v. H. Für die erste Stufe ist

$$p_0 = 2,6 \text{ Atm.} \quad t_0 = 20^{\circ} \quad v_0 = 0,33 \text{ cbm/kg.}$$

Der Druck steigt in dieser Stufe von 2,6 auf 2,79 Atm. oder um 1900 kg/qm. Nimmt man nun

$$\varphi = 0,8, \quad \eta_p = 0,73, \quad v_m = 34,$$

so ist eine Umfangsgeschwindigkeit nötig von

$$u_2 = \sqrt{\frac{1900 \cdot 9,81 \cdot 0,34}{0,8 \cdot 0,73}} = 104 \text{ m/sek.}$$

was mit einem Rad von 620 mm Durchmesser bei 3200 Umdrehungen in der Minute erreicht wird. Bei gleicher Drehzahl muß der Durchmesser 715 mm betragen, um die Druckerhöhung von 10 v. H. hervorzubringen, wie im vorigen Beispiel angenommen wurde.

Mit den in Fig. 17 eingeschriebenen Temperaturen ergibt sich für die Arbeit

$$\begin{aligned} AL &= 0,239 [(28,2 - 20) + (34,8 - 26,4) + (41,8 - 32,6) + (48,2 - 39,4) \\ &\quad + (52,8 - 42,0) + (56,8 - 47,8) + (59,8 - 50,6) + (62,0 - 53,0) \\ &\quad + (63,8 - 54,8) + 5(65,0 - 56,0)] = 30,25 \text{ WE/kg.} \end{aligned}$$

Bei derselben Luftmenge beträgt der Energiebedarf

$$N_e = \frac{30,25 \cdot 428 \cdot 2,68}{75} = 460 \text{ PS.}$$

Beide Kompressorengruppen der Beispiele 9 und 10 sind in Fig. 17 hintereinander geschaltet und verlangen einen Energiebedarf von 880 PS, wobei nur noch die Lagerreibung fehlt.

Theorie und Konstruktion der Kolben- und Turbo-Kompressoren.

Von Dipl.-Ing. P. Ostertag, Professor am Kantonalen Technikum Winterthur. Mit 266 Textfiguren. In Leinwand geb. Preis M. 11,—

Berechnung der Kältemaschinen auf Grund der Entropie-Diagramme. Von Dipl.-Ing.

Prof. P. Ostertag, Winterthur. Mit 30 Textfiguren und 4 Tafeln. Preis M. 4,—

Die Entropie-Diagramme der Verbrennungsmotoren einschließlich der Gasturbine. Von Dipl.-Ing. Prof. P. Ostertag, Winterthur. Mit 17 Textfiguren. Preis M. 1,60

Kompressoren-Anlagen insbesondere in Grubenbetrieben. Von Dipl.-Ing. Karl Teiwes.

Mit 129 Textfiguren. In Leinwand gebunden Preis M. 7,—

Thermodynamische Grundlagen der Kolben- u. Turbokompressoren.

Graphische Darstellungen für die Berechnung und Untersuchung von Adolf Hinz, Oberingenieur der Frankfurter Maschinenbau-Aktien-Gesellschaft, vormals Pokorny & Wittekind in Frankfurt a. M. Mit 12 Zahlentafeln, 54 Figuren und 38 graphischen Berechnungstafeln.

In Leinwand gebunden Preis M. 12,—

Die Gebläse. Bau und Berechnung der Maschinen zur Bewegung, Verdichtung und Verdünnung der Luft. Von Albrecht von Ihering, Kaiserl. Geheimer Regierungsrat, Mitglied des Kaiserl. Patentamtes, Dozent an der Universität zu Berlin. Dritte, umgearbeitete und vermehrte Auflage. Mit 643 Textfiguren und 8 Tafeln. In Leinwand gebunden Preis M. 20,—

Taschenbuch für Preßluftbetrieb. Ausgabe 1914. Herausgegeben von der Frankfurter Maschinenbau-Aktien-Gesellschaft vorm. Pokorny & Wittekind, Frankfurt a. M.

Dritte, erheblich erweiterte und umgearbeitete Auflage mit ca. 200 Bildern, 100 Schnittzeichnungen, 200 Tabellen, Tafeln und Diagrammen. In Leinwand gebunden Preis M. 2,50

Die Berechnung rotierender Scheiben und Ringe nach einem neuen Verfahren. Von Ingenieur M. Donath. Mit 5 Textfiguren und 1 lithographierten Tafel.

Preis M. 1,60

Die Kolbenpumpen einschließlich der Flügel- und Rotationspumpen. Von H. Berg,

Professor an der Kgl. Technischen Hochschule Stuttgart. Mit 488 Textfiguren und 14 Tafeln.

In Leinwand gebunden Preis M. 14,—

Die Zentrifugalpumpen mit besonderer Berücksichtigung der Schaufelschnitte. Von Dipl.-Ing.

Fritz Neumann. Zweite, verbesserte und vermehrte Auflage. Mit 221 Textfiguren und 7 lithographischen Tafeln.

In Leinwand gebunden Preis M. 10,—

Zu beziehen durch jede Buchhandlung.

Technische Thermodynamik. Von Prof. Dipl.-Ing. W. Schüle.

Erster Band: Die für den Maschinenbau wichtigsten Lehren nebst technischen Anwendungen. Dritte, erweiterte Auflage. Mit 244 Textfiguren und 7 Tafeln.

In Leinwand gebunden Preis M. 15,—

Zweiter Band: Höhere Thermodynamik mit Einschluß der chemischen Zustandsänderungen, nebst ausgewählten Abschnitten aus dem Gesamtgebiet der technischen Anwendungen. Zweite, erweiterte Auflage. Mit 155 Textfiguren und 3 Tafeln. In Leinwand gebunden Preis M. 10,—

Neue Tabellen und Diagramme für Wasserdampf. Von Dr. R. Mollier,

Professor an der Technischen Hochschule zu Dresden. Mit 2 Diagrammtafeln. Preis M. 2,—

Technische Wärmelehre der Gase und Dämpfe. Eine Einführung für In-

genieure und Studierende. Von Franz Seufert, Ingenieur, Oberlehrer an der Kgl. höheren Maschinenbauschule zu Stettin. Mit 25 Abbildungen und 5 Zahlentafeln. In Leinwand geb. Preis M. 2,80

Wärmetechnik des Gasgenerator- und Dampfkessel-Betriebes. Die Vor-

gänge, Untersuchungs- und Kontrollmethoden hinsichtlich Wärmeezeugung und Wärmeverwendung im Gasgenerator- und Dampfkessel-Betrieb. Von Paul Fuchs, Ingenieur. Dritte, erweiterte Auflage. Mit 43 Textfiguren.

In Leinwand gebunden Preis M. 5,—

Formeln und Tabellen der Wärmetechnik. Zum Gebrauch bei Versuchen in

Dampf-, Gas- und Hüttenbetrieben. Von Paul Fuchs, Ingenieur. In Leinwand geb. Preis M. 2,—

Die Thermodynamik der Dampfmaschinen. Von Fritz Krauß, Ingenieur,

behördlich autorisierter Inspektor der Dampfkessel-Untersuchungs- und Versicherungs-Gesellschaft in Wien. Mit 17 Textfiguren.

Preis M. 3,—

Demnächst erscheint:

Die Grundgesetze der Wärmeleitung und ihre Anwendung auf plattenförmige

Körper. Von Fritz Krauß, Ingenieur, behördlich autorisierter Inspektor der Dampfkessel-Untersuchungs- und Versicherungs-Gesellschaft in Wien. Mit 37 Textfiguren. Preis etwa M. 3,—

Demnächst erscheint:

Die Grundgesetze der Wärmestrahlung und ihre Anwendung auf Dampfkessel mit

Innenfeuerung. Von Ingenieur M. Gerbel, beh. aut. Zivil-Ingenieur und Dampfkessel-Inspektor. Mit 26 Textfiguren.

Preis etwa M. 2,—

Taschenbuch für den Maschinenbau. Unter Mitarbeit von hervorragenden Fach-

leuten herausgegeben von Ing. H. Dubbel, Berlin. 1493 Seiten mit 2448 Textfiguren und 4 Tafeln. Zwei Teile. In Leinen gebunden. In einem Bd. Preis M. 16,—; in zwei Bd. Preis M. 17,—

Hilfsbuch für den Maschinenbau. Für Maschinentechniker sowie für den Unterricht

an technischen Lehranstalten. Von Prof. Fr. Freytag, Kgl. Baurat, Lehrer an den Technischen Staatslehranstalten zu Chemnitz. Fünfte, erweiterte und verbesserte Auflage. Mit 1218 Textfiguren, 10 Tafeln und einer Beilage für Österreich. In Leinwand geb. M. 10,—; in Leder geb. M. 12,—

Zu beziehen durch jede Buchhandlung.

Additional information of this book

(Die Entropietafel für Luft und ihre Verwendung zur Berechnung der Kolben- und Turbo-Kompressoren; 978-3-642-90219-2_OSFO) is provided:



<http://Extras.Springer.com>