

Theorie und Konstruktion  
der  
Kolben- u. Turbo-Kompressoren  
von  
P. Ostertag

# Theorie und Konstruktion der Kolben- und Turbo- Kompressoren

Von

**P. Ostertag**

Dipl.-Ing., Professor am Kantonalen Technikum  
Winterthur

Mit 266 Textfiguren



Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH 1911

ISBN 978-3-662-35801-6  
DOI 10.1007/978-3-662-36631-8

ISBN 978-3-662-36631-8 (eBook)

Softcover reprint of the hardcover 1st edition 1911

## Vorwort.

In der Industrie ist der Bedarf an Gasen in verdichtetem Zustand fortwährend im Steigen begriffen, insbesondere findet Druckluft bei chemischen Prozessen oder als Energieträger ausgedehnte Verwendung. Aber auch viele andere Gase lassen sich für gewisse Zwecke nur unter Druck verwerten.

Von den Maschinen zur Verdichtung der Gase kommen hauptsächlich die Kolben- und die Turbokompressoren in Betracht, deren Wirkungsweise und Konstruktion in vorliegendem Buche behandelt wird. Andere Vorrichtungen, die sich meistens mit der Erstellung kleiner Drücke für Sonderwerke befassen, sind unberücksichtigt geblieben.

Den beiden Hauptteilen vorangehend werden zunächst die Grundgesetze der Gase kurz zusammengefaßt, soweit sie für das Anwendungsgebiet nötig sind.

Zur Klarstellung des Energieumsatzes im Kompressor ist die Entropietafel für Luft in ausgiebiger Weise benützt worden, nach der vom Verfasser entwickelten Art.<sup>1)</sup>

Die Untersuchungen in den einzelnen Abschnitten sind möglichst kurz gehalten und mit einfachen mathematischen Mitteln durchgeführt; zahlreiche Beispiele unterstützen die Erklärungen und machen den Anfänger mit den Größenverhältnissen vertraut.

Von den dargestellten Konstruktionen ist eine beschränkte Auswahl neuzeitlicher, bewährter Ausführungen getroffen und durch Versuchsergebnisse ergänzt worden, soweit dies möglich war. Da Einzelheiten des Zylinders und des Kurbeltriebes der Kolbenkompressoren zu den Maschinenelementen gehören, wurde es unterlassen, darauf einzugehen.

Die bedeutenden Erfolge der Turbokompressoren lassen es gerechtfertigt erscheinen, daß auf den Energieumsatz in den Schaufelrädern etwas näher eingetreten worden ist; im besondern haben die Beschleunigungsverhältnisse Berücksichtigung gefunden. Ferner ist die Messung der Liefermenge mittelst Düsen eingehend erörtert. Sie bildet den empfindlichen Teil der Leistungsversuche an Kompressoren, deren Durchführung einer einheitlichen, allgemein gültigen Regelung harret. Der Verein deutscher Ingenieure hat durch einen Ausschuß diese umstrittene Frage in Arbeit genommen, deren Endergebnisse zurzeit noch ausstehen. Erst durch Verwendung gleichartiger Vorrichtungen und Meßmethoden wird es möglich sein, die Leistungsfähigkeit verschiedener Systeme miteinander einwandfrei zu vergleichen.

---

<sup>1)</sup> Siehe Ostertag, Die Entropietafel für Luft und ihre Verwendung zur Berechnung der Kolben- u. Turbokompressoren. Berlin, J. Springer. 1910.



Für Anfänger dürfte es erwünscht sein, bei den Konstruktionseinzelheiten eine einfache Berechnung der Spannungen im Scheibenrad zu finden, ferner die Bestimmung der kritischen Umlaufzahl. Diese Probleme sind für den Entwurf der Turbokompressoren ebenso wichtig als bei Dampfturbinen, weshalb sie zur Vervollständigung des vorliegenden Gebietes in möglichst knapper Form Aufnahme gefunden haben.

Der Verfasser erachtet es als angenehme Pflicht, den beteiligten Firmen für Überlassung des zeichnerischen Materials verbindlichst zu danken, desgleichen den Kollegen und Freunden in der Praxis für manchen Rat.

Winterthur, August 1911.

P. Ostertag.

# Inhaltsübersicht.

## Erster Teil. Grundgesetze aus der technischen Wärmelehre der Gase.

<b>A. Die Zustandsgrößen der Gase.</b>		Seite
1. Gasarten . . . . .		1
2. Zustandsgrößen . . . . .		1
3. Gesetz von Boyle und von Gay-Lussac . . . . .		2
4. Allgemeine Zustandsgleichung . . . . .		3
5. Werte der Gaskonstanten . . . . .		3
6. Gültigkeit der Gesetze von Boyle und von Gay-Lussac . . . . .		4
7. Zustandsgleichung verschiedener Gase . . . . .		5
8. Gasgemische . . . . .		6
9. Gewichts- und Volumenverhältnisse von Gasgemischen . . . . .		7
10. Feuchte Luft . . . . .		9
11. Zustandsgleichung für das Kilogramm-Molekül . . . . .		11
<b>B. Wärme und Arbeit.</b>		
12. Erster Hauptsatz . . . . .		12
13. Zweiter Hauptsatz . . . . .		12
14. Die Wärmegleichung der Gase . . . . .		12
15. Zusammenhang zwischen den spezifischen Wärmen bei konstantem Druck und bei konstantem Volumen . . . . .		14
16. Zahlenwerte für die spezifische Wärme . . . . .		14
17. Spezifische Wärmen von Gasgemischen . . . . .		15
18. Spezifische Wärme der feuchten Luft . . . . .		18
19. Druck und Temperatur von Gasmischungen . . . . .		19
20. Die Entropie der Gase . . . . .		19
<b>C. Zustandsänderungen.</b>		
21. Zustandsänderung bei unveränderlichem Volumen . . . . .		23
22. Zustandsänderung bei gleichbleibendem Druck (Isobare) . . . . .		24
23. Zustandsänderung bei gleichbleibender Temperatur (Isotherme) . . . . .		25
24. Zustandsänderung bei unveränderlicher Entropie (Adiabate oder Isoentropie) . . . . .		27
25. Polytropische Zustandsänderung . . . . .		29

## Zweiter Teil. Kolbenkompressoren.

### A. Der Energieumsatz im Kolbenkompressor.

26. Arbeitsvorgang im idealen einstufigen Kompressor . . . . .	34
27. Idealer mehrstufiger Kompressor mit vollkommener Zwischenkühlung . . . . .	38
28. Der wirkliche Verlauf der Kompression . . . . .	40
29. Volumetrischer Wirkungsgrad . . . . .	44
30. Liefergrad . . . . .	47
31. Bestimmung der nutzbaren Liefermenge durch Messung . . . . .	48
32. Einfluß der Größe des Zwischenkühlers auf das Indikatordiagramm . . . . .	51
33. Wirkungsgrad . . . . .	52
34. Bestimmung der Hauptabmessungen . . . . .	53
35. Kolbenkräfte . . . . .	59

### B. Die Steuerungen der Kolbenkompressoren.

36. Ventilsteuerungen . . . . .	61
37. Die Gutmuth-Klappe . . . . .	66
38. Schiebersteuerungen . . . . .	70
39. Schiebersteuerung mit Druckausgleich . . . . .	75

### C. Die Regelung der Kolbenkompressoren.

40. Regelung der Liefermenge durch Änderung der Umlaufzahl . . . . .	76
41. Regelung der Liefermenge bei gleichbleibender Umlaufzahl . . . . .	78
a) Regelung durch Aussetzer (78), b) Regelung der Ansaugmenge innerhalb eines Kolbenhubes (81), c) Vergrößerung der schädlichen Räume (84).	

<b>D. Ausgeführte Kolbenkompressoren.</b>		Seite
42. Märkische Maschinenbauanstalt Ludwig Stuckenholtz A. G., Wetter-Ruhr . . . . .		84
43. A. Borsig, Berlin-Tegel . . . . .		85
44. Königin-Marienhütte A. G., Cainsdorf i. Sachsen . . . . .		88
45. Erfurter Maschinenfabrik Franz Beyer & Co., Erfurt . . . . .		90
46. Sächsische Maschinenfabrik vorm. Rich. Hartmann A. G., Chemnitz . . . . .		91
47. Maschinenbau-Anstalt Balcke A. G., Bochum . . . . .		93
48. Weise & Monski, Halle a. Saale . . . . .		94
49. Maschinenbau A. G. Pokorny & Wittekind, Frankfurt a. M. . . . .		95
50. Gebrüder Sulzer, Winterthur . . . . .		99
51. Maschinenfabrik Sürth a. Rhein . . . . .		103
<b>E. Zwischenkühler.</b>		
52. Wärmeübergang . . . . .		105
53. Druckabfall . . . . .		109
54. Ausführung der Zwischenkühler . . . . .		110
Dritter Teil. <b>Turbokompressoren.</b>		
55. Einleitung . . . . .		112
<b>A. Der Energieumsatz im Turbokompressor.</b>		
56. Einfluß der Fliehkraft auf rotierende Flüssigkeiten . . . . .		113
57. Spaltüberdruck . . . . .		114
58. Absolute und relative Bewegung im rotierenden Kanal . . . . .		115
59. Theoretische Druckhöhe . . . . .		116
60. Theoretische Druckhöhe für senkrechten Eintritt . . . . .		120
61. Theoretische Druckhöhe für gerade radiale Schaufeln . . . . .		122
62. Absoluter und relativer Weg der Flüssigkeit . . . . .		125
63. Beschleunigungen der absoluten und der relativen Bewegung . . . . .		128
64. Nutzbare Druckhöhe . . . . .		131
65. Kennlinie der Schaufelräder . . . . .		132
66. Verwendung der Kennlinie . . . . .		134
67. Gleichwertige Öffnung . . . . .		136
68. Isothermischer Wirkungsgrad . . . . .		137
69. Diffusor und Leitrad . . . . .		139
70. Einstufiges Gebläse ohne Kühlung . . . . .		142
71. Mehrstufiger Kompressor mit vollkommener Kühlung . . . . .		148
72. Mehrstufiges Turbogebläse ohne Kühlung . . . . .		150
73. Mehrstufiger Turbokompressor mit unvollkommener Kühlung . . . . .		153
74. Nutzen des Zwischenkühlers . . . . .		160
75. Bestimmung der Betriebsarbeit aus der entstandenen Wärme . . . . .		161
76. Bestimmung der Liefermenge mittels Düsen . . . . .		163
77. Bestimmung der Liefermenge durch Geschwindigkeitsmessung . . . . .		170
<b>B. Die Regelung der Turbokompressoren.</b>		
78. Allgemeines . . . . .		172
79. Regelungsvorrichtung von Rateau (D. R. P. Nr. 188 331) . . . . .		172
80. Regelungsvorrichtung von Huguenin (Franzö. Patent Nr. 413 767) . . . . .		176
81. Abblaseventil, Ausführung der Gutehoffnungshütte, Oberhausen . . . . .		176
<b>C. Ausgeführte Turbokompressoren.</b>		
82. Brown, Boveri & Co., Baden (Schweiz) . . . . .		178
83. „Gutehoffnungshütte“, Aktienverein für Bergbau und Hüttenbetrieb, Oberhausen . . . . .		187
84. Allgemeine Elektrizitätsgesellschaft Berlin . . . . .		199
85. Maschinenbau A. G. Pokorny & Wittekind, Frankfurt a. M. . . . .		203
86. Escher Wyss & Co., Zürich . . . . .		205
87. C. H. Jäger & Co., Leipzig . . . . .		212
88. Gebrüder Sulzer, Winterthur . . . . .		214
<b>D. Einige Konstruktionseinzelheiten der Turbokompressoren.</b>		
89. Achsschub . . . . .		218
90. Berechnung der Scheibenräder . . . . .		219
91. Kritische Umdrehungszahl . . . . .		225
92. Die Lagerung der Kompressorwelle . . . . .		232

## Erster Teil.

# Grundgesetze aus der technischen Wärmelehre der Gase.

## A. Die Zustandsgrößen der Gase.

### 1. Gasarten.

Ein Körper wird als gasförmig bezeichnet, wenn seine Teilchen sich nach allen Seiten gleichmäßig auszubreiten streben, bis sie durch feste Wände daran verhindert werden.

Dabei sind die vorkommenden Temperaturen so hoch, daß auch die größten anwendbaren Pressungen eine Verflüssigung des Gases nicht herbeizuführen vermögen.

Für die Kompressoren kommt als wichtigstes Gas in Betracht die atmosphärische Luft, eine Gasmischung, der Hauptsache nach aus Sauerstoff und Stickstoff bestehend. Andere Gasgemische sind: Leuchtgas, Kraftgas, Gichtgas, deren Verwendung in verdichtetem Zustand an Bedeutung zunimmt, ebenso die sog. einfachen (zweiatomigen) Gase ( $O_2$ ,  $N_2$ ,  $H_2$ ,  $CO$ ,  $NO$ ).

Innerhalb der in Kompressoren auftretenden Temperaturen darf auch Kohlensäure ( $CO_2$ ) als ein Gas bezeichnet werden; ferner ist der Bestandteil der äußeren Atmosphäre an Wasserdampf derart hoch überhitzt, daß er als Gas angesehen werden kann.

### 2. Zustandsgrößen.

Der Zustand eines Gases wird in technischer Hinsicht als gegeben angesehen, wenn bekannt sind:

a) der Druck ( $p$ ), den das Gas auf die Flächeneinheit der Wandung ausübt. Den Berechnungen ist stets der absolute Druck zugrunde zu legen, während bei den Messungen meistens der Überdruck oder der Unterdruck über oder unter dem Atmosphärendruck (Barometerstand) abgelesen wird.

In den Rechnungen ist es zweckmäßig, als Einheit des Druckes 1 kg auf den Quadratmeter zu wählen.

Dieses Maß ist bei kleinen Druckunterschieden deshalb vorteilhaft, weil häufig die Messung mit sog. Wassersäule vor sich geht (U-förmig gebogene Röhre, mit Wasser teilweise gefüllt), wobei 1 kg/qm einer Wassersäule von 1 mm Höhe entspricht.

Bei großen Druckunterschieden ist als Einheit 1 kg/qcm im Gebrauch, sie wird „technische Atmosphäre“ genannt.

$$1 \text{ kg/qcm} = 1 \text{ Atm.} = 10000 \text{ kg/qm.}$$

b) Die Temperatur, gemessen in Graden Celsius ( $t$ ).

c) Das Volumen der Gewichtseinheit ( $v$ ), kurz das „spezifische Volumen“ genannt, es ist dies der Raum, den 1 kg des betreffenden Gases einnimmt, gemessen in Kubikmeter ( $v$  cbm/kg).

Statt  $v$  kann das Gewicht der Volumeneinheit  $\gamma$  (spezifisches Gewicht) angegeben werden, denn es ist

$$\gamma \cdot v = 1 \dots \dots \dots (1)$$

Kennt man das Gesamtvolumen  $V$  des eingeschlossenen Gases (Kesselinhalt), so ergibt sich mit  $v$  oder  $\gamma$  das Gesamtgewicht

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

### 3. Gesetz von Boyle und von Gay-Lussac.

Wird das Volumen eines Gases derart vergrößert oder verkleinert, daß die Temperatur unverändert bleibt, so ändert sich der Druck im umgekehrten Verhältnis der Volumen.

Sind also  $p_1$  und  $v_1$ , die beiden veränderlichen Zustandsgrößen am Anfang,  $p_2$  und  $v_2$  am Ende einer Änderung, so gilt

$$p_1 v_1 = p_2 v_2 = \text{Konst.} \dots \dots \dots (3)$$

(Boyle 1662) (Mariotte 1679).

Wird ein Gas bei gleichbleibendem Druck erwärmt oder abgekühlt, so ändert sich sein Volumen, und zwar steht die Volumenänderung im gleichen Verhältnis zu der Temperaturänderung.

Ist  $v_0$  das Volumen von 1 kg Gas bei  $0^\circ \text{C}$ , so ist das Volumen bei  $t_1^\circ \text{C}$

$$v_1 = v_0 (1 + \alpha_p t_1),$$

worin  $\alpha_p$  die Ausdehnungsziffer genannt wird.

Ebenso ist für eine andere Temperatur  $t_2$

$$v_2 = v_0 (1 + \alpha_p t_2)$$

oder

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{1 + \alpha_p t_2}{1 + \alpha_p t_1} \dots \dots \dots (4)$$

(Gay-Lussac).

Wird ein Gas bei konstantem Volumen erwärmt, so steigt der Druck, und zwar zeigt die Erfahrung, daß

$$p_1 = p_0 (1 + \alpha_v t_1) \dots \dots \dots (5)$$

worin  $p_0$  der Druck bei  $0^\circ \text{C}$  bedeutet;  $\alpha_v$  heißt Spannungsziffer.

Für Luft und alle einfachen Gase sind bei den meisten Anwendungen die beiden Vorzahlen unveränderlich und einander gleich, nämlich

$$\alpha_p = \alpha_v = \alpha = 0,003663 = \frac{1}{273}.$$

Man kann mit dieser Bedingung die drei Gleichungen vereinigen, indem man sich ein Gas vom Anfangszustand  $p_1, t_1, v_1$  in den Endzustand  $p_2, t_2, v_2$  dadurch übergeführt denkt, daß sich zuerst nur  $p_1$  und  $v_1$  bei gleichbleibender Temperatur auf  $p_2, v$  ändern, dann gilt

$$\frac{v}{v_1} = \frac{p_1}{p_2}.$$

Nachher soll das Gas bei konstantem Enddruck  $p_2$  vom Volumen  $v$  auf  $v_2$  gebracht werden durch Änderung von  $t_1$  auf  $t_2$ , für diesen Teil des Prozesses ist

$$\frac{v_2}{v} = \frac{1 + \alpha t_2}{1 + \alpha t_1}.$$

Durch Multiplikation beider Gleichungen ergibt sich die allgemeine Form

$$\frac{p_2 v_2}{p_1 v_1} = \frac{1 + \alpha t_2}{1 + \alpha t_1} \quad \dots \quad (6)$$

als Beziehung zwischen den 3 Zustandsgrößen am Anfang und am Ende eines Prozesses.

#### 4. Allgemeine Zustandsgleichung.

Wird  $\alpha = \frac{1}{273}$  in Gleichung 6 eingesetzt, so ist

$$\frac{p_2 v_2}{273 + t_2} = \frac{p_1 v_1}{273 + t_1} = \text{Konst} = R.$$

Führt man zur Abkürzung

$$273 + t_2 = T_2, \quad 273 + t_1 = T_1$$

als absolute Temperatur ein, so ergibt sich damit die allgemeine Zustandsgleichung der Gase

$$p \cdot v = RT \quad \dots \quad (7)$$

Diese Gleichung gibt den Zusammenhang zwischen Druck, Temperatur und spezifischem Volumen (oder spez. Gewicht) in jedem Augenblick einer Zustandsänderung an.

Durch Messung von Druck und Temperatur läßt sich mit der Zustandsgleichung das spezifische Volumen berechnen.

Führt man in Gleichung 7 das Gesamtgewicht und das Gesamtvolumen ein, so ist  $v = \frac{V}{G}$ , damit

$$pV = GRT \quad \dots \quad (8)$$

Mit dieser Gleichung kann die Temperatur eines Gases durch Messung von  $p$ ,  $V$  und  $G$  berechnet werden. Sie wird angewendet, wenn eine Messung von  $T$  nicht unmittelbar möglich ist, z. B. bei Kolbenkompressoren für die Bestimmung der Lufttemperatur im Innern des Zylinders.

#### 5. Werte der Gaskonstanten.

Wird in der Zustandsgleichung der Druck in kg/qm, die absolute Temperatur in Graden Celsius und das spezifische Volumen in cbm/kg eingesetzt, so beträgt die Gaskonstante

Atmosph, Luft (trocken)	$R =$	29,27
Sauerstoff		26,47
Stickstoff		30,13
Wasserstoff		422,6
Wasserdampf (stark überhitzt)		46,95

1. Beispiel: Zur Berechnung des spezifischen Volumens der Außenluft ist nur nötig, den Barometerstand  $b$  und die Temperatur  $t$  abzulesen. Es sei  $b = 735,6$  mm QS (Quecksilbersäule),  $t = 15^\circ$  C.

Der in die Zustandsgleichung einzusetzende Druck  $p$  ist das Gewicht einer Quecksilbersäule von einem Quadratmeter Querschnitt und einer Höhe von 0,7356 m. Es ist also

$$p = 0,7356 \cdot 13\,596 = 10\,000 \text{ kg/qm}$$

$$T = 273 + 15 = 288,$$

demnach

$$v = \frac{29,27 \cdot 288}{10\,000} = 0,844 \text{ cbm/kg}$$

oder

$$\gamma = \frac{1}{v} = 1,185 \text{ kg/cbm.}$$

Bei  
wird

$$t = 0^\circ \text{ und } b = 760 \text{ mm QS}$$

$$p = 0,76 \cdot 13\,596 = 10\,333 \text{ kg/qm}$$

$$v = \frac{29,27 \cdot 273}{10\,333} = 0,774 \text{ cbm/kg}$$

$$\gamma = 1 : 0,774 = 1,293 \text{ kg/cbm.}$$

2. Beispiel: Ein Kompressor liefere in der Minute 150 kg Luft in den Druckbehälter. Es soll das minutliche Ansaugvolumen berechnet werden, wenn im Saugstutzen ein Unterdruck von 125 mm *WS* und eine Temperatur von 12° C herrscht. Barometerstand 720 mm *QS*.

Der absolute Druck  $p$  beträgt

$$p = 0,720 \cdot 13\,596 - 0,125 \cdot 1000 = 9664 \text{ kg/qm}$$

$$T = 273 + 12 = 285,$$

mithin 
$$v = \frac{29,27 \cdot 285}{9664} = 0,835 \text{ cbm/kg.}$$

Das Ansaugvolumen ist demnach

$$V = G \cdot v = 150 \cdot 0,835 = 125 \text{ cbm/min.}$$

Würde derselbe Kompressor unter sonst gleichen Umständen für Wasserstoff benützt, so könnte er bei gleichem Druck und gleicher Temperatur im Saugstutzen dasselbe Volumen wie bei Betrieb mit Luft ansaugen. Das spezifische Volumen für Wasserstoff beträgt aber

$$v = \frac{422,6 \cdot 285}{9664} = \sim 12,5 \text{ cbm/kg.}$$

Demnach wird an Gewicht nur

$$G = V : v = 125 : 12,5 = 10 \text{ kg/min}$$

geliefert.

## 6. Gültigkeit der Gesetze von Boyle und von Gay-Lussac.

Da die Zustandsgleichung eine Zusammenziehung der Gesetze von Boyle und von Gay-Lussac darstellt, hängt ihre Gültigkeit von derjenigen der beiden genannten Gesetze ab.

Nach Versuchen von Amagat wird das Gesetz von Boyle bei Anwendung höherer Temperaturen nur ganz wenig beeinflusst. Eine Berichtigung ist zurzeit nicht nötig. Ebenso kann für Pressungen bis gegen 100 Atm. das Gesetz als richtig anerkannt werden.

Dagegen nimmt das Gesetz für einfache Gase und hohe Pressungen die Form an

$$\frac{v_1}{v_2} = \mu \frac{p_2}{p_1} \dots \dots \dots (9)$$

wobei  $\mu$  eine Berichtigungsvorzahl bedeutet.

Nach Versuchen von Cailletet und Natterer beträgt zum Beispiel<sup>1)</sup>

Anfangsdruck Enddruck . .	für atmosphärische Luft		Wasserstoff	
	1 Atm.	100 Atm.	1 Atm.	78 Atm.
60	1,0131	—	0,9810	—
100	1,0098	1,00	0,9552	0,980
200	0,999	0,9502	0,9158	0,9050
300	0,9465	0,9200	0,8761	0,8600

Die Abweichungen fangen also bei Luft und Wasserstoff erst von 200 Atm. an fühlbar zu werden.

In bezug auf das Gay-Lussacsche Gesetz zeigen Versuche von Regnault, daß die Spannungs- und Ausdehnungsziffern  $\alpha_p$  und  $\alpha_v$  bei hohen Drücken einander nicht mehr gleich sind. Es wurde bei Temperaturen zwischen 0 und 100° gefunden für einfache Gase

$p =$	100	200	300	400 Atm.
$\alpha_p =$	0,00444	0,00455	0,00422	0,00371
$\alpha_v =$	0,00462	0,00552	0,00600	0,00617

Mit zunehmenden Drücken nimmt  $\alpha_p$  ab und  $\alpha_v$  zu. Von den Temperaturen werden diese Zahlen kaum merkbar beeinflusst.

Für Kohlensäure sind die Abweichungen bei den genannten hohen Drücken größer und es ist dieses Gas alsdann nach den Gesetzen für überhitzte Dämpfe zu behandeln.

### 7. Zustandsgleichung verschiedener Gase.

Die Zustandsgleichung kann für jedes Gas angewendet werden, dessen Gaskonstante  $R$  bekannt ist.

Betrachtet man zwei verschiedene Gase, bei denen Druck und Temperatur gleich groß sind, so kann geschrieben werden

$$pv = RT \qquad pv_0 = R_0 T$$

woraus 
$$\frac{v}{v_0} = \frac{\gamma_0}{\gamma} = \frac{R}{R_0} \dots \dots \dots (10)$$

d. h. die spezifischen Volumen zweier Gase bei denselben Drücken und Temperaturen verhalten sich wie ihre Gaskonstanten.

Nach dem Gesetz von Avogadro verhalten sich aber die spezifischen Gewichte wie die Molekulargewichte ( $m$  und  $m_0$ ). Man kann also auch setzen

$$R = R_0 \cdot \frac{m_0}{m} \dots \dots \dots (11)$$

Mit Hilfe der bekannten Molekulargewichte zweier Gase läßt sich demnach die unbekannt Gaskonstante des einen Körpers aus der bekannten des andern berechnen.

3. Beispiel: Für Wasserstoff ist  $m_0 = 2$ ,  $R_0 = 422,6$ . Damit ergeben sich für einige Gase folgende Werte

<sup>1)</sup> Weitere Angaben siehe: Weyrauch, Grundriß der Wärmetheorie, S. 128 usw.



Sauerstoff O	$m = 32$	$R = \frac{2}{32} \cdot 422,6 = 26,5$
Kohlenoxyd CO	$m = \frac{24 + 32}{2} = 28$	$R = \frac{2}{28} \cdot 422,6 = 30,26$
Stickoxyd NO	$m = \frac{28,08 + 32}{2} = 30,04$	$R = \frac{2}{30,04} \cdot 422,6 = 28,2$
Kohlensäure CO <sub>2</sub>	$m = \frac{24 + 2 \cdot 32}{2} = 44$	$R = \frac{2}{44} \cdot 422,6 = 19,2$
Schweflige Säure SO <sub>2</sub>	$m = \frac{2 \cdot 31,98 + 2 \cdot 32}{2} = 64$	$R = \frac{2}{64} \cdot 422,6 = 13,2$

### 8. Gasgemische.

Nach dem Gesetz von Dalton ist der Gesamtdruck eines Gasgemisches gleich der Summe der Pressungen, die jedes Gas für sich in demselben Raum bei derselben Temperatur ausüben würde.

Nehmen also zwei Gasgewichte  $G_1$  und  $G_2$  dieselben Volumen  $V$  bei gleich großen Temperaturen ein, so herrschen in den Räumen die Pressungen  $p_1$  und  $p_2$ , und zwar ist

$$p_1 V = G_1 R_1 T, \quad p_2 V = G_2 R_2 T.$$

Werden nun beide Gase in ein und demselben Raum  $V$  vereinigt, so entsteht nach Dalton der Druck

$$p = p_1 + p_2 \text{ oder } p \cdot V = T (G_1 R_1 + G_2 R_2)$$

und es gilt für die Mischung die Zustandsgleichung

$$pV = (G_1 + G_2) RT.$$

Aus beiden Gleichungen folgt für die Gaskonstante der Mischung

$$R = \frac{G_1 R_1 + G_2 R_2}{G_1 + G_2} = \frac{G_1 R_1 + G_2 R_2}{G} \dots \dots \dots (12)$$

Aus diesen Gleichungen ergeben sich ferner die Einzelpressungen

$$p_1 = p \cdot \frac{G_1 R_1}{G R}, \quad p_2 = p \cdot \frac{G_2 R_2}{G R} \dots \dots \dots (13)$$

und die Gewichte der Gasbestandteile

$$G_1 = \frac{R - R_2}{R_1 - R_2} \cdot G, \quad G_2 = \frac{R - R_1}{R_2 - R_1} \cdot G \dots \dots \dots (14)$$

4. Beispiel: Für einen Kompressor stehe Luft mit einem Feuchtigkeitsgehalt von 5 v. H. zur Verfügung. Wie groß ist die Gaskonstante und das spezifische Volumen bei 15° C und 735,6 mm QS?

Für trockene Luft ist	$R_1 = 29,27$	$G_1 = 0,95 G$
Für überhitzten Wasserdampf	$R = 46,95$	$G_2 = 0,05 G$

Damit ergibt sich für die Gaskonstante

$$R = \frac{G_1 R_1 + G_2 R_2}{G} = 29,27 \cdot 0,95 + 46,95 \cdot 0,05 = 30,15$$

und 
$$v = \frac{30,15 \cdot 288}{10000} = 0,868 \text{ cbm/kg.}$$

Diese Gaskonstante ist gegenüber derjenigen bei trockener Luft um 3,9 v. H. gewachsen, das spezifische Volumen um 12 v. H. gestiegen (siehe 1. Beispiel). Dadurch sinkt aber das von demselben Kompressor zu fördernde Luftgewicht. Die Leistungsfähigkeit der Kompressoren wird also durch Ansaugen von Luft mit großem Feuchtigkeitsgrad herabgemindert.

5. Beispiel: Gewichtsverhältnis der Luft.

Die Luft besteht der Hauptsache nach aus Sauerstoff und Stickstoff. Nun ist

$$\begin{aligned} \text{für Luft} & \quad R = 29,27, \\ \text{,, Sauerstoff} & \quad R_1 = 26,47, \\ \text{,, Stickstoff} & \quad R_2 = 30,13. \end{aligned}$$

Daher ergibt sich nach Gl. 14 für die Gewichte der Bestandteile

$$\begin{aligned} \text{Sauerstoff} \quad G_1 &= \frac{29,27 - 30,13}{26,47 - 30,13} \cdot G = 0,2356 G \\ \text{Stickstoff} \quad G_2 &= (1 - 0,2356) G = 0,7644 G, \end{aligned}$$

d. h. in 100 Gewichtsteilen Luft sind 23,56 Teile Sauerstoff und 76,44 Teile Stickstoff enthalten.

Die Teilpressungen betragen nach Gl. 13

$$\begin{aligned} p_1 &= \frac{0,2356 \cdot 26,47}{29,27} p = 0,213 p \\ p_2 &= (1 - 0,213) p = 0,787 p. \end{aligned}$$

d. h. der Luftdruck wird zu 78,7 v. H. vom Stickstoff und zu 21,3 v. H. vom Sauerstoff gebildet.

## 9. Gewichts- und Volumenverhältnisse von Gasgemischen.

Denkt man sich zwei oder mehrere Einzelgase einer Mischung jedes für sich nicht nur unter gleiche Temperatur, sondern auch unter gleichen Druck gebracht, so nehmen sie verschieden große Volumen ein ( $V_1, V_2 \dots$ ).

Die Zustandsgleichungen heißen dann

$$\begin{aligned} \text{für das erste Einzelgas} & \quad \dots \quad pV_1 = G_1 R_1 T \\ \text{für das zweite Einzelgas} & \quad \dots \quad pV_2 = G_2 R_2 T \\ \text{für die Mischung} & \quad \dots \quad pV = G R T, \end{aligned}$$

hieraus ergeben sich die Beziehungen

$$\left(\frac{V_1}{V}\right) = \frac{R_1}{R} \cdot \left(\frac{G_1}{G}\right), \quad \left(\frac{V_2}{V}\right) = \frac{R_2}{R} \left(\frac{G_2}{G}\right) \quad \text{— usf.} \quad \dots \quad (15)$$

Hierin bedeuten  $\frac{G_1}{G}, \frac{G_2}{G} \dots$  die Gewichtsverhältnisse der Einzelbestandteile zur ganzen Mischung,  $\frac{V_1}{V}, \frac{V_2}{V} \dots$  die Volumenverhältnisse dieser Einzelbestandteile. Man kann mit Gl. 15 aus den gegebenen Gewichtsverhältnissen eines Gases die Volumverhältnisse berechnen, und umgekehrt, falls die Gaskonstanten der Einzelgase und diejenige der Mischung bekannt sind.

Meistens ist  $R$  nicht bekannt, dafür kennt man aber (siehe Hütte) die spezifischen Gewichte der Einzelgase bei bestimmtem Zustand ( $15^\circ \text{C}$  und  $1 \text{Atm.}$ ). Damit lassen sich aus den durch die Gasanalyse bestimmten Volumverhältnissen die Gewichtsverhältnisse berechnen.

Aus der Beziehung

$$G = G_1 + G_2 + \dots$$

erhalten wir durch Einsetzen von  $G = \gamma V$  usf.

$$\gamma V = \gamma_1 V_1 + \gamma_2 V_2 + \dots,$$

womit sich das spezifische Gewicht der Mischung berechnet zu

$$\gamma = \gamma_1 \left( \frac{V_1}{V} \right) + \gamma_2 \left( \frac{V_2}{V} \right) + \dots \quad (16)$$

Mit  $\gamma$  erhält man nun die Gewichtsverhältnisse der Einzelgase aus den Volumverhältnissen

$$\frac{G_1}{G} = \left( \frac{V_1}{V} \right) \frac{\gamma_1}{\gamma}; \quad \frac{G_2}{G} = \left( \frac{V_2}{V} \right) \frac{\gamma_2}{\gamma} \text{ usw.} \quad (17)$$

6. Beispiel: Zur Bestimmung der Volumverhältnisse der atmosphärischen Luft kann angenommen werden, die Luft bestehe (abgesehen von kleinen Beimengungen) aus 23,56 Gewichtsteilen Sauerstoff und 76,44 Teilen Stickstoff (siehe 5. Beispiel).

Da die Gaskonstanten der Mischung und diejenigen der Einzelgase bekannt sind, kann Gl. 15 benutzt werden.

Hierbei ist für Sauerstoff

$$\frac{G_1}{G} = 0,2356 \quad \frac{R_1}{R} = \frac{26,47}{29,27},$$

folglich

$$V_1 = \frac{26,47}{29,27} \cdot 0,2356 V = 0,213 V$$

für Stickstoff

$$\frac{G_2}{G} = 0,787 \quad \frac{R_2}{R} = \frac{30,13}{29,27}$$

$$V_2 = \frac{30,13}{29,27} \cdot 0,2356 V = 0,787 V$$

d. h. die Luft besteht aus 21,3 Volumteilen Sauerstoff und aus 78,7 Volumteilen Stickstoff.

7. Beispiel: Es soll für Leuchtgas von bekannten Volumverhältnissen das spezifische Gewicht bei 1 Atm. und 15° C berechnet werden, ferner die Gewichtsverhältnisse und die Gaskonstante.

In der Zahlentafel 1 sind in der ersten senkrechten Reihe die bekannten Volumverhältnisse angegeben und zwar für  $V = 1$  cbm, die zweite Reihe enthält die Gaskonstanten  $R$  und die dritte die spezifischen Gewichte  $\gamma$  der Einzelgase (siehe Hütte), bezogen auf 1 Atm. und 15° C. Die Produkte der ersten und dritten Kolonne geben die Werte  $\gamma_1 V_1$ ,  $\gamma_2 V_2$  usw., bezogen auf  $V = 1$ ; die Summe dieser Werte ist somit das spezifische Gewicht  $\gamma$  der Mischung. Mit  $\gamma$  berechnen sich nach Gl. 17 die Gewichtsverhältnisse der Einzelgase (letzte Reihe), wenn die Werte der vierten Reihe durch  $\gamma$  dividiert werden.

Zahlentafel 1.

Gasart	$V = 1$ cbm enthält cbm	Gaskonst. $R$	Spez. Gew. $\gamma$ bei 1 Atm. 15° C	$\gamma_1 V_1$ usw. für $V = 1$ cbm	1 kg enthält kg
H	0,4850	422,6	0,0827	0,0401	0,0848
CH <sub>4</sub>	0,3500	52,8	0,6570	0,2300	0,4865
CO	0,0700	30,26	1,1480	0,0804	0,1700
C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	0,0450	30,20	1,149	0,0517	0,1084
CO <sub>2</sub>	0,0200	19,14	1,804	0,0361	0,0763
O	0,0025	26,47	1,312	0,0033	0,0071
N	0,0275	30,13	1,151	0,0316	0,0669
	1,000			0,4732	1,0000

Für die Gaskonstante der Mischung benützt man einfach die Zustandsgleichung

$$R = \frac{p}{\gamma T} = \frac{10000}{0,4732 \cdot 288} = 73,4$$

oder aber Gl. 12, indem man die Gaskonstante jeden Bestandteiles mit dem Gewichtsverhältnis multipliziert und die Produkte addiert.

### 10. Feuchte Luft.

Die Außenluft enthält stets einen kleinen Bestandteil Wasserdampf in stark überhitztem Zustand, der auch als ungesättigt bezeichnet wird.

Der Druck  $p$  der feuchten Luft kann nach Dalton zusammengesetzt angenommen werden aus dem Teildruck  $p_d$  des Wasserdampfes und dem Teildruck  $p_l$  der Luft (Beispiel 4)

$$p = p_l + p_d.$$

Steigt der Gehalt an Wasserdampf, so wird schließlich ein Grenzzustand erreicht, in welchem die Luft mit Wasserdampf gesättigt ist. Dann ist der Teildruck für den Dampf auf den größten Wert  $p_s$  gestiegen, den er überhaupt annehmen kann; man nennt diesen Zustand den Taupunkt. Der ihm entsprechende Druck  $p_s$  findet sich für die zugehörige Temperatur aus der Tafel für gesättigten Wasserdampf (siehe Hütte 1908, Seite 323). Dort ist auch das spezifische Gewicht  $\gamma_s$  (zu  $p_s$  und  $t$  gehörend) angegeben.

Meistens enthält die Luft den Bestandteil an Wasserdampf im ungesättigten Zustand, in welchem  $p_d$  und  $\gamma_d$  kleiner sind, als die der Sättigung entsprechenden Werte  $p_s$  und  $\gamma_s$  bei derselben Temperatur  $t$ .

Man nennt daher

$$x = \frac{\gamma_d}{\gamma_s}$$

die relative Feuchtigkeit.

Zur Bestimmung von  $x$  wird der „Dunstdruck“  $p_d$  gemessen (z. B. Psychrometer von August) und der Sättigungsdruck  $p_s$  aus der Dampftabelle entnommen. Man kann nämlich für vorliegende Zwecke mit genügender Genauigkeit die Zustandsgleichung auch für Wasserdampf anwenden

$$\frac{p_d}{\gamma_d} = R_d T \quad \frac{p_s}{\gamma_s} = R_d \cdot T$$

woraus

$$\frac{p_d}{p_s} = \frac{\gamma_d}{\gamma_s} = x \dots \dots \dots (18)$$

womit  $x$  bestimmt ist.

Zur Berechnung der Gaskonstanten mit Hilfe dieser Werte kann das Gesetz von Dalton benützt werden

$$p_l = p - p_d = p - x \cdot p_s.$$

Daher beträgt das in 1 cbm der Mischung befindliche Gewicht an trockener Luft gemäß der Zustandsgleichung mit  $V = 1$  cbm

$$G_l = \frac{p - x p_s}{R_l \cdot T}.$$

Für den Bestandteil an Wasserdampf ist

$$G_d = \frac{x p_s}{R_d \cdot T}.$$

Für die Mischung

$$G_l + G_a = \frac{p}{RT}.$$

Aus diesen Gleichungen folgt

$$G_l + G_a = \frac{p}{R_l \cdot T} \left[ 1 - x \frac{p_s}{p} \left( 1 - \frac{R_l}{R_a} \right) \right].$$

Setzt man hierin

$$R_e = 29,27 \quad R_a = \sim 47,$$

so erhält man die Gaskonstante der feuchten Luft

$$R = \frac{29,27}{1 - 0,377 x \cdot \frac{p_s}{p}} \dots \dots \dots (19)$$

8. Beispiel: Atmosphärische Luft zeige bei einem Barometerstand von 746 mm QS und einer Temperatur von 25° C eine relative Feuchtigkeit von  $x = 0,85$  an. Es soll die Gaskonstante berechnet werden.

Nach der Tafel für gesättigten Wasserdampf ist der Dampfdruck bei 25° C im Sättigungszustand

$$p_s = 23,8 \text{ mm QS (0,0324 Atm. absol.)}$$

Aus Gl. 18 folgt für den Teildruck des ungesättigten Dampfes

$$p_a = x p_s = 0,85 \cdot 23,8 = 20,3 \text{ mm QS.}$$

Daher ist die Gaskonstante der feuchten Luft nach Gl. 19

$$R = \frac{29,27}{1 - 0,377 \cdot 0,85 \cdot \frac{23,8}{746}} = 29,56.$$

Schlägt man in der Dampftabelle die zu dem Druck  $p_a$  zugehörige Temperatur auf, so entspricht diese dem Taupunkt, bei dem der Sättigungszustand eintritt. Diese Temperatur ist in vorliegendem Beispiel 22,5° C.

Wird feuchte Luft von einem bekannten Zustand ( $p, t, x, p_s$ ) durch eine beliebige Änderung auf einen andern Druck  $p'$  und eine andere Temperatur  $t'$  gebracht, so ändert sich auch die relative Feuchtigkeit auf einen andern Wert  $x'$ .

Bei steigender Temperatur nimmt  $x$  rasch ab; der Einfluß des Wasserdampfes vermindert sich also während der Kompression. Ist aber die Temperatur im Druckbehälter wieder auf den Betrag der Außenluft gesunken, so wächst  $x$  und kann bis gegen 1 ansteigen. Darüber hinaus hat natürlich der Begriff seine Bedeutung verloren.

Um den Zusammenhang zwischen den Größen im Anfangs- und im Endzustand zu erhalten, kann mit genügender Genauigkeit angenommen werden, die Gaskonstante der Mischung bleibe unverändert.. Dann ist für die Mischung

$$\frac{p}{\gamma} = RT \quad \text{und} \quad \frac{p'}{\gamma'} = RT'$$

oder

$$\frac{T'}{T} = \frac{p'}{p} \cdot \frac{\gamma}{\gamma'},$$

ebenso für Wasserdampf

$$\frac{T'}{T} = \frac{p'_a}{p_a} \cdot \frac{\gamma'_a}{\gamma_a}$$

$$\frac{p'}{p} \cdot \frac{\gamma}{\gamma'} = \frac{p'_a}{p_a} \cdot \frac{\gamma'_a}{\gamma_a}.$$



bedeutet das Volumen einer Gasmenge, deren Gewicht gleich dem Molekulargewicht  $m$  ist. Man nennt diese Größe  $\mathfrak{V}$  das Volumen eines Kilogramm-Moleküls.

Bei bestimmtem Druck und bestimmter Temperatur ist  $\mathfrak{V}$  ebenfalls für alle Gase gleich groß, und zwar bei  $p = 1$  Atm. und  $t = 0^\circ \text{C}$  ist  $\mathfrak{V} = \frac{845 \cdot 273}{10000} = 23,1$  cbm.

Diesen Raum nehmen also auch ein 2 kg Wasserstoff, 32 kg Sauerstoff, ( $m = 32$ ), 28 kg Kohlenoxyd usf.

## B. Wärme und Arbeit.

### 12. Erster Hauptsatz.

Als technische Wärmeeinheit (WE) ist diejenige Wärme verstanden, die nötig ist, um 1 kg Wasser von  $0^\circ \text{C}$  auf  $1^\circ \text{C}$  zu erwärmen.

Als technische Arbeitseinheit wird das Meterkilogramm (mkg) benützt.

Der erste Hauptsatz der Wärmelehre gibt uns den Zusammenhang beider Größen und lautet:

Wenn auf irgend eine Weise aus Wärme mechanische Arbeit entsteht, so erhält man aus jeder umgesetzten Wärmeeinheit eine Arbeit von 427 mkg. (Rob. Mayer, 1842.)

Für Kompressoren gilt die Umkehrung:

Wenn durch Arbeitsaufwand Wärme entsteht, so ergibt jedes Meterkilogramm eine Wärmemenge von 1:427 WE.

Die in den Kompressor eingeleitete Arbeit findet sich demnach in den abziehenden Gasen und im Kühlwasser als gleichwertige Wärme wieder vor.

Man nennt  $427 = 1:A$  das mechanische Äquivalent der Wärme.

Es ist unmöglich, Arbeit zu erzeugen anders als durch Verbrauch von Wärme.

Die Behauptung der Möglichkeit nennt man „Perpetuum mobile erster Art“.

### 13. Zweiter Hauptsatz.

Die Umwandlung von Wärme in Arbeit ist nicht unter allen Umständen möglich, sondern verlangt hierzu einen Temperaturabfall, d. h. es muß gleichzeitig Wärme von einem Körper höherer Temperatur zu einem Körper mit tieferer Temperatur übergehen können. Es ist also unmöglich, Wärme in Arbeit umzusetzen, wenn nicht gleichzeitig eine zusätzliche Wärme aufgewendet wird, welche nicht in Arbeit übergeht (Carnot). Die Behauptung der Möglichkeit heißt man „Perpetuum mobile zweiter Art“. Die ungeheuren Wärmemengen in der atmosphärischen Luft oder im Meere können nicht zur Arbeitsleistung in Betracht fallen, da das Temperaturgefälle fehlt.

Umgekehrt kann Wärme nicht ohne Arbeitsaufwand von einem Körper von tieferer Temperatur auf einen solchen von höherer Temperatur gebracht werden (Clausius).

Da die Temperatur des Gases beim Austritt aus dem Kompressor größer ist als am Eintritt, so mußte diese Wärme durch Arbeitsaufwand erzeugt worden sein. Dasselbe ist der Fall mit der vom Kühlwasser abgeleiteten Wärme<sup>1)</sup>.

### 14. Die Wärmeleichung der Gase.

Eine Zustandsänderung ist im allgemeinen verbunden mit einer Wärmezufuhr oder Wärmeentziehung.

<sup>1)</sup> Eingehenderes hierüber: Stodola, Dampfturbinen, 4. Auflage. Berlin. 1910.

Denkt man sich 1 kg Gas in einem Kessel eingeschlossen, dessen Volumen sich nicht ändern kann, so wird das Gas durch eine Wärmezufuhr  $dQ$  die Temperaturerhöhung  $dT$  erfahren. Die Versuche zeigen, daß diese Wärme innerhalb mäßiger Temperaturgrenzen proportional der Temperaturerhöhung  $dT$  ist, demnach den Betrag  $c_v \cdot dT$  besitzt. Der Faktor  $c_v$  bedeutet hierbei diejenige Wärme, die die Temperaturerhöhung  $1^\circ \text{C}$  hervorbringt. Sie heißt spezifische Wärme bei konstantem Volumen.

Irgendeine andere Zustandsänderung, bei der das Volumen nicht unveränderlich bleiben muß, kann man sich nun so vorstellen, daß zunächst nur die Temperaturerhöhung bei gleichbleibendem Volumen stattfindet; darauf hat sich die Änderung des Volumens anzuschließen, und es kann dabei der Druck als unveränderlich angenommen werden, falls  $dQ$  genügend klein ist.

Diese Volumenänderung denkt man sich in der Weise ermöglicht, daß an beliebig vielen Stellen der Kesselwandung reibungslose Kolben eingebaut sind, deren von außen einwirkende Kräfte dem inneren Gasdruck das Gleichgewicht halten.

Eine Wärmezufuhr  $dQ$  wird also außer der Temperaturerhöhung eine Volumenzunahme hervorrufen, die sich durch das Auswärtsschieben der Kolben vom Querschnitt  $f$  um den Weg  $ds$  äußert.

Diese Zunahme hat den Betrag  $dv = f ds$ .

Der auf die Kolbenflächen  $f$  wirkende Gegendruck  $p \cdot f$  muß längs des Weges  $ds$  überwunden werden, verlangt also die Arbeit

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

Die nach außen abzugebende Gesamtarbeit zwischen zwei Zuständen 1 und 2 hat die Form

$$L = \int_1^2 p dv$$

und muß als Wärme zugeführt werden, verlangt daher  $A \cdot L$  WE.

Für eine Zustandsänderung innerhalb kleiner Grenzen ist die gesamte Wärme, die zur Temperaturerhöhung und zur Ausdehnung nötig ist,

$$dQ = c_v \cdot dT + AdL = c_v dT + A p dv \quad \dots \quad (22)$$

Für den endlich begrenzten Prozeß bei konstantem Wert  $c_v$  ist

$$Q = c_v(T_2 - T_1) + AL \quad \dots \quad (23)$$

(Wärmegleichung der Gase).

Die äußere Arbeit  $L$  kann erst bestimmt werden, wenn der Zusammenhang zwischen  $p$  und  $v$  bekannt ist.

Trägt man in einem Koordinatensystem  $v$  als Abszissen und  $p$  als Ordinaten ab, so entsteht die Drucklinie im sog.  $pv$ -Diagramm. Die Arbeit  $L$  ist dargestellt durch die Fläche zwischen der Drucklinie, den beiden Ordinaten durch Anfangs- und Endpunkt und durch die Abszissenachse, Fig. 1.

Findet als Sonderfall eine Temperaturerhöhung bei konstantem Druck statt, so ist die Arbeitsfläche im  $pv$ -Diagramm ein Rechteck und man erhält

$$L = \int_1^2 p dv = p(v_2 - v_1),$$

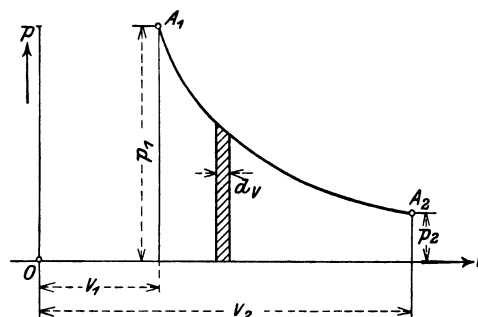


Fig. 1.



oder mit Hilfe der Zustandsgleichung

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

Für  $T_2 - T_1 = 1^\circ \text{C}$  wird  $L = R$ ,

d. h.: Die Gaskonstante ist diejenige mechanische Arbeit, die 1 kg Gas nach außen abgibt, wenn es bei konstantem Druck in der Temperatur um  $1^\circ \text{C}$  erhöht wird.

### 15. Zusammenhang zwischen den spezifischen Wärmen bei konstantem Druck und bei konstantem Volumen.

Soll 1 kg eines Gases in der Temperatur um  $1^\circ \text{C}$  erhöht werden, so ist hierzu eine Wärmemenge nötig, die je nach der Art der Zustandsänderung verschiedene Werte annehmen kann. Von diesen spezifischen Wärmen (Wärmekapazität) sind zwei Sonderwerte wichtig; es sind dies die schon genannte spezifische Wärme  $c_v$  bei konstantem Volumen und die spezifische Wärme  $c_p$  bei konstantem Druck.

Der Zusammenhang zwischen beiden Werten bestimmt sich aus der Wärme-gleichung 23, in der für die Wärmezufuhr  $Q$  der Wert  $c_p$  gesetzt wird; ferner ist  $T_2 - T_1 = 1^\circ \text{C}$  und  $L = R$ .

Für diesen Fall lautet daher die Wärme-gleichung

$$c_p = c_v + AR \quad \dots \dots \dots (24)$$

Wie ersichtlich, ist stets  $c_p$  größer als  $c_v$ , und zwar um den Wärmewert der nach außen abgegebenen Arbeit  $R$ . Mit dem wichtigen Verhältnis

$$k = c_p : c_v$$

folgen zwei weitere Formen aus Gl. 24, nämlich

$$c_v = \frac{AR}{k-1} \quad \dots \dots \dots (25)$$

und

$$c_p = \frac{k}{k-1} AR \quad \dots \dots \dots (26)$$

### 16. Zahlenwerte für die spezifische Wärme.

Nach Beobachtungen von Mallard und Le Chatelier haben hohe Pressungen auf die spezifischen Wärmen keinen Einfluß, dagegen werden sie durch hohe Temperaturen etwas verändert.

Für mäßige Temperaturen bis etwa  $100^\circ \text{C}$  können die spezifischen Wärmen als konstant betrachtet werden. Einige Werte finden sich in

Zahlentafel 2.

	Zeichen	Mol.-Gew. <i>m</i>	$c_v$	$c_p$	$k$
Luft . . . . .	—	28,95	0,170	0,238	1,405
Sauerstoff . . . .	O <sub>2</sub>	32	0,155	0,217	1,400
Wasserstoff . . . .	H <sub>2</sub>	2,016	2,42	3,41	1,405
Stickstoff . . . . .	N <sub>2</sub>	28,08	0,176	0,247	1,408
Stickoxyd . . . . .	NO	30,04	0,165	0,231	1,400
Kohlenoxyd . . . .	CO	28,00	0,172	0,242	1,410
Kohlensäure . . . .	CO <sub>2</sub>	44,00	0,160	0,21	1,28
Schweflige Säure . .	SO <sub>2</sub>	64,06	0,120	0,15	1,25
Ammoniak . . . . .	NH <sub>3</sub>	17,06	0,41	0,53	1,28

Diese Werte sind für Turbokompressoren meistens genügend; dagegen sind bei Kolbenkompressoren die Temperaturunterschiede bedeutend und von Einfluß auf die spezifischen Wärmen.

Nach Versuchen von Langen ist

$$c_v = a + bT \dots \dots \dots (27)$$

$$c_p = a' + bT \dots \dots \dots (28)$$

hierin ist für Luft zu setzen

$$\begin{aligned} a &= 0,159 \\ a' &= a + AR = 0,227 \\ b &= 0,000038, \end{aligned}$$

für Kohlensäure

$$\begin{aligned} a &= 0,123 \\ a' &= 0,168 \\ b &= 0,000116. \end{aligned}$$

Das Verhältnis  $k = c_p : c_v$  ist sehr wenig von der Temperatur abhängig. Für die bei Kompressoren auftretenden Temperaturen darf für Luft und einfache Gase  $k = 1,4$  gesetzt werden.

Verläuft die Zustandsänderung in den Grenzen  $T_1$  und  $T_2$ , so genügt es meistens zur Berechnung der Wärmen, wenn mittlere spezifische Wärmen benützt werden. Sie werden erhalten durch Einsetzen des arithmetischen Mittels aus  $T_1$  und  $T_2$  für den Wert  $T$  in den Gl. 27 und 28.

Will man genauer vorgehen, so ist die dem Temperaturunterschied entsprechende Wärmefläche des Entropiediagrammes mit dem Planimeter zu messen. (Siehe Abschnitt 20.)

10. Beispiel: Es soll die spezifische Wärme von Kohlensäure berechnet werden bei einer Temperatur von  $200^\circ \text{C}$ .

Nach Gl. 30 Abschn. 17 ist für das Kilogramm-Molekül bei  $T = 273 + 200 = 473$

$$m c_p = 5,42 + 0,0052 \cdot 473 = 7,88.$$

Daher

$$c_v = 7,88 : 44 = 0,179$$

$$c_p = 0,179 + \frac{19,25}{427} = 0,224$$

$$k = c_p : c_v = 0,224 : 0,179 = 1,25.$$

Verläuft die Zustandsänderung zwischen  $20^\circ$  und  $200^\circ$ , so erhält man mit

$$T = (293 + 473) 0,5 = 383$$

die mittleren spezifischen Wärmen

$$c_v = 0,168, \quad c_p = 0,213, \quad k = 1,27.$$

### 17. Spezifische Wärmen von Gasgemischen.

Zur Berechnung der spezifischen Wärmen  $c_v$  und  $c_p$  eines Gasgemisches wird folgendes Grundgesetz benützt:

Erfahren verschiedene Gase von gleichem Druck, gleichem Volumen und gleicher Temperatur dieselbe Temperaturerhöhung, so ist dazu dieselbe Wärme nötig.

Nun verhalten sich die Gewichte von solchen Gasen wie ihre Molekulargewichte; nimmt man daher von jedem Einzelgas so viel Kilogramm, als das Molekulargewicht Einheiten besitzt, so ist das Volumen ( $\mathfrak{B}$ ) jeden Gases gleich groß. Diese Gase genügen somit den Bedingungen des obigen Grundgesetzes, die

Wärmen zur Erhöhung der Temperatur um 1° C sind folglich gleich groß, man erhält

$$m_1 c_{v1} = m_2 c_{v2} = m_3 c_{v3} = \dots \dots \dots (29)$$

wenn  $m_1, m_2 \dots$  die Molekulargewichte,  $c_{v1}, c_{v2} \dots$  die dazu gehörigen spezifischen Wärmen bedeuten.

Aus dieser Beziehung folgt der Satz: Die spezifische Wärme, bezogen auf das Kilogramm-Molekül ist für alle (einfachen) Gase gleich groß.

Man erhält somit aus Gl. 27 durch Multiplikation der Zahlenwerte  $a$  und  $b$  mit dem Wert 28,95 (scheinbares Molekulargewicht der Luft) für die einfachen Gase

$$\left. \begin{aligned} (m c_v) &= 4,6 + 0,0011 T \\ \text{Für Kohlensäure wurde gefunden} & \\ m c_v &= 5,42 + 0,0052 T. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (30)$$

Neuere Versuche zeigen etwelche Abweichungen von diesen Zahlenwerten; es ist daher eine Abklärung dieser Fragen anzustreben.

Für eine Mischung einfacher Gase (zweiatomig) besteht nach dem Begriff des Kilogramm-Moleküls die Beziehung

$$\mathfrak{B} = m V = m_1 V_1 + m_2 V_2 + \dots$$

oder

$$m = m_1 \left( \frac{V_1}{V} \right) + m_2 \left( \frac{V_2}{V} \right) + \dots \dots \dots (31)$$

Sind die Volumverhältnisse des Gemisches und die Molekulargewichte der Einzelgase bekannt, so ist aus Gl. 31 der Wert  $m$  bestimmt (scheinbares Molekulargewicht der Mischung). Damit findet sich mit Gl. 30 die spezifische Wärme der Mischung.

Dieser einfache Weg kann nicht verfolgt werden, wenn die Mischung erhebliche Mengen Kohlensäure oder sonstige Verbrennungsprodukte enthält, da für diese Gase die auf das Kilogramm-Molekül bezogene spezifische Wärme einen andern Wert hat. Für diesen Fall ist das Gesetz zu Hilfe zu ziehen, wonach die Wärme der Mischung gleich ist der Summe der Wärmen der Einzelgase:

$$\begin{aligned} c_v \cdot G &= c_{v1} \cdot G_1 + c_{v2} \cdot G_2 + \dots \\ c_v &= c_{v1} \left( \frac{G_1}{G} \right) + c_{v2} \left( \frac{G_2}{G} \right) + \dots \dots \dots (32) \end{aligned}$$

Man kann damit  $c_v$  aus den Gewichtsverhältnissen der Bestandteile und ihrer spezifischen Wärmen finden.

Zwischen  $c_v$  und  $c_p$  besteht nach Gl. 24 die Beziehung

$$m c_p - m c_v = m A R = \frac{845}{427} = 1,99 = \sim 2,$$

d. h. der Unterschied der beiden spezifischen Wärmen bezogen auf das Kilogramm-Molekül, ist für alle Gase gleich groß und zwar 1,99.

Die Gl. 24 erhält damit die neue Form

$$c_p = c_v + \frac{1,99}{m} \dots \dots \dots (33)$$

Daher ist das Verhältnis

$$k = c_p : c_v = 1 + \frac{1,99}{m c_v} \dots \dots \dots (34)$$

für die einfachen Gase

$$k = 1 + \frac{1,99}{4,6 + 0,0011T},$$

für  $t = 0 \quad 100 \quad 200^\circ \text{C}$

ist  $k = 1,406 \quad 1,397 \quad 1,388.$

Wie ersichtlich, ändert sich dieser Wert sehr wenig, so daß in der Tat der Mittelwert  $k = 1,4$  für einfache Gase genügen wird.

11. Beispiel: Es soll die mittlere spezifische Wärme von Leuchtgas berechnet werden, das die in Beispiel 7, Zahlentafel 1, angegebene Zusammensetzung aufweist und in den Temperaturgrenzen 20 und  $100^\circ$  verdichtet wird.

Da in Beispiel 7 aus den gegebenen Volumverhältnissen die Gewichtsverhältnisse berechnet wurden, kann Gl. 32 benutzt werden. Dabei ist nicht nötig, die spezifischen Wärmen der Einzelgase zu kennen, wenn nur ihre Molekulargewichte gegeben sind. Für jeden Bestandteil an einfachem Gas setzen wir mit  $T = 273 + 60 = 333$

$$c_v = \frac{4,6 + 0,0011 \cdot 333}{m} = \frac{4,97}{m}$$

und für Kohlensäure

$$c_v = \frac{5,42 + 0,0052 \cdot 333}{m_k} = \frac{7,15}{m_k}$$

Die ganze Summe, aus der  $c_v$  (Gl. 32) zusammengesetzt ist, läßt sich aus zwei Gruppen bilden; die erste berücksichtigt die spezifischen Wärmen der einfachen Gase, die andere Gruppe die spezifische Wärme der Kohlensäure, deren Gewicht  $G_k$ , und deren Molekulargewicht  $m_k$  sein soll.

Man erhält

$$c_v = \left( \frac{G_1}{G m_1} + \frac{G_2}{G m_2} + \dots \right) 4,97 + \frac{G_k}{G m_k} \cdot 7,15.$$

Die Ausrechnung läßt sich an Zahlentafel 3 verfolgen.

Zahlentafel 3.

Gasart	$\frac{G_1}{G}$ usw.	$m_1, m_2$ usw.	$\frac{G_1}{G m_1}$ usw.	$\frac{V_1}{V}$ usw.	$m_1 \frac{V_1}{V}$ usw.
H	0,0848	2	0,0424	0,4850	0,970
CH <sub>4</sub>	0,4865	16,03	0,0303	0,3500	5,610
CO	0,1700	28,0	0,0061	0,0700	1,960
C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	0,1084	28,93	0,0038	0,0450	1,302
O	0,0071	32	0,0002	0,0200	0,640
N	0,0669	28,08	0,0024	0,0025	0,070
			0,0852		
CO <sub>2</sub>	0,0763	44	0 0017	0,0275	1,210
	1,0000			1,0000	11,762

Mit den gefundenen Zahlen ergibt sich

$$c_v = 0,0852 \cdot 4,97 + 0,0017 \cdot 7,15 = 0,435$$

$$c_p = c_v + AR = 0,435 + \frac{73,4}{427} = 0,607$$

$$k = 0,607 : 0,435 = 1,394.$$

In Zahlentafel 3 ist der Ausdruck

$$m = m_1 \frac{V_1}{V} + m_2 \frac{V_2}{V} + \dots = 11,762$$

berechnet worden. Würde die Kohlensäure ebenfalls zu den einfachen Gasen gehören, so hätte man  $c_v$  finden können, ohne daß es nötig geworden wäre, die gegebenen Volumverhältnisse vorerst auf Gewichtsverhältnisse umrechnen zu müssen. Mit dieser Annäherung ist

$$c_v = 4,97 : 11,762 = 0,423$$

statt des genaueren Wertes von 0,435.

### 18. Spezifische Wärme der feuchten Luft.

Die spezifische Wärme einer Mischung von trockener Luft und überhitztem Wasserdampf kann nach Gl. 32 berechnet werden. Sie lautet

$$c = c_l \frac{G_l}{G} + c_a \frac{G_a}{G},$$

hierbei ist nach Früherem (siehe Abschnitt 10)

$$\text{für trockene Luft} \quad G_l = \frac{p - x p_s}{R_l} \frac{V}{T},$$

$$\text{für Wasserdampf} \quad G_a = \frac{x \cdot p_s}{R_a} \frac{V}{T},$$

$$\text{für feuchte Luft} \quad G = \frac{p}{R} \frac{V}{T}.$$

Diese Werte eingesetzt, ergibt

$$c_v = \frac{c_l \cdot R}{p R_l} \left[ 1 - x p_s \left( 1 - \frac{c_a \cdot R_l}{c_l \cdot R_a} \right) \right].$$

Für die Anwendungen dürfen die spezifischen Wärmen als unveränderlich angesehen werden, und zwar ist

$$\begin{array}{ll} c_a = 0,39 & c_l = 0,17 \\ R_a = 47 & R_l = 29,27. \end{array}$$

Benützt man ferner den in Gl. 19 dargestellten Wert für die Gaskonstante der Mischung, so ist

$$c_v = 0,17 \frac{p + 0,43 \cdot x p_s}{p - 0,378 \cdot x \cdot p_s} \dots \dots \dots (35)$$

hierin bedeutet  $x$  die relative Feuchtigkeit beim Druck  $p$  der Luft und  $p_s$  der dem Sättigungszustand entsprechende Dampfdruck (aus der Tafel für Wasserdampf).

12. Beispiel: Die in Beispiel 8 erwähnte Luft ergibt für

$$x = 0,85 \quad p = 1,015 \text{ Atm.} \quad p_s = 0,0324 \text{ Atm. (entsprechend } 25^\circ \text{ C)}$$

$$c_v = 0,17 \frac{1,015 + 0,43 \cdot 0,85 \cdot 0,0324}{1,015 - 0,378 \cdot 0,85 \cdot 0,0324} = 0,175$$

$$c_p = 0,175 + \frac{29,56}{427} = 0,244$$

$$k = 0,244 : 0,175 = 1,39.$$

### 19. Druck und Temperatur von Gasmischungen.

In den Räumen  $V_1$  und  $V_2$  seien zwei verschiedene Gase mit den Pressungen  $p_1$  bzw.  $p_2$  und den Temperaturen  $t_1$  bzw.  $t_2$  eingeschlossen. Es ist Druck und Temperatur nach der Vermischung beider Gase zu bestimmen.

Die Räume sollen bei der Mischung derart vereinigt werden, daß ein einziger Raum

$$V = V_1 + V_2$$

entsteht. Das Gesamtgewicht beträgt

$$G = G_1 + G_2.$$

Nun ist der Wärmehalt der Mischung gleich der Summe der Wärmehalte der Gase vor der Vereinigung:

$$Gc_v T = G_1 c_{v1} T_1 + G_2 c_{v2} T_2,$$

hierbei ist nach Gl. 32

$$Gc_v = G_1 c_{v1} + G_2 c_{v2},$$

daher die Mischtemperatur

$$T = \frac{G_1 c_{v1} T_1 + G_2 c_{v2} T_2}{G_1 c_{v1} + G_2 c_{v2}} \dots \dots \dots (36)$$

Zur Einführung der Volumen statt der Gewichte schreibt man

$$G_1 = \frac{p_1 V_1}{R_1 T_1} \qquad G_2 = \frac{p_2 V_2}{R_2 T_2}.$$

Setzt man diese Werte in Gl. 36 ein und berücksichtigt, daß wenigstens für alle schwer kondensierbaren Gase

$$\frac{m_1 c_{v1}}{m_1 R_1} = \frac{m_2 c_{v2}}{m_2 R_2} = \dots,$$

so ist

$$T = \frac{p_1 V_1 + p_2 V_2}{\frac{p_1 V_1}{T_1} + \frac{p_2 V_2}{T_2}} \dots \dots \dots (37)$$

Um den Mischdruck zu erhalten, setzt man in dieser Gleichung

$$\frac{p_1 V_1}{T_1} = G_1 R_1 \qquad \frac{p_2 V_2}{T_2} = G_2 R_2$$

und nach Gl. 12

$$G_1 R_1 + G_2 R_2 = GR,$$

so ist

$$GRT = p_1 V_1 + p_2 V_2$$

oder

$$p \cdot V = p_1 V_1 + p_2 V_2 \dots \dots \dots (38)$$

womit der Mischdruck  $p$  bestimmt ist.

### 20. Die Entropie der Gase.

Bei den vorliegenden praktischen Anwendungen genügt es, für den Entropiebegriff eine geometrische Bedeutung zu benutzen<sup>1)</sup>, da hiermit die Zustandsänderungen in den Kompressoren auf eine äußerst einfache Weise erklärt und dargestellt werden können.

1) Eine genaue physikalische Bewertung dieses Begriffes findet sich wohl am besten in Stodola, Dampfturbinen, 4. Auflage. Berlin. 1910.

In den Entwicklungen selbst wird alsdann die wärmetechnische Bedeutung der Entropie sichtbar und in den Anwendungen zwanglos zur Darstellung gebracht.

In ähnlicher Weise, wie im  $pv$ -Diagramm die äußere Gasarbeit als Flächenstreifen unterhalb der Drucklinie dargestellt wird (Fig. 1, S. 13), soll nun die während einer Zustandsänderung zugeführte oder entzogene Wärme als Fläche dargestellt werden. Hierbei trägt man zweckmäßig die absoluten Temperaturen  $T$  als Ordinaten auf, die im  $pv$ -Diagramm nicht zur Darstellung gelangen.

Denkt man sich die zu- oder abgeführte Wärme  $Q$  in so kleine Teile  $dQ$  zerlegt, daß unter allen Umständen die während dieses Wärmeüberganges  $dQ$  auftretende Temperatur  $T$  als unveränderlich vorausgesetzt werden darf, so kann  $dQ$  als schmaler Flächenstreifen dargestellt werden, dessen Ordinate den Betrag  $T$  hat und dessen Abszisse den Wert

$$dS = \frac{dQ}{T}$$

erhalten muß.

Soll für die ganze Zustandsänderung von einem Wert 1 zu einem Wert 2 der Wärmeübergang als Summe der Flächenstreifen dargestellt werden, so erhält die ganze Abszisse den Wert

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{dQ}{T}.$$

Dieser Betrag heißt die Entropie des Zustandes 2 gegenüber dem Zustand 1. Es kann sich also stets nur um eine Änderung der Entropie handeln, die sich für den Endzustand 2 gegenüber dem Anfangszustand 1 berechnen läßt.

Zur Durchführung dieser Rechnung sei zunächst  $c_v$  und  $c_p$  als unveränderlich angenommen. Dann ergibt sich mit Benützung der Zustandsgleichung (Gl. 7) und der Wärmeleichung (Gl. 22)

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{dQ}{T} = c_v \int_1^2 \frac{dT}{T} + A \int_1^2 \frac{p dv}{T}$$

$$S_2 - S_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + AR \ln \frac{v_2}{v_1} \quad \dots \quad (39)$$

Eine zweite Form erhält man unter Benützung von Gl. 24

$$S_2 - S_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - AR \ln \frac{p_2}{p_1} \quad \dots \quad (40)$$

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

$$S_2 - S_1 = c_p \ln \frac{v_2}{v_1} + c_v \ln \frac{p_2}{p_1} \quad \dots \quad (41)$$

Mit diesen Gleichungen können für eine bestimmte Gasart mit konstanten Werten  $c_p$ ,  $c_v$  und  $R$  die Entropiewerte ausgerechnet und in einer Tafel zusammengestellt werden.<sup>1)</sup>

Der Entwurf einer solchen Tafel geschieht dadurch, daß ein beliebiger Anfangspunkt gewählt wird (z. B.  $T_1 = 293^\circ$ ,  $p_1 = 10\,000$  kg/qm,  $v_1 = 0,8$  cbm/kg); dann berechnet man aus Gl. 39 für  $v_2 = v_1 = \text{Konst.}$  zu verschiedenen Ordinaten  $T_2$  die

<sup>1)</sup> Siehe Ostertag, Die Entropietafel für Luft und ihre Verwendung zur Berechnung der Kolben und Turbokompressen. Berlin. 1910.

Abszissen  $S_2 - S_1$ . Damit ergibt sich eine Linie, von der jeder Punkt den Zustand der Luft bei konstantem spezifischen Volumen  $v_1$  und bei verschiedenen Temperaturen anzeigt.

Für ein anderes spezifisches Volumen unterscheiden sich die Abszissen  $S_2 - S_1$  laut Gl. 39 nur durch das bei verschiedenen Ordinaten  $T$  gleichbleibende zweite Glied. Man erhält damit eine zweite Punktreihe, deren Abszissen um gleiche Beträge von der ersten Linie abstehen usw. Die Punkte je zweier Linien, die in der Folge „ $v$ -Linien“ genannt werden sollen, laufen also — wagerecht gemessen — in gleichen Abständen.

In ähnlicher Weise kann Gl. 40 benützt werden, um die „ $p$ -Linien“ zu zeichnen. Es sind dies ebenfalls kongruente Linienscharen, die wagerecht gegeneinander verschoben sind und weniger steil verlaufen, als die  $v$ -Linien.

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 leicht abschätzen.

Soll die Tafel zur Berechnung der Turbokompressoren verwendet werden, in denen nur mäßige Temperaturerhöhungen auftreten, so dürfen  $c_p$  und  $c_v$  konstant angenommen werden. Da die Grenzen der Zustandsänderung in ein und demselben Laufrad sehr enge sind, müssen die Maßstäbe genügend groß gewählt werden. Auch für Kolbengebläse ist die Tafel mit Vorteil zu benützen.

Steigen die Temperaturen wesentlich über  $100^\circ \text{C}$ ., so empfiehlt es sich, eine Entropietafel anzuwenden, die ebenfalls für Luft entworfen ist. und die die Veränderlichkeit der spezifischen Wärmen berücksichtigt. In diesem Fall ist die Wärmeleichung unter Verwendung von Gl. 27 und 28

$$dQ = adT + bTdT + A pdv,$$

daher

$$dS = \frac{dQ}{T} = a \frac{dT}{T} + b dT + \frac{A pdv}{T}.$$

Die Summierung ergibt

$$S_2 - S_1 = a \ln \frac{T_2}{T_1} + b(T_2 - T_1) + AR \ln \frac{v_2}{v_1} \quad . . . \quad (42)$$

Benützt man die Beziehung  $a' = a + AR$ ,  
so ist auch

$$S_2 - S_1 = a' \ln \frac{T_2}{T_1} + b(T_2 - T_1) - AR \ln \frac{p_2}{p_1} \quad . . . \quad (43)$$

Die Aufzeichnung der Entropiewerte in Abhängigkeit von den Werten  $T$  zeigt wieder eine Linienschar für gleichbleibendes Volumen ( $v$ -Linien) und eine zweite geneigtere Schar für gleichbleibende Pressungen ( $p$ -Linien).

Die so entstandene Entropietafel eignet sich vornehmlich für die Berechnung der Kolbenkompressoren, in denen Temperaturen und Pressungen hohe Beträge annehmen können. Sie ist mit gleichen Vorteilen für die Berechnung der Vakuumpumpen zu verwenden, auf die in Nachfolgendem nicht eingetreten wird.

Der Ausdruck  $c_p(T_2 - T_1)$  ist als Wärmeinhalt eines Gases zwischen den Temperaturen  $T_1$  und  $T_2$  anzusehen, wie sich aus dem Nachfolgenden ergeben wird. Die Linien unveränderlichen Wärmeinhaltes fallen mit denjenigen gleichbleibender Temperatur zusammen, sie sind demnach wagerechte Gerade.

Für andere Gase als Luft oder für Gasmischungen kann auf die beschriebene Weise je eine solche Tafel entworfen werden. Dies ist nicht nötig, sobald man die Entropie auf das Kilogramm-Molekül bezieht.



Die Gl. 42 kann nämlich geschrieben werden

$$mS_2 - mS_1 = am \ln \frac{T_2}{T_1} + bm(T_2 - T_1) + mA R \ln \frac{v_2}{v_1}.$$

Nun ist für die einfachen Gase

$$am = 4,6 \qquad bm = 0,00011 \qquad mR = \mathfrak{R} = 845.$$

Man erhält daher mit den so berechneten Entropiewerten Zahlen, die für alle einfachen Gase gültig sind und mit ihnen eine Entropietafel für das Kilogramm-Molekül<sup>1)</sup>.

Da die Konstanten  $am$ ,  $bm$  und  $\mathfrak{R}$  für Kohlensäure andere sind, so muß für dieses leichter kondensierbare Gas eine besondere Tafel gezeichnet werden.

Aus den Entropiewerten für 1 kg Luft nach den Gl. 39 bis 43 bestimmen sich die auf das Kilogramm-Molekül bezogenen Werte, indem erstere mit dem Ausdruck

$$m_0 = m_1 \frac{V_1}{V} + m_2 \frac{V_2}{V} + \dots$$

multipliziert werden (Gl. 31). Hierin sind  $m_1$  und  $m_2$  die Molekulargewichte von Stickstoff und Sauerstoff,  $\frac{V_1}{V}$  und  $\frac{V_2}{V}$  die Volumverhältnisse der beiden Bestandteile.

Die Ausrechnung ergibt für  $m_0$  (scheinbares Molekulargewicht der Luft)

$$m_0 = 28,08 \cdot 0,787 + 32 \cdot 0,213 = 28,95.$$

Für ein anderes Gas mit dem Molekulargewicht  $m$  sind die Entropiewerte aus denjenigen für 1 kg Luft einfach durch Multiplikation mit dem Faktor  $m_0:m$  zu erhalten.

Die Entropietafel für Luft kann demnach auch für andere einfache Gase sinngemäß benutzt werden.

Ist der Wärmehalt von 1 kg Luft  $c_p(T_2 - T_1)$ , wo  $c_p$  für Luft gilt, so ist der Wärmehalt eines andern Gases

$$Q = \frac{m_0}{m} c_p (T_2 - T_1).$$

13. Beispiel: Für das in Beispiel 7 und 11 erwähnte Leuchtgas soll der Wärmehalt zwischen den Temperaturen 20 und 100° C berechnet werden.

Für Luft ist

$$c_p = 0,227 + 0,000038 \cdot 333 = \sim 0,24$$

$$m_0 = 28,95.$$

Für Leuchtgas wurde gefunden

$$m = 11,762.$$

Daher ist

$$Q = \frac{28,95}{11,762} \cdot 0,24 (100 - 20) = 0,591 \cdot 80 = 47,28 \text{ WE.}$$

Man erkennt, daß der berechnete Faktor 0,591 des Temperaturunterschiedes mit der in Beispiel 11 bestimmten spezifischen Wärme nahezu übereinstimmt. Die dortige Rechnung ergibt einen etwas größeren Wert (0,607), weil dort der Einfluß der Kohlensäure berücksichtigt werden konnte, der in diesem Beispiel nicht gesondert eingeführt ist.

<sup>1)</sup> Siehe Stodola, Dampfturbinen, 4. Auflage. Berlin. 1910.

## C. Zustandsänderungen.

### 21. Zustandsänderung bei unveränderlichem Volumen.

Wird einem Kilogramm Gas die Wärme  $Q$  zugeführt, so daß sein Anfangszustand  $(p_1, t_1, v)$  sich auf den Endzustand  $(p_2, t_2, v)$  ändert, so ist

$$p_1 v = RT_1 \qquad p_2 v = RT_2,$$

woraus 
$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2}{T_1} \dots \dots \dots (44)$$

d. h. die Pressungen verhalten sich wie die absoluten Temperaturen. Bei unveränderlichen Volumen ist die äußere Arbeit

$$L = 0 \dots \dots \dots (45)$$

Die Änderung der Entropie beträgt nach Gl. 39

$$S_2 - S_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} = c_v \ln \frac{p_2}{p_1} \dots \dots \dots (46)$$

Nach Gl. 23 ist die Wärmezufuhr für 1 kg Gas

$$Q = c_v(T_2 - T_1) \dots \dots \dots (47)$$

Im  $p v$ -Diagramm läuft die Drucklinie parallel zur Ordinatenachse (Fig. 2).

Im Entropie-Diagramm wird die Zustandsänderung dargestellt durch eine  $v$ -Linie (Fig. 3).

Der Anfangspunkt  $A_1$  ist durch  $p_1$  und  $t_1$  bestimmt, als Schnittpunkt der Ordinaten  $t_1$  mit der  $p_1$ -Linie.

Soll das Gas auf den Enddruck  $p_2$  gebracht werden, so ist der Schnittpunkt der  $v$ -Linie mit der  $p_2$ -Linie der Endpunkt der Zustandslinie  $A_1 A_2$ . Damit kann auch die Endtemperatur  $t_2$  abgelesen werden.

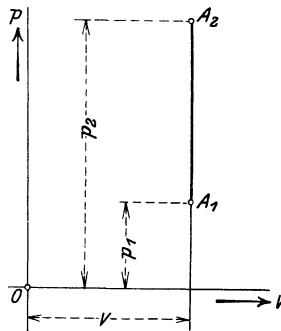


Fig. 2.

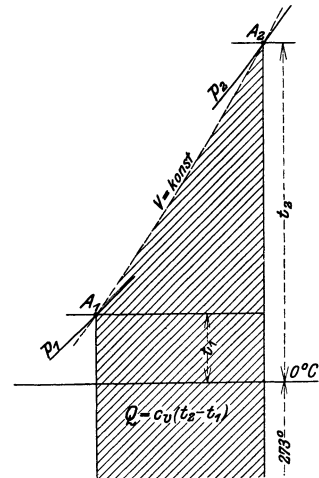


Fig. 3.

Die zugeführte Wärme  $Q$  wird dargestellt als Flächenstreifen unter dem ausgenützten Stück  $A_1 A_2$  der  $v$ -Linie, gemessen bis zur Achse durch den absoluten Nullpunkt ( $-273^\circ$ ) und seitlich begrenzt von den Ordinaten durch  $A_1$  und  $A_2$  (////).

Es ist meistens unnötig, die Wärme durch Ausmessen dieser Fläche zu bestimmen, sie berechnet sich einfacher nach Ablesen der Temperatur  $t_2$  mit der Gl. 47. Ein Ausmessen mit dem Planimeter ist nur bei großen Temperaturunterschieden geboten, um die Veränderlichkeit der spezifischen Wärme zu berücksichtigen. Dabei kann das Rechteck unter der Wagerechten durch  $A_1$  ohne Planimeter bestimmt werden.

Verläuft die Zustandsänderung umgekehrt, von  $A_2$  nach  $A_1$ , so sinken Druck und Temperatur. Die Wärme  $Q$  muß entzogen werden, die Zahlenwerte bleiben aber dieselben.

Verläuft die Zustandsänderung umgekehrt, von  $A_2$  nach  $A_1$ , so sinken Druck und Temperatur. Die Wärme  $Q$  muß entzogen werden, die Zahlenwerte bleiben aber dieselben.



Die umgekehrte Zustandsänderung von  $A_2$  nach  $A_1$  findet statt, wenn das im Kompressor auf den Druck  $p$  gebrachte und dabei erwärmte Gas in den Druckbehälter gefördert wird und sich dort bei gleichbleibendem Druck auf die Anfangstemperatur abkühlen kann, bevor es zu den Verbrauchsstellen weiterfließt. Die Wärme  $Q$  wird an die Außenluft abgegeben; der Kompressor hat dabei die Voll-druckarbeit  $L$  zu leisten, um das spezifische Volumen von  $v_2$  und  $v_1$  zu verkleinern.

Es kommen also im Entropiediagramm beide Glieder der Wärme-gleichung getrennt zur Darstellung, während im  $p v$ -Diagramm nur die Arbeit  $L$  sichtbar ist.

Ist  $B$  der Anfangszustand, von dem aus die Zustandsänderungen  $BA_2$  und  $A_2A_1$  ausgeführt werden sollen, so ist für die erste  $c_v(T_2 - T_1)$  zuzuführen, für die zweite  $c_p(T_2 - T_1)$  abzuführen, der Unterschied beider Wärmen ist als Arbeit zugeführt worden.

### 23. Zustandsänderung bei gleichbleibender Temperatur (Isotherme).

Bleibt die Temperatur im Verlaufe eines Vorganges konstant, so ändern sich die Größen  $p$  und  $v$ , und zwar erhält man aus der Zustandsgleichung für  $T_1 = T_2$

$$p_1 v_1 = p_2 v_2 = \text{Konst.} \dots \dots \dots (52)$$

d. h. Druck und Volumen sind umgekehrt proportional.

Im  $p v$ -Diagramm ist die Drucklinie dargestellt durch eine gleichseitige Hyperbel (Fig. 6).

Ist  $A_1$  gegeben, so findet man zu  $v_2$  den Druck  $p_2$ , indem die Ordinate  $v_2$  zum Schnitt  $B$  mit der Abszisse durch  $A_1$  gebracht wird. Der Strahl  $OB$  schneidet auf der Ordinate  $v_1$  den gesuchten Wert  $p_2$  ab.

Die äußere Arbeit  $L$  ist im  $p v$ -Diagramm dargestellt als Fläche unterhalb der Drucklinie, begrenzt durch Anfangs- und Endordinate, sowie durch die Abszissenachse.

Die Wärme-gleichung vereinfacht sich mit  $T_2 = T_1$  auf

$$Q = AL \dots \dots \dots (53)$$

d. h. bei einer Volumenvergrößerung muß die ganze nach außen abgegebene Arbeit in Form von Wärme zugeführt werden.

Bei einer isothermischen Kompression ist die der Verdichtungsarbeit gleichwertige Wärme durch das Kühlwasser abzuleiten.

Die Größe von  $Q$  oder  $L$  ergibt sich aus der Wärme-gleichung

$$dQ = AdL = A p dv = ART \frac{dv}{v},$$

woraus

$$Q = A \cdot R \cdot T \ln \frac{v_2}{v_1} = A p_1 v_1 \ln \frac{p_2}{p_1}$$

oder

$$L = p_1 v_1 \ln \frac{p_2}{p_1} \dots \dots \dots (54)$$

Setzt man in dieser Gleichung statt des spez. Volumens  $v_1$  das Volumen 1 cbm, so erhält man

$$L' = p_1 \ln \frac{p_2}{p_1}.$$

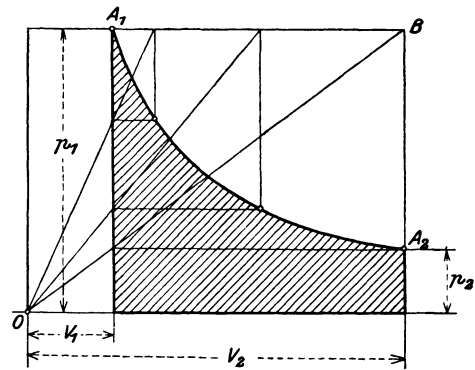


Fig. 6.

Es ist dies die Arbeit bezogen auf 1 cbm Gas im Anfangszustand. Wie ersichtlich, ist dieser Ausdruck unabhängig von der Natur des Gases.

Man erhält also den Satz: Die Arbeit der isothermischen Kompression, bezogen auf 1 cbm des angesaugten Gases, ist für alle Gase bei gleichen Grenzzuständen gleich groß.

Für den Entropiezuwachs ergeben Gl. 42 oder 43

$$S_2 - S_1 = AR \ln \frac{v_2}{v_1} = AR \ln \frac{p_1}{p_2} \quad \dots \quad (55)$$

Im Entropie-Diagramm zeichnet sich die Zustandsänderung als eine Parallele zur Abszissenachse.

Der Wärmeübergang  $Q$  oder der Wärmewert der äußern Gasarbeit ist dargestellt als Flächeninhalt des Rechteckes unter der Zustandslinie  $A_1 A_2$ , begrenzt von Anfangs- und Endordinate und der Achse durch den absol. Nullpunkt (Fig. 7).

Statt also  $Q$  oder  $L$  aus Gl. 54 auszurechnen, kann  $S_2 - S_1$  unter Berücksichtigung des Entropiemaßstabes aus der Tafel abgestochen werden, alsdann ist

$$Q = AL = (S_2 - S_1) \cdot T \quad \dots \quad (56)$$

Man erhält demnach  $Q$  und  $L$  wie bei den beiden vorangehenden Zustandsänderungen als das Produkt zweier Faktoren.

Die Isotherme kann auch als eine Zustandsänderung bei konstantem Wärmehalt bezeichnet werden.

Eine isothermische Ausdehnung besonderer Art findet während des Drosselungsvorganges statt, bei dem der Wärmehalt des Gases nicht verändert wird.

Allerdings wird dort keine Wärme zugeführt, aber auch keine Arbeit abgegeben, sondern die Querschnittsverengung bewirkt eine Druckverminderung von

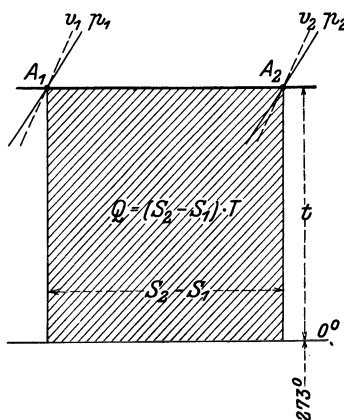


Fig. 7.

$p_1$  auf den kleineren Betrag  $p_2$  hinter der Verengung. An dieser Stelle wird ein Teil des Wärmehaltes in Strömungsenergie umgesetzt, in der nachfolgenden Erweiterung setzt sich die Strömungsenergie durch Stoß und Wirbel wieder in Wärme um, so daß die ursprüngliche Temperatur wieder erreicht wird, da der Wärmehalt nicht abnimmt. Diese Zustandsänderung ist nicht umkehrbar, denn der Anfangszustand könnte beim umgekehrten Verlauf nur durch Hindurchpressen des Gases durch die Verengung — d. h. durch Arbeitsaufwand erfolgen. Durch die Drosselung wird das Gas ohne Arbeitsleistung vom Anfangsdruck  $p_1$  auf den kleinern Enddruck  $p_2$  gebracht, d. h. entwertet. Der Drosselungsverlust bedingt also eine Zunahme der Entropie.

Wie die Wärmegleichung 53 zeigt, wird die ganze zugeführte Wärme in Arbeit umgesetzt, man erhält daher aus dieser Wärme die größte Arbeit zwischen den beiden Grenzen  $A_1$  und  $A_2$ .

Bei der isothermischen Kompression von  $A_2$  nach  $A_1$  ist der Arbeitsaufwand am kleinsten um den Druck von  $p_2$  auf  $p_1$  zu erhöhen. Man kann deshalb alle übrigen Verdichtungsarten mit diesem Idealprozeß vergleichen.

Aus dem Vorstehenden lassen sich zwecks einer einfachen Erklärung der wärmetechnischen Bedeutung des Energiebegriffes folgende zwei Sätze aufstellen, je nachdem eine Ausdehnung oder eine Verdichtung zugrunde gelegt wird; für die erstere sei  $A_1$  als Ausgangspunkt der Entropiemessung gewählt, für letztere  $A_2$  (Fig. 7).

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 den Zustand  $A_2$  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 (in WE) ergibt, die mindestens an das Gas abgegeben werden muß, um es vom Zustand  $A_2$  in den Zustand  $A_1$  zu bringen.

In den Gl. 39 bis 43 finden sich zur Berechnung der Entropie  $S_2 - S_1$  nur Größen, die dem Anfangs- und Endzustand angehören. Hieraus folgt, daß die Entropie unabhängig ist vom Wege, auf dem das Gas von einem zum andern Zustand übergeführt wird. Die Entropie des Punktes  $A_2$  gegenüber  $A_1$  ist also ein weiteres Kennzeichen für den Zustand  $A_2$  wie dies  $p_2, v_2, T_2$  sind.

### 24. Zustandsänderung bei unveränderlicher Entropie (Adiabate oder Isoentrope).

Wird während des ganzen Verlaufes einer Zustandsänderung weder Wärme zugeführt noch abgeführt, so bleibt die Entropie unverändert, denn es ist

$$dQ = T dS = 0,$$

was nur möglich, wenn  $dS = 0$ .

Aus der Gl. 
$$dS = c_v \frac{dT}{T} - AR \frac{dv}{v} = 0$$

erhält man 
$$dT = - \frac{ART}{c_v} \cdot \frac{dv}{v},$$

d. h. jede Zunahme des Volumens bedingt eine Abnahme der Temperatur. Umgekehrt ist eine adiabatische Verdichtung mit einer Erwärmung verbunden.

Benützt man Gl. 41 für die Entropie unter Voraussetzung konstanter spezifischer Wärme

$$S_2 - S_1 = c_v \ln \frac{p_2}{p_1} + c_p \ln \frac{v_2}{v_1} = 0,$$

so ist 
$$\ln \frac{p_2}{p_1} = - \frac{c_p}{c_v} \cdot \ln \frac{v_2}{v_1},$$

woraus 
$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k = \text{Konst.} \quad \dots \quad (57)$$

womit die Gleichung der Adiabate im  $p$  $v$ -Diagramm gefunden ist.

Aus Gl. 57 folgt, daß diese Drucklinie von einem gegebenen Anfangspunkt  $A_1'$  an bei Expansion rascher fällt als die Isotherme durch  $A_1'$ .

Bei einer Kompression von einem Anfangspunkt  $A_2$  aus steigt die Adiabate rascher als die Isotherme durch  $A_2$  (Fig. 8).

Mit Gl. 57 und der Zustandsgleichung ergeben sich die Gleichungen

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1} \quad \dots \quad (58)$$

und 
$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} \quad \dots \quad (59)$$

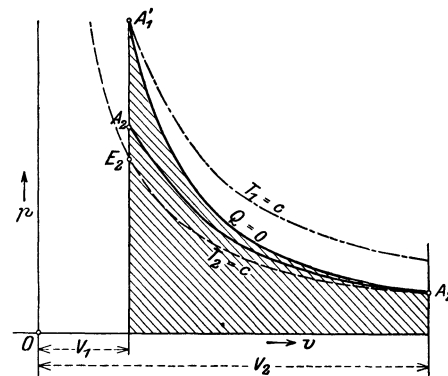


Fig. 8.

Zur Bestimmung der äußeren Arbeit wird die Wärmegleichung benützt für  $Q = 0$ .

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

$$AL_{ad} = c_v(T_1 - T_2) \quad \dots \quad (60)$$

Bei der Expansion geschieht also die Arbeitsleistung auf Kosten der Temperatur. Mit der Zustandsgleichung

$$R(T_1 - T_2) = (p_1 v_1 - p_2 v_2)$$

und der Gl. 25 erhält  $L$  die neue Form

$$L_{ad} = \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) \quad \dots \quad (61)$$

oder mit Gl. 57

$$L_{ad} = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] \quad \dots \quad (62)$$

Setzt man  $v_1 = 1$  cbm, so erhält man die Arbeit, bezogen auf 1 cbm des Gases im Anfangszustand, auch sie ist unabhängig von der Natur des Gases, wie bei der Isotherme.

Im Entropiediagramm wird die Adiabate dargestellt als eine Parallele zur Ordinatenachse.

Soll das Gas vom gegebenen Anfangsdruck  $p_1$  auf den kleinern Enddruck  $p_2$  gebracht werden, so lassen sich aus dem Entropiediagramm die zugehörigen Temperaturen  $T_1$  und  $T_2$  ablesen oder man kann unmittelbar  $T_1 - T_2$  abstechen. (Fig. 9.) Damit ist nach Gl. 60 der Wärmewert  $c_v(T_1 - T_2)$  der Expansionsarbeit bestimmt.

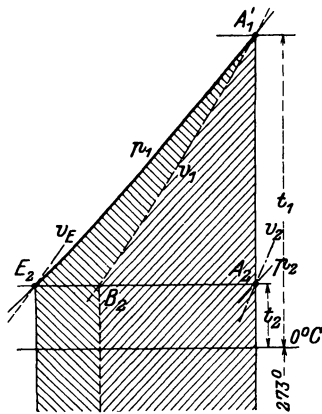


Fig. 9.

Wird umgekehrt von  $A_2$  nach  $A_1'$  verdichtet, so ist derselbe Wärmewert als Arbeit während des eigentlichen Verdichtungs Vorganges einzuführen.

Man erhält auch hier den Wärmewert der äußern Arbeit als das Produkt zweier Faktoren, von denen der eine  $(T_1 - T_2)$  unmittelbar aus der Entropietafel entnommen werden kann.

Die Berechnung von Potenzen mit gebrochenen Exponenten ist damit vermieden.

Für Rechnungen mit großen Temperaturgrenzen bietet sich der weitere Vorteil, daß die Veränderlichkeit der spezifischen Wärmen in der Tafel berücksichtigt wird, ohne die Rechnung umständlicher zu gestalten.

Der Wärmewert  $AL_{ad}$  der eigentlichen Verdichtungsarbeit ist in Fig. 9 dargestellt als Flächenstreifen unter der Linie  $A_1'B_2$  (//////). Dies ist aber nicht die gesamte zuzuführende Arbeit. Die Besprechung der Zustandsänderung bei konstantem Druck (Abschnitt 22) hat gezeigt, daß der Kompressor auch noch die Gleichdruckarbeit mit dem Wärmewert  $(c_p - c_v)(T_1 - T_2)$  zu leisten hat, die in Fig. 9 durch den Flächenstreifen zwischen  $A_1'E_2$  und  $A_1'B_2$  (\\\\\\\\\\\\) dargestellt ist.

Die Gesamtarbeit setzt sich daher zusammen aus der adiabatischen Kompressionsarbeit und der Gleichdruckarbeit, der Wärmewert beträgt folglich insgesamt  $c_p(T_1 - T_2)$ .

Diese Tatsache bleibt auch bestehen, wenn sich das Gas im Druckbehälter nicht auf die Anfangstemperatur abkühlt, sondern an der Verwendungsstelle sogar im Zustand  $A_1$ , also bei der hohen Temperatur arbeiten könnte. Der Grund

liegt darin, daß nach dem II. Hauptsatz der Wärmelehre die ganze Änderung der Größen  $p$ ,  $t$  und  $v$  einzig durch Arbeitsaufwand geschehen kann. Wird zunächst eine isothermische Kompression angewendet, so ist  $E_2$  der Endzustand, und die Fläche unter  $A_2E_2$  wird als Arbeit eingeführt, um den Enddruck  $p_1$  zu erhalten. Steigt aber bei der Kompression die Temperatur von  $T_2$  auf  $T_1$ , so kommt die Wärme fläche  $A_2E_2A_1'$  als Arbeit dazu, d. h. die Gesamtarbeit ist durch die Fläche unter  $A_1'E_2$  dargestellt, ihr Wärmewert beträgt in der Tat  $c_p (T_1 - T_2)$ , auch wenn das Gas in heißem Zustande verwertet wird.

Könnte an einen derart arbeitenden Luftkompressor unmittelbar eine verlustfreie Luftexpansionsmaschine angeschlossen werden, so würde darin die Zustandsänderung von  $A_1'$  nach  $A_2$  erfolgen und die ganze in den Kompressor eingeführte Arbeit, nämlich  $c_p (T_1 - T_2)$  würde wieder erhalten.

Man darf also mit Recht allgemein den Ausdruck  $c_p (T_1 - T_2)$  als „Wärmeinhalt“ des Gases im Zustand  $A_1$  gegenüber  $A_2$  bezeichnen.

## 25. Polytropische Zustandsänderung.

Die bisher behandelten Zustandsänderungen können als Sonderfälle eines allgemeinen Vorganges aufgefaßt werden, der abhängig ist von der Größe des Wärmeüberganges und von der Verteilung desselben während des Verlaufes.

Wird während der Verdichtung von  $A_2$  nach  $A_1$  (Fig. 8) Wärme entzogen, aber weniger, als zur isothermischen Verdichtung nötig ist, so liegt die Drucklinie im  $p v$ -Diagramm zwischen Isotherme und Adiabate.

Wird während der Verdichtung Wärme zugeführt, so verläuft die Drucklinie steiler als die Adiabate.

Da diese Linien ähnlich verlaufen, wie die Isotherme ( $p v = \text{Konst.}$ ) und die Adiabate ( $p v^k = \text{Konst.}$ ), so kann ihr Gesetz allgemein mit

$$p \cdot v^m = \text{Konst.} \dots \dots \dots (63)$$

anerkannt werden. Der Exponent  $m$  ist kleiner als  $k = \frac{c_p}{c_v}$ , wenn während der Kompression Wärme entzogen wird; wird aber Wärme zugeführt, so ist  $m$  größer als  $k$ .

Besonders einfach gestaltet sich die Behandlung, wenn zunächst angenommen wird, der Exponent  $m$  bleibe während des Verlaufes konstant.

Für diesen Fall können zur Bestimmung der eigentlichen Kompressionsarbeit die Gleichungen 61 und 62 benützt werden, wenn in ihnen statt  $k$  der neue Wert  $m$  gesetzt wird. Man erhält insbesondere

$$L_p = \frac{1}{m-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{R}{m-1} (T_1 - T_2) \dots \dots \dots (64)$$

Die während der Kompression abzuleitende Wärme ist nach der Grundgleichung 23

$$Q = c_v (T_2 - T_1) + A L_p = \left( \frac{A R}{m-1} - c_v \right) (T_1 - T_2) = c_v \frac{k-m}{m-1} \cdot (T_1 - T_2) \dots (65)$$

Man kann daher 
$$c = c_v \frac{k-m}{m-1}$$

als die spezifische Wärme der polytropischen Zustandsänderung auffassen.

Zu der eigentlichen Kompressionsarbeit (Gl. 64) kommt auch hier die Gleichdruckarbeit, so daß der Wärmewert der gesamten Verdichtungsarbeit den Betrag annimmt

$$A L = \frac{A R}{m-1} (T_1 - T_2) + (c_p - c_v) (T_1 - T_2) = \left( c_v \frac{k-m}{m-1} + c_p \right) (T_1 - T_2) \dots (66)$$



Aus der Gleichung der Polytrope erhalten wir den Exponenten  $m$ , wenn Anfang- und Endzustand des Gases bekannt sind ( $p_2, v_2$  und  $p_1, v_1$ ). Es ist auch nach Gl. 63

$$m = \ln \frac{p_1}{p_2} : \ln \frac{v_2}{v_1} \dots \dots \dots (67)$$

Einfacher und übersichtlicher gestaltet sich die Behandlung dieser Zustandsänderung unter Benützung des Entropiediagrammes. Die Polytrope mit unveränderlichem Exponenten  $m$  wird darin durch eine Gerade dargestellt, die von einem gegebenen Anfangspunkt schräg verläuft (Fig. 10).

Dehnt sich das Gas vom bekannten Anfangszustand ( $p_1, v_1, t_1$ ) derart aus, daß der Enddruck den kleinern Wert  $p_2$  annimmt, so erfolgt die Zustandsänderung adiabatisch von  $A_1$  nach  $D$ , wenn kein Wärmeübergang stattfindet; dabei wird die ganze Wärme  $A_1 E$  in Arbeit umgesetzt.

Wird dem Gas während der Ausdehnung diejenige Wärme von außen zugeführt, die in Arbeit verwandelt wird, so bleibt die Temperatur und damit der Wärmeinhalt unveränderlich. Diese Ausdehnung verläuft von  $A_1$  nach  $E_1$ . Wird aber weniger Wärme zugeführt, als zur isothermischen Ausdehnung nötig ist, so verläuft die Zustandsänderung zwischen der Isotherme  $A_1 E_1$  und der Adiabate  $A_1 D$  und kann je nach der Verteilung dieser Wärme irgendwelchen Verlauf nehmen. Durch diese Wärmezufuhr sinkt die Temperatur nicht so stark, wie bei der adiabatischen Ausdehnung. Bringt man die Wärme Gleichung

$$Q = c_v (T_2 - T_1) + A L_p$$

in die Form

$$A L_p = Q + c_v (T_1 - T_2),$$

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

Geschieht die Verteilung der Wärme  $Q$  derart, daß innerhalb der Änderung ein gleichbleibender Bruchteil des in Arbeit umgesetzten Wärmeinhaltes zugeführt wird, so verläuft die Änderung nach der Geraden  $A_1 A_2$  (Fig. 10).

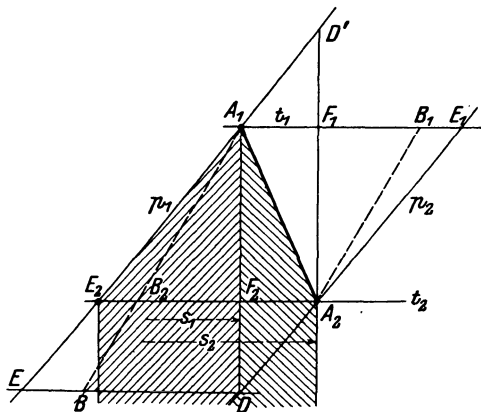


Fig. 10.

Der Endpunkt  $A_2$  ist bestimmt, sobald zum Druck  $p_2$  noch die Temperatur  $t_2$  oder das spez. Volumen  $v_2$  bekannt ist. Die während der Ausdehnung zugeführte Wärme ist als Flächenstreifen unter der Geraden  $A_1 A_2$  dargestellt (//////). Damit wird die Art dieser Wärmezufuhr sichtbar gemacht, denn teilt man die Fläche in schmale Streifen von gleicher Breite, so nehmen die mittleren Höhen der Streifen von  $A_1$  nach  $A_2$  stetig ab.

Die Größe dieser Wärme ergibt sich mit dem Entropiezuwachs  $S_2 - S_1$  der Punkte  $A_1$  und  $A_2$  als Inhalt des Trapezes unter  $A_1 A_2$

$$Q = (S_2 - S_1) \left( \frac{T_1 + T_2}{2} \right) \dots \dots \dots (68)$$

Zu dieser Wärme ist der Betrag  $c_v (T_1 - T_2)$  zu addieren, um die Expansions-

arbeit zu erhalten, hierzu kommt noch die Gleichdruckarbeit  $(c_p - c_v)(T_1 - T_2)$ , so daß die Gesamtarbeit bestimmt ist mit

$$AL = (S_2 - S_1) \left( \frac{T_1 + T_2}{2} \right) + c_p (T_1 - T_2) \quad \dots \dots \dots (69)$$

Das zweite Glied ist als Fläche unter  $A_1E_2$  dargestellt (/////////).

Diese Gleichung hat dieselben Bestandteile wie Gl. 66.

Man kann aus dem Entropiediagramm den Exponenten  $m$  herauslesen. Hierzu ist zu erinnern, daß die  $p$ -Linien der Tafel — wagerecht gemessen — in gleichen Abständen verlaufen. Ein Punkt der  $p_2$ -Linie ist von dem in gleicher Höhe liegenden Punkt der  $p_1$ -Linie um den Betrag  $-AR \ln \frac{p_2}{p_1}$  entfernt (siehe Gl. 40).

Daher ist in Fig. 10

$$A_1E_1 = A_2E_2 = -AR \ln \frac{p_2}{p_1}$$

Ebenso sind die  $v$ -Linien gleichlaufend, aber wagerecht verschoben, und zwar ist nach Gl. 39

$$A_1B_1 = A_2B_2 = AR \ln \frac{v_2}{v_1}$$

Das Verhältnis beider Strecken beträgt damit

$$\frac{A_1E_1}{A_1B_1} = \frac{A_2E_2}{A_2B_2} = \frac{\ln \frac{p_1}{p_2}}{\ln \frac{v_2}{v_1}} = m,$$

wie Gl. 67 zeigt.

Zieht man also durch  $A_1$  die  $p$ - und die  $v$ -Linie und bringt sie zum Schnitt mit der Wagerechten durch  $A_2$ , so ergeben sich zwei Abschnitte  $A_2E_2$  und  $A_2B_2$ , deren Verhältnis der Exponent  $m$  ist. Damit ist der Zusammenhang zwischen der Polytrope  $A_1A_2$  im Entropiediagramm und im  $p$  $v$ -Diagramm hergestellt.

Je schräger die Expansionslinie  $A_1A_2$  verläuft, je mehr sich also der Punkt  $A_2$  dem Punkt  $E_1$  nähert, desto mehr nähert sich die Polytrope der Isothermen. Verschiebt sich die Strecke  $A_1A_2$  ganz nach  $A_1E_1$ , so fällt  $B_1$  mit  $E_1$  zusammen, d. h. für die Isotherme wird  $m = 1$ .

Je steiler  $A_1A_2$  verläuft, je mehr also  $A_2$  an den Punkt  $D$  rückt, desto näher kommt die Polytrope der Adiabate. Fällt  $A_2$  mit  $D$  zusammen, so ergeben sich nach Gl. 39 und 40 für die Entropien der Punkte  $E$  und  $B$ , gemessen vom Punkt  $D$  aus, die Werte

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

das Verhältnis ist

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

womit der Exponent für die Gleichung der Adiabate gefunden ist.

Soll die umgekehrte Zustandsänderung stattfinden, d. h. soll die Luft vom Anfangszustand  $A_2$  auf den Enddruck  $p_1$  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 ganze der aufgewendeten Arbeit gleichwertige Wärme während des Verlaufes der Änderung durch das Kühlwasser entzogen wird.

Wird weniger Wärme entzogen, so steigt die Temperatur, aber doch nicht so hoch, als bei der adiabatischen Kompression von  $A_2$  nach  $D'$ . Die Zustandslinie  $A_2A_1$  verläuft alsdann schräg links aufwärts, und die unter ihr liegende Fläche



Da diese Arbeit größer ist als diejenige der adiabatischen, d. h. reibungsfreien Kompression zwischen denselben Druckgrenzen ( $A_2D$ ), so kann das Verhältnis beider Wärmewerte als Gütegrad oder adiabatischer Wirkungsgrad eingeführt werden, und zwar ist

$$\eta_{ad} = \frac{(t_a - t_2) c_p}{(t_1 - t_2) c_p} = \frac{A_2 D}{A_1 F}.$$

Man kann aus dem Entropie-Diagramm den Gütegrad unmittelbar abstechen, wenn die Zustandslinie  $A_2A_1$  gegeben ist. Umgekehrt ergibt sich für einen gewählten Gütegrad  $\eta_{ad}$  die Neigung der Geraden  $A_2A_1$ , wenn Anfangspunkt  $A_2$  und Enddruck  $p_1$  gegeben sind.

Benützt man die im Druckbehälter aufgespeicherte Luft zur Arbeitsleistung in einem Luftmotor, so ergibt sich im besten Fall eine adiabatische Expansion auf den Anfangsdruck  $p_2$ . Durch Wärmeaufnahme der ausgestoßenen Luft aus der Atmosphäre schließt sich der Kreisprozeß in  $A_2$  wieder. Geschieht aber die Verdichtung nach der Polytrope  $A_2A_1$  (Fig. 11), so wird die Verlustfläche wesentlich vergrößert, und zwar um den Flächenstreifen unter dem Stück  $A_1D$  der  $p_1$ -Linie. Um dieses Stück vergrößert sich der Nenner des Wirkungsgrades.

Will man den Kreisprozeß in umgekehrter Reihenfolge durchführen, so daß zuerst vom Anfangspunkt aus durch eine Abkühlung und nachfolgende adiabatische Verdichtung der Punkt  $E_2$  (Fig. 11) erreicht wird, so muß die Wärme-  
fläche unter  $E_2A_1$  zugeführt werden, um den Endzustand  $A_1$  zu erhalten. Soll nun die vorher als ungekühlter Kompressor benützte Maschine als Luftmotor verwendet werden, so geschieht die Ausdehnung im besten Fall adiabatisch von  $A_1$  nach  $F_2$ , womit aber der Anfangszustand  $A_2$  nicht erreicht ist. Tatsächlich verläuft die Expansion zufolge der Reibung in einer von  $A_1F_2$  nach rechts abweichenden Linie. Der Kreisprozeß ist also nicht umkehrbar.

Man erkennt, daß die Abweichung vom umkehrbaren Kreisprozeß durch die Strecke  $A_2F$  bedingt ist. Es ist dies dasjenige Stück, um das die Entropieänderung des Kompressors größer ist als die Entropieänderung des Luftmotors.

Wird die Luft im Zustand  $E_2$  im Luftmotor benützt, so ist, abgesehen von Verlusten, die Entropie  $A_2E_2$  des Kompressors gleich derjenigen  $E_2A_2$  des Luftmotors. Dieses Gesetz bleibt bestehen, wenn statt der adiabatischen Verdichtung eine andere umkehrbare Zustandsänderung verwendet wird.

Findet aber die nicht umkehrbare Zustandsänderung von  $A_2$  nach  $A_1$  (Fig. 11) statt, bei der die entstehende Reibungswärme die Abweichung von der Adiabate  $A_2D$  bewirkt, so ist die Entropie  $E_2F$  des Kompressors größer als die Entropie  $E_2A_2$  des Luftmotors.

Ist zwischen dem Druckbehälter und dem Motor eine Leitung eingeschaltet, so ist zufolge der Leitungswiderstände der Anfangsdruck im Motor kleiner als der Druck  $p_1$  im Druckbehälter. Der Anfangspunkt der Expansion rückt von  $E_2$  nach rechts, d. h. durch den Spannungsverlust in der Druckleitung nimmt die Entropie ebenfalls zu.

Vermehrt man in der Druckleitung künstlich die Widerstände derart, daß der Druck  $p_1$  auf  $p_2$  heruntergedrosselt wird, so verläuft diese nicht umkehrbare Zustandsänderung isothermisch von  $E_2$  nach  $A_2$ . Der Kreisprozeß ist damit geschlossen; ohne daß Arbeit verrichtet werden konnte. Die Entropie hat während der Drosselung um den ganzen Betrag  $E_2A_2$  zugenommen.

## Zweiter Teil.

# Kolbenkompressoren.

## A. Der Energieumsatz im Kolbenkompressor.

### 26. Arbeitsvorgang im idealen einstufigen Kompressor.

Der Idealprozeß entsteht dadurch, daß alle Nebeneinflüsse unberücksichtigt bleiben, durch die Abweichungen vom erstrebten Vorgang entstehen können.

Zur Erreichung desselben müssen folgende Annahmen gemacht werden:

a) Der ganze Zylinderinhalt werde vom Kolben während seiner Bewegung wirklich beschrieben, der schädliche Raum bleibe unberücksichtigt.

b) Das während des Ansaugens eintretende Gas zeige am Hubende im Zylinder denselben Zustand wie außerhalb desselben; Druck und Temperatur seien also bis zum Beginn der Kompression unverändert geblieben.

c) Die Kolbenreibung, Ventilwiderstände usw. seien zu vernachlässigen.

d) Das verdichtete Gas finde in einem Druckbehälter Aufnahme, in dem die Spannung unverändert bleibe. Der Behälter muß demnach als sehr groß gedacht werden oder der Verbrauch an Druckgas muß genau gleich der Liefermenge sein.

Betrachtet man unter diesen Umständen den Arbeitsvorgang, so wird beim Ausschieben des Kolbens aus seinem innersten toten Punkt das Gas in den Zylinder

eingeführt; das Hubvolumen  $V_1$  hat sich mit Gas vom Außendruck  $p_1$  und der Außentemperatur  $t_1$  angefüllt, wenn der Kolben in seine äußere Totlage gekommen ist.

Im  $p-v$ -Diagramm Fig. 12 ist dieses Einfüllen (Ansaugen) durch eine Parallele zur Abszissenachse dargestellt (Strecke  $D_1A_1$ ), der Druck  $p_1$  fällt mit dem Druck der äußeren Atmosphäre zusammen.

Beim Rückgang des Kolbens findet die Verdichtung statt, die im allgemeinen nach einer Polytrope verläuft. Hat der Druck im Zylinder den Gegendruck  $p_2$  erreicht, so öffnet sich das Druckventil (Punkt  $A_2$ ), und das verdichtete Gas wird vom Kolben bei unveränderlich bleibendem Druck in den Behälter ausgeschoben.

Ist der Kolben wieder in seine anfängliche Totlage angelangt, so wiederholt sich der Prozeß innerhalb derselben Druckgrenzen von neuem, falls vom Druckbehälter immer wieder dieselbe Gasmenge an die Verbrauchsstelle abfließt, die der Kompressor liefert (Beharrungszustand).

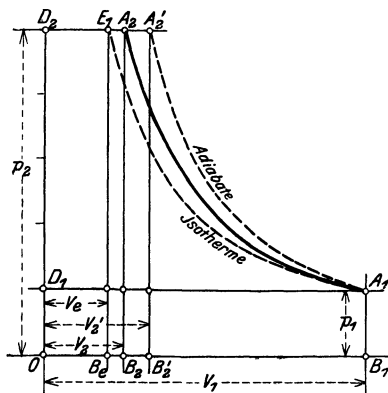


Fig. 12.

Die gesamte Kompressionsarbeit  $L$  wird im  $p v$ -Diagramm dargestellt als Fläche  $D_1 A_1 A_2 D_2$ . Sie setzt sich aus drei Stücken zusammen: der Ansaugarbeit (Rechteck  $O B_1 A_1 D_1$ ), der eigentlichen Kompressionsarbeit (Fläche  $B_2 B_1 A_1 A_2$ ) und der Ausstoßarbeit (Rechteck  $O B_2 A_2 D_2$ ). Letztere beiden haben gegenüber der ersteren entgegengesetzte Vorzeichen.

Zur Berechnung der Arbeit muß eine Annahme über die Zustandsänderung während der Kompression von  $A_1$  nach  $A_2$  gemacht werden.

a) **Isothermische Verdichtung von  $A_1$  nach  $E_1$ :**

$$L = p_1 V_1 \ln \frac{p_2}{p_1} + p_2 V_2 - p_1 V_1.$$

Nun ist  $p_2 V_2 = p_1 V_1,$

daher  $L = p_1 V_1 \ln \frac{p_2}{p_1} \dots \dots \dots (1)$

Will man die Gesamtarbeit für 1 cbm angesaugtes Gas berechnen, so ist in Gl. 1  $V_1 = 1$  cbm zu setzen. Soll aber die Arbeit auf  $V_2 = 1$  cbm des geförderteten Gases berechnet werden, so ist in Gl. 1 statt  $p_1$  der Wert  $p_2$  zu setzen.

Die Kompressionsarbeit  $L$ , bezogen auf 1 cbm, ist für alle Gase gleich groß.

Will man die Arbeit für 1 kg Gas berechnen, so ist in Gl. 1 statt  $V_1$  das spezifische Volumen  $v_1$  zu setzen.

b) **Adiabatische Verdichtung von  $A_1$  nach  $A_2'$ :** Nach Früherem hat der Wärmewert der eigentlichen Verdichtungsarbeit (Fläche  $B_2' B_1 A_1 A_2'$ ) den Betrag  $c_v(T_2 - T_1)$ . Damit ist die Gesamtarbeit für 1 kg Gas:

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

Mit den Zustandsgleichungen

$$p_1 v_1 = R T_1 \text{ und } p_2 v_2 = R T_2$$

und der Gleichung

$$c_v = \frac{A R}{k - 1}$$

wird

$$L = \frac{c_v}{A R} (p_2 v_2 - p_1 v_1) + p_2 v_2 - p_1 v_1$$

$$L = \frac{k}{k - 1} (p_2 v_2 - p_1 v_1) \dots \dots \dots (2)$$

mit

$$c_p = c_v + A R$$

$$L = \left( \frac{c_v}{A} + R \right) (T_2 - T_1) = \frac{c_p}{A} (T_2 - T_1) \dots \dots \dots (3)$$

endlich folgt aus Gl. 2 eine dritte Form

$$L = \frac{k R}{k - 1} (T_2 - T_1) = \frac{k T_1 R}{k - 1} \left( \frac{T_2}{T_1} - 1 \right)$$

$$L = \frac{k}{k - 1} p_1 v_1 \left[ \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \dots \dots \dots (4)$$

Setzt man in Gl. 4 statt des spezifischen Volumens  $v_1$  das Gesamtvolumen  $V_1$ , so erhält man die Gesamtarbeit; wird  $V_1 = 1$  cbm eingeführt, so ergibt sich die Arbeit für 1 cbm angesaugtes Gas. Diese Gleichungen gelten für unveränderliche Werte von  $c_v$  und  $c_p$ .



Zahlentafel 4.  
Wärmewerte der Arbeiten für 1 kg Luft.

Anfangszustand  $p_1 = 1 \text{ atm}$ .  $t_1 = 20^\circ \text{ C}$   $v_1 = 0,86 \text{ cbm/kg}$ .

Druckverhältnis $\frac{p_2}{p_1}$	2	4	6	8	10	12
Adiabatische Endtemperatur $t_2^1$ °C	83	156	204	241	270	293
Spezifische Wärme $c_p$ . . . . WE	0,24	0,241	0,242	0,243	0,243	0,244
$A L_{ad} = c_p(t_2' - t_1)$ . . . . WE	15,12	32,77	44,53	53,7	60,75	66,6
Entropieunterschied . . . . $\Delta S$	0,0474	0,095	0,1224	0,1422	0,1579	0,1704
$A L_{is} = \Delta S \cdot T_1$ . . . . WE	13,8	27,83	35,86	41,66	46,2	49,9
Verhältnis $L_{is} : L_{ad}$ . . . . v. H.	92	85	80,5	77,5	76	73,8

ersichtlich, sinkt mit zunehmendem Druckverhältnis das Verhältnis beider Arbeiten. In Fig. 14 sind die gefundenen Hauptwerte aufgezeichnet, um den Verlauf derselben sichtbar zu machen. Man erkennt, daß die adiabatische Arbeit sich um so weniger über die isothermische erhebt, je kleiner das Druckverhältnis gewählt wird.

15. Beispiel: Ein Kompressor sauge 100 cbm/min Wasserstoff von  $20^\circ \text{ C}$  an und verdichte das Gas von 1 atm. auf 8 atm. absol. Es soll die Kompressionsarbeit bei adiabatischer und isothermischer Verdichtung berechnet werden.

Diese Aufgabe läßt sich mit der Entropietafel für Luft lösen, wenn die aus ihr gewonnenen Wärmewerte mit der Zahl  $m_0 : m$  multipliziert werden.

Hierin bedeutet  $m_0 = 28,95$  (scheinbares Molekulargewicht der Luft) und  $m = 2$  das Molekulargewicht des Wasserstoffes.

Man erhält unter Benutzung der Zahlentafel 4 in Beispiel 14

$$A L_{ad} = 53,7 \frac{28,95}{2} = 777,2 \text{ WE/kg}$$

$$A L_{is} = 41,66 \frac{28,95}{2} = 603 \text{ WE/kg}$$

Der Wärmewert der Kompressionsarbeit, bezogen auf 1 kg Wasserstoff, ist also sehr groß.

Für das spezifische Volumen im Anfangszustand ist

$$p_1 = 1 \text{ atm.} \quad t_1 = 20^\circ \text{ C} \quad R = 422,6$$

$$v_1 = \frac{422,6 \cdot 293}{10000} = 12,48 \text{ cbm/kg,}$$

das angezogene und geförderte Gewicht beträgt daher

$$G = \frac{V}{60 \cdot v_1} = \frac{100}{60 \cdot 12,48} = 0,1336 \text{ kg/sek,}$$

damit ergeben sich die Betriebsleistungen

$$N_{ad} = \frac{777,2 \cdot 427 \cdot 0,1336}{75} = 591 \text{ PS}$$

$$N_{is} = 0,775 N_{ad} = 458 \text{ PS.}$$

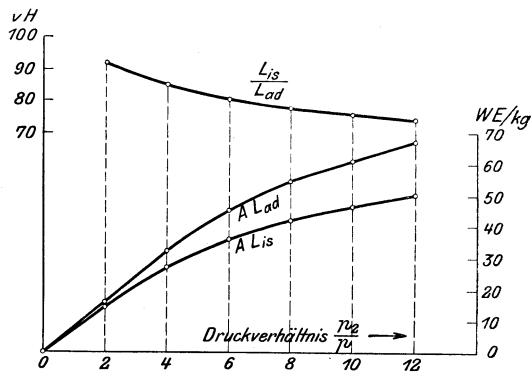


Fig. 14.



Rechnet man die Wärmewerte auf 1 cbm Ansaugvolumen um, so ist

$$AL_{ad} = 777,2 : 12,48 = 62,3 \text{ WE/cbm}$$

$$AL_{is} = 603 : 12,48 = 48,4 \text{ WE/cbm.}$$

Soll derselbe Kompressor für Luft benützt werden, so kann er dasselbe Volumen ansaugen. Das geförderte Luftgewicht ist aber größer im Verhältnis der spezifischen Volumen von Wasserstoff und Luft im Ansaugzustand (oder  $m_o : m$ ); daher

$$G = \frac{100}{60 \cdot 0,86} = 1,94 \text{ kg/sek.}$$

Ferner ist aus Zahlentafel 14 für Luft  $AL_{ad} = 53,7 \text{ WE/kg}$ , folglich

$$N_{ad} = \frac{53,7 \cdot 427 \cdot 1,94}{75} = 591 \text{ PS,}$$

d. h. die Arbeit ist genau gleich groß, wie beim Pressen von Wasserstoff auf 8 Atm., da dasselbe Volumen auf gleiche Art vom Anfangs- zum Endzustand gebracht wird.

16. Beispiel: In Fig. 13 ist die Polytrope zwischen den Pressungen  $p_1 = 1 \text{ Atm.}$  und  $p_2 = 4 \text{ Atm.}$  gezeichnet. ( $t_1 = 20^\circ$ ,  $v_1 = 0,86$ , trockene Luft.) Legt man durch  $A_2$  die  $v_2$  Linie, so finden sich im Maßstab der II. Entropietafel<sup>1)</sup> die Abschnitte  $A_1 E_1$  und  $A_1 B_1$

$$m = A_1 E_1 : A_1 B_1 = 120 : 96 = 1,25,$$

womit die Kompressionsarbeit nach Gl. 4 berechnet werden kann, wenn  $m$  statt  $k$  eingesetzt wird.

Kürzer ist mit Benützung der Entropietafel

$$AL_p = c_p (t_2 - t_1) + (S_2 - S_1) \frac{T_1 + T_2}{2} = 0,2385 (110,5 - 20) + 0,0288 \cdot 338,2$$

$$= 21,58 + 9,74 = 31,32 \text{ WE/kg.}$$

Während der Verdichtung sind 9,74 WE/kg abzuführen.

Aus Zahlentafel 4 ist für das vorliegende Druckverhältnis 4 : 1

$$AL_{ad} = 32,77 \text{ WE, daher } L_p : L_{ad} = 95,5 \text{ v. H.,}$$

d. h. durch die teilweise Kühlung wird der Energiebedarf um 4,5 v. H. verkleinert.

## 27. Idealer mehrstufiger Kompressor mit vollkommener Zwischenkühlung.

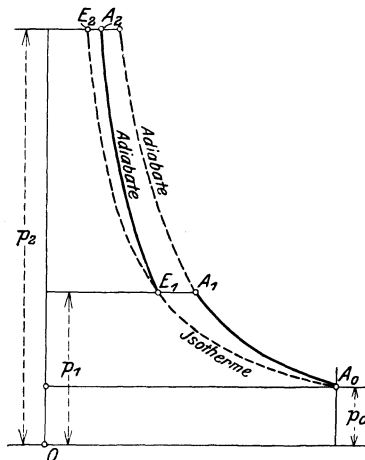


Fig. 15.

Wie Zahlentafel 4 zeigt, ist bei adiabatischer Verdichtung die Endtemperatur um so größer, je größer das Druckverhältnis ist; ebenso wächst mit ihm der Arbeitsbedarf gegenüber dem isothermischen Vorgang.

Teilt man indessen den Prozeß in zwei oder mehr Stufen und kühlt das aus dem ersten Zylinder austretende Gas auf die Anfangstemperatur ab, so kann die Verdichtung innerhalb derselben Temperaturgrenzen im zweiten Zylinder zu Ende geführt werden. In Fig. 15 ist eine solche Verdichtung für einen zweistufigen Kompressor im  $p$ - $v$ -Diagramm dargestellt. Das Gas wird im Niederdruckzylinder von  $A_0$  nach  $A_1$  verdichtet, dann im Zwischenkühler auf die Anfangstemperatur  $t_0$  bei gleich-

<sup>1)</sup> siehe Ostertag, die Entropietafel für Luft usw. (vgl. Anmerkung auf Seite 20).

bleibendem Druck abgekühlt, so daß der Anfangspunkt  $E_1$  für die nächste Stufe auf der Isothermen durch  $A_0$  liegt. Im Hochdruckzylinder erreicht das Gas den verlangten Enddruck  $p_3$ .

Bequemer zeigt sich die Benützung der Entropietafel; das aus ihr entnommene Diagramm ist in Fig. 16 dargestellt für einen dreistufigen Kompressor mit zwei Zwischenkühlern.

Die Einteilung der Druckstufen kann im allgemeinen in beliebiger Weise vorgenommen werden; doch ist es zweckmäßig, nicht nur die Anfangspunkte  $A_0, E_1, E_2$ , sondern auch die Endpunkte  $A_1, A_2, A_3$  in gleicher Höhe zu erhalten, damit

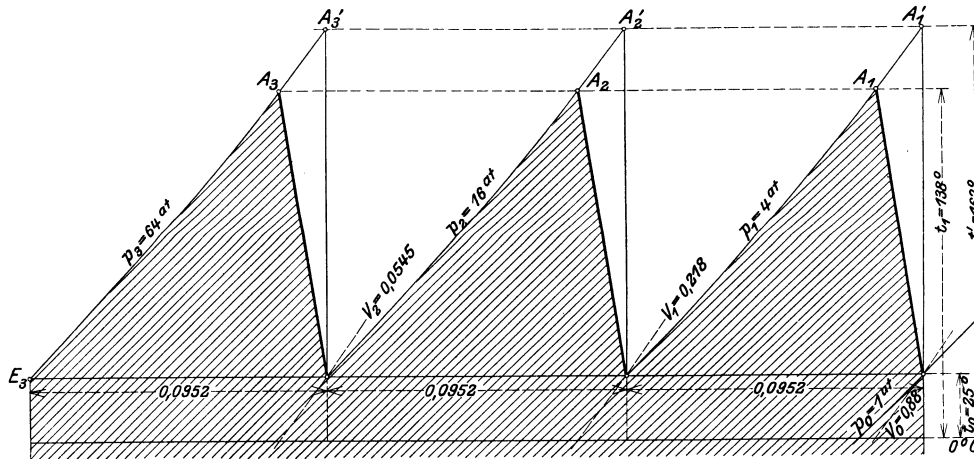


Fig. 16.

in jedem Zylinder dieselbe Temperaturzunahme  $t_1 - t_0$  stattfindet. In diesem Fall wird die Gesamtentropie  $A_0 E_3$  zwischen den Drücken  $p_0$  und  $p_3$  von den Linien  $p_1$  und  $p_2$  in drei gleichen Teilen geschnitten, womit die Zwischendrucke  $p_1$  und  $p_2$  gefunden sind.

Aus dem Begriff der Entropie folgt alsdann

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{p_2}{p_1} = \frac{p_3}{p_2} = x = \text{Konst.} \dots \dots \dots (9)$$

woraus das Druckverhältnis einer Stufe

$$x = \sqrt[3]{\frac{p_3}{p_0}} \dots \dots \dots (10)$$

Jeder Zylinder arbeitet mit demselben Druckverhältnis und verlangt dieselbe Arbeit, dargestellt durch die Wärmefläche unter dem Linienzug  $A_0 A_1 E_1$ .

Für den dreistufigen Kompressor ist der Wärmewert der gesamten Arbeit

$$Q = 3 \cdot c_p (t_1 - t_0) \dots \dots \dots (11)$$

Da die Anfangspunkte  $A_0, E_1$  und  $E_2$  der Einzelverdichtungen auf der Isotherme  $A_0 E_3$  liegen, folgt aus der Entropiegleichung für die zugehörigen spezifischen Volumen

$$x = \frac{v_0}{v_1} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{v_2}{v_3}.$$

Hierin ist  $v_0 : v_1$  das Volumverhältnis des Niederdruck- zum Mitteldruckzylinder,  $v_1 : v_2$  das Verhältnis des Mitteldruck- zum Hochdruckzylinder; bei gleichem Hub sind dies auch die Querschnittsverhältnisse.

17. Beispiel: Für einen Dieselmotor soll Preßluft von 64 Atm. abs. in einer Menge von  $G = 100$  kg/st hergestellt werden.

Der Anfangszustand  $A_0$  (Fig. 16) sei gegeben durch

$$p_0 = 1 \text{ Atm.} \quad t_0 = 25^\circ \text{ C} \quad v_0 = 0,88 \text{ cbm/kg.}$$

Das Druckverhältnis bei vollkommener Zwischenkühlung auf die Anfangstemperatur beträgt

$$x = \sqrt[3]{64} = 4,$$

damit ist

$$\begin{aligned} p_1 &= 4 \text{ Atm.} & p_2 &= 16 \text{ Atm.} & p_3 &= 64 \text{ Atm.} \\ v_1 &= 0,218 & v_2 &= 0,0545 \text{ cbm/kg.} \end{aligned}$$

Erfolgen die Verdichtungen in den drei Zylindern adiabatisch, so ist für jede derselben die Endtemperatur aus der Entropietafel

$$t_1' = t_2' = t_3' = 162^\circ \text{ C.}$$

Mit  $c_p = 0,24$  ist der Wärmewert der Arbeit für 1 kg Luft

$$Q_{ad} = 0,24 (162 - 25) \cdot 3 = 98,6 \text{ WE}$$

und die „indizierte“ Leistung

$$N_{ad} = \frac{98,6 \cdot 427 \cdot 100}{3600 \cdot 75} = 15,6 \text{ PS.}$$

Bei isothermischer Kompression ( $A_0 E_3$ ) ist

$$Q_{is} = 3 \cdot 0,0952 \cdot 298 = 85,1 \text{ WE,}$$

daher

$$Q_{is} : Q_{ad} = 85,1 : 98,6 = 0,864.$$

## 28. Der wirkliche Verlauf der Kompression.

Bei Kolbenkompressoren wird die tatsächliche Gestalt der Kompressionslinie durch Abnahme des Indikator-Diagrammes erhalten. Diese Linie ist bei Verwendung eines Kühlmantels eine Polytrope. Durch Einzeichnen der Isotherme und der Adiabate durch den Anfangspunkt der Verdichtung läßt sich einigermaßen erkennen, wieviel die wirkliche Zustandslinie von den genannten idealen Linien abweicht (siehe Fig. 12).

Einen genaueren Einblick in die tatsächlichen Verhältnisse gewährt die Entropietafel.

Zur Übertragung der Linie aus dem Indikatorgramm in das Entropiediagramm kennt man aus dem ersteren die Drücke und die Volumverhältnisse der einzelnen Punkte. Hierzu ist nur noch nötig, eine Temperatur zu kennen (z. B. für den Anfangspunkt  $A_0$  den Wert  $t_0$ ), um daraus das wirkliche spezifische Volumen  $v_0$  zu berechnen, dann ergeben sich mit diesem und den Verhältnissen alle andern, so daß ein punktweises Eintragen erfolgen kann.

Soll während der Verdichtung vom Gas an das Kühlwasser Wärme übergehen, so ist dazu ein Temperaturunterschied der warmen Gase gegenüber dem Kühlwasser nötig. Der Wärmedurchgang wächst mit diesem Unterschied, er ist daher zu Beginn der Kompression nur klein und macht sich erst fühlbar, wenn die Temperatur des Gases im Innern genügend gestiegen ist. Die Polytrope von  $A_0$  nach  $A_1$  (Fig. 17) verläuft deshalb überhaupt nicht geradlinig, sondern sie schmiegt sich anfänglich an die Adiabate an, um erst bei höheren Temperaturen von ihr weg nach links abzubiegen.

Der gewöhnlich angenommene geradlinige Verlauf der Polytrope ist also nur ein Näherungsverfahren, bei dem die Wärmeflächen der krummlinigen und der geradlinigen Polytrope gleichgroß ausfallen sollen. Für die Rechnung bedeutet diese Tatsache einen Exponenten  $m$  in der Gleichung der Polytrope, der nicht konstant bleibt.

Nun wird die Zustandsänderung weiter beeinflusst durch die Kolbenreibung. Ist  $D$  der Durchmesser des Zylinders,  $b$  die Breite eines Kolbenringes,  $i$  die Anzahl der Ringe,  $p$  der auf die Mantelfläche gleichmäßig verteilte Flächendruck,  $G_k$  das Gewicht des Kolbens und  $\mu$  die Reibungsvorzahl, so beträgt die Kolbenreibung

$$R = i\pi D b \mu + G_k \cdot \mu \quad \dots \quad (12)$$

Mit der mittleren Kolbengeschwindigkeit  $c_m$  erhält man den Wärmewert der Reibungsarbeit, bezogen auf 1 kg Gas.

$$Q_r = \frac{R c_m}{G} A \quad \dots \quad (13)$$

Diese in Form von Arbeit zugeführte Wärme kann bewirken, daß die tatsächliche Zustandslinie anfänglich rechts von  $A_0 A_1'$  ansteigt, um erst bei höheren Temperaturen nach links abzubiegen. Zieht man an diese Linie  $A_0 A_1''$  (Fig. 17) eine senkrechte Tangente, so bedeutet der Flächenstreifen unter der Zustandslinie von  $A_0$  bis zum Berührungspunkt  $H$  den Mehrbetrag an Wärme, die der Reibungsarbeit entspricht. Er ist mit einem Entropiezuwachs gleich der Breite des Streifens verbunden.

Die Gesamtarbeit ist begrenzt durch diese Tangente, durch das Kurvenstück  $H A_1''$ , durch die  $p_1$ -Linie  $A_1'' E_1$  und die Senkrechte durch  $E_1$ .

Wird der Kompressor zweistufig ausgeführt, wie dies in Fig. 17 vorausgesetzt ist, so kann meistens die Zwischenkühlung nicht auf die Anfangstemperatur der ersten Stufe erfolgen, sondern die Temperatur  $t_0'$  bei Beginn der zweiten Stufe ist höher. Ferner vermindert sich der Anfangsdruck  $p_1'$  gegenüber dem Enddruck  $p_1$  der ersten Stufe, indem der Unterschied durch Drosselung im Zwischenkühler und in den Steuerungskanälen verloren geht. Daher rückt der Anfangspunkt  $B_1'$  der zweiten Stufe etwas nach rechts von  $B_1$ , da der Spannungsabfall  $p_1 - p_1'$  einen Entropiezuwachs bedingt. Im übrigen wird der Verlauf der Kompression in der zweiten und in allfälligen weiteren Stufen in derselben Weise erfolgen, wie in der ersten. Man erkennt, daß die Wärmeflächen einander überdecken und zwar um den Entropiezuwachs durch Drosselung und durch Reibungswärme.

Aus der Lage der Linie  $A_0 A_1''$  gegenüber der Adiabaten  $A_0 A_1'$  ist ersichtlich, daß für angenäherte Berechnung der Kolbenkompressoren die Annahme einer adiabatischen Kompression gerechtfertigt erscheint; damit ist die stillschweigende Voraussetzung gemacht, die Zylinderkühlung reiche gerade zur Ableitung der Wärme der Kolbenreibung aus. Für die Bestimmung der Gesamtarbeit des zweistufigen Kompressors kommt zur Wärmefläche unter dem Linienzug  $H A_1'' E_1$  die

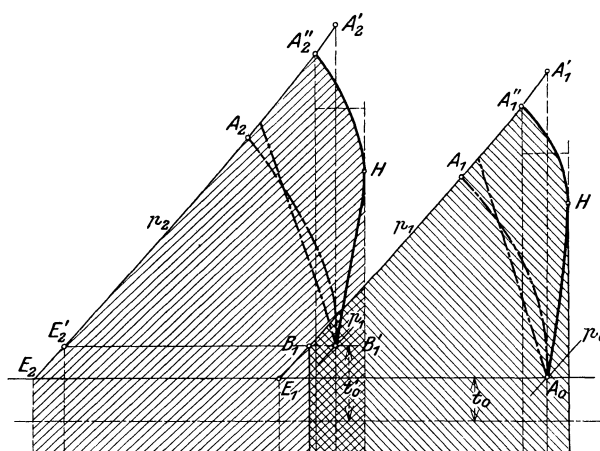


Fig. 17.

zweite ähnliche Fläche für die Hochdruckstufe; sie liegt unter der Linie  $A_2''E_2'$  und ist rechts von den Tangenten an die Kurve  $B_1'A_2''$  abgegrenzt.

Sollen die Einzellarbeiten in beiden Druckstufen gleichgroß sein, so muß zur Erreichung gleichgroßer Wärmeflächen das Druckverhältnis im Niederdruckzylinder etwas größer gemacht werden, als im Hochdruckzylinder. Man erhält dadurch zugleich den weiteren Vorteil, daß die Temperaturen am Ende der Kompression wenig voneinander verschieden sind, obschon die Anfangstemperaturen stärker voneinander abweichen. Die Punkte  $A_1''$  und  $A_2''$  können auf gleiche Höhe kommen, während  $B_1'$  höher liegt als  $A_0$ .

Die Berechnung der Gesamtarbeit kann auch derart vor sich gehen, daß man die erste Fläche nur bis  $B_1$  zählt, die zweite dagegen bis  $E_2$ ; denn der Flächenstreifen unter  $B_1E_1$  ist gleichgroß wie der unter  $E_2'E_2$ .

18. Beispiel: Von dem abgenommenen Indikator diagramm eines Verbundkompressors<sup>1)</sup> sollen die Kompressionslinien in die Entropietafel eingetragen werden.

Der Anfangszustand der Luft sei bekannt durch

$$p_0 = 1 \text{ Atm.} \quad t_0 = 23^\circ \quad v_0 = 0,87 \text{ cbm/kg.}$$

Durch die Zwischenkühlung werde die Luft auf  $t_0' = 25^\circ \text{ C}$  abgekühlt.

Man kann nun zu einigen gewählten Ordinaten  $p$  des Indikator diagramms die zugehörigen Abszissen der Kompressionslinie abstechen und sie vergleichen mit der größten Abszisse des Diagrammes, die dem bekannten spezifischen Volumen  $v_0$  entspricht. Im Niederdruckdiagramm gehört zur größten Abszisse 95,5 mm das spezifische Volumen 0,87; für eine andere Ordinate 1,5 Atm. und ihre zugehörige Abszisse 73 mm beträgt beispielsweise das spezifische Volumen  $0,87 \cdot \frac{73}{95,5} = 0,665$  und mit der Zustandsgleichung ihre Temperatur  $69^\circ \text{ C}$ .

In der Hochdruckstufe ist der Anfangspunkt gegeben durch  $t_0' = 25^\circ$  und  $p_1' = 2,52 \text{ Atm.}$ , damit wird  $v_0' = 0,346 \text{ cbm/kg}$  (aus der Zustandsgleichung), entsprechend einer Abszisse von 39 mm. Die andern spezifischen Volumen bestimmen sich wie vorhin aus den Abszissenverhältnissen.

Auf diese Weise erhält man die in Zahlentafel 5 zusammengestellten Werte, die, in das Entropiediagramm eingetragen, das in Fig. 18 dargestellte Bild ergeben.

Zahlentafel 5.

Niederdruckzylinder				Hochdruckzylinder			
Ordinaten Atm.	Abszissen mm	$v$ cbm	$t$ ° C	Ordinaten Atm.	Abszissen mm	$v$ cbm	$t$ ° C
1	95,5	0,87	23	2,52	39	0,346	25
1,5	73	0,665	69	3,0	35,5	0,315	49
2	60	0,546	100	4,0	29,5	0,262	84
2,75	47	0,428	129	5,0	25,5	0,222	106
				6,0	21,5	0,191	118
				7,1	19,0	0,168	130

Beide Kompressionslinien steigen rechts von der Senkrechten durch die Anfangspunkte und biegen erst bei höherer Temperatur nach links um, die Mantelkühlung hat in diesem Fall wenig Bedeutung während des eigentlichen Verdichtungs Vorganges.

<sup>1)</sup> Diagramm des Kompressors von Pokorny & Wittekind, S. 81, Fig. 93.

Für die Berechnung der Arbeit können vier Flächenstreifen gebildet werden:  
Die beiden unter den Strecken  $A_1''B_1$  und  $A_2''E_2$  liegenden Flächen betragen  
(Fig. 17 und 18)

$$0,2385 (129 - 25) + 0,2385 (130 - 23) = 50,3 \text{ WE.}$$

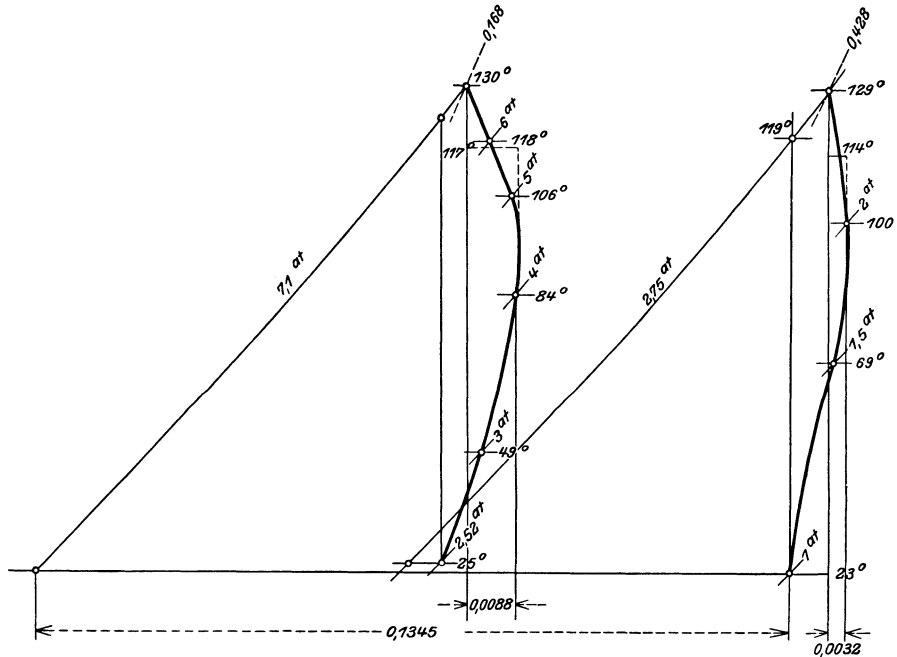


Fig. 18.

Die beiden andern Flächenstreifen werden begrenzt durch die senkrechten Tangenten an die Kompressionslinien und die Senkrechten durch die obersten Punkte; die mittleren Ordinaten ergeben die Rechtecke

$$0,0088 (273 + 117) + 0,0032 (273 + 114) = 4,7 \text{ WE.}$$

Die Gesamtfläche ist daher

$$Q = 50,3 + 4,7 = 55 \text{ WE.}$$

Es soll nun eine Luftmenge von 8000 cbm/st angesogen werden, das sekundliche Fördergewicht ist daher

$$G = \frac{8000}{0,87 \cdot 3600} = 2,56 \text{ kg/sek}$$

und die „indizierte“ Leistung

$$N_i = \frac{Q \cdot 427 \cdot G}{75} = \frac{55 \cdot 427 \cdot 2,56}{75} = 802 \text{ PS.}$$

Bei isothermischer Verdichtung ist

$$Q_{is} = 0,1345 (273 + 23) = 39,2 \text{ WE,}$$

demnach beträgt der isothermische Wirkungsgrad (Abschnitt 33), verglichen mit der indizierten Leistung

$$\eta_{is} = 39,2 : 55 = 0,714.$$

Bei idealer adiabatischer Verdichtung in zwei Stufen und vollkommener Kühlung auf die Anfangstemperatur ist

$$Q'_{ad} = 2 \cdot 0,24 (119 - 23) = 46 \text{ WE}$$

$$Q'_{ad} : Q_{ad} = 46 : 55 = 0,836,$$

d. h. die tatsächliche indizierte Betriebsarbeit ist zufolge der Kolbenreibung und des Spannungsverlustes im Zwischenkühler größer als die ideale adiabatische Verdichtungsarbeit.

### 29. Volumetrischer Wirkungsgrad.

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 Menge erfolgen kann, muß dieses Restgas sich ausdehnen, bis der Ansaugedruck erreicht ist.

Diese Expansion kann man zunächst an idealen Verhältnissen betrachten. Sie entstehen unter der Annahme, daß sich das Restgas aus dem Zustand am Ende der Kompression ( $A_2$ , bzw.  $A_2'$  Fig. 19 und 20) nach demselben Gesetz auf den Anfangszustand  $A_0$  ausdehnen kann, nach dem die Kompression vor sich gegangen ist. Im Entropiediagramm (Fig. 20) durchläuft dann die Restmenge dieselbe Kurve  $A_2A_1$  abwärts, gibt also dieselbe Arbeit wieder ab, die zu ihrer Kompression nötig war.

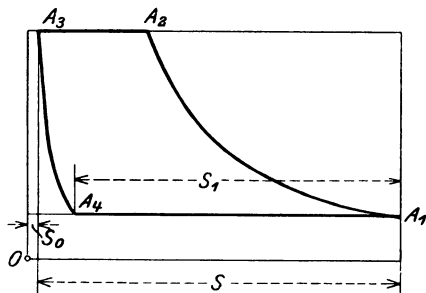


Fig. 19.

Der schädliche Raum hat in diesem Fall auf den Energiebedarf keinen Einfluß (abgesehen von der Beeinflussung des mechanischen Wirkungsgrades). Der Vorgang läßt sich so vorstellen, als ob zwei Mengen im Zylinder nebeneinander verdichtet würden, von denen die wirk-

lich geförderte Menge auf dem Wegstück  $s_1$  (Fig. 19) angesogen und auf dem Wegstück  $A_2A_3$  fortgedrückt würde, während der andere Teil als Restluft stets im Zylinder bleibt und den Kreisprozeß  $A_1A_2A_3A_4$  wiederholt zurücklegt.

Wie aus Fig. 19 ersichtlich, besteht der Einfluß des schädlichen Raumes darin, daß sich nicht das ganze Hubvolumen mit neuem Gas anfüllen kann, sondern daß das Ansaugvolumen nur den Betrag  $s_1$  gegenüber dem ganzen Volumen  $s$  annimmt. Man nennt nun das Verhältnis

$$\lambda_0 = \frac{s_1}{s}$$

den volumetrischen Wirkungsgrad. Er bestimmt sich durch Abmessen der Strecken  $s_1$  und  $s$  im indizierten oder im gezeichneten  $p v$ -Diagramm.

Geschieht die Expansion nach einer gewöhnlichen Polytrope ( $m = \text{Konst.}$ ), so kann aus Fig. 19 abgeleitet werden

$$p_1 (s + s_0 - s_1)^m = p_2 s_0^m,$$

woraus

$$\lambda_0 = 1 - \left(\frac{s_0}{s}\right) \left[ \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{1}{m}} - 1 \right] \dots \dots \dots (14)$$

oder

$$\lambda_0 = 1 - \left(\frac{s_0}{s}\right) \left[ \frac{v_4}{v_3} - 1 \right] \dots \dots \dots (15)$$

worin  $v_3$  das spezifische Volumen zu Beginn, und  $v_4$  dasjenige am Ende der Expansion bedeutet. Beide Werte können aus der Entropietafel entnommen werden.

Das Verhältnis des schädlichen Raumes zum Hubvolumen  $s_0:s$  ist am ausgeführten Kompressor abzumessen (durch Wasserfüllung), oder aus der Zeichnung des Zylinders zu entnehmen.

Der volumetrische Wirkungsgrad ist vom Druckverhältnis abhängig und zwar nimmt er mit Wachsen dieses Verhältnisses rasch ab. Daher bieten zwei- und mehrstufige Kompressoren außer den bereits genannten den weiteren Vorteil, daß das Druckverhältnis in ein und demselben Zylinder genügend klein gehalten werden kann, um einen zulässigen Wert von  $\lambda_0$  zu erhalten.

Bei gleichen Druckverhältnissen und gleichen schädlichen Räumen ist  $\lambda_0$  für alle Stufen gleich groß.

Wird im Hochdruckzylinder ein größeres Druckverhältnis angewendet als im Niederdruckzylinder, so entsteht kein Nachteil, wenn im ersteren Zylinder der schädliche Raum vermindert werden kann. Geschieht dies im gleichen Verhältnis, so bleibt  $\lambda_0$  gleich groß.

19. Beispiel: Für  $m = 1$  (isothermische Expansion) und  $s_0 : s = 5$  v. H. erhält man nach Gl. 14 bei verschiedenen Druckverhältnissen

$p_2 : p_1 =$	2	4	6	8	10
$\lambda_0 =$	0,95	0,85	0,75	0,65	0,55

Für  $s_0 : s = 3$  v. H. und  $p_2 : p_1 = 8$  ist (Fig. 21)

einstufig		zweistufig	
$m =$	1	1	1,4
$\lambda_0 =$	0,79	0,899	0,967

Betrachtet man die wirklichen Verhältnisse bei der Expansion der Restluft, so ist leicht einzusehen, daß die Expansionslinie mit der Kompressionslinie im Entropiediagramm nicht zusammenfallen kann (Fig. 20). Eine Abweichung entsteht schon dadurch, daß sich das Gas vom Beginn bis zum Ende des Ausstoßens im Zylinder etwas abkühlt, so daß die Expansion im Punkt  $A_3$  beginnt, der etwas

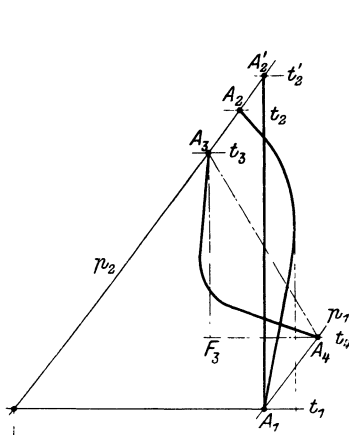


Fig. 20.

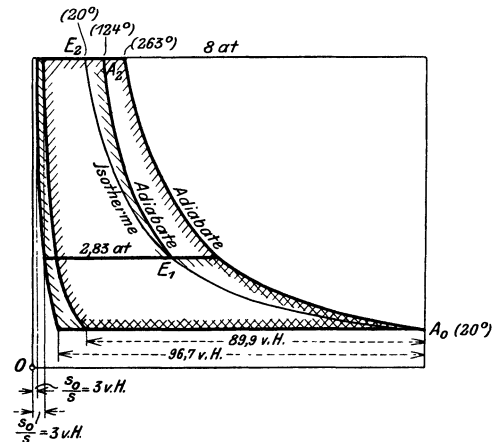


Fig. 21.

tiefer als  $A_2$  liegt. Von dort verläuft die Linie zunächst links von der Adiabaten  $A_3F_3$ , solange das Gas noch wärmer ist als die Wandung und daher Wärme abgeben kann. Die Expansionslinie biegt aber bald nach rechts um, indem das sich rasch abkühlende Gas nunmehr Wärme von den Wandungen aufnimmt. Diese Wärmeaufnahme ist ziemlich bedeutend, da die Oberfläche (Zylinderdeckel) gegenüber dem Rauminhalt groß ist; daher liegt der Endpunkt  $A_4$  der Expansion verhältnismäßig hoch über  $A_1$ .



Die Expansionslinie kann durch Übertragung der entsprechenden Punkte des Indikatordiagrammes in das Entropiediagramm gewonnen werden. Allerdings ist es bei den kleinen Volumverhältnissen schwierig, diese Aufgabe genau durchzuführen. Deshalb wird meistens die Expansionslinie  $A_3A_4$  geradlinig gezeichnet nach dem einfachen Gesetz  $pv^m = \text{Konst.}$  und  $m = 1$  bis  $m = 1,1$  gesetzt<sup>1)</sup>. Zur Berechnung der Expansionsarbeit wird aber genauer der Linienzug  $A_3F_3A_4$  (Fig. 20) als richtig angesehen. Bei dem unbedeutenden Einfluß dieser Arbeit auf das Gesamtergebnis ist diese Unsicherheit nicht von Belang. Aus der Arbeitsfläche zeigt sich übrigens, daß trotz des tieferliegenden Anfangspunktes  $A_3$  die Expansionsarbeit für 1 kg Gas kaum kleiner sein kann als die Kompressionsarbeit, bezogen auf dieselbe Menge. Da nämlich der Endpunkt  $A_4$  höher liegt als  $A_1$ , muß ein Teil der von der Wandungen abgegebenen Wärme zur Expansionsarbeit verwendet worden sein. Auf den Arbeitsbedarf ist sie von günstiger Wirkung, indem die Restluft im zweiten Teil ihrer Expansion geheizt wird. Für die Arbeitsbestimmung mit Hilfe des Entropiediagrammes kann demnach der Einfluß des schädlichen Raumes vernachlässigt werden, wenn mit der wirklichen oder nutzbaren Liefermenge gerechnet wird.

Dagegen hat der schädliche Raum den im volumetrischen Wirkungsgrad festgelegten Einfluß auf die Hauptabmessungen des Kompressors oder bei gegebenen Hauptabmessungen auf die Liefermenge.

Der aus dem abgenommenen Indikatordiagramm bestimmte volumetrische Wirkungsgrad gibt uns nur einen ungefähren Wert des angesaugten Gasvolumens.

Muß das Gas durch Filter und durch sonstige Widerstände in den Zylinder gebracht werden, so erhöht sich das Vakuum in demselben, die Ansaugelinie liegt tiefer als die atmosphärische Linie (Fig. 22). Damit wird der volumetrische Wirkungsgrad  $s_1:s$  weiter herabgemindert, indem für den Zähler nur der Abschnitt  $s_1$  zwischen den Kurven auf der atmosphärischen Linie einzusetzen ist.

Lange Saugleitungen und größere Umlaufzahlen können auf die Liefermenge einen günstigen Einfluß ausüben. Während des ersten Teiles des Kolbenhubes

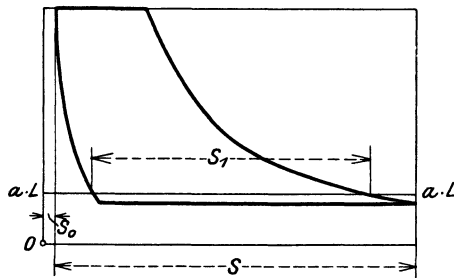


Fig. 22.

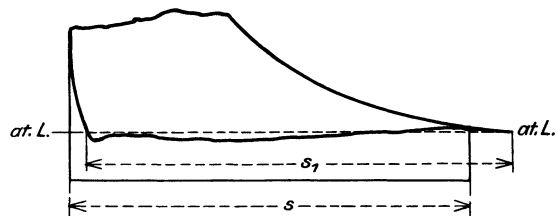


Fig. 23.

müssen die Gasmengen im Saugrohr beschleunigt werden, der Unterdruck im Zylinder vergrößert sich daher; im zweiten Teil des Ansaughubes erzeugt aber die angehäuften Arbeit der sich verzögernden Gasmengen ein Anwachsen des Druckes, so daß am Hubende die Sauglinie über die atmosphärische Linie angestiegen ist (Fig. 23). Verlängert man die Kompressionslinie bis zum Schnitt mit der atmosphärischen Linie, so erhält man in der größer gewordenen Strecke  $s_1$  den Wert  $\lambda_0$ , der auf diese Weise bis über 1 ansteigen kann.

Bei Kompressoren mit kleiner Umlaufzahl treten in langen Saugleitungen periodische Druckschwankungen auf, die sich in der Gestalt der Sauglinie merkbar

<sup>1)</sup> Siehe Weiß, Kondensation, Köster, Z. Ver. deutsch. Ing. 1904, S. 109.

machen. Diese Schwankungen werden besonders deutlich sichtbar, wenn im Saugrohr Indikatordiagramme mit weicher Feder abgenommen werden.

Zur einheitlichen Beurteilung der Maschinen wird bei Abnahmeversuchen am besten die lange Saugleitung ausgeschaltet.

Die Berechnung der Liefermenge aus dem volumetrischen Wirkungsgrad hat mit großer Vorsicht zu geschehen, denn alle Abweichungen vom idealen Verdichtungs Vorgang lassen die Strecke  $s_1$  und damit  $\lambda_0$  anwachsen.

Durch Undichtheiten der Saugventile fällt die Expansionslinie rascher, ebenso bewirken Undichtheiten der Kolben, der Druckventile, der Zwischenkühler usw. Gasverluste, durch die der volumetrische Wirkungsgrad günstig beeinflusst wird, während die nutzbare Liefermenge abnimmt.

### 30. Liefergrad.

Für die Beurteilung des Kompressors ist das wirklich in die Druckleitung geförderte Gasgewicht  $G_n$  einzig maßgebend. Statt dieses unmittelbar zu messenden Nutzgewichtes gibt man gewöhnlich sein Volumen  $V_n$ , bezogen auf den Ansaugzustand an. Ist  $v_0$  das spezifische Volumen des Gases im Saugstutzen vor der Maschine, so beträgt das nutzbare oder geförderte Gasvolumen, bezogen auf „Ansaugverhältnisse“

$$V_n = G_n \cdot v_0.$$

Vergleicht man  $V_n$  mit dem in gleicher Zeit beschriebenen Kolbenvolumen, so erhält man den Liefergrad  $\lambda$ .

Bezieht sich  $V_n$  auf einen Hub der Maschine, deren nutzbarer Kolbenquerschnitt  $F$  und deren Hub  $S$  heiße, so ist

$$\lambda = \frac{V_n}{FS}.$$

Der Liefergrad ist fast immer kleiner als der aus dem  $pv$ -Diagramm (oder Indikatordiagramm) bestimmte volumetrische Wirkungsgrad. Der Grund liegt in den im letzten Abschnitt erwähnten schädlichen Nebeneinflüssen. Außer diesen geben die Wandungen während des Ansaugens Wärme an die eintretenden Gase ab und erhöhen dadurch die Temperatur von  $t_0$  auf  $t'$ . Nun läßt sich die Temperatur der angesaugten Gasmenge am Hubende, also beim Beginn der Kompression, nicht messen. Kann aber die Liefermenge durch unmittelbare Messung bestimmt werden, so ergibt sich durch Vergleich mit dem Hubvolumen die Temperaturerhöhung, die bei unveränderlichem Druck vor sich geht.

Eine weitere Temperaturerhöhung erfährt das Gas durch Mischung der noch wärmeren Restmenge  $G_r$  mit der neu zutretenden Liefermenge. Die Endtemperatur zu Beginn der Kompression wird daher

$$t_1 = \frac{G_n t' + G_r t_4}{G_n + G_r} \dots \dots \dots (16)$$

Am Ende des Ansaugens ist also die Gastemperatur wesentlich höher als im Saugstutzen, das spezifische Volumen ist entsprechend gewachsen und vermindert den Liefergrad.

Ferner wird  $\lambda$  durch Widerstände in der Saugleitung verkleinert, durch die in Beschleunigung versetzten Gasmassen dagegen vergrößert. Als besonders wichtig ist zu betonen, daß die am Kolben oder an den Abschlußorganen auftretenden Undichtheiten den Liefergrad herabmindern, während infolge der Undichtheiten der aus dem Indikatordiagramm bestimmte volumetrische Wirkungsgrad wächst.

Der letztere kann daher nicht als ein einwandfreies Maß für die wirklich geförderte Menge dienen.

Die genaue Bestimmung des Liefergrades erfolgt einzig durch eine unmittelbare Messung der Liefermenge.

Eine angenäherte Methode läßt sich mit Hilfe des Indikatorgramms anwenden, in das die am Druckmanometer abgelesene Pressung eingetragen wird. Mit der gleichzeitig gemessenen Temperatur  $T_3$  im Anschlußstutzen des Druckrohres und dem Abschnitt  $s_2$  der Manometerdrucklinie ist das in einem Hub geförderte Gewicht (Fig. 24)

$$G_n = \frac{F s_2}{v_3}$$

oder das auf Ansaugverhältnisse bezogene nutzbare Volumen

$$V_n = \frac{F s_2}{v_3} v_1,$$

daher ist

$$\lambda = \frac{V_n}{F s} = \frac{s_2}{s} \cdot \frac{v_1}{v_3} \dots \dots \dots (17)$$

$$\lambda = \frac{s_2}{s} \cdot \frac{T_1}{T_3} \cdot \frac{p_2}{p_1} \dots \dots \dots (18)$$

Diese Bestimmung des Liefergrades aus der Länge  $s_2$  der Ausstoßlinie ist mit ähnlichen Mängeln behaftet, wie dies bei der Bewertung der Liefermenge aus der Ansaugelinie  $s_1$  betont wurde. Sind die Druckventile undicht, so fließt Luft in den Zylinder zurück, ohne daß  $s_2$  kleiner wird; die Strecke kann sogar zufolge des größer werdenden Anfangsdruckes länger ausfallen. Für die Umrechnung auf Ansaugvolumen nach Gl. 18 ist es nur möglich, die Temperatur  $t_3$  im Auspuffstutzen zu messen, diejenige im Zylinder  $t_2$  ist stets etwas größer.

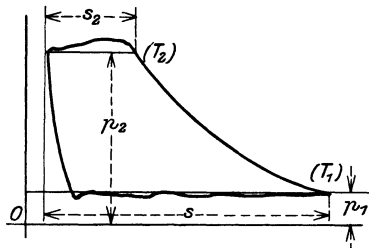


Fig. 24.

Der aus dem Indikatorgramm ermittelte Liefergrad ist daher aus den angeführten Gründen größer als der tatsächliche.

Bezüglich Gestalt und Lage der Fortdrücklinie ist zu bemerken, daß zu Beginn derselben der Druck über den am Manometer abzulesenden Behälterdruck steigt, um das Ventil zu heben. Dieser Druckunterschied ist größer als der entsprechende Unterdruck während des Ansaugens, hat aber auf die Liefermenge keinen Einfluß.

Häufig zeigt das Diagramm während des Ausstoßens Schwingungen an. Sie entstehen durch das Hinausschleudern der Luft in den Behälter beim plötzlichen Öffnen des Ventils, das bei verhältnismäßig großer Kolbengeschwindigkeit stattfindet. Diese Schwingungen lassen sich durch starkes Drosseln des Gases in den Druckventilen vermeiden. Die Ausstoßlinie läuft alsdann fast geradlinig, liegt aber bedeutend über dem Behälterdruck; dadurch vergrößert sich die Arbeitsfläche.

### 31. Bestimmung der nutzbaren Liefermenge durch Messung.

a) **Messung mittels Gasuhr.** Zur Messung kleiner Liefermengen kann der bei Leuchtgas-einrichtungen gebräuchliche nasse Gasmesser benutzt werden, der vor seiner Verwendung einer Eichung unterzogen werden muß.

Die Gasuhr wird an den Anfang der Saugleitung gestellt; zwischen Gasmesser und Kompressor ist ein möglichst großer Druckausgleichskessel in die

Saugleitung einzuschalten, damit die Druckschwankungen während des Ansaugens geringen Einfluß auf den Wasserspiegel der Gasuhr ausüben.

Heilemann<sup>1)</sup> setzt in diesen Kessel drei Gummibeutel, deren Innenraum mit der Außenluft in Verbindung steht. Beim Ansaugen blähen sich die Gummibeutel durch den entstehenden Unterdruck im Kessel auf und vermindern dadurch den Inhalt des Gefäßes, vermeiden also Druckschwankungen in der Gasuhr.

**b) Messung mittels Auffüllverfahren.** In die Druckleitung wird ein Drosselventil eingebaut, durch dessen Einstellung der gewünschte Belastungsdruck erzeugt und auf unveränderlicher Höhe erhalten werden muß, gleichgültig, welchen Betrag der Gegendruck hinter dem Ventil annimmt.

Es empfiehlt sich, zwischen diesem Ventil und dem Kompressor einen kleinen Windkessel einzuschalten, der zum Massenausgleich dient. An ihn lassen sich Drosselventil, Manometer und Thermometer bequem anbringen.

Zur eigentlichen Messung wird die abgedrosselte Luftmenge in einen möglichst großen Meßkessel am Ende der Druckleitung geführt, der von einem bestimmten Augenblick an geschlossen gehalten wird, bis der Druck vom Anfangswert  $p_a$  auf den Endwert  $p_e$  gestiegen ist. Gleichzeitig ist die zugehörige Temperatursteigerung  $t_e - t_a$  zu messen, wozu mindestens an zwei Stellen des Meßkessels tief einragende Thermometer benützt werden. Mißt man außerdem die Zeit zum Anfüllen des Meßkessels, so ist das in der Zeiteinheit eingefüllte Luftgewicht bestimmt.

Während des Versuches ist das Drosselventil derart zu regeln, daß trotz des allmählich steigenden Druckes hinter ihm der Belastungsdruck vor dem Drosselventil unveränderlich bleibt.

Heilemann schließt den Meßkessel mit einer absperrbaren Zweigleitung an die Druckleitung an, die im Ausströmkessel endigt. Der letztere besitzt einen Ablaßhahn, dessen Einstellung vor der Messung den gewünschten Druck hervorbringt. Bei Beginn der Messung wird der Hahn geschlossen, und das Ventil in der Zweigleitung langsam derart geöffnet, daß der Druck im Ausströmkessel und in der Druckleitung unveränderlich bleibt. Ist durch das Anfüllen der Druck im Meßkessel in die Nähe des Druckes im Ausströmkessel gestiegen, so ist der Versuch beendet. Aus Zeit und Hubzahl des Kompressors bestimmt sich der Liefergrad.

Mit den Druck- und Temperaturmessungen am Anfang und am Ende des Auffüllens ergeben sich die spezifischen Gewichte des Gases

$$\gamma_e = \frac{p_e}{RT_e} \qquad \gamma_a = \frac{p_a}{RT_a}$$

Ist  $V_k$  das Volumen des Meßkessels, so ist das aufgefüllte Gewicht

$$G = G_e - G_a = V_k (\gamma_e - \gamma_a) = \frac{V_k}{R} \left( \frac{p_e}{T_e} - \frac{p_a}{T_a} \right) \dots \dots \dots (19)$$

Meistens wird statt des Fördergewichtes das auf Ansaugverhältnisse ( $p_o, t_o, v_o$ ) bezogene nutzbare Volumen verlangt. Dann ist

$$V_n = G v_o = G \frac{RT_o}{p_o} \dots \dots \dots (20)$$

oder mit Umgehung der Berechnung von  $G$

$$V_n = V_k \left( \frac{p_e T_o}{p_o T_e} - \frac{p_a T_o}{p_o T_a} \right) \dots \dots \dots (21)$$

worin häufig  $p_o = p_a = 1 \text{ Atm.}$  ist.

<sup>1)</sup> Mitteilungen über Forschungsarbeiten, Heft 58.  
Ostertag, Kompressoren.

Wird die Messung an Luftkompressoren vorgenommen, so spielt die Luftfeuchtigkeit eine nicht zu vernachlässigende Rolle, da die relativen Feuchtigkeiten  $x_a$  und  $x_e$  am Anfang und am Ende des Auffüllens verschieden groß sind und sich von dem Wert  $x_o$  beim Ansaugen unterscheiden.

Um einen richtigen Vergleich der Meßergebnisse zu ermöglichen, wird dasjenige nutzbare Volumen  $V_n$  berechnet, das der Kompressor ansaugen könnte, wenn trockene Luft zur Verfügung wäre. Es sind also die spezifischen Gewichte des trockenen Anteiles der Luft einzusetzen. Für diese ist nach Abschnitt 10, wenn  $R = 29,27$  die Gaskonstante der trockenen Luft bedeutet

$$\gamma'_a = \frac{p_a - x_a p_{sa}}{RT_a} \quad \gamma'_e = \frac{p_e - x_e p_{se}}{RT_e} \dots \dots \dots (22)$$

für die Luft im Ansaugzustand  $\gamma'_o = \frac{p_o - x_o p_{so}}{RT_o}$ ,

$$\text{damit wird} \quad V_n = V_k \frac{\gamma'_e - \gamma'_a}{\gamma'_o} \dots \dots \dots (23)$$

Mit der Volumenverminderung durch die Kompression wird meistens der Taupunkt erreicht oder überschritten, dann hat die relative Feuchtigkeit den Betrag 1 erreicht.

20. Beispiel: In den Mitteilungen über Forschungsarbeiten, Heft 58, hat Heilemann bei Versuch Nr. 47 folgende Werte gemessen:

Inhalt des Meßgefäßes  $V_k = 8,469$  cbm.

Vor der Luftuhr (Beginn der Saugleitung)

$$p_o = 1,017 \text{ kg/qcm} \quad t_o = 23,3^\circ \text{ C} \quad x_o = 0,83$$

Im Meßkessel: Anfang  $p_a = 1,017$  kg/qcm  $t_a = 25,9^\circ$   $x_a = 1$

Ende  $p_e = 4,91$  kg/qcm  $t_e = 28^\circ$   $x_e = 1$

Aus der Dampftabelle ergibt sich durch graphische Interpolation

$$p_{so} = 0,029 \text{ kg/qcm} \quad p_{sa} = 0,034 \text{ kg/qcm} \quad p_{se} = 0,038 \text{ kg/qcm.}$$

Damit wird

$$p_o - x_o p_{so} = 1,017 - 0,029 \cdot 0,83 = 0,993 \text{ kg/qcm} = 9930 \text{ kg/qm}$$

$$p_a - x_a p_{sa} = 1,017 - 0,034 = 0,983 \quad ,, \quad = 9830 \quad ,,$$

$$p_e - x_e p_{se} = 4,91 - 0,038 = 4,872 \quad ,, \quad = 48720 \quad ,,$$

Mit den Gl. 22 und 23 ergeben diese Werte die Liefermenge an trockener Luft vom Anfangszustand ( $p_o, t_o$ ):

$$V_n = 8,469 \cdot \frac{296,3}{9930} \left( \frac{48720}{301} - \frac{9830}{298,9} \right) = 32,66 \text{ cbm.}$$

Ohne Rücksicht auf die Luftfeuchtigkeit ist nach Gl. 21

$$V_n = \left( \frac{4,91}{1,017} \cdot \frac{296,3}{301} - \frac{296,3}{298,9} \right) \cdot 8,469 = 31,95 \text{ cbm.}$$

Der Unterschied beträgt somit 2,23 v. H.

Die Zahl der Umdrehungen während des Auffüllens betrug für den Kompressor 1343,5, daher ist  $n = 54,3$  Uml./min. Das stündliche nutzbare Ansaugvolumen beträgt somit

$$V'_n = \frac{32,66}{1343,5} \cdot 54,3 \cdot 60 = 79,24 \text{ cbm/st.}$$

c) **Messung mittels Ausflußdüsen.** Die Messung mittels Ausflußdüsen ist zurzeit bei Kolbenkompressoren noch wenig gebräuchlich. Sie verdient aber ihrer Vorzüge wegen auch hier allgemein eingeführt zu werden, wodurch erst dann ein unmittelbarer Vergleich mit den Turbokompressoren möglich wird. Die Behandlung dieser Meßart ist im III. Teil eingehend vorgenommen.

**32. Einfluß der Größe des Zwischenkühlers auf das Indikator diagramm.**

In den Abschnitten 27 bis 30 ist der thermische Einfluß des Zwischenkühlers auf die Kompressionslinie und auf den volumetrischen Wirkungsgrad eingehend behandelt.

Dabei wurde stillschweigend vorausgesetzt, die Ausstoßlinie im Indikator diagramm für den Niederdruckzylinder verlaufe wagerecht, der Druck ändere sich also nicht. Ebenso bleibe der Druck während des Einströmens im Hochdruckzylinder unverändert, im idealen Fall gleichgroß wie der Ausstoßdruck im Niederdruckzylinder, tatsächlich um einen bestimmten Drosselverlust unter dem Ausstoßdruck.

Diese Annahme eines unveränderlichen Behälterdruckes ist nur richtig für unendlich großes Behältervolumen. Bei vielen Kompressoren ist aber dieser Raum verhältnismäßig recht klein, sein Einfluß daher nicht unbedeutend.

Die Untersuchung dieser Verhältnisse kann in derselben Weise geschehen, wie sie für die Verbund-Dampfmaschinen üblich ist unter Benützung der Volum diagramme für beide Zylinder.

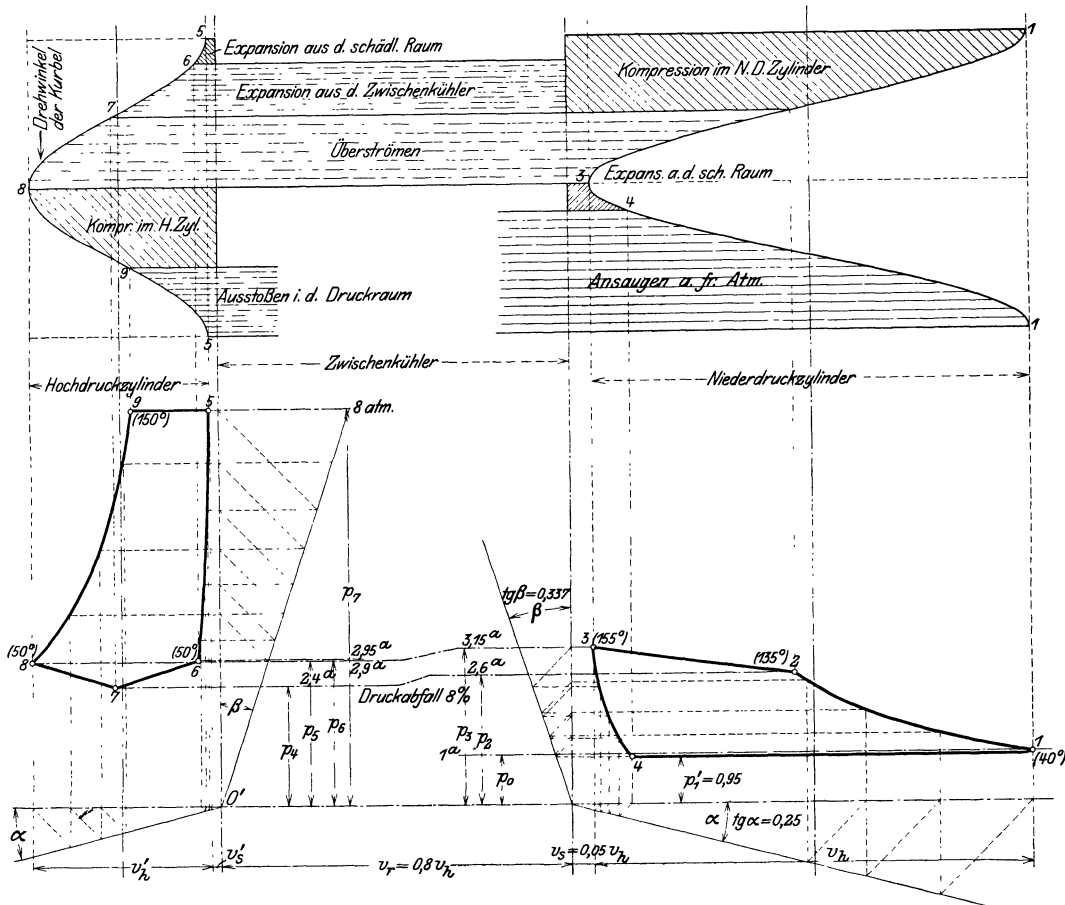


Fig. 25.

In Fig. 25 ist die Aufgabe durchgeführt für einen einfachwirkenden Verbundkompressor mit abgestuftem Kolben, bei dem der Niederdruckraum von der großen Kolbenfläche, der Hochdruckraum von der Ringfläche beschrieben wird.

In der Wagerechten sind die Volumverhältnisse eingetragen, als Ordinaten im oberen Teil der Figur die Drehwinkel der Kurbel (Volumdiagramm), im unteren Teil die Drücke. Die Kompressionslinie 1—2 ist eine Polytrope, von 2 nach 3 findet Überströmen statt vom Niederdruck- zum Hochdruckzylinder; die Ordinaten von 2—3 liegen also auf gleicher Höhe mit den entsprechenden Punkten der Linie 7—8 im Hochdruckdiagramm, wenn vom Drosselverlust abgesehen wird. Die beiden Linien werden vom Punkt 8 ausgehend eingetragen, dessen Ordinate durch die Temperatur und das Volumen des gekühlten Gases am Ende des Einströmens bestimmt ist:  $p_8 V_h' = GRT_8$ . Gleichzeitig kann die Linie 3—2 um den Spannungsverlust höher als 8—7 gelegt werden. Im Hochdruckzylinder ist 8—9 die Kompressionslinie, 5—6 die Expansion aus dem schädlichen Raum und 6—7 Expansion aus dem Zwischenkühler. Die letzte Linie muß von 7 aus gezeichnet werden, so daß Punkt 6 als Schnittpunkt beider Expansionslinien zuletzt erhalten wird. Da auf dem Wege 6—7 die Wände keinen wesentlichen Einfluß auf die Zustandsänderung ausüben können, ist die Linie eine Polytrope, die der Adiabate nahekommt. Für die Überströmlinie gilt wie bei Mischungen das Gesetz  $p \cdot V = \text{Konst.}$

### 33. Wirkungsgrad.

Soll eine bestimmte Gasmenge  $V_n$  vom Anfangsdruck  $p_1$  auf den Enddruck  $p_2$  gebracht werden, so ist der Arbeitsbedarf am kleinsten, wenn die Verdichtung bei gleichbleibender Temperatur vor sich geht. Die Isotherme ist daher die bei allen Kompressoren zu erstrebende ideale Verdichtung.

Das Verhältnis der isothermischen Kompressionsarbeit zu der dem Kompressor zugeführten Energie heißt der isothermische Wirkungsgrad  $\eta_{is}$ . Er darf als Maßzahl für die Güte der Verdichtung angesehen werden und ist zum Vergleich aller Kompressoren untereinander zu benützen.

An den Kolbenkompressoren kann ferner der mechanische Wirkungsgrad unterschieden werden. Es ist dies das Verhältnis der mittels Indikatordiagramm bestimmten Leistung zur zugeführten Energie und zeigt uns die durch Maschinenreibung verlorene Energie an.

Geschieht der Antrieb durch Elektromotor, so ist die dem Kompressor zugeführte Energie aus den Schalttafelablesungen leicht zu bestimmen, wenn der Wirkungsgrad des Motors bekannt ist.

Bei Kolbenkompressoren mit unmittelbarem Antrieb durch Dampfmaschinen oder Gasmotoren können Antriebsmaschine und Kompressor indiziert werden. Das Verhältnis beider indizierten Leistungen läßt sich als mechanischer Wirkungsgrad der ganzen Anlage bezeichnen. Er ist ein Maß für die Reibungsarbeit der bewegten Teile von Motor und Kompressor.

Die indizierte Leistung des Kolbenkompressors wird wie bei Dampfmaschinen dadurch bestimmt, daß auf jeder Zylinderseite eine größere Zahl Diagramme während des Betriebs abgenommen werden, aus denen der mittlere Überdruck  $p_i$  mit dem Planimeter ausgemessen wird. Ist  $F$  die nutzbare Kolbenfläche (abzüglich Kolbenstangenquerschnitt), so ist die indizierte Leistung auf einer Zylinderseite

$$N_i = \frac{F S n p_i}{60 \cdot 75} \cdot \dots \dots \dots (24)$$

Es empfiehlt sich, diese Rechnung für jeden Zylinder, bzw. Zylinderseite gesondert durchzuführen und die erhaltenen Werte zu addieren.

Zur Beurteilung eines Kompressors mit Dampfmaschinenantrieb wird häufig das Dampfgewicht angegeben, das nötig ist, um 1 cbm Gas auf den verlangten Enddruck zu bringen.

Der isothermische Wirkungsgrad der ganzen Anlage gibt allein ein einwandfreies Urteil über die Maschinenanlage und kann zum Vergleich herangezogen werden, vorausgesetzt, daß die Liefermenge durch unmittelbare Messung bestimmt worden ist. Er ist das Verhältnis der isothermischen Kompressionsarbeit zu der im Dampf enthaltenen Energie, die bei verlustloser Maschine abgegeben werden könnte.

Bestimmt man demnach aus Anfangs- und Endzustand des Dampfes im Einström- bzw. Auspuffrohr das theoretische Wärmegefälle mit Hilfe der Entropietafel für Wasserdampf (Stodola oder Mollier) unter Annahme adiabatischer Expansion, so folgt damit der theoretische Dampfverbrauch für 1 PS/st. Mit dem wirklich gemessenen Dampfverbrauch ist dadurch die Dampfenergie, d. h. der Nenner des isothermischen Wirkungsgrades bestimmt.

21. Beispiel: Auf Zeche „Friedrich Ernestine“ ist ein Verbundkompressor der Firma Pokorny & Wittekind zur Aufstellung gelangt<sup>1)</sup>, an dem der Dampfkessel-Überwachungsverein im Oberbergamtsbezirk Dortmund Versuche durchgeführt hat. Die Dampfmaschine brauchte in der Stunde 5163,8 kg gesättigten Dampf von 10,4 Atm. absol. Eintrittsspannung und 1,1 Atm. Gegendruck. Der Wärmeinhalt beträgt daher am Eintritt 667 WE, am Auspuff 576 WE, das theoretische Wärmegefälle ist

$$H_0 = 667 - 576 = 91 \text{ WE}$$

(nach Entropietafel von Stodola). Der theoretische Dampfverbrauch für 1 PS/st beträgt

$$D_0 = \frac{75 \cdot 60 \cdot 60}{427 \cdot H_0} = \frac{632}{H_0} = 6,95 \text{ kg,}$$

somit ist die im Dampf enthaltene Arbeitsfähigkeit

$$N = \frac{5163,8}{6,95} = 743 \text{ PS.}$$

Der Kompressor hatte 1.6922 cbm/sek Luft (aus dem Indikatorgramm bestimmt) von 1,01 Atm. auf 7 Atm. absol. zu verdichten. Die isothermische Kompressionsarbeit ist demnach

$$N_{is} = 1,6922 \cdot \frac{10100}{75} \cdot \ln \frac{7}{1,01} = 441,2 \text{ PS,}$$

folglich beträgt der isothermische Wirkungsgrad der Anlage

$$\eta_{is} = 441,2 : 743 = 0,593.$$

### 34. Bestimmung der Hauptabmessungen.

Soll ein Kolbenkompressor entworfen werden, so ist außer dem Druckverhältnis das nutzbare Ansaugvolumen  $V_n$  für die Zeiteinheit (Stunde oder Minute) vorgeschrieben. Die Bestimmung der Zylinderabmessungen, also Durchmesser  $D$  und Hub  $S$ , geschieht in ähnlicher Weise wie bei Wasserpumpen nach der Gl.

$$V_n = \frac{i F S n}{60} \cdot \lambda \dots \dots \dots (25)$$

hierin ist  $i = 1$  für einfachwirkende Kompressoren,

$i = 2$  für doppeltwirkende Kompressoren.

<sup>1)</sup> Siehe Z. Ver. deutsch. Ing. 1909, S. 1758.



Der Liefergrad ist vorerst abzuschätzen, wobei der volumetrische Wirkungsgrad  $\lambda_0$  (Gl. 14 und 15) einen Anhaltspunkt gibt, der seinerseits nur vom schädlichen Raum und dem Druckverhältnis abhängig ist. Zur Vorsicht ist  $\lambda$  stets kleiner als  $\lambda_0$  zu wählen, um den fast unvermeidlichen Undichtheiten Rechnung zu tragen. Diese Fehler wachsen mit dem Druckverhältnis.

Für große Maschinen ist ferner die mittlere Kolbengeschwindigkeit

$$c_m = \frac{Sn}{30} \dots \dots \dots (26)$$

maßgebend, welche einen zulässigen Wert nicht überschreiten darf.

Er bewegt sich in denselben Grenzen wie bei Dampfmaschinen, für große Gebläse ist schon 4 m/sek überschritten worden. Durch Wahl von  $c_m$  ist aus Gl. 25 die nutzbare Kolbenfläche  $F$  bestimmt und damit die Zylinderbohrung. Geht die Kolbenstange durch den betreffenden Zylinderraum, so ist für die ganze Kolbenfläche ein kleiner Zuschlag zu machen (etwa 3 v. H.).

Kleine Kompressoren werden häufig als Schnellläufer gebaut und besitzen verhältnismäßig große hin- und hergehende Gewichte  $G_0$ , namentlich wenn sie abgestufte Kolben aufweisen (Differenzialkolben).

In diesem Fall muß der Beschleunigungsdruck berücksichtigt werden, dessen größter Wert den Gegendruck des Gases nicht überschreiten darf.

Der Beschleunigungsdruck auf die Einheit der Kolbenfläche berechnet sich aus

$$q = \omega^2 \cdot r \left( \cos \alpha \mp \frac{r}{l} \cos 2\alpha \right) \cdot \frac{G_0}{Fg} \dots \dots \dots (27)$$

worin  $\frac{r}{l}$  das Verhältnis des Kurbelradius zur Schubstangenlänge bedeutet.

(Meistens  $\frac{r}{l} = \frac{1}{5}$ .) Das positive Zeichen gilt für Hingang (Saugen), das negative für Rückgang des Kolbens (Kompression).

Setzt man zur Abkürzung

$$\frac{G_0}{Fg} \cdot \omega^2 \cdot r = \left( \frac{\pi}{30} \right)^2 \cdot \frac{Sn^2 \cdot G_0}{F \cdot g} = q_0 \dots \dots \dots (28)$$

so ergeben sich für  $q$  nach Gl. 27 folgende Werte während des Rückganges

$\alpha = 0$	45°	90	135	180
$q \infty + q_0$	$q_0 \cos 45$	0	$-q_0 \cos 45$	-90
$q = q_0 - \frac{r}{l} q_0$	$q_0 \cos 45$	$+\frac{r}{l} q_0$	$-q_0 \cos 45$	$-\left(q_0 + \frac{r}{l} q_0\right)$

Die Beschleunigungsdrücke verlaufen bei Vernachlässigung der endlichen Länge der Schubstange nach der Geraden  $A'OB'$ , bei Berücksichtigung von  $\frac{r}{l}$  nach der Linie  $AO'B$ . (Fig. 26.)

Der größte Wert des Massendruckes entsteht als Verzögerungsdruck, wenn der Kolben am Ende des Ausstoßens der Druckluft in die innerste Totlage gekommen ist.

Man erkennt aus Gl. 28, daß der Ausdruck  $Sn^2$  einen Höchstwert nicht überschreiten darf, damit die Maschine gut arbeitet.

Ein weiterer Vergleichswert ist das Verhältnis  $\frac{D}{S}$ , das innerhalb gewisser

Grenzen zu halten ist, damit der Zylinder nicht zu lang im Verhältnis zur Bohrung wird.

22. Beispiel: Der im Beispiel 18 behandelte Verbundkompressor ist für eine nutzbare Liefermenge von 8000 cbm/st bestimmt und zeigt folgende Hauptabmessungen:

Durchmesser des Niederdruckzylinders	970 mm
„ „ Hochdruckzylinders	625 „
Hub . . . . .	850 „
Umlaufzahl/min . . . . .	122

Wird die Fläche der Kolbenstange mit 2 v. H. berücksichtigt, so beträgt das stündlich vom großen Kolben beschriebene Hubvolumen der doppelwirkenden Maschine

$$0,98 \cdot 2 \cdot F S n \cdot 60 = 0,98 \cdot 2 \cdot 0,738 \cdot 0,85 \cdot 122 \cdot 60 = 9000 \text{ cbm/st.}$$

Der Liefergrad des Niederdruckzylinders darf somit

$$\lambda = 8000 : 9000 = 0,89$$

betragen, um die Liefermenge tatsächlich zu fördern.

Aus dem Indikatordiagramm (S. 81) findet sich der volumetrische Wirkungsgrad.

$$\lambda_0 = s_1 : s = 86 : 91 = 0,935.$$

Das Verhältnis von Hub zu Durchmesser ist für den Niederdruckzylinder 0,875, für den Hochdruckzylinder 1,36; die Maschine ist in Rücksicht auf die hohe Umlaufzahl kurzhubig gebaut.

Die mittlere Kolbengeschwindigkeit ist

$$c_m = S \cdot n : 30 = 0,85 \cdot 122 : 30 = 3,46 \text{ m/sek.}$$

Als Vergleichsmaß für den Massendruck gilt der Ausdruck

$$S \cdot n^2 = 0,85 \cdot 122^2 = 12650.$$

Das Verhältnis der beiden Zylinderräume beträgt

$$\mu = \left( \frac{0,625}{0,97} \right)^2 = 0,415.$$

Nach Zahlentafel 5 findet man für das Verhältnis der spezifischen Volummen zu Beginn der Kompression in den beiden Zylindern  $0,346 : 0,87 = 0,398$ ; es ist also etwas kleiner als das ausgeführte Zylinderverhältnis. Hierbei wurde aber stillschweigend vorausgesetzt, die Temperatur der Luft am Ende des Einströmens in den Hochdruckzylinder behalte ihren Wert von  $25^\circ$  bei, den sie im Zwischenkühler erreicht hatte. Steigt die Lufttemperatur im Hochdruckzylinder bis zu Beginn der Kompression auf  $38^\circ$ , was erfahrungsgemäß leicht möglich ist, so wird

$$v_0' = \frac{29,27 (273 + 38)}{25200} = 0,361$$

und damit das Zylinderverhältnis

$$\mu = \frac{0,361}{0,87} = 0,415,$$

wie ausgeführt.

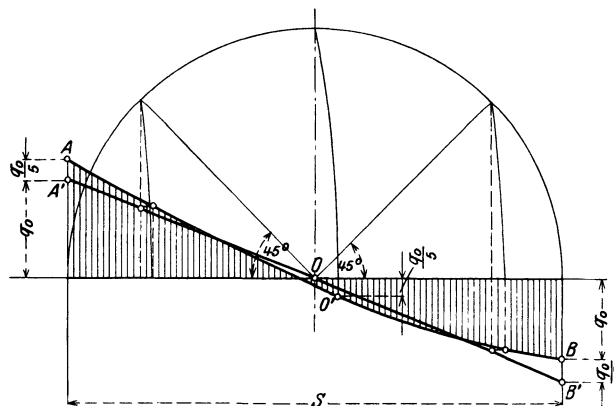


Fig. 26.

23. Beispiel: Es soll ein einstufiges, doppeltwirkendes Kolbengebläse entworfen werden, das eine Luftmenge von 1200 cbm/min ansaugt und auf 1,6 Atm. absol. verdichtet.

Rechnet man für den schädlichen Raum 6 v. H. und isothermische Expansion der Restluft, so ist der volumetrische Wirkungsgrad nach Gl. 14

$$\lambda_0 = 1 - 0,06 \cdot (1,6 - 1) = 0,964.$$

Entsprechend diesem Wert soll für den Liefergrad

$$\lambda = 0,92$$

gesetzt werden.

Damit ist das Hubvolumen des Kolbens

$$\frac{F S n}{30} = \frac{1200}{60 \cdot 0,92} = 21,8 \text{ cbm/sek.}$$

Zur Bewältigung der großen Luftmenge sei die mittlere Kolbengeschwindigkeit zu

$$c_m = 4,0 \text{ m/sek}$$

und die Umlaufzahl

$$n = 100$$

gewählt. Daher beträgt der Hub

$$S = \frac{30 \cdot 4}{100} = 1,2 \text{ m}$$

und die Kolbenfläche

$$F = \frac{21,8}{4,0} = 5,45 \text{ qm.}$$

Der ausgeführte Zylinderdurchmesser betrug 2640 mm, genügt daher der berechneten Fläche.

Für die indizierte Arbeit darf adiabatische Kompression vorausgesetzt werden, und zwar ist

$$\text{Anfangszustand} \quad . \quad . \quad p_1 = 1 \text{ Atm.} \quad t_1 = 15^\circ \text{ C} \quad v_1 = 0,85 \text{ cbm/kg}$$

$$\text{Endzustand} \quad . \quad . \quad . \quad p_2 = 1,6 \text{ Atm.} \quad t_2' = 57^\circ \text{ C} \quad v_2 = 0,6 \quad ,,$$

$$Q_{ad} = 0,2385(57 - 15) = 10,0 \text{ WE}$$

$$\text{Fördergewicht} \quad . \quad . \quad . \quad G = \frac{V n}{v_1} = \frac{20}{0,85} = 24,5 \text{ kg/sek}$$

$$\text{Indizierte Arbeit} \quad . \quad . \quad N_{ad} = \frac{G \cdot 427 Q_{ad}}{75} = \frac{24,5 \cdot 427 \cdot 10}{75} = \text{rd. } 1400 \text{ PS.}$$

24. Beispiel:<sup>1)</sup> An einem einfach wirkenden Kompressor sei die angesogene Luftmenge durch unmittelbare Messung bestimmt worden und habe ergeben

$$V_n = 4,3 \text{ cbm/min}$$

bei einem Druck von  $p_1 = 1 \text{ Atm.}$  und einer Eintrittstemperatur von  $t_0 = 18^\circ \text{ C.}$

Die Hauptabmessungen des Hubraumes betragen

$$\text{Zylinderdurchmesser} \quad . \quad . \quad . \quad D = 360 \text{ mm}$$

$$\text{Hub} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad S = 400 \text{ mm}$$

$$\text{Mittlere Umdrehungszahl} \quad . \quad n = 140 \text{ (beobachtet).}$$

$$\text{Schädlicher Raum} \quad . \quad . \quad . \quad \frac{s_0}{s} = 3,7 \text{ v. H. des Hubraumes.}$$

<sup>1)</sup> Siehe Z. Ver. deutsch. Ing., S. 1101 usw.

Die Luft zeige am Austritt aus der Maschine die Temperatur  $t_3 = 193^\circ \text{C}$  und einen Druck von  $p_2 = 7 \text{ Atm. absol.}$  (Fig. 27).

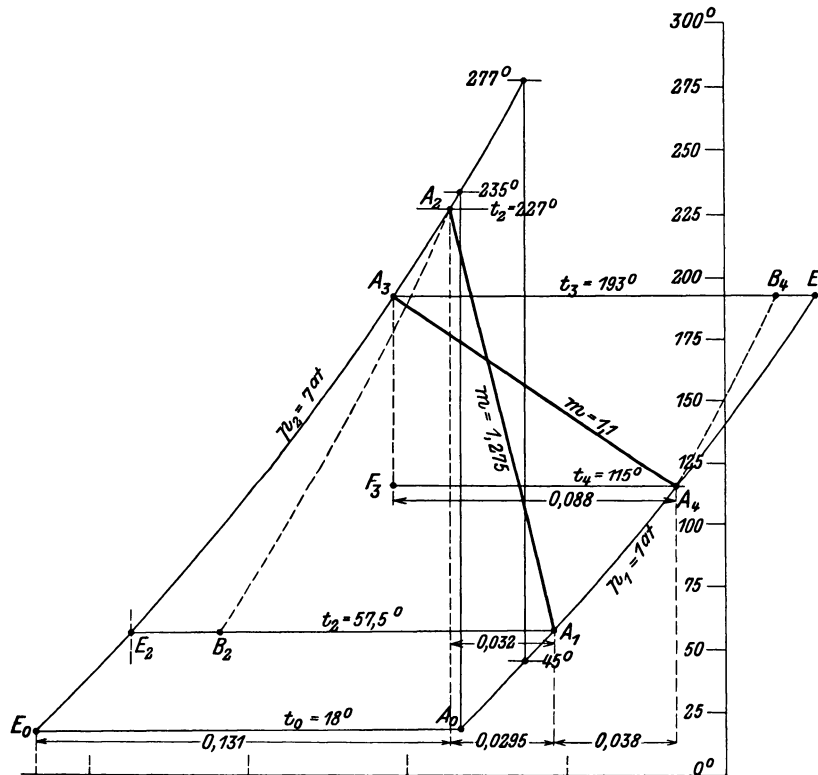


Fig. 27.

Die Kompression geschehe nach der Geraden  $A_1A_2$ , und zwar ist aus den Indikatorgrammen ein mittlerer Exponent der Polytrope von  $m = 1,275$  gefunden worden.

Aus diesen Angaben berechnet sich zunächst der Hubraum, der vom Kolben in der Minute beschrieben wird

$$V_h = F S n = 5,7 \text{ cbm.}$$

Der gemessene Liefergrad beträgt somit

$$\lambda = \frac{4,3}{5,7} = 0,755.$$

Für die Ansaugeluft ist

$$p_1 = \text{Atm.} \quad t_0 = 18^\circ \text{C} \quad v_0^f = 0,85 \text{ cbm/kg.}$$

Das nutzbare Luftgewicht ist damit

$$G_n = \frac{V_n}{v_0} = \frac{4,3}{0,85} = 5,15 \text{ kg/min.}$$

Die am Ende des Ausstoßens im schädlichen Raum zurückbleibende Restluft hat bei 7 Atm. und  $193^\circ \text{C}$  ein spezifisches Volumen von  $v_3 = 0,195 \text{ cbm/kg}$ , folglich beträgt das Gewicht dieser Restluft

$$G_r = \left(\frac{s_0}{s}\right) \frac{V_h}{v_3} = \frac{0,037 \cdot 5,7}{0,195} = 1,076 \text{ kg/min.}$$

Die Werte  $p_2$  und  $t_3$  bestimmen den Anfangspunkt  $A_3$  der Expansion aus dem schädlichen Raum. Nimmt man zur Einzeichnung des Endpunktes  $A_4$  den

Exponenten schätzungsweise zu  $m = 1,1$  an, so hat man nur nötig, in Fig. 27 die Strecke

$$B_4 A_3 = \frac{E_4 A_3}{m}$$

wagerecht von  $A_3$  aus einzutragen, dann ergibt der Schnittpunkt der  $v$ -Linie durch  $B_4$  mit der gegebenen  $p_1$ -Linie den gesuchten Punkt  $A_4$ . Damit kann aus dem Entropiediagramm abgelesen werden

$$t_4 = 115^\circ \quad v_4 = 1,14 \text{ cbm/kg.}$$

Am Ende der Expansion nimmt die Restluft den Raum

$$G_r \cdot v_4 = 1,076 \cdot 1,14 = 1,21 \text{ cbm/min}$$

ein, während der ganze Zylinderinhalt am Hubende den Betrag

$$\left(1 + \frac{s_0}{s}\right) V_h = 1,037 \cdot 5,7 = 5,91 \text{ cbm/min}$$

aufweist. Die angesaugte Luftmenge besitzt für sich das Volumen  $5,91 - 1,21 = 4,7$  cbm, das gemessene dagegen 4,3 cbm.

Dieses Ergebnis hat seinen Grund in der Wärmeaufnahme während des Ansaugens; die Raumvergrößerung von 4,3 auf 4,7 cbm geschieht bei unveränderlichem Druck, womit somit eine Temperaturerhöhung verbunden ist.

Die Endtemperatur erhält man aus

$$T' = (273 + 18) \frac{4,7}{4,3} = 318 \quad t' = 45,3^\circ \text{ C.}$$

Eine weitere Temperaturerhöhung stellt sich ein infolge der Mischung der nutzbaren Luftmenge  $G_n$  mit der Restluft, so daß zu Beginn der Kompression eine Temperatur entsteht von

$$t_1 = \frac{G_n t' + G_r \cdot t_4}{G_n + G_r} = \frac{5,15 \cdot 45,3 + 1,076 \cdot 115}{6,226}$$

$$t_1 = 57,5^\circ \text{ C.}$$

Die Temperatursteigerung während des Ansaugens ist bei vorliegendem Versuch recht beträchtlich und erklärt den kleinen Liefergrad.

Wird der Einfluß dieser Temperaturerhöhung auf die Liefermenge unberücksichtigt gelassen, so erhält man den volumetrischen Wirkungsgrad, wie er auch aus der Ansaugelinie des  $p$ - $v$ -Diagramms bestimmt werden kann (oder aus Gl. 14 und 15)

$$\lambda_0 = \frac{4,7}{5,7} = 0,825.$$

Der im Indikator diagramm unsichtbare Einfluß der Wandungen und der warmen Restluft bringt also eine Verminderung des Liefervolumens um 7 v. H. hervor.

Da nun der Anfangspunkt der Kompression  $A_1$  ( $t_1 = 57,5^\circ \text{ C}$ ) festliegt, kann mit  $m = 1,275$  die Polytrope  $A_1 A_2$  gezeichnet werden, aus der man für  $A_2$  die Temperatur

$$t_2 = 227^\circ \text{ C}$$

abliest.

Nun läßt sich die Kompressionsarbeit bestimmen. Sie ist dargestellt in Fig. 27 als Fläche, begrenzt durch den Linienzug  $A_0 A_1 A_2 A_3 E_0$  und den Senkrechten durch  $A_0$  und  $E_0$ .

Die Fläche unter  $A_0A_1$  fällt für die Arbeit nicht in Betracht, weil die hierzu nötige Wärme zu einem Teil von der in die Wandungen und in das Kühlwasser eingetretenen Menge herrührt, und von dort in die Luft zurückfließt ( $18^\circ$  auf  $45,3^\circ$ ), zum andern Teil aber von der warmen Restluft geliefert wird ( $45^\circ$  auf  $57,5^\circ$ ). Da die Fläche unter  $A_0A_1$  gleich der unter  $E_0E_2$  ist, so verläuft der Prozeß gerade so, als ob das ganze Gemenge  $G_n + G_r$  vom Anfangszustand  $A_1$  nach  $A_2$  verdichtet wird, während die Restluft  $G_r$  sich von  $A_3$  nach  $A_4$  ausdehnt. Für die Kompressionsarbeit gilt also die Fläche unter  $A_1A_2E_2$ , abgegrenzt durch die Senkrechten durch  $A_1$  und  $E_2$  wie früher.

Das Trapez unter  $A_1A_2$  hat als Breite den Entropiezuwachs 0,032, die Höhen sind  $273 + 57,5$  und  $273 + 227$  oder 415,2 als Mittel für die Temperatur, die einer spezifischen Wärme von  $c_p = 0,242$  entspricht; die ganze Fläche unter  $A_1A_2E_2$  beträgt somit

$$0,032 \cdot 415,2 + 0,242(227 - 57,5) = 54,3 \text{ WE/kg.}$$

Die Expansion der Restluft kann man nach dem Linienzug  $A_3F_3A_4$  ausgeführt denken; für die adiabatische Expansion ergibt sich

$$0,243(193 - 115) = 18,95 \text{ WE,}$$

für die isothermische Expansion von  $F_3$  nach  $A_4$

$$0,088(373 + 115) = 34,14 \text{ WE.}$$

Demnach ist der Wärmewert der Gesamtarbeit in der Minute

$$Q_m = 6,226 \cdot 54,3 - 1,076(18,95 + 34,14) = 338 - 57 = 281 \text{ WE}$$

oder in PS

$$N = \frac{281 \cdot 427}{60 \cdot 75} = 26,7 \text{ PS.}$$

Würde der Arbeitsvorgang ohne schädlichen Raum und isothermisch verlaufen, so wäre der Wärmewert der minutlichen Arbeit

$$Q_{is} = 5,15 \cdot 0,131 \cdot 291 = 196,4 \text{ WE.}$$

Der isothermische Wirkungsgrad ist daher

$$\eta_{is} = \frac{196,4}{281} = 0,7.$$

Wird der Prozeß polytropisch von  $A_1$  nach  $A_2$  vorgenommen, aber ohne Berücksichtigung des schädlichen Raumes, so wird

$$Q = 5,15 \cdot 54,3 = 280 \text{ WE.}$$

Man erkennt auch hier, daß der schädliche Raum bei der Arbeitsberechnung ohne nennenswerten Einfluß ist.

### 35. Kolbenkräfte.

Zur Bestimmung des Schwungradgewichtes, sowie der Beanspruchung des Triebwerkes ist die in der Kolbenstange wirkende resultierende Kraft zu berechnen.

Sie ist in jeder Kolbenstellung gleich dem Unterschied der Gesamtpressungen zu beiden Seiten des Kolbens, wobei der Massendruck mit berücksichtigt werden muß.

Bei zweistufigen Kompressoren mit demselben Druck- und Volumenverhältnis, sowie bei vollkommener Zwischenkühlung werden die Kolbenkräfte für Niederdruck- und Hochdruckzylinder gleichgroß. Wird also jeder Kolben durch einen besondern Kurbeltrieb bewegt, so erhalten beide die gleichen Abmessungen.

Dasselbe ist für ideale Kompression der Fall bei einem einfach wirkenden zweistufigen Kompressor mit Differentialkolben, bei dem die Niederdruckseite von der ganzen Kolbenfläche, die Hochdruckseite von der Ringfläche gegen die Kurbel zu gebildet wird. Das Triebwerk ist für Hin- und Hergang gleichgut ausgenutzt.

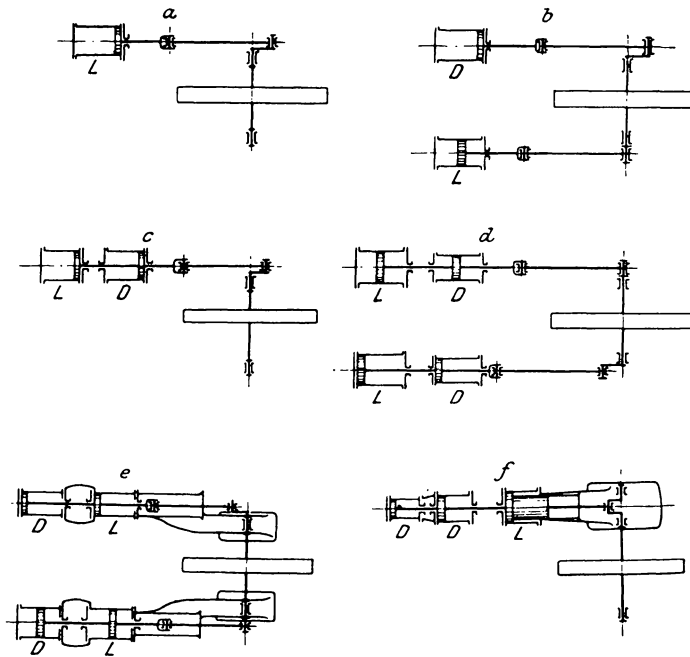


Fig. 28.

eingezeichnet<sup>1)</sup>. Sie beanspruchen das Triebwerk ungünstig, weil die Druckwechsel in der Nähe der Totpunkte liegen. Zeichnet man das Diagramm auf den Kurbelweg als Abszissen um Fig. 30, die zugleich als die Zeiten aufgefaßt werden können, so zeigt sich, daß die Kurven der Massenkräfte die Kolbenkraftkurve unter sehr stumpfen Winkeln schneiden ( $\alpha_1$  und  $\alpha_2$ ). Die Zeit für diese rasche Kraftabnahme ist also klein, daher ist die Neigung zu Stößen in den Lagern vorhanden. Diese Winkel sind um so größer, je kleiner die schädlichen Räume sind. Fällt dagegen die Expansionslinie weniger steil ab, so läuft die Kurbel sanfter über den Totpunkt. Die Winkel werden am größten, wenn der schädliche

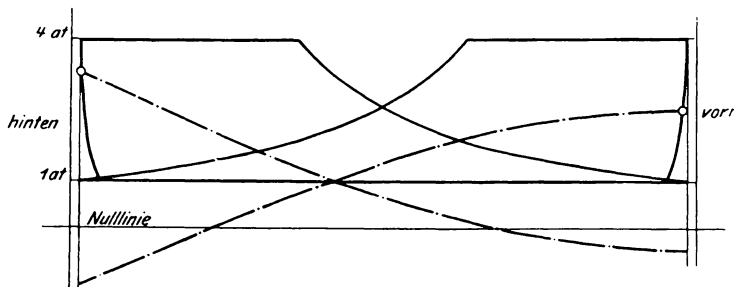


Fig. 29.

Raum = 0 ist ( $\gamma_1$  und  $\gamma_2$ ), da dann der Druckabfall augenblicklich eintritt.

Schneidet die Massendrucklinie die Ausstoßlinie, so sind die Winkel ( $\beta_1$  und  $\beta_2$ ) kleiner, es kann dies aber nur erreicht werden, wenn große Umlauffzahlen gestattet sind.

**b) Antrieb durch die Kolbenstange des Motors.** Die für Dampf- oder Gasmotorenantrieb meistens vorkommende Anordnung ist in den Fig. 28 c, d, e und f dargestellt. Fig. 28 c zeigt die Tandem-Einzylinder-Anordnung für Luft und Dampf.

In Rücksicht auf die Beanspruchung des Triebwerkes sind zwei grundsätzlich verschiedene Antriebsarten zu unterscheiden.

**a) Antrieb durch den Kurbelzapfen.** Hierzu gehören die Antriebe durch Riemen, Elektromotor, Zahnräder (Fig. 28 a), oder durch eine nebenliegende Dampf- oder Gasmaschine (Fig. 28 b). Die Diagramme einer solchen doppeltwirkenden Maschine sind in Fig. 29 für beide Zylinderseiten dargestellt, dazu sind die Massendrucklinien

eingetragen<sup>1)</sup>. Sie beanspruchen das Triebwerk ungünstig, weil die Druckwechsel in der Nähe der Totpunkte liegen. Zeichnet man das Diagramm auf den Kurbelweg als Abszissen um Fig. 30, die zugleich als die Zeiten aufgefaßt werden können, so zeigt sich, daß die Kurven der Massenkräfte die Kolbenkraftkurve unter sehr stumpfen Winkeln schneiden ( $\alpha_1$  und  $\alpha_2$ ). Die Zeit für diese rasche Kraftabnahme ist also klein, daher ist die Neigung zu Stößen in den Lagern vorhanden. Diese Winkel sind um so größer, je kleiner die schädlichen Räume sind. Fällt dagegen die Expansionslinie weniger steil ab, so läuft die Kurbel sanfter über den Totpunkt. Die Winkel werden am größten, wenn der schädliche

<sup>1)</sup> Siehe Köster, Z. Ver. deutsch. Ing. 1904, S. 111 usw.

Fig. 28d zeigt zwei Dampfzylinder vorn, zwei Luftzylinder hinten, in Fig. 28e sind die Luftzylinder vorn, Fig. 28f stellt die Tandem-Anordnung für die Verbunddampfmaschine mit einem einfach wirkenden zweistufigen Luftzylinder dar.

Die Verhältnisse sind insofern günstiger, als hier die Summe der Dampf- und der Luft-Kolbenkraft zur Beschleunigung der Massen im Totpunkt zur Verfügung steht. Diese Summe ist für sich allerdings groß, sie wird aber durch den

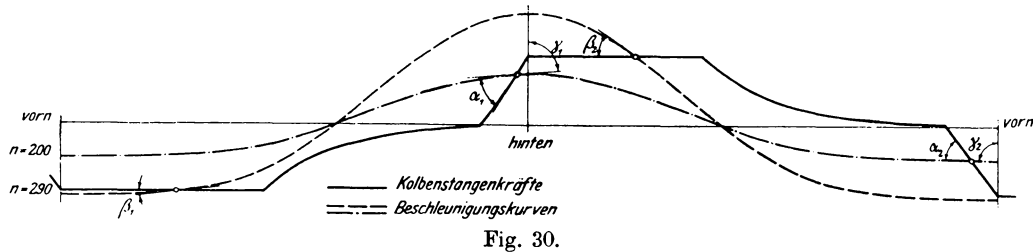


Fig. 30.

ihr entgegenwirkenden Massendruck vermindert, der namentlich bei Gasmotorenantrieb bedeutend ausfällt. Der Druckwechsel liegt erst ungünstig, wenn diese Summe zur Beschleunigung der Massen nicht ausreicht.

Für die Festigkeitsberechnung ist die Summe von Dampf- und Gasdruck maßgebend, da das Gestänge auch bei kleinen Umlaufzahlen, also kleinen Massendrücken genügende Festigkeit besitzen muß. Die Leergangsarbeit ist demnach bedeutend, während die eigentlichen Stangenkräfte um so weniger Reibung verursachen, je höher die Umlaufzahlen sind.

## B. Die Steuerungen der Kolbenkompressoren.

### 36. Ventilsteuerungen.

Als Steuerorgan der Kolbenkompressoren wird am häufigsten das selbsttätige Ventil benutzt, dessen Schluß auf den Sitz durch Federbelastung bewirkt wird. Es läßt sich meistens als Saug- und als Druckventil in den gleichen Abmessungen verwenden und zwar für größere Maschinen in Gruppenanordnung; man kann daher zur Erreichung großer Durchflußquerschnitte die Zahl der Ventile entsprechend groß wählen.

Da die durchfließenden Gase weit kleinere Kräfte auf den Ventilteller entwickeln können, als dies bei Wasser möglich ist, muß die Masse des Ventiltellers auf das kleinste Maß beschränkt werden; ferner ist der Ventilhub unter allen Umständen ganz klein zu halten. Um trotzdem eine genügende Durchflußmantelfläche für das Ventil in geöffnetem Zustand zu erhalten, werden Ringventile gebaut. Die im Sitz befindlichen ringförmigen Spalten werden durch einen Stahlring von etwa 2 mm Dicke abgedeckt, der somit die Rolle eines Ventiltellers übernimmt. Der Ventilhub beträgt selten mehr als 4 mm.

Das Gewicht dieser Ringe ist gegenüber den sie belastenden Federn so klein, daß der Ventilsatz in jeder beliebigen Lage in den Kompressorzylinder eingebaut werden kann, die Hubbewegung darf sogar in wagerechter Richtung erfolgen.

Die Federbelastung hat die Ventilbewegung derart zu beeinflussen, daß sich die letztere genau der Kolbenbewegung anpaßt. Es ist einzig Sache des Versuches, diejenige kleinste Ventilbelastung zu finden, die eine rechtzeitige Einleitung des Ventilschlusses hervorbringt. Ist die Feder zu hart, so sind die Widerstände zum selbsttätigen Öffnen zu groß; ist sie zu weich, so entsteht das sogenannte Flattern der dünnen Stahlplatten.



Diese Steuerorgane verlangen eine sorgsame Überwachung, sie müssen daher leicht zugänglich gemacht werden.

Die Berechnung der Durchflußquerschnitte geschieht nach der Kontinuitätsgleichung

$$f = F \frac{c}{w}.$$

Für die mittlere Geschwindigkeit des Gases in den Ventilen wählt man gewöhnlich

$$w = 20 \text{ bis } 25 \text{ m/sek.}$$

Bei rasch laufenden Kompressoren ist die untere Grenze einzuhalten, bei großen langsam laufenden Kolbengebläsen die obere, doch sollte eine Geschwindigkeit von 30 m/sek nur ausnahmsweise überschritten werden.

In der Gleichung bedeutet ferner  $F$  die Kolbenfläche und  $c$  die Kolbengeschwindigkeit. Als solche kann für Saugventile die mittlere Kolbengeschwindigkeit  $c_m = \frac{S \cdot n}{30}$  eingesetzt werden, da diese Organe während eines ganzen Hubes in Tätigkeit sind.

Die Druckventile zeigen in ihrer Bewegung ein abweichendes Verhalten; sie werden am Ende der Kompression plötzlich aufgestoßen, wenn der Kolben eine beträchtliche Geschwindigkeit besitzt. Das während des Ventilhubes auszustößende Gasvolumen ist wohl kleiner als das Ansaugvolumen, es muß aber in viel kürzerer Zeit aus dem Zylinder gestoßen werden. Für die Berechnung des Druckventilquerschnittes  $f$  ist daher diejenige mittlere Kolbengeschwindigkeit einzusetzen, die sich aus der Bewegung des Kolbens während der Ausstoßperiode ergibt. Man erhält sie am einfachsten durch Auftragen der Kolbengeschwindigkeiten vom Ende der Kompression bis zum Totpunkt in Funktion des Drehwinkels der Kurbel oder der Zeit. Die mittlere Ordinate der Kurve ist die gesuchte mittlere Kolbengeschwindigkeit während des Ausstoßens des Druckgases. Man erhält damit für die Druckventile meistens einen kleineren Gesamtquerschnitt als für die Saugventile; im übrigen hängt das Ergebnis vom Druckverhältnis ab.

Im folgenden seien einige neuere Ventilkonstruktionen zur Darstellung gebracht.

Die Firma A. Borsig in Tegel-Berlin verwendet für ihre Kompressoren ausschließlich selbsttätige Ringventile nach Patent Lindemann, die in den Fig. 31 und 32 dargestellt sind. Der Abschluß des Ventilsitzes  $a$  wird bewirkt durch eine

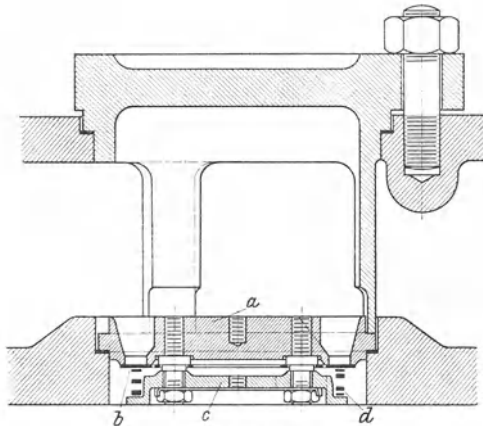


Fig. 31.

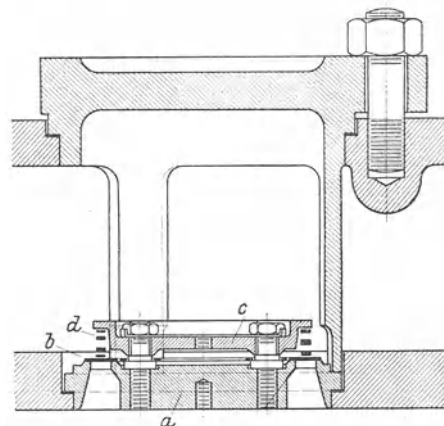


Fig. 32.

ringförmige Stahlplatte  $b$  von  $\frac{3}{4}$  bis 2 mm Stärke, die an zwei federnden Armen reibungslos geführt wird. Die zylindrische Stahldrahtfeder  $d$  legt sich zwischen Ventilplatte  $b$  und Hubfänger  $c$ . Saug- und Druckventile lassen sich gegen-

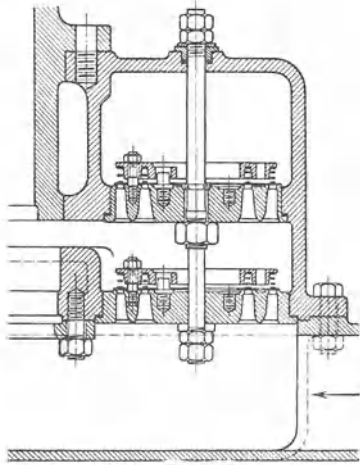


Fig. 33.

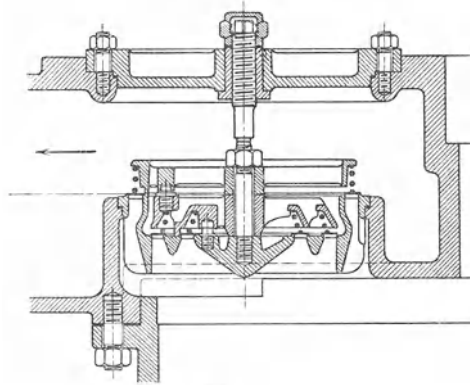


Fig. 34.

einander verwechseln, da sie völlig gleichgestaltet sind. Man braucht also weniger Ersatzstücke.

An einem Gebläsezyylinder von 1630 mm Dmtr. und 1200 mm Hub bei 80 Uml./min hat A. Borsig 11 Saugventile und 7 Druckventile verwendet. Jedes derselben besitzt eine freie Durchgangsfläche von  $f = 340$  qcm, somit wird eine Durchflußgeschwindigkeit für das Ansaugen von  $w = 18$  m/sek erreicht, wenn von einer Kontraktion abgesehen wird. Die Ventile haben bei 90 Uml./min ruhig gearbeitet. In den Fig. 33 und 34 sind zwei Ventile mit Durchgangsquerschnitten von 100 und 400 qcm gezeichnet, wobei der Einbau in den Gebläsezyylinder ersichtlich ist. Ein ähnliches Ventil zeigt Fig. 35.

Die sächsische Maschinenfabrik vorm. Rich. Hartmann in Chemnitz baut Ventile nach Patent Dietrich. Das in Fig. 36 dargestellte Saugventil hat im Sitz  $a$  zwei ringförmige Durchflußquerschnitte. Jeder derselben wird abgedeckt durch einen gesonderten Stahlring  $b$ , der an seinem inneren Umfange zur Erhöhung der Steifigkeit etwas aufgebördelt ist und an Nasen eine lose seitliche Führung erhält. Um das Flattern der Stahlplatten zu vermeiden, wirken auf sie 6 Biegungsfedern  $d$  (Fig. 37); die mit Hilfe des Ringes  $e$  im Ventilfänger  $c$  eingeklemmt werden.

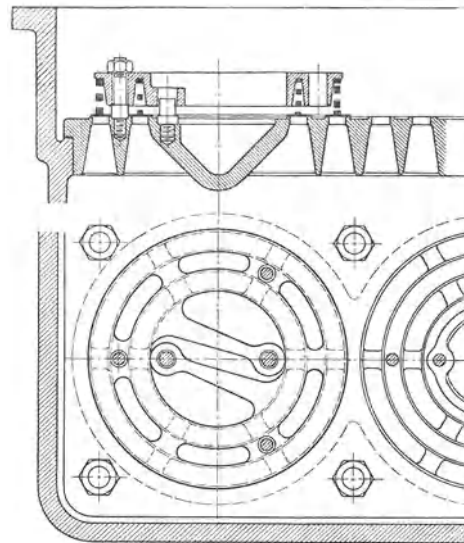


Fig. 35.

Bei dem Ventil von Klepal<sup>1)</sup> (Fig. 38) werden zwei Federn angewendet, von denen die eine den Ventilteller in normaler Weise belastet, die zweite aber entlastet. Die Anordnung kann so getroffen werden, daß das Ventil sanft auf seinen Sitz auftrifft, auch wenn großer Ventil-

<sup>1)</sup> Z. Ver. deutsch. Ing. 1909, S. 2077.

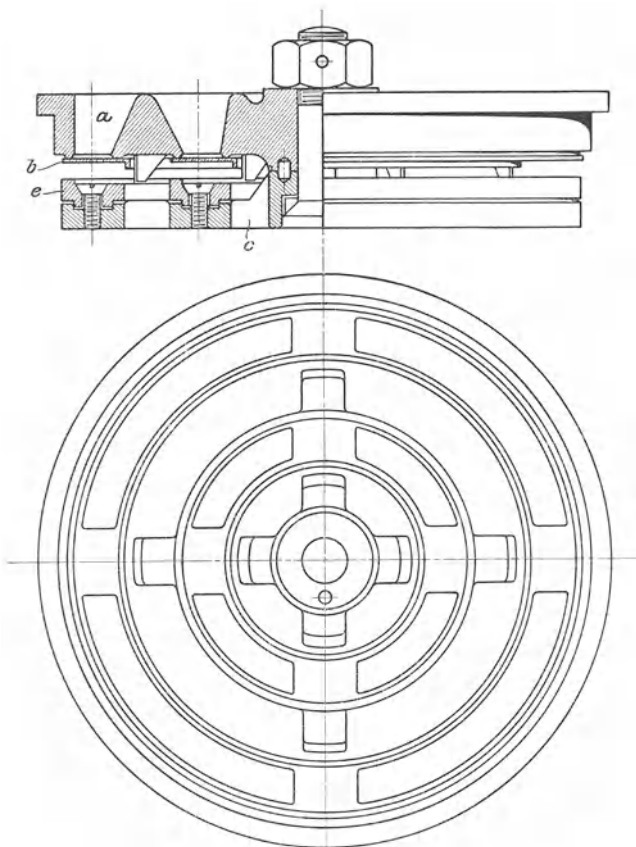


Fig. 36.

hub und große Umlaufzahl angewendet werden. Durch Einstellen beider Federn lassen sich die zweckmäßigsten Ventilbelastungen bei verschiedenen Hubhöhen ermitteln.

Hoerbiger-Ventil, gebaut von der Märkischen Maschinenbauanstalt Ludwig Stuckenholz A.-G., Wetter-Ruhr.

In Fig. 39 ist ein Saug- und Druckventil im Schnitt dargestellt. Zwischen dem Ventilsitz *A* und dem Fänger *B* liegt die Ventilplatte *C*, deren Grundriß Fig. 40 zeigt. Diese Stahl-

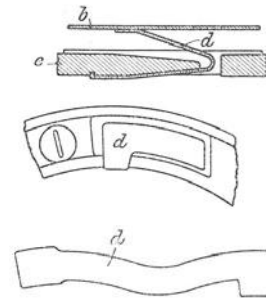


Fig. 37.

platte von 2 mm Dicke ist in der Mitte zwischen Ventilsitz *A* und Fänger *B* auf der Spindel eingeklemmt, besitzt aber in den bogenförmigen Stegen erhöhte Elastizität, da auf dem Bogen von *a*—*a* die Dicke von 2 auf 1 mm ausgeschliffen ist. Beim selbsttätigen

Heben der äußeren Plattenringe schlagen diese dünner geschliffenen Teile gegen die Köpfe von Kupfernieten *D*, bevor der Hub der eigentlichen Plattenringe seinen größten Betrag erreicht hat, und bewirken damit ein gleichmäßiges Durchbiegen der Plattenringe.

Vor dem rostförmigen Ventulfänger *B* (Grundriß Fig. 41) liegt eine Polsterplatte mit 0,5 mm Spiel gegenüber der Begrenzungsebene des Fängers, die als Puffer dient und das Geräusch des Ventilspieles herabmindert. Als weiteres Polstermittel sind zwei Spiralfedern *F* in den Fänger *B* eingesetzt. Die Sorgfalt bei der Dämpfung der Ventilbewegung bezweckt die Verwendung an Maschinen mit größeren Umlaufzahlen.

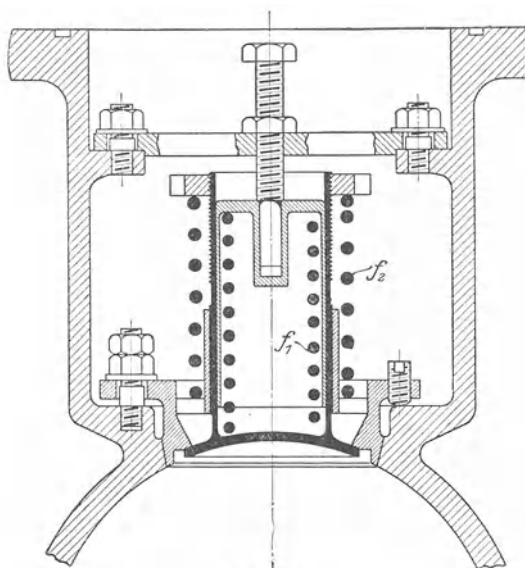


Fig. 38.

Bei kleinen, rasch laufenden Kompressoren werden die Ventilsitze in den Zylinderdeckel eingeschraubt. In den Fig. 42 und 43 sind Saug- und Druckventile der Firma Weise & Monski, Halle a. Saale abgebildet<sup>1)</sup>, die bei 450 Uml./min noch ihren Zweck erfüllen.

Einfache Tellerventile zeigen die Ausführungen der Maschinenbau A.-G. vorm. Breitfeld, Danec & Co. in Prag (Fig. 44). Die Ventile

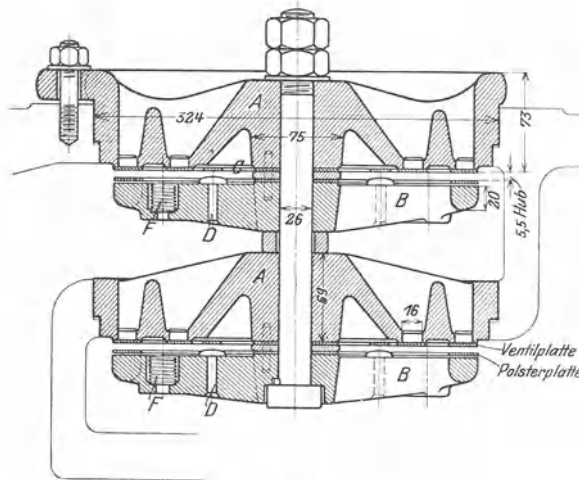


Fig. 39.

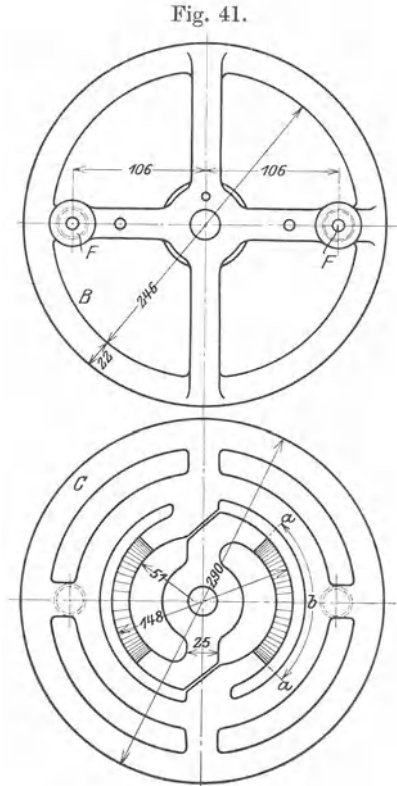
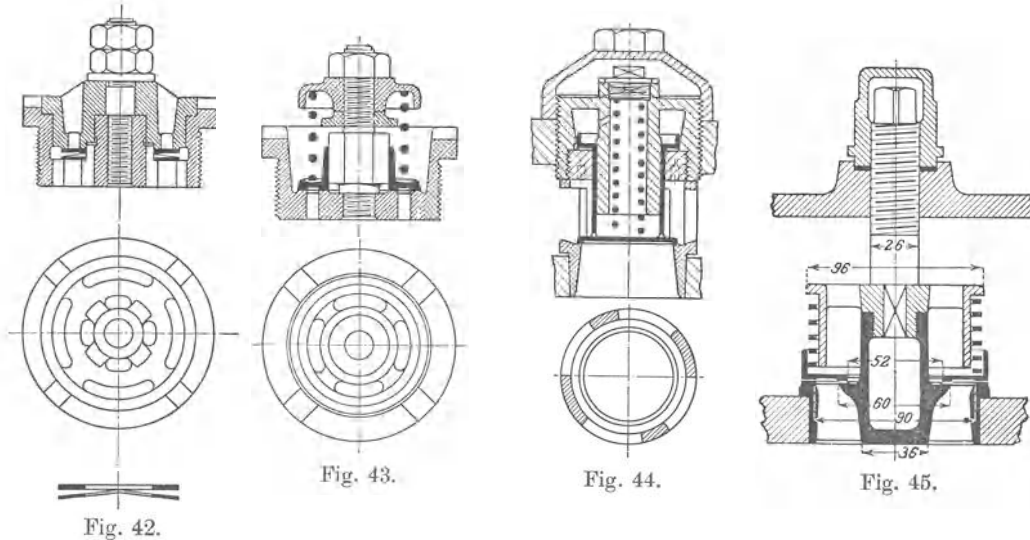


Fig. 40.

sind aus Stahl mit Luftpuffer zur Stoßverminderung und haben sich bei 175 Uml./min im Dauerbetrieb gut bewährt.

Ein ähnliches Ventil mit Federbelastung (Fig. 45) entstammt der Maschinenbau A.-G. Balcke, Bochum, bei dem Ventilsitz und Fänger aus Rotguß und der Teller aus Duranametall bestehen.



<sup>1)</sup> Z. Ver. deutsch. Ing. 1908, S. 1749 usw.  
Ostertag, Kompressoren.

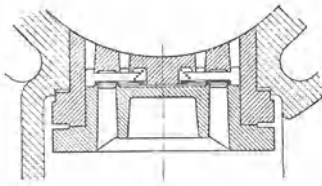


Fig. 46.

von 30 Atm. zu erzeugen.

Für einen Kompressor mit Differenzialkolben (200 und 220 mm Dmtr., 200 Hub und 200 Uml./min) ist von der Armaturen- und Maschinenfabrik A.-G. vorm. Hilpert, Nürnberg, ein Ventil (Fig. 46) gebaut worden, dessen Bronzesitz sich ganz an den Zylinderumfang anschmiegt. Der schädliche Raum ist hier sehr klein. Der Hub der federbelasteten Platte beträgt 5 mm. Der Kompressor vermag einen Druck

### 37. Die Gutermuth-Klappe.

Die von Prof. M. F. Gutermuth in Darmstadt eingeführten patentierten Klappen zeigen sowohl in ihrer Einzeldurchbildung, als auch in der Art des Einbaues in den Kompressorzylinder ein eigenartiges Gepräge und verdienen ihrer Vorzüge wegen volle Aufmerksamkeit.

Als Abschlußorgan wird ein Stahl- oder Bronzeblech von 1 bis 1,5 mm Dicke benutzt, das nach Art der Spiralfedern auf einen Dorn aufgewickelt wird, in dessen Längsschlitz das eine Blechende eingreift. Das zum Verschuß des Schlitzes im Ventilsitz dienende andere Blechende bleibt eben und zeigt für hohe Drücke zuweilen eine etwas größere Blechstärke. Die innerste Spiralwindung ist etwas breiter gehalten als die übrigen, damit sich die anderen Windungen an den Wänden oder an den benachbarten Klappen nicht reiben.

Die zur Lagerung der Klappen dienende Spindel ist 1 mm dicker als der Wickeldorn zur Herstellung der Spirale, so daß die Feder fest in der Spindel sitzt und in ihren Längsschlitz eingreift. Eine weitere Befestigung ist für die Klappe nicht nötig. Die Spindeln werden durch Klammern oder

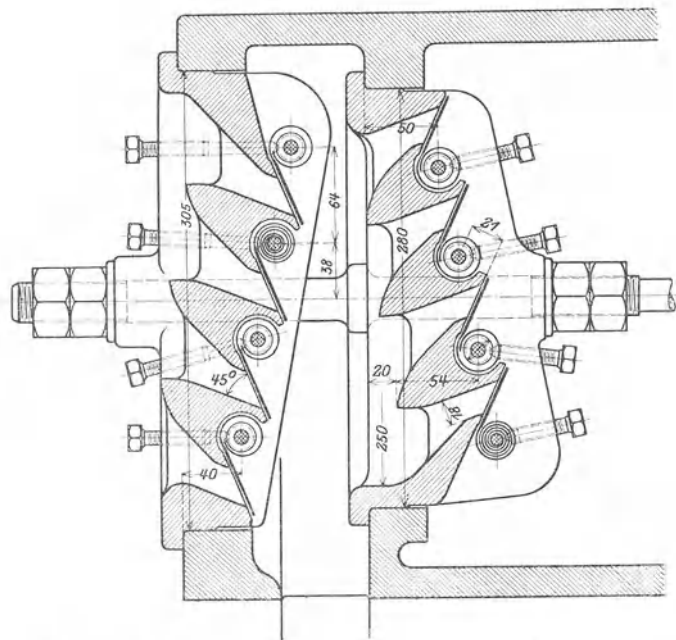
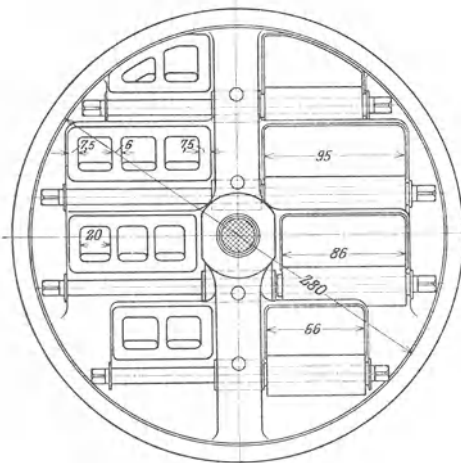
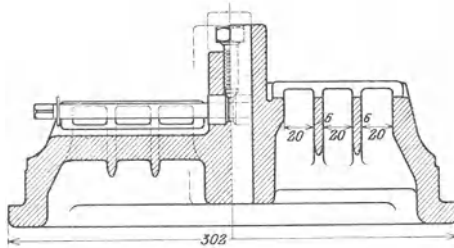


Fig. 47—49.

Stellschrauben und dergleichen festgehalten; die Anordnung ist so zu treffen, daß das Drehen und Festklemmen der Spindel eine bequeme und sichere Einstellung der nötigen Federspannung ermöglicht. Da der Widerstand der Klappen gegen den durchgehenden Strom sehr gering ist, sind die Kraftwirkungen auf die Spindel klein.

Die aufsitzende Klappe kann trotz der geringen Blechstärke durch Ausbildung von Gittersitzen selbst gegen sehr hohe Pressungen widerstandsfähig gemacht werden, sie hat sich bei Kohlensäurekompressoren mit 60 bis 80 Atm. Druck gut bewährt.

Die Kanäle der Sitze stoßen in einem spitzen Winkel gegen die Sitzfläche, damit die Flüssigkeit ohne wesentliche Richtungsänderung durchfließen kann. Dabei legt sich die Klappe in geöffnetem Zustand seitlich an den Strahl. Der Klappenhub wird also durch die Strahldicke begrenzt und nicht durch den Belastungswiderstand. Dadurch kann der Hub groß ausfallen; beim Schließen nimmt die Hubhöhe nach den Windungen zu ab, so daß die Klappe auch bei großer Umlaufzahl der Hauptwelle sehr ruhig und mit kleinen Durchgangswiderständen arbeitet.

In den Fig. 47—49 ist ein normaler Gebläseventilsatz dargestellt, bestehend aus einem Saug- und einem Druckventil in dem üblichen Zusammenbau. Auf der Kreisfläche jedes Ventiles sind 8 Klappen angeordnet. Die Kanalrichtung der Saugschlitze ist gegen die Zylindermittle gerichtet; die Richtung der Klappenspindeln ist für alle Saugventile tangential gestellt, so daß der eintretende Luftstrom seine Richtung möglichst beibehält. Aus dem gleichen Grunde sind an den Druckventilen die Klappenspindeln radial gerichtet, wie dies aus dem Querschnitt durch das Ventilgehäuse Fig. 50 hervorgeht.

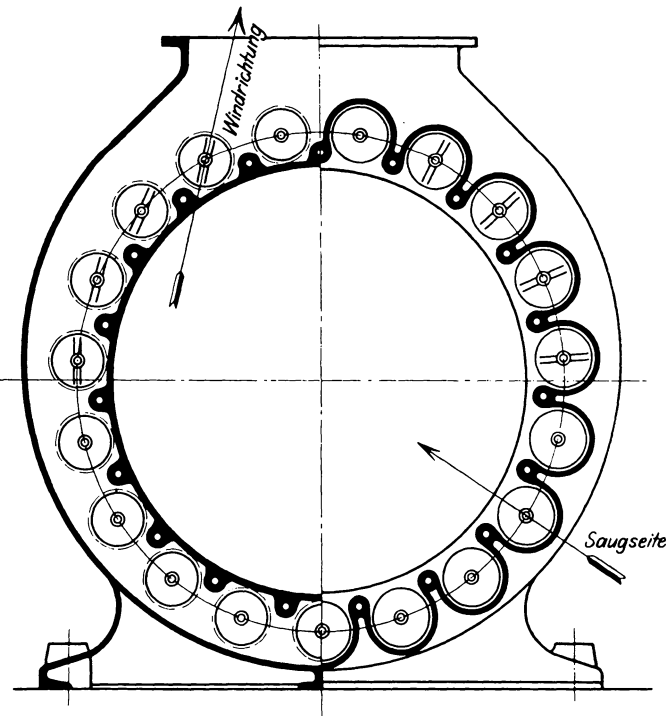


Fig. 50.

Der Ventilsatz gehört zu einem Gebläse von 2200 mm Dmtr., 1500 mm Hub und 40 Uml./min.

Ein sehr bequemer Einbau in den Zylinder wird durch den konischen Klappeneinsatz erreicht, der in den Fig. 51—56 abgebildet ist. Aus der ersten Figur ist erkenntlich, daß vier Schlitzreihen gebildet sind, von denen zwei für die Saugwirkung, die andern zwei für die Druckwirkung dienen. Die beiden Klappen einer Gruppe sitzen auf ein und derselben Spindel (Fig. 52) und lassen sich nach Wegnahme des linken Deckels von außen nachspannen. Die Art des Festklemmens geht aus den Figuren 54 und 55 hervor, während Fig. 56 die Spindel zeigt.

Dieser Klappeneinsatz gehört zu einem Niederdruckkompressor von 410 mm Zyl./Dmtr., 600 mm Hub, 160 bis 170 Uml./min, der gegen 6 Atm. arbeitet.

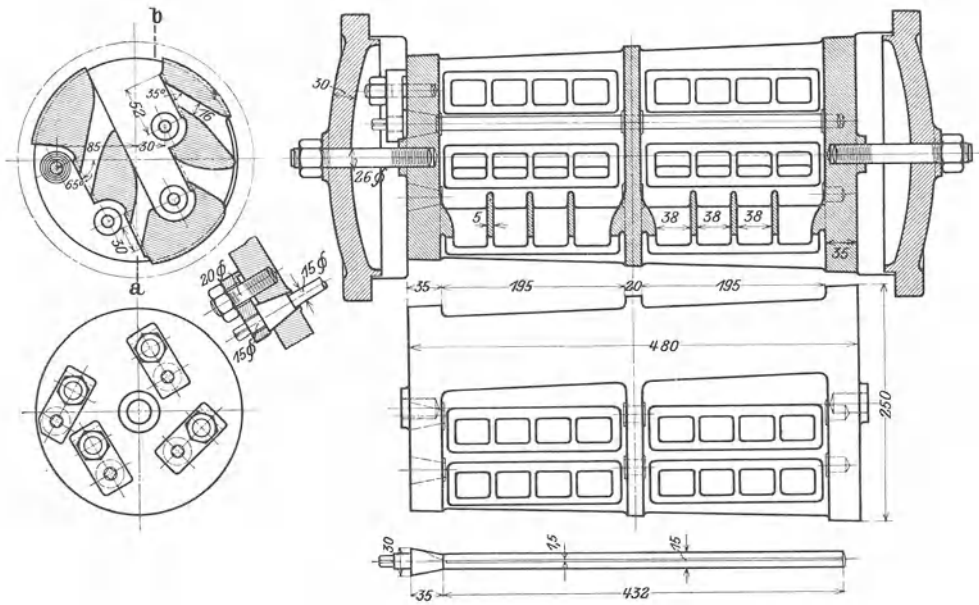


Fig. 51—56.

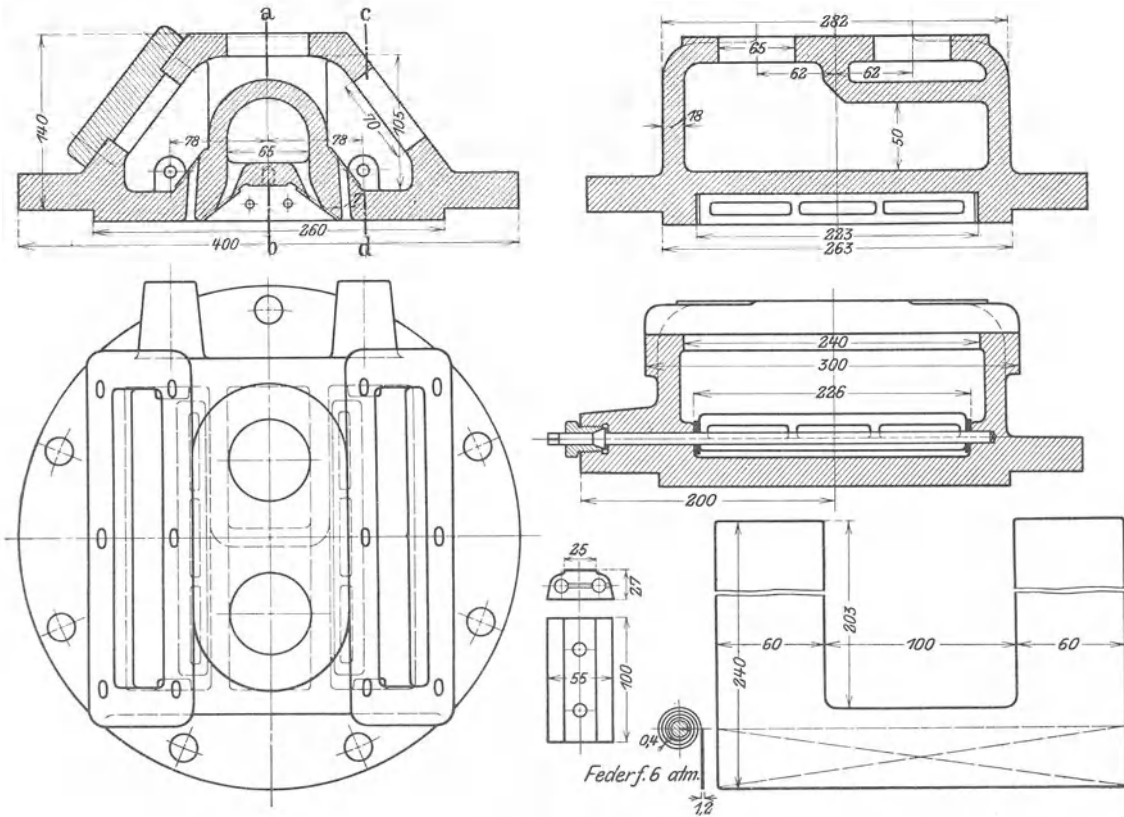


Fig. 57—62.

Fig. 57—62.

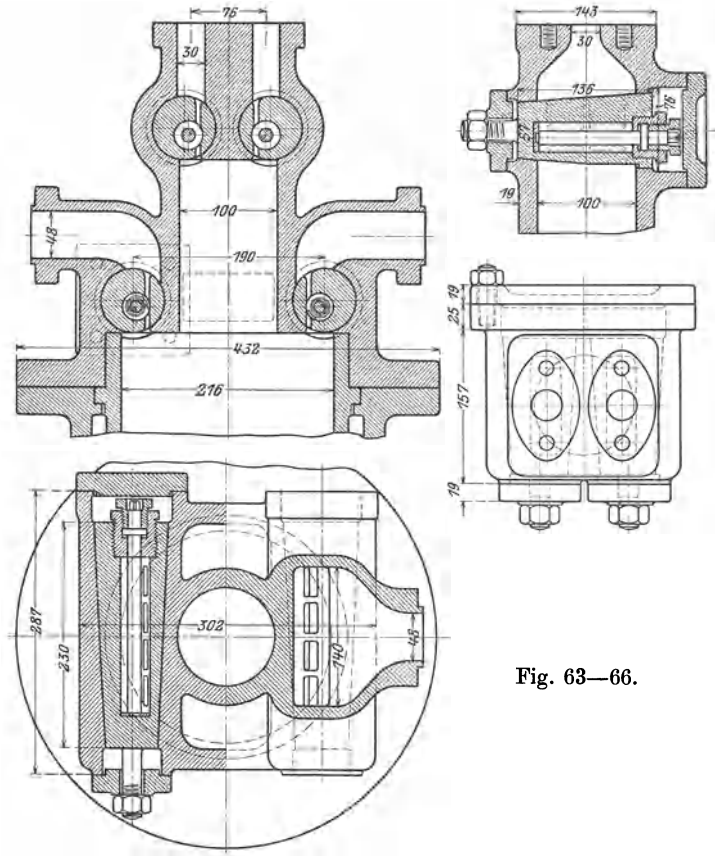


Fig. 63—66.

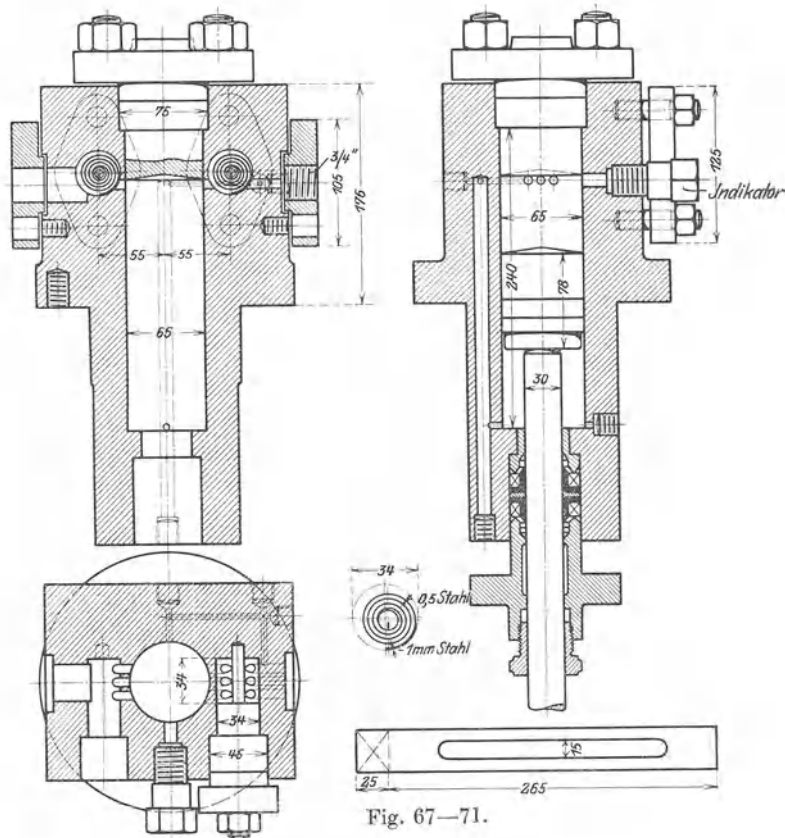


Fig. 67—71.



Bei kleineren Maschinen können auch die Klappen ohne besonderen Einsatz im Zylinderdeckel untergebracht werden. Ein derartiges Beispiel ist in den Fig. 57—62 veranschaulicht. Die Spindeln der beiden Druckklappen lassen sich von außen anspannen (Fig. 60), die Spindeln der Saugklappen werden mit dem

Klemmstück Fig. 61 in der gegen die Zylinderseite zugekehrten Wand befestigt.

Der Deckel gehört zu einer stehenden Maschine von 250 mm Dmtr., 300 mm Hub, 170 Uml./min und 6 Atm. Überdruck. Die Klappe selbst ist in Fig. 62 gezeichnet.

Eine äußerst gedrängte Bauart eines Verbundkompressors von 216/100 mm Zyl./Dmtr. und 102 mm Hub zeigen die Fig. 63—66. Der Deckel des Niederdruckzylinders ist als Zylinder für den Hochdruck ausgebildet und trägt die 4 konischen Klappeneinsätze.

Ein Kohlensäurekompressor von 65 mm Zyl./Dmtr., 120 mm Hub und 350 Uml./min ist in den Fig. 67—71 dargestellt. Die Sitzflächen für die Klappen sind hier wie im vorigen Beispiel der Einfachheit halber zylindrisch, die ganze Öffnung kann also gebohrt werden. Auch die Schlitze

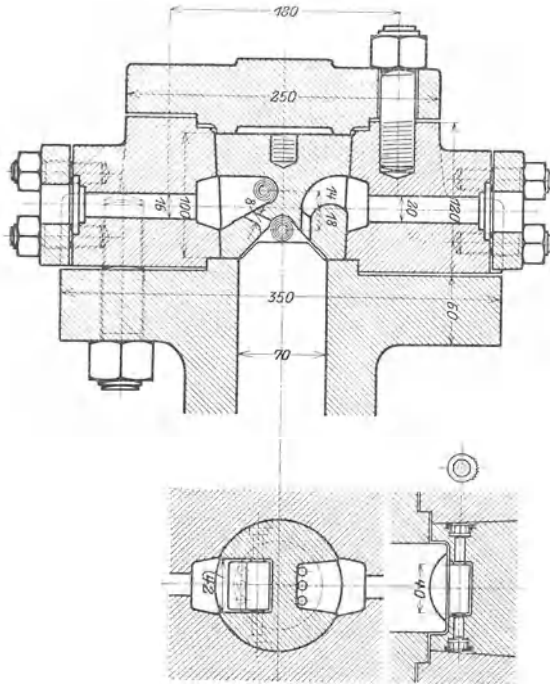


Fig. 72—74.

bestehen aus je 3 Löchern von 8 mm Dmtr.

Fig. 68 zeigt die Spindel, Fig. 70 und 71 die Klappe.

Der Deckel eines Hochdruckkompressors für Luft- und Gasverflüssigung ist in den Fig. 72—74 abgebildet. Die Gase gelangen mit 26 Atm. Druck in den Kompressor und verlassen ihn mit 200 Atm. Trotz des hohen Druckes ist die Blechstärke der Klappen nur 1,5 bis 2 mm.

Auch hier sind die Durchgangskanäle Bohrlöcher von 8 mm Dmtr.

Die Hauptabmessungen betragen 70 mm Zyl./Dmtr., 180 mm Hub und 175 Uml./min.

### 38. Schiebersteuerungen.

Die Wirkungsweise der Schiebersteuerung besteht im wesentlichen darin, daß der Schieber den Beginn (*I*) und das Ende (*II*) des Saughubes, sowie den Abschluß des Hinausschiebens der Druckluft (*IV*) aus dem Zylinder regelt, während der Beginn des Hinausschiebens (*III*) durch ein selbsttätiges Ventil eingeleitet wird, das den Schieberraum vom Druckrohr trennt. Dieses Organ übernimmt den Dienst eines Rückschlagventiles; es fängt an sich zu öffnen, sobald der Druck im Zylinder — also vor dem Ventil — etwas über denjenigen hinter ihm gestiegen ist. Da dieses Ventil somit nur für das Öffnen in den Druckraum Bedeutung hat, kann sein natürlicher Hub voll ausgenützt werden und es läßt sich auch bei hoher Umlaufzahl ein geräuschloser Gang erzielen.

Kolbenschieber Patent Köster. Die Firma Pokorny & Wittekind in Frankfurt a. M. baut die Kolbenschiebersteuerung nach Patent Köster, wie sie im Längsschnitt Fig. 75 dargestellt ist. In der gezeichneten Stellung hält der

Steuerkolben  $AA_1$  den rechten Kanal  $C_1$  für das Ansaugen aus der Leitung  $S$  offen. Ist der Hauptkolben an seinen linken Totpunkt gelangt, so schneidet die innere Schieberkante  $a$  die Kanalkante  $b$  ab. Bewegt sich der Hauptkolben  $D$  nach rechts, so öffnet der immer noch nach links laufende Kolbenschieber  $A_1$  mit seiner äußeren Kante  $c$  den Kanal, so daß die Luft vom Kolben gegen das Rückschlagventil  $B_1$  gedrückt wird und das Öffnen selbsttätig bewirkt, wenn der Druck im Zylinder genügend hoch gestiegen ist. Ist der Hauptkolben in den rechten Totpunkt gelangt, so hat der Schieber  $A_1$  von links kommend den Kanal  $C_1$  eben geschlossen und öffnet ihn mit der inneren Kante für das Ansaugen erst, wenn die Expansion aus dem schädlichen Raum den Atmosphärendruck angenommen hat.

Diese Verhältnisse können in einem Steuerdiagramm sichtbar gemacht werden in ähnlicher Weise, wie dies für die Steuerungen an Dampfmaschinen üblich ist. Ein solches ist in Fig. 76 für die rechte Zylinderseite gezeichnet. Werden die Überdeckungen  $e$  und  $i$  des Schiebers in der Mittellage gleich groß ausgeführt, so ist  $OE_{IV}$  die Exzenterstellung für die Kurbelstellung  $OK$ . In der Stellung  $OE_I$

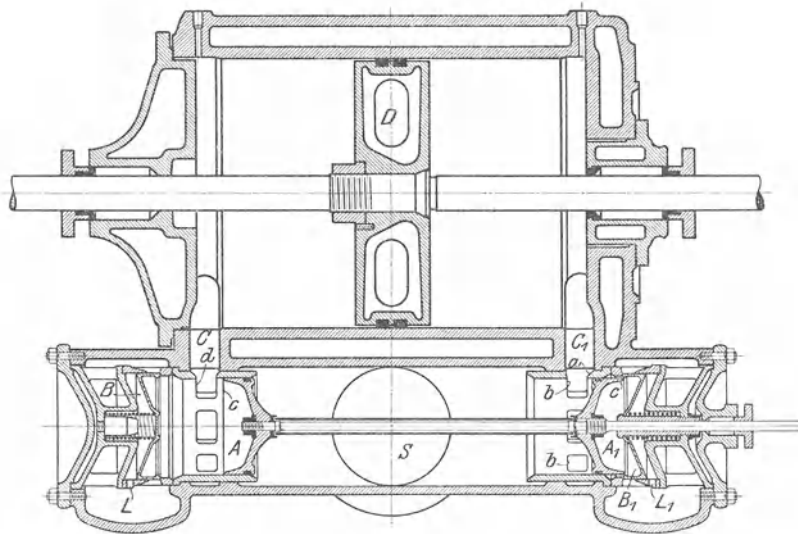


Fig. 75.

ist die Expansion aus dem schädlichen Raum beendet und das Eröffnen des Kanals  $C_1$  durch die innere Schieberkante beginnt. In  $E_{II}$  gegenüber  $E_{IV}$  steht der Kolben im rechten Totpunkt und der Schieber schließt das Ansaugen ab, so daß die Kompression beginnt.  $E_{III}$  gibt die Exzenterstellung im Augenblick des Eröffnens des Druckraumes vor dem Rückschlagventil zwischen  $A_1$  und  $B_1$ .

Zweckmäßig ist es, den Winkel zwischen Kurbel und Exzenter etwas größer zu halten als eben angegeben und die Überdeckungen ungleich auszuführen. Ist der Nacheilwinkel  $KOE'_{IV}$  größer als  $KOE_{IV}$ , so fällt die Expansion etwas größer aus als nötig, und es entsteht im Zylinder vor Beginn des Ansaugens ein kleines Vakuum; dadurch wird die Beschleunigung der Luftmassen befördert, sobald das Einströmen beginnt. Steht aber der Kolben im rechten Totpunkt (Exzenterstellung  $E'_{II}$ ), so hat der Schieber den Kanal für das Einströmen noch etwas offen und die beschleunigte Luftmasse kann in den Zylinder nachströmen. Der Liefergrad wird dadurch auf einfache Weise erhöht, ohne daß wesentliche Energieverluste stattfinden.

Nun übt aber der Steuerschieber selbst eine Verdrängerwirkung aus, die man erkennt, wenn die Schieberbewegung noch weiter als die eine bis jetzt be-

trachtete Umdrehung hinaus verfolgt wird. Dreht sich das Exzenter von  $E'_{IV}$  nämlich weiter, so wird die zwischen  $A_1$  und dem Ventil  $B_1$  befindliche Druckluft in den Druckstutzen gefördert, bis der Schieber in seine rechte Totlage  $E_0$

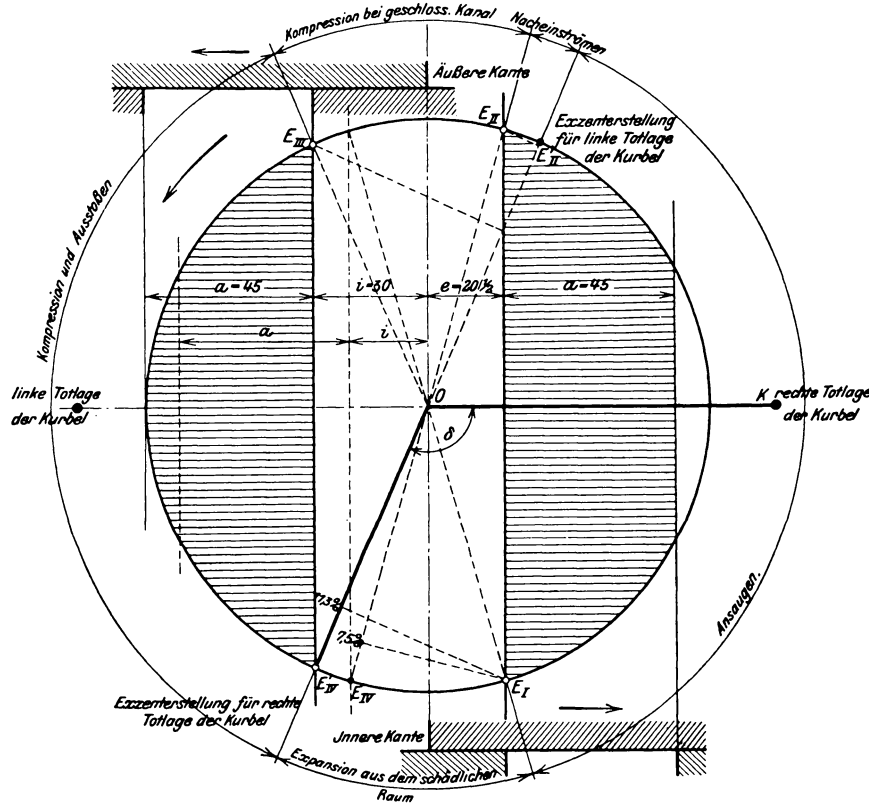


Fig. 76.

gekommen ist. Die in dieser Stellung zwischen  $A_1$  und  $B_1$  eingeschlossene Restluft (schädlicher Raum des Steuerkolbens) dehnt sich beim Rückgang des Schiebers nach links aus, bis in  $E_{III}$  die Verbindung mit dem Zylinder durch die äußere Schieberkante hergestellt wird und alsdann der Raum zwischen  $A_1$  und  $B_1$  durch die Kompression mit Druckluft angefüllt wird. Wird endlich das Ventil  $B_1$  geöffnet, so beginnt die Förderung, die in  $E'_{IV}$  beendet ist.

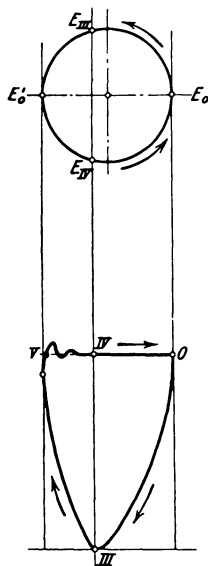


Fig. 77.

Diese Kompressorwirkung des Steuerkolbens läßt sich am Indikatordiagramm in Verbindung mit dem Steuerdiagramm erkennen, Fig. 77, von denen das erstere im Raume zwischen Schieber und Ventil abzunehmen ist.  $OIII$  ist die Rückexpansion,  $IIIIV$  die Kompression,  $VIVO$  das Fortdrücken, wobei  $IVO$  allein das Fortdrücken aus dem Steuerkolbenraum bedeutet.

Die aus dieser Diagrammfläche sich ergebende Arbeit ist zur indizierten Leistung des Hauptzylinders zu addieren. Aus Versuchen hat sich diese Arbeit des Steuerkolbens zu etwa 2,5 v. H. der indizierten Hauptarbeit ergeben.

Das bereits mehrfach erwähnte Rückschlagventil wird bei der Steuerung von Köster aus einem geschmiedeten Stahlblock ausgedreht und kann sehr leicht in seinen Abmessungen gehalten

werden. Damit es beim Öffnen nicht gegen seine Hubbegrenzung geschlagen wird, sind Öffnungen  $L$  und  $L_1$  angeordnet (Fig. 75), durch die während des Anhebens die zwischen Ventil und Hubbegrenzung befindliche Luft hinausgedrückt wird. Sobald aber das Ventil diese Öffnungen  $L$  abdeckt, bildet sich ein Luftpuffer, der ein Anschlagen gegen die Ventilbegrenzung verhindert.

Aus der Fig. 77 ersieht man, daß nach Abschluß des Kanales  $C_1$  durch die äußere Schieberkante (Exzenterstellung  $E'_{IV}$  Schieberstellung  $IV$ ) der Kolbenschieber die Verdrängerwirkung ausübt, bis er im rechten Totpunkt angelangt ist (Strecke  $IVO$ ). Da aber diese Luftmenge nur etwa 1:40 des Hubvolumens des

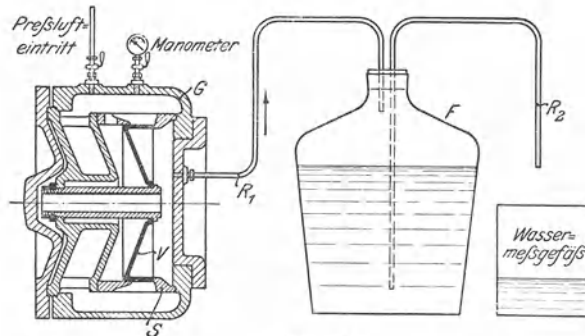


Fig. 78.

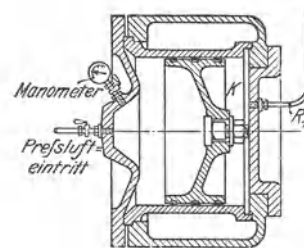


Fig. 79.

Hauptkolbens beträgt, so verringert sich der Hub des Ventils nach Abschluß des Kanales  $C_1$  auf etwa  $1/30$  bis  $1/40$  des normalen Betrages; das Ventil ist also seinem Sitz bereits sehr nahe und hat in der Totlage (Exzenterstellung  $E_0$ ) des Schiebers sicher geschlossen. Dadurch wird ein ganz allmähliches Schließen des Ventils bewirkt, wozu die Zeit eines ganzen Kolbenhubes zur Verfügung steht; es reicht folglich eine schwache Federbelastung (etwa 0,008 bis 0,01 kg pro 1 qcm Ventilfläche) aus.

Bei der Bemessung der Kanalquerschnitte soll eine mittlere Luftgeschwindigkeit von 35 m/sek nicht überschritten werden.

Um Steuerungsteile auf ihre Dichtheit zu prüfen, verwendet die Firma Pokorny & Wittekind eine einfache Vorrichtung, Fig. 78.

In einem gußeisernen Gefäß  $G$  ist beispielsweise das Rückschlagventil  $V$  mit seinem Sitz  $S$  untergebracht. Wird das Gefäß unter Luftdruck gesetzt, so kann die durch Undichtheiten der Ventilsitzfläche entweichende Luft nur durch das Röhrchen  $R_1$  gehen und in das Glasgefäß  $F$  treten, aus dem eine dem Luftvolumen entsprechende Wassermenge durch das Steigrohr  $R_2$  verdrängt wird. Diese kann aufgefangen und abgewogen werden. Auf diese Weise können auch Steuerschieber auf ihre Dichtheit geprüft werden (Fig. 79).

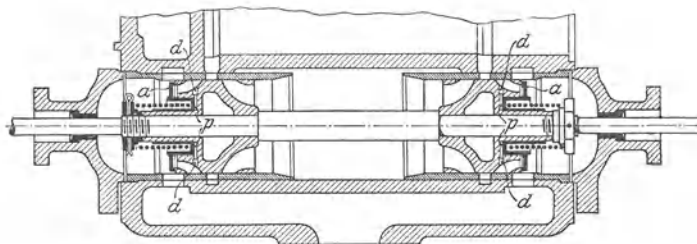


Fig. 80.

**Kolbenschieber der Vereinigten Maschinenfabrik Augsburg-Nürnberg.** Das Eigenartige des in Fig. 80 dargestellten Kolbenschiebers besteht darin, daß das Rückschlagventil  $aa$  am Schieber selbst sitzt und seine Bewegung mitmacht. Der Kolbenschieber hat daher keine Verdrängerarbeit zu leisten. Damit der zur Ventileröffnung notwendige Überdruck klein ausfällt, sind die Luftpuffer  $p$  der

Rückschlagventile durch mehrere Löcher  $d$  mit den Druckkanälen in den Schiebern verbunden. Dadurch wird die wirksame Druckfläche zum Anheben des Ventiltellers vergrößert, so daß der Hauptsache nach nur noch die Federkräfte zu überwinden sind.

**Kolbenschieber Patent Icken**, gebaut von G. A. Schütz, Wurzen i. S. An jedem Zylinderende laufen quer zur Maschinenachse zwei Kolbenschieber (Fig. 81 und 82), die durch zwei Stangen miteinander starr verbunden sind und zwangsläufig durch einen Exzenterantrieb hin- und hergeschoben werden.

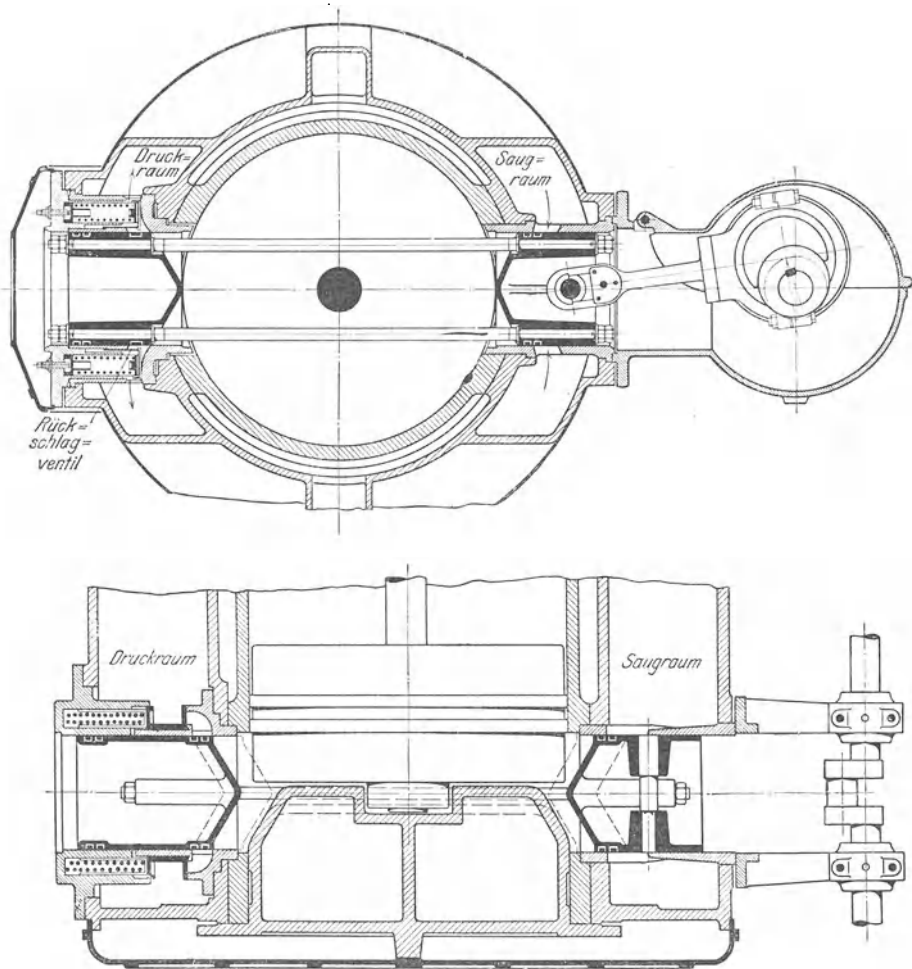


Fig. 81 u. 82.

Der eine Kolben öffnet für das Saugen, der andere für das Drücken; konzentrisch um den Drucksteuerkolben ist das federbelastete Ringventil angeordnet.

Da der Antrieb der Exzenter eine Steuerwelle benötigt, so läßt sich diese Anordnung besonders zweckmäßig für Dampfmaschinenantrieb mit Ventilsteuerung verwenden.

Der Schieber ermöglicht wie bei den Steuerungen mit Luftventilen getrennte Wege für die Saug- und die Druckluft; ein Anwärmen der Saugluft ist also weniger zu erwarten, als wenn dieselben Kanalwänden auch von der heißen Druckluft bestrichen würden. Die Kanäle können kurz und weit gehalten werden, der Schieberweg wird klein, ebenso der schädliche Raum (4 v. H. zwischen Hauptkolben und Schiebern, 0,4 v. H. zwischen Druckschieber und Rückschlag-

ventil). Für den Exzenterantrieb genügen kleine Abmessungen, da der Kolbenschieber vollkommen entlastet ist und keine Luftverdrängung bewirkt; aus demselben Grunde ist auch die Eigenreibung klein.

Die Rückschlagventile können bei dem angewendeten großen Umfang mit kleinem Hub auskommen, sie sind von außen durch Abnehmen eines Deckels bequem zugänglich.

In Fig. 83 sind Indikatorgramme abgebildet, deren Saug- und Drucklinien regelmäßigen Verlauf aufweisen. Sie entstammen einem doppeltwirkenden zwei-stufigen Kompressor, der bei 110 Uml./min eine stündliche Menge von 6000 bis 7000 cbm Luft ansaugt.

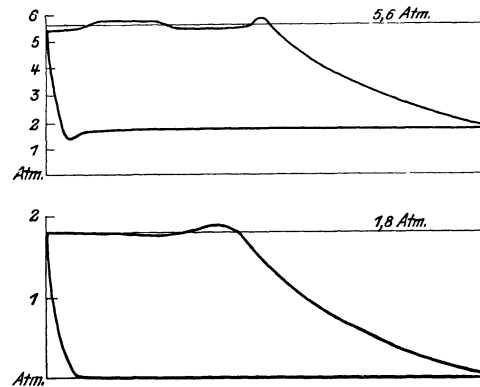


Fig. 83.

### 39. Schiebersteuerung mit Druckausgleich.

Um den volumetrischen Wirkungsgrad zu erhöhen, ist der Vorschlag entstanden, eine Überströmung von der Druck- nach der Saugseite in der Kolbentotlage herbeizuführen. Dies kann in einfacher Weise durch einen im Schieber eingegossenen Überströmkanal geschehen.

Dadurch fällt statt der Expansionslinie der Druck sofort steil ab und nimmt zu beiden Seiten des Kolbens denselben Wert an, der infolge der Mischung über dem Atmosphärendruck liegt.

Die Expansionsarbeit der Restluft wird in diesem Fall nicht zurückgewonnen. Der Energiebedarf ist also größer als bei Maschinen gleicher Luftleistung ohne Druckausgleich.

Ein zweiter Nachteil besteht in der ungünstigen Wirkung der Kolbenkräfte für den Fall des Fehlens des Expansionsdruckes. (Siehe Abschnitt 35.)

Nach beendetem Druckhub bleibt Gas von hoher Spannung zwischen Schieber Spiegel und Rückschlagventil eingeschlossen und strömt beim Öffnen des Druckkanales zu Beginn der nächsten Verdichtung in den Zylinder zurück, vergrößert damit den Druck nochmals.

Diese Nachteile hängen ab von der Größe des schädlichen Raumes, von der Größe des Raumes zwischen Schieber und Rückschlagventil und vom Druckverhältnis.

Da diese Nachteile durch den Vorteil einer etwas besseren Ausnützung des Zylindervolumens nicht ausgeglichen werden, soll auf den Druckausgleich nicht näher eingegangen werden.

## C. Die Regelung der Kolbenkompressoren.

Die Kolbenkompressoren haben meistens gegen einen unveränderlichen Druck im Windkessel oder Drucknetz zu arbeiten, wobei die Liefermenge dem Bedarf entsprechend innerhalb gewisser Grenzen verändert werden soll.

Bei Kolbengebläsen für Hochofen- oder Kuppelofenbetrieb wird umgekehrt gleichbleibende Windmenge verlangt, während die Widerstandshöhe stark veränderlich ist, gegen die der Kompressor anzukämpfen hat.

Die Regelung der Liefermenge richtet sich nach der Art der Antriebsmaschine,

und zwar lassen sich die Vorrichtungen in zwei Gruppen einteilen, je nachdem es möglich ist, die Antriebsmaschine mit verstellbarer Umlaufzahl zu versehen oder nicht.

#### 40. Regelung der Liefermenge durch Änderung der Umlaufzahl.

Die natürliche Anpassung der Liefermenge an den Bedarf geschieht, wie bei den Wasserpumpen, durch Veränderung der Umlaufzahl, da diese beiden Größen einander proportional sind.

Als Antriebsmaschine kommt hierbei hauptsächlich die Dampfmaschine in Betracht, die sich für Kolbenkompressoren in vorzüglicher Weise eignet, namentlich in der Tandem-Anordnung für Luft- und Dampfzylinder. Die Umlaufzahl der Dampfmaschine läßt sich in weiten Grenzen verstellen, und zwar kann sie auf drei Arten vorgenommen werden, entweder von Hand oder mit Hilfe des

Fliehkraftreglers oder endlich durch Einwirkung der Druckluft auf die Regelung der Dampfmaschine.

Die Einstellung von Hand ist deshalb möglich, weil der Kompressor mit Dampftrieb in gewissen Grenzen eine Selbstregelung zeigt. Wird nämlich der Dampfzylinder von Hand auf eine bestimmte Füllung eingestellt, so erzeugt der Kompressor einen gewissen Enddruck und paßt seine Luftmenge von selbst dem schwankenden Bedarf an; er läuft schneller, wenn mehr Luft gebraucht wird, wobei allerdings der Luftdruck infolge der größeren Widerstände etwas sinkt; er

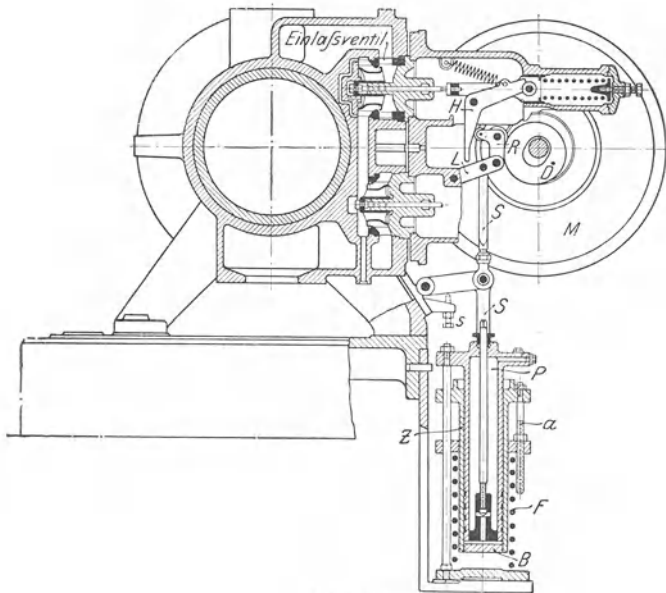


Fig. 84.

läuft langsamer, wenn weniger Luft gebraucht wird, wobei der Luftdruck etwas steigt.

Diese Selbstregelung des Kompressors ist bei gleichbleibendem Dampfdruck meistens ausreichend. Der Fliehkraftregler hat dann nur die Aufgabe, ein Durchgehen der Maschine bei Rohrbruch u. dgl. zu verhüten.

Bei schwankendem Dampfdruck wird die Füllung etwas über den nötigen Betrag erhöht und der Druck von Hand entsprechend gedrosselt.

Soll die Luftleistung mit Hilfe des Fliehkraftreglers eingestellt werden, so hat der Maschinist die Umlaufzahl durch Veränderung der Muffenbelastung dem Bedarf entsprechend einzustellen; eine Selbstregelung ist dabei nicht möglich.

Als Beispiel der dritten Regelungsart sei die selbsttätige Regelung auf gleichbleibenden Luftdruck beschrieben, ausgeführt von der Maschinenfabrik G. A. Schütz, Wurzen i. S. (Patent Müller).

Die Anordnung benützt kleine zulässige Druckschwankungen, um die Dampfeinströmventile zu beeinflussen, Fig. 84.

Der erzeugte Luftdruck wirkt auf den Boden *B* des beweglichen Zylinders *Z*, der den feststehenden Tauchkolben *P* umschließt. Steigt der Luftdruck bei ver-

mindertem Luftbedarf etwas, so wird der Zylinder *Z* nach unten getrieben und nimmt durch die Stange *S* den Lenker *L* mit, so daß das Rollenstück *R* den Ventilhebel *H* am längern Hebelarm anfaßt und dadurch die Füllung verkleinert. Die Umlaufzahl nimmt daher der verminderten Leistung entsprechend ab. Mit der Schraube *s* kann das Nadelventil derart eingestellt werden, daß eine kleinste Füllung nicht unterschritten wird, die für den Leerlauf der Maschine nötig ist.

Diese Verstellung der Füllung tritt erst ein, wenn der Luftdruck sich so viel geändert hat, daß der Reibungswiderstand des Reglerkolbens überwunden wird. Innerhalb dieser Druckschwankung zeigt der Kompressor die oben besprochene Selbstregulierung bei unveränderter Füllung. Erst wenn die Reibung des Getriebes überwunden ist, bewirkt eine weitere Drucksteigerung sofort eine Abnahme der Füllung, so daß der Kompressor schneller die der kleineren Leistung entsprechende niedrigere Umlaufzahl erreicht, als dies bei Selbstregulierung möglich ist.

In gleicher Weise beeinflußt der Regler die Füllung bei Änderung des Dampfdruckes. Steigt der Dampfdruck, so fängt der Kompressor an, schneller zu laufen, daher steigt auch der Luftdruck, bis durch die Einwirkung des Reglerkolbens die Füllung verkleinert wird und die Umlaufzahl wieder abnimmt.

In Fig. 85 ist eine selbsttätige Druckregelung dargestellt, die von J. C. Breinl in Prag-Smichow vorgeschlagen wird<sup>1)</sup>.

Der Drehpunkt des Reglerhebels wird bei zunehmendem Luftdruck derart verstellt, daß die Füllung abnimmt. Zu diesem Zweck ist ein Leistungsregler mit stark statischer Wirkung verwendet. Die Druckluft wird in den Reglerzylinder geführt, der mit Öl angefüllt ist, sein Kolben wird zum größeren Teil mit Gewichten und außerdem mit einer Feder belastet.

Die besprochenen Verhältnisse gelten bei einzeln arbeitenden Kompressoren.

Sind zwei Maschinen parallel geschaltet, so ändern sich die Verhältnisse. In diesem Fall können die beiden Kompressoren nicht mit fester Füllung sich selbst überlassen bleiben, da in jedem derselben eine Schwankung im Luft- oder im Dampfdruck sich etwas anders äußert, wodurch sich die Arbeitsverteilung stark ändern würde.

Derartige Kompressoren werden daher meistens mit Leistungsreglern ausgerüstet, mit denen man die Verteilung der Arbeit einstellt.

Geschieht der Antrieb durch eine Gasmaschine, so kann auch hier die Umlaufzahl verstellt werden, wozu eine einfache Handregelung genügt. Allerdings sind die Grenzen enger als bei der Dampfmaschine, da bei Verwendung von Druckgas sich das Mischungsverhältnis von Luft zu Gas verkleinert, bei Sauggas vergrößert, sobald die Umlaufzahl abnimmt. In beiden Fällen erfolgt die Verbrennung nicht mehr unter den günstigsten Bedingungen, und kann sogar ganz versagen.

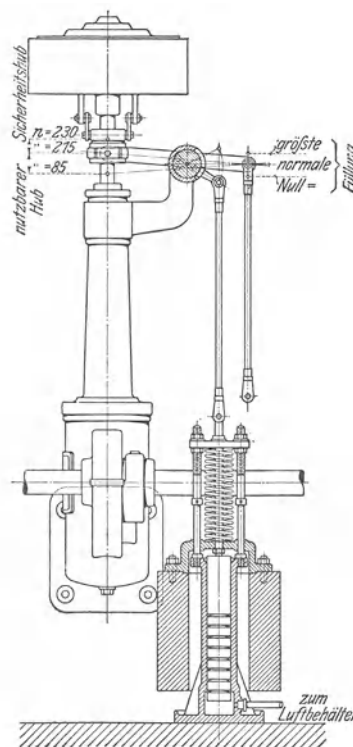


Fig. 85.

<sup>1)</sup> Z. Ver. deutsch. Jng. 1909, S. 750.



#### 41. Regelung der Liefermenge bei gleichbleibender Umlaufzahl.

Die Umlaufzahl des Kolbenkompressors kann nicht oder nur in engen Grenzen verstellt werden, wenn der Antrieb durch Riemen geschieht; eine solche Änderung ist auch häufig unerwünscht, wenn der Kompressor mittels Gasmaschine oder Elektromotor angetrieben wird.

Bei derartigen Verhältnissen ist der Kompressor für die größte Liefermenge zu bemessen, die bei der konstant bleibenden Umlaufzahl verlangt wird. Nimmt der Verbrauch ab, so hat der steigende Luftdruck im Sammelbehälter dafür zu sorgen, daß auch die Liefermenge abnimmt.

Die gebräuchlichsten Anordnungen der hierbei zur Verwendung gelangenden ReglerVorrichtungen sind folgende:

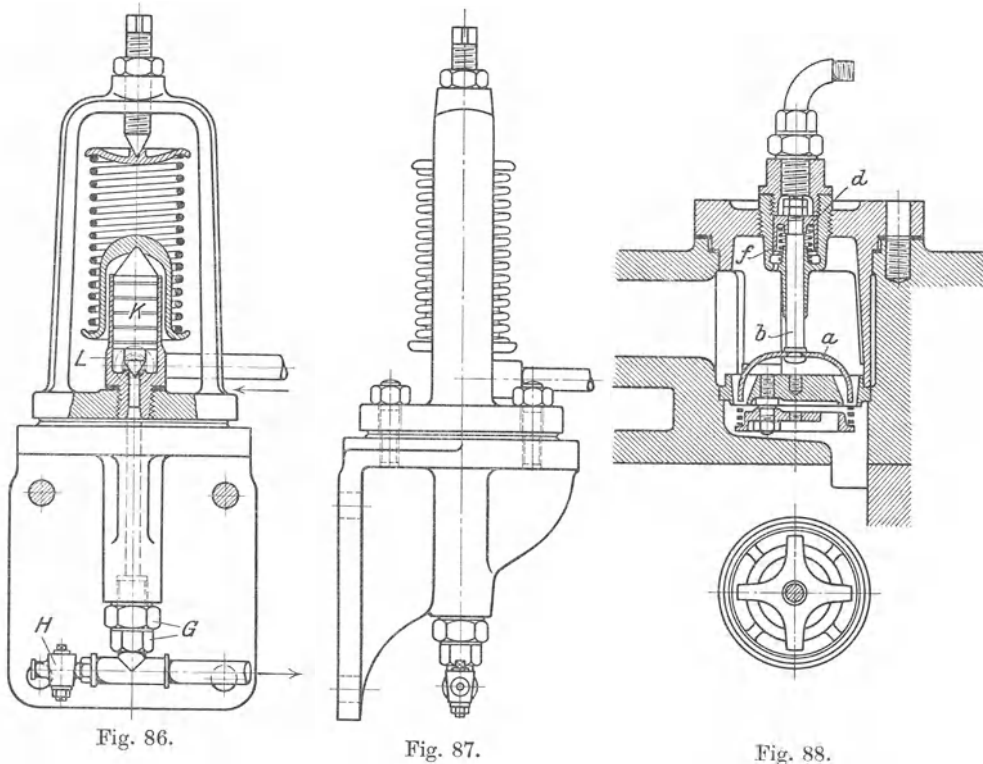


Fig. 86.

Fig. 87.

Fig. 88.

a) **Regelung durch Aussetzer.** Sobald der Druck seinen zulässigen Höchstwert überschreitet, werden durch ihn die Saugventile selbsttätig gehoben, damit die angesaugte Gasmenge wieder in den Saugraum zurückgeschoben wird. Sinkt der Druck im Behälter, so werden die Saugventile wieder freigegeben.

Der Arbeitsbedarf ändert sich dabei allerdings etwas stoßweise, doch kann bei doppeltwirkenden Maschinen zuerst nur auf einer Zylinderseite ein Aussetzer hervorgerufen werden und erst bei weiter steigendem Druck auf beiden Seiten.

Bei Stufenkompressoren müssen sowohl am Niederdruck- als auch am Hochdruckzylinder die Ventile hochgehoben werden.

Als Ausführungsbeispiel einer solchen Aussetzerregelung ist die Anordnung der Firma A. Borsig in Tegel-Berlin in den Fig. 86, 87 und 88 dargestellt. Die erste Figur zeigt den federbelasten Kolben *K* mit dem Nadelventil *L*; der dazwischen abgeschlossene Zylinderraum ist mit dem Druckwindkessel verbunden.

Bei normalem Luftdruck wird die Federbelastung im Gleichgewicht gehalten; sobald aber der Druck merklich steigt, öffnet sich das Nadelventil infolge des Hebens des Kolbens  $K$  und die Druckluft strömt durch die Leitung  $G$  nach der Greiferstellung des Ventils (Fig. 88). Dort wird das Kößchen  $d$  mit dem Greifer  $ab$  gegen das Ventil geschoben und hält die Ventilplatte offen, bis der Druck im Windkessel wieder gesunken ist. Dadurch schließt sich das Nadelventil wieder und die in der Leitung befindliche Luft entweicht allmählich durch die Undichtigkeiten des Greiferkolbens, so daß ein Heben des Greifers durch die Hilfsfeder  $f$  stoßlos erfolgt. Diese Rückführung kann außerdem durch Einstellen des Hahnes  $H$  mehr oder weniger beschleunigt werden. Zweckmäßig ist es, die Zuleitung vom Windkessel mit der Verbindungsleitung zwischen Reglerkolben und Ventilen durch eine Umlaufleitung mit Hahn zu verbinden, damit sich die Maschine auch von Hand auf Leerlauf schalten läßt. Dadurch kann der Kompressor unbelastet anlaufen.

Die während der Regelperiode auftretenden

Druckverhältnisse im Innern des Kompressors sind durch die Diagramme Fig. 89 und 90 veranschaulicht, die an einem Verbundkompressor von 250 mm Hub und 200 Uml./min mit Riemenantrieb abgenommen worden sind.

Das starkgeschriebene Niederdruckdiagramm gilt für Leerlauf und zeigt daher nur geringe Höhe, das zugehörige Hochdruckdiagramm ist eine der atmosphärischen Linie parallele Gerade. Der Arbeitsbedarf bei Leerlauf kann nicht bedeutend sein, er beträgt nach Angaben der Fabrik 8 bis 15 v. H. der normalen Verdichtungsarbeit.

Im fernern zeigen die Diagramme, daß die Belastung der Maschine nach Ausschaltung der Aussetzer nicht plötzlich, sondern allmählich auf den vollen Wert wächst.

Bei Stahlwerksgebläsen ist es nötig, den Wind rasch abzustellen, ohne den Motor zum Stillstand zu bringen, und zwar soll dieser Vorgang höchsten 10 Sek. benötigen.

Für das Stahlwerk des Peiner Walzwerkes hat die Siegener Maschinenbau A. G. vorm. A. & H. Oechelhäuser eine derartige Aussetzerregelung gebaut<sup>1)</sup>. Das doppeltwirkende liegende Zwillingsgebläse hat 1500 mm Zylinderdmtr., 1500 Hub und saugt bei 80 Uml./min 800 cbm/min Luft an, die auf 2 Atm. verdichtet wird. Als normale Steuerorgane wirken selbsttätige Doppelsitzventile mit sehr geringem

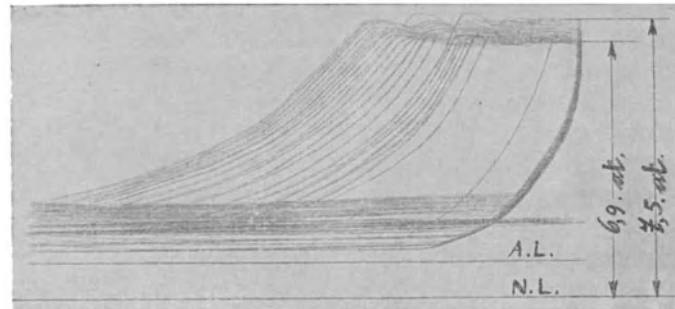


Fig. 89.

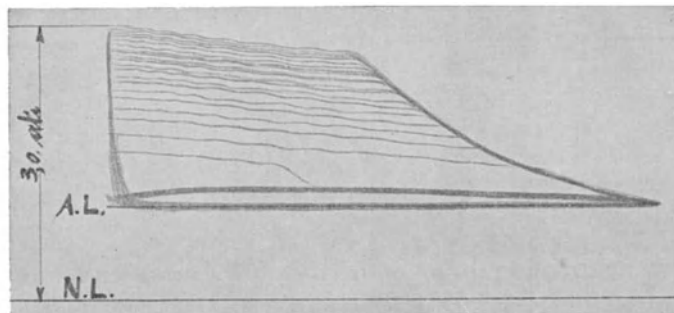


Fig. 90.

<sup>1)</sup> Siehe Stahl und Eisen 1909 Nr. 28, Fig. 1.

Eigengewicht des Ventiltellers, in jedem Saugraum sind 40, in jedem Druckraum 28 sog. Schirmventile angeordnet.

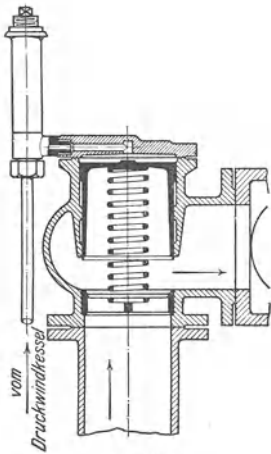


Fig. 91.

Zum Abstellen des Windes in den Arbeitspausen ist in jeder Saugkammer ein Rundschieber angebracht, der beim Öffnen die Luft wieder in den Saugraum zurückfließen läßt.

Diese 4 Hähne werden vom Führerstand aus von Hand eingestellt, wozu ein Servomotor mit Druckwasser von 30 Atm. zur Verfügung steht. In der Anfangsstellung des Steuerhebels sind alle Zylinderseiten offen, in der mittleren Stellung nur die beiden vordern Zylinderseiten des Zwillingsgebläses, und in der Endstellung sind alle Hähne geschlossen.

Bei genügendem Durchgangsquerschnitt der Rundschieber treten wesentliche Verluste im Leerlauf nicht auf.

Eine Aussetzerregelung ergibt sich auch dadurch, daß die Saugleitung selbsttätig abgesperrt wird, sobald der Druck seinen Höchstwert erreicht. Dadurch entsteht im Zylinder eine Luftleere beim Hingang des Kolbens, die beim Rückgang wieder verschwindet. Allerdings verursacht diese Regelung nur dann keine wesentlichen Arbeitsverluste, wenn die Druckventile absolut dicht halten.

Man ordnet daher eine Umlaufleitung zwischen beiden Zylinderseiten an, die gleichzeitig mit dem Absperren der Saugleitung geöffnet wird.

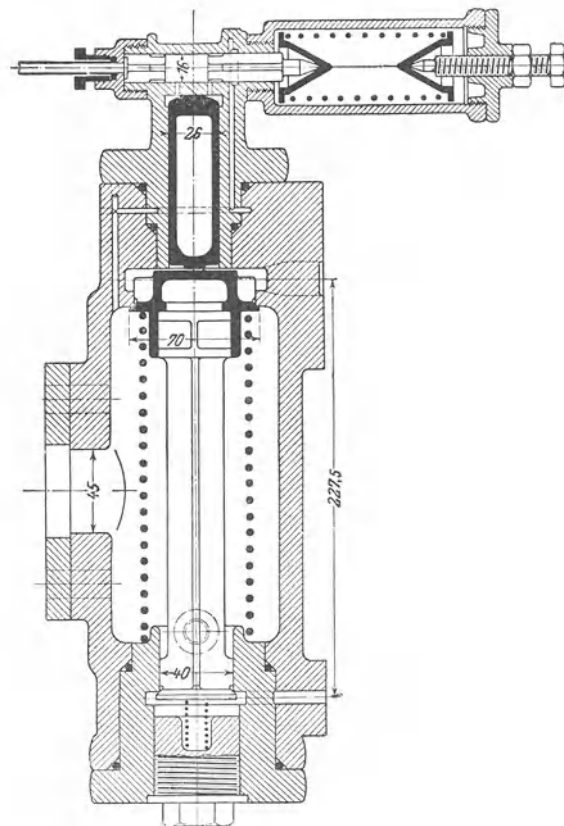


Fig. 92.

Ein solches Absperrventil in der Saugleitung ist in Fig. 91 in der Bauart der Firma Pokorny & Wittekind Frankfurt a. M. abgebildet. Es hält unter dem Einfluß einer Feder den vollen Querschnitt offen, solange der Enddruck nicht überschritten wird. Ist aber der Bedarf geringer als die Luftlieferung, so steigt der Druck im Behälter und verstellt die Steuerung für das Kolbenventil derart, daß Druckluft auf die obere Seite des Ventils eintreten kann und das Schließen besorgt. Ist der Druck wieder gesunken, so unterbricht die Steuerung die Verbindung, die Luft hinter dem Kolbenventil entweicht und es kann sich wieder öffnen. Für kleine Maschinen ist diese Anordnung zweckmäßig.

Die Maschinenbauanstalt Balcke A. G. Bochum baut eine Aussetzerregelung für kleinere Verbundkompressoren als selbsttätige

Umschaltvorrichtung (Fig. 92). Ein Doppelsitzventil (70 und 40 mm Dmtr.) wird durch eine Feder auf seinen Sitz gepreßt und trennt damit die Verbindung

zwischen Niederdruck- und Hochdruckzylinder. Sobald der Luftdruck über seinen normalen Betrag steigt, wird das Vorsteuerkölbchen (16 mm Dmtr.) nach rechts verschoben, indem es zugleich die Gegenfeder zusammendrückt. Dadurch kann Druckluft in den Raum des stehenden Umschaltkolbens eintreten (26 mm Dmtr.), der nun das Doppelsitzventil aufstößt. Das Ansaugen ist damit unmöglich gemacht, die Luft pendelt zwischen den beiden Kolbenflächen hin und her ohne wesentlichen Energieverbrauch.

Eine andere Aussetzerregelung erfolgt durch Absperren der Druckleitung und gleichzeitige Verbindung des Druckventilkastens mit der Saugleitung. Dabei wird die angesaugte Luft durch die Druckventile ausgestoßen und gelangt in den Saugraum zurück. Dieser Weg bedingt vermehrte Widerstände, besonders bei Verbundkompressoren, bei denen die Luft durch den Zwischenkühler hindurch gepreßt werden muß.

**b) Regelung der Ansaugemenge innerhalb eines Kolbenhubes.** Der Zylinder wird nach Vollendung des Ansaugens auf dem ersten Teil des Kolbenrückganges

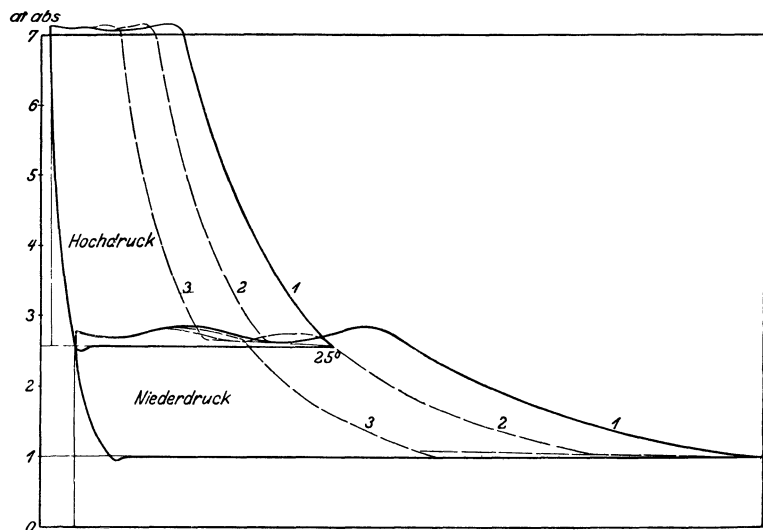


Fig. 93.

gegen den Saugraum offen gelassen, so daß die Kompression erst beginnt, nachdem ein Teil des Ansaugenvolumens wieder ausgestoßen ist.

Die Firma Pokorny & Wittekind A. G. in Frankfurt a. M. führt diese Aufgabe in der Weise aus, daß der Kompressor einen Hilfsschieber erhält, der die angesaugte Luftmenge während eines größeren oder kleineren, von Hand einstellbaren Teiles des Druckhubes wieder in den Saugraum entläßt.

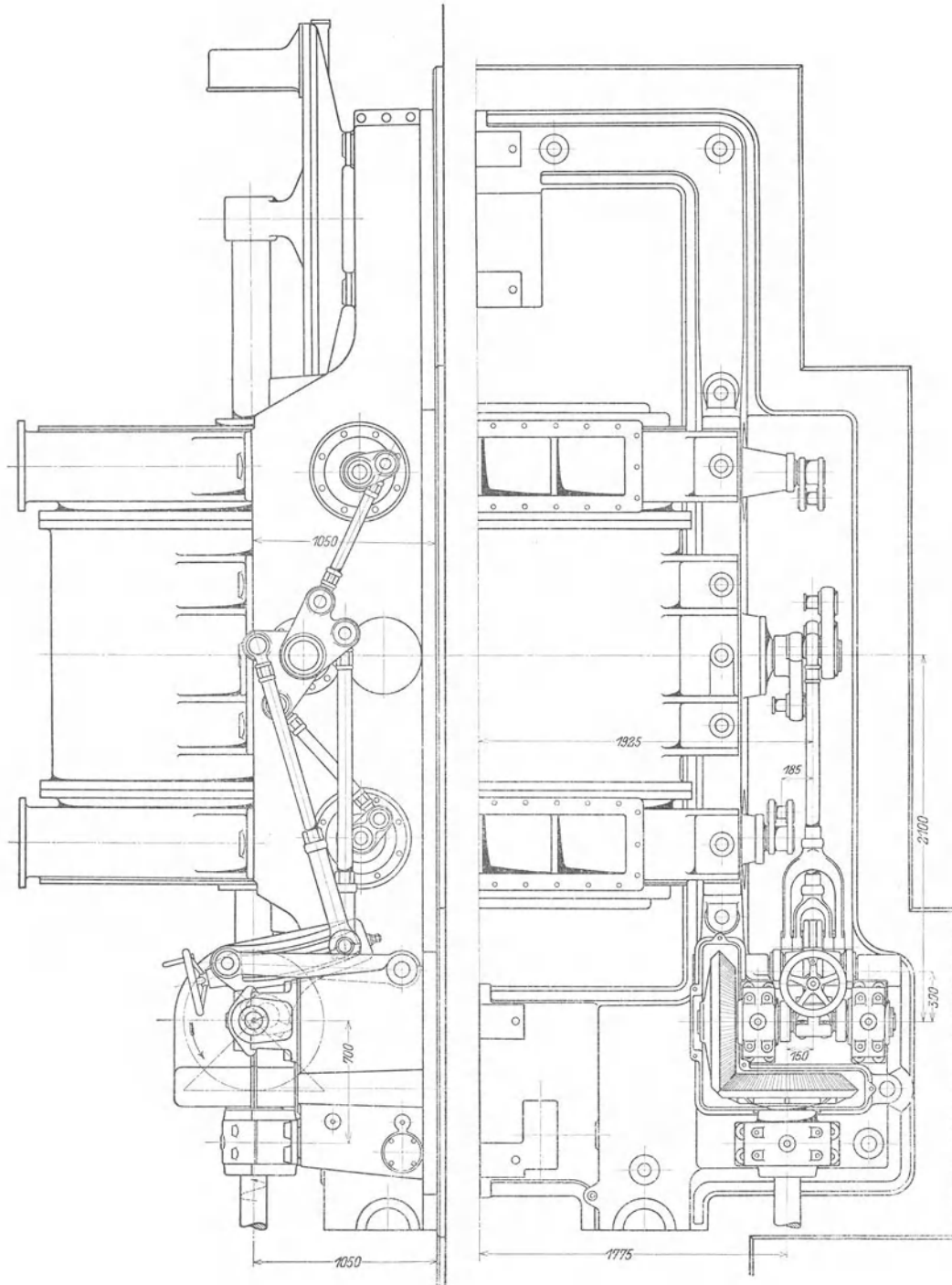
Diese Füllungsregelung wird durch das Diagramm eines Verbundkompressors Fig. 93 veranschaulicht, dessen Leistung von 8000 auf 4000 cbm/st. herabgesetzt werden kann.

Bei Kompressoren mit selbsttätigen Ventilsteuerungen läßt sich dieses Verfahren dadurch anwenden, daß ein Schieber zwischen Zylinder und Saugraum eingebaut wird, der in Rücksicht auf die Raumverhältnisse meist nach Art der Corliß-Rundschieber ausgeführt ist. Seine Bewegung erfolgt durch eine Kulissee, um die Eröffnung des Hahnes angenähert unverändert zu erhalten, während der Schluß von Hand oder durch den Einfluß der Druckluft hinter den Totpunkt verlegt werden kann.

Fig. 94 zeigt eine derartige Kulissensteuerung für ein Kolbengebläse von Ostertag, Kompressoren.

1400 mm Hub, gebaut von der Siegener Maschinenbau-Gesellschaft vorm. Oechelhäuser in Siegen.

Die Figuren 95 und 96 stellen den Ventilkasten dar, an dem der zylind-



rische Schieberspiegel des querstehenden Saugschiebers sichtbar ist. Der Wind entweicht durch die rechteckige Öffnung nach oben, nachdem er den Abschlußschieber durchflossen hat. In Fig. 97 ist das Steuergestänge sichtbar.

Statt der Beeinflussung der Steuerung von Hand kann hierzu ein Servomotor benützt werden, der durch Druckwasser betätigt wird. Bei Hochofen-gebläsen steigt zuweilen die Widerstandshöhe bedeutend über den normalen Be-

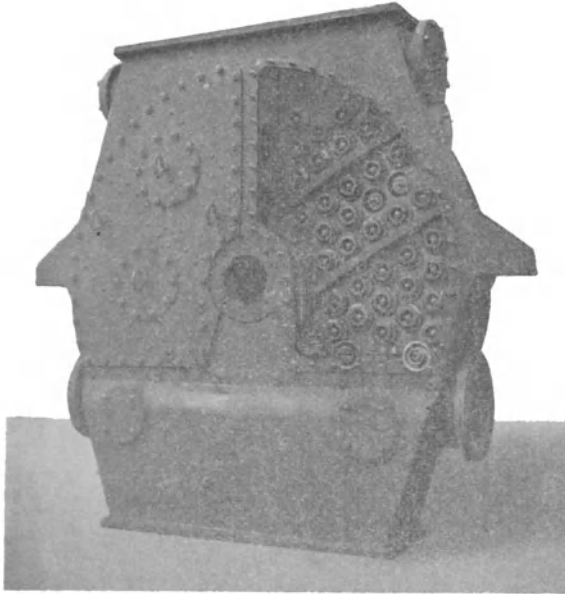


Fig. 95.

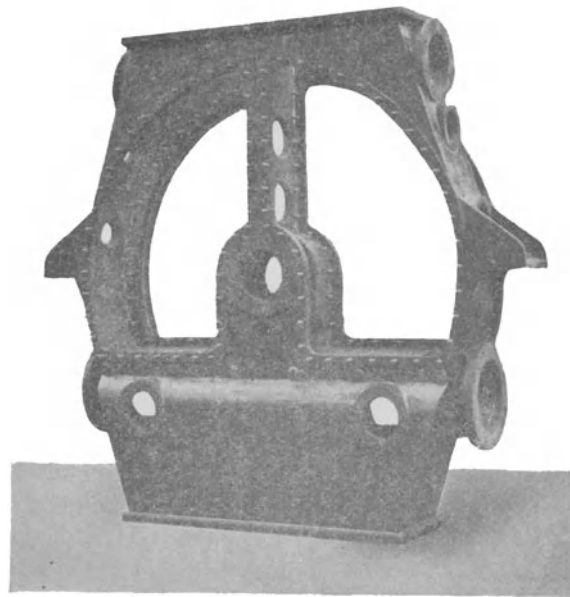


Fig. 96.

trag. Geschieht der Antrieb mittels Gasmaschine, so läßt sich die indizierte Leistung nur in beschränktem Maße erhöhen. Das Gebläse muß daher so eingerichtet werden, daß die Windmenge abnimmt mit dem Wachsen des Wind-

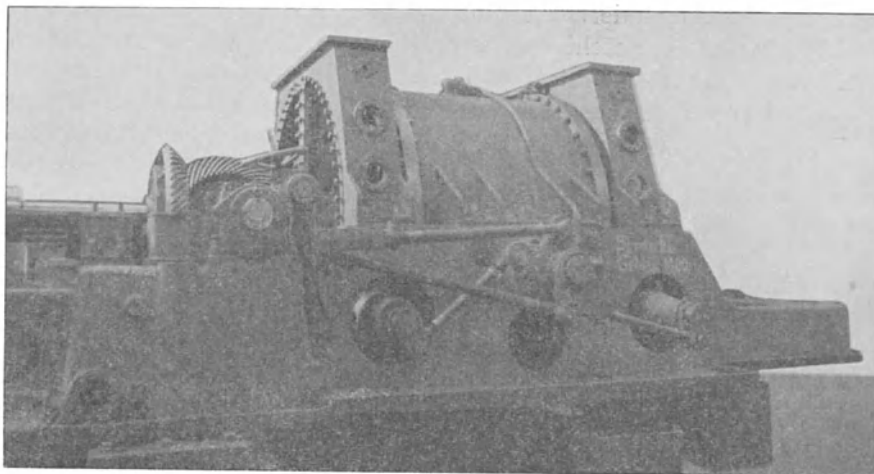


Fig. 97.

drucks, damit die Verdichtungsarbeit annähernd dieselbe bleibt. In diesem Fall läßt sich ebenfalls die Füllungsregelung mit Vorteil anwenden.

Die Verstellung des Rundschiebers kann alsdann unter dem Einfluß des Luftdruckes selbsttätig vor sich gehen.

In Fig. 98 ist ein normales Diagramm<sup>1)</sup> gezeichnet, sowie ein flächengleiches Diagramm für höheren Enddruck und kleinere Liefermenge. Die Kompressionslinie beginnt erst, nachdem der Kolben ein Stück seines Weges wieder zurückgegangen ist.

c) **Vergrößerung der schädlichen Räume.** Diese Regelung besteht darin, daß die schädlichen Räume künstlich vergrößert werden, so daß die Expansion aus

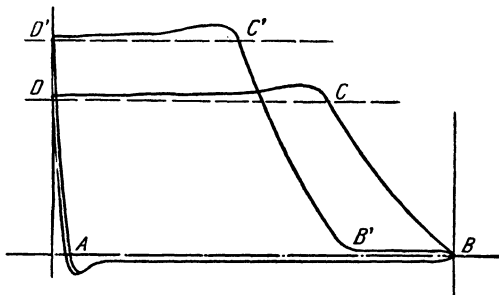


Fig. 98.

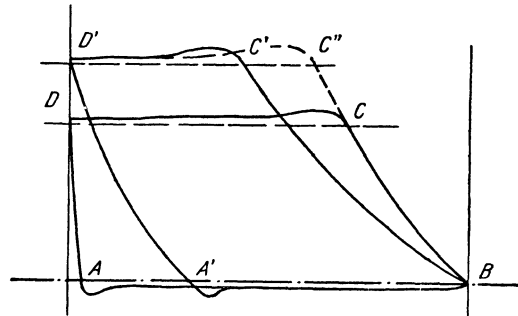


Fig. 99.

denselben mehr oder weniger steil verläuft und dadurch die Liefermenge größer oder kleiner ausfällt. Der volumetrische Wirkungsgrad wird also veränderlich.

Auch diese Regelung kann bei Hochofengebläsen für unveränderliche Verdichtungsarbeit benützt werden, indem bei steigendem Druck der schädliche Raum vergrößert wird, Fig. 99.

Die Ausführung dieser Regelung geschieht dadurch, daß am Zylinder Räume angeordnet sind, die durch Absperrorgane mit dem Zylinderinnern verbunden werden können.

## D. Ausgeführte Kolbenkompressoren.

### 42. Märkische Maschinenbauanstalt Ludwig Stuckenholz A. G., Wetter-Ruhr.

Als Beispiele von modernen Kolbengebläsen mit größten Abmessungen seien zwei Stahlwerk-Gebälsemaschinen besprochen<sup>2)</sup>. Sie zeigen grundsätzlich den gleichen Aufbau, die eine wurde geliefert an den Aachener Hüttenverein Rote

Erde bei Aachen, die andere an die Dillinger Hüttenwerke. Ihre Hauptabmessungen sind auf Zahlentafel 6 ersichtlich.

Die Hauptabmessungen dieser Gebläse sind so gewählt, daß die normale Liefermenge schon bei recht mäßiger Umlaufzahl erreicht wird. Dadurch enthält die Maschine bezüglich ihrer Leistungsfähigkeit eine Reserve, sie kann auf gleicher Windleistung gehalten werden auch dann, wenn sich kleine Undichtigkeiten in den Abschlußorganen fühlbar machen. Man hat dann nur nötig, das Gebläse auf den

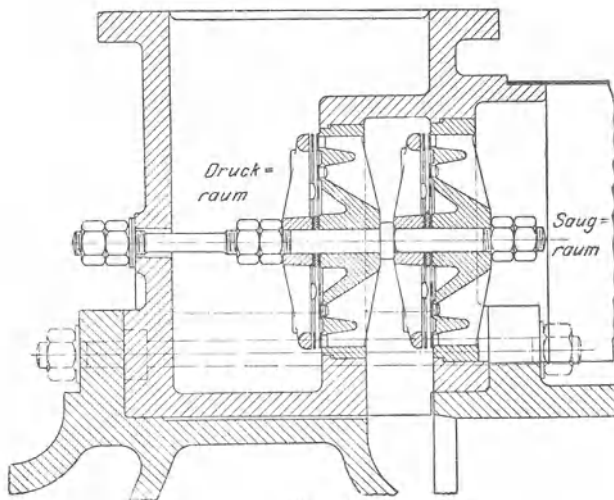


Fig. 100.

<sup>1)</sup> Z. Ver. deutsch. Ing. 1908, S. 1.

<sup>2)</sup> Z. Ver. deutsch. Ing. 1909, S. 1393.

Zahlentafel 6.

	Achener Hüttenwerke	Dillinger Hüttenwerke
Durchmesser des Hochdruckzylinders . . . . . mm	1500	1200
„ „ Niederdruckzylinders . . . . . „	2300	1800
„ der Gebläsezylinder . . . . . „	2000	1600
Gemeinsamer Kolbenhub . . . . . „	1800	1600
Uml./min höchstens . . . . .	60	80
Kesselspannung . . . . . At.	10	8
Windpressung . . . . . „	2,5	2
Angesaugte Luftmenge . . . . . cbms/t.	1300	1012
Überhitzung . . . . . °C	280	350
Anzahl der Windventile . . . . .	8 × 20	8 × 18
Abmessung der Hauptlager . . . . . mm	630 × 850	580 × 760
„ „ Kurbelzapfen . . . . . „	400 × 400	360 × 360
„ des Kreuzkopfes . . . . . „	340 × 400	270 × 360
Durchmesser der Kolbenstange . . . . .	250	210
Gesamtgewicht . . . . . t	465	340

Höchstwert der Umlaufzahl zu bringen, ohne daß eine Betriebsunterbrechung nötig wird. Hierfür sind die Querschnitte der Windventile und der Dampfsteuerung, sowie die Triebwerksteile berechnet.

Aus den Einzelheiten dieser Maschine sei erwähnt, daß die Kolben zur Entlastung der Laufflächen möglichst leicht gehalten sind. Sie bestehen aus Stahlguß mit unteren Tragschuhen zur Vergrößerung der tragenden Flächen. Die Kolbenstangen laufen in beweglichen Metaldichtungen, bestehend aus gußeisernen Ringen, die in Kammern liegen und sich elastisch an die Stange anschmiegen.

Als Steuerorgane sind Hoerbiger Ventile (Seite 65) neuer Bauart verwendet, deren Einbau in Fig. 100 sichtbar gemacht ist. Jeder aus einem Druck- und Saugventil bestehende Ventilatz ist mit gemeinsamer Spindel im Ringkasten befestigt, so daß ein Auswechseln leicht möglich ist. Dadurch sind Einzeldeckel vermieden, die den Kasten schwächen. Eine wirksame Versteifung des Ringkastens wird durch die Deckelschrauben besorgt, die durchgehen und den Kasten vor Zugkräften bewahren.

#### 43. A. Borsig, Berlin-Tegel.

Für einstufige Kompressoren von 200 bis 650 mm Hub wird der Zylinder doppelwirkend ausgeführt. Seine Konstruktion geht aus den Fig. 101—103 hervor.

Über die Hauptabmessungen gibt Zahlentafel 7 Auskunft.

Zahlentafel 7.

Nr.	Hub mm	Zyl.-Dmtr. mm	Umlaufzahl	Liefermenge cbm/min	Zulässiger Druck Atm.	Saugrohr Dmtr. mm	Druckrohr Dmtr. mm
6	200	200	220	2,6	7	60	50
8	200	300	220	6,0	3	80	70
10	250	275	200	4,75	7	80	70
12	250	440	200	14,0	2	150	125
14	350	350	190	11,2	4	125	100
16	400	350	180	11,1	7	125	100
18	400	500	180	26,0	2	200	175
20	600	500	160	27,6	4	175	150
24	600	650	130	47,5	2	250	225



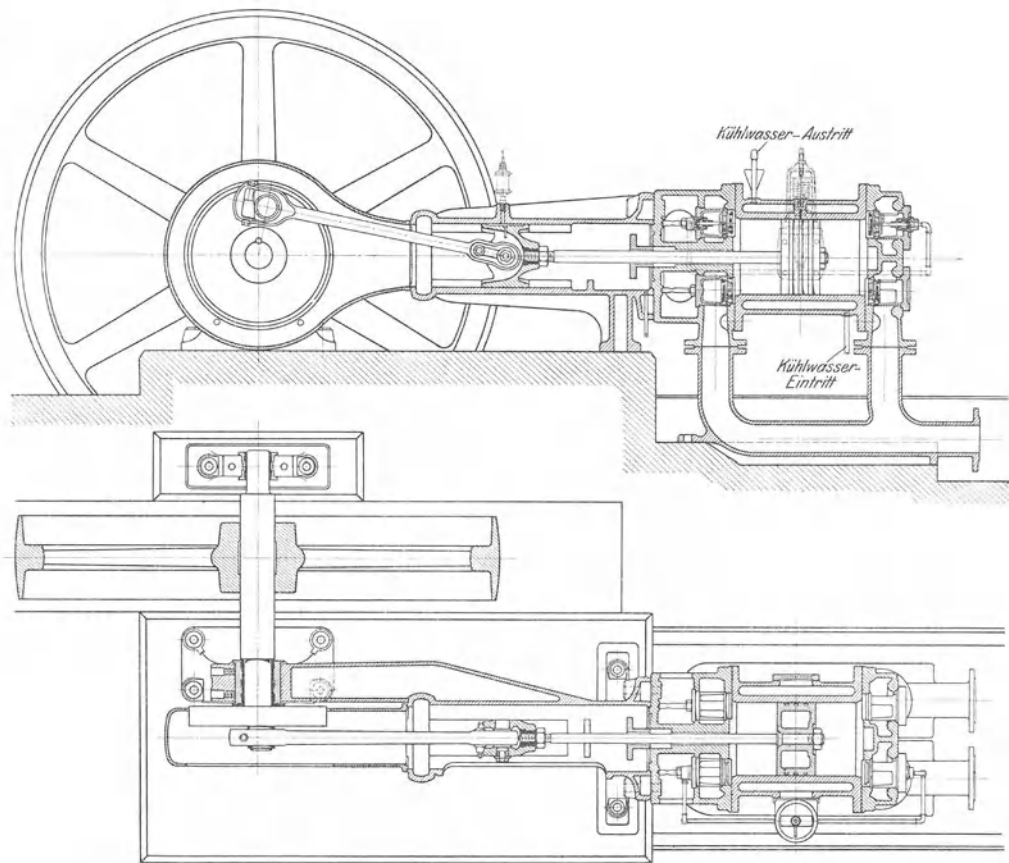


Fig. 101 u. 102.

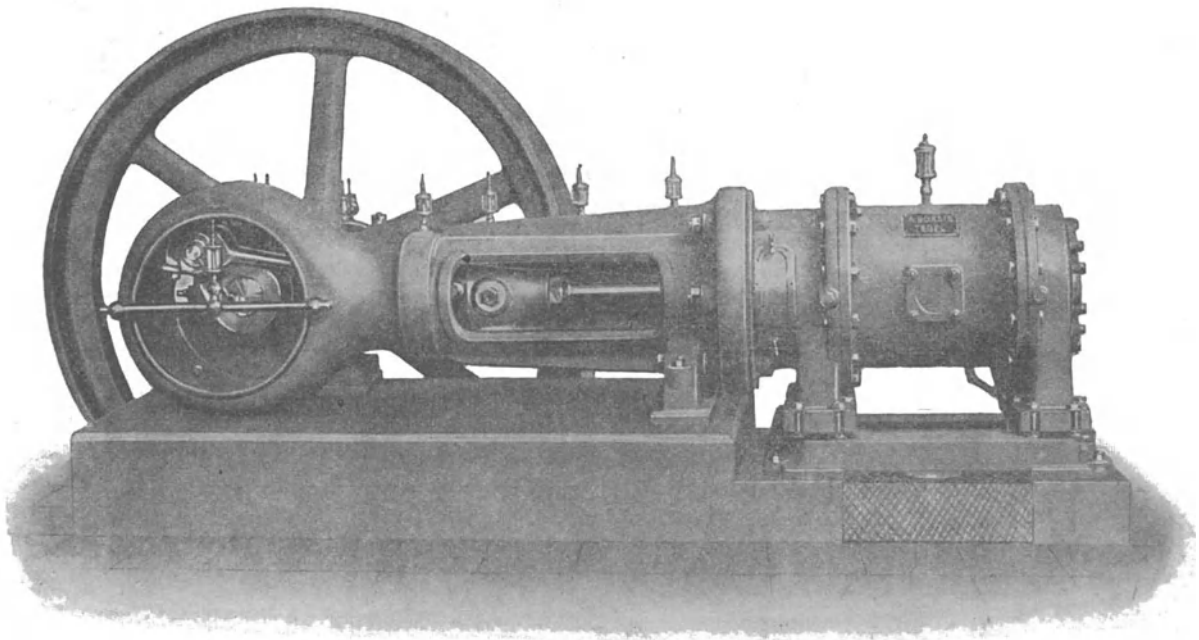


Fig. 103.

Gewöhnlich geschieht der Antrieb dieser Maschinen mit Riemen, für die größeren Modelle auch durch unmittelbaren Antrieb mit einer Dampfmaschine, wobei der Luftzylinder hinter den Dampfzylinder angeschlossen ist.

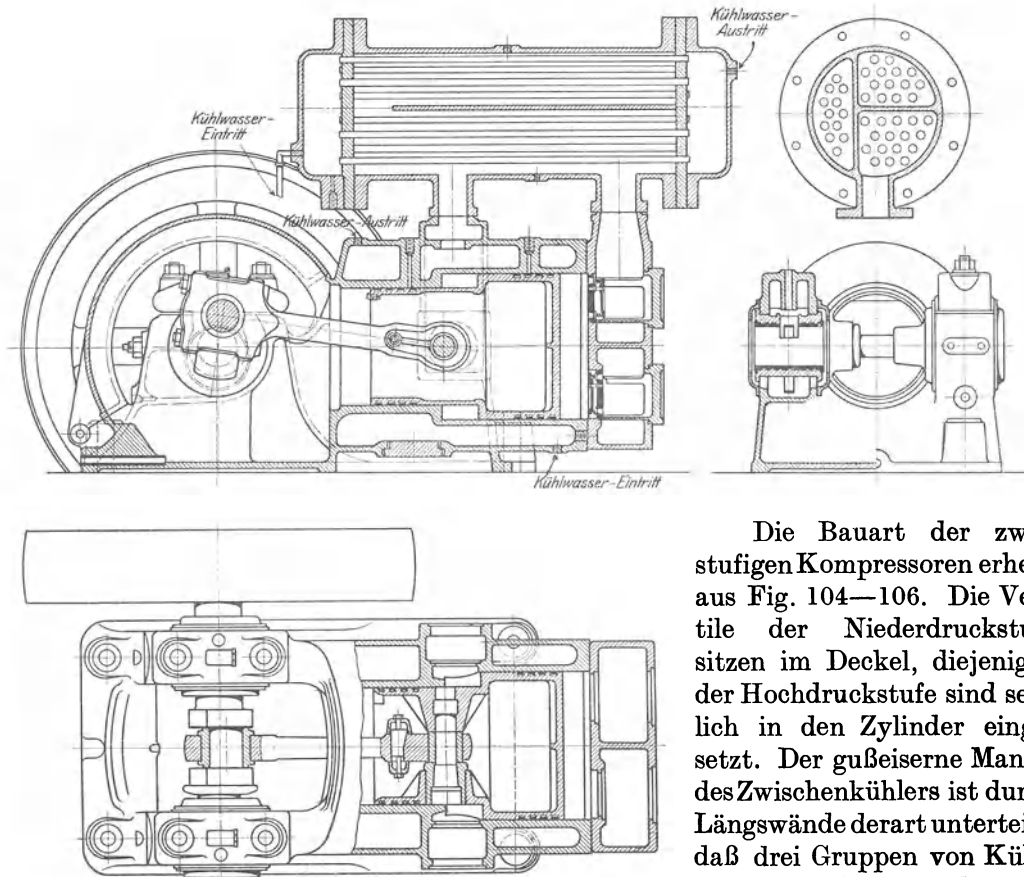


Fig. 104—106.

Die Bauart der zwei-stufigen Kompressoren erhellt aus Fig. 104—106. Die Ventile der Niederdruckstufe sitzen im Deckel, diejenigen der Hochdruckstufe sind seitlich in den Zylinder eingesetzt. Der gußeiserne Mantel des Zwischenkühlers ist durch Längswände derart unterteilt, daß drei Gruppen von Kühlrohren gebildet werden, an denen die Luft nacheinander vorbeistreichet. Die Messing-

rohre (gewöhnlich 23/25 mm Dmtr.) werden vom Kühlwasser durchflossen. In der ersten und dritten Rohrgruppe erfolgt die Bewegung von Luft und Wasser im Gegenstrom, damit der Temperaturunterschied an der inneren und äußeren Seite der Kühlfläche möglichst groß ausfällt.

Die Hauptabmessungen dieser Kompressoren zeigt Zahlentafel 8.

Zahlentafel 8.

Nr.	Hub mm	Zyl.-Dmtr. mm	Umlaufzahl	Liefermenge cbm/min	Zulässiger Druck Atm.	Saugrohr Dmtr. mm	Druckrohr Dmtr. mm
10	250	450/360	210	7,8	8	150	80
12	300	500/400	200	11,2	8	175	90
14	350	550/440	190	15,0	8	200	100
16	400	600/480	170	18,4	8	225	125
17	400	450/400	170	9,2	25	175	70
18	450	650/520	160	22,9	8	250	125
19	450	475/420	160	10,9	25	175	70
20	500	735/570	150	30,0	8	275	150
21	500	500/445	150	12,5	25	200	80

Für größere Liefermengen empfiehlt es sich, jede Stufe in einem getrennten Zylinder auszuführen, von denen jeder doppelwirkend gebaut werden kann, um den Kurbeltrieb besser auszunützen. Diese Anordnung eignet sich besonders für Dampftrieb, da jeder Zylinder der Verbunddampfmaschine mit einem Zylinder des zweistufigen Kompressors zusammengebaut werden kann.

Die Firma A. Borsig, Berlin, hat eine derartige Anlage für die Fürstlich Pleßsche Bergwerksdirektion in Waldenburg in Schlesien geliefert, die folgende Hauptabmessungen zeigt:

Dampfzylinder 590 und 945 mm Dmtr.,

Luftzylinder 845 und 525 mm Dmtr.,

Hub 900 mm,

Normale Umlaufzahl/min 90

(wird durch einen Leistungsregler von Stumpf auf 110 erhöht),

Enddruck der Luft 7,5 kg/qcm absol.,

Kühlfläche: 336 Messingrohre 23/25 Dmtr., 2000 mm Länge (rd. 50 qm).

#### 44. Königin-Marienhütte A. G., Cainsdorf i. Sachsen.

In Fig. 107—109 gelangt ein normaler zweistufiger Kompressor zur Darstellung, bei dem der Zylinder mit dem Lagerbock für die Hauptwelle aus einem Stück gegossen ist.

Die Durchmesser des Stufenkolbens betragen 450 und 360 mm, der Hub 300 mm, Saugrohr Dmtr. 175 mm, Druckrohr Dmtr. 90 mm. Der Antrieb erfolgt mittels einer Riemenscheibe von 1800 mm Dmtr. und 300 mm Breite.

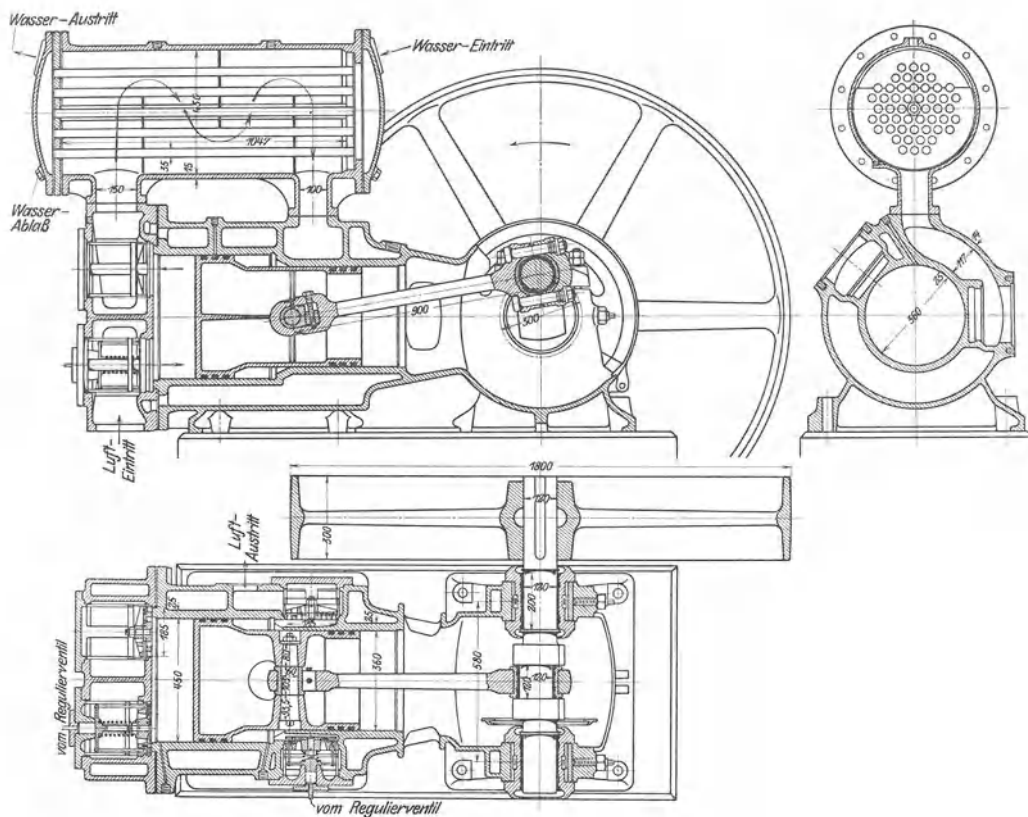


Fig. 107—109.

Der mit Wasserkühlung versehene Zylinderdeckel trägt die Ringventile der Niederdruckstufe, diejenigen der Hochdruckstufe sind schräg seitlich angebracht. Die Saugventile beider Stufen werden durch Greifer beeinflusst, um die Platten offen zu halten, wenn der Luftdruck über das nötige Maß steigt.

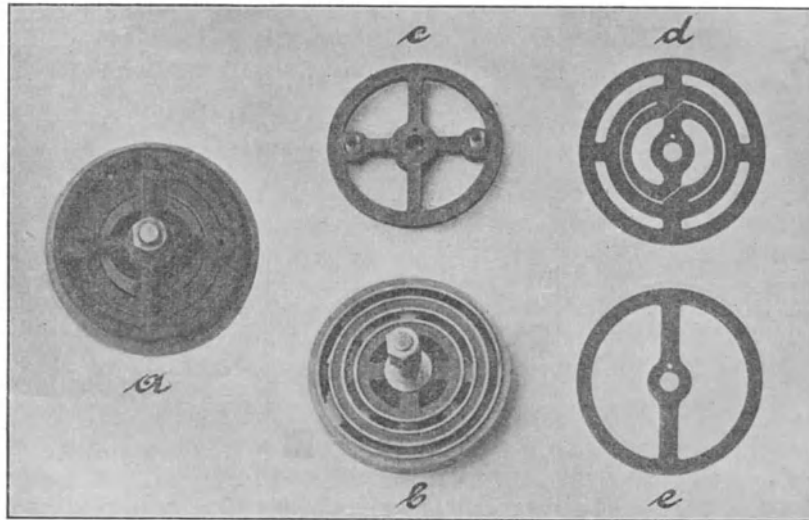


Fig. 110.

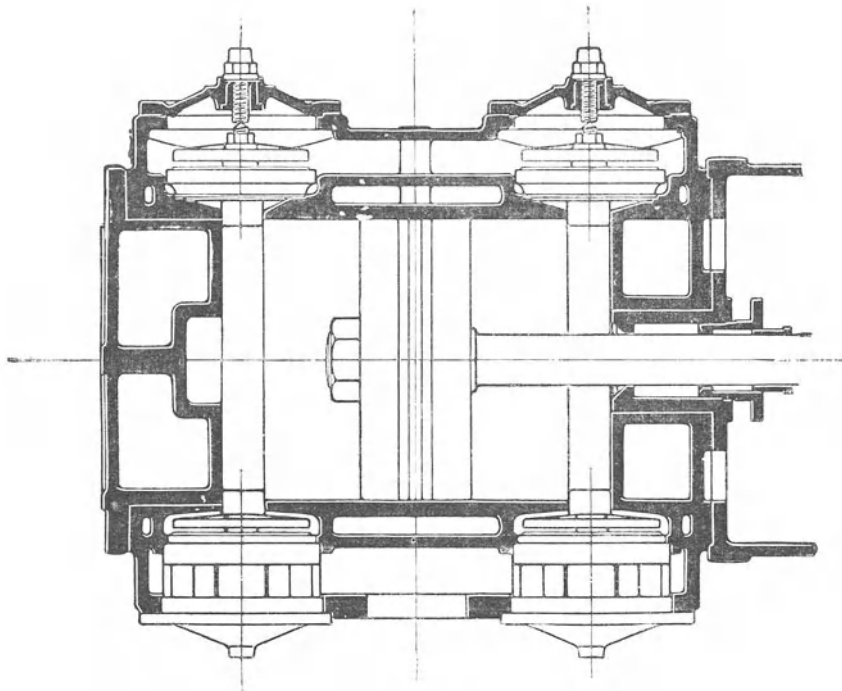


Fig. 111.

Der Zwischenkühler ist auch hier auf die Maschine gesetzt; durch eingesetzte Querwände wird die Luft gezwungen, senkrecht auf die Kühlfläche der Messingrohre (30/33 mm Dmtr.) aufzutreffen und sich der Hauptsache nach doch im Gegenstrom durch die Kühler zu bewegen.

#### 45. Erfurter Maschinenfabrik Franz Beyer & Co., Erfurt.

Die Kompressoren dieser Firma sind mit den bereits beschriebenen Ventilen nach Patent Rogler-Hoerbiger ausgerüstet, dessen Bestandteile in Fig. 110 dargestellt sind. (*a* zusammengesetztes Ventil, *b* Ventilsitz, *c* Ventilfänger mit Pufferfedern, von unten gesehen, *d* Ventilplatte, *e* Polsterplatte.)

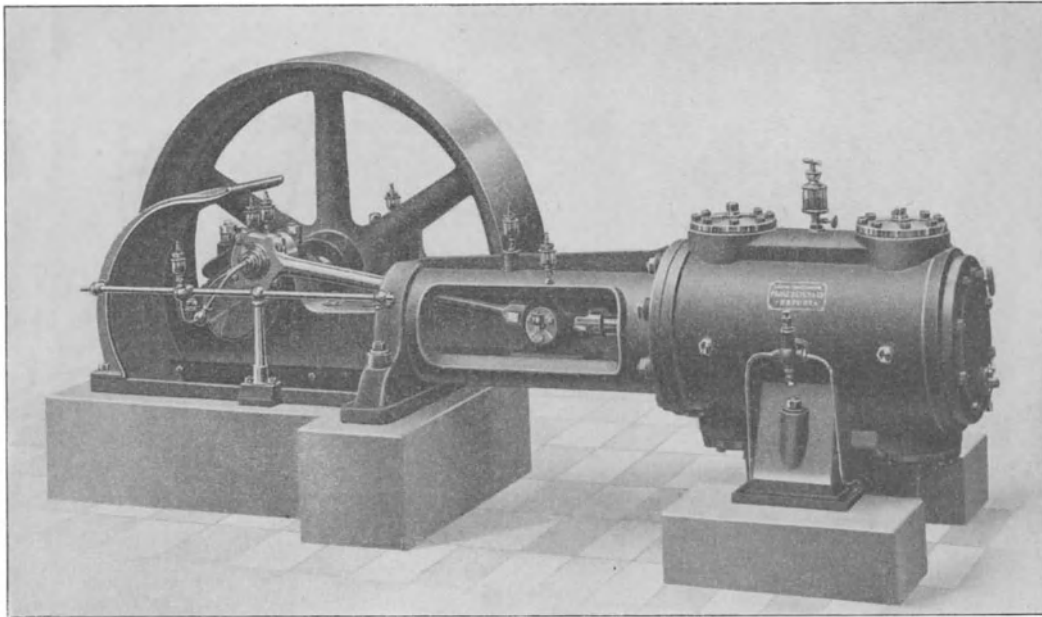


Fig. 112.

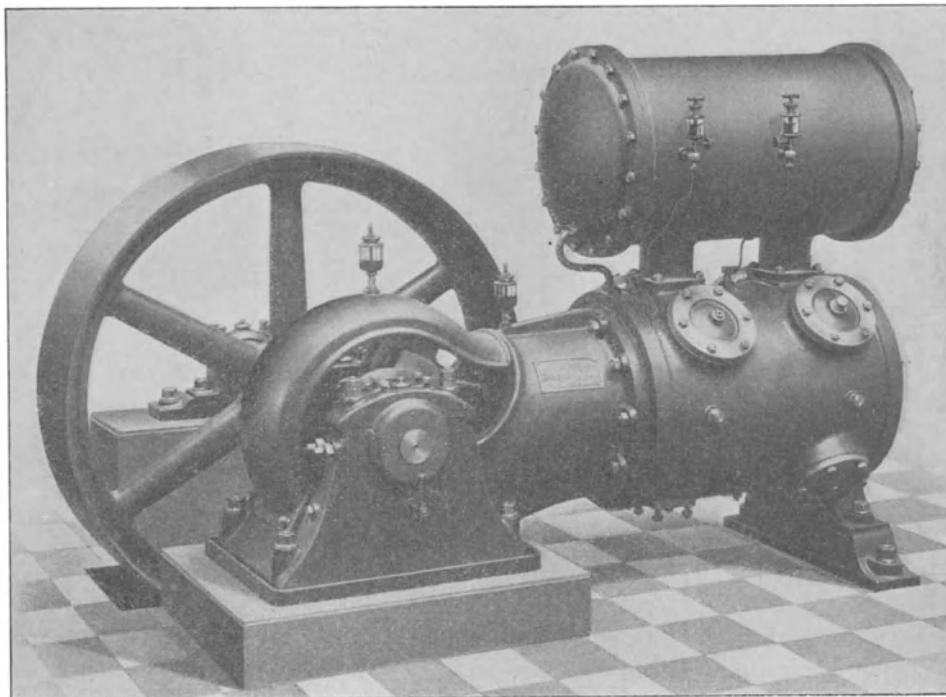


Fig. 113.

Einen Schnitt durch einen doppelwirkenden, einstufigen Zylinder zeigt Fig. 111 eine Ansicht dieser Maschine Fig. 112, endlich ist in Fig. 113 ein zweistufiger Kompressor mit abgesetztem Kolben abgebildet.

#### 46. Sächsische Maschinenfabrik vorm. Rich. Hartmann A. G., Chemnitz.

Ein einstufiger doppelwirkender Kompressor mit Ventilsteuerung ist in Fig. 114 sichtbar gemacht (Zyl. Dmtr. 370 mm, Hub 300).

Fig. 115 stellt einen zweistufigen Kompressor dar; hervorzuheben ist an ihm die Anordnung des Zwischenkühlers im Fuß des Maschinengestelles, das mit dem Zylinder aus einem Stück gegossen ist. Das Rohrbündel läßt sich zur Reinigung ohne große Mühe herausziehen.

Der Zylinder hat 520/420 mm Bohrung, der Hub beträgt 220 mm.

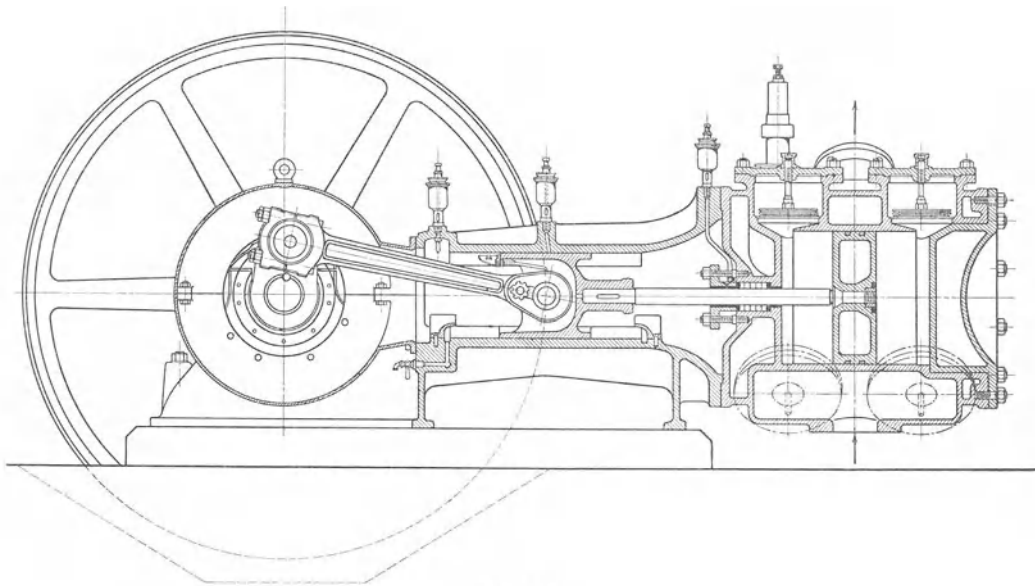


Fig. 114.

Als Beispiel eines dreistufigen Kompressors kann Fig. 116 gelten. Der Hochdruckkolben ist in die wirksame Fläche des Niederdruckteiles eingesetzt, seine Kolbenringe müssen also gegen den großen Druckunterschied sorgfältig abdichten. Der Hub dieser Maschine ist 125 mm.

Die Durchmesser der drei Stufenkolben betragen 540, 440 und 125 mm. Demnach ergeben sich die Flächen der drei Stufen:

$$\begin{aligned} \text{I. Stufe} & \frac{\pi}{4} (54^2 - 12,5^2) = 2157 \text{ qcm, Verhältnis } 1, \\ \text{II. Stufe} & \frac{\pi}{4} (54^2 - 44^2) = 760 \text{ ,, ,, } 2,84, \\ \text{III. Stufe} & \frac{\pi}{4} (12,5)^2 = 123 \text{ ,, ,, } 6,2. \end{aligned}$$

Bei gleichen schädlichen Raumverhältnissen und denselben Anfangstemperaturen der drei Stufen wachsen die Pressungen mit diesen Querschnittsverhältnissen. Für den Enddruck von 100 Atm. hat demnach die erste Stufe auf 6, die zweite auf rd. 17 Atm. zu verdichten.

Die Anordnung der Maschine mit den zwei Zwischenkühlern ist äußerst gedrängt und als Schnellläufer gebaut.

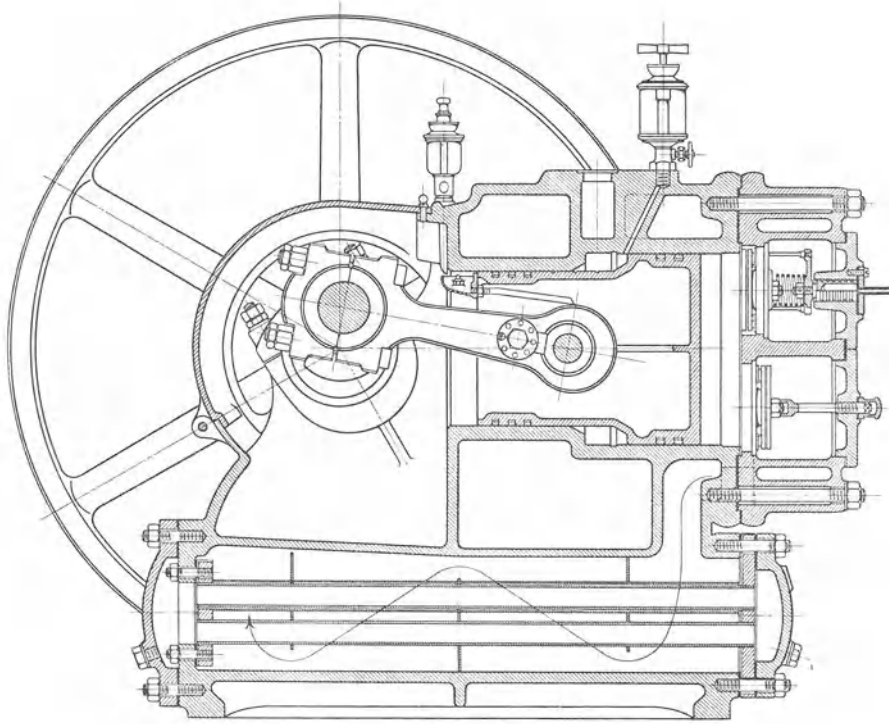


Fig. 115.

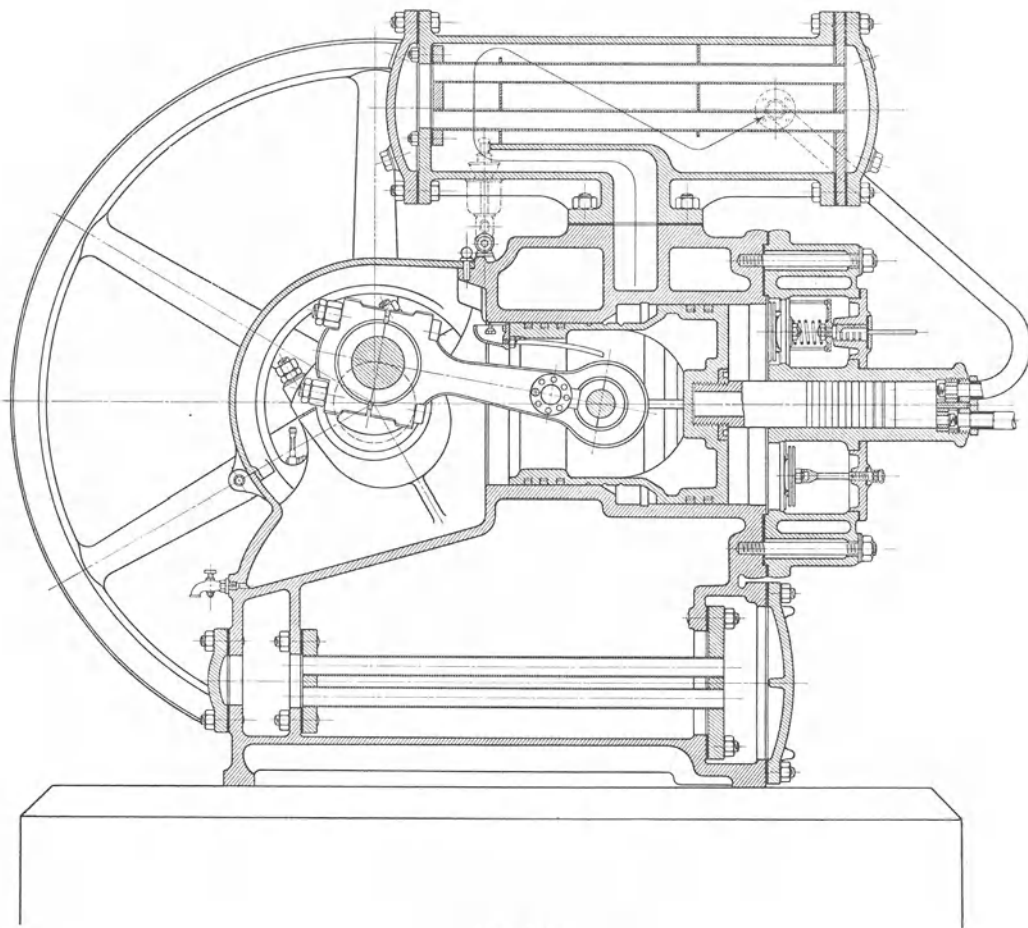


Fig. 116.

## 47. Maschinenbau-Anstalt Balcke A. G., Bochum.

Ein stehender Kompressor mit eigenartigem Gepräge ist in Fig. 117—119 abgebildet, dessen Hub 160 mm, dessen Zylinderbohrungen 350 und 280 mm betragen. Die Luft tritt von unten durch den hohlen Kolben in den Niederdruckzylinder, daher sind die Saugventile in der Stirnfläche des Kolbens, die Druckventile im Deckel angeordnet. Beide Ventile zeigen federnde Stahlplatten, welche in Seg-

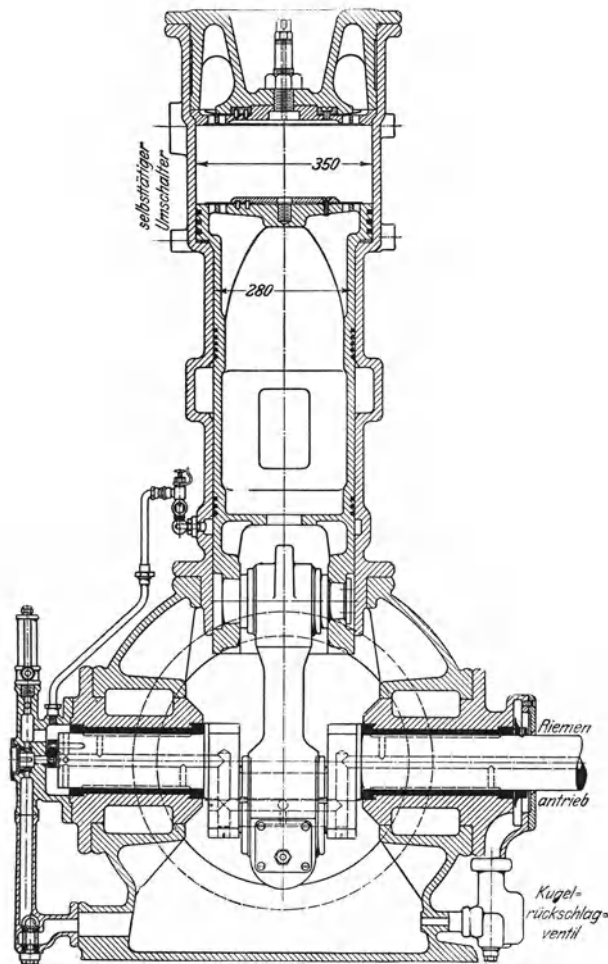


Fig. 117.

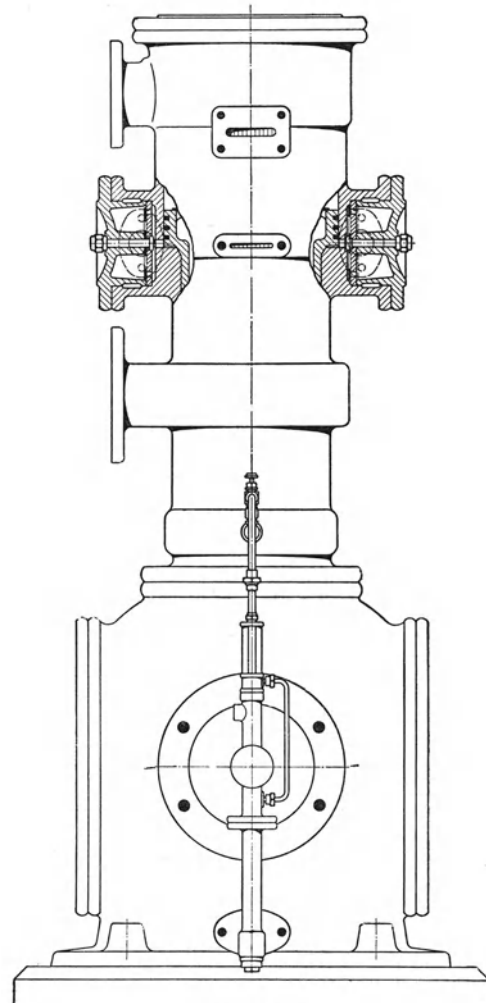


Fig. 118.

menten den Sitz überdecken (Fig. 119) und so nahe als möglich an das Zylinderinnere herangeschoben sind. Die Ventile für die zweite Stufe sind wie üblich auf der Seite am Zylinder angebracht.

Besondere Sorgfalt ist auf das selbsttätige Schmieren aller bewegten Teile gelegt, und zwar werden sie von einer Kolbenpumpe mit Drucköl versorgt, die am Ende der Hauptwelle

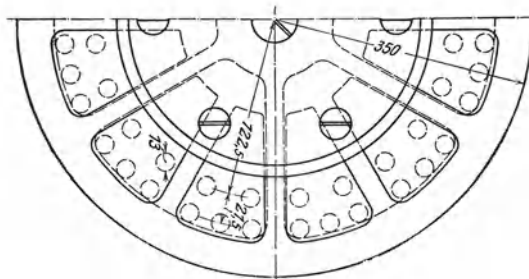


Fig. 119.



sitzt. Das Lager auf der Seite der Riemenscheibe hat eine Ölrücklaufleitung mit kugeligem Rückschlagventil, so daß das Öl nicht aus dem Lager heraus und gegen die Riemenscheibe geschleudert werden kann.

Der Kompressor ist mit der selbsttätigen Umschaltvorrichtung ausgerüstet, wie sie auf Seite 80 beschrieben ist.

Die Bauart eignet sich für hohe Umlaufzahlen, und zwar sind bis zu 275 Uml./min anstandslos angewendet worden.

#### 48. Weise & Monski, Halle a. Saale.

Kleine, raschlaufende Kompressoren haben sich im Bergbau sowie im Werkstattbetrieb vielfach eingebürgert.

Ein zweistufiger Kompressor mit drei Zylindern ist in den Fig. 120 und 121 abgebildet; der Zwischenkühler hat neben dem Hochdruckzylinder Platz gefunden;

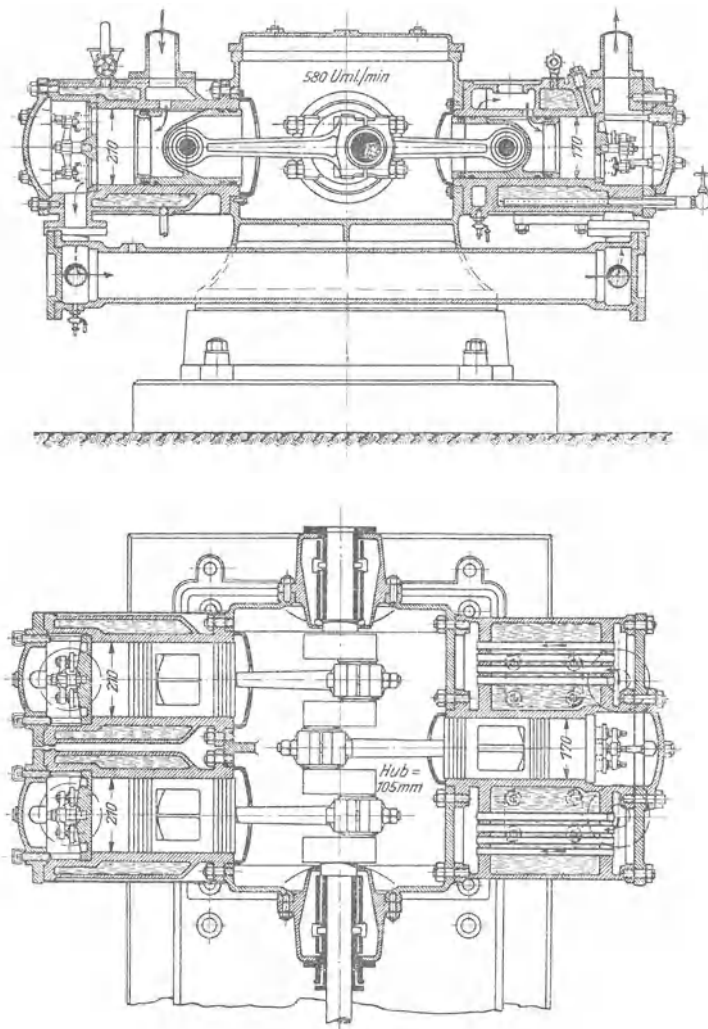


Fig. 120.

die Saugventile befinden sich im hohlen Kolben.

Für Grubenbetriebe sind fahrbare Kompressoren im Gebrauch. Das Wagengestell trägt eine gußeiserne Grundplatte für den Kompressor und eine für den Elektromotor, über dem letzteren liegen zwei wagerechte Druckluftbehälter. Der zweistufige Kompressor (Fig. 122 und 123) zeigt zwei einfachwirkende Tauchkolben, deren Kurbeln um  $180^\circ$  versetzt sind, um die hin- und hergehenden Massen auszugleichen (Zyl. Dmtr. 130 und 220 mm, Hub 105 mm). Die Maschine läuft bei 450 Uml./min. ruhig. Beide Zylinder mit ihren Kühlmänteln und den Kreuzführungen sind zu einem Gußstück vereinigt. Auch die beiden Ventilkasten mit den Zylinderdeckeln bestehen aus einem Stück, in dem die Ventile (siehe Seite 65, Fig. 42 und 43) eingeschraubt sind. Auf der Niederdruckseite befinden

sich 3 Saug- und 3 Druckventile, auf der Hochdruckseite je 2. Der Zwischenkühler von 1,3 qm Kühlfläche hängt seitlich am Zylinder, sein Rohrbündel wird vom Wasser umspült.

Über einige Versuche gibt Zahlentafel 9 Auskunft:

Zahlentafel 9.

Überdruck . . . . . Atm.	1,05	3	5,2	8
Umlaufzahl . . . . .	450	450	450	450
Ansaugemenge . . . . . cbm/st	94	88	83,5	79
Eingeleitete Arbeit . . . . . PS	5,8	8	9,8	12,1
vol. Wirkungsgrad . . . . .	0,88	0,82	0,78	0,74
Luftmenge . . . . . cbm pr. 1 PS	16,2	11,2	8,5	6,7

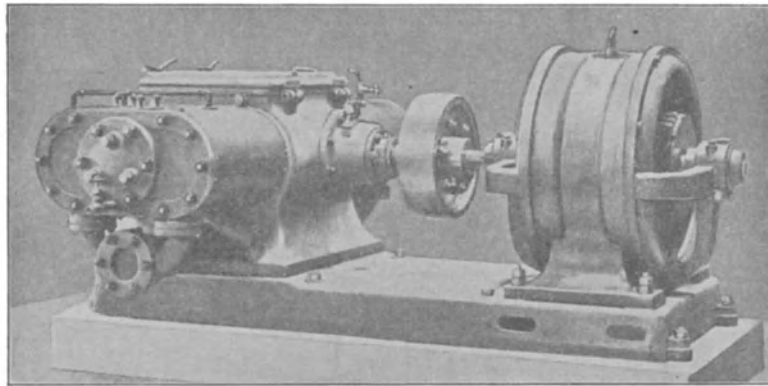


Fig. 121.

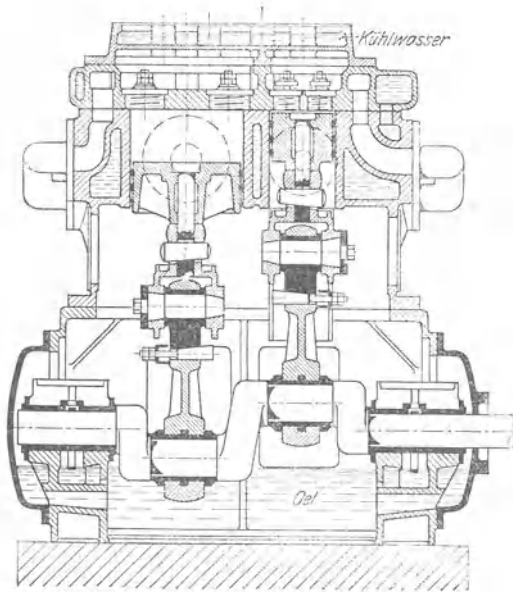


Fig. 122.

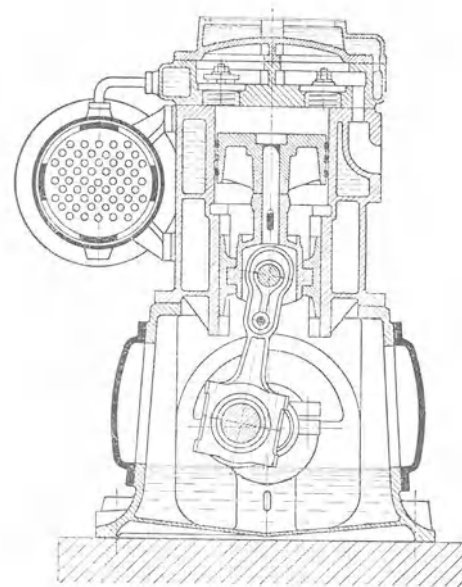


Fig. 123.

**49. Maschinenbau A. G. Pokorny & Wittekind, Frankfurt a. M.**

Das gemeinsame Merkmal der Kolbenkompressoren dieser Firma besteht in der ausschließlichen Verwendung der Kolbenschieber Patent Köster, die auf Seite 70 usw. eingehende Behandlung gefunden haben.

Die Abweichungen der einzelnen Ausführungen beruhen der Hauptsache nach in der verschiedenartigen Verbindung mit der Antriebsmaschine, sowie in der Konstruktion des Luftzylinders.

Durch die sorgfältige Ausbildung der Schiebersteuerung kann auch bei großen

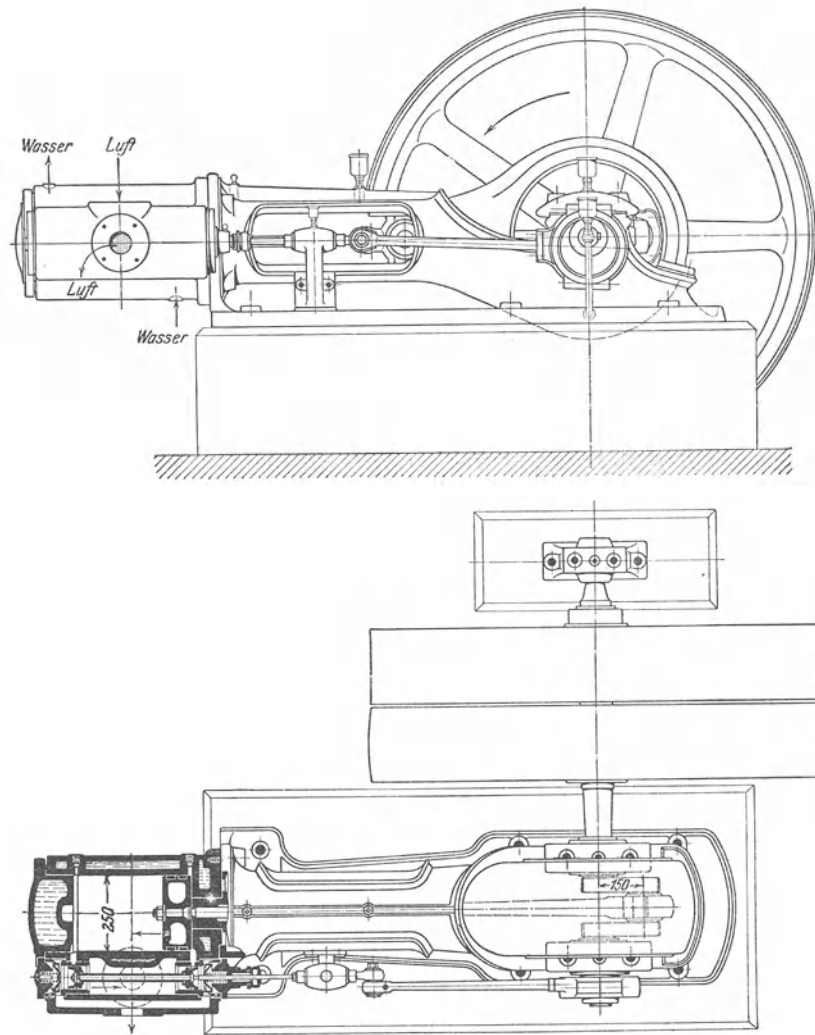


Fig. 124 u. 125.

Maschinen eine verhältnismäßig hohe Umlaufzahl angewendet werden, um die Wirtschaftlichkeit der Anlage zu erhöhen.

Bis zu 4 Atm. Überdruck werden die Kompressoren einstufig und doppeltwirkend ausgeführt, der Antrieb erfolgt durch Riemen oder durch Dampftrieb.

In letzterem Fall wird durchgehend der Luftzylinder an die Kreuzkopfführung angeschlossen, während der Dampfzylinder hinter dem Luftzylinder liegt und den Wärmeausdehnungen frei nachgeben kann. Allerdings muß bei dieser Anordnung der Kurbeltrieb mit der Summe aus Dampf- und Luftdruck berechnet werden, denn im Totpunkt sind beide Kräfte gleichsinnig gerichtet.

Die Hauptabmessungen einiger Modelle ergibt Zahlentafel 10.

Zahlentafel 10.

Nr.	Hub mm	Zylinder-Dmtr. mm	Umlaufzahl
1	150	150	240
2	200	185	225
3	250	220	200
4	300	250	175
5	350	275	160
6	400	225	150

Die Fig. 124 und 125 zeigen diese Maschine mit Riemenantrieb.

Für Pressungen von 6 bis 7 Atm. Überdruck sind zweistufige Kompressoren vorzuziehen. Ein solcher mit Riemenantrieb ist in den Figuren 126 und 127 abgebildet.

Die Hauptabmessungen sind aus der Zahlentafel 11 ersichtlich.

Zahlentafel 11.

Hub mm	Zylinder-Dmtr. mm	Umlaufzahl
150	200/170	250
250	300/256	200
350	400/340	160
400	450/385	150
400	500/400	150
450	555/450	145
500	620/500	140

Bei größeren Kompressoren erhalten die Antriebsdampfmaschinen Verbundwirkung.

Die Hauptabmessungen dieser Modelle ergibt Zahlentafel 12.

Zahlentafel 12.

Hub mm	Luft-Zyl.-Dmtr. mm	Dampf-Zyl.-Dmtr.	Umlaufzahl
700	500/315	370/570	110
750	560/350	400/625	100
850	675/425	475/740	90
950	750/475	525/825	85
1050	850/535	606/940	80
1150	910/575	635/1000	76

Bei größeren Liefermengen wird der Stufenkolben so schwer, daß seine Massenwirkungen schädlich auf den Antrieb wirken. Daher wird für größere Einheiten jede Stufe in einem doppelwirkenden Zylinder ausgeführt. Bei Leistungen über 50 cbm/min werden zudem Verbunddampfmaschinen empfohlen, so daß die in Fig. 128 angegebene Anlage entsteht. Auch hier sind die Luftzylinder an die Kreuzkopfführung angeschlossen. Hierbei beträgt der Dampfverbrauch für 1 cbm angesaugter und auf 6 Atm. verdichteter Luft 0,6 bis 0,7 kg.

In neuester Zeit wird der Abdampf mit Vorteil zum Antrieb von Kolbenkompressoren benützt. Der aus Walzenzug- oder Fördermaschinen unregelmäßig austretende Auspuffdampf wird in Wärmespeichern in einen gleichmäßig fließenden Dampfstrom verwandelt und kann unter Anordnung einer guten Kondensationsanlage zum Betrieb von Kompressoren verwendet werden.

Der Dampfverbrauch für 1 cbm angesaugter und auf 6 Atm. verdichteter Luft beträgt hierbei nur 1,2 bis 1,4 kg Abdampf von 1,1 bis 1,0 Atm. absol. Druck. Die Steuerung der Dampfzylinder läßt nur eine Verstellung der Füllung

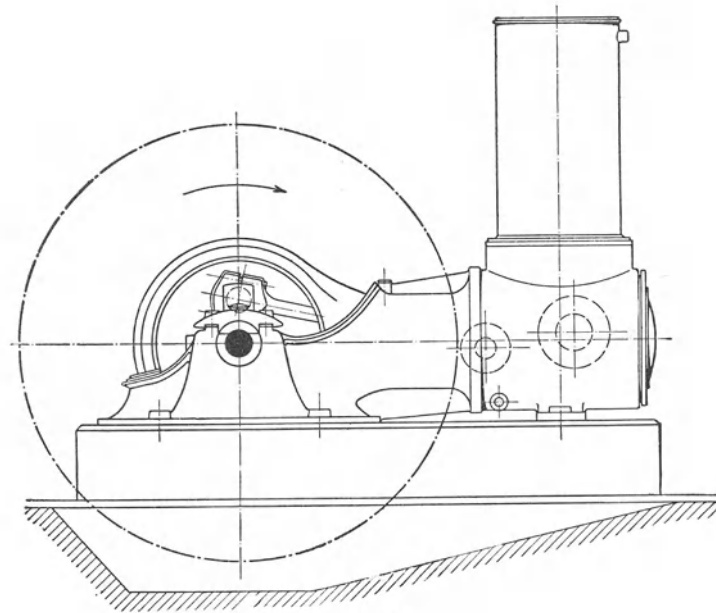


Fig. 126.

von Hand zu, indem sich die Kompressorleistung der zuströmenden Dampfmenge anpaßt. Vermindert sich die Dampfzufuhr zum Wärmespeicher, so nimmt der mittlere Dampfdruck ab; die Leistung vermindert sich demnach bei gleichbleibender Füllung, was nur möglich ist, wenn die Maschine langsamer

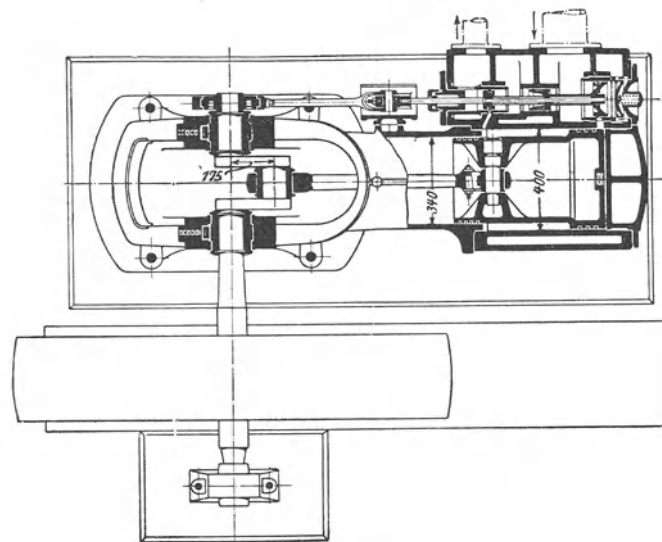


Fig. 127.

läuft. Die geförderte Luftmenge ist von der veränderlichen Dampfmenge abhängig, es muß nun ein anderer parallel geschalteter Kompressor die Regelung dem Bedarf an Druckluft entsprechend übernehmen. Ist dies nicht möglich, so kann dem mit Abdampf arbeitenden Kompressor ein Frischdampfzylinder an-

gefügt werden, der die Regelung der Anlage dem Luftbedarf entsprechend übernimmt. Der aus diesem Zylinder austretende Dampf mischt sich im Aufnehmer mit dem Abdampf, der aus dem Wärmespeicher kommt.

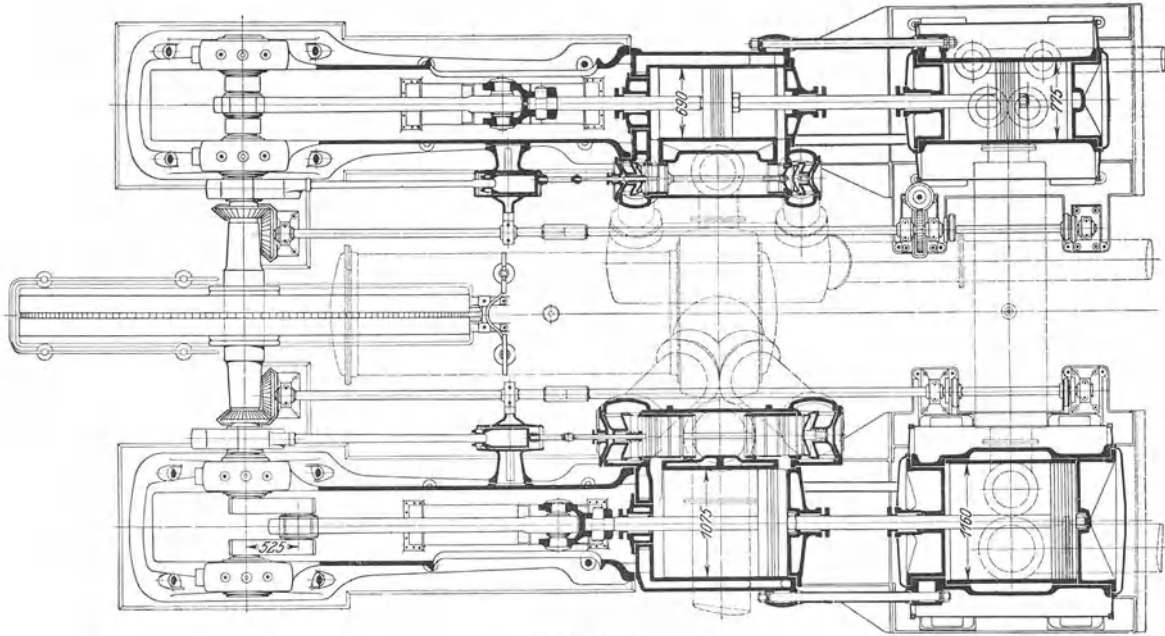


Fig. 128.

In neuester Zeit baut die Firma fahrbare Kompressoren mit Antrieb durch eine Dampflokomobile, durch Benzinmotor oder endlich durch Elektromotor.

### 50. Gebrüder Sulzer, Winterthur.

Diese Firma erstellt Kolbenkompressoren zu Sonderzwecken, die sich in vielen Zweigen der chemischen Industrie eingeführt haben.

In den Fig. 129—134 ist ein zweistufiger Gaskompressor dargestellt, dessen Hub 800 mm, dessen Zylinderbohrungen 375 und 575 mm betragen; der Antrieb erfolgt unmittelbar durch eine Verbunddampfmaschine. Aus den Zeichnungen ist ersichtlich, daß der Kompressor in seiner konstruktiven Durchbildung die Sonderheiten der Sulzerschen Ventilmaschinen zeigt. Die an den Zylindern unten liegenden Saugventile mit Doppelsitz erhalten zwangsläufige Steuerung durch unrunde Scheiben und Stangen in derselben Ausführung wie sie bei den Auslaßventilen der Dampfmaschinen üblich ist.

Für die obensitzenden Druckventile ist eine Steuerung vorgesehen, die dem Wesen nach zuerst von Prof. A. Riedler vorgeschlagen worden ist. Die Verbindung des Steuergestänges mit der senkrechten Ventilstange ist keine feste, daher erfolgt das Schließen des Ventils unter dem Einfluß der Feder und des Luftpuffers, in dessen Zylinderraum beim Fallen ein Vakuum entsteht. Beim Öffnen kann die Ventilerhebung nur in dem Maß zunehmen, als dies der gesteuerte Ventilhebel zuläßt. Durch diese bekannte Beeinflussung der Ventilbewegung lassen sich bedeutende Hubhöhen ausführen, die 24 bzw. 30 mm für die Saugventile und 24 mm für die Druckventile betragen. Die Durchgangsquerschnitte fallen dadurch entsprechend klein aus und sind in vorliegendem Beispiel auf der Niederdruckseite für das Saugventil 240 qcm, für das Druckventil 210 qcm. Die

Fig. 132 und 133 enthalten die Ausführung des Hochdruckzylinders, Fig. 134 die Gesamtansicht.

Einen Ammoniakkompressor neuer Konstruktion zeigen die Fig. 135 und 136 in Aufriß und Grundriß. Der Zylindermantel ist in dem mit Bajonettrahmen ausgestatteten Gestell eingesetzt; die gewölbten Deckel passen sich zur Verminderung

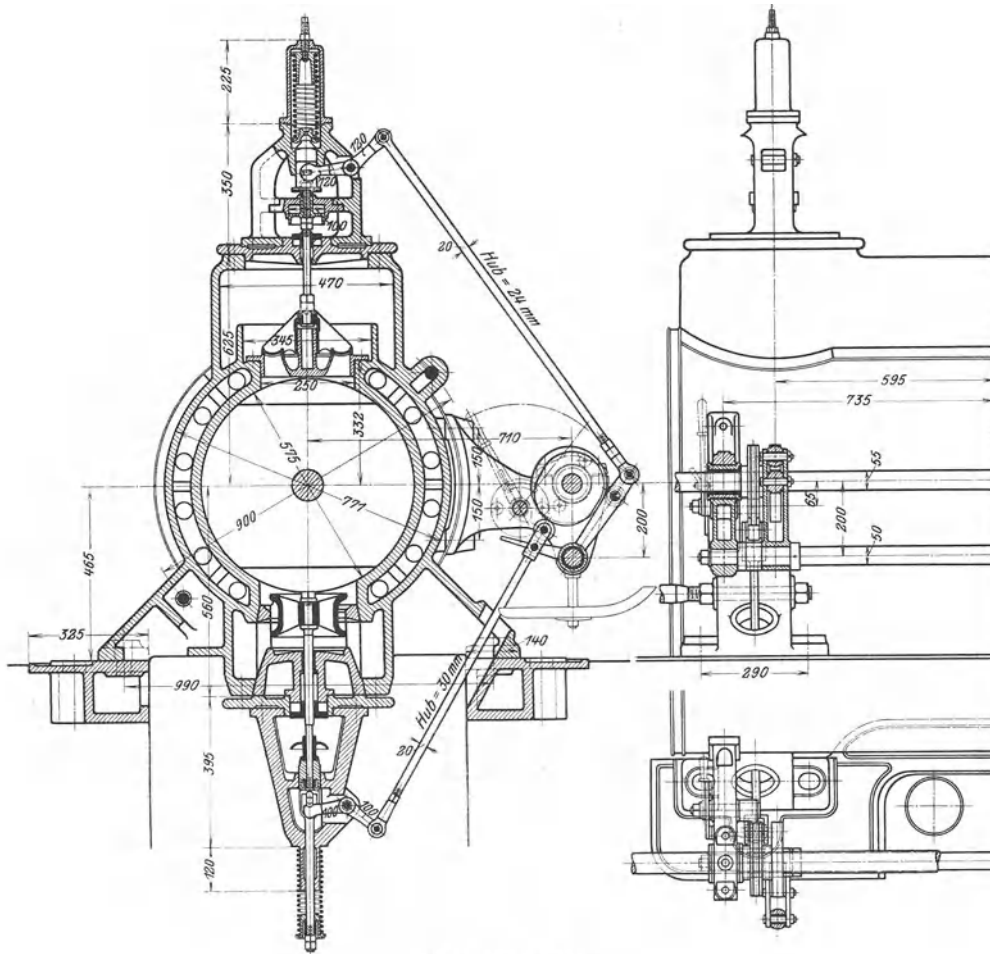


Fig. 129—131.

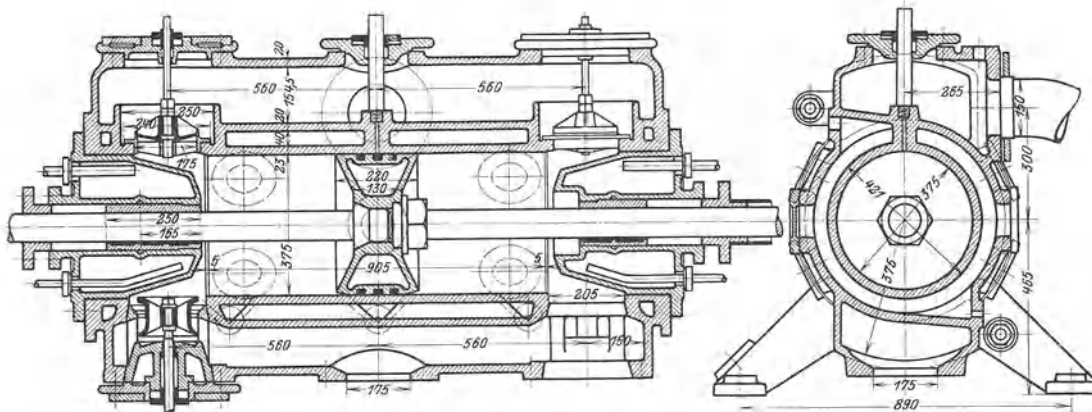


Fig. 132.

Fig. 133.

der schädlichen Räume dem Kolben eng an. Jeder Deckel trägt auf der oberen Hälfte zwei Saugventile und auf der unteren zwei Druckventile, die leicht zugänglich sind. Durch eine im Grundriß eingezeichnete Umlaufleitung kann ein teilweiser oder ein vollständiger Leerang erzielt werden. Die verdichteten Gase werden in einen Ölabscheider geführt, aus dem sie nach oben durch ein Rückschlagventil abfließen. Letzteres ist im Betrieb offen und schließt sich selbsttätig, wenn der Gang durch Entfernen eines Ventiles oder eines anderen Teiles unterbrochen wird.

Die am Boden des Ölabscheiders sich ansammelnden Ölteile werden mit Hilfe eines rotierenden Hahnes in einen Ölbehälter gedrückt. Von dieser Leitung führt ein Rohr zur Laterne in der Stopfbüchse (in der Zeichnung Ammoniakrohr bezeichnet) und versorgt sie mit Schmieröl, führt aber zugleich die zur Laterne eingedrungene Ammoniakgase in die Saugleitung zurück. In der Laterne herrscht daher nur der Druck der Saugleitung, wodurch die Abdichtung erleichtert wird. Die Stopfbüchsenbrille erhält durch eine gesonderte Leitung eine Schmierölszufuhr, und zwar erzeugt eine rotierende Ölpumpe den durch Pfeile angedeuteten Kreislauf.

Die an Bedeutung stets zunehmenden Rohölmotoren (Dieselmotoren) verlangen zum Zerstäuben des Brennöles Druckluft von

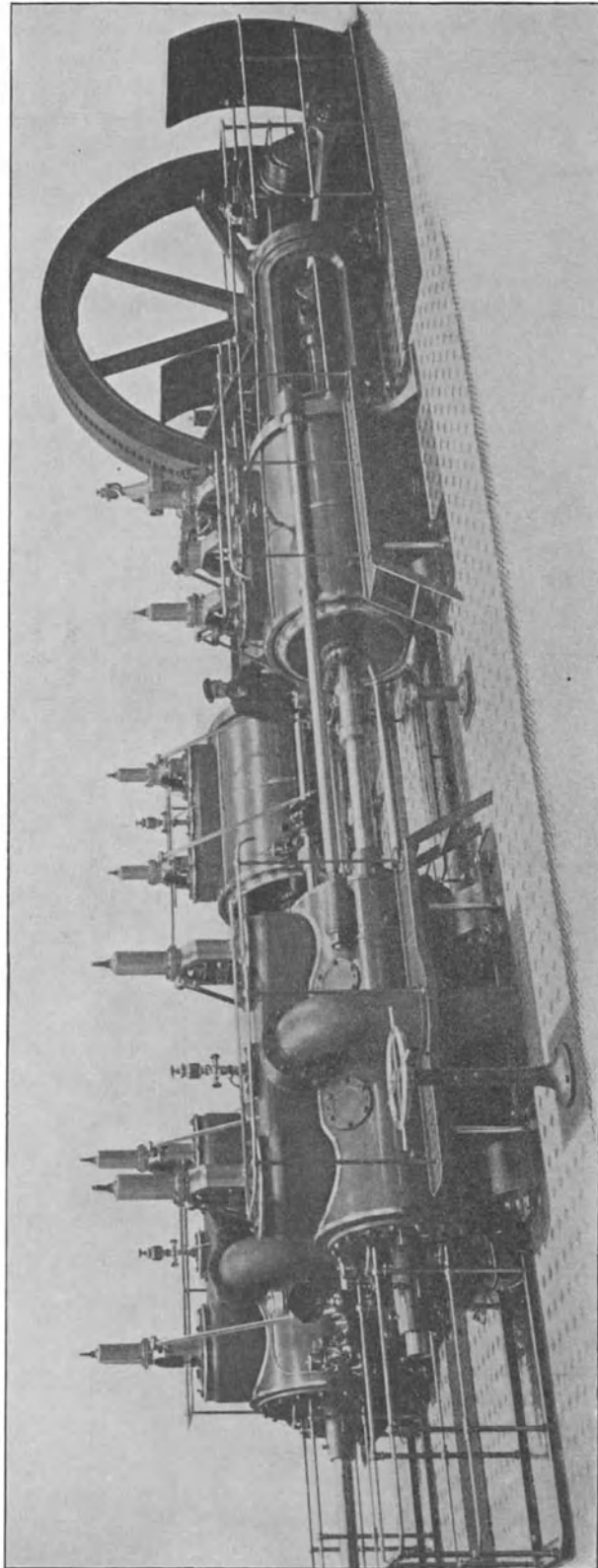


Fig. 134.



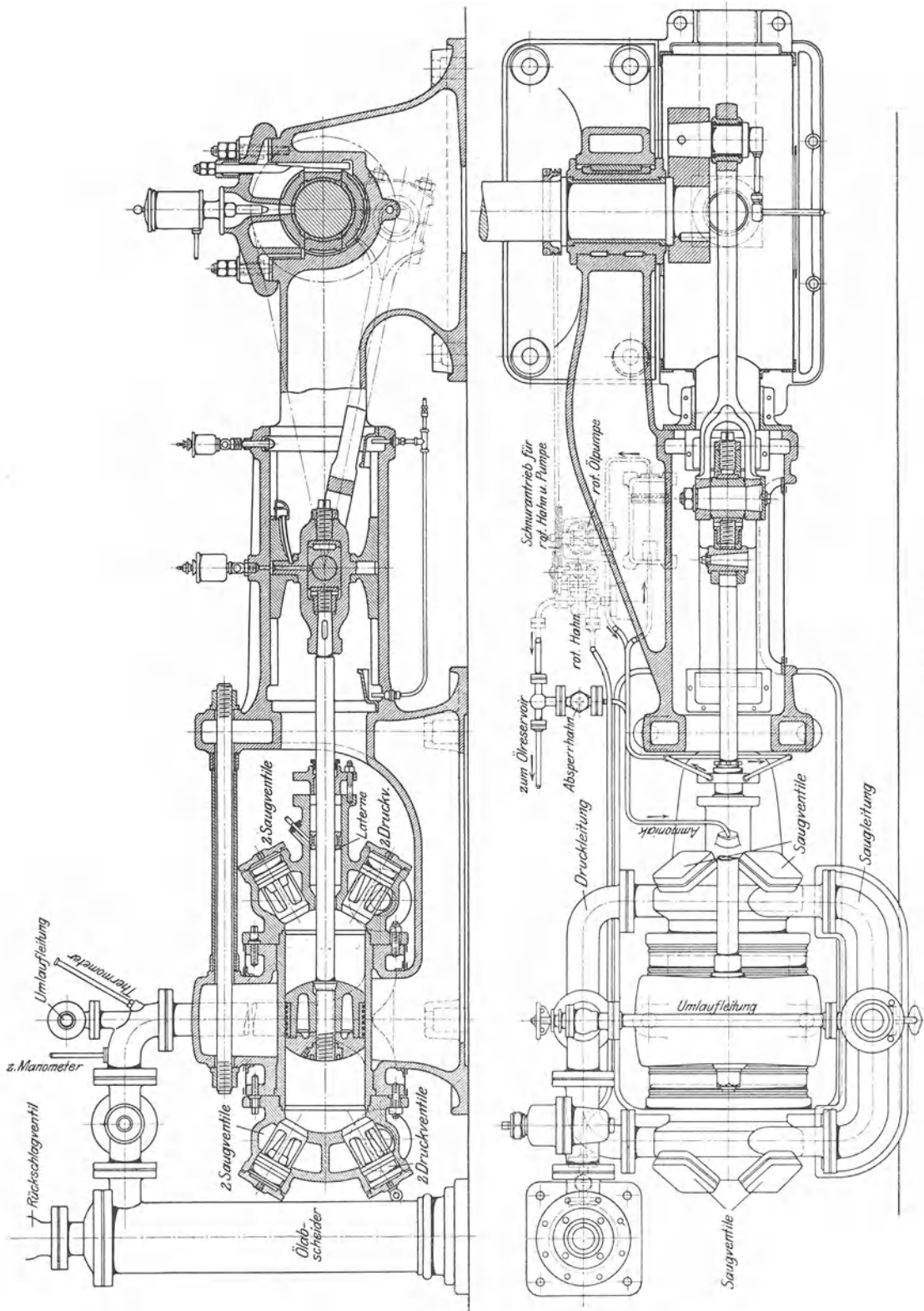


Fig. 135 u. 136.

60 bis 70 Atm. Spannung, von der ein Teil außerdem zum Anlassen benutzt wird. Ein solcher kleinerer Stufenkompressor der Firma Gebrüder Sulzer geben die Fig. 137—139. (Zylinderbohrungen 40 und 140 mm, Hub 180 mm.) Er ist seitlich

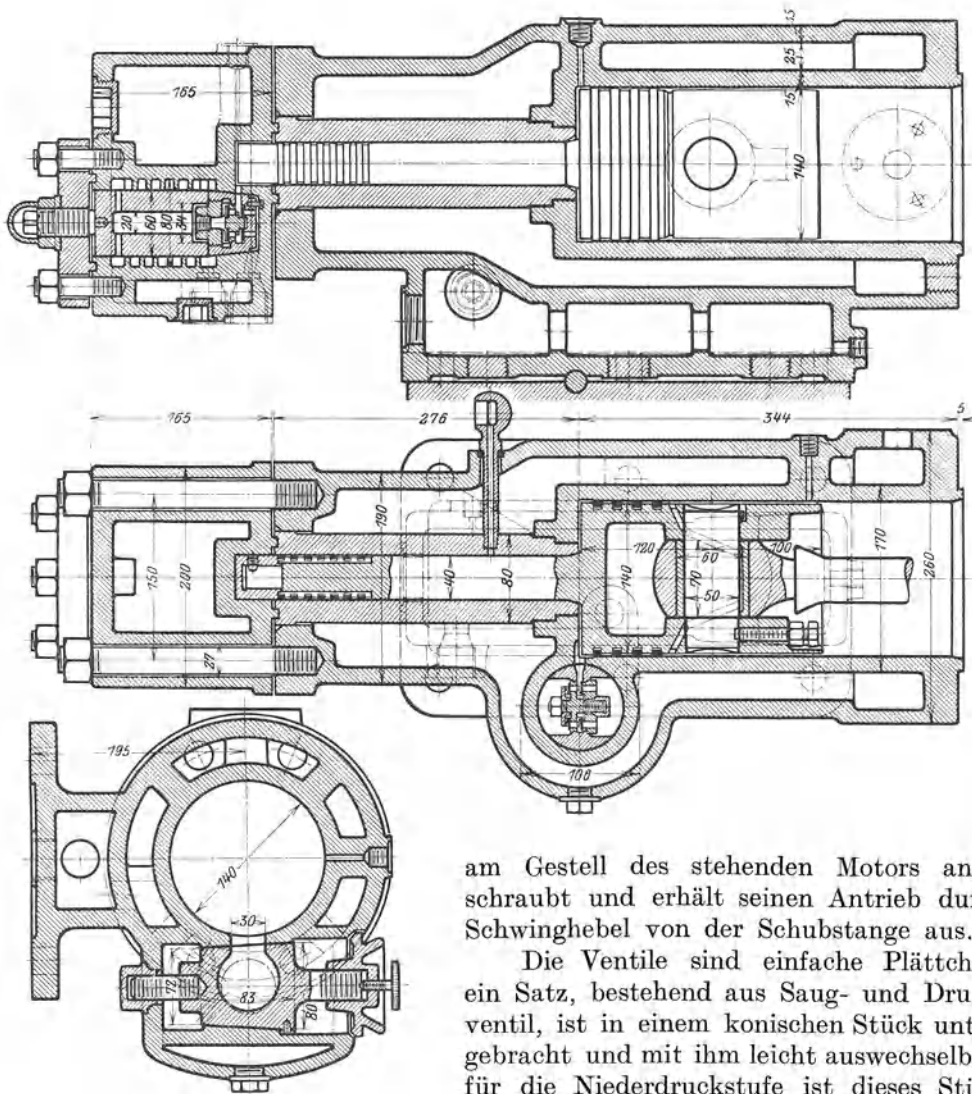


Fig. 137—139.

am Gestell des stehenden Motors angeschraubt und erhält seinen Antrieb durch Schwinghebel von der Schubstange aus.

Die Ventile sind einfache Plättchen, ein Satz, bestehend aus Saug- und Druckventil, ist in einem konischen Stück untergebracht und mit ihm leicht auswechselbar; für die Niederdruckstufe ist dieses Stück seitlich, für die Hochdruckstufe im Zylinderdeckel angeordnet.

Bei größeren Ölmotoren empfiehlt es sich, solche Kompressoren dreistufig auszuführen und zwischen jeder Stufe eine ausgiebige Kühlung zu verwenden.

### 51. Maschinenfabrik Sürth a. Rhein.

Der in den Fig. 140 und 141 dargestellte dreistufige Hochdruckkompressor zeigt in der Anordnung der Zylinder und der Kühler einen eigenartigen Aufbau. Die drei Zylinder sind zu einem Ganzen vereinigt, und zwar ist der Niederdruckteil doppelwirkend ausgeführt; ferner sind drei Kühler vorgesehen, die in dem Maschinensockel in leicht zugänglicher Weise Aufnahme gefunden haben.

Das Gas tritt durch die Leitung *A* und die Saugventile *B* in den Niederdruckzylinder *CG*, von da durch Leitung *E* und Kühler *F* in den Mitteldruckteil *H*,

dessen Stopfbüchse gegen Außen abzudichten hat. Nach dem Durchfließen des Kühlers *K* und des Hochdruckzylinders kühlt sich das fertig verdichtete Gas vor seiner Verwendung im Raum *R* ab. Für die normalen Enddrücke von 220 Atm. wird das Zylinderverhältnis 1:6 angewendet; sollen wesentlich höhere Pressungen erzielt werden, so sind vierstufige Kompressoren vorzuziehen.

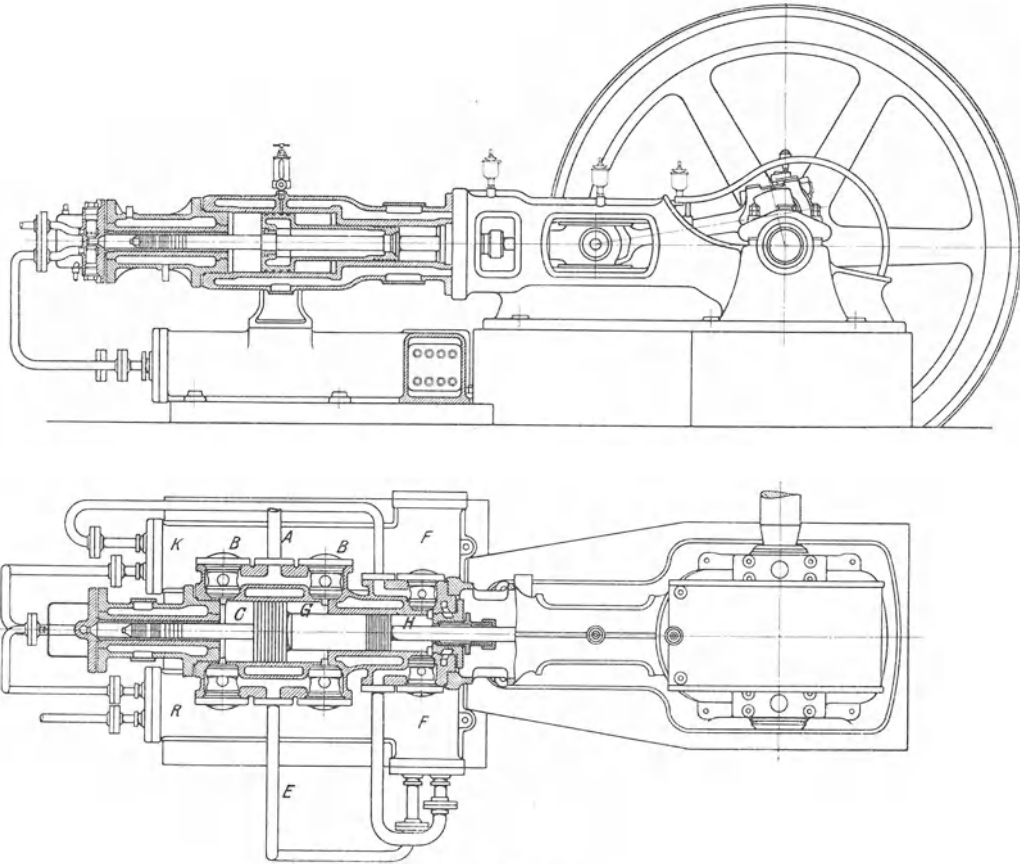


Fig. 140 u. 141.

Die dreistufigen Maschinen werden gebaut für

Angesaugte Gasmenge cbm/st	10	15	20	30	45	60	80	100	200
Umlaufzahl/min . . . . .	160	155	150	150	150	145	140	135	130

Der stehende Hochdruckkompressor (Fig. 142 und 143) findet hauptsächlich Verwendung bei Gasen, die eine Anwendung von Gußeisen für Kolben und Zylinder nicht gestatten, so bei der Kompression von Sauerstoff. Die Zylinder der einzelnen Stufen stehen getrennt nebeneinander und sind mit Rotgußfutter ausgebücht. Dasselbe Material weisen die einseitig wirkenden Kolben und die Ventile auf, die Leitungen bestehen aus Kupfer. Alle Kühlschlangen sind im gemeinsamen Wasserkasten untergebracht, dessen Inhalt gleichzeitig die Zylinder und die Ventilgehäuse kühlt. Durch diesen Aufbau wird ein Auswechseln der verschiedenen Teile erleichtert. Der Ventilkopf jeder Stufe enthält ein Sicherheitsventil, das beim Überschreiten des Höchstdruckes abbläst und das Gas in die Saugleitung des Niederdruckzylinders zurückleitet.

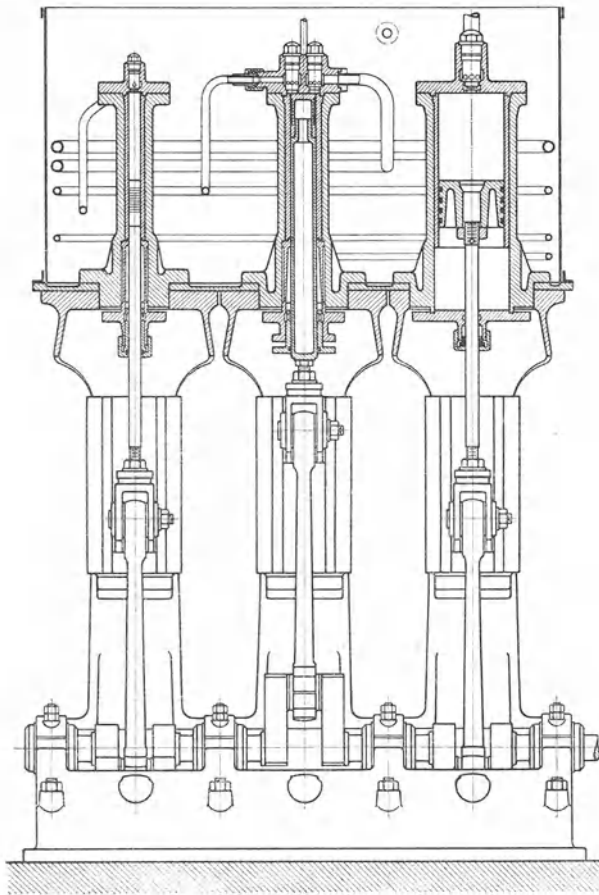


Fig. 142.

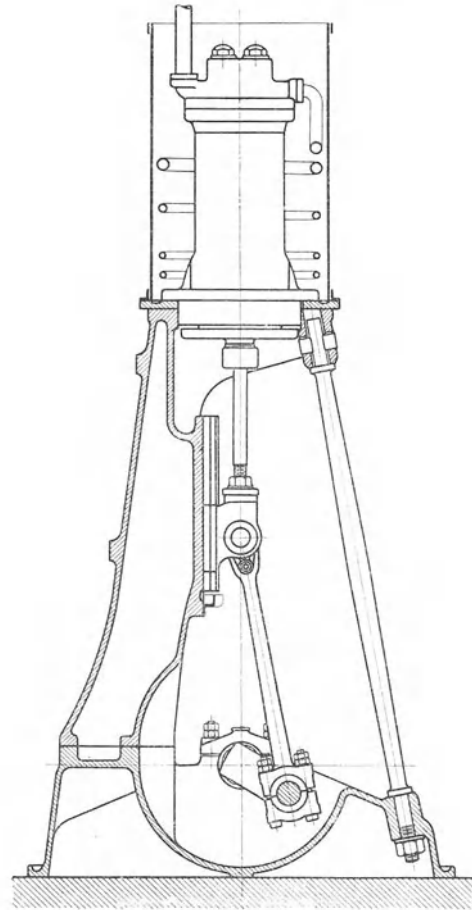


Fig. 143.

Die Zylinderschmierung der Sauerstoffkompressoren geschieht mittels Wasser, dem ein geringer Zusatz von Glycerin beigemengt wird. Dieses für Sauerstoff indifferente Schmiermittel wird in die Saugleitung eingeführt. Ein Ölabscheider entzieht das Schmiermittel dem verdichteten Gas wieder.

## E. Zwischenkühler.

### 52. Wärmeübergang.

Nach Fourier ist die Wärmeübertragung zweier sich berührender Körper proportional der Zeit, der Berührungsfläche und dem Temperaturunterschied beider Körper.

Fließt die Wärme  $Q$  in der Stunde von einem Gas durch die Wandung  $F$  (qm) an das Kühlwasser, so setzt sich die Übertragung aus drei Vorgängen zusammen:

a) Übergang vom Gas an die Wandung

$$Q = F \cdot \alpha_1 (t_1 - \vartheta_1) \dots \dots \dots (1)$$

worin  $t_1$  die unveränderliche Temperatur des heißen Gases und  $\vartheta_1$  die Temperatur der Wand an der Eintrittsstelle ist;  $\alpha_1$  heißt Wärmeübergangszahl.

b) Durchgang durch die Wand

$$Q = F \frac{\lambda}{\delta} (\vartheta_1 - \vartheta_2) \dots \dots \dots (2)$$

worin  $\delta$  die Wandstärke in  $m$  und  $\lambda$  die Wärmeleitungsahl bedeuten.

c) Übergang von der Wandung an das Kühlwasser mit der unveränderlichen Temperatur  $t_2$

$$Q = F \alpha_2 (\vartheta_2 - t_2) \dots \dots \dots (3)$$

worin  $\vartheta_2$  die Temperatur der Wandung an der Austrittsstelle bedeutet.

Aus Gl. 1, 2 und 3 ergibt sich die allgemeine Gleichung für den ganzen Wärmedurchgang

$$Q = \kappa F (t_1 - t_2) \dots \dots \dots (4)$$

worin die Wärmedurchgangszahl  $\kappa$  die Bedeutung hat

$$\kappa = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2} + \frac{\delta}{\lambda}} \dots \dots \dots (5)$$

Die Wandtemperaturen betragen

$$\vartheta_1 = t_1 - \frac{\kappa}{\alpha_1} (t_1 - t_2) \dots \dots \dots (6)$$

$$\vartheta_2 = t_2 + \frac{\kappa}{\alpha_2} (t_1 - t_2) \dots \dots \dots (7)$$

Für die Zwischenkühler der Kompressoren kommen meistens dünnwandige Messingrohre (Wandstärke 1 bis höchstens 3 mm) zur Verwendung: Das Glied  $\frac{\delta}{\lambda}$  in Gl. 5 wird daher sehr klein und kann häufig vernachlässigt werden.

$$\left( \lambda = 50 \text{ bis } 60, \delta = 0,003 \text{ m}, \frac{\delta}{\lambda} = \frac{0,003}{50} = 0,00006 \right).$$

Damit vereinfacht sich Gl. 5 auf

$$\kappa = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2}} = \frac{\alpha_1 \alpha_2}{\alpha_1 + \alpha_2} \dots \dots \dots (8)$$

Die Werte  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  sind hauptsächlich von der Geschwindigkeit der Flüssigkeit abhängig.

Für den Übergang von Luft an Metall ist nach Joule

$$\alpha_1 = 2 + 10 \sqrt{w_1} \dots \dots \dots (9)$$

Neuere eingehende Versuche liegen vor von Nußelt<sup>1)</sup>.

Danach ist  $\alpha_1$  abhängig vom Rohrdurchmesser  $d$  (m), von der spezifischen Wärme  $C_p$  des Gases (in WE/cbm, bezogen auf 1 Atm und 15° C), von der Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_w$  der Flüssigkeit bei der Temperatur der Rohrwand, von der Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  des Gases bei der Gastemperatur und von der Geschwindigkeit.

Durch die angeführten Versuche ergibt sich die Formel

$$\alpha_1 = 15,9 \frac{\lambda_w}{d^{0,214}} \cdot \left( \frac{w_1 \cdot C_p}{\lambda} \right)^{0,786} \dots \dots \dots (10)$$

Die Wärmeleitfähigkeit eines Gases ist abhängig von seiner Temperatur, und zwar

$$\lambda = \lambda_0 (1 + \alpha t_1) \dots \dots \dots (11)$$

1) Dr.-Ing. W. Nußelt: Der Wärmeübergang in Rohrleitungen. Habilitationsschrift, Dresden 1909.

Einige Werte von  $\lambda_0$  und  $\alpha$

	$\lambda_0$	$\alpha$
Luft . . . . .	0,01 894	0,00 228
Kohlensäure . . . .	0,01 213	0,00 385
Wasserdampf . . . .	0,01 92	0,00 434
Leuchtgas . . . . .	0,05 06	0,00 30

Für Luft kann als Mittelwert  $\lambda = 0,02$  gelten.

Um  $\lambda_w$  zu berechnen, muß in Gl. 11 die Temperatur der Wandung eingesetzt werden.

Der Übergang von Metall an Wasser ist für vorliegende Verwendung von geringer Bedeutung, dagegen bei Oberflächenkondensatoren wichtig.

Die gebräuchliche Formel heißt

$$\alpha_2 = 300 + 1800 \sqrt{w_2} \quad . . . . . \quad (12)$$

worin  $w_2$  die Wassergeschwindigkeit bedeutet<sup>1)</sup>.

Neuere Versuche sind von Soennecken<sup>2)</sup> vorgenommen worden, dessen abgerundete Formel für glatte Oberfläche lautet

$$\alpha_2 = 2020 \frac{w_2^{0,9}}{d^{0,1}} (1 + 0,014 t) \quad . . . . . \quad (13)$$

Die zur Berechnung der Kühlfläche dienende Wärmedurchgangsgleichung (4) gilt für unveränderliche Temperaturen bei beiden Körpern.

Vom Eintritt zum Austritt kühlt sich das Gas von  $t_1'$  auf  $t_1''$  ab, das Wasser dagegen erwärmt sich von  $t_2'$  auf  $t_2''$  im Gleichstrom, oder von  $t_2''$  auf  $t_2'$  im Gegenstrom; dann ergibt sich die Kühlfläche aus der Gleichung

$$Q = \kappa \cdot F \frac{(t_1' - t_2') - (t_1'' - t_2'')}{\ln \frac{t_1' - t_2'}{t_1'' - t_2''}} \quad . . . . . \quad (14)$$

Angenähert darf auch gesetzt werden

$$Q = \kappa F \left( \frac{t_1' + t_1''}{2} - \frac{t_2' + t_2''}{2} \right) \quad . . . . . \quad (15)$$

Sind  $G_1$  und  $G_2$  die stündlichen Durchflußmengen (in kg) von Gas und Wasser,  $c_1$  und  $c_2$  ihre spezifischen Wärmen ( $c_1$  spezifische Wärme bei konstantem Druck,  $c_2 = \sim 1$ ), so ist ferner

$$Q = c_1 G_1 (t_1' - t_1'') \quad . . . . . \quad (16)$$

$$Q = c_2 G_2 (t_2' - t_2'') \quad . . . . . \quad (17)$$

In diesem Fall sind zur Bestimmung von  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  (Gl. 10 und 13) für die Temperaturen Mittelwerte einzusetzen.

Meistens genügt es, für die Zwischenkühlung der Gase  $\alpha_2$  zu vernachlässigen, dann ist  $\kappa = \alpha_1$ . Als Kühlfläche  $F$  ist die Oberfläche der Rohre an der Eintrittsstelle der Wärme zu rechnen, an der sich der Übergang viel schwieriger gestaltet, als an der von Wasser gespülten Austrittsfläche der Wärme.

25. Beispiel: Bei den erwähnten Versuchen von Nußelt ist ein nahtlosgezogenes Messingrohr von 22 mm innerem und 26 mm äußerem Durchmesser verwendet worden.

Bei Versuch Nr. 6 betrug die Luftgeschwindigkeit  $w_1 = 6,21$  m/sek.

<sup>1)</sup> Hütte 1908, S. 306.

<sup>2)</sup> Soennecken: Der Wärmeübergang von Rohrwänden an strömendes Wasser. Dissertation, München 1910.

Benützt man zunächst Gl. 9, so ist

$$\alpha_1 = 2 + 10 \sqrt{w_1} = 27,$$

ferner nach Gl. 12

$$\alpha_2 = 300 + 1800 \sqrt{w_2},$$

worin  $w_2 = 2$  m/sek gesetzt werden soll, dies ergibt

$$\alpha_2 = 2840$$

und

$$\kappa = \frac{\alpha_1 \alpha_2}{\alpha_1 + \alpha_2} = \frac{27 \cdot 2840}{2867} = 26,75.$$

Die Durchgangszahl ist also nur unbedeutend kleiner als  $\alpha_1$ , und es darf in der Tat statt  $\kappa$  der Wert  $\alpha_1$  in Gl. 4 oder 14 eingesetzt werden.

Soll  $\alpha_1$  aus Gl. 10 berechnet werden, so entnehmen wir aus den Versuchswerten

$$\begin{aligned} \text{Lufttemperatur} & \dots t = 45,7^\circ \text{ C} \\ \text{Wandungstemperatur} & \dots t_0 = 103,5^\circ \text{ C} \\ \text{spezifische Wärme} & \dots C_p = 0,282 \text{ WE/cbm} \\ & d^{0,214} = 0,442 \end{aligned}$$

und erhalten mit Gl. 11

$$\lambda = 0,01894 (1 + 0,00228 \cdot 45,7) = 0,021$$

$$\lambda_w = 0,01894 (1 + 0,00228 \cdot 103,5) = 0,0234,$$

damit ist nach Gl. 10

$$\alpha_1 = 15,9 \cdot \frac{0,0234}{0,442} \cdot \left( \frac{6,21 \cdot 0,282}{0,021} \right)^{0,786} = 27,2.$$

Der gefundene Wert stimmt also mit dem angenäherten aus Gl. 9 gut überein.

Nimmt man Versuch Nr. 10 a. a. O., so ist dort gemessen

$$w = 18,33 \text{ m/sek}, \quad t = 35^\circ \text{ C}, \quad t_0 = 102,7^\circ \text{ C},$$

damit wird

$$\lambda = 0,0206, \quad \lambda_w = 0,0234,$$

daher

$$\alpha_1 = 15,9 \frac{0,0234}{0,442} \left( \frac{18,33 \cdot 0,282}{0,0206} \right)^{0,786} = 65,5,$$

während nach Gl. 9 nur  $\alpha_1 = 2 + 10 \sqrt{18,33} = 45$  erhalten wird.

Die Schwierigkeit in der Verwendung von Gl. 10 besteht einzig in der umständlichen Messung der Wandungstemperatur  $t_0$ , bei der man in der Praxis meist auf Schätzung angewiesen ist. Wie aus den naheliegenden Zahlen  $\lambda$  und  $\lambda_0$  hervorgeht, ist aber eine solche Schätzung ohne schwerwiegenden Einfluß auf das Ergebnis.

26. Beispiel: Ein zweistufiger, doppelwirkender Luftkompressor<sup>1)</sup> (450/725 Zyl. Dmtr., 800 mm Hub, 88 Uml./min, 6 Atm. normaler Luftüberdruck, 311 PS<sub>i</sub> indizierte Kompressorarbeit) ist mit einem Zwischenkühler von 55 qm Kühlfläche ausgerüstet.

Die Luft durchfließt die Messingröhren und kühlt sich von  $t_1' = 124^\circ \text{ C}$  auf  $t_1'' = 22^\circ \text{ C}$  ab. Das Kühlwasser hat sich von  $t_2'' = 11^\circ \text{ C}$  auf  $t_2' = 36^\circ \text{ C}$  erwärmt.

Bei diesem Versuch betrug das Ansaugvolumen des Kompressors 3365 cbm/st bei einem spezifischen Volumen von 0,8 cbm/kg. Das stündliche Durchflußgewicht der Luft ist also

$$G_1 = \frac{3365}{0,8} = 4200 \text{ kg.}$$

<sup>1)</sup> Z. Ver. deutsch. Ing. 1908, S. 1743. Kompressor von Rud. Meyer, Mülheim (Ruhr).

Demnach beträgt die Wärmeabgabe nach Gl. 16

$$Q = 0,2385 \cdot 4200 (124 - 22) = 102000 \text{ WE/st}$$

und der Bedarf an Kühlwasser nach Gl. 17

$$G_2 = \frac{Q}{c_2 (t_2' - t_2'')} = \frac{102000}{36 - 11} = 4080 \text{ kg/st.}$$

Der Kompressor hat 13,1 kg Kühlwasser benötigt, bezogen auf 1 PS<sub>i</sub>/st.

Da die Kühlfläche  $F = 55 \text{ qm}$  bekannt ist, kann aus Gl. 14 die Wärmedurchgangszahl  $\alpha$  bestimmt werden durch Einsetzen von

$$t_1' - t_2' = 124 - 36 = 88, \quad t_1'' - t_2'' = 22 - 11 = 11$$

$$\ln \frac{t_1' - t_2'}{t_1'' - t_2''} = 2,303 \text{ Log} \frac{88}{11} = 208,$$

damit ist nach Gl. 14

$$\alpha = \frac{102000 \cdot 2,08}{55 \cdot (88 - 11)} = 50,2$$

Benützt man die alte Formel von Joule, Gl. 9, so entspricht dieser Durchgangszahl eine Luftgeschwindigkeit von 23 m/sek.

27. Beispiel: Der auf Seite 94 beschriebene fahrbare Hochdruckkompressor von Weise und Monski hat einen Zwischenkühler von  $F = 1,3 \text{ qm}$  Kühlfläche.

Die mitgeteilten Temperaturen sind Mittelwerte aus einem einstündigen Versuch<sup>1)</sup>, und zwar sind die Lufttemperaturen 81° und 29°, die Wassertemperaturen 12° und 32° C, daher

$$t_1' - t_2' = 81 - 32 = 49$$

$$t_1'' - t_2'' = 29 - 12 = 17.$$

Bei einer angesaugten Luftmenge von 79 cbm/st ( $v = 0,8 \text{ cbm/kg}$ ) beträgt die abzuführende Wärme

$$Q = \frac{79}{0,8} \cdot 0,2385 \cdot (81 - 29) = 1225 \text{ WE/st}$$

und der Kühlwasserverbrauch

$$G_2 = \frac{1225}{32 - 12} = 61 \text{ kg/st,}$$

endlich erhält man für die Wärmedurchgangszahl nach Gl. 10

$$\alpha = \frac{1225 \cdot 1,07}{1,3 \cdot 32} = 31,5.$$

### 53. Druckabfall.

Der Druckabfall in den Röhren eines Zwischenkühlers wird hauptsächlich verursacht durch die Rohrreibung, deren Größe von der Durchflußgeschwindigkeit abhängig ist. Eine große Geschwindigkeit erhöht den Wärmedurchgang, vergrößert aber auch den Druckabfall; bei der Wahl der Abmessungen ist daher auf beide Werte Rücksicht zu nehmen.

In nachfolgendem sei vorausgesetzt, das Gas durchziehe die Kühlrohre, das Wasser sei außerhalb derselben.

<sup>1)</sup> Z. Ver. deutsch. Ing. 1908, S. 1749.





Die umgekehrte Anordnung ist vorzuziehen, bei der das Gas in vielen dünnen Strängen durch die engen Rohre zieht und sich dabei innig an die Wandungen anschmiegt. Für hohe Pressungen ist die Durchleitung der Gase durch Schlangenhöhre einzig geeignet, da sie leicht abzudichten sind und dem Druck genügend Festigkeit bieten.

Durch Anwendung einer ziemlich beträchtlichen Durchflußgeschwindigkeit (20 bis 30 m/sek) erhöht sich die Kühlwirkung der Wände, ohne daß der Druckabfall unzulässig hoch wird (siehe Abschnitte 52 und 53) im Verhältnis zur erzielten Endspannung.

Gas und Luft sollen im Gegenstrom durch den Kühler fließen, damit der Temperaturunterschied beider Flüssigkeiten an jeder Stelle möglichst gleichgroß ausfällt.

Für kleine Ausführungen finden sich Rohre von 23 mm innerem Durchmesser bei 1 mm Wandstärke vor. Die freie Länge zwischen zwei Unterstützungen darf nicht wohl über 2 m steigen.

Für größere Anlagen wählt man die Durchmesser bis auf 34/38 mm und die Längen auf 3 bis 4 m. An Armaturen sind zu nennen: Manometer, Thermometer, Wasserablaß-, Entlüftungs- und Sicherheitsventil.

---

## Dritter Teil.

# Turbokompressoren.

### 55. Einleitung.

Mit der Bezeichnung Turbokompressor ist ein System von hintereinander geschalteten Schaufelrädern zu verstehen, durch deren Drehbewegung gasförmige Körper auf einen höheren Druck gebracht werden.

Zur Erzielung der bei normalen Kolbenkompressoren üblichen Endpressungen laufen auf der gemeinsamen Welle die Schaufelräder nach Art der Hochdruckkreiselpumpen in beträchtlicher Zahl mit einer hohen Umfangsgeschwindigkeit, deren obere Grenze nur durch die Festigkeit der Räder bedingt wird.

Besonders vorteilhaft eignen sich diese Maschinen für kleinere Pressungen und große Liefermengen, wie der Hüttenbetrieb sie verlangt. An Stelle der großen Kolbengebläse treten die Turbogebläse, deren Unterschied gegenüber den Turbokompressoren im allgemeinen nur in der Verwendung einer beschränkten Stufenzahl besteht. Sie kann unter Beibehaltung der hohen Umfangsgeschwindigkeit bis auf wenige Räder sinken.

Bewegt sich ein einziges Rad mit mäßiger Umfangsgeschwindigkeit, so daß die Erzeugung eines bewegten Luftstromes Hauptzweck des Schaufelrades ist, die Druckerhöhung dagegen klein ausfällt gegenüber der an das Gas abgegebenen Bewegungsenergie, so heißt das Schaufelrad Ventilator. Seine Arbeitsweise soll im folgenden nur so weit berührt werden, als zum Verständnis notwendig ist. Von einer Behandlung der Ausführungen wird ganz abgesehen.

Da die genannte Einteilung nur durch die Zahlenwerte von Pressungen und Liefermengen bedingt ist, besteht ein grundsätzlicher Unterschied zwischen den drei Gruppen nicht.

Auch eine scharfe Grenze zwischen den drei Benennungen ist nicht zu ziehen. Dagegen verlangt die Ausbildung der Einzelteile besondere Maßnahmen und eine um so sorgfältigere Werkstattausführung, je höher die Pressungen sind. Hierin haben sich die Erfahrungen des Dampfturbinenbaues fruchtbar erwiesen und können in mehrfacher Hinsicht übertragen werden.

Die Turbokompressoren im allgemeinen gehören mit den Kreiselpumpen zu den „Turbogeneratoren“, wie Rateau die Schaufelräder zur Förderung jeder Art von Flüssigkeiten zweckmäßig bezeichnet hat, im Gegensatz zu den Turbomotoren (Wasser- und Dampfturbinen).

Vergleicht man die Turbokompressoren mit den Kolbenkompressoren, so zeigen sich ähnliche Unterschiede im Aufbau und in der Verwendung, wie zwischen Kreiselpumpen und Kolbenpumpen; in gewissen Beziehungen lassen sich selbst Vergleiche anstellen, wie mit Dampfturbinen und Kolbendampfmaschinen.

Die einfache Bauart und der daraus folgende sichere Betrieb, die geringe Wartung, der unmittelbare Antrieb mittels Elektromotor oder Dampfturbine sichern den Turbokompressoren zunehmende Bedeutung.

Dazu kommen als weitere Vorteile die Erzeugung eines völlig gleichmäßig austretenden Gasstromes, der frei von Schmierölbeimengungen ist, ferner seine Regulierfähigkeit, namentlich beim Antrieb durch Dampfturbinen.

Der Platzbedarf ist nach den besonderen Verhältnissen zu beurteilen. Er ist bei den Turbogebläsen für Hüttenbetrieb kleiner als für Kolbengebläse gleicher Leistungsfähigkeit, wenn letztere liegend gebaut werden. Bei den Hochdruck-Turbokompressoren ist dies wegen ihrer bedeutenden Länge nicht immer der Fall, dagegen können unter allen Umständen die Fundamente leicht gehalten werden.

In bezug auf den Wirkungsgrad des Prozesses ist auf die Versuchsergebnisse zu verweisen. Trotzdem die neue Maschinengattung erst in der Entwicklung begriffen ist, kommt der Wirkungsgrad bei großen Maschinensätzen bereits demjenigen der Kolbenmaschinen nahe.

Für die Bewertung eines Maschinensystems darf aber der Wirkungsgrad nicht als einzig maßgebend zum Vergleich herangezogen werden. Die steigende Bedeutung der Turbokompressoren wird hauptsächlich bedingt durch die Möglichkeit des Antriebes mittels Dampfturbinen oder rasch laufenden Elektromotoren. Dadurch kommen die genannten Vorteile auch für die Antriebsmaschinen zur Geltung; die ganze Anlage ist unübertroffen in ihrer Einfachheit und Sicherheit und läßt sich in Größenverhältnissen ausführen, die bei Kolbenmaschinen unbekannt sind.

Bezüglich der Größe besteht eine untere Grenze für die Liefermenge, die durch die Ausführbarkeit der Laufradabmessungen gegeben ist. Die Vorteile der Turbokompressoren treten um so mehr in die Erscheinung, je größer die Liefermengen sind.

Eine obere Grenze besteht in Rücksicht auf die in jedem Laufrad zu erzeugende Druckhöhe, d. h. bezüglich der zulässigen Umfangsgeschwindigkeit. Dieser größte Wert ist bedingt durch die Festigkeit des Schaufelrades, das der Hauptsache nach von der Fliehkraft der eigenen Masse beansprucht wird.

Man wendet zurzeit Umfangsgeschwindigkeiten von 120 bis 180 m/sek an, größere Geschwindigkeiten dürfen nur in besonderen Fällen auftreten.

## A. Der Energieumsatz im Turbokompressor.

### 56. Einfluß der Fliehkraft auf rotierende Flüssigkeiten.

Um sich die Wirkungsweise der Fliehkraft einer im Schaufelrad umlaufenden Flüssigkeit auf einfache Art zu erklären, denke man sich zunächst ein radial gerichtetes Rohrstück (Fig. 144) in gleichförmige Drehbewegung versetzt. Dieses Rohr sei mit Flüssigkeit gefüllt und am innern, sowie am äußern Endquerschnitt mit reibungslosem Kolben abgeschlossen.

Im folgenden wird vorausgesetzt, daß der Einfluß der Schwerkraft auf die Flüssigkeit nicht vorhanden sei; ferner, daß das spezifische Gewicht der Flüssigkeit sich vom innern zum äußern Querschnitt nicht ändere. Die erstere Voraussetzung gilt genau bei wagerechter Lage des Rohres, die andere bei tropfbaren Flüssigkeiten. Für Gase sind die praktisch auftretenden Druckunterschiede innerhalb eines Rades so klein, daß mit einem mittleren spezifischen Gewicht gerechnet werden darf.

Halten sich die beiden von außen auf die Kolben wirkenden Kräfte  $f p_1$  und  $f p_2$  das Gleichgewicht, wobei die auf dem inneren Kolben lastende Kraft  $f p_1$  in

beliebiger Größe gedacht sei, so hat die andere nicht nur  $f p_1$  aufzuheben, sondern außerdem die Fliehkraft der Flüssigkeit aufzunehmen.

Ein Massenelement vom Querschnitt  $f$  und der Höhe  $dr$  hat den Wert

$$m = f \frac{\gamma}{g} dr,$$

wenn  $\gamma$  das spezifische Gewicht (Gewicht der Volumeneinheit) der betreffenden Flüssigkeit ist.

Dieses Element entwickelt die Fliehkraft

$$dC = m \omega^2 r = \frac{f \gamma \omega^2}{g} r dr.$$

Daher lautet die Gleichgewichtsbedingung

$$(p_2 - p_1) f = \int_{r_1}^{r_2} dC = f \frac{\gamma}{g} \omega^2 \cdot \frac{r_2^2 - r_1^2}{2},$$

woraus

$$\frac{p_2 - p_1}{\gamma} = \frac{u_2^2 - u_1^2}{2g} \dots \dots \dots (1)$$

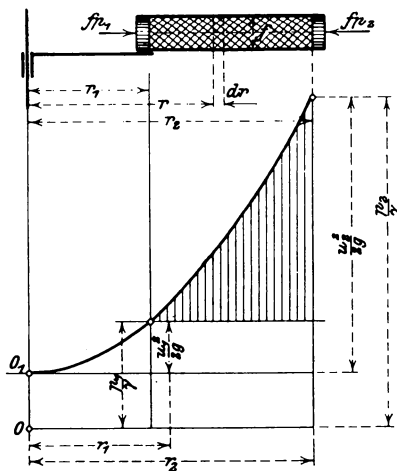


Fig. 144 u. 145.

Der Einfluß der Fliehkraft besteht demnach darin, daß der Flüssigkeitsdruck nach außen zu wächst, und zwar direkt proportional dem Quadrat der Umfangsgeschwindigkeit.

Diese Zunahme der Druckhöhe wird dargestellt durch eine Parabel (Fig. 145), deren Achse mit der Drehachse zusammenfällt. Ihre Ordinaten haben im Abstand  $r_1$  den Wert  $\frac{u_1^2}{2g}$ , im Abstand  $r_2$  den Wert  $\frac{u_2^2}{2g}$ . Der Unterschied beider Ordinaten ist die Zunahme der Druckhöhe (senkrecht schraffiert).

Der von  $A_1$  nach abwärts eingetragene Anfangsdruck  $p_1 : \gamma$  gibt die Nulllinie durch  $O$ , von der aus die absoluten Pressungen zu zählen sind.

Aus Gl. 1 ist ersichtlich, daß am Ergebnis nichts geändert wird, wenn die Rohrachse nicht geradlinig, sondern in der Rotationsebene abgelenkt wird. Auch verschieden große Querschnitte des Rohres sind ohne Einfluß, da nicht Kräfte, sondern Druckhöhen in Betracht fallen. Man kann daher Fig. 144 als Meridianschnitt eines Schaufelrades auffassen, gefüllt mit Flüssigkeit, mit geschlossenem Eintritt und Austritt. Die Gl. 1 gilt somit für rotierende Kanäle, wie sie bei Schaufelrädern auftreten.

### 57. Spaltüberdruck.

Das durch Gl. 1 dargestellte Ergebnis bleibt bestehen, wenn die Flüssigkeit im rotierenden Rohr nicht in Ruhe, sondern relativ zum Rohr in Bewegung ist, solange der Rohrquerschnitt unverändert bleibt. Die Kolbenkräfte sind dabei durch hydraulische Pressungen  $p_1$  und  $p_2$  ersetzt zu denken, durch die der Drehung Rechnung getragen ist. Der Durchfluß durch den Kanal kann nun gerade so betrachtet werden, als ob das Rohr stillstehen würde und die Flüssig-

keit während ihrer Bewegung einem Druck ausgesetzt würde, der nach einer Parabel (Fig. 145) zunimmt.

Bei Verminderung des Querschnittes nach außen zu wächst die Durchschnittsgeschwindigkeit von einem Anfangswert  $w_1$  auf einen Endwert  $w_2$ . Diese Beschleunigung verlangt die Druckhöhe  $\frac{w_2^2 - w_1^2}{2g}$  (Daniel Bernoulli, 1738), die von dem in Gl. 1 ermittelten Überdruck entnommen wird.

Daher erweitert sich Gl. 1 auf die allgemeine Form

$$\frac{p_2 - p_1}{\gamma} = \frac{u_2^2 - u_1^2}{2g} - \frac{w_2^2 - w_1^2}{2g} \dots \dots \dots (2)$$

wobei selbstredend auch  $w_2$  kleiner als  $w_1$  sein kann.

Man nennt den Betrag  $\frac{p_2 - p_1}{\gamma}$  den Spaltüberdruck oder die im Schaufelrad erzeugte statische Druckhöhe.

**58. Absolute und relative Bewegung im rotierenden Kanal.**

Die in Gl. 2 genannten Geschwindigkeiten  $w_1$  und  $w_2$  beziehen sich auf die Bewegung im Kanal, sind also die relativen Geschwindigkeiten am Ein- und Austritt. Setzt man sie mit den zugehörigen Umfangsgeschwindigkeiten zusammen, so ergeben sich die absoluten Geschwindigkeiten  $c_1$  und  $c_2$  am Ein- und Austritt (Fig. 146).

Soll der Eintritt ohne Stoß erfolgen, so muß die Richtung von  $w_1$  zusammenfallen mit der Richtung der innersten Tangente an die Bahn. Die Richtung von  $w_2$  ist diejenige der äußersten Tangente an die Bahn.

Als Bahn ist der Weg eines mittleren Flüssigkeitsfadens gedacht; dabei sind die Kanäle so eng vorzusetzen (oder die Schaufelzahl so groß), daß die gezeichneten Geschwindigkeitsdreiecke über den ganzen Kanalquerschnitt ihre Richtigkeit mit genügender Annäherung beibehalten.

Bezeichnet man den Winkel zwischen der positiven Richtung der Umfangsgeschwindigkeit  $u$  (im Sinne der Drehbewegung) und der absoluten Geschwindigkeit  $c$  mit  $\delta$  (am Eintritt  $\delta_1$ , am Austritt  $\delta_2$ ), und den Winkel zwischen  $u$  und  $w$  mit  $\beta$  (am Eintritt  $\beta_1$ , am Austritt  $\beta_2$ ), so ergeben sich aus Fig. 147 die Beziehungen:

$$w^2 = u^2 + c^2 - 2uc \cos \delta \dots \dots \dots (3)$$

$$c^2 = u^2 + w^2 + 2uw \cos \beta \dots \dots \dots (4)$$

Zerlegt man  $c$  in die Richtung des Umfanges und in die Richtung des Radius, so sind die Komponenten

$$c' = c \cos \delta$$

$$c' = u - c'' \cotg (180 - \beta) = u + c'' \cotg \beta \dots \dots \dots (5)$$

$$c' = u - w \cos (180 - \beta) = u + w \cos \beta \dots \dots \dots (6)$$

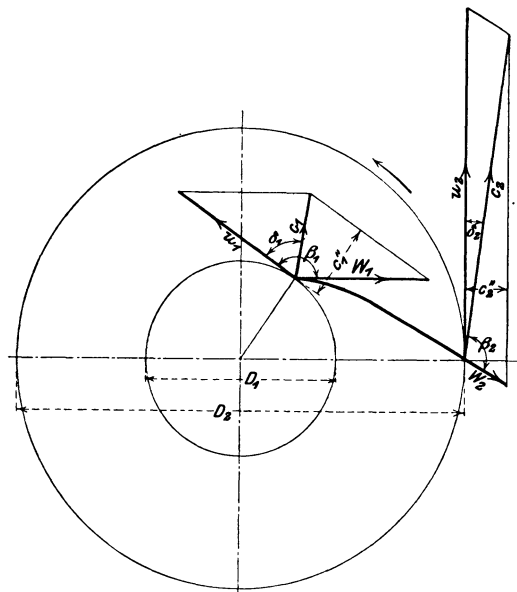


Fig. 146.

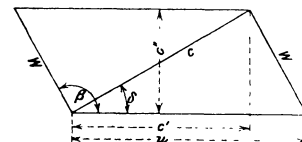


Fig. 147.

**59. Theoretische Druckhöhe.**

Zu der als „Spaltüberdruck“ gewonnenen Druckhöhe muß die durch Vergrößerung der absoluten Geschwindigkeit erzeugte Druckhöhe zugezählt werden. Am Eintritt in das Rad besitzt 1 kg der Flüssigkeit die Energie  $\frac{c_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma}$ , beim Austritt aus dem Rad ist sie gestiegen auf  $\frac{c_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma}$ , abgesehen von irgendwelchen Verlusten.

Man erhält also für die theoretische (verlustfreie) Druckhöhe

$$H = \left(\frac{c_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma}\right) - \left(\frac{c_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma}\right)$$

oder 
$$H = \frac{p_2 - p_1}{\gamma} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2g} \dots \dots \dots (7)$$

Das erste Glied ist der statische Anteil, das zweite der dynamische Anteil der im ganzen erzeugten Druckhöhe. Die dynamische Druckhöhe muß außerhalb des Rades durch Umwandlung von Geschwindigkeit in Druck erzeugt werden (Leitschaufeln, Diffusor).

Mit Gl. 2 ergibt sich aus Gl. 7 die Hauptgleichung

$$H = \frac{u_2^2 - u_1^2}{2g} - \frac{w_2^2 - w_1^2}{2g} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2g} \dots \dots \dots (8)$$

Eine andere Form entsteht unter Benützung der Gl. 3 durch Ausscheiden von  $w_1$  und  $w_2$ , nämlich

$$H = \frac{1}{g}(u_2 c_2' - u_1 c_1') \dots \dots \dots (9)$$

(Leonhard Euler, 1754.)

Benützt man dagegen Gl. 5 und führt die Durchmesser  $D_1$  und  $D_2$ , sowie die freien Mantelflächen  $F_1$  und  $F_2$  am Eintritt bzw. am Austritt ein, so läßt sich bei Verwendung der Kontinuitätsgleichung

$$F_1 c_1'' = F_2 c_2''$$

die Gl. 5 schreiben

$$c_2' = u_2 + c_2'' \cotg \beta_2$$

$$c_1' = u_1 + c_1'' \cotg \beta_1 = u_2 \frac{D_1}{D_2} + c_2'' \frac{F_2}{F_1} \cotg \beta_1.$$

In Gl. 9 eingesetzt

$$H = \frac{u_2^2}{g} \left[ 1 - \left(\frac{D_1}{D_2}\right)^2 \right] + \frac{u_2}{g} c_2'' \left[ \cotg \beta_2 - \frac{D_1}{D_2} \frac{F_2}{F_1} \cotg \beta_1 \right] \dots \dots (10)$$

In dieser Form eignet sich die Gleichung zur Berechnung von  $H$ , wenn das Schaufelrad in seinen Abmessungen durch die Zeichnung gegeben oder wenn es vorhanden ist.

Die Radialkomponente  $c_2''$  steht im geraden Verhältnis zum Ansaugvolumen  $V$ . Ist  $v_0$  das spezifische Volumen des Gases vor dem Schaufelrad und  $G$  das in jeder Sekunde zu fördernde Gasgewicht, so folgt

$$V = G \cdot v_0.$$

Das Gewicht  $G$  nimmt in der Mantelfläche  $F_2$  (Spalt) das spezifische Volumen  $v_2$  an und damit das Gesamtvolumen  $G \cdot v_2$ , daher ist

$$c_2'' = \frac{G \cdot v_2}{F_2} = \frac{V \cdot v_2}{F_2 v_0} \dots \dots \dots (11)$$

Für das Querschnittsverhältnis kann gesetzt werden

$$\frac{F_2}{F_1} = \frac{D_2 b_2 \mu_2}{D_1 b_1 \mu_1} \dots \dots \dots (12)$$

worin  $\mu_1$  und  $\mu_2$  Vorzahlen bedeuten, um die Verengung der Mantelflächen durch die Schaufeldicken  $s_1$  bzw.  $s_2$  zu berücksichtigen. Ist nämlich  $z_2$  die Schaufelzahl am äußeren Umfang und  $b_2$  die Schaufelbreite, so folgt

$$F_2 = \left( \pi D_2 - \frac{z_2 s_2}{\sin \beta_2} \right) b_2$$

daher

$$\mu_2 = 1 - \frac{z_2 s_2}{\pi D_2 \sin \beta_2} \dots \dots \dots (13)$$

Dieser Wert liegt meistens zwischen 0,95 und 0,85.

Da häufig nur ein Teil der Schaufeln bis an den Eintrittsumfang reicht, ist die dort vorhandene Schaufelzahl  $z_1$  kleiner als  $z_2$  (halb so groß), man erhält demnach für

$$\mu_1 = 1 - \frac{z_1 s_1}{\pi D_1 \sin \beta_1} \dots \dots \dots (14)$$

Dieser Wert ist meistens etwas kleiner als  $\mu_2$ .

Setzt man Gl. 11 in Gl. 10 ein' so erhält die Hauptgleichung die Form

$$H = C_1 \frac{u_2^2}{g} - C_2 \frac{u_2}{g} V \dots \dots \dots (15)$$

Hierin ist

$$C_1 = 1 - \left( \frac{D_1}{D_2} \right)^2 \dots \dots \dots (16)$$

$$C_2 = \frac{v_2}{v_0} \frac{1}{F_2} \left( \cot \beta_2 - \frac{D_1 F_2}{D_2 F_1} \cot \beta_1 \right) \dots \dots \dots (17)$$

Für ein bestimmtes Rad können  $C_1$  und  $C_2$  als konstant angesehen werden, da  $\frac{v_2}{v_0}$  sehr nahe an 1 liegt und sich bei verschiedenen Betriebsbedingungen nur wenig ändert.

Aus Gl. 15 folgt, daß sich  $H$  bei Verwendung einer bestimmten Umfangsgeschwindigkeit nur mit  $V$  ändert. Trägt man die Fördervolumen  $V$  als Abszissen,  $H$  als Ordinaten ab, so erhält man als Bild der Abhängigkeit eine Gerade. Das erste Glied in Gl. 15 bedeutet den Abschnitt der Geraden auf der Ordinatenachse, d. h. die theoretische Druckhöhe bei geschlossenem Druckrohr.

Die Gerade kann steigen, in gleicher Höhe verlaufen oder fallen, je nachdem die Vorzahl  $C_2 \begin{matrix} > \\ \approx \\ < \end{matrix} 0$  ist.

Da der Zähler von  $C_2$  eine Differenz enthält, können alle drei Fälle eintreten, je nach Wahl der Winkel und der Größe von  $\frac{D_1}{D_2} \cdot \frac{F_2}{F_1}$ .

Im besonderen ist  $C_2 = 0$ , wenn  $\cot \beta_2 = \frac{D_1}{D_2} \frac{F_2}{F_1} \cot \beta_1$

oder

$$\frac{\cot \beta_2}{\cot \beta_1} = \frac{b_2 \mu_2}{b_1 \mu_1} \dots \dots \dots (18)$$



Für eine bestimmte Fördermenge ist  $c_2''$  proportional mit  $u_2$ . Die Druckhöhe  $H$  ist dann nur von  $\frac{u_2^2}{g}$  abhängig. In diesem Falle läßt sich schreiben

$$H = \varphi_1 \frac{u_2^2}{g} \dots \dots \dots (19)$$

worin die Vorzahl  $\varphi_1$  nur von den Hauptmessungen des Rades bedingt ist.

Wie die Gleichungen für die theoretische Druckhöhe  $H$  zeigen, sind in ihnen keine Größen enthalten, die sich auf die Natur der zu fördernden Flüssigkeit beziehen. Die Druckhöhe  $H$  ist also unabhängig von der Art der Flüssigkeit, ferner unabhängig von der Eintrittstemperatur. Dabei ist aber wohl zu unterscheiden zwischen der Druckhöhe  $H$ , gemessen in Meter der betreffenden Flüssigkeitssäule (Luft, Kohlensäure, Wasserstoff) und dem Druck  $H_p$ , gemessen in kg/qm (oder in Millimeter Wassersäule). Erst bei der Umrechnung

$$H_p = H \cdot \gamma = \frac{H}{v}$$

tritt das spezifische Gewicht als Faktor auf, das von der Natur der Flüssigkeit und von der Temperatur derselben abhängt, bei Gasen außerdem noch vom absoluten Druck am Eintritt in das Rad.

29. Beispiel: Ein dreistufiges Turbogebälde ohne Wasserkühlung zeige für die Laufräder folgende Hauptabmessungen:

$$\text{Eintritt: } D_1 = 320 \text{ mm} \quad b_1 = 55 \text{ mm} \quad \beta_1 = 146^\circ \quad z_1 = 9 \quad s_1 = 5 \text{ mm}$$

$$\text{Austritt: } D_2 = 750 \text{ ,,} \quad b_2 = 40 \text{ ,,} \quad \beta_2 = 122^\circ \quad z_2 = 18 \quad s_2 = 5 \text{ ,,}$$

Es soll die theoretische Druckhöhe berechnet werden für eine Umlaufzahl von  $n = 2900/\text{min}$  und eine Liefermenge von  $V = 75 \text{ cbm}/\text{min}$ .

Aus den vorstehenden Maßzahlen ergeben sich folgende Verhältnisse:

$$\mu_1 = 1 - \frac{9 \cdot 5}{0,6 \cdot 3,14 \cdot 320} = 0,925 \quad \mu_2 = 1 - \frac{18 \cdot 5}{0,85 \cdot 3,14 \cdot 750} = 0,95$$

$$F_1 = 3,14 \cdot 0,32 \cdot 0,055 \cdot 0,925 = 0,051 \text{ qm} \quad F_2 = 3,14 \cdot 0,75 \cdot 0,04 \cdot 0,95 = 0,089 \text{ qm}$$

$$\frac{D_2}{D_1} = 2,34 \quad \frac{b_2}{b_1} = 0,73 \quad \frac{F_2}{F_1} = 1,75 \quad u_1 = 48,6 \text{ m}/\text{sek} \quad u_2 = 114 \text{ m}/\text{sek}$$

$$\cot \beta_2 - \frac{D_1 F_2}{D_2 F_1} \cot \beta_1 = -0,625 + \frac{1,75}{2,35} \cdot 1,48 = 0,475.$$

Demnach ist die theoretische Druckhöhe einer Stufe nach Gl. 10

$$H = 0,82 \cdot \frac{u_2^2}{g} + 0,475 \frac{u_2}{g} \cdot c_2''.$$

Setzt man den Wert für  $u_2$  ein, so wird

$$H = 1086 + 5,5 c_2'' \text{ m Luftsäule.}$$

Da die Radialkomponente  $c_2''$  klein ist, hat das zweite Glied keinen großen Einfluß auf  $H$ . Nimmt man für vorliegenden Fall angenähert  $v_2 : v_0 = 1$ , so wird mit dem Ansaugvolumen  $V \text{ cbm}/\text{min}$

$$c_2'' = \frac{V v_2}{60 F_2 v_0} = \frac{V}{5,35}$$

und damit

$$H = 1086 + 1,03 V.$$

Trägt man  $H$  in Funktion von  $V$  auf, so ergibt sich eine schwach ansteigende Gerade, obschon die Schaufeln nach rückwärts gekrümmt sind.

Die Gerade würde in gleicher Höhe verlaufen, d. h. das zweite Glied in der Gleichung für  $H$  würde wegfallen, wenn

$$\frac{\cot \beta_2}{\cot \beta_1} = \frac{b_2 \mu_2}{b_1 \mu_1} = 0,73 \frac{0,95}{0,925} = 0,75.$$

Läßt man  $\beta_2 = 122^\circ$  bestehen, so müßte  $\beta_1$  abgeändert werden auf

$$\cot \beta_1 = \frac{\cot \beta_2}{0,75},$$

woraus

$$\beta_1 = 130^\circ.$$

Mit der Liefermenge  $V = 75$  cbm/min wird

$$c_2'' = \frac{75}{5,35} = \sim 14 \text{ m/sek} \quad c_1'' = \frac{F_2}{F_1} c_2'' = 1,75 \cdot 14 = 24,5 \text{ m/sek}$$

daher

$$H = 1086 + 1,03 \cdot 75 = 1163 \text{ m Luftsäule.}$$

Durch Aufzeichnen der Geschwindigkeitsdreiecke finden sich die Größen

$$\begin{array}{lll} w_2 = 16,5 \text{ m/sek} & c_2 = 108 \text{ m/sek} & \delta_2 = 7^\circ 30' \\ w_1 = 44 \text{ ,,} & c_1 = 34,5 \text{ ,,} & \delta_1 = 46^\circ. \end{array}$$

Die Luft verzögert sich in den Kanälen von 44 auf 16,5 m/sek.

Der Spaltüberdruck beträgt nach Gl. 2

$$H' = \frac{u_2^2 - u_1^2}{2g} - \frac{w_2^2 - w_1^2}{2g} = 542 + 85 = 627 \text{ m}$$

Der im Diffusor umzusetzende dynamische Anteil ist

$$H'' = \frac{c_2^2 - c_1^2}{2g} = 536 \text{ m,}$$

die Summe gibt wieder

$$H = H' + H'' = 1163 \text{ m Luftsäule.}$$

Von der ganzen Druckhöhe werden somit 54 v. H. im Laufrad und 46 v. H. im Diffusor erzeugt.

Vergleicht man  $H$  mit der Zahl  $\frac{u_2^2}{g} = 1324$ ,

$$\text{so ist} \quad \varphi_1 = \frac{1163}{1324} = 0,878.$$

Das als „manometrischer“ Wirkungsgrad bezeichnete Verhältnis zwischen der Druckhöhe und der Zahl  $\frac{u_2^2}{g}$  ist in unserm Beispiel selbst bei Benützung der theoretischen Druckhöhe kleiner als 1. Diese Vergleichszahl verdient daher ihren Namen nicht; sie läßt sich aber benützen, um mit ihr den ungefähren Wert von  $H$  aus  $u_2$  oder umgekehrt zu berechnen, ohne die vorstehenden Gleichungen anwenden zu müssen. Die Zahl  $\varphi_1$  ändert sich mit den Abmessungen nur wenig.

Wird das mittlere spezifische Volumen der Luft während des Durchströmens durch das Gebläse mit 0,83 cbm/kg angenommen, so ist die erzeugte Druckzunahme der ersten Stufe

$$H_p = \frac{1163}{0,83} = 1400 \text{ kg/qm (= 0,14 Atm.).}$$

Bei Anwendung von drei Stufen läßt sich demnach eine theoretische Druckhöhe von  $3H = 3489$  m Luftsäule erzielen, oder 4200 kg/qm (0,42 Atm.) Die An-

nahme eines mittleren spezifischen Volumens für alle drei Stufen wird in Beispiel 37 näher begründet und der Einfluß der Volumenzunahme später eingehend erläutert.

### 60. Theoretische Druckhöhe für senkrechten Eintritt.

Von einem Kompressor wird je nach Bedarf innerhalb gewisser Grenzen eine verschieden große Liefermenge verlangt. In demselben Verhältnis wie die Liefermenge ändern sich die Radialkomponenten der absoluten Geschwindigkeiten. Soll nun die relative Geschwindigkeit am Eintritt ihre Richtung, d. h. die Richtung der Schaufeltangente beibehalten, so ist dies nur möglich, wenn sich die Richtung der absoluten Eintrittsgeschwindigkeit ändern kann.

Nun ist aber die radiale Richtung dieser Geschwindigkeit die natürliche Fortsetzung der Bewegung vom Saugrohrkrümmer zur Eintrittsmantelfläche des Schaufelrades, falls nicht besondere Leitschaufeln die Eintrittsrichtung beeinflussen. Dieser „senkrechte Eintritt“ ist nur bei einer einzigen Liefermenge derart beschaffen, daß die zugehörige relative Geschwindigkeit mit der Schaufeltangente zusammenfällt.

Für alle andern Liefermengen ist dies nicht mehr möglich, der Eintritt erfolgt dann unter Stoß. Diejenige Liefermenge, die bei senkrechtem Eintritt gefördert wird, bedingt unter sonst gleichen Verhältnissen den günstigsten Gang der Maschine und wird als die „normale“ bezeichnet. Für diesen Fall ist das Geschwindigkeitsdreieck am Eintritt rechtwinklig, daher

$$\delta_1 = 90^\circ \quad c_1' = 0.$$

Deshalb vereinfacht sich die Gl. 9 auf

$$H = \frac{u_2 c_2'}{g} = \frac{u_2 c_2 \cos \delta_2}{g} \dots \dots \dots (20)$$

Setzt man nach Gl] 5  
in Gl. 20 ein, so ist

$$c_2' = u_2 + c_2'' \cot \beta_2$$

$$H = \frac{u_2^2}{g} + \frac{u_2}{g} c_2'' \cot \beta_2 \dots \dots \dots (21)$$

Man erkennt, daß die Größe des zweiten Gliedes bei bestimmter Fördermenge, also bestimmten  $c_2''$  und gegebenem  $u_2$  nur noch von  $\beta_2$  abhängig ist.

Hierbei lassen sich drei Fälle unterscheiden:

- a)  $\beta_2 < 90^\circ$   $H > \frac{u_2^2}{g}$  (vorwärts gekrümmte Schaufelenden)
- b)  $\beta_2 = 90^\circ$   $H = \frac{u_2^2}{g}$  (radial gerichtete Schaufelenden)
- c)  $\beta_2 > 90^\circ$   $H < \frac{u_2^2}{g}$  (rückwärts gekrümmte Schaufelenden).

Bezüglich der Verteilung der theoretischen Druckhöhe auf den statischen und den dynamischen Anteil erhält man durch Einsetzen von Zahlenbeispielen Aufschluß. Der Zusammenhang wird auch in Gl. 21 sichtbar, wenn sie in die Form

$$H = \frac{u_2^2 - u_1^2}{2g} + \frac{u_2^2 + u_1^2}{2g} + \frac{u_2}{g} c_2'' \cot \beta_2$$

gebracht wird. Setzt man voraus, es sei  $w_1 = w_2$ , was häufig der Fall ist, so bedeutet das erste Glied den Spaltüberdruck und die Summe der beiden andern Glieder den dynamischen Anteil.

Bei vorwärts gekrümmten Schaufeln ist das letzte Glied positiv, der dynamische Anteil ist dann am größten, bei rückwärts gekrümmten Schaufeln am kleinsten.

Trotzdem vorwärts gekrümmte Schaufeln eine größere theoretische Druckhöhe ergeben, werden für Gebläse und Turbokompressoren radiale oder nach rückwärts gekrümmte Schaufeln vorgezogen. Es ist zweckmäßiger, den Druck zu einem möglichst großen Teil im Laufrad zu erzeugen, da die Umsetzung von Geschwindigkeit in Druck außerhalb des Laufrades (im Diffusor) größere Verluste mit sich bringt.

Stark rückwärts gekrümmte Schaufeln eignen sich aus Festigkeitsgründen wenig für hohe Umfangsgeschwindigkeiten.

Ist das Laufrad in seinen Hauptabmessungen bekannt, so läßt sich aus ihm  $H$  auf folgende Weise berechnen:

Es ist 
$$c_1'' = c_1 = u_1 \operatorname{tg}(180 - \beta_1) = -\frac{D_1}{D_2} u_2 \operatorname{tg} \beta_1,$$

damit ergibt Gl. 5

$$c_2' = u_2 + \frac{F_1}{F_2} c_1'' \cot \beta_2 = u_2 - u_2 \frac{F_1 D_1}{F_2 D_2} \frac{\operatorname{tg} \beta_1}{\operatorname{tg} \beta_2},$$

in Gl. 20 eingesetzt

$$H = \frac{u_2^2}{g} \left[ 1 - \frac{F_1 D_1}{F_2 D_2} \frac{\operatorname{tg} \beta_1}{\operatorname{tg} \beta_2} \right] \dots \dots \dots (22)$$

Wird das Laufrad von einem Leitschaufelkranz umgeben, so müssen die Schaufeltangenten mit dem Umfang dieselben Winkel  $\delta_2$  einschließen, die die absolute Austrittsgeschwindigkeit mit dem Umfang bildet, falls der Übertritt vom Laufrad zum feststehenden Leitrad ohne Stoß erfolgen soll.

Mit dieser Voraussetzung wird unter Benützung von Gl. 20

$$c_2'' = c_2' \operatorname{tg} \delta_2 = \frac{gH}{u_2} \operatorname{tg} \delta_2$$

Ferner nach Gl. 5

$$c_2' = u_2 + c_2'' \cot \beta_2 = u_2 + \frac{gH}{u_2} \frac{\operatorname{tg} \delta_2}{\operatorname{tg} \beta_2}$$

in Gl. 20 eingeschaltet

$$H = \frac{u_2^2}{g} \frac{\operatorname{tg} \beta_2}{\operatorname{tg} \beta_2 - \operatorname{tg} \delta_2} \dots \dots \dots (23)$$

Wie aus Gl. 22 und Gl. 23 ersichtlich, läßt sich  $H$  stets auf die Form

$$H = \varphi_1 \frac{u_2^2}{g}$$

bringen, wobei die Vorzahl  $\varphi_1$ , nur von den Abmessungen, in Gl. 23 nur von Winkeln abhängig ist.

Meistens ist  $\varphi_1$ , etwas kleiner als 1 und ändert für die in Betracht kommenden Ausführungen seinen Wert nur wenig.

30. Beispiel: Es soll die theoretische Druckhöhe und die Liefermenge des in Beispiel 29 erwähnten Turbogebälases berechnet werden unter der Voraussetzung des senkrechten Eintrittes der Luft in das Laufrad.

Da das Geschwindigkeitsdreieck am Eintritt rechtwinklig ist, so ergibt sich für dieselbe Umlaufzahl wie in Beispiel 29:

$$c_1 = c_1'' = u_1 \operatorname{tg}(180 - \beta_1) = 48,6 \cdot \operatorname{tg} 34 = 32,7 \text{ m/sek.}$$

Daher ist nach Gl. 21

$$H = \frac{u_2^2}{g} + \frac{u_2}{g} c_2'' \cot \beta_2 = 1324 - \frac{114 \cdot 18,7 \cdot 0,625}{9,81} = 1189 \text{ m Luftsäule.}$$

Damit wird das Verhältnis  $\varphi_1 = \frac{1189}{1324} = 0,89$

also nur wenig von demjenigen im Beispiel 29. verschieden. Aus dem Geschwindigkeitsdreieck am Austritt folgt

$$w_2 = 22 \text{ m/sek.} \quad c_2 = 104 \text{ m/sek.} \quad \delta_2 = \sim 10^\circ.$$

Für die Liefermenge kann Gl. 11 benützt werden:

$$\begin{aligned} V &= 60 \cdot c_2'' F_2 \frac{v_0}{v_2} = 5,35 c_2'' \\ &= 5,35 \cdot 18,7 = 100 \text{ cbm/min.} \end{aligned}$$

Diese Liefermenge ist für die angenommene Umlaufszahl als die normale zu bezeichnen.

Bei der Umkehrung der Aufgabe, d. h. bei der Neuberechnung eines Laufrades zum Entwurf desselben ist es daher zweckmäßig die vereinfachende Annahme des senkrechten Eintrittes zugrunde zu legen.

### 61. Theoretische Druckhöhe für gerade radiale Schaufeln.

Besonders einfach wird die Berechnung der theoretischen Druckhöhe, wenn die Schaufeln vom Eintritt zum Austritt keinerlei Krümmungen aufweisen, sondern radial verlaufen.

Für diesen Fall ist  $\beta_1 = \beta_2 = 90^\circ$ .

Die Geschwindigkeitsdreiecke sind sowohl am Eintritt als am Austritt rechtwinklig, die Radialkomponenten  $c_1''$  und  $c_2''$  fallen mit den relativen Geschwindigkeiten zusammen:

$$c_1'' = w_1 \quad c_2'' = w_2.$$

Setzt man die besondern Werte von  $\beta_1$  und  $\beta_2$  in die allgemeine Gleichung für  $H$  (Gl. 10) ein, so ist

$$H = \frac{u_2^2}{g} \left[ 1 - \left( \frac{D_1}{D_2} \right)^2 \right] = \frac{u_2^2}{g} - \frac{u_1^2}{g} \dots \dots \dots (24)$$

Die theoretische Druckhöhe ist in diesem Fall unabhängig vom Fördervolumen.

Über die Verteilung der Druckhöhe auf Laufrad und Leitrad erhält man Aufschluß, wenn eine Annahme bezüglich der Zunahme von  $w_1$  und  $w_2$  gemacht wird.

Bei vielen Laufrädern werden die Radbreiten  $b_1$  und  $b_2$  so bemessen, daß

$$F_1 = F_2 \quad \text{oder} \quad \frac{b_1}{b_2} = \frac{D_2 \mu_2}{D_1 \mu_1} \dots \dots \dots (25)$$

Dann ist auch

$$w_1 = w_2.$$

Vergleicht man unter dieser einschränkenden Bedingung die allgemeine Form für  $H$  (Gl. 8) mit Gl. 24, so erkennt man, daß die Hälfte der Druckhöhe  $H$  als Spaltüberdruck gewonnen wird, nämlich  $\frac{p_2 - p_1}{\gamma} = \frac{u_2^2 - u_1^2}{2g}$ , die andere Hälfte

wird im Leitrad (Diffusor) umgesetzt.

Da die relative Eintrittsgeschwindigkeit radial steht, ist die Richtung der absoluten Eintrittsgeschwindigkeit gegen den Umfang stark vorwärts geneigt (im Sinne der Drehbewegung) Fig. 148. Die vom Saugrohr in senkrechter Richtung gegen die innere Mantelfläche strömenden Gase müssen also plötzlich abgelenkt werden. Der Eintritt erfolgt daher unter Stoß, verbunden mit Arbeitsverlusten und starkem Geräusch, und zwar um so mehr, je größer die anzuwendenden Um-

fangsgeschwindigkeiten sind. Diese Übelstände lassen sich durch Vorschalten von Leitrad-schaufeln vor den Eintritt in das Laufrad vermeiden. Diese Schaufeln zeigen schraubenförmig gewundene Flächen, derart, daß der Eintritt vom Saugrohr in das Leitrad radial und stoßfrei erfolgt, während der radiale Austritt an der Mantelfläche des Laufrades durch den spitzen Winkel vorgeschrieben ist.

Die geraden radial gestellten Schaufeln gestatten eine hohe Umfangsgeschwindigkeit, besonders wenn die dem Saugrohr zugekehrte Seitenwand fehlt, da die Schaufeln durch die Fliehkräfte ihrer Massen nur auf Zug- und Scherfestigkeit beansprucht werden.

Zu den erwähnten Leitrad-Eintrittschaufeln können auch die Rippen in den Rückführungskanälen benutzt werden, durch die das Gas vom Austritt aus einer Stufe gegen den Eintritt zum folgenden Laufrad geleitet wird.

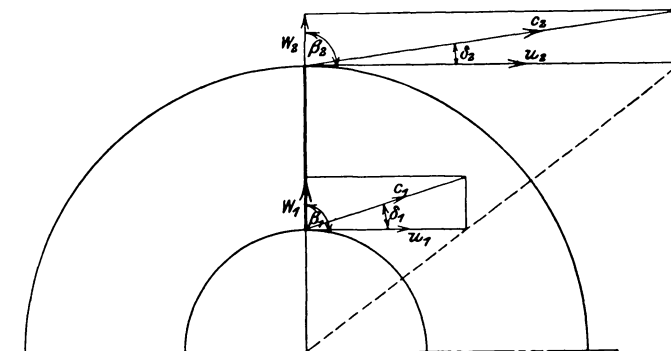


Fig. 148.

31. Beispiel: Es soll ein einstufiges Turbogebläse entworfen werden für eine Liefermenge von  $V = 400$  cbm/min mit der Bedingung, eine möglichst große Druckhöhe zu erzeugen.

Um das Laufrad mit der gewählten hohen Umfangsgeschwindigkeit

$$u_2 = 200 \text{ m/sek}$$

ungefährdet im Betrieb zu halten, werden radiale Schaufeln ohne Seitenscheiben vorgeschlagen. Nabe und Schaufel sind symmetrisch zu einer Mittelebene senkrecht zur Drehachse anzuordnen, so daß zu beiden Seiten je ein Einlaufkrümmer für die zuffießende Luft vorgesehen werden muß.

Wählt man in Rücksicht auf den Motor die Umlaufzahl

$$n = 3500 \text{ in der Minute,}$$

so wird

$$D_2 = \frac{60 \cdot 200}{\pi \cdot 3500} = \sim 1,1 \text{ m.}$$

Die Luft tritt vom Saugstutzen in radialer Richtung in das Leitradgehäuse, wo sie um  $90^\circ$  umbiegt und durch die Leitschaufeln auf das Schaufelrad geführt wird.

Der Eintrittsquerschnitt in dieses Gehäuse ist eine Ringfläche, deren äußerer Durchmesser mit dem Raddurchmesser  $D_1$  zusammenfallen kann.

Wählt man für die Durchflußgeschwindigkeit  $c_0 = 35$  m/sek und schätzt man die Welle zu  $D_0 = 150$  mm, so wird für jede Seite

$$F_0 = \frac{400}{2 \cdot 60 \cdot 35} = 0,095 \text{ qm.}$$

Diese Fläche ist mit

$$D_1 = \sim 380 \text{ mm erfüllt.}$$

Damit wird

$$\frac{D_2}{D_1} = \frac{1100}{380} = 2,9 \quad u_1 = 69 \text{ m/sek.}$$

Gl. 24 gibt die theoretische Druckhöhe

$$H = \frac{u_2^2}{g} \left[ 1 - \left( \frac{D_1}{D_2} \right)^2 \right] = 0,88 \frac{u_2^2}{g} = 3596 \text{ m Luftsäule.}$$

Man erkennt aus den drei Beispielen, daß die Vorzahl  $\varphi_1 = 0,88$  nur wenig verschieden ausgefallen ist.

Für angenäherte Berechnung von  $H$  aus  $u_2$  oder umgekehrt darf einfach  $\varphi_1$  angenommen werden.

Wählt man für den Eintritt in die Mantelfläche des Laufrades

$$c_1'' = w_1 = c_0 = 35 \text{ m/sek} \quad \mu_1 = 0,8$$

so ist 
$$F_1 = \frac{V}{60 w_1} = \frac{400}{60 \cdot 35} = 0,190 \text{ qm}$$

und 
$$b_1 = \frac{F_1}{\pi D_1 \mu_1} = \frac{0,190}{3,14 \cdot 0,38 \cdot 0,8} = \sim 0,2 \text{ m.}$$

Die Eintrittsbreite beträgt daher auf jeder Seite der Nabe 100 mm.

Ferner ist 
$$c_1 = \sqrt{w_1^2 + u_1^2} = 77,4 \text{ m/sek}$$

$$\text{tg } \delta_1 = \frac{w_1}{u_1} = \frac{35}{69} = 0,509; \quad \delta_1 = 27^\circ$$

als Leitschaufelwinkel vor dem Eintritt in das Laufrad.

Wird die Bedingung konstanten Querschnittes eingehalten und  $\mu_2 = 0,85$  geschätzt, so ist für den Austritt

$$F_2 = F_1 \quad \text{und} \quad b_2 = b_1 \frac{D_1 \mu_1}{D_2 \mu_2} = \frac{0,2}{2,9} \cdot \frac{0,8}{0,85} = 0,065 \text{ m}$$

Damit wird auch 
$$c_2'' = w_2 = 35 \text{ m/sek}$$

ferner 
$$c_2 = \sqrt{35^2 + 200^2} = 203 \text{ m/sek}$$

$$\text{tg } \delta_2 = \frac{w_2}{u_2} = 0,175$$

$$\delta_2 = 10^\circ$$

als Leitschaufelwinkel nach dem Austritt aus dem Laufrad.

Für den Saugstutzen dürfte die vor Laufradeintritt angenommene Geschwindigkeit etwas hoch sein. Wählt man  $c_s = 20 \text{ m/sek}$ , so wird

$$F_s = \frac{400}{2 \cdot 60 \cdot 20} = 0,166 \text{ qm} \quad d_s = 460 \text{ mm.}$$

Vom Saugstutzen zum Laufradeintritt hat sich die Luft bei diesen Abmessungen allmählich von 20 m/sek auf 35 m/sek zu beschleunigen.

Würde man den Schaufelapparat am Eintritt vermeiden wollen, so müßte senkrechter Eintritt für die Luft verlangt werden, d. h. die Schaufeln müßten derart abgebogen werden, daß die absolute Geschwindigkeit  $c_1$  senkrecht zum Umfang zu stehen käme.

Dann ist für 
$$\delta_1 = 90^\circ$$

$$H = \frac{u_2^2}{g} = 4080 \text{ m Luftsäule.}$$

Wird die radiale Richtung für die äußeren Schaufelenden beibehalten, so ändern sich die Geschwindigkeiten am Austritt nicht, ebenso bleibt die Breite  $b_2$  dieselbe. Für den Eintritt wird bei gleicher Breite  $b_1$ ,

wie früher 
$$c_1 = c_1'' = 35 \text{ m/sek}$$

und 
$$w_1 = 77,4 \text{ m/sek.}$$

Mit dieser Anordnung würde das Leitrad vor dem Eintritt gespant und sogar eine größere theoretische Druckhöhe erzielt. Dafür aber würden die gekrümmten Schaufeln durch die Fliehkraft ihrer Massen stärker beansprucht.

### 62. Absoluter und relativer Weg der Flüssigkeit.

Sind die Geschwindigkeitsdreiecke und die Radbreiten für Ein- und Austritt festgelegt, so empfiehlt es sich zur weiteren Klarstellung der Verhältnisse im Schaufelrad, aus dem relativen Weg die absoluten Bahnen zu zeichnen, die das Gas beim Durchfluß durch das Schaufelrad nimmt.

Diese Aufgabe läßt sich angenähert in der bei Turbinen üblichen Weise rasch lösen, indem man die entworfene Schaufelform als den relativen Weg ansieht. Wird er in kurze Stücke geteilt, so können die Richtungen dieser Wegstrecken als diejenigen der relativen Geschwindigkeiten in den Endpunkten der Stücke angesehen werden. Die Größen dieser Geschwindigkeiten ergeben sich aus der Kontinuitätsgleichung durch Vergleichung des betrachteten Querschnittes mit dem Endquerschnitt. Mit der Relativgeschwindigkeit und der Umfangsgeschwindigkeit läßt sich an jeder Stelle das Dreieck zeichnen (Fig. 149). Damit erhält man an jedem Ort die absolute Geschwindigkeit, deren Richtungen, aneinandergesetzt, den absoluten Weg darstellt.

Noch genauer wird das Verfahren, wenn statt der Schaufelform die mittlere Bahn zwischen zwei Schaufeln als relativer Weg genommen wird. Diese Bahn ist zu erhalten als geometrischer Ort der Mittelpunkte der Berührungskreise, die sich in die Kanalform einzeichnen lassen (0 bis 8 Fig. 150). Da die Mittelpunkte für den ersten und letzten Berührungskreis innerhalb der Radbegrenzung fallen, kann die mittlere Bahn bis zu den Radbegrenzungen durch eine gedachte Verlängerung des Kanals über den innern bzw. äußern Radumfang hinaus gefunden werden (Punkt 0 und Punkt 8).

Bei gewissen Schaufelformen ist es schwierig, diese mittlere Bahn anzugeben; dann können mit den berechneten Radialkomponenten die Dreiecke gezeichnet werden.

Die Bestimmung des absoluten Weges läßt sich auch auf andere Weise durchführen, sobald der relative Weg und der Verlauf der relativen Geschwindigkeit  $w$  bekannt ist. Dies geschieht durch Bestimmung der Durchflußzeit.

Legt nämlich die Flüssigkeit in der Zeit  $dt$  den Weg  $ds$  mit der Geschwindigkeit  $w$  zurück, so ist

$$dt = \frac{1}{w} \cdot ds.$$

Die ganze Durchflußzeit von der Eintrittsstelle bis zu einem bestimmten Punkt des Weges ist daher

$$t = \int \frac{1}{w} \cdot ds \dots \dots \dots (26)$$

Dieser Ausdruck läßt sich zeichnerisch einfach dadurch finden, daß die Wegstücke als Abszissen, die zugehörigen Werte  $1:w$  als Ordinaten aufgetragen werden (Fig. 151). Der Flächeninhalt des erhaltenen Diagrammes zwischen zwei Ordinaten stellt alsdann die Durchflußzeit auf dem entsprechenden Wegstück dar. Sie ist dieselbe auf der relativen oder auf der absoluten Bahn. Das Produkt aus der Zeit  $t$  und der Umfangsgeschwindigkeit  $u$  des Endpunktes der Wegstrecke ist somit der Bogen, um den der Punkt des relativen Weges von dem zugehörigen Punkt des absoluten Weges entfernt ist (Bögen 11', 22', 33', . . . , 88'). Zu diesem Bogen gehört der Zentriwinkel (Fig. 150)

$$\beta = \frac{180}{\pi} \cdot \frac{ut}{r} \dots \dots \dots (27)$$

Damit ergeben sich die einzelnen Punkte der absoluten Bahn.



Eine Bestätigung für die Richtigkeit der Ausführung erhält man, wenn die absoluten Geschwindigkeiten  $c$  und ihre Werte  $1:c$  in Funktion des absoluten Weges aufgetragen werden (Fig. 152). Die entsprechenden Flächenstücke der Kurven  $1:c$  und  $1:w$  müssen einander gleich sein.

32. Beispiel: Das in Fig. 150 dargestellte Schaufelrad läuft mit 3000 Uml./min und zeigt am Austritt folgende Abmessungen:

$$D_2 = 730 \text{ mm} \quad b_2 = 32 \text{ mm} \quad \beta_2 = 140^\circ \quad \delta_2 = 17^\circ.$$

Mit diesen Winkeln ergeben sich für das Austrittsdreieck

$$u_2 = 114,6 \text{ m/sek} \quad w_2 = 40 \text{ m/sek} \quad c_2'' = 26 \text{ m/sek.}$$

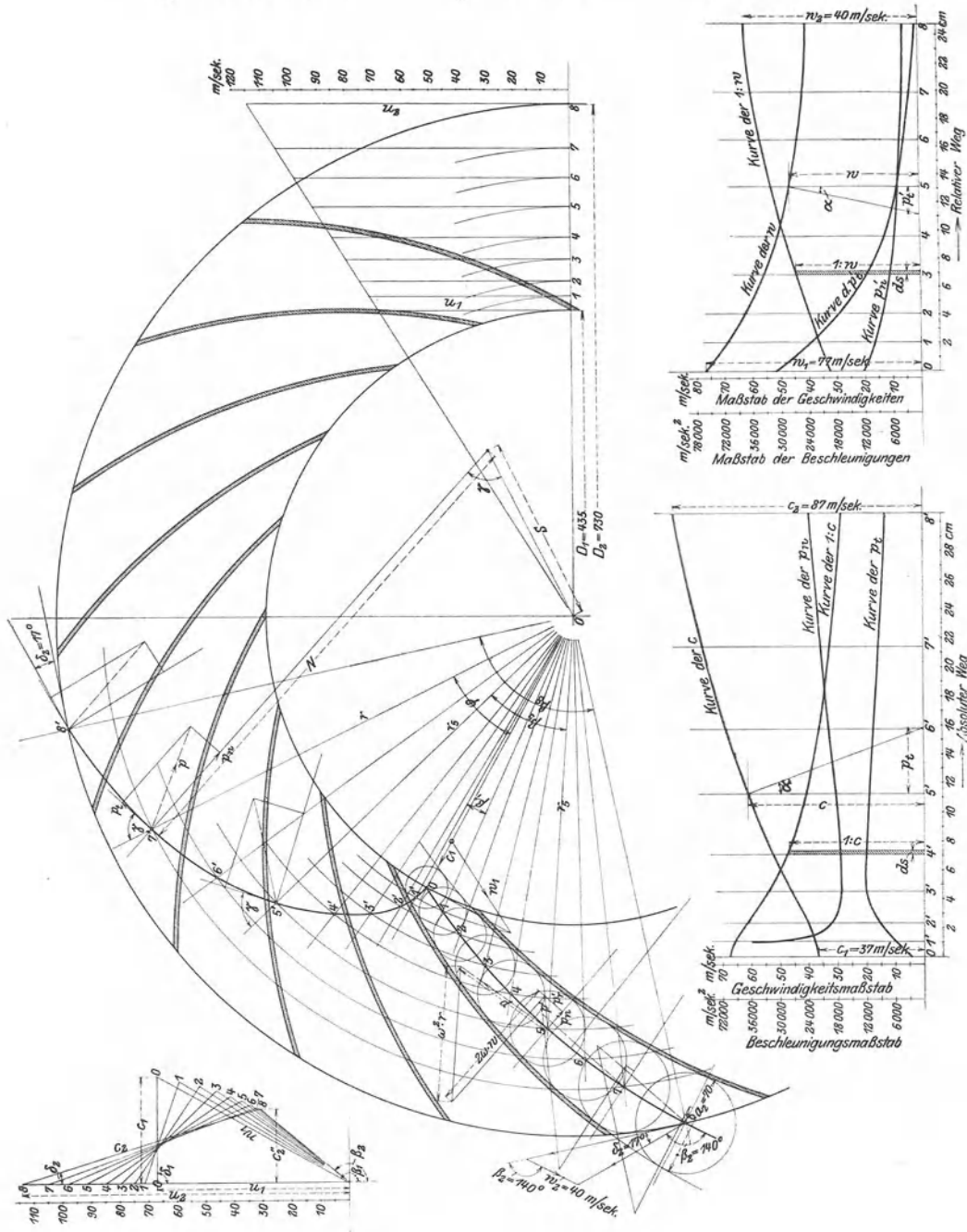


Fig. 149—152.

Rechnet man als Einfluß der Schaufel  $\mu_2 = 0,94$  und als Vorzahl der Kontraktion beim Austritt  $\mu = 0,93$ , so wird die Liefermenge

$$V = \mu \cdot \pi D_2 \cdot b_2 \cdot c_2'' \cdot \mu_2 \cdot 60 = 0,93 \cdot \pi \cdot 0,73 \cdot 0,032 \cdot 26 \cdot 0,94 \cdot 60 = 100 \text{ cbm/min.}$$

Man kann auch die Liefermenge aus der Kanalweite  $a_2$ , der dort herrschenden relativen Geschwindigkeit  $w_2$  und der Schaufelzahl  $z$  berechnen:

$$V = \mu \cdot a_2 \cdot b_2 \cdot z w \cdot 60 = 0,93 \cdot 0,07 \cdot 0,032 \cdot 20 \cdot 40 \cdot 60 = 100 \text{ cbm/min.}$$

Rechnet man am Eintritt eine Vorzahl für Kontraktion von 0,91, so ist bei senkrechtem Eintritt mit  $\beta_1 = 150^\circ$  und  $D_1 = 435 \text{ mm}$

$$u_1 = 68,4 \text{ m/sek}$$

$$w_1 = \frac{0,91}{0,93} \cdot \frac{u_1}{\cos 30} = \frac{0,91 \cdot 68,4}{0,93 \cdot 0,865} = 77 \text{ m/sek.}$$

Damit lassen sich die Zwischenwerte der relativen Geschwindigkeiten vom Eintritt zum Austritt bestimmen und in Fig. 151 in Funktion der Wegstrecken auftragen, ebenso die Werte  $1:w$ . Zur Bestimmung der Zeiten sind die Maßstäbe zu berücksichtigen. Zeichnet man die Abszissen in wirklicher Größe, so ist der Längenmaßstab  $1 \text{ cm} = 0,01 \text{ m}$ . Wird beispielsweise für die Geschwindigkeit  $1 \text{ cm} = 5 \text{ m/sek}$  gewählt, so ergibt sich für die Ordinaten der Kurve  $1:w$  als Maßstab:  $1 \text{ cm} = \frac{0,01}{5} = 0,002 \text{ sek/m}$ , daher der Zeitmaßstab als Fläche aus  $1:w$  und  $ds$

$$1 \text{ qcm} = 0,002 \cdot 0,01 = 0,00002 \text{ Sek.}$$

Die aus den Fig. 149 und 150 ermittelten Werte sind in Zahlentafel 13 aufgeführt.

Zahlentafel 13.

Punkt	$r$ m	$u$ m/sek	$w$ m/sek	$c$ m/sek	$t$ sek	$ut$ m	$\beta$ Grad
0	0,2175	68,5	77,0	37,0	—	—	—
1	0,226	71,3	69,0	38,0	0,000295	0,021	$5^\circ 20'$
2	0,237	75,0	62,0	40,5	0,000632	0,047	$11^\circ 30'$
3	0,252	79,5	56,2	46,0	0,00111	0,088	$20^\circ$ —
4	0,268	84,5	51,2	52,5	0,00163	0,138	$29^\circ 30'$
5	0,289	91,0	47,0	61,0	0,00235	0,214	$42^\circ 30'$
6	0,310	97,5	43,8	69,0	0,00307	0,300	$55^\circ 30'$
7	0,332	104,0	41,2	77,0	0,00388	0,403	$69^\circ 30'$
8	0,365	114,6	40,0	87,0	0,00500	0,574	$90^\circ$ —

Man erkennt aus der Zahlentafel die ungemein kleine Zeit, die zum Durchfluß der ganzen Bahn gebraucht wird.

Die Relativbewegung in den Kanälen ist eine verzögerte, und zwar ermäßigt sich die Geschwindigkeit von 77 m/sek auf 40 m/sek in 0,00503 Sek. Die mittlere Verzögerung beträgt demnach  $77 - 40 : 0,00503 = 7354 \text{ m/sek}^2$ .

Die absolute Bewegung ist eine beschleunigte, ihre mittlere Beschleunigung ist  $87 - 32 : 0,00503 = 10934 \text{ m/sek}^2$ .

Bezüglich der Lage der absoluten Bahn zu den Schaufeln zeigt Fig. 150, daß die Schaufeln der dort angewendeten Gestalt von der Bahn ungefähr senkrecht geschnitten werden. Die Schaufeln schieben daher die Flüssigkeit in einer Richtung vor sich her, die nicht stark von der Senkrechten zur Schaufel abweicht. Die gegenseitigen Neigungsverhältnisse der beiden Bahnen dürfen als vorteilhaft bezeichnet werden und lassen einen hohen Wirkungsgrad des Rades erwarten.

**63. Beschleunigungen der absoluten und der relativen Bewegung.**

Um einen genaueren Einblick in die Beschleunigungsverhältnisse bei der Bewegung der Flüssigkeit durch das Laufrad zu erhalten, kann angenommen werden, jedes Gasteilchen bewege sich auf der absoluten Bahn mit Geschwindigkeiten  $c$ , die durch das Diagramm Fig. 151 gegeben sind. Die Drehbewegung ist als nicht vorhanden zu denken.

Diese krummlinige Bewegung wird bedingt durch die Tangentialbeschleunigung  $p_t$  und die Normalbeschleunigung  $p_n$ .

Für die Tangentialbeschleunigung ist mit  $c = \frac{ds}{dt}$

$$p_t = \frac{dc}{dt} = \frac{c \cdot dc}{ds} \dots \dots \dots (28)$$

Man kann diesen Ausdruck leicht aus der Figur abstechen, da es keine Schwierigkeit bietet, die Normale zu der Geschwindigkeitskurve im betrachteten Punkt zu ziehen. Ist  $\alpha$  der Neigungswinkel dieser Normalen mit der Ordinate (Fig. 151), so ist  $\text{tg } \alpha = \frac{dc}{ds}$ , der Abschnitt auf der Abszissenachse zwischen den beiden Linien (Subnormale) ist demnach die gesuchte Tangentialbeschleunigung  $p_t$ . Dabei muß allerdings der Maßstab in richtiger Weise berücksichtigt werden. Wird z. B. in wirklicher Größe gezeichnet, so ist der Längenmaßstab 1 cm = 0,01 m und wird für den Geschwindigkeitsmaßstab 1 cm = 5 m/sek gewählt, so ergibt sich für den Beschleunigungsmaßstab nach Gl. 28

$$1 \text{ cm} = \frac{5^2}{0,01} = 2500 \text{ m/sek}^2.$$

Mit diesem Faktor sind die Abschnitte auf der Abszissenachse zu multiplizieren. Die Normalbeschleunigung ist gegeben durch die Beziehung

$$p_n = \frac{c^2}{\rho} \dots \dots \dots (29)$$

wo  $\rho$  den Krümmungsradius der absoluten Bahn bedeutet.

Um  $\rho$  nach Größe und Richtung zu bestimmen, kann der absolute Luftweg als eine „Spirale höherer Ordnung“ aufgefaßt werden, deren Gleichung in Polarkoordinaten lautet

$$r = a + b \cdot \varphi^m \dots \dots \dots (30)$$

Hierin bedeutet  $r$  den Radiusvektor eines laufenden Punktes der Bahn, der mit dem Radius  $a$  des Anfangspunktes den Drehwinkel  $\varphi$  einschließt,  $b$  und  $m$  sind konstante Werte (Fig. 150).

Benützt man die Formel für den Krümmungsradius in Verbindung mit der Gleichung der Bahnlinie, so folgt für den Winkel  $\gamma$  zwischen der Richtung  $r$  und der Tangente an die Bahn im betrachteten Punkt

$$\text{tg } \gamma = \frac{r \cdot \varphi}{(r - a) \cdot m} \dots \dots \dots (31)$$

und für den Krümmungsradius

$$\rho = \frac{[r^2 \varphi^2 + (r - a)^2 \cdot m^2]^{3/2}}{\varphi [r^2 \varphi^2 + 2(r - a)^2 m^2 - r(r - a) m(m - 1)]} \dots \dots \dots (32)$$

Diese Formel erhält eine Vereinfachung, wenn nach Berechnung von  $\gamma$  und Auftragen der Normalen die Abschnitte  $N$  und  $S$  (Normale und Subnormale Fig. 150) abgemessen werden. Mit ihnen wird

$$\rho = \frac{N}{1 + \frac{S}{N^2 \varphi} (r - am)} \dots \dots \dots (33)$$

womit die Normalbeschleunigung  $p_n = \frac{c^2}{\rho}$  bestimmt ist. Durch Zusammensetzen von  $p_n$  und  $p_t$  erhält man die resultierende Beschleunigung  $p$ .

In ähnlicher Weise sind die Beschleunigungen der relativen Bewegung zu finden. Die Tangentialkomponente  $p_t'$  ist die Subnormale an die Kurve der relativen Geschwindigkeiten (Fig. 152). Die Normalkomponente ergibt sich aus

$$p_n' = \frac{w^2}{\rho'} \dots \dots \dots (34)$$

wo  $\rho'$  der Krümmungsradius der relativen Bahn im betreffenden Punkt ist. Die Resultierende von  $p_t'$  und  $p_n'$  ist die Relativbeschleunigung  $p'$ .

Die beschriebenen Verfahren zur Bestimmung der resultierenden Beschleunigungen der absoluten und der relativen Bewegung können auf ihre Richtigkeit und Genauigkeit nachgeprüft werden durch Anwendung des Satzes von Coriolis<sup>1)</sup>.

Zufolge dieses Gesetzes kann die relative Bewegung eines Massenpunktes als eine absolute angesehen werden, wenn dem Massenpunkt außer seiner vorhandenen Relativbeschleunigung  $p'$  zwei Zusatzbeschleunigungen erteilt werden. Die eine hat den Betrag  $\omega^2 \cdot r$ , wo  $\omega$  die Winkelgeschwindigkeit bedeutet, mit der sich das ganze System dreht und  $r$  der Abstand des Massenpunktes von der Drehachse ist; die Richtung dieser Beschleunigung fällt mit dem Radius  $r$  des Massenpunktes zusammen. Die andere Zusatzbeschleunigung berechnet sich nach dem Ausdruck  $2 \cdot \omega \cdot w$  und steht senkrecht zur relativen Bahn.

Bildet man daher in einem Punkt der relativen Bahn das Polygon aus  $p'$ ,  $\omega^2 \cdot r$  und  $2 \omega w$ , so erhält man als Resultierende die absolute Beschleunigung  $p$ , die bereits unmittelbar gefunden wurde.

Wird die letztere in zwei Komponenten parallel und senkrecht zur Schaufel zerlegt, so verursacht die Normalkomponente den Flüssigkeitsdruck auf die Schaufel<sup>2)</sup>.

33. Beispiel: Das im vorigen Beispiel erwähnte und in Fig. 150 dargestellte Schaufelrad hat eine absolute Bahn, deren Polargleichung durch die Koordinaten dreier Punkte bestimmt ist.

Aus Fig. 150 ist

Punkt 0:	$\varphi = 0$	$r = a = 0,2175 \text{ m}$
„ 6':	$\varphi = 25^\circ 30'$	$r = 0,310 \text{ m}$
„ 8':	$\varphi = 49^\circ$	$r = 0,365.$

Damit ist nach Gl. 30

$$0,365 - 0,2175 = b \cdot 0,855^m$$

$$0,310 - 0,2175 = b \cdot 0,445^m$$

woraus

$$m = 0,72.$$

Setzt man  $m$  in Gl. 31 ein, so ist der Richtungswinkel der Tangente mit dem Radius und dadurch die Normale in jedem Punkt bestimmt. Durch Einzeichnen dieses Winkels lassen sich die Abstände  $N$  und  $S$  abstechen, mit ihnen wird der

<sup>1)</sup> Eine einfache Erklärung dieses Satzes findet sich in Escher, Theorie der Wasserturbinen. Berlin. 1908.

<sup>2)</sup> Näheres hierüber: Prof. F. Prášil, Die Bestimmung der Schaufelformen für Turbinen und Kreiselpumpen. Schweiz. Bauzeitung, Band XLVIII, Nr. 23 usw.

Krümmungsradius nach Gl. 33 und die Normalbeschleunigung nach Gl. 34 erhalten. Zur Auffindung der Tangentialbeschleunigung dient Fig. 151 (Gl. 28). Die Ergebnisse sind für das betrachtete Schaufelrad in Zahlentafel 14 zusammengestellt.

Zahlentafel 14.

Punkt	Bogen $\varphi$	Radius $r$	$\operatorname{tg} \gamma$	$N$	$S$	$\varrho$	$p_n$	$p_t$
1'	0,0138	0,226	0,51	0,393	0,321	0,046	31 560	6000
2'	0,0414	0,237	0,70	0,400	0,324	0,084	19 500	9100
3'	0,101	0,252	1,03	0,345	0,235	0,122	17 400	12000
4'	0,183	0,268	1,35	0,336	0,204	0,158	17 500	11900
5'	0,311	0,289	1,75	0,330	0,160	0,202	18 400	11500
6'	0,445	0,310	2,07	0,345	0,152	0,240	19 800	10400
7'	0,602	0,332	2,43	0,356	0,132	0,274	21 600	9300
8'	0,855	0,365	2,94	0,383	0,122	0,319	23 800	7800

Aus dem Verlauf der Kurven  $p_t$  und  $p_n$  in Fig. 151 ist ersichtlich, daß bald nach dem Eintritt die Beschleunigungen nur noch geringe Änderungen erfahren und stetige Linien bilden.

In der folgenden Zahlentafel 15 sind zu den relativen Geschwindigkeiten  $w$  die aus Fig. 152 entnommenen tangentialen Beschleunigungen eingetragen; die Normalbeschleunigungen  $p'_n$  bestimmen sich nach Gl. 34 für vorliegende Schaufelform deshalb einfach, weil die relative Bahn als ein Kreisbogen vom Radius  $\varrho' = 0,482 m$  erhalten wird.

Um diese Beschleunigungen  $p'_t$  und  $p'_n$  mit den Zusatzbeschleunigungen  $\omega^2 \cdot r$  und  $2 \cdot \omega \cdot w$  zusammensetzen zu können, sind diese letzteren ebenfalls berechnet in der Zahlentafel 15 eingetragen. Die Tafel zeigt, daß die relativen Beschleunigungen gegenüber den absoluten nach außen zu sehr klein ausfallen.

Zahlentafel 15.

Punkt	$w$	$p'_t$ m/sek	$p'_n$ m/sek	$\omega^2 r$ m/sek	$2 \cdot \omega \cdot w$ m/sek	$p$ m/sek
0	77,0	31 200	12 300	21 360	48 400	—
1	69,0	23 500	9 950	22 240	43 400	32 100
2	62,2	17 500	8 000	23 300	39 000	21 500
3	56,2	11 500	6 560	24 800	35 300	21 100
4	51,2	7 750	5 500	26 400	32 180	21 200
5	47,0	4 900	4 600	28 400	29 500	21 800
6	43,8	3 380	4 000	30 300	27 500	22 400
7	41,2	2 000	3 540	32 700	25 840	23 500
8	40,0	623	3 320	36 000	25 100	25 000

Die Zusammensetzung der vier Beschleunigungen der Zahlentafel 15 zur Resultierenden  $p$  ist in Fig. 150 an drei Punkten (5, 7 und 8) eingezeichnet. Die Resultierende  $p$  muß nach Größe und Richtung mit derjenigen aus den absoluten Komponenten  $p_n$  und  $p_t$  bestimmten zusammenfallen. Zerlegt man  $p$  parallel und senkrecht zur Schaufelrichtung, so erhält man in letzterer die auf die Schaufel wirkende Beschleunigung der Gasmasse. Will man den durch sie hervorgerufenen Druck berechnen, so ist nur nötig, diese Komponente mit der Masse eines Gasprismas zu multiplizieren, dessen Querschnitt 1 qm und dessen Höhe gleich der Kanalweite ( $\alpha_2$  bzw.  $\alpha_1$  in  $m$ ) ist. Bei der in Fig. 150 verwendeten Kanalform fallen diese Komponenten gegenüber den anderen Beschleunigungen sehr klein aus, da

die Richtungen der Resultierenden  $p$  wenig von der relativen Bahn 1 bis 8 abweichen. Das Gas wird daher durch diese kleinen Normaldrücke in seiner Bewegung und in seinen Dichteverhältnissen im Kanal wenig beeinflusst, es schlüpft wie eine unelastische Flüssigkeit zwischen den Schaufeln durch.

### 64. Nutzbare Druckhöhe.

Die in einem Schaufelrad tatsächlich erzeugte Druckhöhe  $h$  ist um die Summe der Verlusthöhen kleiner als die theoretische. Man hat daher bei den Kreiselpumpen das Verhältnis  $\eta_h = \frac{h}{H}$  den hydraulischen Wirkungsgrad genannt. Da bei der Förderung von Gasen die Ursachen für das Auftreten der Verlusthöhen der Hauptsache nach dieselben sind, kann diese Bezeichnung beibehalten werden.

Als Ursachen sind zu nennen: Stoßverluste am Eintritt in das Laufrad und am Austritt aus demselben, Reibung und Wirbelung der Flüssigkeit in den Kanälen des Laufrades; hauptsächlich auch die unvollständige Umsetzung der Strömungsenergie in Druck in den Kanälen des Leitrades oder im Diffusor. Die Ursachen sind derart zusammengesetzter Natur, daß eine rechnermäßige Verfolgung der Aufgabe wenig brauchbare Ergebnisse liefert. Dagegen läßt sich an einem ausgeführten Versuchsrad leicht die nutzbare Druckhöhe bei verschiedenen Betriebsbedingungen messen und die Abweichung vom theoretischen Wert feststellen, ein Weg, der jetzt allgemein Eingang gefunden hat.

Statt des hydraulischen Wirkungsgrades gibt ein Vergleich der erhaltenen Druckhöhe  $h$  mit dem Ausdruck  $\frac{u_2^2}{g}$  ebenfalls Anhaltspunkte, die für weitere Entwürfe dienen können.

Man setzt

$$h = \varphi_2 \frac{u_2^2}{g} \dots \dots \dots (35)$$

Die Vorzahl  $\varphi_2$  ist von Murgue als „manometrischer“ Wirkungsgrad bezeichnet worden, der aber nicht nur durch die Verluste beeinflusst wird, sondern auch durch die Art der Schaufelung, wie sich dies bei der Behandlung des theoretischen Gefalles gezeigt hat.

Bei Gebläsen geschieht die Bestimmung von  $h$  auf dem Versuchsstand in der Weise, daß die Flüssigkeitssäulen  $h_s$  und  $h_a$  im Saug- und im Druckstutzen gemessen werden. Diese Werte sind demnach vom Atmosphärendruck an gezählt, und zwar ist  $h_s$  meistens ein Unterdruck, also negativ in die Gleichung

$$h = h_a - h_s$$

einzusetzen, so daß  $h_s$  zu  $h_a$  zu addieren ist.

Diese Gleichung ist nur richtig, wenn im Saug- und im Druckrohr die Geschwindigkeiten  $c_s$  und  $c_a$  gleich groß sind, die Querschnitte also den verschiedenen großen spezifischen Volumen entsprechend bemessen sind.

Sind die Geschwindigkeiten ungleich, so ist

$$h = h_a - h_s + \frac{c_a^2}{2g} - \frac{c_s^2}{2g} \dots \dots \dots (36)$$

Saugt ein Schaufelrad aus dem Freien und stößt die Luft in das Freie aus, so ist

$$c_s = 0, \quad h_s = h_a = 0 \quad \text{und} \quad h = \frac{c_a^2}{2g},$$

d. h. die ganze nutzbare Höhe wird zur Fortbewegung der Luft benützt.

65. Kennlinie der Schaufelräder.

Jeder Turbogenerator wird auf dem Versuchsstand in der Weise untersucht, daß statt der Druckleitung ein Drosselschieber an den Auspuffstutzen angeschlossen wird, der durch allmähliches Öffnen gestattet, bei gleichbleibender Umlaufzahl verschiedene Drücke herzustellen. Kann zu jeder Schieberstellung nicht nur das Manometer abgelesen werden, sondern läßt sich durch eine Vorrichtung gleichzeitig die Liefermenge bestimmen, so erhält man den Zusammenhang beider Größen.

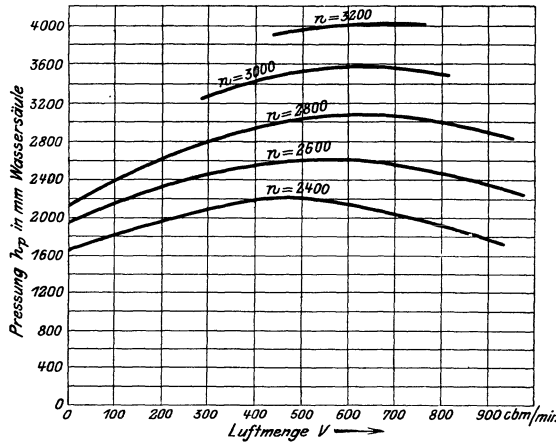


Fig. 153.

die Liefermenge bestimmen, so erhält man den Zusammenhang beider Größen.

In Fig. 153 ist für 5 verschiedene Umlaufzahlen je eine solche Kennlinie gezeichnet, diese Versuchswerte sind einem einstufigen Gebläse von Brown Boveri & Co. in Baden entnommen (siehe S. 179).

Trägt man die gemessenen Druckhöhen  $h$  (meistens in kg/qm statt in Meter der betreffenden Flüssigkeitssäule) als Ordinaten zu den Liefermengen  $V$  als Abszissen ab, so erhält man die Kennlinie des Kompressors bei der bestimmten Umlaufzahl. Ist der Schieber ganz geöffnet, so ist der

Manometerdruck null; die erzeugte Druckhöhe besteht alsdann nur aus der Geschwindigkeitshöhe der Ausflußgeschwindigkeit, der Kennpunkt liegt beinahe auf der Abszissenachse.

Der Schnittpunkt der Kennlinie mit der Ordinatenachse gibt die Druckhöhe bei geschlossenem Schieber.

In diesem Fall bleibt die ganze in Wärme umgesetzte Energie im Kompressor zurück (abgesehen von der durch Leitung und Strahlung abfließenden Wärme), so daß Temperatur und Druck fortwährend steigen. Ein Beharrungszustand ist so lange ausgeschlossen, bis die erzeugte Wärme gleich der durch Leitung abfließenden ist. Gewöhnlich darf der Versuch gar nicht ausgedehnt werden, bis dieser Zustand erreicht ist, da die Maschine zu heiß würde.

Für Turbogebläse mit radialen oder schwach rückwärts gekrümmten Schaufeln, bei denen die theoretische Druckhöhe sich als schwach geneigte Gerade darstellt, kann meistens die Kennlinie angenähert als eine Parabel angenommen werden, wenigstens innerhalb des häufig benützten Verwendungsbereiches. Mit Benützung der Gl. 15 für die theoretische Druckhöhe darf unter dieser Voraussetzung geschrieben werden

$$h = k_1 u_2^2 + k_2 u_2 V - k_3 V^2 \dots \dots \dots (37)$$

Das letzte Glied bedeutet den Druckhöhenverlust, der im Verhältnis zum Quadrat der Durchflußgeschwindigkeit oder der Liefermenge wächst.

Die drei Vorzahlen sind durch drei Versuchswerte für jedes Schaufelrad besonders zu bestimmen.

Bezüglich der Natur des Gases gilt dieselbe Bemerkung wie für die theoretische Druckhöhe; die nutzbare Druckhöhe ist unabhängig von der Art der Gase und von der Temperatur im Gebläse, diese Einflüsse fallen erst in hohem Maße in Betracht bei der Umrechnung von Meter Gassäule in kg/qm.

Läßt man den Schieber in unveränderter Stellung, so geht durch seine Öffnung  $f$  das Volumen  $V$  und man kann bei kleinerem Druckunterschied angenähert setzen

$$V = f \cdot \mu \sqrt{2gh} \dots \dots \dots (38)$$

Hierin ist  $\mu$  als eine Vorzahl zu denken zur Berücksichtigung der Kontraktion und der Widerstände beim Austritt;  $h$  wird hier in kg/qm eingesetzt.

Der Quotient  $\frac{V}{\sqrt{h}}$  hat für jede Schieberstellung einen bestimmten Wert, unabhängig von der Umlaufzahl.

Trägt man daher in Fig. 154 die Werte  $V = \text{Konst.} \cdot \sqrt{h}$  für eine Schieberstellung und verschiedene Umlaufzahlen ein, so ergibt sich eine aus 0 ansteigende Parabel, deren Achse mit der Ordinatenachse zusammenfällt.

Für zwei Umlaufzahlen  $n_1$  und  $n_2$  ist bei derselben Schieberöffnung

$$V_1 : \sqrt{h_1} = V_2 : \sqrt{h_2} \quad \text{oder} \quad V_1^2 : V_2^2 = h_1 : h_2.$$

Nun verhalten sich aber die Liefermengen für dasselbe Rad, wie die Umlaufzahlen:

$$V_1 : V_2 = n_1 : n_2 \quad \dots \quad (39)$$

Demnach auch

$$h_1 : h_2 = n_1^2 : n_2^2 \quad \dots \quad (40)$$

d. h. die Liefermengen wachsen mit der ersten Potenz der Umlaufzahlen, die Druckhöhen mit dem Quadrat derselben.

Mit diesem durch die Erfahrung bestätigten Gesetz läßt sich zu einer Kennlinie jede andere finden; man hat nur nötig, die Abszissen im Verhältnis  $n_2 : n_1$  und die Ordinaten im Verhältnis  $n_2^2 : n_1^2$  zu verändern.

Da die Liefermengen im gleichen Verhältnis mit den Radialkomponenten  $c_1''$  bzw.  $c_2''$  stehen, so folgt, daß bei gleichbleibender Schieberöffnung die Geschwindigkeitsdreiecke im Schaufelrad einander ähnlich sind. Daher ist auch derselbe hydraulische Wirkungsgrad zu erwarten.

Wird demnach die Liefermenge im Verhältnis  $n_2 : n_1$ , die Druckhöhe im Verhältnis  $n_2^2 : n_1^2$  geändert, so bleibt der hydraulische Wirkungsgrad konstant. Da sich die theoretische Druckhöhe  $H$  in Meter der betreffenden Flüssigkeitssäule berechnet, die nutzbare Höhe aber in kg/qm gemessen wird (oder in mm Wassersäule), so ist zum Vergleich nötig, auch  $h$  auf dasselbe Maß umzurechnen. Dies geschieht mit Hilfe des spezifischen Volumens des geförderten Gases, das von seiner Temperatur abhängt. Man hat daher bei jedem Versuch außer  $h$  auch die Temperatur des Gases vor und hinter dem Schaufelrad zu messen. Aus dem so ermittelten spezifischen Volumen darf für ein Schaufelrad stets das Mittel genommen werden, obschon sich Druck und Temperatur während des Durchfließens durch das Rad ändern. Selbst bei dreistufigen Gebläsen ist diese vereinfachende Berücksichtigung des veränderlichen spezifischen Volumens häufig gestattet, wie dies später näher ausgeführt wird.

34. Beispiel: Das in Beispiel 29 und 30 erwähnte dreistufige Gebläse ist für eine normale Liefermenge von 100 cbm/min gebaut worden und hat auf dem Versuchsstand folgende nutzbare Drücke bei drei Schieberstellungen ergeben:

für $V = 50$ cbm/min	$h_p = 2768$ kg/qm	$v_m = 1,0$ cbm/kg
für $V = 70$ „	$h_p = 2830$ „	$v_m = 1,0$ „
für $V = 120$ „	$h_p = 2675$ „	$v_m = 0,86$ „

Die spezifischen Volumen sind mit Hilfe der Pressungen und der Temperaturen im Saug- und im Druckstutzen berechnet und aus beiden Ergebnissen das Mittel gezogen.

Nimmt man als Kennlinie eine Parabel an, so ergeben sich aus obigen drei Werten die Vorzahlen  $K_1, K_2, K_3$  der Gl. 37. Mit der Umwandlung der gegebenen Drücke in Druckhöhen (Meter Luftsäule) und Einsetzen von  $u_2 = 114$  m/sek erhält man die Gleichung

$$h = (2310 + 13,6 V - 0,0088 V^2) \cdot v_m.$$



Nach Beispiel 29 heißt die Gleichung für die theoretische Höhe der drei Stufen

$$H = 3 \cdot 1086 + 3 \cdot 1,03 V$$

$$= 3258 + 3,09 V.$$

Mit diesen Werten sind für eine Anzahl Liefermengen und ihre gemessenen spezifischen Volumen die hydraulischen Wirkungsgrade in die Zahlentafel 16 eingetragen, denen auch die Werte  $\varphi_2$  aus  $h = \varphi_2 \frac{u_2^2}{g}$  beigegeben sind.

Zahlentafel 16.

$V =$	50	70	100	120	140	cbm/min
$v_m =$	1,0	1,0	0,94	0,86	0,82	cbm/kg
$h_m =$	2768	2830	2791	2675	2490	kg/qm
$h_p =$	2768	2830	2623	2300	2042	m Luftsäule
$H =$	3412	3475	3567	3629	3690	" "
$\eta_h =$	81	81,6	73	63,2	55,3	v. H.
$\varphi_2 =$	0,7	0,715	0,66	0,58	0,515	

Wie ersichtlich, liegt der hydraulische Wirkungsgrad bei normaler Liefermenge unter seinem Höchstwert.

66. Verwendung der Kennlinie.

Mit der nutzbaren Druckhöhe  $h$  und der zugehörigen Liefermenge  $V$  wird gleichzeitig die dem Kompressor zugeführte Leistung gemessen. Das Verhältnis

der im Druckgas enthaltenen Energie zu der zugeführten heißt der Gesamtwirkungsgrad (isothermischer Wirkungsgrad).

Über seine Bestimmung soll später gesprochen werden.

Bringt man nun in der Zeichnung der Kennlinien die gemessenen Wirkungsgrade in der Weise zur Anschauung, daß die Punkte gleicher Wirkungsgrade miteinander verbunden werden, so ergeben sich ellipsenähnliche Kurven, die sich um einen Punkt mit höchstem Wirkungsgrad schlingen (Fig. 154). Dadurch erhält man ein deutliches Bild über das Verwendungsgebiet des Gebläses, innerhalb welchem sich der Wirkungsgrad zwischen einer oberen und unteren zulässigen Grenze ändern darf. Die in Fig. 154

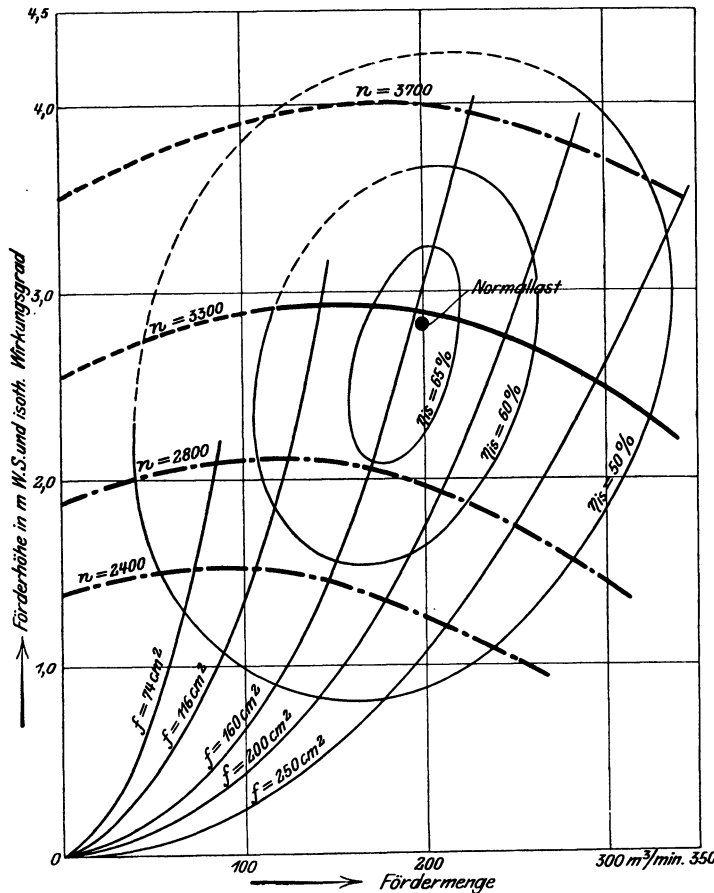


Fig. 154.

stammen den Abnahmeversuchen eines Gebläses der Firma Escher Wyss & Cie. in Zürich (siehe S. 207).

Für den Betrieb ist diese Darstellungsart deshalb wichtig, weil durch Messung der Druckhöhe  $h_p$  und der Umlaufzahl  $n$  die Liefermenge und der Wirkungsgrad aus den Kurven abgelesen werden können. Damit läßt sich auch die Frage beantworten, ob ein Gebläse für die vorliegende Verwendung wirtschaftlich arbeitet oder nicht.

Bei den Gebläsen und Ventilatoren ist nicht eine zu überwindende Druckhöhe als äußere Widerstandshöhe gegeben, wie bei den Kreiselpumpen, sondern das Schaufelrad erzeugt bei der Umlaufzahl  $n$  einen Luftstrom von bestimmter Druckhöhe und Liefermenge, deren Zusammenhang in der Kennlinie zum Ausdruck kommt. Die Widerstandshöhe wird erst durch den Luftstrom selbst erzeugt, sie ist dieselbe, die auch durch den Drosselschieber am Anfang der Druckleitung künstlich gebildet werden kann, wenn hinter ihm das Gas frei ausströmt.

Die Belastung des Schaufelrades kann aber auch dadurch gebildet werden, daß die Flüssigkeit auf eine unveränderlich bleibende Höhe (geometrische Höhe  $h_g$ ) gehoben werden soll. Dies findet statt bei Turbokompressoren, die Druckluft in den Druckbehälter von gleichbleibender Pressung zu fördern haben, oder die zusammen mit Kolbenkompressoren arbeiten. Diese geometrische Höhe  $h_g$  ist in der Zeichnung der Kennlinie durch eine Parallele zur Abszissenachse dargestellt (Fig. 155). Die nutzbare Gesamthöhe, die das Rad hervorzubringen hat, setzt sich zusammen aus  $h_g$ , der Verlusthöhe in der Rohrleitung  $h_l$  und der Geschwindigkeitshöhe  $h_d = \frac{c_d^2}{2g}$ . Da letztere beiden mit dem Quadrat der Geschwindigkeit oder der Liefermenge wachsen, verläuft die Gesamthöhe nach einer Parabel, deren Scheitelpunkt in  $O_1$  liegt. Für ein Volumen  $V$  ist

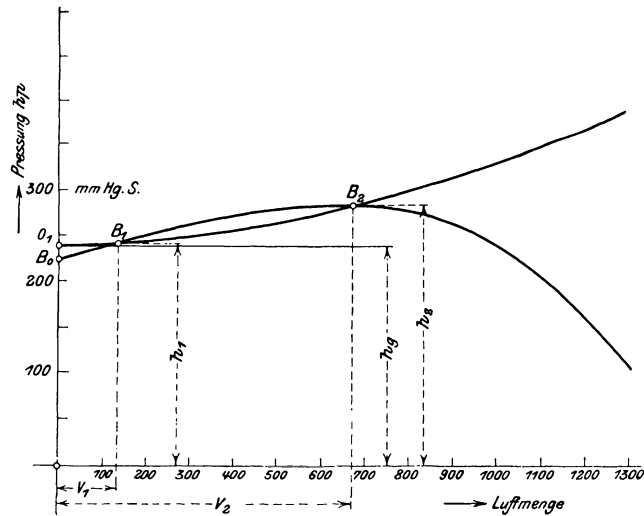


Fig. 155.

$$h_2 = h_g + h_l + \frac{c_d^2}{2g} = h_g + \frac{c_d^2}{2g} \left( \lambda \frac{l}{d} + 1 \right) \dots \dots \dots (41)$$

wo  $\lambda$  die Vorzahl für Rohrreibung,  $l$  die Länge und  $d$  der Durchmesser der Leitung ist.

Legt man durch den Punkt  $B_2$  ( $V_2, h_2$ ) die Kennlinie  $B_0 B_1 B_2$ , so zeigt sich, daß die Parabel von ihr im Punkt  $B_1$  zum zweitenmal geschnitten wird, und zwar rechts von der Ordinatenachse. Dieser Punkt gilt also bei derselben Umlaufzahl als zweiter Zustand, der bei Verminderung des Druckluftbedarfes auf die Menge  $V_1$  eintritt. Sinkt der Bedarf unter  $V_1$ , so ist das Gebläse nicht mehr imstande, den äußeren Widerstand  $h_g$  zu überwinden, die Lieferung hört dann ganz auf, ohne daß sich die Umlaufzahl ändert (sogenanntes „Abfallen“ des Gebläses). Steigt die Liefermenge über  $V_1$ , so ist auf der Strecke  $B_1 B_2$  ein Überschuß von Druck

vorhanden gegenüber dem Bedarf; er hat eine stets wachsende Lieferung zur Folge, bis in  $B_2$  der Überschuß aufgezehrt ist und ein stabiler Zustand eintritt. Man kann den Betriebszustand  $B_1$  als einen labilen bezeichnen<sup>1)</sup>.

### 67. Gleichwertige Öffnung.

Im Grubenbetrieb ist es üblich, den äußeren Drosselwiderstand, den das ganze Kanalnetz der Grube dem Gebläse oder dem Ventilator entgegensetzt, zu vergleichen mit derjenigen Öffnung in dünner Wand, die dieselbe Luftmenge  $V$  unter Überwindung desselben Druckes durchläßt, wie er im normalen Betrieb tatsächlich vorkommt. Aus vorigem folgt, daß der Vergleich zulässig ist, da ein solcher künstlicher Widerstand gleichwertig ist mit dem in der Grube auftretenden Widerstand, der durch die Lieferung selbst erzeugt wird.

Für diese gleichwertige Öffnung (äquivalente Grubenweite) ergibt sich nach Gleichung 38

$$f = \frac{V}{\mu \sqrt{2gh}} \dots \dots \dots (42)$$

hierin wird im Grubenbetrieb für die Vergleichsrechnung zur Berücksichtigung der Kontraktion angenommen

$$\mu = 0,65,$$

ferner wird  $V$  in cbm/sek und  $h$  in kg/qm eingesetzt, womit die bekannte Formel entsteht

$$f = 0,383 \frac{V}{\sqrt{h}} \dots \dots \dots (43)$$

Zu jeder Schieberstellung läßt sich hiernach  $f$  ausrechnen, für verschiedene Werte  $V$  und  $h$  ist die bereits erwähnte Parabel mit dem Scheitel in  $O$  bestimmt.

Da zu einem bestimmten Wert von  $f$ , d. h. für eine derartige Parabel der isothermische Wirkungsgrad unveränderlich bleibt, so entspricht jeder gleichwertigen Öffnung ein Wirkungsgrad.

Daher ist vorgeschlagen worden, den Wirkungsgrad in Funktion von  $f$  als eine Kurve darzustellen. Da sich  $V$  mit  $n$  und  $h$  mit  $n^2$  verändert, bleibt  $f$  von  $n$  unabhängig. Die Linie gilt daher für verschiedene Umlaufzahlen. Sie verläuft ähnlich wie die Kennlinie und zeigt, daß zu einem Wirkungsgrad zwei Werte der gleichen Öffnung  $f$  gehören, wie dies auch aus Fig. 154 ersichtlich ist.

Weitere Linien, die von der Umlaufzahl unabhängig sind, erhält man durch Auftragen der Werte  $\frac{h}{n^2}$  und  $\frac{N}{n^3}$  als Funktion von  $\frac{V}{n}$ , wie dies Prof. Dr. Prandl anregt.

Die in das Gebläse eingeleitete Betriebsarbeit  $N$  ist proportional mit der Liefermenge  $V$  und der nutzbaren Druckhöhe  $h$ . Da aber  $V$  mit der ersten Potenz und  $h$  mit dem Quadrat der Umlaufzahl wächst, so folgt, daß sich die Arbeit  $N$  mit der dritten Potenz der Umlaufzahl ändert. Der Wert  $\frac{N}{n^3}$  ist daher innerhalb gewisser Grenzen dem Laufrad eigentümlich und kann für Vergleichen verschiedener Räder benützt werden.

<sup>1)</sup> Siehe Schütt, Z. Ver. deutsch. Ing. 1906, S. 1718.

### 68. Isothermischer Wirkungsgrad.

Um eine allgemein gültige Bewertung der Energieumsetzung zu erhalten, ist die Nutzleistung auf isothermische Kompression zu beziehen und dieselbe mit der eingeführten Betriebsarbeit zu vergleichen. Das Verhältnis

$$\eta_{is} = N_{is} : N \dots \dots \dots (44)$$

ist der isothermische Wirkungsgrad.

Wie früher eingehend erörtert, verlangt die isothermische Kompression die kleinste ideale Arbeit, um die Liefermenge vom Anfangsdruck zum Enddruck zu bringen. Diese Zustandsänderung ist daher von allen Maschinen nach Möglichkeit anzustreben. Der aus ihr abgeleitete Wirkungsgrad gestattet einen Vergleich mit dem Vorgang in den Kolbenkompressoren, vorausgesetzt, daß die Messung der Liefermenge bei beiden Maschinengattungen nach den gleichen Methoden und mit denselben Meßgeräten vor sich geht.

Das Verhältnis der isothermischen zur verbrauchten Arbeit kann allerdings nur dann als ein Maß über die Größe aller Arbeitsverluste und der Vollkommen-

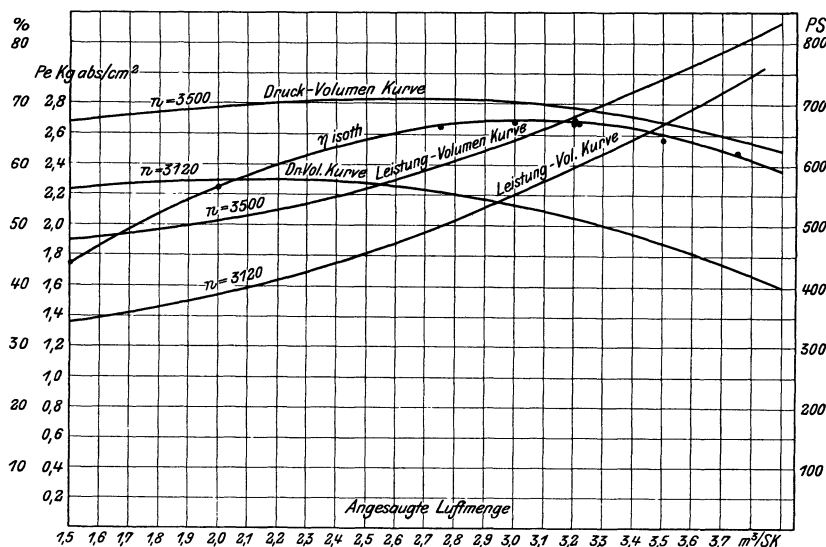


Fig. 156.

heit der Kühlung angesehen werden, wenn sich das Gas im Druckbehälter auf die Anfangstemperatur abgekühlt hat und in diesem Zustand an der Verwendungsstelle anlangt.

Diese Voraussetzung trifft meistens zu. Kann aber die verdichtete Luft noch in warmem Zustand verwendet werden, wie dies in Hüttenbetrieben angestrebt wird, so ist tatsächlich die in der Luft enthaltene Wärme nicht als vollständig verloren zu betrachten.

Trotzdem soll auch in diesem Fall der Wirkungsgrad auf die Isotherme bezogen werden, um einen allgemein gültigen Vergleich mit andern Maschinen zu ermöglichen. Für die Beurteilung des Kompressors kann es gleichgültig sein, was mit der verdichteten Luft geschieht, namentlich auch, ob sie in kaltem oder warmem Zustand Verwendung findet.

Wird in die Zeichnung der Kennlinie dieser isothermische Wirkungsgrad  $\eta_{is}$  eingetragen, so erhält man eine parabelartige Linie; sie verläuft ähnlich wie die nutzbare Druckhöhe, hat aber ihren höchsten Punkt rechts vom Scheitelpunkt der letzteren Linie.

In Fig. 156 sind diese Kurven für ein Bessemer Gebläse eingetragen, das die Firma Brown Boveri & Co. in Baden (Schweiz) in Kosaka (Japan) aufgestellt hat. In Funktion des Aussaugevolumens sind die Betriebsarbeiten und die Drücke für zwei verschiedene Umlaufzahlen sichtbar gemacht, ferner der isothermische Wirkungsgrad gemäß den Abnahmeversuchen vom 6. Juni 1910 (siehe S. 185).

Bei ungekühlten Gebläsen ist es bisweilen üblich, die eingeleitete Arbeit auf adiabatische Kompressionsarbeit zu beziehen, die in diesem Fall bei reibungsfreier Verdichtung benötigt würde. Das Verhältnis der adiabatischen zur eingeleiteten Arbeit ist der adiabatische Wirkungsgrad.

Der Antrieb der Turbokompressoren erfolgt entweder durch Elektromotor oder durch Dampfturbine.

Im ersten Fall ist die eingeführte Betriebsarbeit leicht zu messen, wenn die Wirkungsgradkurve  $\eta_{el}$  des Elektromotors bekannt ist. Man erhält aus den Ablesungen die Anzahl Kilowatt (KW) und damit

$$N = \frac{1,36 \cdot KW}{\eta_{el}} \dots \dots \dots (45)$$

In Fig. 157 sind für ein Hochofengebläse der vorgenannten Firma diese Betriebskurven in Funktion des Liefervolumens gezeichnet. Die Pressungen sind in Millimeter Quecksilbersäule eingetragen; für den Wirkungsgrad, bezogen auf adiabatische Verdichtung, ergeben sich zwei Kurven. Die Ordinaten der oberen Kurve bedeuten

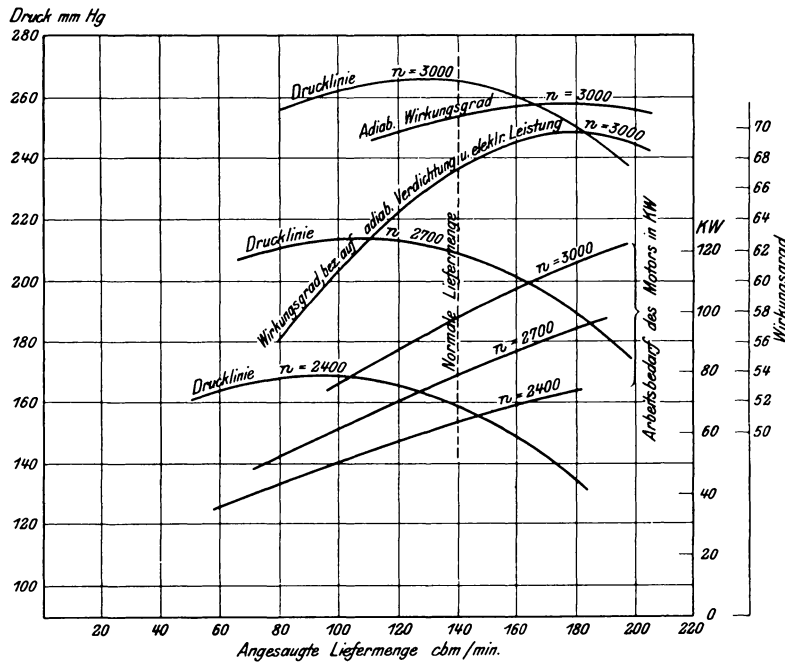


Fig. 157.

die aus den gemessenen Temperaturunterschieden bestimmten adiabatischen Wirkungsgrade (siehe Seite 144), die untere Kurve ergibt sich mit dem Verhältnis der adiabatischen Nutzarbeit zur elektrischen Arbeit. In den letzteren Ordinaten ist noch der Wirkungsgrad des Elektromotors enthalten.

Die untere Wirkungsgradkurve zeigt den adiabatischen Wirkungsgrad der ganzen Anlage, den Motor eingeschlossen.

Wird der Turbokompressor durch eine Dampfturbine unmittelbar angetrieben, die sich hierzu vorzüglich eignet, so ist die isothermische Nutzleistung des Kom-

pressors zu vergleichen mit der im Dampf zugeführten Energie, um den Wirkungsgrad der ganzen Anlage zu erhalten.

Wird Druck und Temperatur des Dampfes am Eintritt in die Turbine und im Auspuffrohr gemessen, so erhält man aus der Entropietafel für Wasserdampf nach Stodola oder Mollier das Wärmegefälle für verlustfreie adiabatische Expansion und mit dem gemessenen Dampfverbrauch die der Turbine zur Verfügung gestellte Energie, d. h. den Nenner des isothermischen Gesamtwirkungsgrades. In den folgenden Abschnitten wird gezeigt, daß durch Messung der Gastemperaturen am Anfang und am Ende einer jeden Stufe die in den Kompressor eingeleitete Energie berechnet werden kann, womit sich — abgesehen von der Lagerreibung — der isothermische Wirkungsgrad des Kompressors ergibt.

### 69. Diffusor und Leitrad.

Hinsichtlich der Umsetzung der Geschwindigkeit in Druck vom Austritt der Gase aus dem Laufrad bis zum Druckrohr oder bis zum Rückführkanal gegen das nächstfolgende Laufrad können die Turbokompressoren in zwei Gruppen eingeteilt werden. Bei der einen Ausführung wird ein sog. Diffusor angeordnet, bei der andern ein das Laufrad umschließendes Leitrad.

a) **Diffusor.** Dieser Ringraum umfaßt die äußere Mantelfläche des Laufrades und wird seitlich begrenzt durch die Gehäusewandungen. Das Gas hat am Eintritt  $A_2$  (Fig. 158) in den Diffusor eine Geschwindigkeit, die nach Größe und Rich-

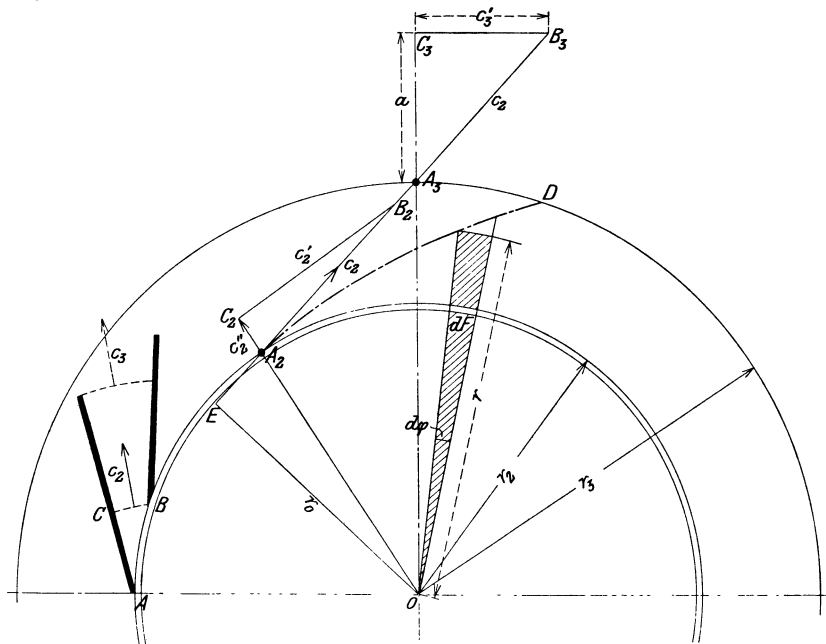


Fig. 158.

tung mit der absoluten Austrittsgeschwindigkeit  $c_2$  übereinstimmt. Am Austritt  $A_3$  ist diese Geschwindigkeit auf einen wesentlich kleineren Betrag  $c_3$  gesunken, der lediglich zur Fortleitung der Flüssigkeit dient. Dafür ist aber der Druck im Diffusor gestiegen, und zwar beträgt die erreichbare Druckhöhe

$$h_a = \frac{c_2^2}{2g} - \frac{c_3^2}{2g} - \zeta \frac{c_2^2}{2g} = (1 - \zeta) \frac{c_2^2}{2g} - \frac{c_3^2}{2g} \dots \dots \dots (46)$$

worin das Glied  $\zeta \frac{c_2^2}{2g}$  die bei der Umsetzung verlorene Druckhöhe bedeutet.

Ist  $c_3'$  die tangentielle,  $c_3''$  die radiale Komponente von  $c_3$ , so folgt mit

$$c_3^2 = c_3'^2 + c_3''^2$$

$$h_d = \frac{1}{2g} [(1 - \zeta) c_2^2 - c_3'^2 - c_3''^2] \quad \dots \quad (47)$$

Der nach außen zu wachsende Durchflußquerschnitt des Diffusors besteht aus einer Reihe von konzentrischen Zylindermantelflächen, die sich in Fig. 158 als Kreise um den Mittelpunkt  $O$  zeichnen lassen. Diese Mantelflächen werden von der Flüssigkeit schräg durchlaufen; für die Umsetzung von Geschwindigkeit in Druck ist aber nur die radiale Richtung maßgebend, denn eine Drucksteigerung in der Umfangsrichtung kann nicht stattfinden, sie würde nur zu Unregelmäßigkeiten führen. Die Kreise sind daher für den Diffusor sog. Niveaulinien; auf die Flüssigkeitselemente können deshalb nur Kräfte einwirken, die durch den Mittelpunkt  $O$  gehen. Ein solches Element besitzt somit eine Zentralbewegung<sup>1)</sup>, bei der die während der Zeit  $dt$  beschriebene Fläche  $dF$  proportional dieser Zeit ist. Der Ausdruck  $\frac{dF}{dt}$  ist demnach konstant. Nun ist diese Fläche als ein Dreieck anzusehen (Fig. 158)

$$dF = \frac{r}{2} r \cdot d\varphi$$

oder

$$\frac{r}{2} \cdot r \frac{d\varphi}{dt} = \frac{dF}{dt} = \text{Konst.}$$

Mit

$$r \cdot \frac{d\varphi}{dt} = c' \quad \text{ist} \quad rc' = \text{Konst. (Flächensatz),}$$

daher

$$c_3' = c_2' \frac{r_2}{r_3} \quad \dots \quad (48)$$

d. h. die tangentielle Komponente der Geschwindigkeit im Diffusor nimmt nur mit zunehmendem Radius ab, die Querschnittsform hat weiter keinen Einfluß auf diese Abnahme.

Für die Radialkomponente gilt, wie gewohnt, die Kontinuitätsgleichung wie im Schaufelrad

$$c_3'' = \frac{G \cdot v_3}{F_3} = \frac{G v_3}{2\pi r_3 b_3},$$

wo  $v_3$  das spezifische Volumen im Punkt  $A_3$  bedeutet, entsprechend dem Endzustand der Kompression der betreffenden Stufe am Austritt aus dem Diffusor.

Mit dem gefundenen Wert für  $c_3'$  ergibt sich für die Druckhöhe

$$h_d = \frac{1}{2g} \left[ (1 - \zeta) c_2^2 - \left( c_2' \frac{r_2}{r_3} \right)^2 - c_3''^2 \right].$$

Wird die Radialkomponente  $c_3''$  vernachlässigt, ebenso die Verlusthöhe, so ist die theoretisch nutzbare Druckhöhe im günstigsten Fall

$$h_d' = \frac{1}{2g} \left[ c_2^2 - \left( c_2' \frac{r_2}{r_3} \right)^2 \right] \quad \dots \quad (49)$$

Für diesen Wert kann nach Grun eine einfache Konstruktion gefunden werden, wenn man sich die Umsetzung der Geschwindigkeit  $c_2$  statt allmählich am äußeren Umfang des Diffusors auf einmal durchgeführt denkt. Trägt man

<sup>1)</sup> Siehe W. Grun, Z. Ver. deutsch. Ing., 1907, S. 543 usw.

$c_2$  von  $A_2$  an in der angenommenen Richtung ab und zerlegt  $c_2 = A_3 B_3$  nach  $A_3 C_3$  und  $B_3 C_3$ , zieht man ferner  $OE = r_0$  senkrecht zu  $A_2 A_3$ , so ist (Fig. 158)

$$\begin{aligned} \triangle A_3 B_3 C_3 &\sim \triangle E O A_3 & \text{daher } B_3 C_3 &= \frac{c_2 \cdot r_0}{r_3} \\ \triangle A_2 A_3 C_2 &\sim \triangle E O B_2 & \text{daher } c_2' &= c_2 \cdot \frac{r_0}{r_2}, \end{aligned}$$

damit ist  $B_3 C_3 = c_2' \frac{r_2}{r_3} = c_3'$ .

Setzt man die radiale Komponente  $A_3 C_3 = a$ , so folgt

$$h_a' = \frac{c_2^2}{2g} - \frac{c_3'^2}{2g} = \frac{a^2}{2g},$$

d. h. im Diffusor kann theoretisch nur diejenige Radialkomponente  $a$  in Druck umgesetzt werden, die  $c_2$  unter Annahme unveränderter Größe und Richtung beim Verlassen des Diffusors haben würde. Die Tangentialkomponente  $c_2'$  der Geschwindigkeit wird selbst im günstigsten Fall nicht in Druck umgesetzt.

Dieser nicht umsetzbare Teil läßt sich nur verkleinern durch Verminderung des Wertes  $r_2 : r_3$ , denn der andere Faktor  $c_2'$  ist nicht viel kleiner als  $c_2$ .

Die Bedingung für eine günstige Diffusorwirkung besteht somit darin, den äußeren Durchmesser möglichst groß auszuführen.

Da am äußeren Umfang des Diffusors die Tangentialkomponente  $c_3'$  noch verhältnismäßig groß ist,  $c_3''$  dagegen infolge der bedeutenden Querschnittszunahme stark abgenommen hat, so verläuft die Bewegung eines jeden Flüssigkeitselementes nach einer Kurve  $A_2 D$ , Fig. 158, die im Sinne der Drehbewegung nach vorwärts geneigt ist.

Die Bewegung ist geradlinig, wenn kein Umsatz von Geschwindigkeit in Druck stattfindet. Ferner ergibt sich auch bei Umsetzung von Geschwindigkeit in Druck eine geradlinige Bewegung durch den Diffusor, wenn die absolute Austrittsgeschwindigkeit  $c_2$  aus dem Laufrad radial gerichtet ist. Beide Fälle kommen daher für die Anwendungen nicht in Betracht.

Die Ausflußgeschwindigkeit  $c_3$  aus dem Diffusor kann im Spiralgehäuse bis zum Eintritt in das Druckrohr beibehalten werden. Bei Gebläsen wird der Anfang des Druckrohres konisch erweitert, so daß eine weitere teilweise Umsetzung der Geschwindigkeit  $c_3$  in Druck erfolgen kann. Bei mehrstufigen Turbokompressoren biegen die Gase am äußeren Umfang des Diffusors um und können mit der Geschwindigkeit  $c_3$  gegen die Achse zum nächsten Laufrad geleitet werden.

Zur Herabminderung der Bewegungswiderstände im Diffusor empfiehlt es sich, beide Seitenwandungen glatt abzdrehen, was durch geeignete Trennung des Gehäuses in Ebenen senkrecht zur Drehachse ermöglicht wird.

**b) Leitrad.** Das Laufrad wird auf seiner äußeren Mantelfläche von einem feststehenden Leitradkranz umgeben und zwar mit möglichst kleinem radialem Spielraum, so daß die mit der absoluten Geschwindigkeit  $c_2$  austretenden Gase von den festen Kanälen sofort aufgenommen werden. Die Schaufeln sind eben und fallen mit der Richtung der Gasgeschwindigkeit zusammen, können demnach als konisch sich erweiternde Druckrohre angesehen werden, in denen die Umsetzung von Geschwindigkeit in Druck vollkommener durchgeführt wird, als dies im Diffusor geschehen kann.

Die erreichbare Druckhöhe ist nach Gl. 46

$$h_a = \frac{1}{2g} \left[ (1 - \zeta) c_2^2 - c_3^2 \right] \dots \dots \dots (50)$$



Sie ist abhängig von den Reibungs- und Wirbelungsverlusten. Die Endgeschwindigkeit  $c_3$  beim Verlassen des Leitradkranzes kann in zulässig kleinen Grenzen gehalten werden.

Zur Herabminderung der Reibungsverluste werden die Schaufeln häufig aus glatten Stahlblechen hergestellt und in die Seitenwandungen eingegossen.

Wirbel können hauptsächlich am Eintritt stattfinden, da die Kanäle gegen den inneren Umfang schräg stehen. Es fehlt dort den Gasteilchen an einer richtigen Kanalführung. Die unmittelbar vor der Schaufelkante  $B$  (Fig. 158) in den Kanal geschleuderten Gasteile finden ihre Führung im Kanal, die bei  $A$  einfließenden werden aber zurückzudrängen gesucht, so daß im Bereich des Dreieckes  $ABC$  (Fig. 158) Wirbel entstehen.

Durch Verwendung vieler Schaufeln, also möglichst enger Kanäle, läßt sich dieser Übelstand in zulässigen Grenzen halten.

Für die erreichbare theoretische Druckhöhe kann der Wert

$$h_a' = \frac{c_2^2}{2g} - \frac{c_3^2}{2g}$$

angesehen werden, so daß  $\eta = \frac{h_a'}{h_a}$  der Wirkungsgrad der Umsetzung im Leitrad bedeutet.

Der Verlust  $\zeta \frac{c_2^2}{2g}$  ist abhängig von der Kanalreibung sowie von den Stoß- und Wirbelungsverlusten beim Eintritt und beim Durchfluß durch die Leitkanäle.

Über die Größe dieser Verluste liegen Versuche vor, die an konisch sich erweiternden Röhren von kreisförmigem und rechtwinkligem Querschnitt unter Verwendung von Wasser vorgenommen worden sind<sup>1)</sup>.

Für vorliegende Anwendungen kommt nur die letztere Querschnittform in Betracht, die größere Verluste bedingt als der runde Querschnitt. Die Verluste sind naturgemäß um so kleiner, je mehr sich der Querschnitt an jeder Stelle der Erweiterung der quadratischen Form nähert. Es empfiehlt sich daher, die Erweiterung nach beiden Richtungen möglichst zu verteilen. Die Leitradbreite  $b$  am Austritt sollte also größer als diejenige am Eintritt gewählt werden.

Andres fand an einem Rohr von 205 mm Länge, das sich bei quadratischem Querschnitt von 13,2·13,2 auf 38·38 mm erweiterte, einen Wirkungsgrad der Umsetzung von  $\eta = 77$  v. H. Seine Versuche bestätigen die bisherige Anschauung, wonach dieser Wirkungsgrad von der Größe der auftretenden Geschwindigkeiten unabhängig ist.

Es bleibt weiteren Versuchen vorbehalten, diese Verluste für Gase festzustellen, die durch die Leitradkanäle der Turbokompressoren fließen. Die Untersuchungen haben sich vornehmlich auf die Bestimmung des Wirkungsgrades des Lauf- und Leitrades auszudehnen, aus denen sich der hydraulische Wirkungsgrad des einstufigen Gebläses zusammensetzt.

Ist im Laufrad ein Wirkungsgrad von 0,92 und im Leitrad von 0,77 zu erwarten, so müßte der hydraulische Wirkungsgrad der ganzen Umsetzung  $0,77 \cdot 0,92 = 0,71$  betragen, ein Wert, der vielfach gefunden wird.

Auf alle Fälle spielen die Verluste im Leitrad eine weit wichtigere Rolle als diejenigen im Laufrad.

## 70. Einstufiges Gebläse ohne Kühlung.

Zur Beurteilung der Zustandsänderung im Laufrad und Leitrad eines Gebläses wird im folgenden die Entropietafel für Gase benützt (oder im besonderen für Luft), die zu diesem Zweck in recht großem Maßstabe entworfen werden muß,

<sup>1)</sup> Andres, Mitteilungen über Forschungsarbeiten, Heft 76, 1909.

da es sich um kleine Druck- und Temperaturzunahmen handelt. Aus dem gleichen Grund dürfen die spezifischen Wärmen  $c_v$  und  $c_p$  als konstant angenommen werden.

Bei idealer, d. h. verlustfreier Verdichtung geschieht die Zustandsänderung nach der Adiabate von  $A_1$  nach  $A_2'$  (Fig. 159), wenn der Druck von  $p_1$  auf  $p_2$  steigen soll.

Nun geht aber der tatsächliche Prozeß unter Verlusten vor sich, d. h. es muß mehr Energie zugeführt werden, als zur adiabatischen Verdichtung von  $p_1$  auf  $p_2$  nötig ist. Die hydraulischen Verluste bei der Bewegung der Flüssigkeit durch das Gebläse kommen im bereits erwähnten hydraulischen Wirkungsgrad zum Ausdruck. Der Unterschied zwischen der theoretischen Druckhöhe und der nutzbaren kann als Energieverlust aufgefaßt werden, der sich in Wärme umsetzt. Hierzu sind die Spaltverluste zu zählen, die eine Verminderung der theoretischen Druckhöhe bewirken.

Zu dieser Verlustwärme kommt ein weiterer Betrag, hervorgerufen durch die Reibung der Radscheiben in der seitlich umgelagerten Flüssigkeit. Besitzt das Schaufelrad keine rotierenden Seitenwände, sondern schmiegen sich die Schaufeln mit möglichst kleinen Spielräumen an die festen Seitenwandungen des Gehäuses, so fällt dieser Widerstand weg, dafür setzt sich die Reibung des Flüssigkeitsstromes im Laufrad zusammen aus derjenigen an den Schaufeln und derjenigen an den Wänden des Gehäuses.

Alle diese Arbeitsverluste verwandeln sich in Wärme; deshalb geht die Verdichtung gerade so vor sich, als ob das Schaufelrad von außen geheizt würde. Die Wärme wird allerdings tatsächlich in Form von Arbeit eingeleitet.

Die Zustandsänderung ist daher eine Kompression mit Wärmezufuhr. Die tatsächliche Zustandslinie steigt aus  $A_1$  rechts von der Adiabate aufwärts nach  $A_2$ , so daß die wirkliche Endtemperatur  $t_2$  des Gases am Austritt größer ist als bei adiabatischer Kompression.

Ist man imstande, Druck und Temperatur ( $p_s, t_s$ ) im Spalt zwischen Laufrad und Leitrad (oder Diffusor) zu messen, so wird man allerdings finden, daß der entsprechende Zustandspunkt  $A_s$  nicht auf der Geraden  $A_1A_2$  liegt, sondern links von ihr (Fig. 159). Der Grund besteht darin, daß die Verluste im Laufrad kleiner sind als bei der Umsetzung der Strömungsenergie in Druck im Leitrad. Die Zustandslinie von  $A_1$  nach  $A_s$  bezieht sich auf das Laufrad und weicht wenig von der Adiabaten ab, das Stück  $A_sA_2$  dagegen bedeutet die Zustandsänderung im Leitrad oder Diffusor und neigt zufolge der Stoß- und Wirbelungsverluste mehr nach rechts als das untere Teilstück.

Bei den auftretenden kleinen Druckunterschieden einer Stufe ist aber die Strecke  $A_1A_2$  kurz, so daß es für die Anwendungen zulässig ist, die ganze Zustandslinie nach der Geraden  $A_1A_2$  zu zeichnen. Für die Berechnung der Betriebsarbeit ist dieser Umstand ohne Einfluß.

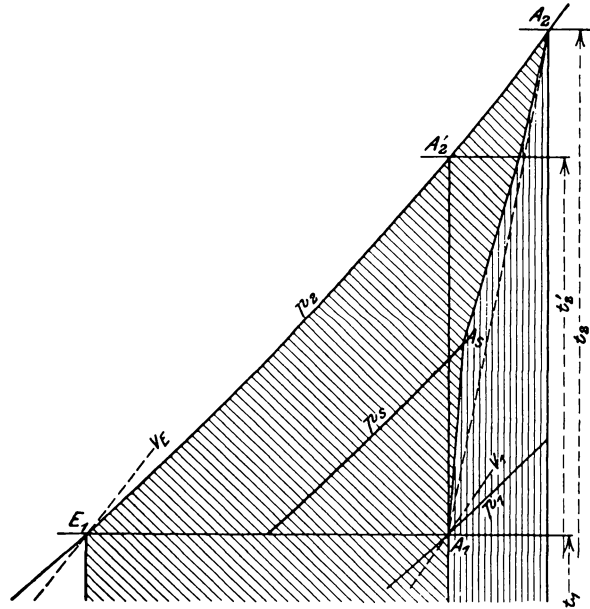


Fig. 159.

Die Verlustwärme des Prozesses wird im Entropiediagramm dargestellt durch den Wärmestreifen unter  $A_1A_2$  (senkrecht schraffiert). Der Arbeitswert dieser Wärme wird zur Überwindung der Widerstände aufgezehrt.

Teilt man nämlich die Fläche in schmale, senkrechte Streifen ein, so schneiden die einzelnen Ordinaten auf  $A_1A_2$  eine Punktreihe ab, und es läßt sich jede Zustandsänderung von einem Punkt zu einem benachbarten als Summe einer adiabatischen Kompression und einer isothermischen Expansion auffassen. Die hierzu nötige Wärmezufuhr wird durch den Streifen zwischen 2 Punkten gekennzeichnet, die ganze Fläche unter  $A_1A_2$  stellt also in der Tat die Verlustwärme dar.

Man erkennt, daß durch diese Verlustwärme die Entropie um die Breite des Flächenstreifens unter  $A_1A_2$  gewachsen ist.

Da das Gebläse nicht gekühlt wird, kann die Zustandsänderung im besten Fall bei verlustfreier Kompression nach der Adiabate  $A_1A_2'$  erfolgen, Die Abweichung der wirklichen Kompression nach  $A_1A_2$  von der verlustfreien kennzeichnet sich daher durch das Verhältnis der Wärmeinhalte beider Prozesse. Man führt deshalb den Wirkungsgrad  $\eta_{ad}$  gegenüber der adiabatischen Verdichtung ein

$$\eta_{ad} = \frac{c_p(t_2' - t_1)}{c_p(t_2 - t_1)} = \frac{t_2' - t_1}{t_2 - t_1} \dots \dots \dots (51)$$

Dieses „Güteverhältnis“ oder dieser „adiabatische Wirkungsgrad“ kann durch Messung der Temperaturen  $t_1$  und  $t_2$  an der laufenden Maschine leicht bestimmt werden; die Temperatur  $t_2'$  ist aus der Entropietafel abzusteichen. Hierbei wird allerdings vorausgesetzt, daß die durch Leitung und Strahlung abfließende Wärme zu vernachlässigen sei, was für diese Vergleichszahl wohl zulässig ist.

In diesem adiabatischen Wirkungsgrad sind alle bereits aufgezählten Verluste zum Ausdruck gebracht. Er ist kleiner als der hydraulische Wirkungsgrad und kann höchstens in die Nähe desselben gelangen. Damit erhält man eine Kontrolle der Versuchswerte.

Der ganze Wärmeinhalt des Endzustandes gegenüber dem Anfangszustand ist durch Arbeit erzeugt worden und beträgt

$$Q = c_p(t_2 - t_1) \dots \dots \dots (52)$$

Dieser Ausdruck ist zugleich der Wärmewert der Betriebsarbeit für 1 kg Gas.

Ist  $G$  das in der Sekunde angesogene und geförderte Gasgewicht, so ergibt sich die Betriebsarbeit in PS wie bei den Kolbenkompressoren

$$N = \frac{Q \cdot 427 \cdot G}{75} \dots \dots \dots (53)$$

Es empfiehlt sich, bei jeder Berechnung den Wärmewert  $Q$  der Kompressionsarbeit für 1 kg gesondert zu ermitteln, da dieser Wert für verschiedene Angaben Vergleiche ermöglicht. Ferner ist es zweckmäßig, aus der gegebenen oder gemessenen Liefermenge in cbm stets das in der Sekunde zu fördernde Gewicht  $G$  zu berechnen, das beim Durchfließen durch alle Querschnitte des Turbokompressors seinen Wert beibehält.

Die Arbeit der isothermischen Kompression ist in Fig. 159 dargestellt durch das Rechteck unter  $A_1E_1$ . Das Verhältnis der Wärmefläche unter  $A_1E_1$  zur ganzen Fläche unter  $A_2E_1$  ist der isothermische, das Verhältnis der Wärmefläche unter  $A_2'E_1$  zur ganzen Fläche unter  $A_2E_1$  ist der adiabatische Wirkungsgrad.

Soll ein Gebläse entworfen werden, so ist nach Früherem durch Annahme der Umfangsgeschwindigkeit  $u_2$  und der Schaufelform ( $\varphi_1$ ) die theoretische Druckhöhe  $H$  einer Stufe bestimmt.

Sie muß zunächst in Druck in kg/qm umgerechnet werden, ist also durch das mittlere spezifische Volumen zu dividieren. Da aber der Endpunkt der Kom-

pression noch nicht festliegt, kann das Mittel  $v_m$  aus den spezifischen Volumina am Anfang und am Ende noch nicht genommen werden. Aus der Entropietafel läßt sich aber leicht das wahrscheinliche  $v_m$  ablesen. Damit ergibt sich

$$p_2 = p_1 + \frac{h}{v_m} \dots \dots \dots (54)$$

Trägt man zu  $p_1$  den neuen Wert  $p_2$  ein und wählt den adiabatischen Wirkungsgrad  $\eta_{ad}$ , so ist  $A_2$  (Fig. 159) bestimmt. Man kann nun durch  $A_1$  und  $A_2$  die  $v$ -Linien ziehen und erkennt damit die Abweichung der Zustandslinie  $A_1A_2$  von diesen  $v$ -Linien. Zugleich läßt sich der geschätzte Mittelwert  $v_m$  aus Anfangs- und Endvolumen nachprüfen. Für viele Berechnungen darf  $v_1 = v_2 = v_m$  gesetzt werden.

Ist der Druckunterschied  $p_2 - p_1$  vorgeschrieben, so läßt sich die Rechnung leicht in umgekehrtem Sinn verfolgen, Gl. 54 gibt  $h$ , womit die zugehörige Umfangsgeschwindigkeit bestimmt ist.

Bei Ventilatoren zur Erzeugung kleiner Druckhöhen (bis 100 mm Wassersäule), wie sie für Lüftungszwecke Verwendung finden, kann die Berechnung vereinfacht werden. In diesem Fall darf zur Bestimmung der Betriebsarbeit nicht nur das spezifische Volumen der Luft als gleichbleibend angesehen werden, sondern auch die Temperatur. Die Verluste werden durch Einsetzen des Wirkungsgrades berücksichtigt.

In der Arbeitsgleichung für isothermische Kompression erscheint der natürliche Logarithmus des Druckverhältnisses, der aufgelöst werden kann nach der Formel

$$\ln x = 2 \left[ \frac{x-1}{x+1} + \frac{1}{3} \left( \frac{x-1}{x+1} \right)^3 + \dots \right].$$

Läßt man die höheren Potenzen weg und setzt  $x = \frac{p_2}{p_1}$ , ferner  $p = \frac{p_1 + p_2}{2}$ , so erhält man die isothermische Arbeit

$$\begin{aligned} L_{is} &= p V \cdot \ln \frac{p_2}{p_1} = V (p_2 - p_1) \\ &= V \cdot \gamma \cdot h. \end{aligned}$$

Die tatsächliche Betriebsarbeit ist damit

$$N = \frac{V \cdot \gamma h}{\eta \cdot 75} \dots \dots \dots (55)$$

Hierin ist  $V$  das Liefervolumen in cbm/sek,  $\gamma \cdot h$  die Druckzunahme in kg/qm (oder mm Wassersäule) und  $\eta$  der Wirkungsgrad des Ventilators. Diese angenäherte Gleichung hat also denselben Wortlaut wie diejenige für die Betriebsarbeit der Wasserpumpen.

35. Beispiel: Das im Beispiel 31 behandelte Gebläse für eine Liefermenge von 400 cbm/min und eine Umfangsgeschwindigkeit von 200 m/sek hat eine theoretische Druckhöhe von

$$H = 3596 \text{ m Luftsäule}$$

ergeben.

Um die dort begonnene Aufgabe zu Ende zu führen, sei der hydraulische Wirkungsgrad bei der verlangten Liefermenge geschätzt zu:  $\eta_h = 0,72$ , damit ist die nutzbare Druckhöhe

$$h = 0,72 \cdot 3596 = 2589 \text{ m Luftsäule.}$$

Nimmt man für das mittlere spezifische Volumen schätzungsweise

$$v_m = 0,8$$

an, so wird der theoretische Druck

$$H_p = 3596 : 0,8 = 4495 \text{ kg/qm}$$

und der nutzbare Druck

$$h_p = 2589 : 0,8 = 3236 \text{ kg/qm}$$

Durch dieses Gebläse wird somit der Druck von  $p_1 = 1 \text{ Atm.}$  auf  $p_2 = 1,3236 \text{ Atm.}$  erhöht.

Für den Anfangszustand sei ferner  $t = 20^\circ \text{ C}$ ; damit ist  $v_1 = 0,86 \text{ cbm/kg}$  und das durchfließende Luftgewicht

$$G = V : v_1 \cdot 60 = 400 : 0,86 \cdot 60 = 7,75 \text{ kg/sek.}$$

Mit den Werten  $p_1, t_1, v_1$  ist der Anfangspunkt  $A_1$  im Entropiediagramm bestimmt. Zieht man durch ihn die Wagerechte bis zum Schnitt mit der  $p_2$ -Linie, so läßt sich der Entropieunterschied  $\Delta S = 0,0192$  abstechen. Damit wird der Wärmewert der isothermischen Kompressionsarbeit für 1 kg Luft

$$Q_{is} = \Delta S \cdot T = 0,0192 \cdot 293 = 5,63 \text{ WE}$$

oder in PS

$$N_{is} = Q_{is} \cdot 427 \cdot G : 75 = 5,63 \cdot 427 \cdot 7,75 : 75 = 249,5 \text{ PS.}$$

Zieht man im Diagramm (Fig. 159) die Senkrechte bis zur  $p_2$ -Linie, so schneidet sie  $A_2'$  ab, die Ordinate dieses Punktes ist  $t_2' = 44,7^\circ \text{ C}$ ; damit wird der Wärmewert der adiabatischen Kompressionsarbeit für 1 kg Luft

$$Q_{ad} = c_p (t_2' - t_1) = 0,2385 (44,7 - 20) = 5,86 \text{ WE}$$

oder in PS

$$N_{ad} = Q_{ad} \cdot 427 \cdot G : 75 = 5,86 \cdot 427 \cdot 7,75 : 75 = 259 \text{ PS.}$$

Das Verhältnis beider Arbeiten beträgt  $Q_{is} : Q_{ad} = 0,964$ , der Unterschied ist also nicht groß bei dem auftretenden kleinen Druckverhältnis.

Für die „hydraulische“ Arbeit ergibt sich

$$N_h = N_{ad} : \eta_h = 259 : 0,72 = 360 \text{ PS.}$$

Rechnet man für sonstige Verluste, namentlich Reibung der Radnabe, 5 v. H., so beträgt die Betriebsarbeit

$$N = 360 : 0,95 = 380 \text{ PS.}$$

Vergleicht man diese eingeführte Leistung mit der adiabatischen und isothermischen, so ist

$$\eta_{ad} = 259 : 380 = 0,682$$

$$\eta_{is} = 249,5 : 380 = 0,656.$$

Bei einstufigen Kompressoren sind die beiden Werte nicht stark voneinander verschieden.

Aus

$$\eta_{ad} = \frac{t_2' - t_1}{t_2 - t_1}$$

ergibt sich die wirkliche Temperatur am Ende der Verdichtung

$$t_2 = \frac{24,6}{0,682} + 20 = 56^\circ \text{ C}$$

und mit  $p_2$  aus der Zustandsgleichung  $v_2 = 0,725 \text{ cbm/kg.}$

Das mittlere spez. Volumen beträgt somit

$$v_m = \frac{0,725 + 0,86}{2} = 0,792,$$

was mit der anfänglichen Schätzung genügend übereinstimmt.

Mit  $t_2$  ist der Endzustand ( $A_2$ ) gefunden und es kann nun die Zustandslinie eingezeichnet werden.

Das berechnete und ausgeführte Gebläse zeige auf dem Versuchsstand bei  $n = 3500$  Umdrehungen/min folgende Werte für den nutzbaren Druck und die zugeführte Energie

$V =$	100	200	400 cbm/min
$h_p =$	3140	3292	3240 kg/qm
$N =$	60,8	220	382 PS.

Aus den 3 Werten für  $h_p$  ergibt sich unter Annahme einer Parabel als Kennlinie die Gleichung

$$h_p = 2870 + 3,29 V - 0,00591 V^2.$$

Auf beistehender Zahlentafel sind für 5 verschiedene Liefermengen und einen gleichbleibenden theoretischen Druck von  $H_p = 4495$  kg/qm die Hauptwerte berechnet, wobei für alle Liefermengen  $v_m = 0,8$  cbm/kg vorausgesetzt ist.

Zahlentafel 17.

Nutzb. Druckzunahme kg/qm	3140	3292	3325	3240	3035
Hydraul. Wirkungsgrad v. H.	70	73	74	72	67,5
Verhältnis $\varphi_2$ . . . . .	0,615	0,645	0,653	0,635	0,595
Gleichwertige Öffnung $f$ qm .	0,0114	0,0222	0,0331	0,0448	0,058
Eingef. Betriebsarbeit $N$ Ps .	121,6	220	302	382	474
Kompressionsarbeit adiab. PS	63	131	200	259	304
„ isoth. PS	60,8	125,3	190	249,5	291
Adiab. Wirkungsgrad v. H. .	52	59,5	67,2	68	64,1
Isoth. Wirkungsgrad v. H. .	50	57	59,6	65,3	61,3

36. Beispiel: An der Prüfungsanstalt für Heizungs- und Lüftungseinrichtungen der Königlich technischen Hochschule Berlin<sup>1)</sup> ist der dort aufgestellte Ventilator einer eingehenden Prüfung unterzogen worden.

Von diesen Messungen sei der Versuch Nr. 9 herausgegriffen, bei dem eine Luftmenge von  $V = 60 \cdot 6,07 = 364,2$  cbm/min angesogen und auf 70 mm Wassersäule gedrückt wurde.

Das spezifische Gewicht  $\gamma = 1,22$  kg/cbm kann hierbei unveränderlich angesehen werden.

Die theoretische Leistung beträgt

$$N_{is} = \frac{V \gamma h}{60 \cdot 75} = \frac{6,07 \cdot 70}{75} = 5,67 \text{ PS,}$$

während die zugeführte Energie zu  $N = 11,18$  PS gemessen wurde. Der Gesamtwirkungsgrad ist daher  $\eta = 5,67 : 11,18 = 0,507$ .

Die gleichwertige Öffnung hat den Betrag

$$f = 0,383 \sqrt{\frac{V}{h}} = 0,383 \sqrt{\frac{6,07}{70}} = 0,278 \text{ qm.}$$

<sup>1)</sup> Siehe Brabbé & Berlowitz, Z. Ver. d. Ing. 1910, S. 1261 usw.

Die Schaufeln stehen bis kurz vor dem äußeren Umfang radial und sind dort etwas nach vorwärts abgebogen. Diese Form macht die Berechnung der theoretischen Druckhöhe etwas unsicher. Da die Schaufeln senkrecht zum inneren Umfang gerichtet sind ( $\beta_1 = 90^\circ$ ), so läßt sich erwarten, daß  $H$  kleiner ist als  $\frac{u_2^2}{g}$ ; das nach vorwärts gekrümmte äußere Schaufelende ( $\beta_2 = 45^\circ$ ) bewirkt umgekehrt, daß  $H$  größer wird als  $\frac{u_2^2}{g}$ . Man darf daher in Rücksicht auf beide Umstände schätzungsweise

$$\varphi_1 = 1 \text{ oder } H = \frac{u_2^2}{g}$$

annehmen, um einen Anhaltspunkt über die Größe des hydraulischen Wirkungsgrades zu erhalten.

Mit

$$D_1 = \frac{650 + 460}{2} = 555 \text{ mm} \quad D_2 = 840 \text{ mm}$$

$$u_1 = 20,3 \text{ m/sek} \quad u_2 = 30,7 \text{ m/sek}$$

wird

$$H = \frac{u_2^2}{g} = 96 \text{ m} \quad H_p = H \gamma = 96 \cdot 1,22 = 117 \text{ kg/qm};$$

demnach ist der hydraulische Wirkungsgrad

$$\eta_h = 70 : 117 = 0,60,$$

was gegenüber dem Gesamtwirkungsgrad annehmbar ist.

Für den Eintritt ist mit

$$\mu_1 = 0,8 \quad \text{und} \quad b_1 = 0,48 \text{ m}$$

$$F_1 = \pi \cdot 0,555 \cdot 0,48 \cdot 0,8 = 0,67 \text{ qm} \quad c_1'' = 6,07 : 0,67 = \sim 9 \text{ m/sek.}$$

Für den Austritt ist mit

$$\mu_2 = 0,85 \quad \text{und} \quad b_2 = 0,386 \text{ m}$$

$$F_2 = \pi \cdot 0,84 \cdot 0,386 \cdot 0,85 = \sim 0,87 \text{ qm} \quad c_2'' = 6,07 : 0,87 = 7 \text{ m/sek.}$$

Die Geschwindigkeit im Saugrohr beträgt mit

$$F_0 = 2 \cdot \frac{\pi}{4} \cdot 0,65^2 = 0,662 \text{ qm} \quad c_0 = 6,07 : 0,662 = 9,15 \text{ m/sek.}$$

## 71. Mehrstufiger Kompressor mit vollkommener Kühlung.

Um größere Enddrücke zu erzielen, werden mehrere Schaufelräder derart hintereinander geschaltet, daß das aus dem einen Laufrad austretende Gas radial einwärts gegen die Welle geleitet wird, um an die innere Mantelfläche des nächstfolgenden Rades zu gelangen. Es soll die Zustandsänderung aufgezeichnet und die Betriebsarbeit berechnet werden unter der Voraussetzung, daß das Gas zwischen je zwei Stufen bis auf die Anfangstemperatur abgekühlt werden könne, die es vor dem ersten Laufrad, also im Saugstutzen besitzt. Die Abkühlung kann als vollkommene bezeichnet werden.

Setzt man ferner voraus, die Durchmesser aller Räder und damit die Umfangsgeschwindigkeit seien gleich groß, so wird in jedem Rad dieselbe Druckhöhe  $h$  erzeugt (gemessen in m Gassäule).

Geschieht die Druckerhöhung in der ersten Stufe von  $p_0$  auf  $p_1$ , in der zweiten Stufe von  $p_1$  auf  $p_2$  usw., und sind  $v_{m1}$ ,  $v_{m2}$  die Mittelwerte der spezifischen Volumen dieser Stufen, so gilt





an die Isotherme an. Die Verwendung großer Stufenzahlen ruft indes Schwierigkeiten konstruktiver Art hervor, so daß bisweilen eine kleinere Zahl von Rädern mit erhöhter Einzelwirkung vorgezogen wird.

## 72. Mehrstufiges Turbogebläse ohne Kühlung.

Bei Turbogebläsen für Hochofen und Stahlwerksbetrieb werden zur Erzeugung der dort gebräuchlichen Windpressungen einige Schaufelräder hintereinander geschaltet (3 bis 4) und meistens von einer Kühlung abgesehen, da die Luft mit Vorteil im warmen Zustande verwendet wird.

In Fig. 161 ist das Entropiediagramm eines dreistufigen Gebläses gezeichnet, das Luft vom Druck  $p_0$  auf den Enddruck  $p_3$  zu bringen hat.

Setzt man für alle drei Räder dieselbe Umfangsgeschwindigkeit voraus, so erzeugt jedes Rad dieselbe nutzbare Druckhöhe  $h$  und es ist nach Gl. 54

$$p_1 = p_0 + \frac{h}{v_{m1}} \quad p_2 = p_1 + \frac{h}{v_{m2}} \quad p_3 = p_2 + \frac{h}{v_{m3}}.$$

Da die Temperaturgrenzen der dritten Stufe höher sind als die der zweiten und ersten, so wachsen auch die mittleren spezifischen Volumen; der Druck-

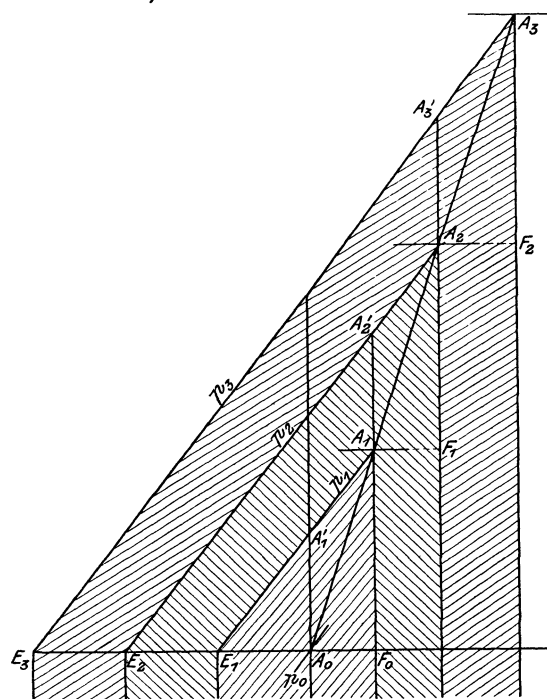


Fig. 161.

Der Wärmewert der gesamten Betriebsarbeit ist dargestellt als Fläche unter dem Stück  $A_3E_3$  der  $p_3$ -Linie und beträgt

$$Q = c_p (t_3 - t_0).$$

Der Teilbetrag dieser schraffierten Strecke unter der Linie  $A_2E_2$  stellt den Wärmewert für die Betriebsarbeit der beiden ersten Stufen dar, endlich gilt der Teilbetrag unter  $A_1E_1$  für die Arbeit der ersten Stufe allein. Wie früher gezeigt, kann der adiabatische Wirkungsgrad jeder Stufe abgelesen werden:

$$\eta_{ad} = \frac{A_1' A_0}{A_1 F_0} = \frac{A_2' A_1}{A_2 F_1} = \frac{A_3' A_2}{A_3 F_2}.$$

unterschied der dritten Stufen ist daher kleiner als bei der zweiten und ersten. Durch die Erwärmung der Luft büßt also jede Stufe an Leistungsfähigkeit gegenüber der vorangehenden etwas ein. Da das Verhältnis zweier aufeinanderfolgender Pressungen abnimmt, so wird der ganze Entropiewert  $A_0E_3$  von den  $p$ -Linien ungleich geteilt und es ist  $A_0E_1 > E_1E_2 > E_2E_3$ .

Für den Entwurf des Entropiediagrammes genügt es meistens bei den vorkommenden Druckhöhen, ein mittleres spezifisches Volumen für alle drei Stufen anzunehmen, ebenso einen adiabatischen Wirkungsgrad. Damit ist die Gerade  $A_0A_3$  bestimmt, wie für ein einstufiges Gebläse. Dann zeichnet man die Linien  $p_1$  und  $p_2$  ein unter der Annahme, daß  $A_0E_1 = E_1E_2 = E_2E_3$  ist, und kann nun  $v_{m1}$ ,  $v_{m2}$ ,  $v_{m3}$  ablesen. Bei merklicher Verschiedenheit dieser Zahlen sind die genauen Werte  $p_1$  und  $p_2$  zu berechnen und einzutragen.

37. Beispiel: Die Firma C. H. Jaeger & Co. in Leipzig hat für die Zinkhütten A. G., vorm. W. Grillo in Hamborn ein dreistufiges Turbogebälse geliefert, das die Aufgabe hat, ein Gemisch von Schwefelsäuredämpfen und Luft abzusaugen, und zwar sollen in der Minute 100 cbm Gase auf 1,3 Atm. absol. gefördert werden.

Mit diesem Gebläse sind Leistungsproben unter Verwendung von Luft angestellt worden<sup>1)</sup>, wobei zur Einstellung des Druckunterschiedes ein Drosselschieber in die Saugleitung eingebaut war.

Von den mitgeteilten Versuchen sollen drei herausgegriffen werden, um sie im Entropiediagramm darzustellen. Die Laufräder zeigen die in Beispiel 29 mitgeteilten Verhältnisse.

Aus der angeführten Quelle entnehmen wir die für unsere Zwecke nötigen Werte in die Zahlentafel 18:

Zahlentafel 18.

Nr. des Versuches	I	II	III
Unterdruck in der Saugleitung . . . . mm WS	170	81,5	54,5
Unterdruck vor Gebläse . . . . . „ „	420	2110	2450
Überdruck hinter dem Gebläse . . . . . „ „	1880	681	354
Gesamte Druckzunahme . . . . . „ „	2300	2791	2804
Barometerstand . . . . . „ „	10120	10120	10120
Temperatur, außen . . . . . ° C	21	21,5	20,5
Temperatur in der Saugleitung . . . . . „	16	16	15
Temperatur vor Gebläse . . . . . „	15	15	14,5
Temperatur hinter Gebläse . . . . . „	48	49	51
Gefördertes Luftgewicht . . . . . kg/min	157	97	68,5
Vom Motor abgegebene Arbeit . . . . . PS	120	75,8	75,5

Für den Versuch I erhält man aus diesen Meßwerten zur Eintragung in das Entropiediagramm die Größen  
Anfang der Verdichtung

$$t_0 = 15^\circ \quad p_0 = 10120 - 420 = 9700 \text{ kg/qm} \quad v_0 = 0,87 \text{ cbm/kg,}$$

Ende der Verdichtung

$$t_3 = 48^\circ \quad p_3 = 10120 + 1880 = 12000 \text{ kg/qm} \quad v_3 = 0,782 \text{ cbm/kg.}$$

Zieht man vom Anfangspunkt die Senkrechte bis zum Schnitt mit der  $p_3$ -Linie, so ist die Ordinate

$$t_3' = 33,4^\circ \text{ C}$$

und damit der adiabatische Wirkungsgrad

$$\eta_{ad} = \frac{33,4 - 15}{48 - 15} = 0,557.$$

Der Wärmewert der Betriebsarbeit ergibt sich zu

$$Q = c_p (t_3 - t_0) = 0,2385 (48 - 15) = 7,87 \text{ WE,}$$

oder in PS

$$N = \frac{Q \cdot G \cdot 427}{75} = \frac{7,87 \cdot 427 \cdot 157}{60 \cdot 75} = 117 \text{ PS.}$$

<sup>1)</sup> Siehe H. Mitter, Z. Ver. deutsch. Ing. 1910, S. 218 usw.

Der Unterschied zwischen der berechneten und der gemessenen Betriebsarbeit von 120 PS ist die äußere Reibungsarbeit der Lager. Der Wärmewert der isothermischen Verdichtungsarbeit beträgt

$$Q_{is} = \Delta S \cdot T_0 = 0,0146 \cdot 288 = 4,2 \text{ WE}$$

oder in PS

$$N_i = \frac{4,2 \cdot 427 \cdot 157}{60 \cdot 75} = 62,6 \text{ PS.}$$

Der isothermische Wirkungsgrad ist demnach:

$$\eta_{is} = 62,6 : 120 = 0,52.$$

Für die Berechnung der Druck- und Volumenverteilung sei zunächst wie bei vollkommener Kühlung vorausgesetzt, das Druckverhältnis bleibe unverändert für die einzelnen Stufen, dann ist

$$\frac{p_3}{p_2} = \frac{p_2}{p_1} = \frac{p_1}{p_0} = x = \sqrt[3]{\frac{12000}{9700}} = 1,0735.$$

Damit ergeben

Einzelpressungen . . . . .	9700	10413	11178	12000 kg/qm
Druckzunahmen . . . . .	713	765	822	„
Spezifische Volumen . . . . .	0,87	0,838	0,81	0,782 cbm/kg
Mittlere spez. Volumen . . . .	0,854	0,824	0,796	„
Druckhöhen der Einzelstufen	609	630	654	m/Luftsäule.

Wie ersichtlich, erhält man unter Annahme eines gleichbleibenden Druckverhältnisses ungleiche Druckhöhen, die von der ersten zur dritten Stufe anwachsen. Da dies bei derselben Umfangsgeschwindigkeit nicht möglich ist, muß bei genaueren Rechnungen die Druckverteilung berichtigt werden.

Nehmen wir für alle drei Räder die nutzbare Druckhöhe des zweiten Rades mit  $h = 630$  m Luftsäule an, so ist die Druckzunahme für das zweite Rad mit  $765 \text{ kg/qm}$  unverändert, dagegen ergibt sich für das erste Rad eine Druckzunahme von  $\frac{630}{0,854} = 740 \text{ kg/qm}$  und für das dritte Rad  $\frac{630}{0,796} = 792 \text{ kg/qm}$  und die absoluten Einzelpressungen betragen genauer

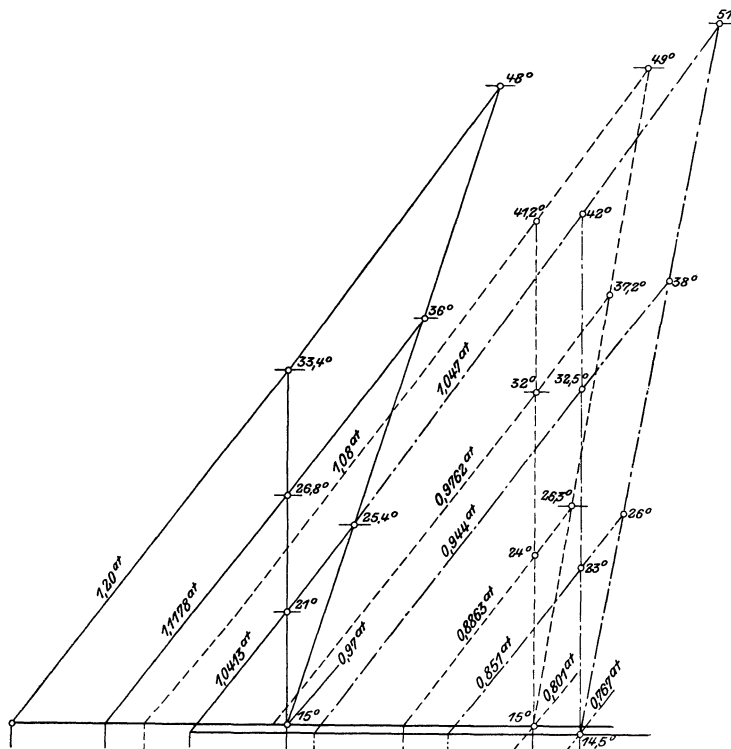


Fig. 162.

Endpressungen . . . . .	9700	10440	11205	11997 kg/qm
Druckverhältnisse . . . . .	1,0763	1,0733	1,0707.	

Die Abweichung ist gegenüber der Annahme eines gleichbleibenden Druckverhältnisses nur gering.

Für den Versuch II ist

Anfangszustand . . . .  $t_0 = 15^\circ$ ,  $p_0 = 10\,120 - 2110 = 8010$  kg/qm,  $v_0 = 1,05$  cbm/kg

Endzustand . . . .  $t_3 = 49^\circ$ ,  $p_3 = 10\,120 + 681 = 10\,801$  „  $v_3 = 0,87$  „

Endtemperatur der adia-

batischen Verdichtung  $t_3' = 41,2^\circ$  C

Adiabat. Wirkungsgrad  $\eta_{ad} = \frac{41,2 - 15}{49 - 15} = 0,77$

Wärmewert der Betriebs-

arbeit für 1 kg Luft  $Q = 0,2385(49 - 15) = 8,11$  WE

Betriebsarbeit . . . .  $N = \frac{8,11 \cdot 427 \cdot 97}{60 \cdot 75} = 74$  PS

Mechan. Wirkungsgrad  $\eta_m = 74 : 75,8 = 0,98$ .

Für den Versuch III ist

Anfangszustand . . . .  $t_0 = 14,5^\circ$ ,  $p_0 = 10\,120 - 2450 = 7670$  kg/qm,  $v_0 = 1,1$  cbm/kg

Endzustand . . . .  $t_3 = 51^\circ$ ,  $p_3 = 10\,120 - 354 = 10\,474$  „  $v_3 = 0,9$  „

Endtemperatur der adia-

batischen Verdichtung  $t_3' = 42^\circ$  C

Adiabat. Wirkungsgrad  $\eta_{ad} = \frac{42 - 14,5}{51 - 14,5} = 0,755$

Wärmewert der Betriebs-

arbeit für 1 kg Luft  $Q = 0,2385(51 - 14,5) = 8,7$  WE

Betriebsarbeit . . . .  $N = \frac{8,7 \cdot 427 \cdot 68,5}{60 \cdot 75} = 56,8$  PS

Mechan. Wirkungsgrad  $\eta_m = 56,8 : 57,5 = 0,985$ .

Die Druck- und Temperaturverhältnisse sind für die drei Versuche im Entropiediagramm Fig. 162 sichtbar gemacht.

### 73. Mehrstufiger Turbokompressor mit unvollkommener Kühlung.

Tatsächlich ist es nicht möglich, die Kühlung hinter jedem Laufrad derart genau einzustellen, daß die Anfangstemperatur nach jeder Stufe wieder erreicht wird.

Die Kühlung kann um so kräftiger wirken, je größer der Temperaturunterschied des zu kühlenden Gases gegenüber dem Wärme aufnehmenden Wasser und je kleiner das Gasvolumen gegenüber der Kühlfläche ist.

Bei den vielstufigen Hochdruck-Turbokompressoren kann die anfänglich nur wenig erwärmte Luft wenig Wärme abgeben; erst wenn die Temperatur auf 60 bis 80° gestiegen ist, findet eine wirksame Kühlung statt. Sie wird noch gesteigert durch die Verkleinerung des Volumens des zu kühlenden Gases im Verhältnis zur Kühlfläche. Im Verlauf der Kompression kommen nämlich immer mehr Gasmoleküle mit den Wandungen in unmittelbare Berührung, da die Kanalbreiten abnehmen.

Zeichnet man unter Benützung des bekannten adiabatischen Wirkungsgrades jeder Stufe die ganze Zickzacklinie in das Entropiediagramm, so steigen die Zacken anfänglich steil aufwärts, bis die Kühlung wirksam wird und die Temperatur nicht weiter anwächst. In den höhern Stufen beginnen die Zacken wieder zu fallen, d. h. die Endtemperaturen nehmen gegen das Druckrohr hin ab, da nun die Kühlflächen auf die kleiner gewordenen Volumen besser wirken können.

In den meisten Fällen wird es genügen, nicht nur den adiabatischen Wirkungsgrad der einzelnen Stufen als unveränderlich vorauszusetzen, sondern auch das Druckverhältnis. Die Gesamtentropie kann dann in gleiche Teile aufgeteilt werden, um die  $p$ -Linien der Einzelstufen zu erhalten.

Steht der Kompressor auf dem Versuchsstand, so ist zunächst der adiabatische Wirkungsgrad einer Einzelstufe zu bestimmen, indem eine genaue Messung der Gastemperaturen am Eintritt und Austritt des ersten Laufrades vorgenommen wird. Mißt man ferner die Temperaturen an den Enden aller folgenden Stufen, sowie die Drücke, so sind alle Werte für die Aufzeichnung des Entropiediagrammes bekannt.

Wird der Turbokompressor in zwei Gehäusen ausgeführt, so entsteht durch den Übertritt aus der letzten Stufe des Niederdruckgehäuses in die erste Stufe des Hochdruckteiles ein Spannungsabfall, der sich in der Figur als ein Entropiezuwachs darstellt.

Der Wärmewert der Betriebsarbeit ist gleich der Summe der Wärmen für jede einzelne Stufe. Man hat also nur nötig, die sämtlichen Temperaturen an den unteren und oberen Spitzen der Zickzacklinie abzulesen, um diesen Wärmewert zu erhalten. Mit ihm und dem sekundlich geförderten Gasgewicht ist die eingeleitete Betriebsleistung ermittelt, wobei nur noch die Lagerreibung fehlt.

Die Leistungsmessung ist demnach auch hier auf Messungen von Liefermengen und Temperaturen zurückgeführt.

Aus der Form der ganzen Wärmefläche ist die große Bedeutung einer guten Kühlung der einzelnen Stufen sichtbar.

38. Beispiel: Das im 31. und 35. Beispiel behandelte Gebläse für eine Liefermenge von 400 cbm/min soll in der Weise erweitert werden, daß dem Laufrad links und rechts je zwei Schaufelräder von gleichen Durchmessern vorgeschaltet werden, so daß ein Zwillingegebläse mit drei Druckstufen entsteht.

Es sind die Druckverhältnisse und die Betriebsarbeit zu berechnen bei vollkommener und unvollkommener Kühlung.

a) Vollkommene Kühlung auf  $t = 20^\circ$ .

In diesem Fall sind die Entropien der drei Druckstufen einander gleich, die Endtemperaturen und das Druckverhältnis ist gleich wie im 35. Beispiel

$$p_0 = 1 \text{ Atm.}, \quad p_1 = 1,324 \text{ Atm.}, \quad p_2 = p_1^2 = 1,755 \text{ Atm.}, \quad p_3 = p_1^3 = 2,33 \text{ Atm.}$$

Der Wärmewert der Betriebsarbeit ist das Dreifache jeder Einzelstufe:

$$Q = 3 \cdot c_p (t_1 - t_0) = 3 \cdot 0,2385 (56 - 20) = 25,8 \text{ WE.}$$

Bei  $G = 7,75 \text{ kg/sek}$  ist die Leistung

$$N = \frac{25,8 \cdot 427 \cdot 7,75}{75} = 1140 \text{ PS.}$$

Der Wärmewert der isothermischen Arbeit beträgt

$$Q_{is} = \Delta S \cdot T_0 = 0,0576 \cdot 293 = 16,8 \text{ WE}$$

$$\text{in PS} \quad N_{is} = \frac{16,8 \cdot 427 \cdot 7,75}{75} = 743 \text{ PS,}$$

demnach ist der isothermische Wirkungsgrad

$$\eta_{is} = \frac{16,8}{25,8} = 0,653.$$

b) Unvollkommene Kühlung.

Nach der ersten Stufe soll die Temperatur der Luft auf  $50^\circ \text{ C}$ , nach der zweiten auf  $45^\circ \text{ C}$  sinken.

Die bei der auftretenden Umfangsgeschwindigkeit von  $u_2 = 200 \text{ m/sek}$  berechnete Druckhöhe  $h = 2589 \text{ m}$  Luftsäule bleibt auch bei unvollkommener Kühlung

unverändert, dagegen haben die verschieden großen spezifischen Volumen einen Einfluß auf die Drücke.

Man erhält für diese unter Benützung des Entropiediagrammes Fig. 163

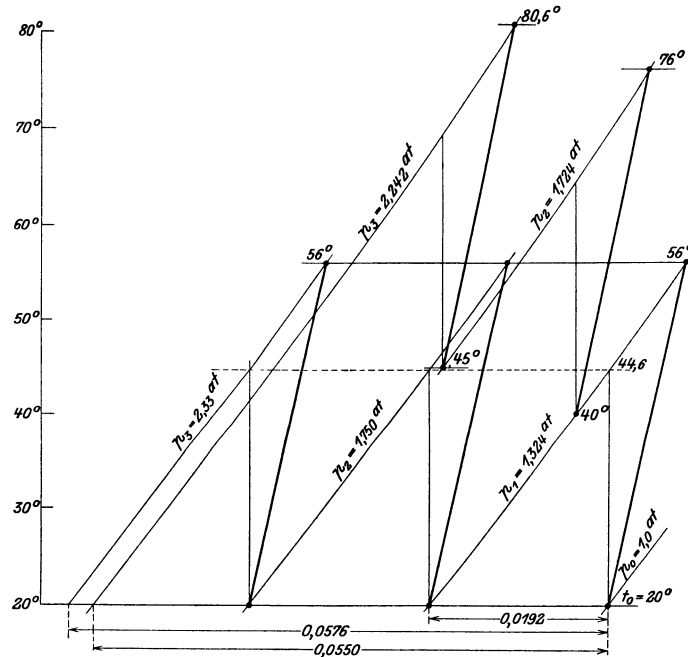


Fig. 163.

I. Stufe. Anfangszustand  $p_0 = 1 \text{ Atm.}$ ,  $t_0 = 20^\circ$ ,  $v_0 = 0,86 \text{ cbm/kg}$   
 Schätzt man . . .  $v_m = 0,8$ , so ist die Druckerhöhung  $h_p = \frac{2589}{0,8} = 3240 \text{ kg/qm}$

Damit ergibt sich der

Endzustand . . .  $p_1 = 1,324 \text{ Atm.}$ ,  $t_1 = 56^\circ$ ,  $v_1 = 0,725 \text{ cbm/kg}$

Aus Anfangs- und Endvolumen folgt . .  $v_m = \frac{0,8 + 0,725}{2} = 0,792$  (statt 0,8, wie angenommen).

Falls die Abweichung des berechneten Wertes  $v_m$  als zu groß empfunden würde gegenüber der geschätzten Zahl, so könnte mit dem neuen Näherungswert die Rechnung nochmals durchgeführt werden.

II. Stufe. Anfangszustand  $p_1 = 1,324 \text{ Atm.}$ ,  $t_1 = 40^\circ$ ,  $v_1 = 0,69 \text{ cbm/kg}$

Geschätzt . . . . .  $v_m = 0,65$ , Druckerhöhung  $h_p = \frac{2589}{0,65} = 4000 \text{ kg/qm}$

Endzustand . . . . .  $p_2 = 1,724 \text{ Atm.}$ ,  $t_2 = 76^\circ$ ,  $v_2 = 0,59$

Mittelwert aus Anfang

und Ende . . . . .  $v_m = \frac{0,69 + 0,59}{2} = 0,64$  (statt 0,65).

III. Stufe. Anfangszustand  $p_2 = 1,724 \text{ Atm.}$ ,  $t_2 = 45^\circ$ ,  $v_2 = 0,54 \text{ cbm/kg}$

Geschätzt . . . . .  $v_m = 0,5$ , Druckerhöhung  $h_p = \frac{2589}{0,5} = 5178 \text{ kg/qm}$

Endzustand . . . . .  $p_3 = 2,242 \text{ Atm.}$ ,  $t_3 = 80,6^\circ$ ,  $v_3 = 0,462$

Mittelwert aus Anfang

und Ende . . . . .  $v_m = \frac{0,54 + 0,462}{2} = 0,501$ .

Aus der Fig. 163 ist der Einfluß der unvollkommenen Kühlung auf die Druck-erzeugung ersichtlich. Die Endpressung ist kleiner als im Fall a, und zwar ist der Unterschied in diesem Beispiel deshalb merklich groß, weil die Druckhöhe  $h$  einer Stufe bei der angenommenen hohen Umfangsgeschwindigkeit sehr groß ist.

Liest man an den Eckpunkten der Zickzacklinie die Temperaturen ab, so erhält man den Wärmewert der Betriebsarbeit für 1 kg Luft

$$Q = 0,2385 [(56 - 40) + (76 - 45) + (80,6 - 20)] = 25,5 \text{ WE}$$

oder in PS 
$$N = \frac{25,5 \cdot 427 \cdot 7,75}{75} = 1125 \text{ PS.}$$

Diese Arbeit ist nicht mit der in Fall a zu vergleichen, da dort der Enddruck größer ist.

Für die isothermische Kompression ist

$$Q_{is} = 0,055 \cdot 293 = 16,1 \text{ WE.}$$

Der isothermische Wirkungsgrad beträgt somit

$$\eta_{is} = \frac{16,1}{25,5} = 0,632.$$

Er ist um 2 v. H. kleiner als bei vollkommener Kühlung.

39. Beispiel: Von der Gutehoffnungshütte Oberhausen sind an einem Turbo-kompressor von 133,3 cbm/min Ansaugvolumen Versuche durchgeführt worden zur Bestimmung von Druck und Temperatur in den einzelnen Stufen.

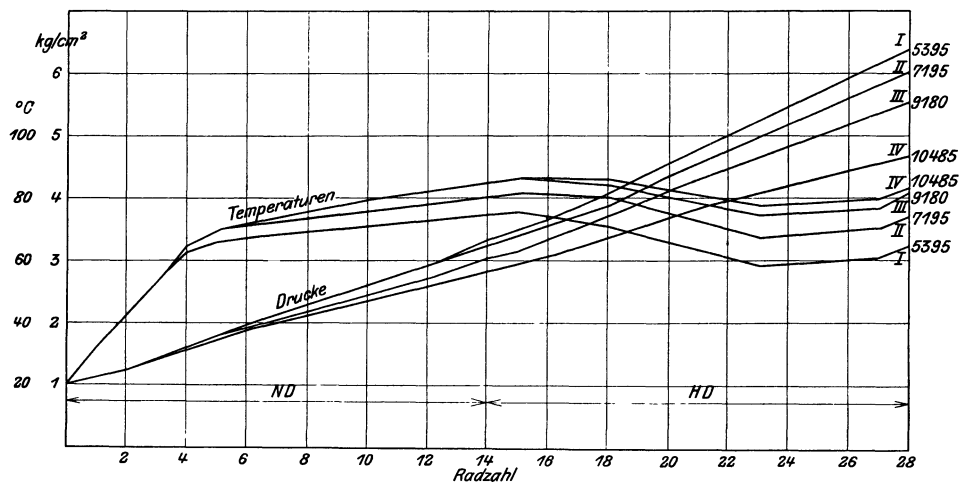


Fig. 164.

Die Ergebnisse der vier Versuchsreihen sind in Fig. 164 dargestellt, in der als Abszissen die Stufenzahlen, als Ordinaten die Drücke und die Temperaturen aufgetragen sind.

Der Kompressor besteht aus 28 Laufrädern, die in zwei Gehäusen untergebracht sind. In jedem derselben lassen sich zwei verschiedenen Durchmessern entsprechend zwei Gruppen unterscheiden.

Da ein Zwischenkühler fehlt, steigt die Temperatur in der ersten Stufe des Hochdruckgehäuses (Stufe 15) auf den Höchstwert, um von da wieder zu sinken. Bei vorliegenden Versuchen wurde für die letzten Stufen absichtlich eine Temperaturzunahme dadurch herbeigeführt, daß die Kühlung des letzten Diffusorringes ausgeschaltet wurde. Man wollte die Luft in warmem Zustand zur Arbeitsstelle führen, um ein Einfrieren der Motoren zu verhindern.

Es sollen nun für die Versuche I und IV die gemessenen Werte in das Entropiediagramm eingetragen werden, um auf diese Weise die Betriebsarbeit zu berechnen. (Siehe Zahlentafel 22, Seite 196.)

Da in vorliegendem Fall das Druckverhältnis einer Stufe klein ist, darf es als unveränderlich innerhalb einer der vier Gruppen angenommen werden. Dasselbe kann für den adiabatischen Wirkungsgrad gelten.

Man erhält aus den Werten der Fig. 164 die in Zahlentafel 19 aufgeschriebene Verteilung.

Zahlentafel 19.

## Erste Gruppe (Niederdruck-Gehäuse).

Versuch Nr.	Stufen Nr.	Anfang	1	2	3	4	5	6	Druckverhältnis
I	Druck	1,03	1,15	1,284	1,434	1,600	1,79	2,00	1,117
I	Temperatur	20	33	43	53	63	66	67	
IV	Druck	1,03	1,143	1,27	1,409	1,564	1,736	1,92	1,11
IV	Temperatur	20	32	43	53	65	70	72	

## Zweite Gruppe (Niederdruck-Gehäuse).

Versuch Nr.	Stufen Nr.	Anfang	7	8	9	10	11	12	13	14	Druckverhältnis
I	Druck	2,0	2,14	2,29	2,45	2,62	2,80	2,95	3,15	3,36	1,068
I	Temperatur	—	69	70	71	72	73	74	75	76	
IV	Druck	1,92	2,02	2,13	2,24	2,36	2,49	2,61	2,75	2,90	1,052
IV	Temperatur	—	74	76	78	80	82	83	84,5	86	

## Dritte Gruppe (Hochdruck-Gehäuse).

Versuch Nr.	Stufen Nr.	Anfang	15	16	17	18	19	20	Druckverhältnis
I	Druck	3,3	3,5	3,71	3,93	4,17	4,42	4,69	1,06
I	Temperatur	—	77	75	73	72	69	67	
IV	Druck	2,86	3,0	3,142	3,3	3,46	3,63	3,8	1,05
IV	Temperatur	—	86,5	87	87	87	85	84	

## Vierte Gruppe (Hochdruck-Gehäuse).

Versuch Nr.	Stufen Nr.	Anfang	21	22	23	24	25	26	27	28	Druckverhältnis
I	Druck	4,69	4,88	5,08	5,3	5,52	5,76	6,00	6,25	6,52	1,041
I	Temperatur	—	64	62	59,5	60	61	61,5	62	66	
IV	Druck	3,8	3,90	4,01	4,13	4,25	4,37	4,50	4,63	4,76	1,029
IV	Temperatur	—	82	81	79	79	80	81	82	85	

Trägt man diese Werte in die Entropie-Tafel ein, so ergibt sich das in Fig. 165 dargestellte Bild der beiden Prozesse.

Der Enddruck der ersten Gruppe ist zugleich der Anfangsdruck für die zweite, dasselbe ist der Fall zwischen der dritten und vierten Gruppe. Man erkennt dies durch Einteilen der Entropie einer Gruppe in so viel gleicher Teile, als die Gruppe Stufen hat.



Trägt man aber den Abstand zweier  $p$ -Linien der dritten Gruppe rückwärts von der 15. Stufe ab, so zeigt sich, daß die entsprechende  $p$ -Linie (3,3 Atm.) rechts von der  $p$ -Linie der 14. Stufe (3,36 Atm.) liegt. Die Wärmeflächen überdecken sich also an dieser Stelle etwas. Der Unterschied der beiden Drücke 0,06 Atm. ist der Drosselungsverlust der Luft beim Überfließen von der 14. zur 15. Stufe, d. h. vom Niederdruck- zum Hochdruckgehäuse. Bei Versuch IV ergibt sich der Unterschied zu 0,04 Atm.

Aus Fig. 165 ist ersichtlich, daß anfänglich die Kühlung fast ohne Wirkung bleibt, die Temperatur steigt in der ersten Gruppe rasch auf  $67^{\circ}$ ; in der zweiten Gruppe ist die Zunahme klein; die Temperatur sinkt etwas in der dritten Gruppe, um schließlich aus den angegebenen Gründen wieder anzusteigen.

Die Temperaturen am Anfang jeder Stufe sind nicht gemessen worden. Es läßt sich dies nur für das erste Rad leicht durchführen.

Man kann nun aber diese Anfangstemperaturen für jede Stufe sofort eintragen, wenn der adiabatische Wirkungsgrad bekannt ist, wie er sich aus der Untersuchung des ersten Einzelrades ergeben hat.

In vorliegendem Beispiel ist bei Versuch I für jede Einzelstufe  $\eta_{ad} = 0,7$  und bei Versuch IV  $\eta_{ad} = 0,76$  angenommen, und damit die Zeichnung Fig. 165 entworfen worden.

Zur Berechnung der Betriebsarbeit entnehmen wir die Temperaturunterschiede aus dem Entropie-Diagramm und erhalten Zahlentafel 20.

Diese Unterschiede sind derart zu bilden, daß ihre Summe für jede Gruppe proportional dem Arbeitsbedarf der betreffenden Gruppe ist.

#### Zahlentafel 20. Versuch I.

Ansaugvolumen 5395 cbm/st, Spez. Gew. 1,2 kg/cbm.

#### Temperaturunterschiede.

I. Gruppe	II. Gruppe	III. Gruppe	IV. Gruppe
33 — 29,5 = 3,5	69 — 61,0 = 8,0	77 — 67,0 = 10,0	64 — 56,0 = 8,0
43 — 38,4 = 4,6	70 — 62,0 = 8,0	75 — 65,2 = 9,8	62 — 53,8 = 8,2
53 — 48,2 = 4,8	71 — 63,0 = 8,0	73 — 64,0 = 9,0	59,5 — 54,6 = 4,9
63 — 50,6 = 12,4	72 — 63,4 = 8,6	72 — 60,8 = 11,2	60 — 55,6 = 4,4
66 — 51,8 = 14,2	73 — 65,0 = 8,0	69 — 59,2 = 9,8	61 — 55,8 = 5,2
67 — 20,0 = 47,0	74 — 66,1 = 7,9	67 — 68,8 = —1,8	61,5 — 57,0 = 4,5
86,5	75 — 66,6 = 8,4	48,0	62 — 59,8 = 2,2
	76 — 60,2 = 15,8		66 — 58,2 = 7,8
	72,7		45,2

Der Arbeitsbedarf der letzten Gruppe ist hauptsächlich deshalb am kleinsten, weil ihr warme Luft zur Verfügung gestellt ist.

Wärmewert der Betriebsarbeit für 1 kg Luft

$$Q = 0,238 (86,5 + 72,7 + 48,0 + 45,2) = 60,1 \text{ WE.}$$

Angesaugtes Gewicht  $G = \frac{5395 \cdot 1,2}{3600} = 1,799 \text{ kg/sek.}$

Betriebsarbeit  $N = \frac{Q \cdot 427 \cdot G}{75} = \frac{60,1 \cdot 427 \cdot 1,799}{74} = 615 \text{ PS.}$

Für isothermische Kompression ist

$$Q_{is} = \Delta S \cdot T_0 = 0,126 \cdot 293 = 37 \text{ WE.}$$

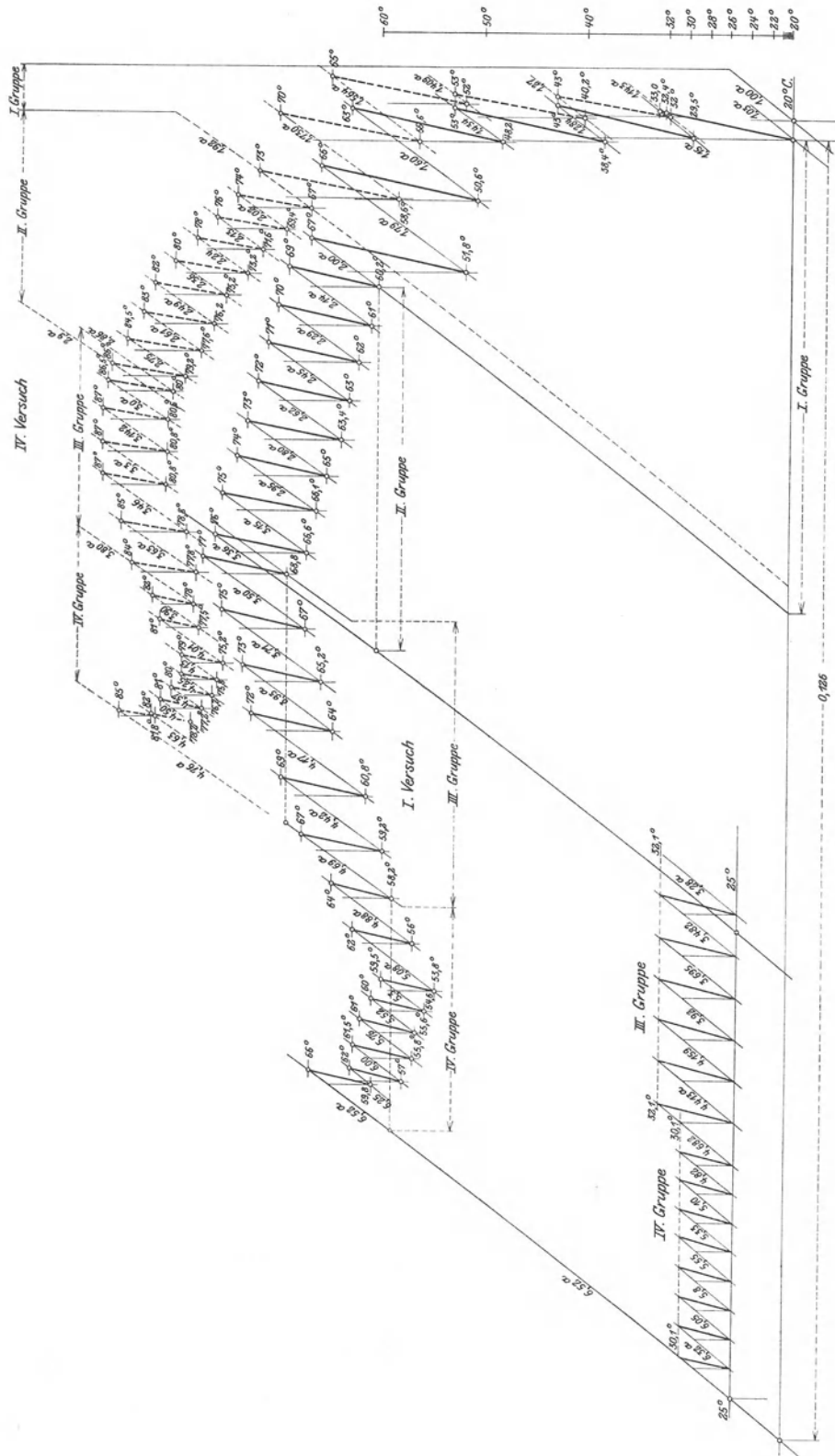


Fig. 165.

Isothermischer Wirkungsgrad

$$\eta_{is} = \frac{37}{60,1} = 0,618,$$

worin die Lagerreibung sowie die Undichtheitsverluste nicht berücksichtigt sind.

Sollen letztere einbezogen werden, so ist der gefundene Wert mit dem Verhältnis der geförderten zur angesaugten Liefermenge zu multiplizieren. Man erhält nach Zahlentafel 22

$$\eta_{is} = 0,618 \cdot \frac{5270}{5395} = 0,604.$$

#### Zahlentafel 21. Versuch IV.

Ansaugvolumen 10485 cbm/st, spez. Gew. 1,2 kg/cbm.

##### Temperaturunterschiede.

I. Gruppe	II. Gruppe	III. Gruppe	IV. Gruppe
32,4 — 32 = 0,4	74 — 69,4 = 4,6	86,5 — 80,6 = 5,9	82 — 77,6 = 4,4
43 — 40,2 = 2,8	76 — 71,6 = 4,4	87 — 80,8 = 6,2	81 — 75,2 = 5,8
53 — 52 = 1,0	78 — 73,2 = 4,8	87 — 80,8 = 6,2	79 — 75,8 = 3,2
65 — 56,6 = 8,4	80 — 75,2 = 4,8	87 — 78,8 = 8,2	79 — 76,2 = 2,8
70 — 58,6 = 11,4	82 — 76,2 = 5,8	85 — 77,8 = 7,2	80 — 77,2 = 2,8
72 — 20,0 = 52,0	83 — 77,6 = 5,4	84 — 80,2 = 3,8	81 — 78,2 = 2,8
76,0	84,5 — 79,2 = 5,3	37,5	82 — 81,8 = 0,2
	86 — 67,0 = 19,0		85 — 78,0 = 7,0
	54,1		29,0

Wärmewert der Betriebsarbeit für 1 kg Luft

$$Q = 0,238 (76,0 + 54,1 + 37,5 + 29,0) = 46,8 \text{ WE.}$$

Angesaugtes Gewicht  $G = \frac{10485 \cdot 1,2}{3600} = 3,495 \text{ kg/sek.}$

Betriebsarbeit  $N = \frac{46,8 \cdot 427 \cdot 3,495}{75} = 932 \text{ PS.}$

Für isothermische Kompression ist

$$Q_{is} = \Delta S \cdot T_o = 0,1042 \cdot 293 = 30,5 \text{ WE.}$$

Damit ist der Isothermische Wirkungsgrad, abgesehen von Lagerreibung und Undichtheitsverlusten

$$\eta_{is} = \frac{30,5}{47} = 0,65$$

oder mit Berücksichtigung der Undichtheitsverluste (Zahlentafel 22)

$$\eta_{is} = 0,65 \cdot \frac{10300}{10485} = 0,638.$$

#### 74. Nutzen des Zwischenkühlers.

Bei Hochdruck-Turbokompressoren ist die Stufenzahl so groß, daß die Schaufelräder meistens in zwei Gehäusen untergebracht werden müssen, zwischen die ein drittes Lager für die gemeinsame Welle anzuordnen ist. Für ganz große Anlagen ist es zuweilen vorteilhaft, jede der beiden Gruppen durch einen besonderen Motor anzutreiben (s. S. 192). Man hat dann nicht nötig, die Achsen beider Zylinder in dieselbe Linie zu legen, sondern beide Maschinen kommen nebeneinander

zu stehen. Damit ist zugleich die Möglichkeit geboten, den Rotor des Hochdruckteiles mit größerer Umlaufzahl zu versehen als den Niederdruckteil.

Die Verbindungsleitung beider Gehäuse ist im Rahmen oder im Maschinensockel untergebracht. Der zur Verfügung stehende Platz erlaubt somit, in diese Leitung einen Zwischenkühler einzubauen, der die Temperatur des durchströmenden Gases in die Nähe ihres Anfangswertes herabzumindern vermag. Die Ausführung des Kühlers ist genau dieselbe, wie diejenige für Kolbenkompressoren; seine Aufstellung findet er im Kellergeschoß.

Mit dem Zwischenkühler kann die Betriebsarbeit verkleinert werden, und zwar ist die Ersparnis bei großen Anlagen und kräftiger Kühlung nicht unbedeutend. Da die gekühlten Gase im Hochdruckteil kleine Volumen einnehmen, die zur Kühlung nötigen Flächen der einzelnen Stufen aber weniger stark abnehmen, kann im Hochdruckteil die Anfangstemperatur nach jeder Stufe fast wieder erreicht werden. Über die Größe der Ersparnis gibt das Entropiediagramm Auskunft. Die Betriebskosten sinken, die Anlagekosten wachsen und es sind in jedem Fall diese beiden Werte gegeneinander abzuwägen.

Allerdings verlangt der Zwischenkühler ein Druckgefälle zur Überwindung seiner Widerstände. Der Druckabfall ist aber sehr gering, wie dies im Abschnitt 53 Beispiel 28 gezeigt ist. Sein schädlicher Einfluß verschwindet wieder im Hochdruckteil, da die gekühlte Luft mit ihrem größeren spez. Gewicht in den einzelnen Stufen auf höhere Drücke verdichtet werden kann, als dies bei warmer Luft möglich ist. Der Enddruck der Kompression wird daher bei Anordnung eines Zwischenkühlers kaum kleiner ausfallen als ohne einen solchen.

40. Beispiel: Der in Beispiel 39 behandelte Turbokompressor soll zwischen der II. und III. Rädergruppe einen Kühler erhalten, der die Lufttemperatur auf 25° C herabzumindern vermöge.

Es ist die Betriebsarbeit zu berechnen unter Annahme vollkommener Kühlung in jeder Stufe der III. und IV. Gruppe. Hierbei soll der Versuch I benützt werden unter der Annahme, der Spannungsabfall im Zwischenkühler sei so klein, daß er im weitem Umlauf der Kompression wieder eingeholt werde. Die Endspannung bleibt also wie bei Versuch I auf 6,52 Atm. Für die III. Gruppe liegen die Endpunkte der Zickzacklinien auf der Höhe 32,1°, die der IV. Gruppe auf 30,1°, wenn sämtliche Anfangspunkte die Ordinate 25° aufweisen.

Unter dieser Voraussetzung ist der Wärmewert der Kompressionsarbeit für die III. und IV. Gruppe

$$Q' = [6(32,1 - 25) + 8(30,1 - 25)] 0,2385 = 83,4 \cdot 0,2385 = 19,8 \text{ WE},$$

während ohne Zwischenkühler bei Versuch I diese Wärme

$$Q = (48,0 + 45,2) 0,2385 = 93,2 \cdot 0,2385 = 22,2 \text{ WE}$$

betragen hat. Der Gewinn ist daher 10,5 v. H. der Arbeit für die III. und IV. Gruppe. Berechnet man aber die Gesamtarbeit aller vier Stufen, so ist bei Verwendung der Zwischenkühlung

$$Q = (86,5 + 72,7 + 42,6 + 40,8) 0,2385 = 242,6 \cdot 0,2385 = 57,7 \text{ WE}.$$

Der Gewinn ist demnach  $60,1 - 57,7 = 2,4 \text{ WE}$  oder 4 v. H.

### 75. Bestimmung der Betriebsarbeit aus der entstandenen Wärme.

Die in den Turbokompressor eingeleitete Arbeit wird wie bei einer Bremse vollständig in Wärme umgesetzt. Durch Messung dieser Wärme ist auch die Arbeit gemessen.

Diese Methode empfiehlt sich namentlich bei Kompressoren mit Dampfturbinenantrieb, wo es ohne genaue Kenntnis des Wirkungsgrades der Antriebsmaschine nicht möglich ist, die eingeleitete Arbeit unmittelbar abzulesen. Ist aber dies möglich, wie beim Antrieb durch Elektromotor, so ergibt die Wärmemessung eine Kontrolle. Sie ist im übrigen eine Bestätigung des ersten Hauptsatzes der Wärmelehre.

Die erzeugte Wärme setzt sich aus folgenden Teilen zusammen:

a) Wärme der abziehenden Gase

$$Q_1 = c_p (t_a - t_s) G \quad \text{WE/sek} \quad . . . . . (58)$$

wo  $t_a$  die Temperatur im Druckrohr,  $t_s$  die im Saugrohr und  $G$  das in der Sekunde durch die Maschine fließende Gasgewicht bedeutet.

b) Wärme des abfließenden Kühlwassers

$$Q_2 = (t_a - t_e) G_w \quad \text{WE/sek} \quad . . . . . (59)$$

wo  $t_a - t_e$  die Temperaturerhöhung vom Eintritt zum Austritt und  $G_w$  das in der Sekunde durchfließende Kühlwassergewicht bedeutet.

c) Wärmewert der Strömungsenergie der abfließenden Gase

$$Q_3 = \frac{c_a^2}{2g} \cdot \frac{G}{427} \quad \text{WE/sek} \quad . . . . . (60)$$

Dieser Betrag ist nur bei Ventilatoren und Gebläsen mit kleinen Druckhöhen nennenswert, bei Turbokompressoren verschwindet er gegenüber den andern Werten.

d) Wärme durch Leitung abfließend

$$Q_4 = \frac{KF(t - t_o)}{3600} \quad \text{WE/sek} \quad . . . . . (61)$$

worin  $t - t_o$  der Temperaturunterschied zwischen dem Gehäusemantel und der Luft der Umgebung (Maschinensaal) und  $F$  die Oberfläche des Mantels bedeutet.

Für die Wärmeübergangszahl kann nach Bonte gesetzt werden<sup>1)</sup>

$$K = 3,67.$$

e) Wärmewert der Lagerreibung

$$Q_5 = G_w' (t_a' - t_e') \text{WE/sek} \quad . . . . . (62)$$

wo  $t_a' - t_e'$  die Temperaturerhöhung und  $G_w'$  das in der Sekunde verwendete Wassergewicht zur Kühlung des Schmieröles bedeutet.

Wird das Schmieröl nicht gekühlt, so kann der Wärmewert der Reibungsarbeit nach den Versuchsergebnissen von Lasche berechnet werden.

Häufig werden die Wärmen  $Q_2$  und  $Q_5$  miteinander gemessen, falls die Kühlung des Zylindermantels und die des Schmieröles durch einen gemeinsamen Wasserdurchfluß besorgt wird.

41. Beispiel: Der im 39. Beispiel behandelte Turbokompressor der Gutehoffnungshütte wurde von einer Dampfturbine angetrieben. Die eingeleitete Betriebsarbeit ist aus der entstandenen Wärme berechnet worden.

Das Kühlwasser für die Schmierölkühlung zweier Lager wurde zusammen mit dem Kühlwasser der Zylinder gemessen, es fehlt daher in den Ergebnissen nur noch die Reibungsarbeit der beiden andern Lager.

<sup>1)</sup> Siehe Z. Ver. deutsch. Ing. 1910, S. 1667.

Für den Versuch I wurde gefunden:

$$\begin{aligned} &\text{Die Lufttemperatur im Saugstutzen im } t_s = 20,1^\circ \text{ C} \\ &\text{im Druckstutzen } \dots \dots \dots t_d = 63^\circ \text{ C} \\ &\text{Angesaugtes Gewicht } \dots \dots \dots G = 1,799 \text{ kg/sek} \\ &\text{Daher ist } Q_1 = 0,238 (63 - 20,1) \cdot 1,799 = 18,3 \text{ WE/sek} \\ &\text{oder in PS } N_1 = \frac{18,3 \cdot 427}{75} = 104 \text{ PS.} \end{aligned}$$

Die gemessene Kühlwassermenge von 38960 kg/st. wird von  $22,85^\circ \text{ C}$  auf  $31,22^\circ \text{ C}$  erwärmt, die abgeleitete Wärme beträgt daher

$$Q_2 = \frac{38960}{3600} (31,22 - 22,85) = 90,5 \text{ WE/sek}$$

oder 
$$N_2 = \frac{90,5 \cdot 427}{75} = 515 \text{ PS.}$$

Die ganze Betriebsarbeit ist demnach

$$N = N_1 + N_2 = 104 + 515 = 619 \text{ PS.}$$

Wie ersichtlich stimmt dieser Wert sehr gut mit der in Beispiel 39 gefundenen Arbeit von 615 PS überein, in dem die Reibungsarbeit der Lager nicht enthalten ist.

Die durch Leitung abfließende Wärme ist unberücksichtigt geblieben, da die Außentemperatur des Gehäuses 5 bis höchstens  $10^\circ \text{ C}$  über der Lufttemperatur des Maschinenhauses stand. Die dadurch bedingte Ungenauigkeit ist nicht größer als die Fehler, die infolge von Undichtheiten der Leitung entstehen, die auch bei sorgfältigen Ausführungen sich nicht ganz vermeiden lassen.

Die Wärme  $Q_1$  der abziehenden Gase ist mit dem angesaugten Gasgewicht berechnet worden, statt mit dem geförderten Gewicht, wie dies in Beispiel 39 auch geschehen ist. Der Grund liegt darin, daß Undichtheitsverluste erst am Ende der Hochdruckstufe auftreten, diese Verlustmengen sind daher ebenfalls zu verdichten und erhöhen die eingeführte Betriebsarbeit.

Für die isothermische Leistung ist dagegen unter allen Umständen das wirklich in den Druckbehälter geförderte Gasgewicht maßgebend, wenn der isothermische Wirkungsgrad einwandfrei berechnet werden soll.

## 76. Bestimmung der Liefermenge mittels Düsen.

Die Messung der Liefermenge mittels Düsen wird ihrer Einfachheit wegen bei Turbokompressoren fast ausschließlich angewendet.

Im allgemeinen kann jede Querschnittsänderung in einem Kanal zur Bestimmung der durchfließenden Menge benützt werden. Eine Verengung des Rohrquerschnittes verursacht eine Geschwindigkeitszunahme an der betreffenden Stelle, die mit einer Druckabnahme verbunden ist. Die Bestimmung der Durchflußmenge ist damit auf die Messung eines Druckunterschiedes zurückgeführt. Der genaue Zusammenhang zwischen dem Druckunterschied  $p_1 - p$  vor und hinter der Verengung mit der Liefermenge ist durch Eichversuche festzustellen.

Dieser Zusammenhang ergibt sich — abgesehen von einer Korrektionsziffer  $\mu$  — aus den Ausflußgesetzen der Gase aus Mündungen.

Man kann hierbei drei Fälle unterscheiden, je nachdem das Verhältnis des Druckes nach und vor der Düse größer als 0,9 oder zwischen 0,9 und dem kritischen Druckverhältnis oder endlich kleiner als das letztere ist.

a) Ausfluß aus Düsen mit  $\frac{p}{p_1} > 0,9$ . In diesem Fall ist die Druckabnahme so klein, daß die Änderung des spezifischen Volumens während des Durchflusses

unberücksichtigt bleiben kann. Die in Strömungsenergie umgesetzte Arbeit wird unter dieser Voraussetzung wie bei Wasser nur durch die Druckabnahme geleistet, und die Arbeitsgleichung für 1 kg lautet

$$h = \frac{p_1 - p}{\gamma} = (p_1 - p) v_1 = \frac{w_0^2}{2g}.$$

Hieraus ist die theoretische Ausflußgeschwindigkeit

$$w_0 = \sqrt{2g v_1 (p_1 - p)} = \sqrt{2g R T_1 \left(1 - \frac{p}{p_1}\right)} \dots \dots \dots (63)$$

Durch den Querschnitt  $f$  der Düse fließt daher in der Sekunde das Volumen

$$V = \mu f w_0 = \mu f \sqrt{2g R T_1 \left(1 - \frac{p}{p_1}\right)} \dots \dots \dots (64)$$

worin  $T_1$  die unmittelbar vor der Düse gemessene absolute Temperatur bedeutet.

Die Gl. 63 gilt unter der Voraussetzung, daß die Geschwindigkeit des Gases im Zuleitungskanal vor der Düse verschwindend klein sei gegenüber  $w_0$ . Diese Annahme ist meistens zutreffend; im übrigen wird der Einfluß der Geschwindigkeit vor der Düse durch die Eichung berücksichtigt oder durch die Druckmessung.

Als Form der Düse ist eine gut abgerundete Mündung anzuwenden, die sauber auszudrehen ist. Die Abrundung soll den Winkel  $90^\circ$  umschließen, damit paralleler Austritt der Flüssigkeitsteilchen möglich ist. Für solche Düsen ist für die Ausflußziffer

$$\mu = 0,97 \text{ bis } 0,99$$

gefunden worden.

Die immer noch gebräuchliche Düse mit konvergierendem Kegelansatz ist nur dann zulässig, wenn ihre Ausflußziffer durch unmittelbare Messung bestimmt worden ist. Keinesfalls darf die Ziffer einfach angenommen werden in der mitgeteilten Größe, da zu erwarten ist, daß sie wegen der auftretenden Kontraktion kleiner ausfällt. Durch eine derartige willkürliche Wahl würde die Rechnung eine größere Liefermenge ergeben, als wirklich durchgeflossen ist; die isothermische Leistung und damit der Wirkungsgrad würden somit zu günstig ausfallen.

Zum Einbau der Düse kann die Saugleitung oder die Druckleitung benützt werden.

Im ersteren Fall wird vor den Saugstutzen ein möglichst großer luftdichter Behälter als Erweiterung der Rohrleitung angeschlossen und dem Stutzen gegenüber die Düse in die Behälterwand eingesetzt. Die Luft wird von außen durch die Mündung in den Behälter gesogen, in dem die darin auftretende Geschwindigkeit zu klein ist, um einen Einfluß auf die Ablesungen des Unterdruckes auszuüben. Statt eines Behälters wird die Düse auch unmittelbar an den Anfang der Saugleitung gesetzt.

Häufig geschieht der Einbau der Düse auf der Druckseite, namentlich bei großen Liefermengen, wo die Beschaffung des ebenerwähnten Kessels unbequem würde.

Am Druckstutzen wird zunächst der Drosselschieber befestigt, daran folgt ein Rohrstück von genügender Länge, an dessen Ende die Düse eingebaut wird. Die durch den Drosselschieber hervorgerufenen Wirbelungen sollen im Rohrstück ausgeglichen werden. Zweckmäßig ist es, ein sternförmiges Leitblech in das Rohr zu setzen, damit die Neigung zu einer zusätzlichen Drehbewegung beseitigt wird. Dadurch bewegen sich die Gase geradlinig der Düse zu. Das Rohr kann mit recht großem Durchmesser ausgeführt werden, so daß es als Windkessel aufzufassen ist, in dem die Gasgeschwindigkeit verschwindend klein ist. In diesem Fall sind zur

Vermeidung von Wirbelströmungen in den Kessel Querwände aus gelochtem Blech einzubauen.

Rateau empfiehlt, gleichzeitig zwei Düsen zu verwenden, d. h. die Messung in der Saugleitung und in der Druckleitung auszuführen. Die letztere wird sich etwas kleiner herausstellen als erstere, und zwar um den Verlust durch die Undichtheiten des Kompressors.

Es sei nochmals ausdrücklich hervorgehoben, daß für den Zähler des isothermischen Wirkungsgrades die im Druckrohr gemessene Menge maßgebend ist. Die Düse im Druckrohr ist demnach der Anordnung im Saugrohr vorzuziehen. Wird der Nenner des Wirkungsgrades, d. h. die dem Kompressor eingeführte Arbeit nicht unmittelbar gemessen, sondern mittels der Temperaturunterschiede der Einzelstufen oder mit der entstandenen Wärme bestimmt, so ist die Ansaugmenge in Rechnung zu setzen, denn die Undichtheitsverluste entstehen erst gegen das Ende der Kompression.

Für die Druckmessung außerhalb des Rohres dient ein genaues Barometer. Der Druck in der Leitung wird mit einem Pitot-Rohr bestimmt, an dem sich ein Flüssigkeitsmanometer anschließt. Das letztere besteht meist aus einem U förmig gebogenen Rohr. Die Mündung des einragenden Rohrbogens des Pitot-Rohres ist dem Gasstrom entgegengerichtet, so daß nicht nur der statische Druckanteil, sondern auch der durch die Kanalgeschwindigkeit bedingte dynamische Druck angezeigt wird.

Bezüglich der Wahl der Meßstelle gilt die Bedingung, daß in ihrer Nähe regelmäßige Strömungsverhältnisse in der Leitung herrschen müssen. Solche sind im Saugrohr meistens leichter herzustellen als im Druckrohr.

Bei großen Querschnitten ist der Druck in jedem Punkt des Querschnittes nicht gleich groß.

Man hat daher die Druckmessung an verschiedenen Stellen eines Durchmessers auszuführen, deren Abstände so klein sind, daß der Druck zwischen zwei Punkten auf der dadurch gebildeten Ringfläche  $f$  als unveränderlich angesehen werden darf. Für die Berechnung der Liefermenge kommt der mittlere Druck

$$p_m = \frac{\sum pf}{\sum f}$$

in Betracht.

Man erhält dadurch zwei Stellen im Querschnitt, an denen der gemessene Druck (Unterdruck im Saugrohr, Überdruck im Druckrohr) gleich ist dem mittleren (Fig. 166). Das Verfahren braucht daher nur einmal als Vorversuch über den ganzen Querschnitt ausgedehnt zu werden, um jene Stellen zu finden. Für weitere Messungen schiebt man das Pitot-Rohr an die betreffende Stelle, an der es den mittleren Druck unmittelbar anzeigt.

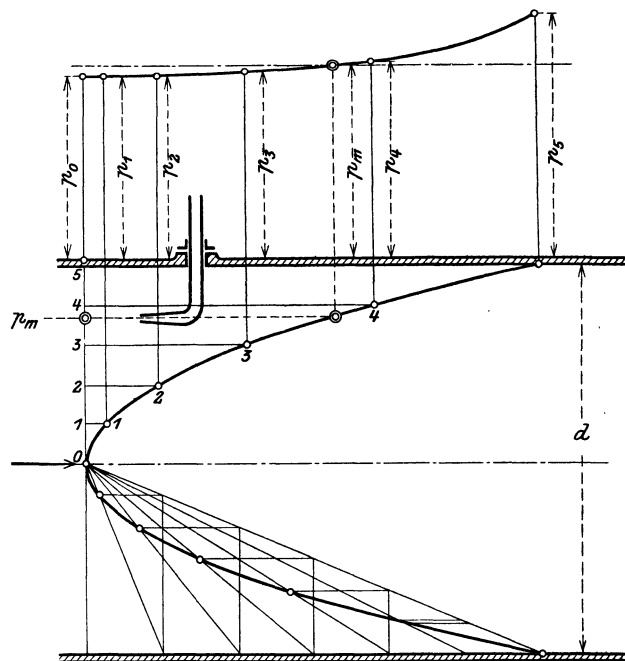


Fig. 166.



Man kann auch das Verhältnis des Druckes in der Rohrachse zu mittlerem Druck einführen. Dann ist das Pitot-Rohr stets in die Rohrachse zu schieben.

Teilt man den Durchmesser in gleiche Stücke, so ergibt sich die zugehörige Flächeneinteilung durch Einzeichnen einer beliebigen Parabel über dem Durchmesser, deren Achse mit der Rohrachse zusammenfällt. Die Höhen der Parabelpunkte stellen die entsprechenden Flächenstücke dar, über denen die Werte  $p$  abzutragen sind, um  $p_m$  als Mittelwert zu erhalten (Fig. 166).

Die Druckmessung mit dem offenen U-förmigen Flüssigkeitsmanometer ist einfach und genau, wenn das Meßröhrchen überall denselben Querschnitt aufweist. Als Flüssigkeit wird Quecksilber, Wasser oder Alkohol benützt, wobei das spezifische Gewicht dieser Flüssigkeit unter Berücksichtigung der Temperatur bekannt sein muß.

42. Beispiel: Die in Zahlentafel 22 (S. 196) angegebenen Luftmengen sind mit einer Düse von 225,5 mm Dmtr. bestimmt worden, welche in die Druckleitung eingesetzt war.

Für den I. Versuch wurde bei einem Barometerstand von 758,2 mm QS ein Überdruck von 95 mm WS vor der Düse gemessen, ferner eine Temperatur von 50° C.

Für den Zustand der Luft ergibt sich

hinter der Düse  $p = 13\,596 \cdot 0,7582 = 10\,310 \text{ kg/qm}$   $t = 20,1^\circ$   $v = 0,833 \text{ cbm/kg}$

vor der Düse  $p_1 = 10\,310 + 95 = 10\,405 \text{ kg/qm}$   $t_1 = 50^\circ$   $v_1 = 0,91 \text{ cbm/kg}$

$$\frac{p}{p_1} = \frac{10\,310}{10\,405} = 0,99,$$

die theoretische Durchflußgeschwindigkeit beträgt

$$w_0 = \sqrt{2g \cdot 0,91 \cdot 95} = 41,2 \text{ m/sek},$$

mit  $f = 0,03992 \text{ qm}$  und  $\mu = 0,97$  ist das Durchflußgewicht

$$G = \frac{0,97 \cdot 41,2 \cdot 0,03992 \cdot 3600}{0,91} = 6324 \text{ kg/st},$$

oder das Volumen, bezogen auf Ansaugverhältnisse

$$V = 6324 \cdot 0,833 = 5270 \text{ cbm/st}.$$

**b) Düsenmessung mit Druckunterschieden bis zum kritischen Verhältnis.** Die gut abgerundete Mündung kann mit Vorteil auch für größere Druckunterschiede zur Messung benützt werden, wobei  $\frac{p}{p_1} < 0,9$ , solange das Druckverhältnis nicht unter einen gewissen Wert sinkt, der für Luft 0,528 beträgt und das kritische Druckverhältnis genannt wird. Innerhalb dieser Bedingung findet stets die Expansion in der Düse auf den Druck der Umgebung statt, der Druck hinter der Düse ist dann gleich demjenigen im Mündungsquerschnitt.

Solche Düsen lassen sich in die Saugleitung nicht einsetzen, sondern nur in die Druckleitung, wodurch das geförderte Gasgewicht erhalten wird.

Die reibungsfreie Strömung kann als adiabatische Expansion aufgefaßt werden, so daß zur Volldruckarbeit die Expansionsarbeit hinzukommt.

Es ist daher

$$L = 427 \cdot c_p (T_1 - T) = \frac{w_0^2}{2g}$$

oder

$$w_0 = \sqrt{2g \cdot 427 \cdot c_p \sqrt{T_1 - T}} \dots \dots \dots (65)$$

Da bei den vorliegenden Messungen keine großen Temperaturunterschiede auftreten, darf unter allen Umständen  $c_p$  als unveränderlich eingesetzt werden.

Für die Temperatur  $T$  ist hierin die Endtemperatur der adiabatischen Expansion einzusetzen, die durch die Ausdehnung von  $p_1$  auf  $p$  entsteht. Sie ist nicht zu verwechseln mit der Gastemperatur hinter der Düse, die für die Messung belanglos ist.

Am einfachsten läßt sich der Temperaturunterschied aus der Entropietafel abstechen, womit eine weitere Verwertung der Tafeln gegeben ist.

Für Luft ist mit  $c_p = 0,238$

$$w_0 = 44,7 \sqrt{T_1 - T} = 100 \sqrt{0,2 (T_1 - T)} \dots \dots \dots (66)$$

Damit ist das Ausflußgewicht bestimmt

$$G = \mu \cdot f \cdot \frac{w_0}{v} \dots \dots \dots (67)$$

worin  $v$  das spezifische Volumen im Mündungsquerschnitt bedeutet. Diese Größe ist für den Endpunkt der adiabatischen Expansion aus der Entropietafel zu entnehmen oder mit der Zustandsgleichung zu berechnen.

Will man  $w_0$  aus dem Druckverhältnis berechnen, so ist (siehe Seite 35)

$$L = 427 c_p (T_1 - T) = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[ 1 - \left( \frac{p}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] = \frac{w_0^2}{2g}$$

$$w_0 = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[ 1 - \left( \frac{p}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} \dots \dots \dots (68)$$

mit  $v = v_1 \left( \frac{p}{p_1} \right)^{\frac{1}{k}}$

wird  $G = \mu f \frac{w_0}{v} = \mu f \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left[ \left( \frac{p}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left( \frac{p}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]} \dots \dots \dots (69)$

Man erkennt die rasche Lösung der Aufgaben über Ausflußgesetze mit Hilfe der Gleichungen 65 bis 67 und der Entropietafel gegenüber den Gleichungen 68 und 69.

Die Eichung der unter a und b angeführten Düsen geschieht zurzeit unter Anwendung des Auffüllverfahrens. Für Turbogebälde mit den nötigen weiten Düsen kommen die großen, freistehenden Gasbehälter der Leuchtgasfabriken in Betracht. Das Steigen oder Sinken der Gasglocke ist ein Maß für die ein- oder ausströmende Gasmenge. Hierbei sind die Gastemperaturen im Innern des Behälters an einigen Stellen zu messen, namentlich diejenige an der Eintrittsmündung des Rohres. Diese Werte zeigen häufig namhafte Verschiedenheiten, hervorgerufen durch den Einfluß der Sonnenstrahlung auf die Metallwände, sowie durch die kühlere Wassermasse am Boden der Glocke, die den Abschluß bildet. Zudem sind Undichtheiten am Behälter wohl unvermeidlich. Diese Einflüsse lassen sich ihrer Größe nach dadurch bestimmen, daß man zwischen den eigentlichen Versuchen die Rohrleitung zum Behälter dicht abschließt und die Bewegung der Glocke verfolgt.

Diese Methode kann zur unmittelbaren Bestimmung der Liefermenge dienen; sie ist aber ziemlich umständlich und daher nur für Düseneichungen im Gebrauch<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Über Messungen von Luftgeschwindigkeiten mittels eines Gasometers siehe Mitteilungen der Prüfungsanstalt für Heizung und Lüftungseinrichtungen der technischen Hochschule Berlin, Heft I.

Die Druckmessung geschieht, wie unter a beschrieben, mit Pitot-Rohr.

43. Beispiel: Die in Zahlentafel 18 erwähnten Liefermengen sind mit einer Düse von 130 mm Dmtr. gefunden worden, die am Ende des Druckrohres saß.

Für den ersten Versuch wurden gemessen

Druck außerhalb der Düse (Barometerstand) . . . . .	$p = 10120 \text{ kg/qm}$
Druck vor der Düse . . . . .	$p_1 = 10120 + 1990 = 12110 \text{ kg/qm}$
Verhältnis . . . . .	$\frac{p}{p_1} = 0,836$
Temperatur vor der Düse (im Druckrohr) . . . . .	$t_1 = 48^\circ$
Endtemperatur der Adiabate beim Druck $p$ aus der Entropie-	
tafel entnommen . . . . .	$t = 30,5^\circ$
Zugehörige spezifische Volumen . . . . .	$v = 0,876 \text{ cbm/kg}$
Theoretische Ausflußgeschwindigkeit . . . . .	$w_0 = 100\sqrt{0,2(48 - 30,5)} = 176 \text{ m/sek}$

mit  $f = 0,0133 \text{ qm}$  und  $\mu = 0,98$

wird  $G = 0,98 \cdot \frac{0,0133 \cdot 176}{0,876} = 2,6167 \text{ kg/sek} = 157 \text{ kg/min.}$

Da im Saugrohr der Luftzustand gegeben ist durch

$$t_a = 15^\circ \quad p_a = 9700 \text{ kg/qcm} \quad v_a = 0,87 \text{ cbm/kg},$$

so wird das Fördervolumen, bezogen auf Ansaugverhältnisse

$$V = 157 \cdot 0,87 = 136,5 \text{ cbm/min.}$$

e) **Ausfluß aus Düsen mit großen Druckunterschieden.** Mit Hilfe der Entropietafel läßt sich für jedes beliebig große Druckgefälle die entsprechende Ausflußdüse berechnen, indem man in Gl. 65 nacheinander verschiedene Temperaturunterschiede einsetzt und die den zugehörigen Druckabnahmen entsprechenden Geschwindigkeiten bestimmt. Zu jedem Wert gehört ein spezifisches Volumen und damit ein Querschnitt  $f$ . Da zunächst  $w_0$  rasch und  $v$  langsam zunimmt, vermindert sich  $f$ ; im Verlaufe der Expansion kehrt sich diese Veränderung um,  $w_0$  nimmt langsam zu und  $v$  rasch, so daß der Querschnitt  $f$  wächst. Im sogenannten kritischen Druck  $p_k$  erhält  $f$  seinen kleinsten Wert  $f_k$ . Damit ergibt sich die von de Laval für Dampfturbinen ausgeführte Düse, bestehend aus einer gut abgerundeten Mündung und einem darangesetzten konisch divergierendem Rohrstück.

Aus Gl. 69 folgt, daß für den kleinsten Querschnitt  $f_k$  der Ausdruck unter der Wurzel einen Höchstwert annehmen muß, die Ableitung ist also gleich Null zu setzen, damit ist

$$\frac{2}{k} \left( \frac{p}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}-1} - \frac{k+1}{k} \left( \frac{p}{p_1} \right)^{\frac{1}{k}} = 0,$$

woraus 
$$\frac{p_k}{p_1} = \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}} \dots \dots \dots (70)$$

Für Luft und zweiatomige Gase ist  $k = 1,405$ , damit ist das kritische Verhältnis

$$p_k = 0,528 p_1 \dots \dots \dots (71)$$

Mit diesem Wert für den kritischen Druck gibt Gl. 68 die Geschwindigkeit an der engsten Stelle

$$w_k = \sqrt{2g \frac{k}{k+1}} \sqrt{p_1 v_1} \dots \dots \dots (72)$$

für Luft  $w_k = 3,39 \sqrt{p_1 v_1} = 3,39 \sqrt{R T_1} \quad \dots \quad (73)$

und  $\frac{v}{v_m} = \left(\frac{p_m}{p_1}\right)^{\frac{1}{k}} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}} \quad \dots \quad (74)$

für Luft  $\frac{v_1}{v_m} = 0,639 \quad \dots \quad (75)$

Setzt man diese Werte in Gl. 69 ein, so ist das Durchflußgewicht

$$G = \mu f_k \sqrt{2g \frac{k}{k+1} \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{2}{k-1}}} \sqrt{\frac{p_1}{v_1}} \quad \dots \quad (76)$$

für Luft wird

$$G = \mu \cdot f_k \frac{2,15 \cdot p_1}{\sqrt{R T_1}} = \frac{\mu f_k \cdot p_1}{\sqrt{6,346 T_1}} = \frac{\mu \cdot d_k^2 \cdot p_1}{\sqrt{10,288 T_1}} \quad \dots \quad (77)$$

wenn  $d_k$  der Durchmesser im kleinsten Querschnitt bedeutet. Setzt man  $p_1$  in kg/qcm ein, so wird  $d$  in cm erhalten.

Aus diesen Gleichungen geht hervor, daß sowohl der kritische Druck, als auch die Geschwindigkeit und die Durchflußmenge unabhängig von den Verhältnissen hinter der engsten Stelle sind. Bis zu diesem Ort ist der Strömungsverlust nicht größer als bei einer gut abgerundeten Mündung, die Ausflußziffer steigt also sehr nahe an 1 heran.

Die Messung vereinfacht sich dadurch, daß nur Druck und Temperatur vor der Düse im Druckrohr abzulesen sind, und ist daher für Turbokompressoren mit höheren Enddrücken als zuverlässig zu empfehlen. Auch bei Kolbenkompressoren läßt sich die Liefermenge genauer bestimmen, als aus den Indikatordiagrammen.

Da der Druck vor der Düse weit höher als bei einfachen Mündungen belassen werden kann, ist seine Messung mit einfachen Mitteln einwandfrei durchzuführen. Die Geschwindigkeit des Gases im Rohr an der Meßstelle hat dabei weniger Einfluß als bei kleinen Druckunterschieden. Ein weiterer Vorteil entsteht dadurch, daß Düsen mit mäßigem Durchmesser schon bedeutende Gas-mengen durchlassen.

Die Firma Gebrüder Sulzer in Winterthur setzt nach Art ihrer bewährten Düsen-Wassermesser eine Anzahl Düsen von gleichen Abmessungen in die Stirnwand eines Kessels, der am Ende des Druckrohres angeschlossen ist. Durch Zu- oder Abschalten einzelner Düsen läßt sich die Liefermenge verändern. Die Eichung einer solchen Düse geschieht mit Wasserdampf, der unter denselben Bedingungen durch die Düse fließt, wie das Gas und nachher behufs Gewichtsbestimmung kondensiert wird. Der Dampf wird vor der Düse durch den Schieber auf den Druck des Gases gedrosselt, so daß er bis über den kritischen Druck hinaus überhitzt bleibt; somit verläuft die Expansion unter ähnlichen Bedingungen, wie sie das Gas vollführt.

44. Beispiel: Es soll die im 42. Beispiel angegebene Luftmenge von

$$G = 6324 \text{ kg/st} = 1,755 \text{ kg/sek}$$

mittels einer Hochdruckdüse derart bestimmt werden, daß der Enddruck der Kompression von 6,53 Atm. absol: (I. Versuch, Zahlentafel 22) durch den Drosselschieber auf 2,5 Atm. absol. herabgemindert werde. Die Temperatur betrage im Druckrohr vor der Düse 50° C.

Zu berechnen ist die Bohrung der Düse an der engsten Stelle.

Gegeben ist

$$p_1 = 2,5 \text{ kg/qcm} \quad T_1 = 273 + 50 = 323.$$

Wählt man  
so wird aus Gl. 77

$$\mu = 0,99,$$

$$G = 1,755 = \frac{0,09 \cdot d_k^2 \cdot 2,5}{\sqrt{10,29 \cdot 323}},$$

woraus

$$d_k = 64 \text{ mm.}$$

Die Luft vermindert bis zur engsten Stelle ihren Druck von 2,5 Atm. auf

$$p_k = 0,528 \cdot 2,5 = 1,32 \text{ Atm. absol.}$$

Die Geschwindigkeit an jener Stelle beträgt

$$w_0 = 3,39 \sqrt{29,27 \cdot 323} = 330 \text{ m/sek.}$$

Wie Gl. 77 zeigt, ist das Ergebnis von einer genauen Druckmessung abhängig; dagegen hat die Größe der Temperatur eine untergeordnete Bedeutung, da zu ihr 273° zu addieren ist und dieser Wert unter der Quadratwurzel steht.

### 77. Bestimmung der Liefermenge durch Geschwindigkeitsmessung.

Für große Gebläse besteht eine einfache Messung der Liefermenge durch die Bestimmung der Geschwindigkeiten des Gasstromes in einem geeigneten Querschnitt, wie dies längst bei Ventilatoren gebräuchlich ist. Der besondere Vorteil beruht darin, daß sich die Untersuchung während des normalen Betriebes der Anlage ohne jegliche Störung durchführen läßt.

Als Querschnitt ist ein solcher mit regelmäßigen Strömungsverhältnissen auszusuchen, wobei die Saugseite vorzuziehen ist. Der Querschnitt ist in derselben

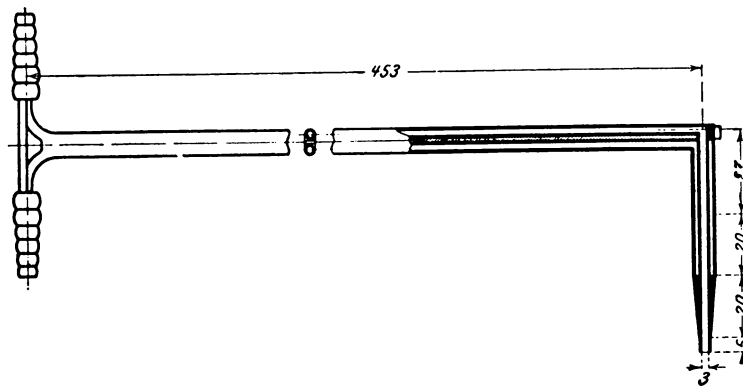


Fig. 167.

Weise einzuteilen, wie dies für die Druckmessung zu geschehen hat (Seite 165). Wird die Fläche in Ringe gleichen Inhaltes eingeteilt, so kann aus den Geschwindigkeiten der Flächenstücke das arithmetische Mittel gezogen werden, um die mittlere Geschwindigkeit zu erhalten. Um möglichst genaue

Ergebnisse zu erreichen, sind die Messungen der Geschwindigkeiten auf Punkte auszudehnen, die auf zwei zueinander senkrechten Durchmessern liegen.

Für die Bestimmung der Geschwindigkeit in einem Punkt des Querschnittes sind zweierlei Meßgeräte in Gebrauch:

- a) unmittelbar anzeigende Meßgeräte (Anemometer usw.),
- b) Staugeräte, die die Geschwindigkeit mittelbar durch Messung von Druckunterschieden ergeben.

Zu letzteren gehört das in Fig. 167 gezeichnete Pitot-Rohr besonderer Bauart<sup>1)</sup>. Der dem Gasstrom entgegengerichtete Schenkel des Rohres ist von einem Mantel

<sup>1)</sup> Siehe Z. Ver. deutsch. Ing. 1910. S. 1261. Dr. Brabbée und Dr. Berlowitz, Untersuchungen an Ventilatoren.

umkleidet, dessen Zwischenraum durch seitliche Löcher mit dem Gasstrom verbunden ist. Der im Kernrohr auftretende Druck ist somit nahezu um die dynamische Druckhöhe größer als der im Mantel herrschende Druck.

Sein Zusammenhang mit der Geschwindigkeit an der betreffenden Stelle ist gegeben durch

$$\Delta p = \xi \gamma \frac{w^2}{2g}.$$

Die Proportionalitätsziffer  $\xi$  ist durch den Eichversuch zu bestimmen.

Neuere Untersuchungen haben ergeben, daß  $\xi$  sehr nahe an 1 herangeht und für praktische Messungen

$$\xi = 0,99 \text{ bis } 1$$

gesetzt werden darf<sup>1)</sup>.

Für die hier auftretenden kleinen Druckunterschiede verwendet man Mikromanometer, es sind dies Flüssigkeitsmanometer mit geneigtem Rohr, womit die Ablesung von  $\frac{1}{10}$  mm bequem möglich wird.

Das in den Fig. 168 und 169 dargestellte Mikromanometer stammt von Recknagel mit Verbesserungen von Dr. Brabbée. Es besitzt einen hochglanzpolierten Mantel mit Luftzwischenraum, um den Inhalt vor Wärmeleitung und -strahlung zu schützen. Die Glasröhre ist mit weißer Emaile belegt, um den Flüssigkeitsfaden bequem beobachten zu können. Der zwischen 0 und 50° einstellbare Winkel der Glasröhre kann mit Hilfe eines Nonius genau abgelesen werden.

Die Glasröhre wird mit dem Mantelraum des Pitot-Rohres verbunden, das Gefäß des Mikromanometers mit dem Kernrohr.

Als Flüssigkeit eignet sich Alkohol oder Petroleum. Wasser haftet an den Glasoberflächen etwas unregelmäßig und zeigt daher geringe Druckunterschiede leicht fehlerhaft an.

Sämtliche Meßgeräte sind vor ihrem Gebrauch zu eichen; die Ergebnisse werden in einer Eichkurve zusammengestellt. Für das beschriebene Mikromanometer sind die Abszissen der Eichkurve die Winkel, die Ordinaten bedeuten die Faktoren, mit denen die Höhenunterschiede der Flüssigkeitsspiegel zu multiplizieren sind, um die Druckhöhe in mm Wassersäule zu erhalten.

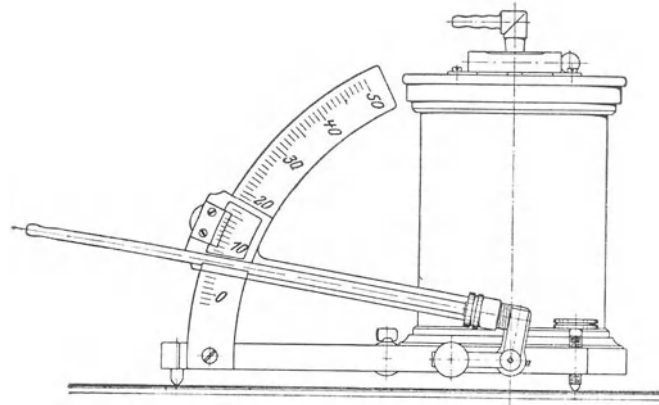


Fig. 168.

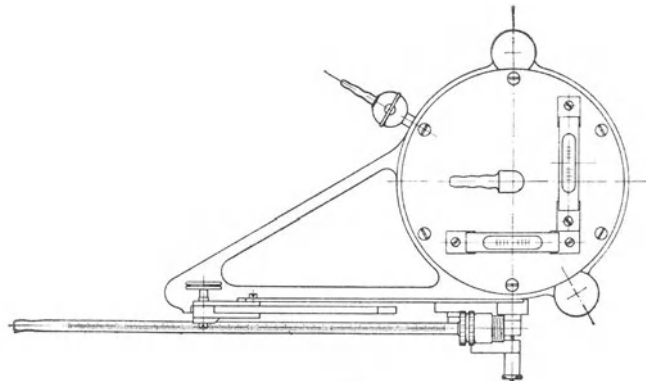


Fig. 169.

<sup>1)</sup> Siehe Mitteilungen der Prüfungsanstalten für Heizungs- und Lüftungseinrichtungen an der Kgl. techn. Hochschule Berlin, Heft 1.

## B. Die Regelung der Turbokompressoren.

### 78. Allgemeines.

Je nach dem Zweck sind zwei Regelungsverfahren im Gebrauch: die Einstellung auf gleichbleibenden Druck bei verschiedener Liefermenge und die Einstellung auf gleichbleibende Liefermenge bei veränderlichem Druck.

Der Zusammenhang der genannten Größen mit der Umlaufzahl läßt sich mit aller Deutlichkeit aus der Kennlinie ersehen, deren Abszissen die Liefermengen, deren Ordinaten die Pressungen bei einer bestimmten Umlaufzahl bedeuten; jeder Umlaufzahl entspricht eine bestimmte Kennlinie (siehe Abschnitte 63 und 64).

Nimmt man zunächst an, das Turbogebläse befinde sich auf dem Versuchsstand und die Belastung werde durch den Drosselschieber am Ausgußstutzen erzeugt, so stellt die Wagerechte  $A_1A_2$ ,

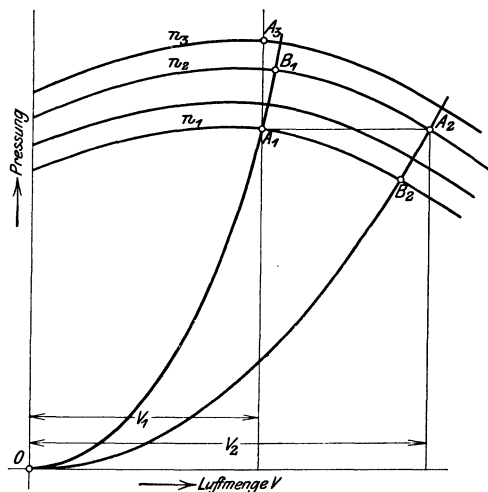


Fig. 170.

Fig. 170 die Änderung des Betriebszustandes bei gleichbleibendem Druck dar. Soll z. B. die Liefermenge von  $V_2$  auf  $V_1$  verkleinert werden, so ist nicht nur die Umlaufzahl von  $n_2$  auf  $n_1$  zu vermindern, sondern der Widerstand ist durch Verkleinerung der Öffnung des Drosselschiebers zu vergrößern, sonst sinkt der Druck nach  $B_2$ , ohne daß die gewünschte kleinere Liefermenge  $V_1$  erreicht ist.

Die Änderung des Betriebszustandes bei gleichbleibender Liefermenge wird durch die Senkrechte  $A_1A_3$  dargestellt. Soll z. B. der Druck von  $h_1$  auf  $h_3$  erhöht werden, so ist nicht nur die Umlaufzahl von  $n_1$  auf  $n_3$  zu erhöhen, sondern es muß zugleich der Widerstand durch den Drossel-

schieber vergrößert werden, sonst steigt der Druck nur nach  $B_1$  bei gleichzeitiger Zunahme des Liefervolumens.

Die Turbokompressoren haben fast ausschließlich gegen einen unveränderlichen Druck zu arbeiten. Ihr Antrieb erfolgt durch Dampfturbine oder Elektromotor. Da die Kennlinien meistens flach verlaufen, bewirkt eine kleine Änderung der Umlaufzahl schon eine bedeutende Änderung der Liefermenge. Dieser Umstand ist für die erwähnten Motoren günstig, die eine genaue und empfindliche Einstellung der Umlaufzahl ermöglichen.

Bei Gebläsen für Hochöfen oder Kuppelöfen ist die Regelung auf gleichbleibende Windmenge verlangt. Zum Niederschmelzen eines bestimmten Einsatzes ist eine stets gleichbleibende Menge Luft nötig, während sich der Druck je nach den Widerständen ändert, die ihrerseits von der Beschickungssäule und den Düsen abhängen.

### 79. Regelungsvorrichtung von Rateau (D. R. P. Nr. 188331).

Die unter dem Namen Multiplikator von den Lizenzfirmen der Rateau-Konstruktionen gebaute Vorrichtung beruht auf der Tatsache, daß mit Änderung der Liefermenge sich die Geschwindigkeit in der Saugleitung ändert. Diese Geschwindigkeitsänderungen werden in Druckänderungen umgesetzt, die ihrerseits auf einen Kolben wirken, der den Hub des Drosselventils der Turbine oder die Stellung des Regulierwiderstandes des Elektromotors entsprechend beeinflusst.

Der Multiplikator in der Bauart der Gutehoffnungshütte, Oberhausen, ist in Fig. 171 dargestellt. Sein Hauptbestandteil, das kegelförmig sich verengende und wieder erweiternde Rohrstück, wird in die Saugleitung eingebaut, die durchfließende Luft erfährt darin infolge der Geschwindigkeitszunahme eine Druckabnahme gegen den engsten Querschnitt. Der erzeugte Druckunterschied kann durch wiederholte Anwendung dieses Verfahrens vergrößert werden. Zu diesem

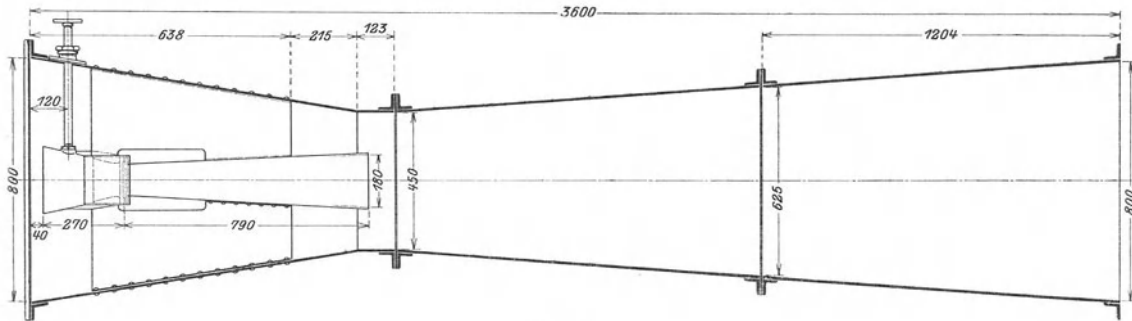


Fig. 171.

Zweck ist im beschriebenen Hauptrohr eine Düse nach Bauart Fig. 172 eingesetzt, der ein konisch sich erweiterndes Rohrstück nachfolgt; die Mündung des letzteren befindet sich im engsten Querschnitt des äußeren Rohres, an welcher Stelle der Luftdruck seinen kleinsten Wert annimmt. Infolge dieser Lage des zweiten Düsenrohres tritt zwischen Anfang und Ende desselben ein Druckunterschied auf, der in dem engsten Querschnitt dieser zweiten Düse eine noch wesentlich höhere Geschwindigkeit und dementsprechend auch einen größeren Druckunterschied erzeugt. Die dritte, kleinste Düse Fig. 172 hat gegenüber der zweiten dieselbe Lage wie die zweite gegenüber der ersten. Die Wirkung wird also nochmals gesteigert, so daß an der engsten Stelle der inneren Düse ein beträchtlicher Unterdruck entsteht.

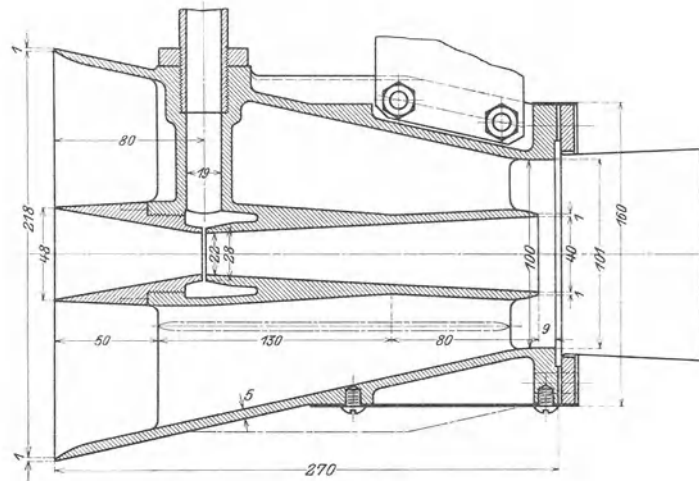


Fig. 172.

Dieser Druckunterschied wirkt nun zu beiden Seiten eines federbelasteten Kolbens, Fig. 173, der mit der Steuerung der Dampfturbine verbunden ist. Zu diesem Zweck wird die engste Stelle der Düse durch ein Rohr mit der oberen Seite des Kolbens verbunden, während die untere Seite Druck aus der weiten Saugleitung erhält.

Nimmt die äußere Widerstandshöhe des Kompressors ab, so fängt die Liefermenge an zu steigen, der Druckunterschied im Multiplikator nimmt zu und sorgt durch geeignete Verstellung der Steuerung für Verkleinerung der Umlaufzahl der Dampfturbine, so daß die Liefermenge wieder zurückgeht.

Der Druckverlust, hervorgerufen durch den Einbau dieser Vorrichtung, ist



gering, zumal nur ein kleiner Teil der Liefermenge die verursachten Druck- und Geschwindigkeitsänderungen erfährt.

Nach Messungen an verschiedenen Anlagen betrug er bei Vollast bis 25 mm WS.

Fig. 174 zeigt die Ansicht der beschriebenen Vorrichtung.

Der mit dem Multiplikator erzeugte Unterdruck kann mit Vorteil zum Messen der Liefermenge benützt werden, da dieser Druck nur von der Geschwindigkeit, also von der augenblicklich durchströmenden Luftmenge abhängig ist. Läßt man den Unterdruck auf ein Quecksilber-Vakuummeter wirken, so kann die Einteilung durch Eichen derart vorgenommen werden, daß das Vakuummeter die Liefermenge unmittelbar abzulesen gestattet.

Bei einer Leistung von 1000 cbm/min entspricht eine Quecksilberhöhe von 1 mm einer Luftmenge von etwa 10 cbm/min; diese Meßmethode ist also sehr genau, besonders auch deshalb, weil sie von Abnützungen unabhängig ist.

Es ist insbesondere für Hochofenbetrieb wichtig, in jedem Augenblick die Liefermenge zu kennen.

Bei Kolbengebläsen wird die Luftmenge aus den Zylinderabmessungen und der Hubzahl berechnet, unter Annahme eines Liefergrades, der aber vom Betriebszustand der Maschine abhängt. Man ist daher nicht immer sicher, ob die berechnete Liefermenge mit der wirklichen übereinstimmt.

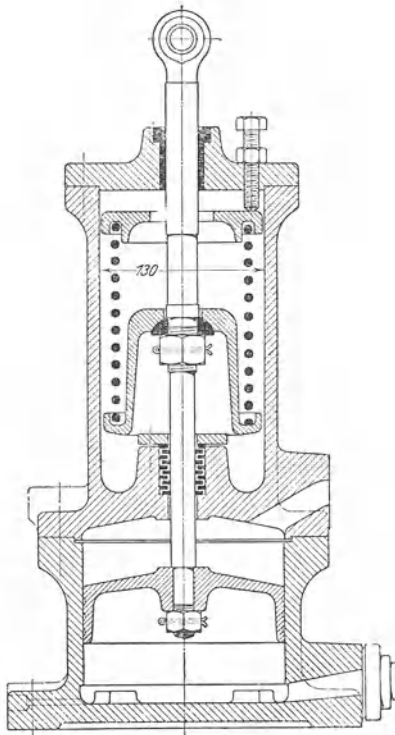


Fig. 173.

Bei der anderen Regelungsart auf gleichbleibenden Druck kann die in der Druckleitung auftretende Pressung unmittelbar auf die untere Seite des feder-

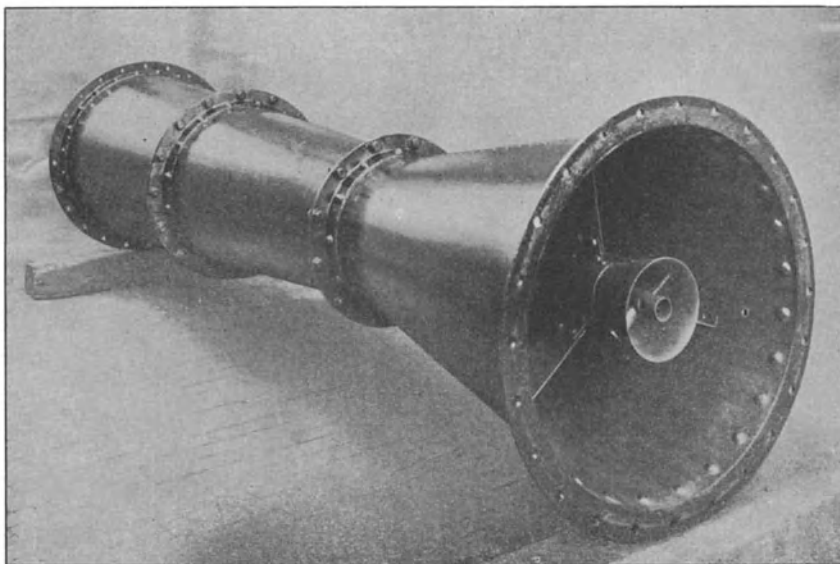


Fig. 174.

belasteten Kolbens wirken, dessen obere Seite mit der Atmosphäre verbunden ist und dessen Kolbenstange in derselben Weise mit der Drosselsteuerung der Dampfturbine oder dem Regulierwiderstand des Elektromotors zusammenhängt. Die Umlaufzahl ist also nur von der Widerstandshöhe in der Druckleitung abhängig, so daß die Veränderung der Liefermenge durch selbsttätiges Einstellen des Drosselschiebers besorgt wird.

Der Zusammenhang zwischen Multiplikator, Kolben mit Feder und Gewichtsbelastung, Pendelregler und Drosselschieber der Antriebs-Dampfturbine ist in Fig. 175 in schematischer Weise dargestellt. Das Umlaufrohr am Multiplikator enthält eine verstellbare Klappe, um die Vorrichtung der jeweiligen Leistungsbedingung anpassen zu können.

Eine weitere, ebenfalls von Rateau vorgeschlagene Anwendung des Multiplikators besteht in der Regelung der Leistungen zweier Kompressoren derart, daß das Verhältnis der beiden Liefermengen gleichgroß bleibt. Dadurch können zwei verschiedene Gasarten verdichtet und gemischt werden, ohne daß sich bei veränderlicher Liefermenge das Mischungsverhältnis ändert. Zu diesem Zweck wird in jeden Gasstrom ein Multiplikator eingesetzt und jeder mit je einer Seite eines Regulationszylinders verbunden. Der Zylinder enthält zwei bewegliche Kolben, von denen jeder der Druckverminderung eines Multiplikators unterworfen ist.

Bei der Anordnung Fig. 176 saugt der eine Kompressor  $K_1$  eine Gasart an und drückt sie in die Saugleitung des zweiten Kompressors  $K_2$ , der das Gemisch fortdrückt. Die Gasleitungen von den beiden Multiplikatoren  $M_1$  und  $M_2$  führen zum Regulationszylinder  $z$ .

Eine Änderung der Liefermenge wird, wie gewohnt, von einem Drosselschieber in der Saug- und Druckleitung besorgt.

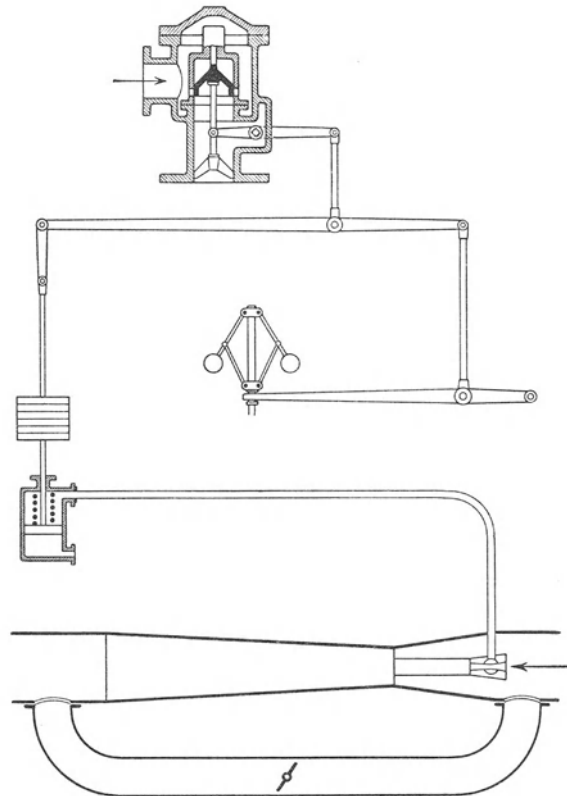


Fig. 175.

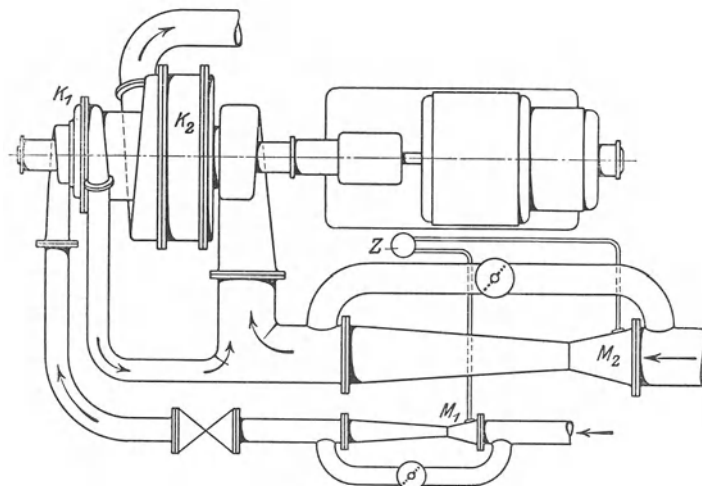


Fig. 176.

### 80. Regelungsvorrichtung von Huguenin (Französ. Patent Nr. 413767).

Auch bei dieser Vorrichtung wird die Änderung der Geschwindigkeit im Saugrohr in eine Änderung des Druckes umgesetzt. Hierzu wird nur ein kleiner Teil der Liefermenge benützt, die im Rohrstück (Fig. 177 und 178) eine einmalige starke Geschwindigkeitszunahme an der eingeschnürten Stelle erfährt; in der

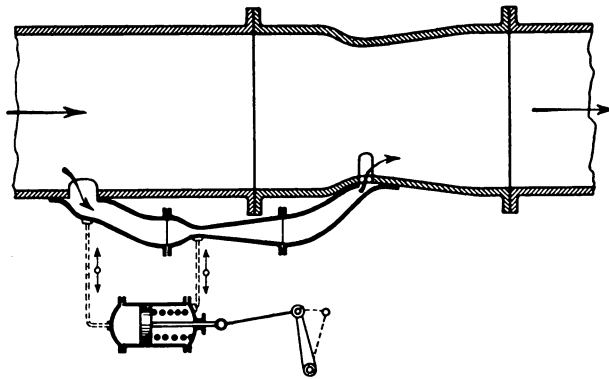


Fig. 177.

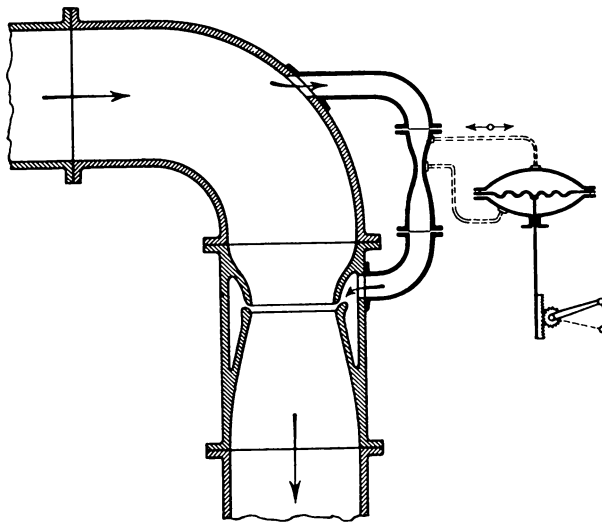


Fig. 178.

nachfolgenden Erweiterung des Rohrstückes wird diese Geschwindigkeit zum großen Teil wieder in Druck umgesetzt. Das Rohrstück kann außerhalb der Hauptleitung angeordnet werden als Umlaufleitung. An der Einmündungsstelle in die Hauptleitung ist die letztere nur so weit verengt, als nötig ist, um durch den erzeugten Druckunterschied die Widerstände in der Nebenleitung zu überwinden. Da die ganze Nebenleitung kurz und eng ausgeführt werden kann, so sind die Widerstände in derselben trotz der starken Einschnürung sehr klein im Verhältnis zum erzeugten Druck der Maschine, auch sind Stoß und Wirbel durch die außen liegende Vorrichtung nicht zu erwarten.

Die Anordnung Fig. 177 zeigt die Einwirkung des Druckunterschiedes auf einen federbelasteten Kolben, der auf eine Regulierwelle wirkt. In Fig. 178 ist der Einbau an einem Bogenstück der Hauptleitung gezeigt, wobei die rückfließende Menge durch den Spalt sich ohne Stoß mit der Hauptmenge vereinigt.

Auch diese Vorrichtung läßt sich zur Messung der Durchflußmenge verwenden, da der Druckunterschied von ihr abhängig ist.

### 81. Abblaseventil, Ausführung der Gutehoffnungshütte, Oberhausen.

Zum Anlassen von Kompressoren, zumal wenn sie auf eine unter Druck befindliche Leitung geschaltet werden sollen, verwendet die Gutehoffnungshütte sog. Abblaseventile in zwei verschiedenen Ausführungen, Fig. 179 und Fig. 180.

Das Rückschlagventil *a* ist mit dem Doppelsitz-Ventil *b* derart kraftschlüssig verbunden, daß das letztere von dem sich schließenden Rückschlagventil aufgestoßen wird. Umgekehrt sorgt eine Feder dafür, daß das Doppelsitzventil geschlossen ist, sobald sich das Rückschlagventil öffnet.

Das Gehäuse ist mit dem Druckluftnetz durch die linke obere Öffnung *c* in Verbindung. Vom zuzuschaltenden Kompressor tritt die Luft von

rechts durch die Öffnung *d* ein, gelangt durch das geöffnete Ausblaseventil *b* so lange ins Freie, bis der Druck infolge der zunehmenden Förderleistung genügend gestiegen ist, um das Rückschlagventil aufzustoßen. In diesem Augenblick schließt sich das Ausblaseventil durch die Federwirkung, und der normale Betrieb des Kompressors beginnt. Sollte im Betrieb aus irgend einem Grunde der Druck des Kompressors abfallen, so schließt der Überdruck in der Leitung das Rückschlagventil wieder. Kurz vor dem völligen Schluß wird das Ausblaseventil aufgestoßen, so daß die Luft ins Freie entweichen kann. Dadurch wird das unangenehme „Pumpen“ des Kompressors bei sehr geringer Luftleistung vermieden.

Auf Fig. 180 und 181 ist das Abblaseventil in Verbindung mit dem oben beschriebenen Multiplikator dargestellt.

Die Stange des Doppelsitzventils ist nach abwärts verlängert und trägt an ihrem unteren Ende den federbelasteten Kolben *K*. Der Raum über dem Kolben ist durch eine Leitung mit der engsten Stelle der Multiplikatordüse verbunden. Beim Anlassen des Kompressors ist die Luftleistung und damit der Unterdruck

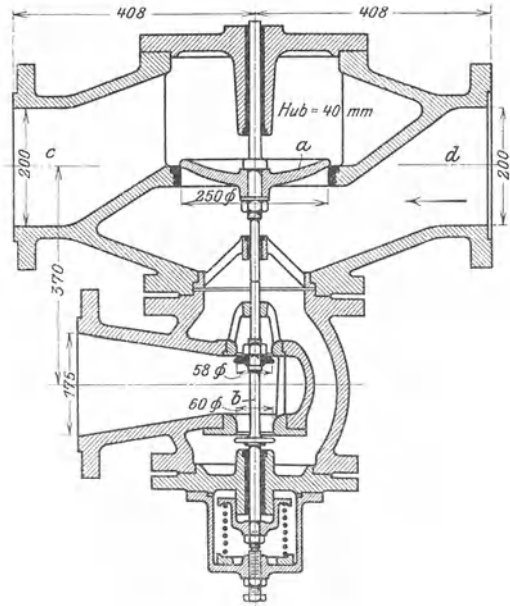


Fig. 179.

im Multiplikator gering, so daß der von oben auf den Kolben lastende Druck die Federkraft überwiegt und das Abblaseventil offen hält. Mit wachsender Luftleistung steigt der erzeugte Unterdruck und damit nimmt die von oben auf den Kolben wirkende Kraft ab. Von einer gewissen Liefermenge an überwiegt die Federkraft und vermag das Abblaseventil *b* samt dem Rückschlagventil *a* anzuheben.

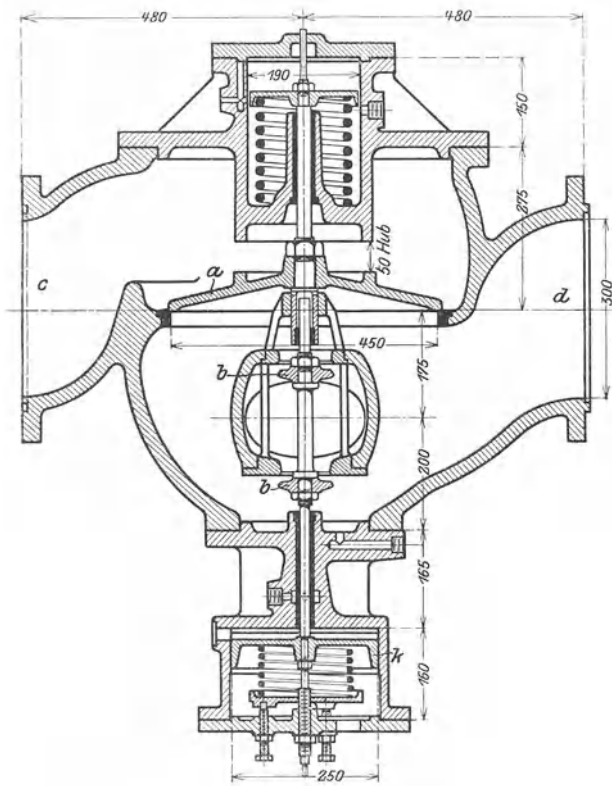


Fig. 180.

Ostertag, Kompressoren.

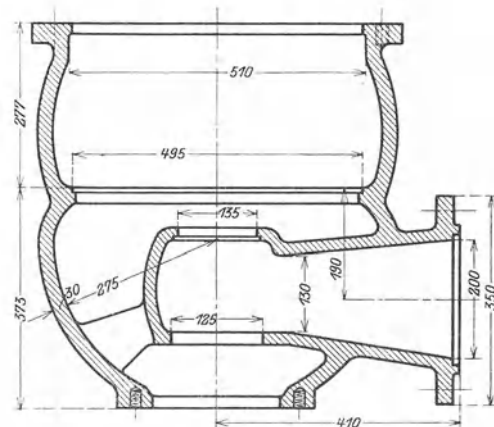


Fig. 181.

Dadurch hört der Auspuff ins Freie auf und der Kompressor wird auf Förderung in die Druckleitung umgestellt. Umgekehrt wird bei allfälligem Abfall des Luftdruckes im Kompressor und der damit verbundenen Verminderung der Luftleistung der Betrieb selbsttätig auf Auspuff umgestellt, wodurch in jedem Fall das „Pumpen“ des Kompressors verhindert ist.

## C. Ausgeführte Turbokompressoren.

### 82. Brown, Boveri & Co. Baden (Schweiz).

Die Möglichkeit, Gase mit Hilfe der rasch laufenden Schaufelräder auf bedeutend höheren Druck zu bringen als bisher in Ventilatoren üblich war, ist wohl zuerst von Prof. Rateau in Paris erkannt und die Wirtschaftlichkeit des neuen Verfahrens durch Versuche festgestellt worden.

Er untersuchte im Sommer 1900 ein einstufiges Gebläse von 250 mm Rad-durchmesser, das bei 8000 bis 20200 Uml./min 11 bis 40 cbm/min Luft ansaugte und eine Druckerhöhung von 5,8 m WS hervorbrachte. Der Gesamtwirkungsgrad betrug dabei 30 v. H., bezogen auf adiabatische Zustandsänderung für das Gebläse und die Antriebsdampfturbine. Da dieser Wirkungsgrad für die Turbine allein etwa 50 v. H. ausmachte, ergab somit dieses erste Versuchsgebläse einen adiabatischen Wirkungsgrad von etwa 60 v. H.<sup>1)</sup>

Dieses günstige Ergebnis veranlaßte Rateau im Jahre 1904 mehrere Räder hintereinander zu schalten, wie dies bei Kreiselpumpen längst bekannt ist. Der erste derartige Hochdruckkompressor, gebaut von Sautter, Harlé & Co. in Paris, ist seit 1906 im Bergwerk zu Bethune in Nordfrankreich im Betrieb; er saugt bei 4500 Uml./min 50 cbm Luft an und verdichtet sie auf 6 Atm. Überdruck. Gleichzeitig wurde von Brown, Boveri & Co. für die Société des Turbomoteurs à combustion in Paris ein vielstufiger Kompressor gebaut, der bei 4250 bis 4500 Uml./min 68 cbm Luft auf 4 bis 4,8 Atm. verdichtete. Die im Herbst 1906 daran vorgenommenen Versuche ergaben einen isothermischen Wirkungsgrad von über 60 v. H. Der Dampfverbrauch belief sich auf 0,64 kg für 1 cbm angesaugter und auf 4,8 Atm. gepreßter Luft, bei einem Vakuum an der Dampfturbine von nur 87 v. H.<sup>2)</sup>

Gestützt auf diese Erfahrungen übernahm die Firma Brown, Boveri & Co. in Baden das Ausführungsrecht der Rateau-Konstruktionen, die seither in mehrfacher Richtung weiter ausgebaut wurden und bereits eine bedeutende Verbreitung gefunden haben.

Eines der ersten Gebläse ist im Jahre 1906 an den Aachener Hütten-Aktien-Verein Rothe Erde geliefert worden. Fig. 182—184. Das einstufige Rad fördert 1000 cbm/min Luft auf 2 bis 2,2 m WS und verlangt 750 PS. Das Flügelrad Fig. 182 hat 1300 mm Dmtr. und läuft mit 2600 bis 3200 Uml./min; es hat ebene, radial gerichtete Schaufeln ohne Scheidewände aus Stahlguß, kann daher allseitig bearbeitet werden.

Der Rohguß des Rades wog einschließlich Gießtrichter 600 kg, fertig bearbeitet dagegen nur noch 245 kg. Das Gehäuse zeigt noch die bei Ventilatoren übliche Form. Fig. 183. Die bei den Abnahmeversuchen gefundenen Windpressungen sind in Funktion der Liefermenge in Fig. 153 (Seite 132) aufgetragen<sup>3)</sup>.

Zur Verbesserung der Luftführung und zur Verminderung der Spaltverluste bei kleinen Luftmengen ist man später allgemein zu der in Fig. 185 dargestellten

<sup>1)</sup> Bulletin de la Société de l'industrie minérale, 1. Band, 1902.

<sup>2)</sup> M. A. Barbezat, Schweiz. Bauzeitung, 17. Nov. 1906.

<sup>3)</sup> Rummel, Aachen, Z. Ver. deutsch. Ing., Z. 1907, S. 1845 usw.



Die Gase werden im Diffusor nach auswärts zwischen parallelen Wänden geführt, wo die Umsetzung der Geschwindigkeit in Druck vor sich geht. Nach der Umlenkung in die radiale Richtung finden die Gase feste Rückschaufeln und er-

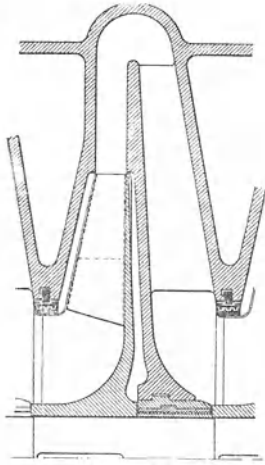


Fig. 185.

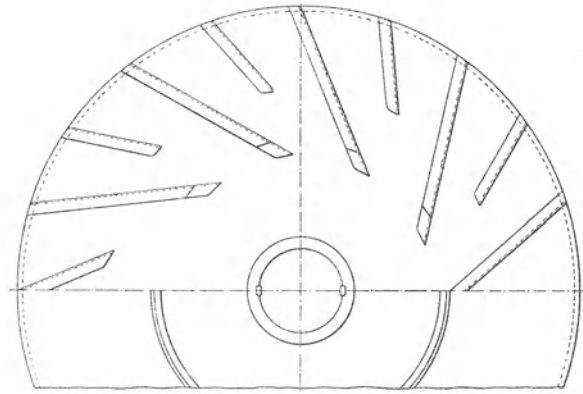


Fig. 186.

halten von ihnen die gewünschte Richtung für den Eintritt zur nächstfolgenden Stufe.

Die anfänglich in Segmente unterteilten Gehäuse sind ersetzt worden durch starre Zylinder, die nur in der wagerechten Mittelebene geteilt sind. Alle

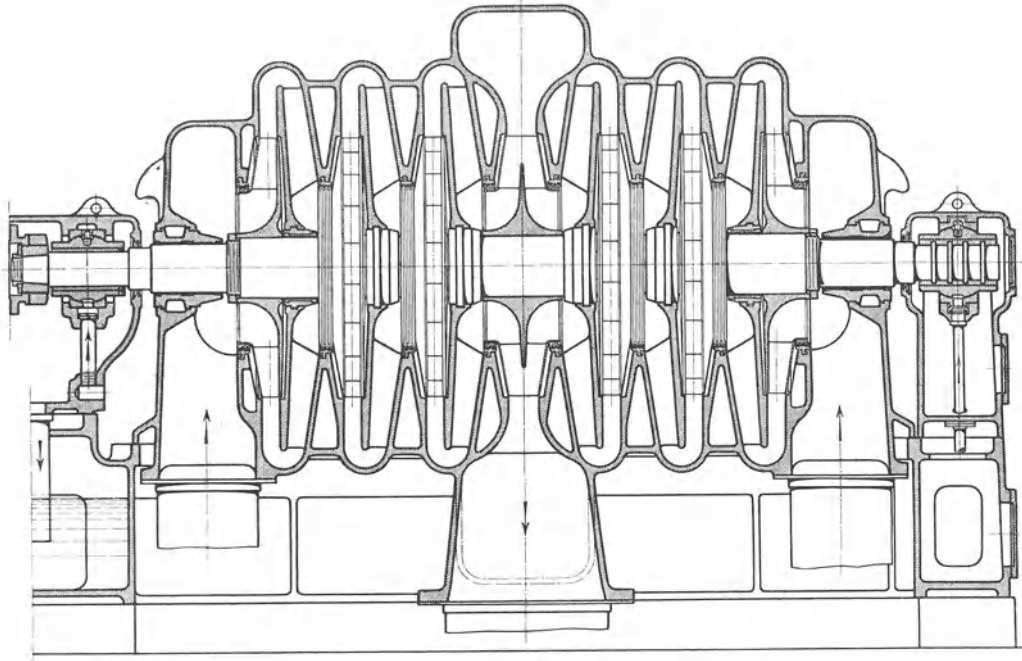


Fig. 187.

Zwischenwände mit den Schaufeln bilden daher ein zusammenhängendes Gußstück und die Dichtungsfugen sind auf ein Mindestmaß beschränkt.

Einen derartigen Aufbau zeigt das Hochofengebläse Fig. 187 das bei 2900 Uml./min eine Luftmenge von 700 cbm/min auf 0,7 Atm. Überdruck preßt. Das Gebläse ist mit einer 1000 PS Dampfturbine Bauart Brown Boveri

unmittelbar gekuppelt, die zur Vervollständigung der Anlage in Fig. 188 dargestellt ist.

Die genannte Firma hatte bis Ende 1910 28 Hochofengebläse mit zusammen 30000 PS in Betrieb und Ausführung, mit denen ausgezeichnete Erfolge erzielt

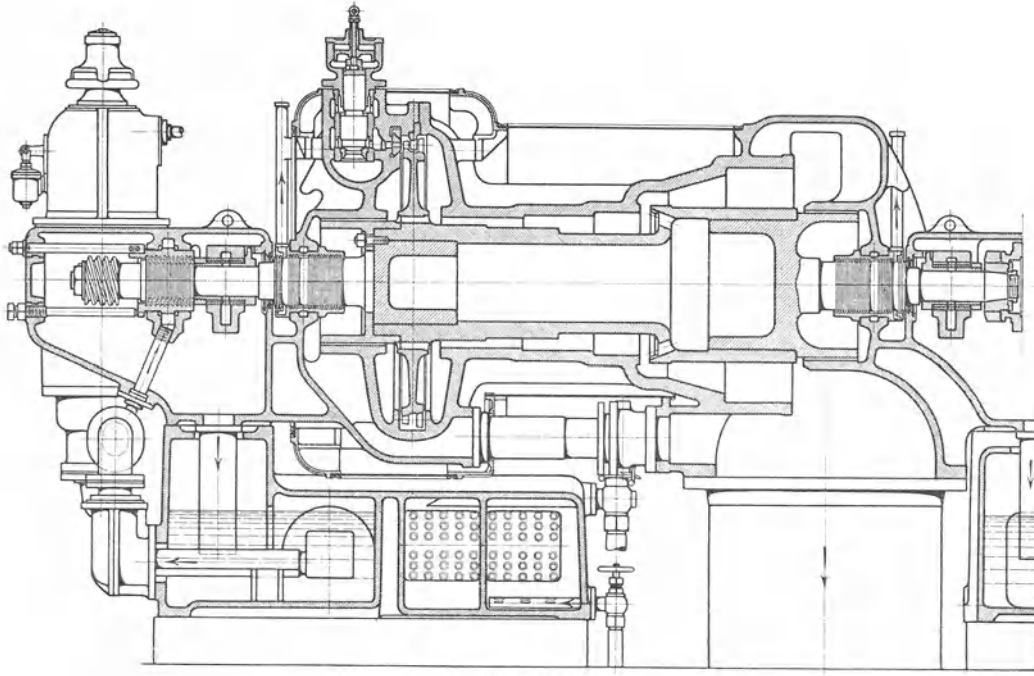


Fig. 188.

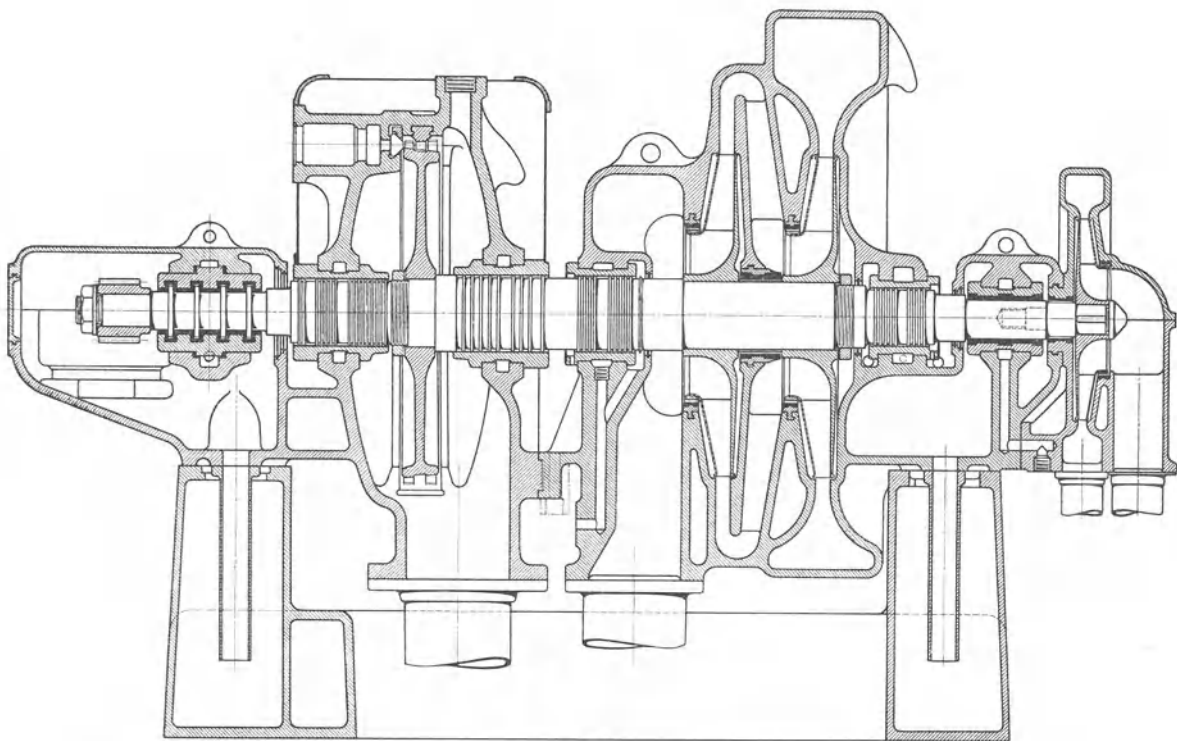


Fig. 189.



wurden. Der absolut gleichmäßige Druck übt einen günstigen Einfluß aus auf den Betrieb und die Leistung der Öfen, das sog. „Hängen“ wird kaum mehr beobachtet.

Bei kleinen Leistungen und hoher Umlaufzahl kann häufig die Betriebsdampfturbine einstufig gebaut werden. Eine derartige Anordnung stellt Fig. 189 dar. Das zweistufige Gasgebläse mit angehängtem Ventilator ist im Gaswerk Mariendorf bei Berlin zur Aufstellung gelangt und dient dort zum Absaugen von Gas aus den Retorten. Die Turbine wird daher auf konstanten Ansaugedruck geregelt, an sie ist eine Kondensation angeschlossen. Das mit einer Temperatur von 35° C und einem Überdruck von 0 bis 50 mm WS ankommende Gas wird auf 1,12 Atm. absol. verdichtet.

Bei einer Liefermenge von 166,66 cbm/min und 4450 bis 4300 Uml./min hat die Turbine 70 PS zu leisten. Sie empfängt Dampf von 6 Atm. Überdruck und 200° C.

Einen ähnlichen Zusammenbau mit der Antriebsmaschine erhält man, wenn als solche eine Gegendruckdampfturbine verwendet werden kann. In Fig. 190 ist ein fünfstufiges Kohlensäuregebläse für eine Liefermenge von 60 cbm/min auf 0,4 Atm. Überdruck abgebildet. Die auf gemeinsamer Welle sitzende Gegendruckturbine leistet 78 PS bei 4200 Uml./min; je nach Bedürfnis kann diese Zahl um 250 Uml./min erhöht oder erniedrigt werden. Die Turbine erhält Dampf von 12 Atm. absol. und 220° C, sie gibt ihn mit 3 Atm. wieder ab.

Das Gebläse ist aufgestellt in der Zuckerfabrik Klettendorf, wo der Abdampf weiter verwendet wird. Für den dortigen Betrieb ist der absolut gleichmäßige Druck von besonderem Vorteil.

Aus der Zeichnung ist die Art der Wassereinspritzung ersichtlich; sie dient zur Reinhaltung des Gebläses von den Niederschlägen des aus den Kalköfen kommenden Gases.

Die äußere Ansicht dieser Maschine ist in Fig. 191 wiedergegeben, Fig. 192 zeigt sie mit abgehobenem Deckel.

Zum Ausgleich des Achsenschubes ist eine eigene Vorrichtung angeordnet (D. R. P. Nr. 183859), bestehend aus der Scheibe (Fig. 190), die an ihren beiden Seiten konisch verlaufende Labyrinthdichtungen besitzt. Die Scheibe ist mit der Welle verschraubt und läuft zwischen dem ruhenden Teil des Gehäuses und der von außen verstellbaren Büchse. Letztere wird für den vorhandenen Betriebsdruck eingestellt; der Spielraum in achsialer Richtung beträgt nur einige Zehntel Millimeter. Vom letzten Laufrad her wirkt der Spaltdruck von links auf die Scheibe dem Achsendruck entgegen und pflanzt sich durch die Labyrinthdichtung in stark vermindertem Betrag auf die andere Seite fort. Sobald sich der Rotor durch diese Einwirkung etwas nach rechts verschiebt, erweitert sich der Durchgangsquerschnitt auf der linken Seite, der andere auf der rechten Seite verengt sich dagegen; dadurch sinkt der Druck auf der linken Seite und steigt auf der rechten, bis die Welle wieder in ihre frühere Stellung zurückkehrt. Die Verschiebungen zur Herstellung des Gleichgewichtszustandes sind äußerst gering. Diese Entlastungsvorrichtung ersetzt gleichzeitig eine Hochdruckstopfbüchse.

Die normale Bauart der vielstufigen Hochdruckkompressoren kommt in den Fig. 193 und 194 zur Darstellung. Das Gehäuse ist in der wagerechten Mittelebene geteilt, und zwar enthält jede der beiden Zylinderhälften eine Wasserkammer *K*. An den höchsten und tiefsten Stellen werden diese Kammern durch einen leicht abnehmbaren Längsdeckel *D*<sub>1</sub> und *D*<sub>2</sub> verschlossen.

In das Innere des Gehäuses sind die Zwischenwände *L* mit den Leitschaufeln eingesetzt in konzentrischen Ausdrehungen, so daß sie sich nicht verschieben

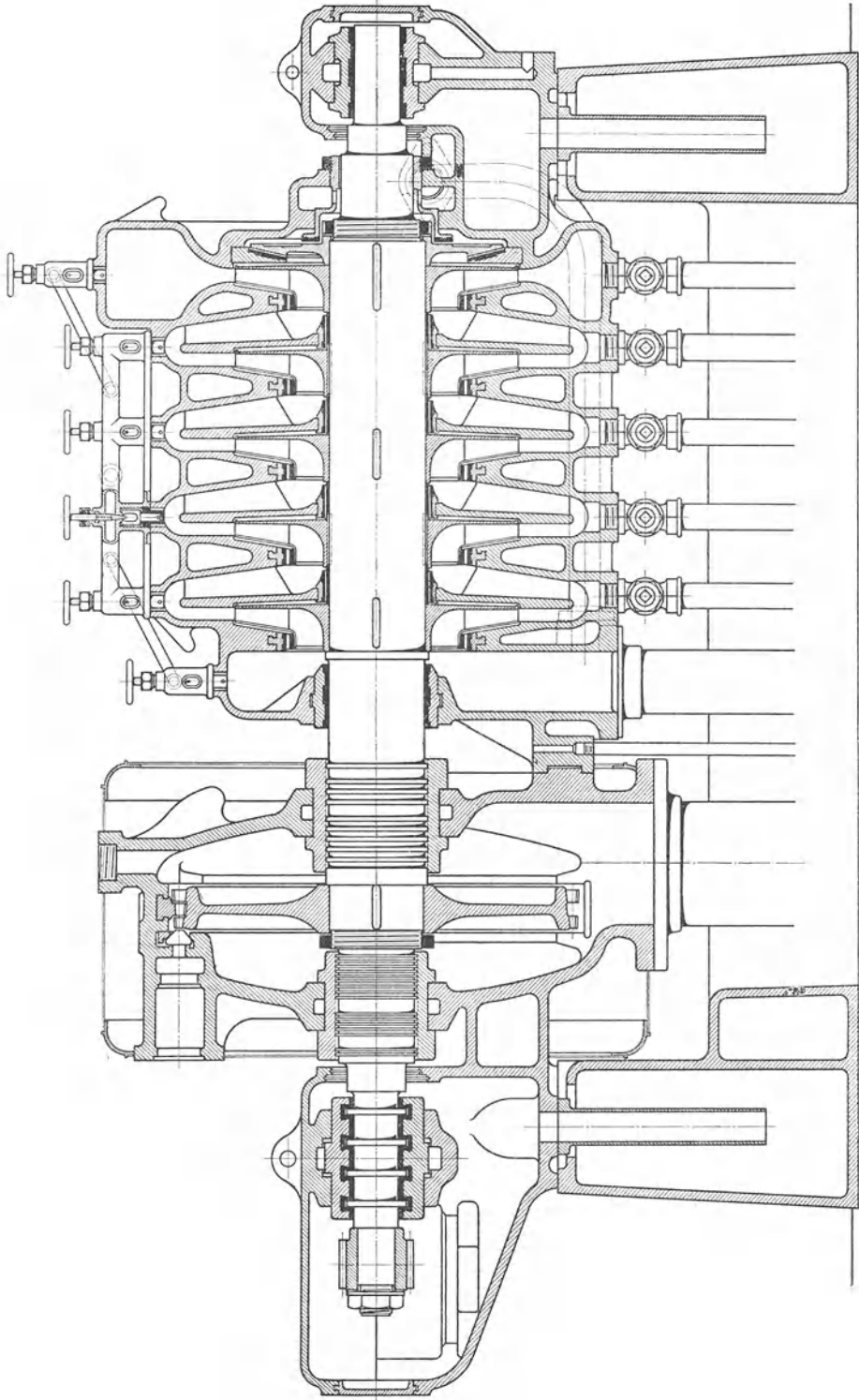


Fig. 190.

können. Dadurch wird die Form des Gehäuses einfach und ist verhältnismäßig leicht zu gießen. Die Wände des Diffusors, sowie die Umkehrkanäle des Gehäuses

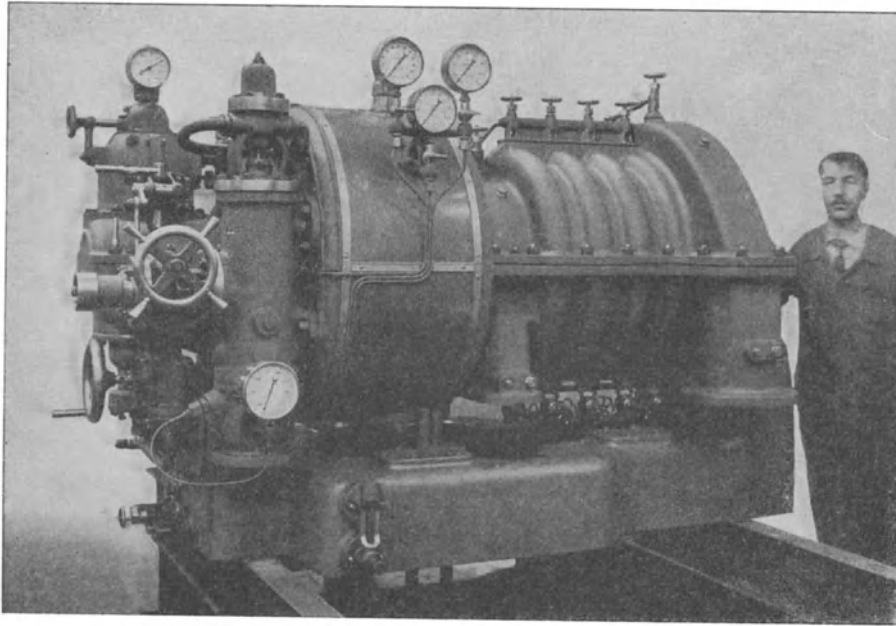


Fig. 191.

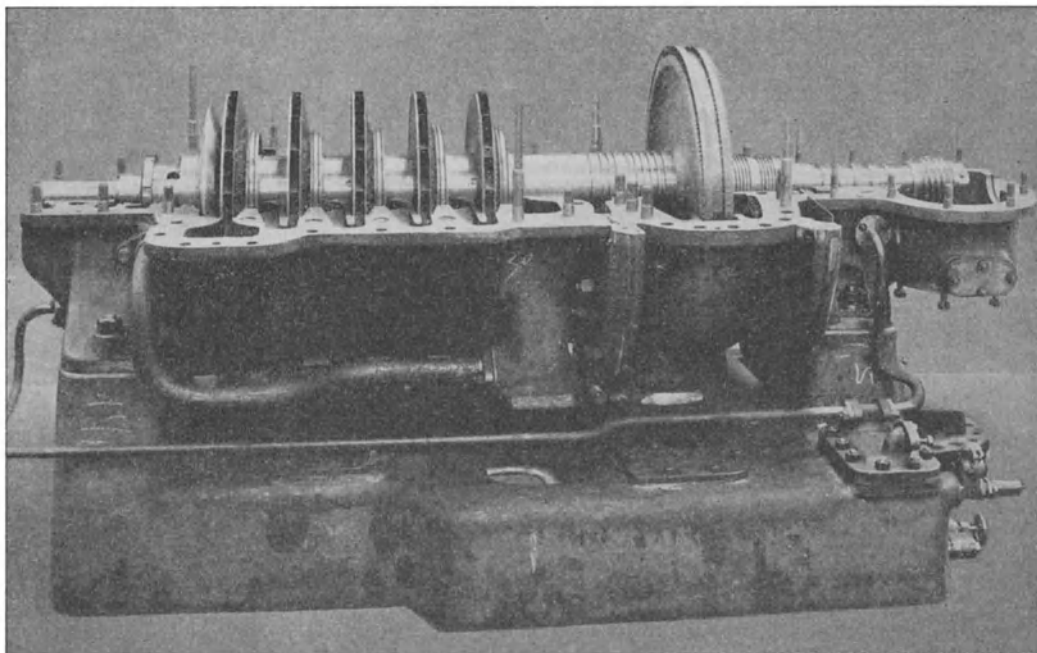


Fig. 192.

werden blank ausgedreht, damit die Reibung der bewegten Luft möglichst gering ausfällt.

Besondere Sorgfalt ist auf einen guten Umlauf des Kühlwassers gelegt, und zwar werden die äußern und innern Wasserkammern in den hohlen Zwischenräumen  $L$  durch gut abdichtende Rohrverschraubungen verbunden. Ähnliche Verschraubungen  $V_1$  und  $V_2$  vermitteln den Durchgang zwischen der oberen und unteren Zylinderhälfte. Um die Kühlung besonders wirksam zu gestalten, wird das Wasser an zwei Stellen zugeführt. Die eine Hälfte tritt beim Saugstutzen ein und folgt der Luft im Gleichstrom, die andere Hälfte tritt am andern Zylinderende beim Druckstutzen in die Wasserkammern und läuft im Gegenstrom mit der Druckluft; der Abfluß erfolgt gemeinsam in der Zylindermitte durch den Stutzen  $S$  im untern Deckel  $D_2$ . Die Öffnung  $E$  im obern Deckel dient zur Entlüftung, die Entwässerung erfolgt ohne weiteres durch den Stutzen  $S$ .

Zur Reinigung der Wasserkammern ist nur nötig, die Deckel  $D_1$  und  $D_2$  zu entfernen. Sollte ein Durchspülen nicht genügen, um den Schlamm zu entfernen, so können nach Wegnahme der Zwischenwände  $L$  Putzlöcher für jede Stufe geöffnet werden.

Die Abbildung 195 zeigt ein derartiges Bessemer-Gebläse, von dem zwei Einheiten in Kosaka in Japan aufgestellt worden sind. Bei 3500 Uml./min wird eine Luftmenge von 150 cbm/min angesogen und auf einen Druck von 2,5 Atm. absol. gebracht. Der Antrieb erfolgt durch einen 450 PS Drehstrommotor. Die Hauptergebnisse der Abnahmeversuche an diesem Gebläse sind in Fig. 156 zusammengestellt (siehe S. 138).

Ein anderes Bessemer-Gebläse für eine Luftleistung von 100 cbm/min bei einer Pressung von 33 cm QS. ist in Belgien im Be-

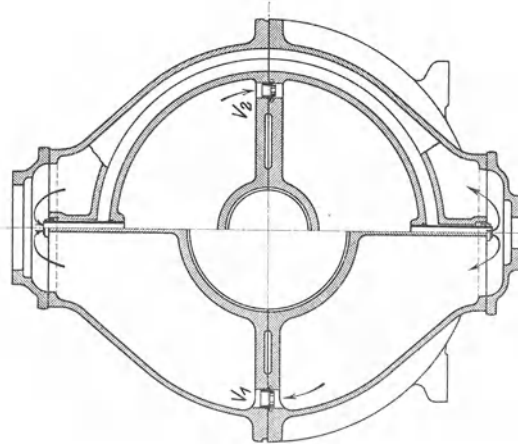


Fig. 194.

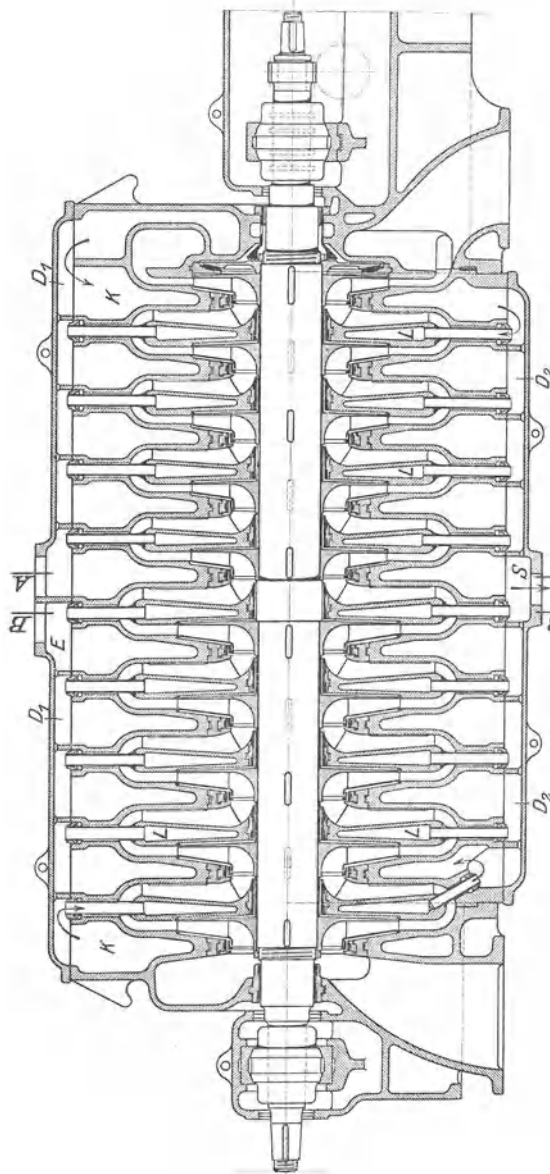


Fig. 193.

trieb (Fig. 196); es ist unmittelbar gekuppelt mit einem Gleichstrom-Nebenschlußmotor von 140 PS bei 2900 Umdr/min (125 Volt).

Von Einzelheiten der Turbokompressoren der Firma Brown, Boveri & Co.

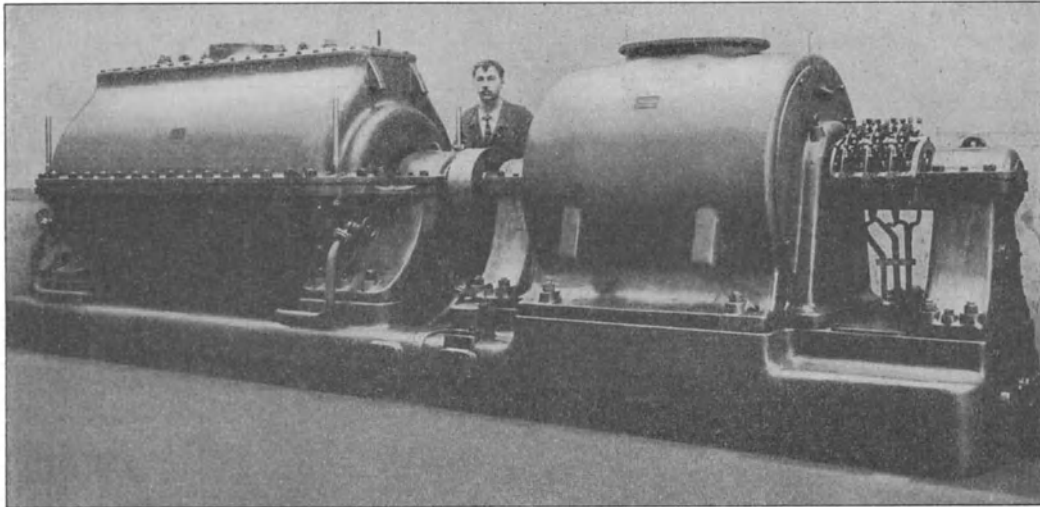


Fig. 195.

verdient die Kupplung Erwähnung zwischen Gebläse und Motor (Fig. 197 und 198). Die beiden an den Wellenenden festsitzenden Kupplungsteile werden durch ein mit Klauen eingreifendes Zwischenstück derartig gelenkartig miteinander ver-

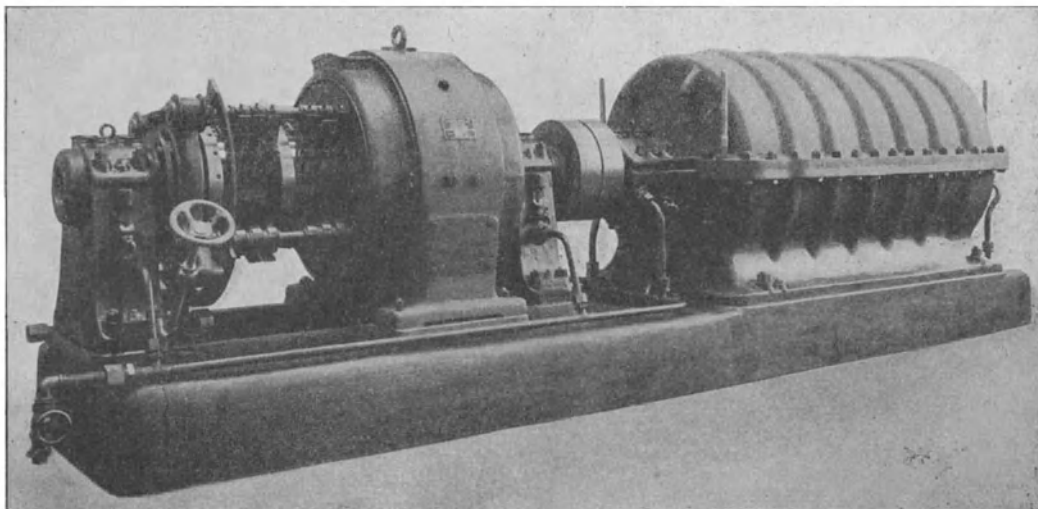
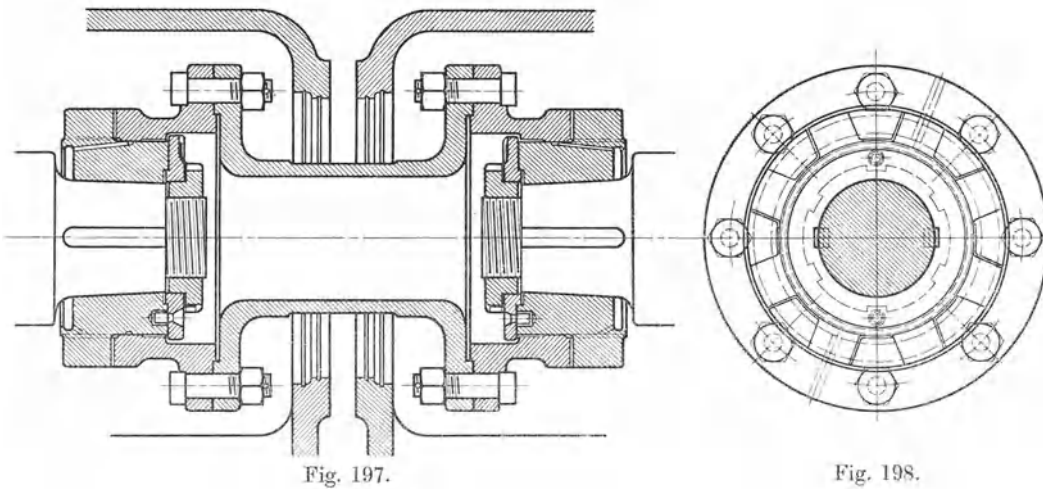


Fig. 196.

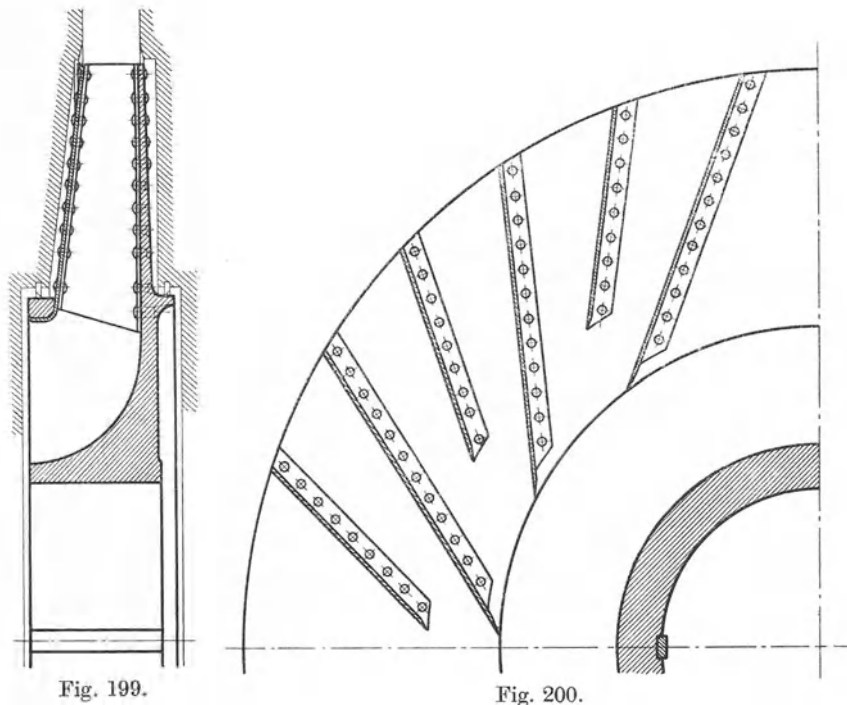
bunden, daß kleine Verschiebungen der Wellen nach jeder Richtung ohne Einfluß auf die Lagerung bleiben. Solche Verschiebungen können im Bergwerksbetrieb durch einseitiges Senken der Fundamente leicht eintreten.



### 83. „Gutehoffnungshütte“, Aktienverein für Bergbau und Hüttenbetrieb, Oberhausen.

Die „Gutehoffnungshütte“ gehört zu den Lizenznehmern der Konstruktionen von Prof. Dr.-Ing. A. Rateau in Paris, deren Hauptmerkmale sie zeigen. In der Ausführung der Einzelheiten ist die Fabrik den gemachten Erfahrungen gemäß selbständig vorgegangen.

Das Laufrad (Fig. 199 und 200) besteht ganz aus Nickelstahl. Die Radscheibe ist mit der Nabe aus einem Stück geschmiedet; die aufgenieteten Schaufeln



sind eben und im Sinne der Drehung schwach nach rückwärts geneigt. Die der Saugseite zugekehrte dünne Seitenwand ist ebenfalls mit den Schaufeln vernietet und durch einen Stahlring verstärkt, an dessen äußerem Umfang gleichzeitig die

Abdichtung des Druckraumes einer Stufe gegen den Saugraum erfolgt. Am äußeren Umfang zeigt diese Seitenwand eine kleine Umbördelung nach auswärts, damit bei einem seitlichen Streifen die Nietköpfe geschützt bleiben. Die Abdichtung des Spalt-

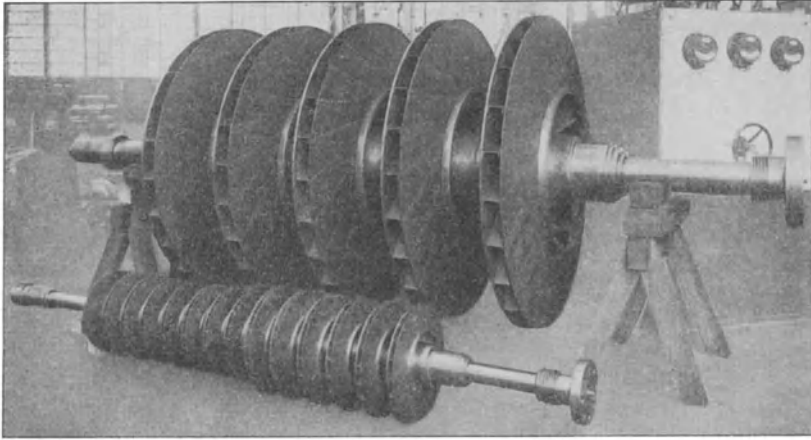


Fig. 201.

druckes gegen beide Seiten hin ist aus der Figur ersichtlich.

Fig. 201 stellt den Rotor eines großen Gebläses für eine Ansaugleistung von 1300 cbm/min dar, dessen Räder infolge der geringen Umlaufzahl von 1450 pro Minute außerordentlich große Durchmesser erhalten haben. Im Vordergrund ist der Hochdruckrotor eines 133 cbm/min-Kompressors sichtbar.

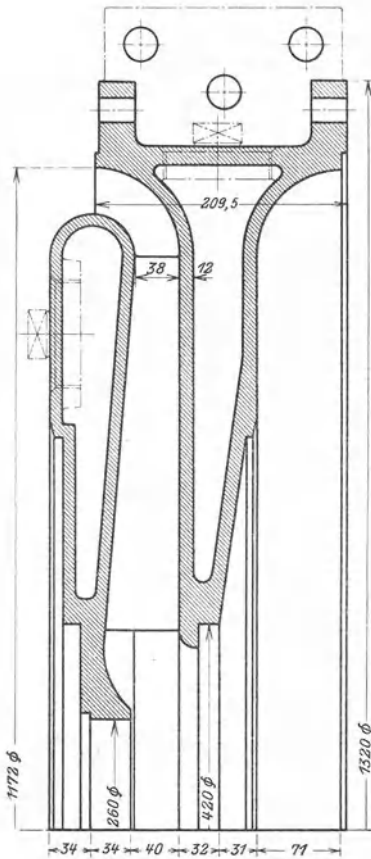


Fig. 203.

Das Gehäuse besteht bei den vielstufigen Gebläsen und Kompressoren aus einzelnen Elementen, deren Anzahl mit der Stufenzahl übereinstimmt. Sie legen sich mit Flanschen aneinander und sind außerdem in der wagerechten Mittelebene halbiert, wie dies aus Fig. 203 ersichtlich ist. Auf diese Weise kann mit denselben Modellen die Stufenzahl innerhalb gewisser Grenzen leicht verändert werden.

Die Fig. 202 zeigt das Gehäuse eines Kompressors, der 100 cbm/min auf 7 Atm. absol. zu pressen vermag.

Ein Gehäuseelement ist in den Fig. 203—206 dar-

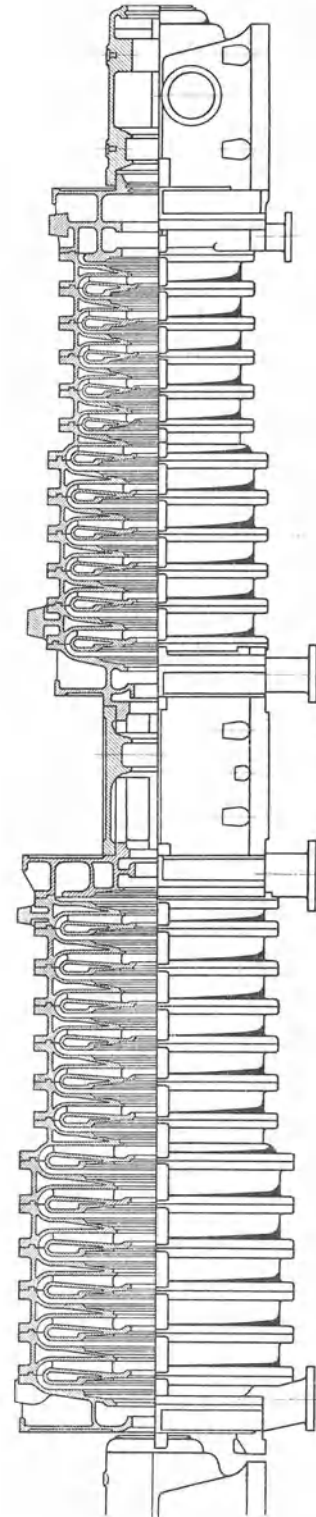


Fig. 202.



gestellt. Alle Wände sind hohl und werden von Kühlwasser durchflossen, das durch innen liegende Rippen zu einem geordneten Umlauf gezwungen wird. Die Führungsrippen für die Luft im sogenannten Rückkehrkanal, der das Gas zur nächsten Stufe führt, sind ebenfalls hohl ausgeführt und dienen dem Kühlwasser als Zuführungskanäle zu der inneren Trennungswand. Außerdem wird die wirk-  
same Kühlfläche durch diese wasser-  
gekühlten Rippen wesentlich vergrößert.

Der Rückkehrkanal liegt innerhalb ein und desselben Elementes, dagegen wird der Raum für das Laufrad und für die aus ihm austretende Luft von den Wänden zweier benachbarter Elemente gebildet. Dieser letztgenannte Kanal ist je nach den Umständen als Diffusor glatt ausgeführt oder mit Leitschaufeln versehen.

Die Fig. 207 läßt den Aufbau des Kompressors aus den einzelnen Elementen und die Anordnung der Kühlrohre erkennen. Das Kühlwasser tritt auf der hinteren Seite ein und verläßt die Elemente durch die auf der Figur sichtbaren Rohre.

Für kleinere Stufenzahlen, also bei Turbogebläsen, werden die Gehäuseteile in ihrer Stückzahl vermindert. Die Fig. 208 stellt ein Turbogebläse dar mit einer Ansaugleistung von 1000 cbm/min und einer Druckzunahme von 0,34 Atm., das für den Eisenhüttenverein Düdelingen (Luxemburg) geliefert wurde. Die Maschine läuft mit 3250 Uml./min, besitzt nur 2 Stufen und ist wegen der geringen Temperatursteigerung nicht mit Kühlung versehen. Die Luft tritt von beiden Seiten in das Doppelgehäuse, durchströmt die beiden Seitenräder und dann das gemeinsame Doppelrad, um zum Druckstutzen in der Mitte zu gelangen. Eine Teilung des Gehäuses hat in der wagerechten und senkrechten Mittelebene stattgefunden.

Der Achsdruck ist beinahe ausgeglichen, so daß das Kammlager nur die kleinen Restschübe aufzunehmen hat, die durch Ungenauigkeiten in der symmetrischen Herstellung auftreten können.

Das Gebläse ist dargestellt im Zusammenbau mit der Antriebsdampfturbine, die als Zweidruckturbine ausgeführt ist. (Siehe Fig. 209.) Der Niederdruckteil stellt für sich eine Abdampfturbine dar, die allein die volle Leistung des Kompressors zu geben vermag. Steht nicht genügend oder gar kein Abdampf zur Verfügung, so erhält die Hochdruckstufe entsprechend Frischdampf. Der vom Regulator

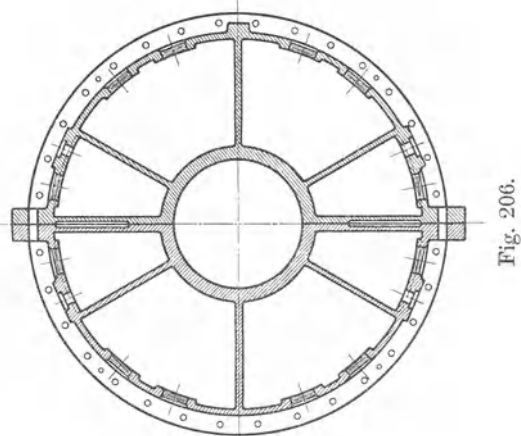


Fig. 206.

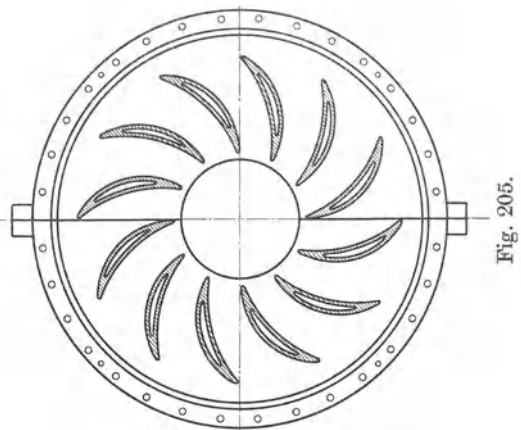


Fig. 205.

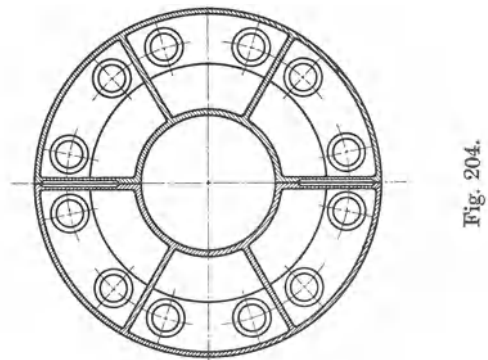


Fig. 204.



nach rechts führende wagerechte Hebel greift an dem Drehpunkt einer Stange an, die rechts zu der Abdampfsteuerung, links davon zu der Frischdampfsteuerung führt.

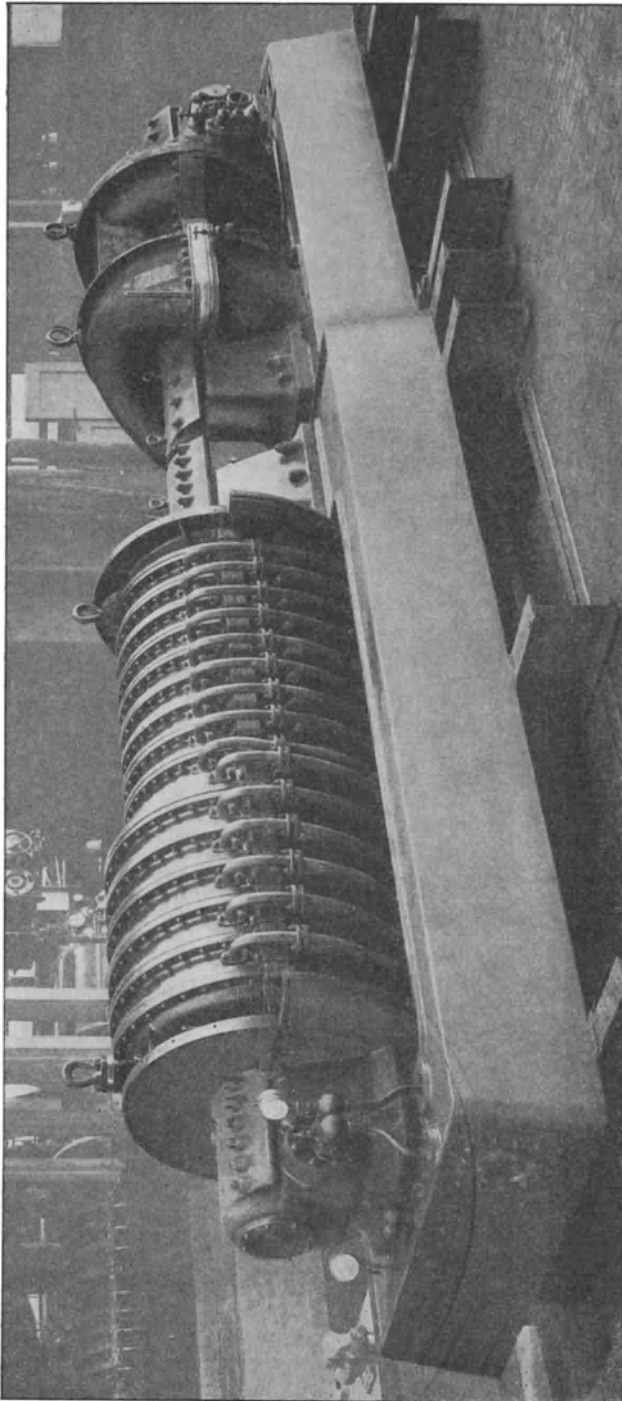


Fig. 207.

Die mit Abdampf von 1,1 Atm. absol. Spannung vorgenommenen Abnahmeversuche ergaben einen isothermischen Wirkungsgrad der ganzen Anlage von 49 v. H., bezogen auf isothermische Kompression der Luft und auf das theoretische Wärmegefälle des verwendeten Abdampfes.

Ein großes Turbogebälde mit 7 Stufen ist in Fig. 210 abgebildet, geliefert an das Hochofenwerk Resicza der Österreich.-Ung. Staatseisenbahnen Budapest. Das Gehäuse ist nur in der wagerechten Mittelebene geteilt. Die Aufhebung des Achsdruckes besorgt ein Entlastungskolben mit Labyrinthdichtung auf der Hochdruckseite.

Die Stopfbüchsenabdichtungen sind in ihrer Ausführung aus den Fig. 211 bis 213 ersichtlich, die Fig. 212 stellt die Abdichtung der Welle nach außen dar, Fig. 213 zeigt die Abdichtung zwischen zwei Kammern.

Die Wellen sind bei den Gebläsen und kleinen Kompressoren starr, so daß die kritische Umlaufzahl über der angewendeten liegt. Dabei kann das Spiel in den Stopfbüchsen sehr klein (0,1 bis 0,2 mm) eingestellt werden. Bei großen Kompressoren werden die Wellen zur möglichststen Einschränkung des Durchmessers nicht mehr

starr ausgebildet. Das dadurch bedingte etwas größere Spiel hat keine wesentliche Bedeutung, zumal die Luftleistung im ganzen auch größer ist.

An dem Turbogebälde in Resicza sind Abnahmeversuche vorgenommen worden,

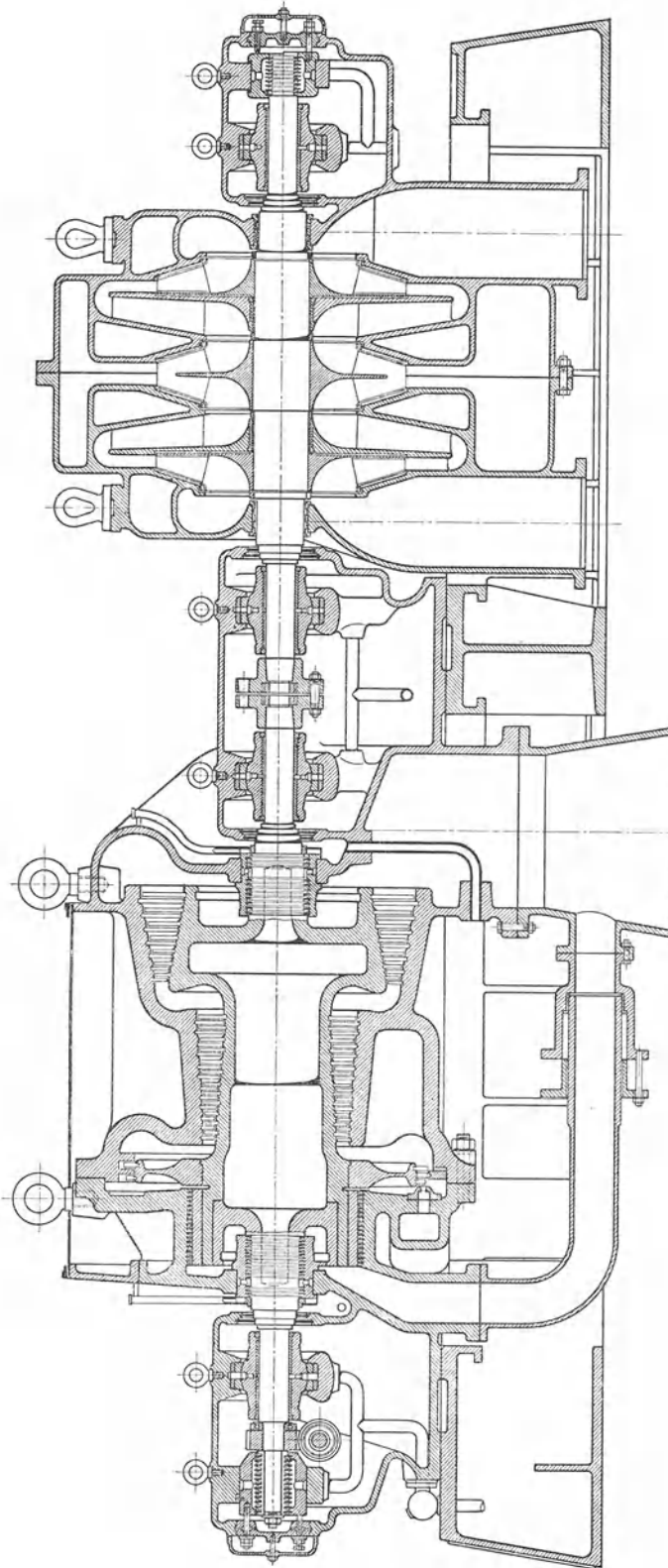


Fig. 208.

und zwar erfolgte die Bestimmung der Liefermenge durch Einbau einer Düse von 500 mm lichter Weite in das Saugrohr. Die Lufttemperatur vor der Düse betrug  $16,7^{\circ}\text{C}$ , der Druck hinter ihr 443 mm WS bei einem Barometerstand von 742 mm QS. Durch Messung der elektrischen Energie des Drehstrommotors konnte die eingeleitete Betriebsarbeit einwandfrei bestimmt werden.

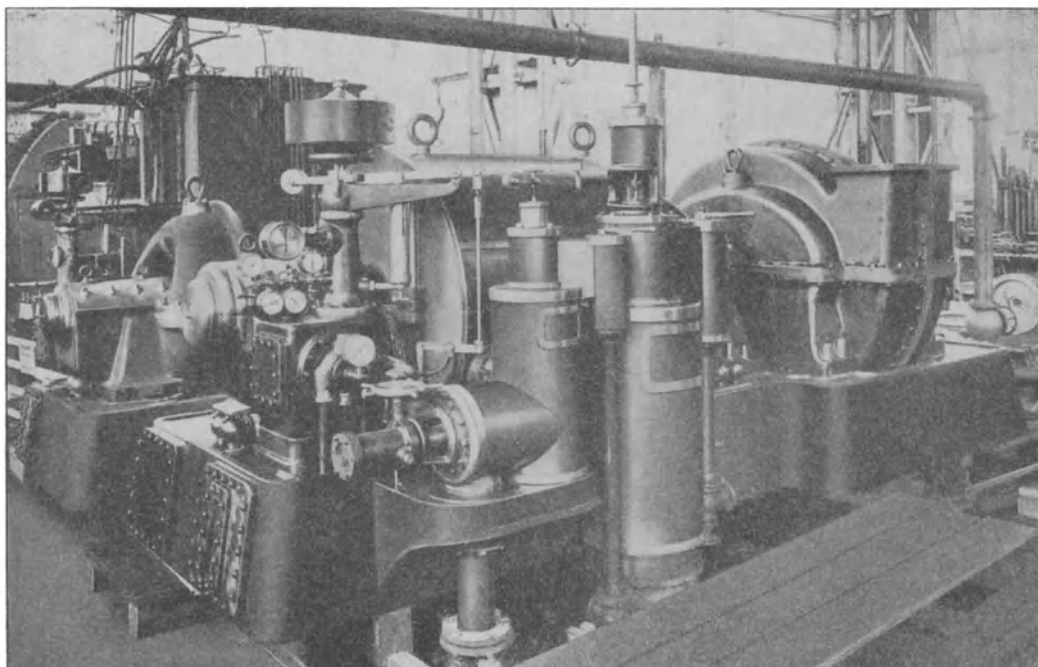


Fig. 209.

Die gefundenen Hauptwerte sind:

Anfangszustand im Saugstutzen .	$p_s = 0,955 \text{ Atm. abs.}$	$t_s = 18,9^{\circ}\text{C}$
Endzustand im Druckstutzen . .	$p_d = 1,695 \text{ ,, ,,}$	$t_d = 80,5^{\circ}\text{C}$
Druckverhältnis . . . . .	1,775	
Angesaugte Luftmenge . . . . .	$V = 1042 \text{ cbm/min}$	
Motorleistung . . . . .	$N_{el} = 1552 \text{ KW}$	
Motorwirkungsgrad . . . . .	$\eta_{el} = 94,5 \text{ v. H.}$	
Betriebsarbeit des Gebläses . .	$N = 1994 \text{ PS}$	
Adiabatische Kompressorleistung	$N_{ad} = 1385 \text{ PS}$	
Adiabatischer Wirkungsgrad . .	$\eta_{ad} = 69,4 \text{ v. H.}$	
Isothermischer Wirkungsgrad . .	$\eta_{is} = 63,8 \text{ v. H.}$	
Umlaufzahl . . . . .	$n = 1233$	
Temperaturen des Kühlwassers .	Eintritt $14^{\circ}\text{C}$ ,	Austritt $21,2^{\circ}\text{C}$ .

Fig. 214 zeigt die Gebläse für Resicza mit abgehobenem Deckel, aufgenommen in der Werkstatt der „Gutehoffnungshütte“.

Der in Fig. 215 abgebildete Kompressor weist eine Liefermenge von 35600 cbm/st (593 cbm/min) auf, er ist in drei Ausführungen für die Rand Mines and Viktoria Falls Power Supply Co. Ltd. in Transvaal zur Aufstellung gelangt. Die Anlage besteht aus einem Hochdruck- und einem Niederdruckgehäuse, jedes durch einen besonderen Motor angetrieben. Im Hintergrund der Figur be-

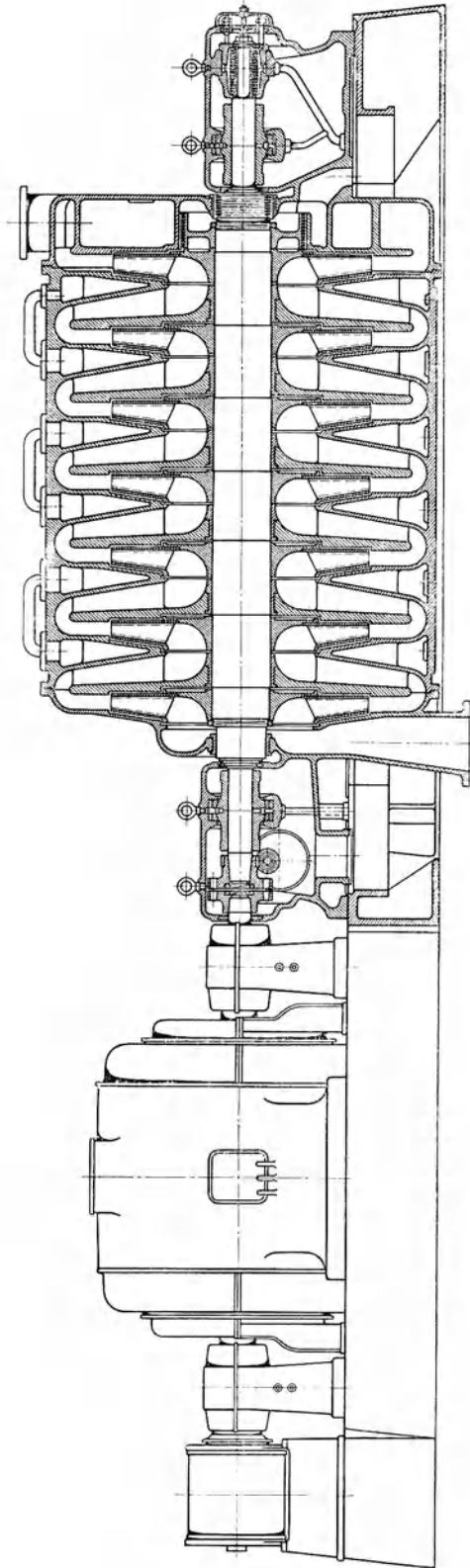


Fig. 210.

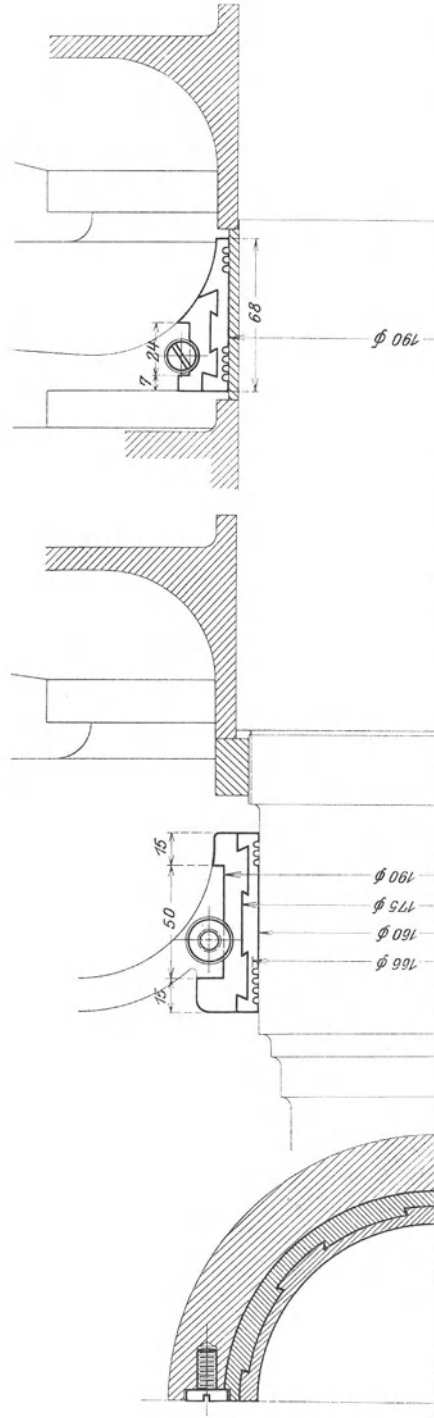


Fig. 211.

Fig. 212.

Fig. 213.

finden sich zwei teilweise abgedeckte Maschinen mit Dampfturbinenantrieb auf dem Versuchsstand.

Aus den Ergebnissen der Abnahmeversuche dieser Kompressoren für Südafrika können folgende Mitteilungen gemacht werden:

Druck am Eintritt . . . . .	$p_s = 0,832$ Atm. absol.
Druck am Austritt . . . . .	$p_a = 9,3$ „ „
Druckverhältnis . . . . .	11,18
Betriebsarbeit, vom Motor abgegeben . . . . .	$N = 4055$ PS
Isothermische Arbeit . . . . .	$N_{is} = 2731$ PS
Isothermischer Wirkungsgrad . . . . .	$\eta_{is} = 67,4$ v. H.

Zurzeit sind diese Kompressoren die größten bis jetzt gebauten Einheiten und lassen die Leistungsfähigkeit der noch jungen Industrie erkennen.

Die in Beispiel 39 mitgeteilten Werte über den Verlauf von Druck und Temperatur in den einzelnen Stufen sind an einem Kompressor gemessen worden,

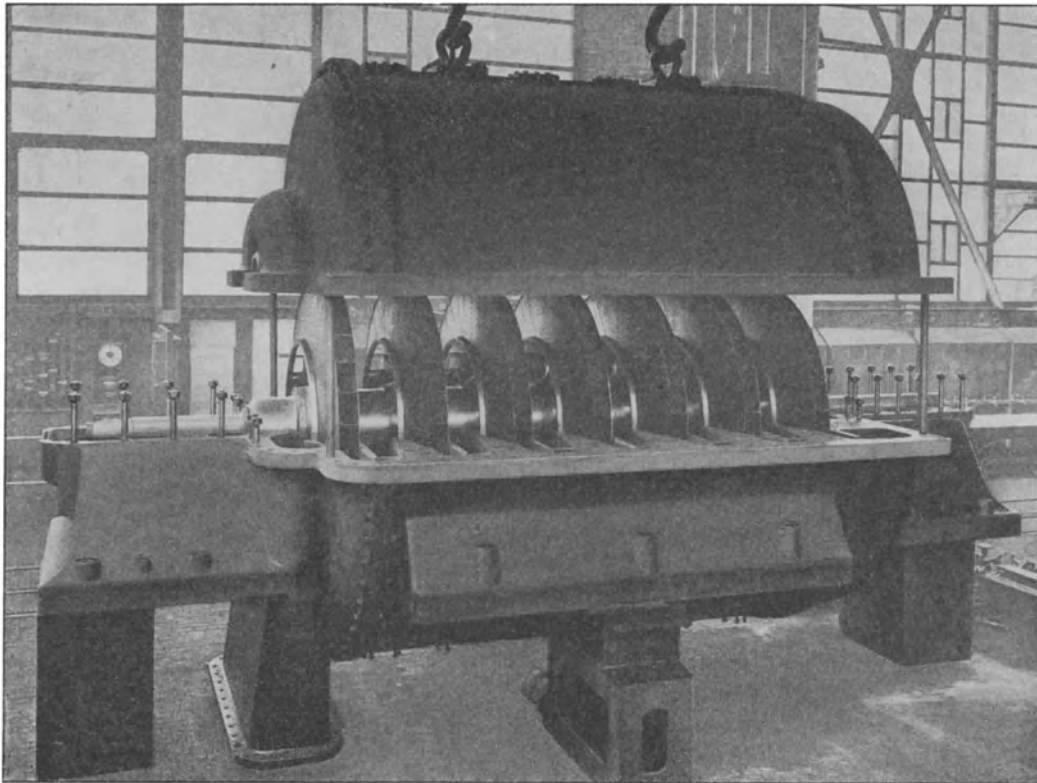


Fig. 214.

der normal 8000 cbm/st ansaugen und auf 7 Atm. absol. verdichten soll bei 3850 Uml./min. Die Versuchsergebnisse sind in beistehender Zahlentafel 22 zusammengetragen. Die Proben mußten bei einer etwas kleineren Umlaufzahl vorgenommen werden, deshalb ist der normale Enddruck nicht erreicht worden und auch der Wirkungsgrad dürfte sich unter normalen Verhältnissen noch etwas besser gestalten. Eine weitere Steigerung desselben würde durch Einbau eines Zwischenkühlers erreicht; er wurde hier weggelassen, um eine einfache und billige Maschine zu erhalten.

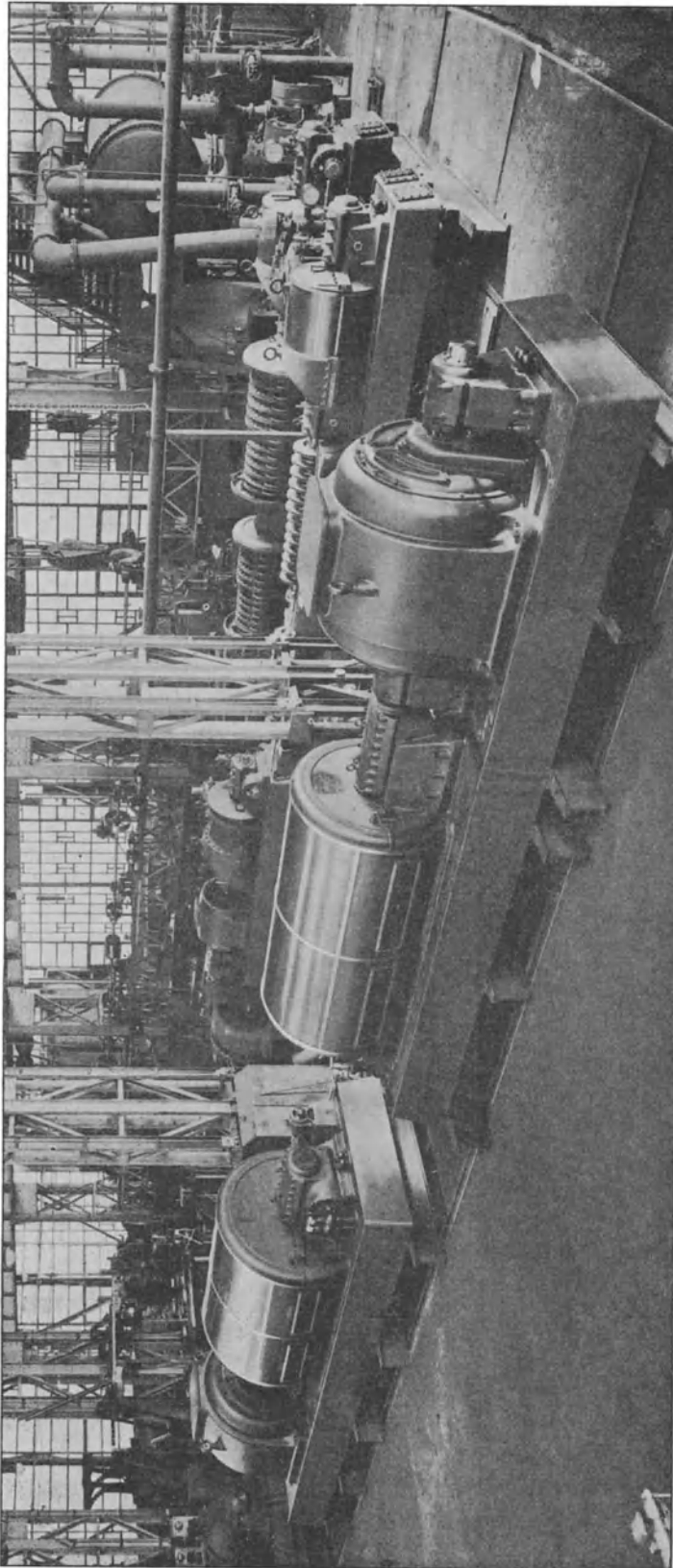


Fig. 216.

## Zahlentafel 22.

Versuche an einem Kompressor 8000 cbm/st normaler Ansaugleistung.

Versuchsnummer	I	II	III	IV
Zeit . . . . .	3 <sup>21</sup> —3 <sup>36</sup>	3 <sup>53</sup> —4 <sup>23</sup>	4 <sup>47</sup> —5 <sup>08</sup>	5 <sup>21</sup> —5 <sup>48</sup>
Barometerstand . . . . . mm QS	758,2	758,0	757,8	757,6
Ansaugedruck . . . . . Atm. abs.	1,03	1,03	1,03	1,03
Ansaugetemperatur . . . . . ° C	20,1	20,8	20,5	20,5
Druck hinter der ersten Radgruppe Atm. abs.	2,0	1,96	1,93	1,92
Druck zwischen ND und HD . . . . . „ „	3,35	3,26	3,12	2,9
Druck hinter der dritten Radgruppe . . . . . „ „	4,70	4,5	4,2	3,8
Ausblasedruck hinter dem HD . . . . . „ „	6,53	6,1	5,6	4,75
Ausblasetemperatur hinter dem HD . . . . . ° C	63	72,2	79,5	84
Druck vor der Düse . . . . . mm WS	95	172	290	385
Temperatur vor der Düse . . . . . ° C	50	56,8	63,9	69,5
Kühlwassermenge . . . . . kg/st	38960	39010	39260	39160
Kühlwassertemperatur beim Eintritt . . . . . ° C	22,85	23,67	23,62	24,41
Kühlwassertemperatur beim Austritt . . . . . „ „	31,22	33,20	34	34,80
Ausgeblasene Luftmenge bezogen auf Ansaugverhältnisse . . . . . cbm/st	5270	7040	9030	10300
Angesaugte Luftmenge . . . . . „	5395	7195	9180	10485
Gesamtdruckverhältnis . . . . .	6,34	5,92	5,44	4,61
Isothermische Leistung . . . . . PS	380	489	595	610
Spez. Gewicht der angesaugten Luft kg/cbm	1,20	1,198	1,20	1,20
Durch die Luft abgeführte Wärme . . . WE	65700	104900	153900	190000
Durch die Luft abgeführte Leistung . . . PS	103	165	242	298
Durch das Kühlwasser abgeführte Wärme WE	326000	372000	407000	406000
Durch das Kühlwasser abgef. Leistung . PS	512	585	640	639
Gesamte abgeführte Leistung . . . . . „	615	750	882	937
Wirkungsgrad . . . . . %	61,8	65,1	67,4	65,1
Umdrehungen . . . . .	3630	3624	3623	3619

Die Messung der Luftmenge geschah mittels einer gut abgerundeten Ausflußdüse von 225,5 mm l. Weite, eingebaut in die Druckleitung. Sie wurde durch eine vom Verein deutscher Ingenieure eingesetzte Kommission geeicht, indem die ausströmende Luft mit einem Gasometer von 5000 cbm Inhalt auf der Eisenhütte Oberhausen gemessen wurde; dabei ergaben sich für die Ausflußziffer Werte, die zwischen 0,99 und 0,997 schwankten. Die so bestimmte Menge findet sich in Zahlentafel 21 unter der Bezeichnung „Ausgeblasene Luftmenge, bezogen auf Ansaugverhältnisse“. Da aber die Maschine etwas Luft aus dem Entlastungskolben verliert, ist zu den gemessenen Mengen ein erfahrungsgemäß festgesetzter Zuschlag zu machen, dessen Größe sich nach dem erzielten Enddruck richtet. Dieser vergrößerte Wert ist als „Angesaugte Luftmenge“ in der Zahlentafel bezeichnet; er dient zur Berechnung der eingeführten Betriebsleistung aus den Temperaturunterschieden (Beispiel 39) oder aus der entstandenen Wärme (Beispiel 41).

Letztere Berechnungsart ist für diese Versuche angewendet und in Zahlentafel 22 eingeschrieben worden.

Die angegebene Kühlwassermenge enthält die Wärme zweier Lager, die der beiden anderen dagegen nicht. Der isothermische Wirkungsgrad ist also tatsächlich um etwa 1 v. H. kleiner als der gefundene (siehe Beispiel 39). Er erfährt eine weitere kleine Verminderung, wenn zur Berechnung der isothermischen Leistung das geförderte Luftgewicht eingesetzt wird.

Fig. 216 stellt ein kleines Gebläse für Kuppelöfen oder ähnliche Betriebe dar, das infolge des geringen Winddrucks nur 1 bis 2 Räder enthält.

Ähnliche Gebläse werden häufig für Koks-ofenbetriebe gebaut als sogenannte Gassauger. Sie haben die Aufgabe, die Koksofengase aus den Öfen abzusaugen und durch die Apparate zur Gewinnung der Nebenprodukte hindurch in die Kesselbatterie zu drücken; neben der geringen Saugwirkung tritt also eine bedeutende Druckwirkung auf.

Eine andere Anordnung besteht darin, die Koksofengase von der Kesselbatterie aus durch sämtliche Apparate hindurchzusaugen; dadurch wird das lästige Austreten von Gasen aus kleinen Undichtheiten der Leitung vermieden.

Bei dieser Anordnung tritt eine ziemlich hohe Saugwirkung auf; da das spezifische Gewicht der geförderten Gasmenge nur etwa ein Drittel desjenigen der Luft beträgt, so müssen diese Gassauger selbst für verhältnismäßig kleine Druckhöhen mehr Räder erhalten, als für Luft nötig wären.

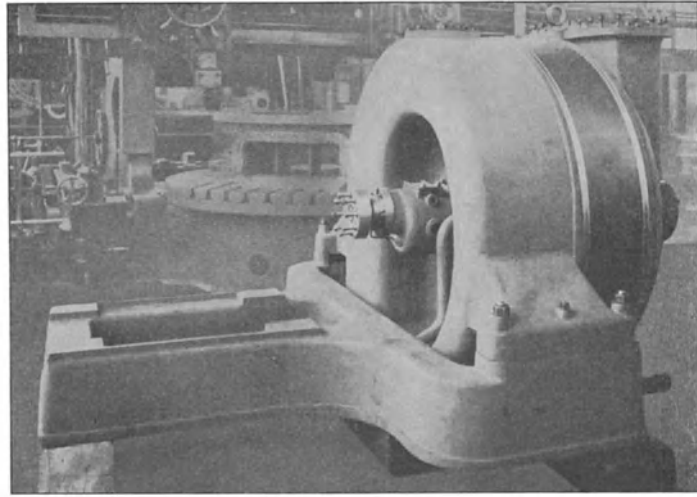


Fig. 216.

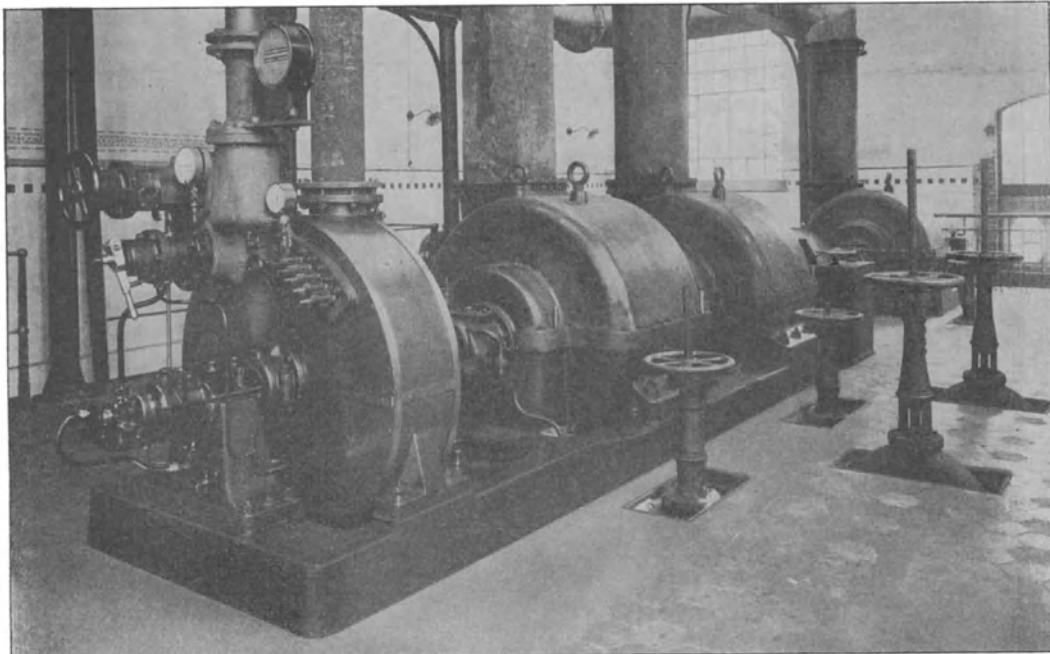


Fig. 217.



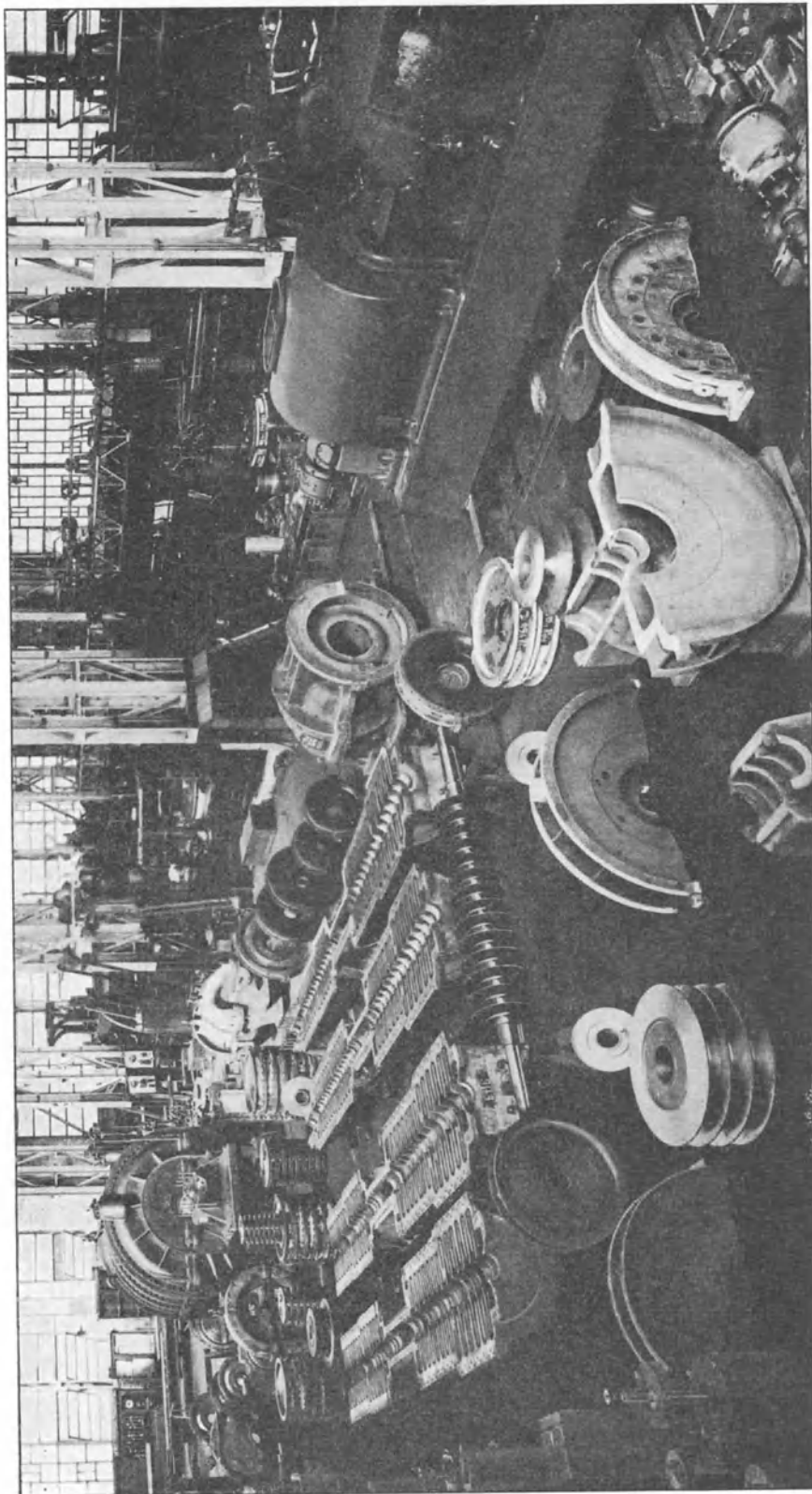


Fig. 218.

In Fig. 217 ist eine derartige Gassaugeranlage für Koksofenbetrieb abgebildet; links die Antriebturbine, mit der zwei Gebläse gekuppelt sind. Ihre Saugstutzen liegen unter Maschinenflur, die Druckstutzen sind sichtbar. Im Hintergrund befindet sich ein Elektromotor mit Anlasser, der ebenfalls die Gebläse antreiben kann.

Diese Gebläse werden für 8000 bis 20000 cbm/st bei einer Saughöhe von etwa 1000 mm WS und einer Druckhöhe von 500 mm gebaut.

Ein Gesamtbild der Werkstätte der „Gutehoffnungshütte“ gibt Fig. 218, auf der eine Reihe von Kompressoren, Gehäusen, Rotoren und einzelner Elemente sichtbar sind.

#### 84. Allgemeine Elektrizitätsgesellschaft, Berlin.

Die Turbinenfabrik der A. E. G. Berlin baut Turbogebläse und Hochdruckkompressoren, von denen im folgenden einige bemerkenswerte Ausführungen zur Darstellung gelangen.

Die Abbildung 219 zeigt ein vierstufiges Gebläse kleinerer Leistung mit Antrieb durch Elektromotor.

Das Gehäuse ist aus Elementen zusammengesetzt. Der Stirndeckel an der Saugseite enthält den Einströmstutzen von rechteckigem Querschnitt, der zugleich

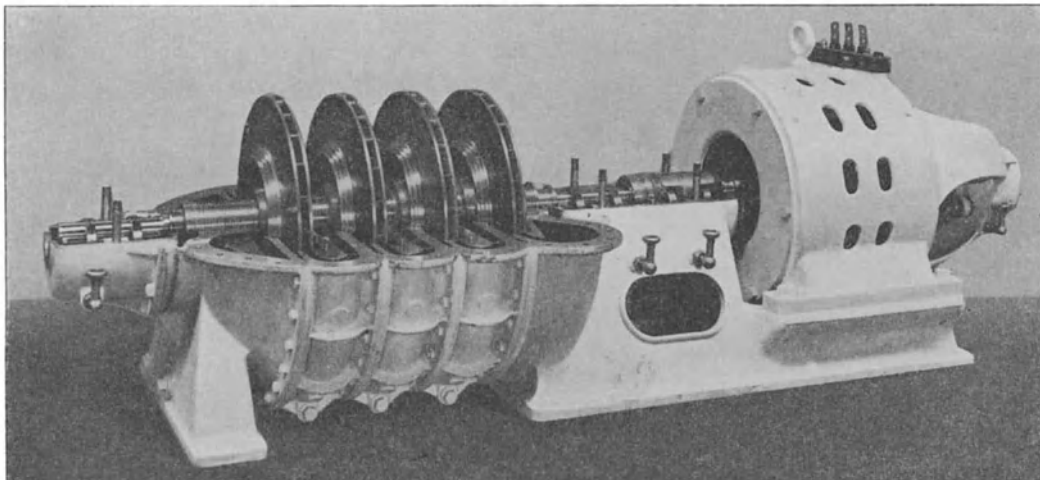


Fig. 219.

als Fuß ausgebildet ist, und das geschlossene Endlager. Der Stirndeckel an der Druckseite ist mit dem Lagerkörper vereinigt, der gleichzeitig das Rahmenstück für den Motor bildet.

Der Zusammenbau großer Turbokompressoren ist im Längsschnitt Fig. 220 zur Anschauung gebracht.

Das Gehäuse besteht aus einem in der wagerechten Mittelebene geteilten Mantel, der innen glatt ausgedreht, außen durch Rippen versteift ist und sich seitlich auf einen ringsumlaufenden Rahmen stützt. Der Einbau der Laufräder, sowie der feststehenden Kanalwände ist aus der Zeichnung deutlich ersichtlich. Die gegen die Achse einwärts strömende Luft kommt mit der umlaufenden Welle nicht in Berührung, sondern wird vom feststehenden Kanal der Eintrittsmantelfläche des Laufrades stoßfrei zugeführt. Die Luft erhält also keine Neigung zur drehenden Bewegung vor dem Laufrad; auch ist die Abdichtung der einzelnen

Kammern gegeneinander besser; sie wird vervollständigt durch Ringe, die sich um die Achse legen. Nach dem Durchströmen des Laufrades fließt die Luft noch

ein beträchtliches Stück im festen Diffusorkanal radial auswärts, bevor sie im Bogen mit großem Krümmungsradius umkehrt. Eigentliche Leitschaufeln im unmittelbaren Anschluß an die Laufräder fehlen.

Besondere Sorgfalt ist auf eine ausgiebige Kühlung verwendet. Infolge der großen Gehäusedurchmesser sind die Kühlflächen der einzelnen Kammern groß. Außerdem ist für einen gleichmäßigen Wasserumlauf Sorge getragen, damit keine toten Räume gebildet werden, in denen sich Schlamm ablagern kann.

Der Achsdruck wird durch den Entlastungskolben auf der Druckseite aufgehoben, dessen Außenfläche dem Saugdruck ausgesetzt ist. Die beiden

Labyrinthstoffbüchsen haben also nur gegen den Ansaugedruck zu dichten.

Das Laufrad zeigt Schaufeln, die am inneren Eintrittsquerschnitt schraubenförmig verwundene Kanten aufweisen nach Art der Schaufelung bei Francis-Wasserturbinen. Fig. 221.

Gegen den äußeren Umfang laufen sie im Sinne der Drehbewegung nach rückwärts geneigt aus.

Die Welle ist derart bemessen, daß die normale Umlaufzahl zwischen der

ersten und zweiten kritischen Umlaufzahl gelegen ist.

Das Gesamtbild eines Turbokompressors mit zwei Gehäusen und unmittelbarem Antrieb durch eine A. E. G.-Dampfturbine zeigt Fig. 222.

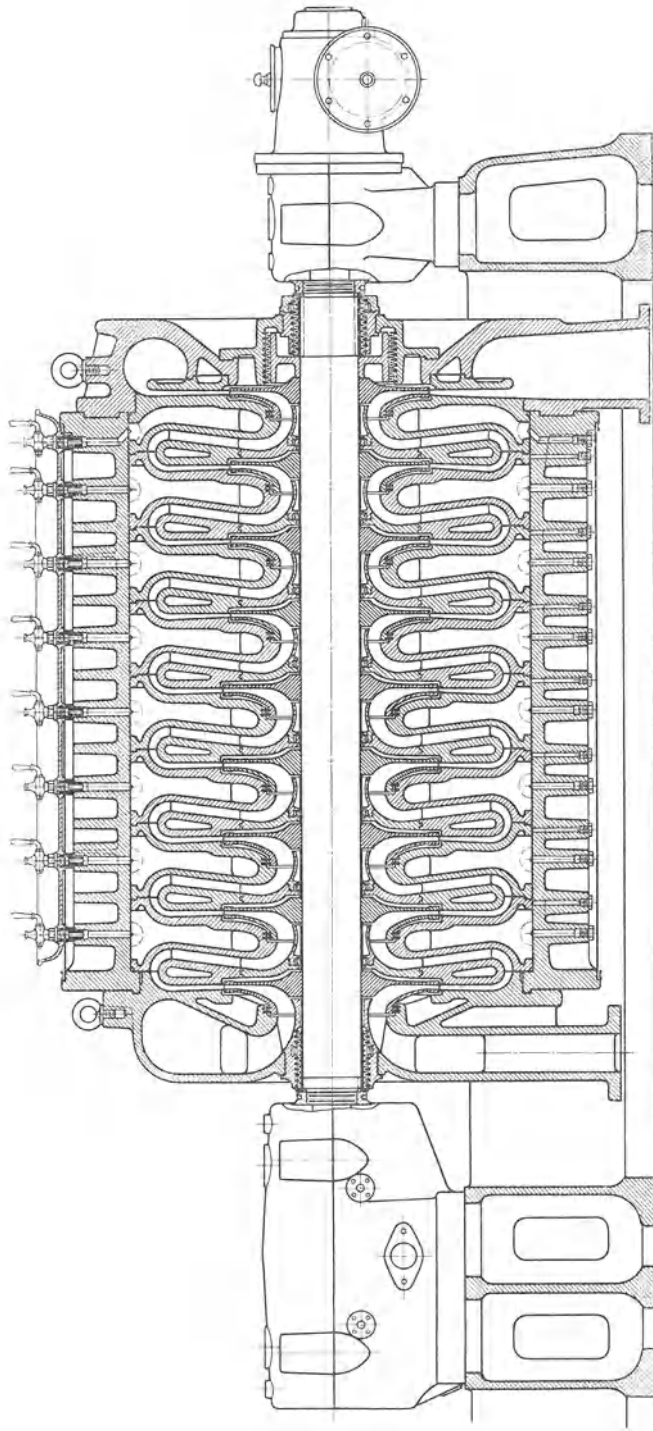


Fig. 220.

Dieser Kompressor saugt bei 3700 Uml./min 12000 cbm Luft in der Stunde an und verdichtet sie auf 6 Atm. Überdruck.

Für die Rand Mines & Victoria Falls Power Supply Co. Ltd. in Transvaal hat die A. E. G. Hochdruckkompressoren geliefert; jede Gruppe besteht aus einem Niederdruck- und einem Hochdruckteil mit gesondertem Antrieb durch je einen Elektromotor. Die Luft durchfließt vom ersten zum zweiten Gehäuse einen Zwischenkühler.

Die Abnahmeversuche dieser Einheiten fanden in Berlin statt, und zwar wurden als Antriebsmaschinen Dampfturbinen benützt.

Die Hauptergebnisse dieser Versuche sind in der Zahlentafel 23 zusammengestellt. In der Fig. 223 sind einige Hauptwerte in Funktion der angesaugten Luftmenge aufgetragen, nämlich Anfangs- und Enddruck der Luft, sowie der stündliche Dampfverbrauch. Die bei den Kurvenpunkten eingeschriebenen Zahlen beziehen sich auf die Nummern der Versuche.

In der Zahlentafel fällt die kleine Erwärmung der Luft auf, trotzdem das Druckverhältnis über das Elffache ansteigt.

Einen Einblick über das Verhältnis des gesamten Dampfverbrauchs zur erzielten Luftleistung ergibt sich, wenn man die isothermische Kompressionsarbeit

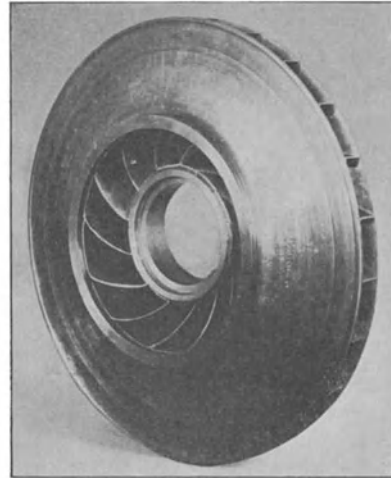


Fig. 221.

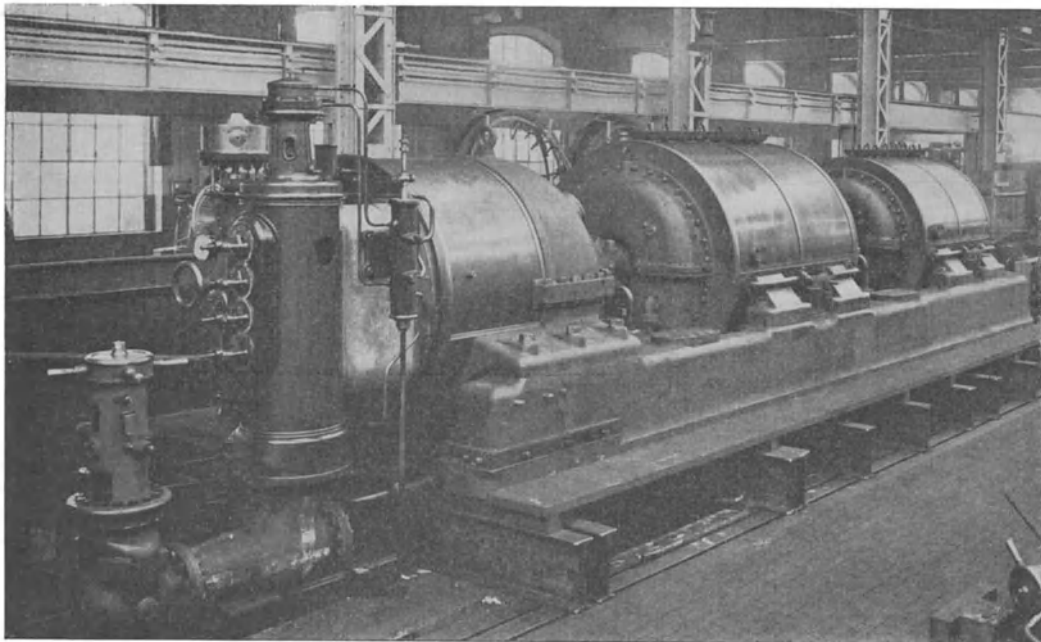


Fig. 222.

der Luft berechnet und den gemessenen Dampfverbrauch darauf bezieht. Zweckmäßig ist es, den Dampfverbrauch bei den verschiedenen Versuchen auf denselben Anfangszustand des Dampfes und dasselbe Vakuum umzurechnen.

Aus der Zahlentafel 23 ergeben sich auf diese Weise für die Versuche Nr. 8 bis 12 die in Zahlentafel 24 eingetragenen Werte.

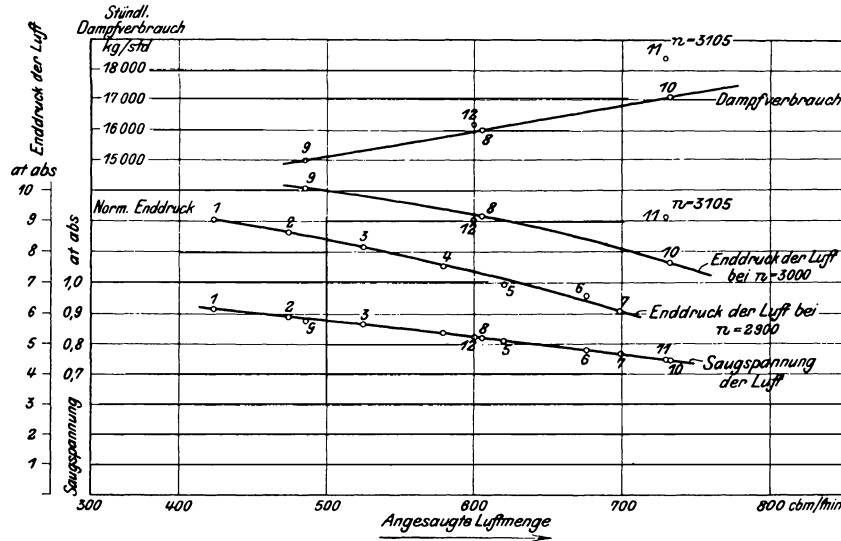


Fig. 223.

Zahlentafel 23.

TK 37 Rand Mines I. Ergebnisse des Abnahme-Versuches am 3./4. 6. 10.

Nr. des Versuchs	Zeit	Umdrehungen pro Minute	Angesaugte Luftmenge Mit 4 Sauglinsen à 125 mm $\phi$ gemessen. cbm/min	Temperatur der angesaugten Luft		Saugspannung der Luft		Enddruck der Luft		Kompr.-Verhältnis Enddruck = Saugspannung	Endtemperatur der Luft $^{\circ}$ C	Kühlwasser-		Dampfturbine				
				$^{\circ}$ C	Atm. abs.	Atm. abs.	Atm. abs.	Verbrauch cbm/min	Eintritts-Temperatur $^{\circ}$ C			Gemessener Dampfverbrauch kg/st	Dampfdr. vor den Düsen Atm. Üb.	Dampf-temp. vor den Düsen $^{\circ}$ C	Vakuum %	Umger. Dampfverbr. bezog. auf 350 $^{\circ}$ , 12 Atm. u. 96% Vak. kg/st		
1	7 <sup>15</sup>	2900	424	20	0,914	9,025	9,88	49		10,88								
2	7 <sup>20</sup>	"	475	20	0,889	8,625	9,71	"		"								
3	7 <sup>25</sup>	"	525	20	0,864	8,175	9,46	52		"								
4	7 <sup>30</sup>	"	579	19,4	0,835	7,525	9,01	"		"								
5	7 <sup>35</sup>	"	620	19,1	0,810	6,925	8,55	53		"								
6	7 <sup>40</sup>	"	676	20	0,780	6,525	8,37	55		"								
7	7 <sup>45</sup>	"	699	22	0,767	6,075	7,925	54		"								
8	9 <sup>15-55</sup>	3000	605	22	0,820	9,173	11,2	59	2,98	"	19314	13,01	251,2	94,4	15970			
9	10 <sup>15-55</sup>	"	486	21,2	0,876	10,073	11,5	55,6	2,95	"	17850	11,8	251,6	95,0	14970			
10	11 <sup>15-45</sup>	"	733	21,2	0,745	7,623	10,25	57,3	2,97	"	20865	11,28	255	93,6	17025			
11	12 <sup>00-30</sup>	3105	730	21,2	0,744	9,123	12,29	61,4	2,97	"	22800	12,53	255	93,0	18330			
12	1 <sup>20-200</sup>	3040	600	21,5	0,820	9,023	11,0	73,5	3,006	24,4	19100	12,95	256,3	95,0	16160			

Zahlentafel 24.

Nr. des Versuchs	8	9	10	11	12
Umdrehungen/min	3000	3000	3000	3105	3040
Reine Kompressionsarbeit PS <sub>is</sub>	2662	2316	2826	3135	2610
Dampfverbrauch, gemessen kg/st	19314	17850	20865	22800	19100
umgerechnet (350 $^{\circ}$ , 12 Atm. abs., 96% Vak.)	15970	14970	17025	18330	16160
pro PS <sub>is</sub> /st, gemessen kg	7,26	7,66	7,37	7,29	7,32
pro PS <sub>is</sub> /st, umgerechnet kg	6,0	6,46	6,02	5,85	6,19

### 85. Maschinenbau A. G. Pokorny & Wittekind, Frankfurt a. M.

Die genannte Firma sucht bei ihren Turbokompressoren die Stufenzahl durch Anwendung beträchtlicher Umfangsgeschwindigkeiten herabzumindern.

In Fig. 224 ist ein vierstufiges Gebläse dargestellt, das bei 2400 Uml./min eine Luftmenge von 7000 cbm/st auf 0,6 Atm. Überdruck verdichtet. Mit dem äußeren Raddurchmesser von 960 mm beträgt die Umfangsgeschwindigkeit  $u_2 = 120$  m/sek. und  $u_2^2 : g = 147$  m Luftsäule für jede Stufe.

Auf der Weltausstellung in Brüssel stand ein Turbokompressor mit Dampfturbine im Betrieb, wovon Fig. 225 einen Längsschnitt zeigt. Die Liefermenge be-

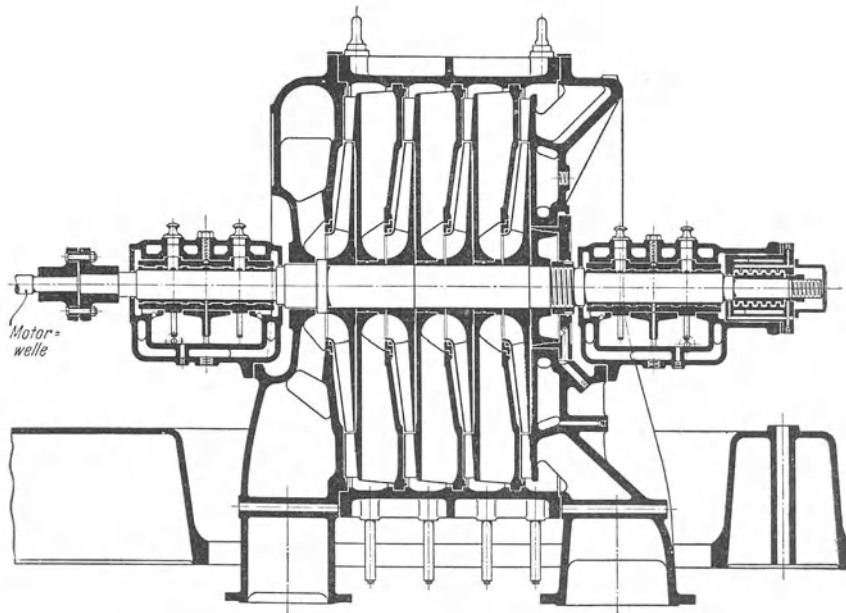


Fig. 224.

trägt 8000 cbm/st; bei 4200 Uml./min wird mit 6 Stufen ein Druck von 2,8 Atm. absol. erzielt.

Für die Victoria Falls and Transvaal Power Co. hat die Firma Pokorny & Wittekind einen Turbokompressor mit einer normalen Ansaugleistung von 600 cbm/min geliefert. Bei einem Barometerstand von 610 mm QS soll ein Enddruck von 9 Atm. absol erzielt werden können. Der Kompressor wird durch zwei Synchronmotoren der Siemens-Schuckert-Werke von je 2000 PS Leistung bei 3000 Uml./min angetrieben. Die Stufenzahl ist in drei Gruppen angeordnet, von denen die Niederdruckgruppe in zwei parallel arbeitende unterteilt ist. Die eine Kompressorseite besteht aus einem Niederdruck- und einem Mitteldruckgehäuse, die andere aus dem zweiten Niederdruckgehäuse und dem Hochdruckgehäuse. Über die Ergebnisse der Abnahmeversuche gibt Zahlentafel 25 Auskunft<sup>1)</sup>.

Die Bestimmung der Liefermenge geschah mittels Meßdüsen, die vor den Saugstutzen gesetzt waren. Für die Berechnung der Menge aus Druckunterschied und Querschnitt der Düse ist die Ausflußziffer  $\mu = 0,98$  angenommen worden.

<sup>1)</sup> Siehe Z. Ver. deutsch. Ing. 1911, S. 173.

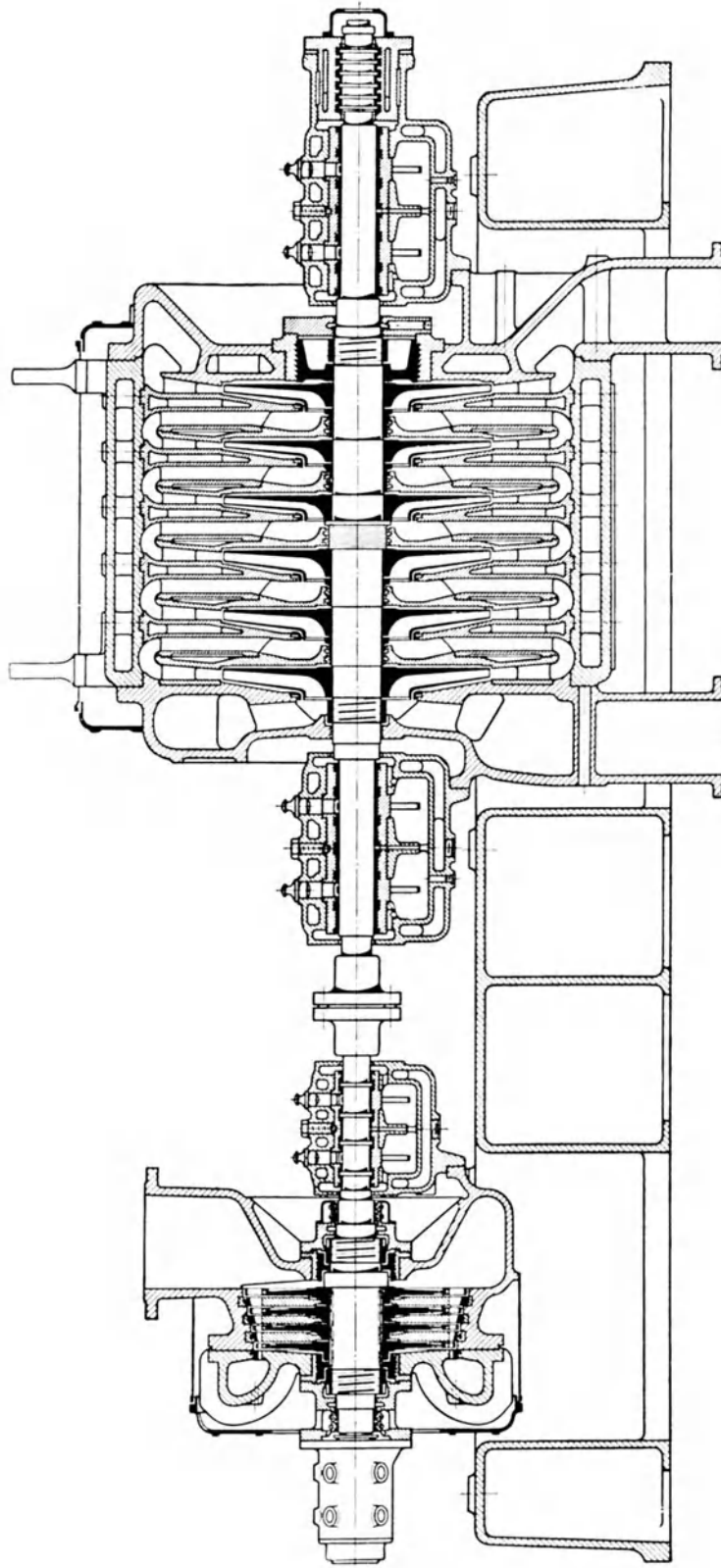


Fig. 225.

Zahlentafel 25.

Versuch	Drücke		HDr.- Austritt	Temperaturen		HDr.- Austritt	Zu- geführte Leistung PSe	Luft- gewicht kg/sek	$\eta_{is}$
	NDr.-Eintritt			NDr.-Eintritt					
	links Atm. abs.	rechts Atm. abs.	Atm. abs.	links	rechts				
I.	0,7787	0,7415	9,479	27,0	28,0	69,0	3846,7	8,76	67,04
II.	0,8359	0,7913	9,879	27,5	28,2	71,5	4074,3	9,30	66,78
III.	0,8322	0,7818	9,392	28,0	28,5	85,2	4023,7	9,35	66,52
IV.	0,8322	0,7815	9,330	28,5	28,0	85,6	3992,0	9,31	66,47
V.	0,8313	0,7859	9,081	28,0	27,0	85,8	4055,9	9,60	66,60
VI.	0,8355	0,7866	8,087	28,0	26,5	87,7	4228,2	10,33	65,20
VII.	0,8356	0,7869	9,832	27,5	26,5	80,7	3612,3	8,10	65,11
VIII.	0,7911	0,7410	9,032	27,5		79,0	3418,3	7,53	63,11

## 86. Escher Wyss &amp; Co., Zürich.

Die Aktiengesellschaft der Maschinenfabriken Escher Wyss & Co., Zürich baut Gebläse und Turbokompressoren „System Zoelly“, bei denen als leitender Grundgedanke die Erzielung einer möglichst großen Wirkung in jeder einzelnen Stufe geltend gemacht wird. Damit jedes Schaufelrad einen hohen Druck zu erzeugen vermag, werden Umfangsgeschwindigkeiten angewendet, die 180 bis 200 m/sek

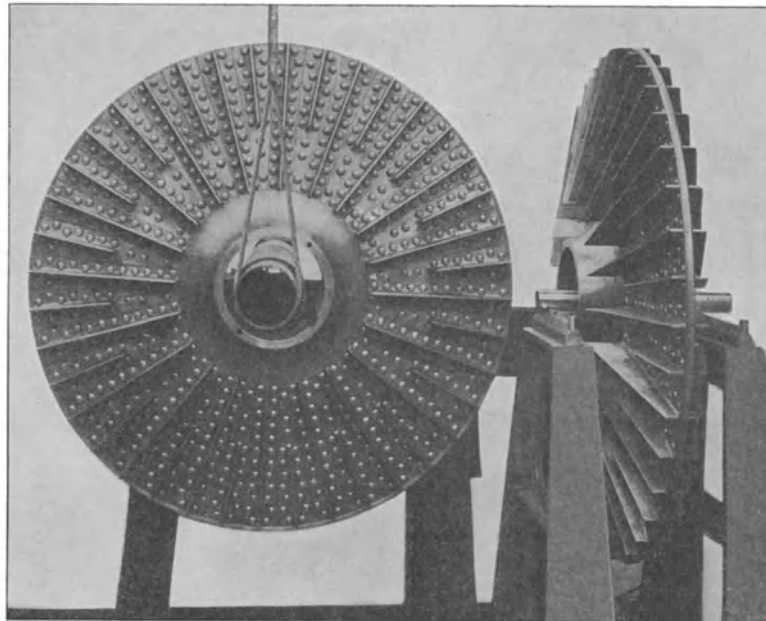


Fig. 226.

betragen. Solche Geschwindigkeiten verlangen besonders stark gebaute Laufräder, wie sie die Figur 226 zeigt. Die schweren Radscheiben aus Siemens Martin-Stahl erhalten als Schaufeln geradlinig und radial verlaufende Schienen von  $\perp$  förmigem Querschnitt, die mit ihren Schenkeln an die Scheiben genietet sind. Der seitliche Abschluß der Laufradkanäle wird durch die feststehende Zwischenwand gebildet, an die sich die Schaufeln mit kleinem Zwischenraum anschmiegen.



Die Welle läuft etwas über der kritischen Umdrehungszahl; die Dicke ist also nicht sehr beträchtlich, deshalb kann die Luft verhältnismäßig nahe an der Drehachse in das Laufrad eintreten.

Vor der ersten Stufe sind Leitschaufeln angeordnet, um die zufließende Luft derart ablenken, daß der Übertritt vom Saugrohr in das Laufrad ohne nennenswerten Stoß erfolgt. Außerhalb desselben wird die Luft vom Leitrad aufgenommen, dessen Stahlblechschaufeln in die Zwischenwand eingegossen sind. Nachdem dort die Geschwindigkeit auf einen kleinen Wert gesunken ist, kehrt die Luft um und wird in weiten Kanälen der nächstfolgenden Stufe zugeführt. Die zum stoßfreien Eintritt nötige Ablenkung erfolgt durch entsprechend ge-

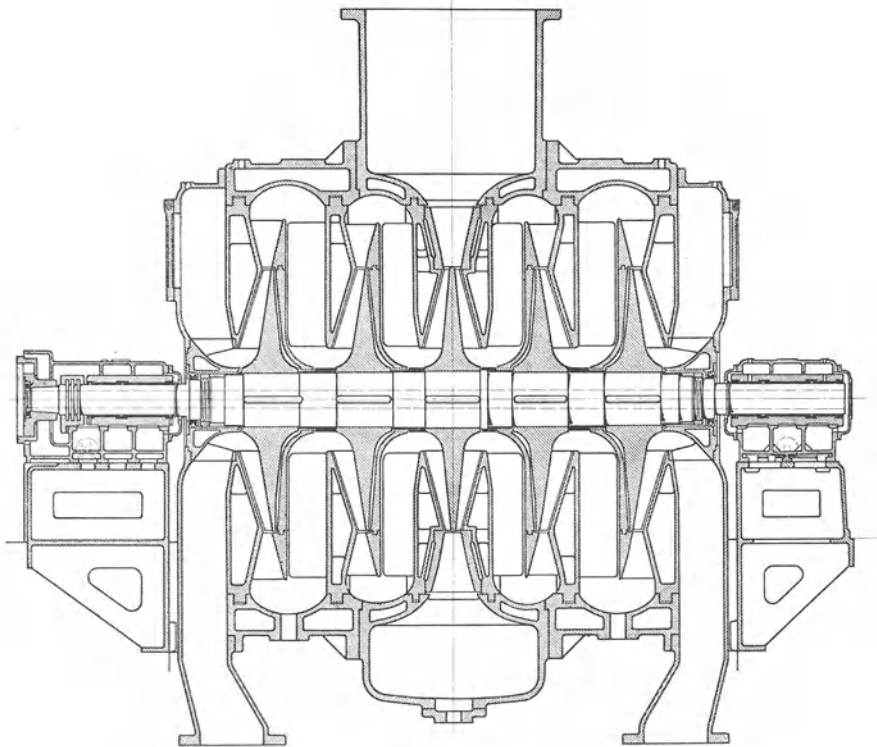


Fig. 227.

formte Rippen, deren Oberflächen zugleich eine gewisse Kühlwirkung auszuüben vermögen.

Das in Fig. 227 dargestellte Gebläse saugt eine Gesamtluftmenge von 850 cbm/min von beiden Seiten in das Gehäuse und bringt sie unter Verwendung von drei Seiten auf 0,84 bis 1,25 Atm. Überdruck bei 2400 bis 2850 Uml./min. Der Energiebedarf stellt sich auf 1700 bis 2200 PS.

Fig. 228 zeigt das Gehäuse während des Zusammenbaues in der Werkstatt. Dieses Hochofengebläse ist an die Tata Iron and Steel Co. in Kalimati (Indien) in dreifacher Ausführung geliefert worden; sein Aufstellungsplan mit Dampfturbine und Oberflächenkondensator ist in Fig. 229 wiedergegeben.

Der Zoelly-Hochdruck-Kompressor ist in Fig. 230 im Längsschnitt abgebildet. Die vorliegende Ausführung besteht aus 12 Stufen mit drei verschiedenen großen Laufraddurchmessern und erzeugt bei 4000 Uml./min einen Überdruck von 6 Atm. Die Liefermenge beträgt 150 cbm/min, der Energiebedarf 1100 PS. Das Gehäuse ist nur in der wagerechten Mittelebene getrennt, es enthält die einge-

setzten und gekühlten Zwischenwände. Am Eintritt sind jedem Laufrad Leit-  
schaufeln vorgestellt, die der absoluten Geschwindigkeit der eintretenden Luft die  
nötige Richtung erteilen.

Als Abdichtung der Welle nach außen ist die bei Zoelly-Dampfturbinen all-  
gemein gebräuchliche und bewährte Stopfbüchse verwendet: sie besteht der Haupt-  
sache nach aus Kohlenringen, die sich genau um die Welle legen und ohne Schmier-  
ung große Haltbarkeit zeigen. Auf der Hochdruckseite sind 4, auf der Saugseite ist  
ein Ring angebracht.

Das Hauptlager an der Hochdruckseite ist mit dem Gehäuse verbunden und  
nach außen zu vollständig abgedichtet. Es darf da-  
her bei durchlässigen Stopf-  
büchsen im Innern des  
Lagers ein Luftüberdruck  
entstehen, ohne daß damit  
ein Luftverlust verbunden  
ist. Zu diesem Zweck tritt  
das mit Druck zum Lager  
fließende Schmieröl nachher  
mit einem etwas kleinern  
Druck durch Düsen aus  
dem Lagerraum, so daß  
das warm abfließende Öl  
gegenüber der Luft als Öl-  
abschluß wirkt. Beidichtem  
Gehäuse stimmen daher  
die angesaugte und die  
geforderte Luftmenge mit-  
einander überein.

Der ganze Achsdruck  
wird von einem kräftigen  
Kammlager mit Drucköl-  
schmierung aufgenommen.

Der beschriebene Tur-  
bokompressor ist in Fig. 231  
mit abgehobenem Deckel  
abgebildet, Fig. 232 zeigt  
die Außenansicht mit einer  
Zoelly - Dampfturbine als  
Antriebsmaschine.

Die hohe Umfangsge-  
schwindigkeit dieser Schau-  
felräder gestattet, kleinere  
Hochofengebläse einstufig auszuführen. Fig. 233 zeigt ein solches Gebläse für die  
Société Métallurgique du Perigord in Fumel, das bei 3300 Uml./min eine Liefermenge  
von 200 cbm/min auf 0,3 Atm. Überdruck bringt. Über die Hauptergebnisse der  
Abnahmeversuche gibt Fig. 154 (Seite 134) Auskunft, sie enthält die Kennlinie bei  
verschiedenen Umlaufzahlen, die Punkte gleicher isothermischer Wirkungsgrade  
und die Kurven der gleichwertigen Öffnungen in Funktion der Liefermenge.

Für kleine Liefermengen wachsen die Schwierigkeiten im Bau von Turbo-  
kompressoren, sie lassen sich alsdann nur noch bei entsprechend kleinen Drücken  
herstellen.

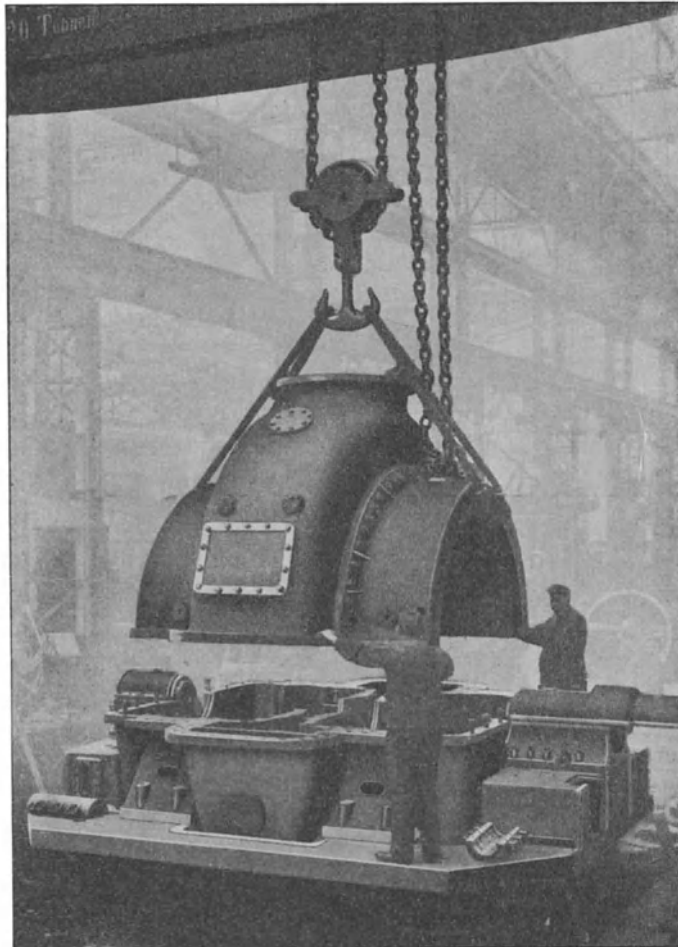


Fig. 228.

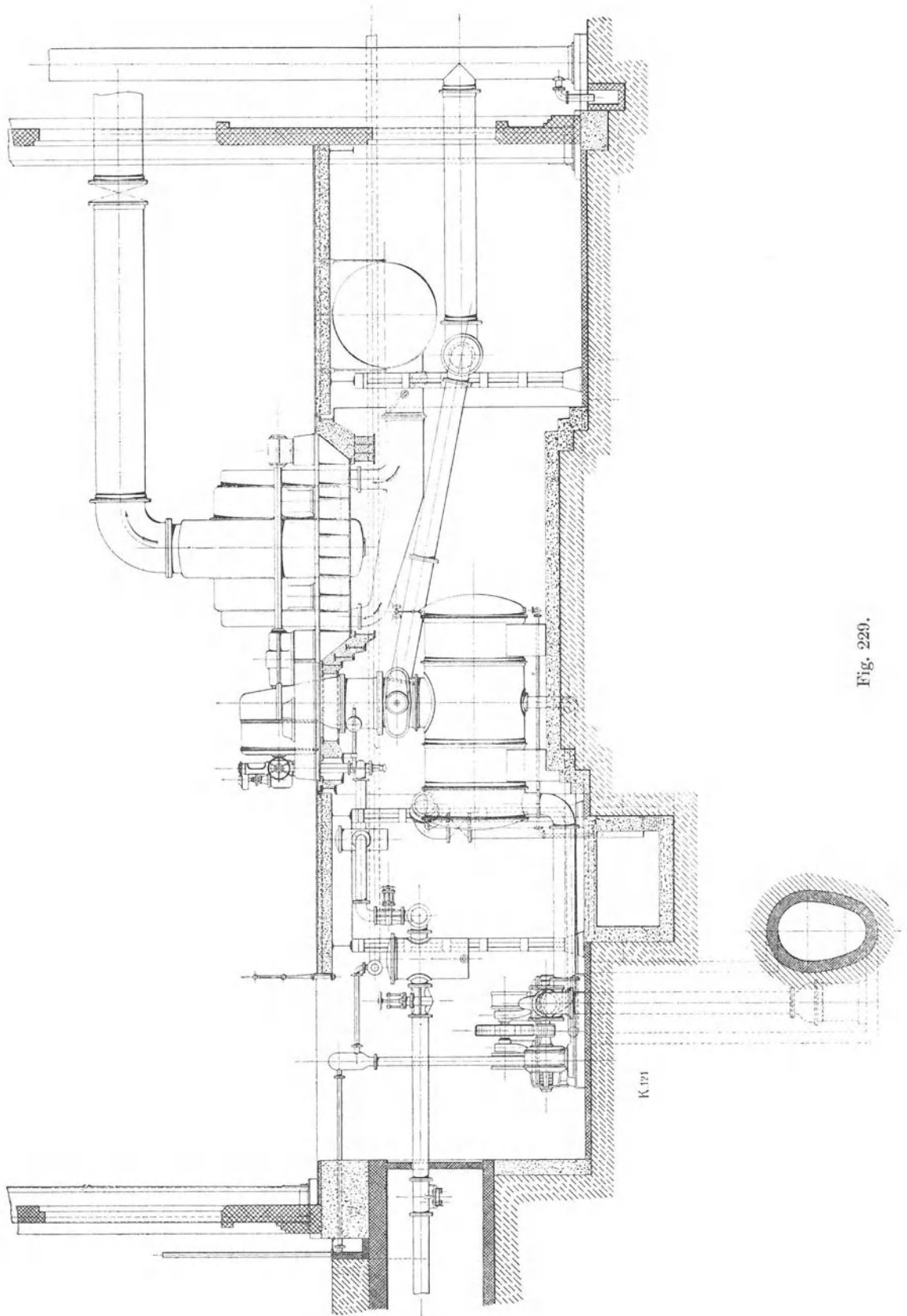


Fig. 229.

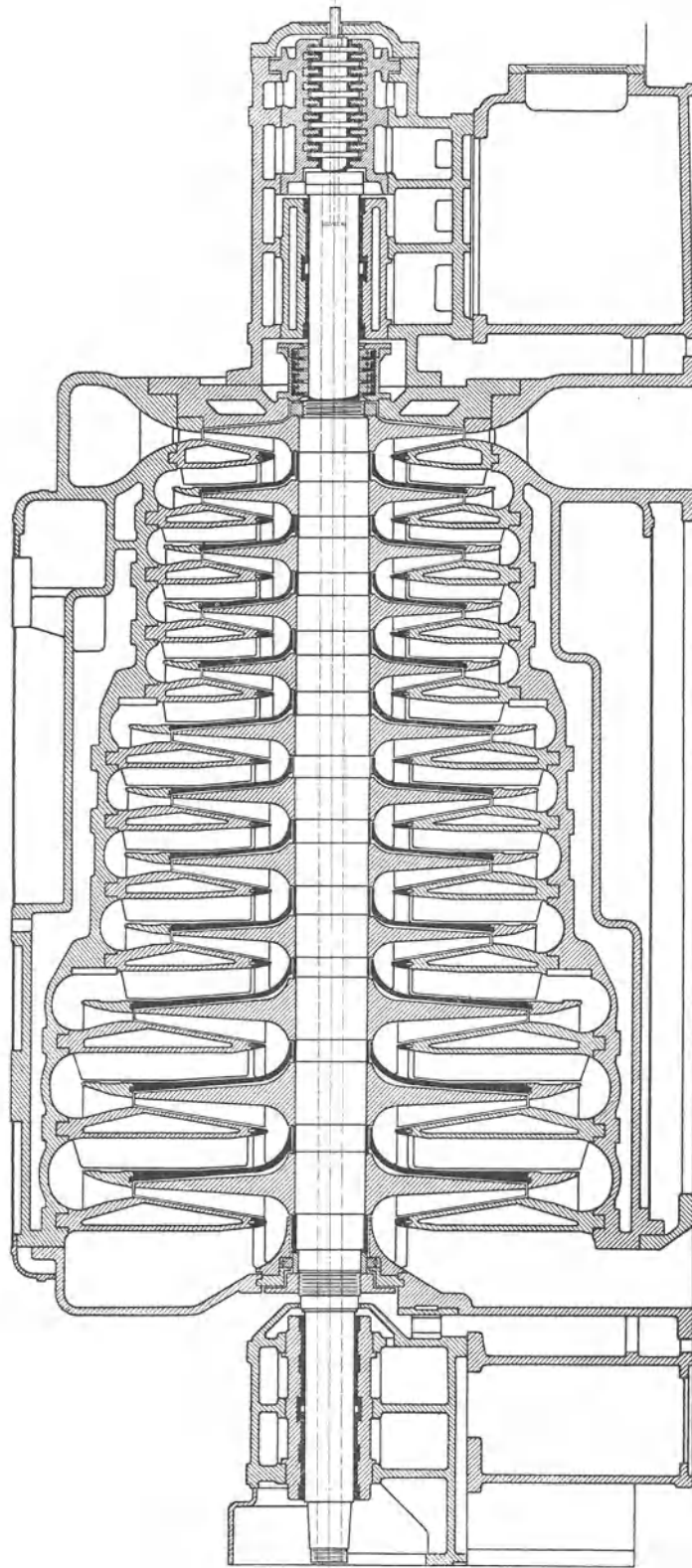


Fig. 230.

Das Bild Fig. 234 zeigt einen Bordkompressor unmittelbar mit der Dampfturbine gekuppelt, wie er vielfach auf Schiffen Verwendung findet. Die 50 PS

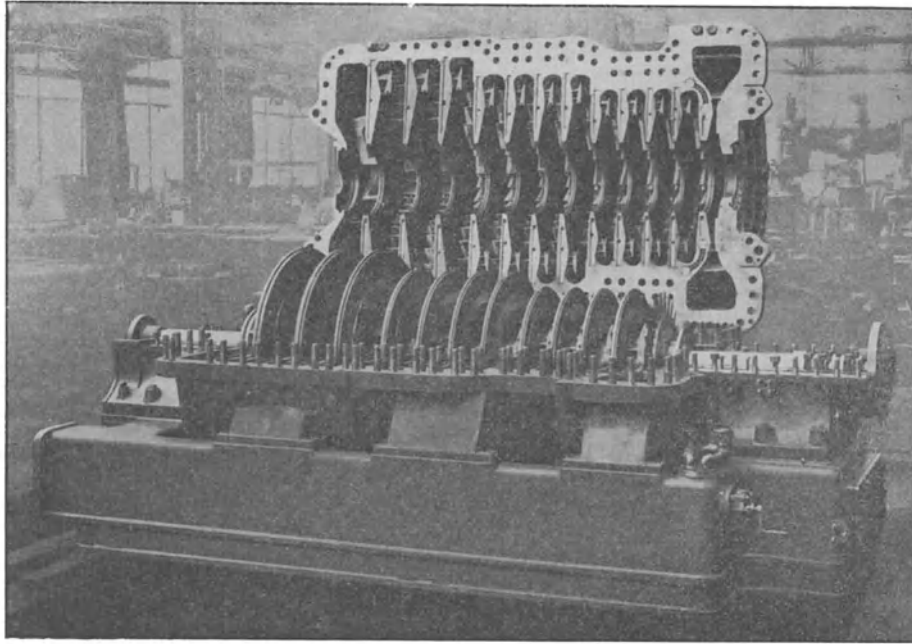


Fig. 231.

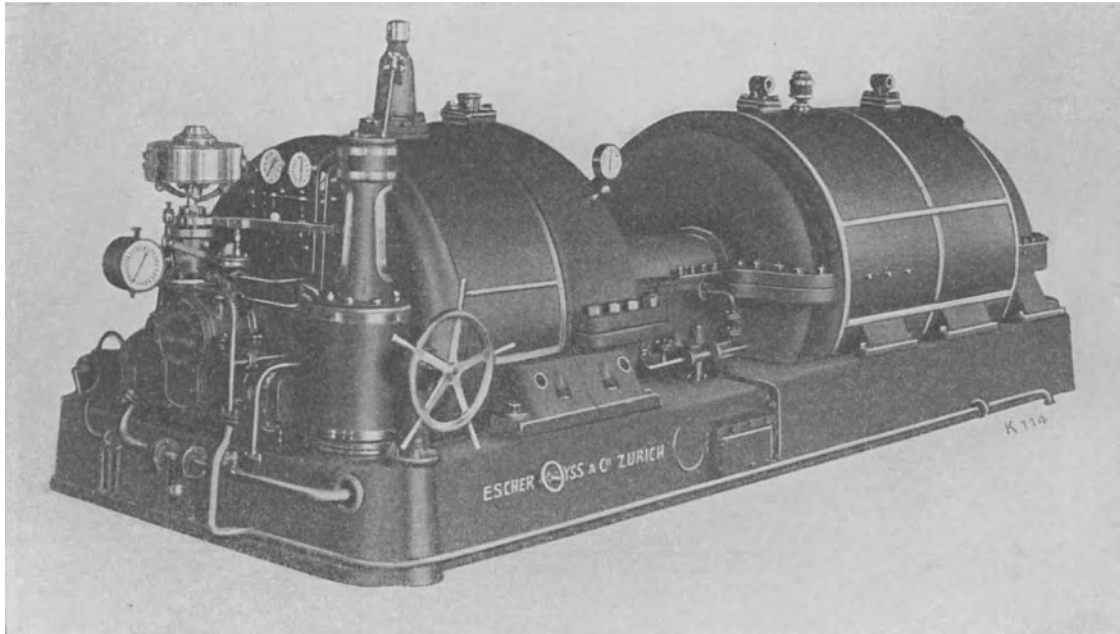


Fig. 232.

Dampfturbine läuft mit 10000 Uml./min und verdichtet eine Luftmenge von 1000 cbm/st auf 1 Atm. Überdruck.

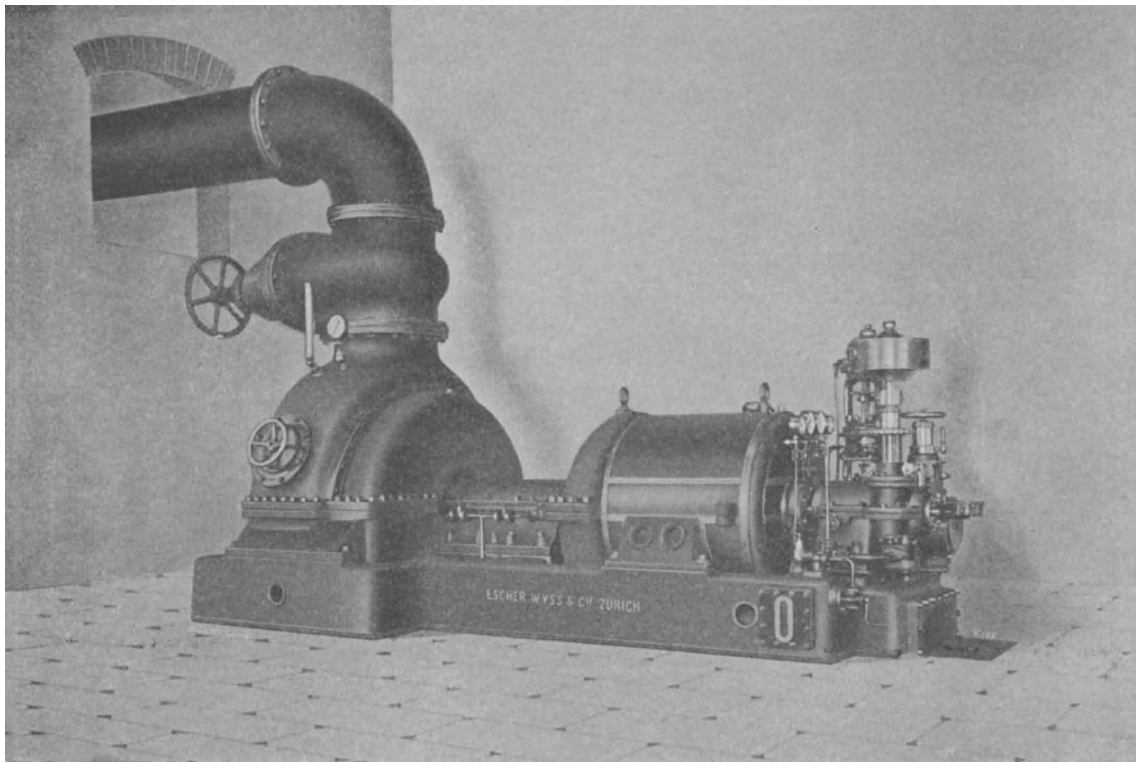


Fig. 233.

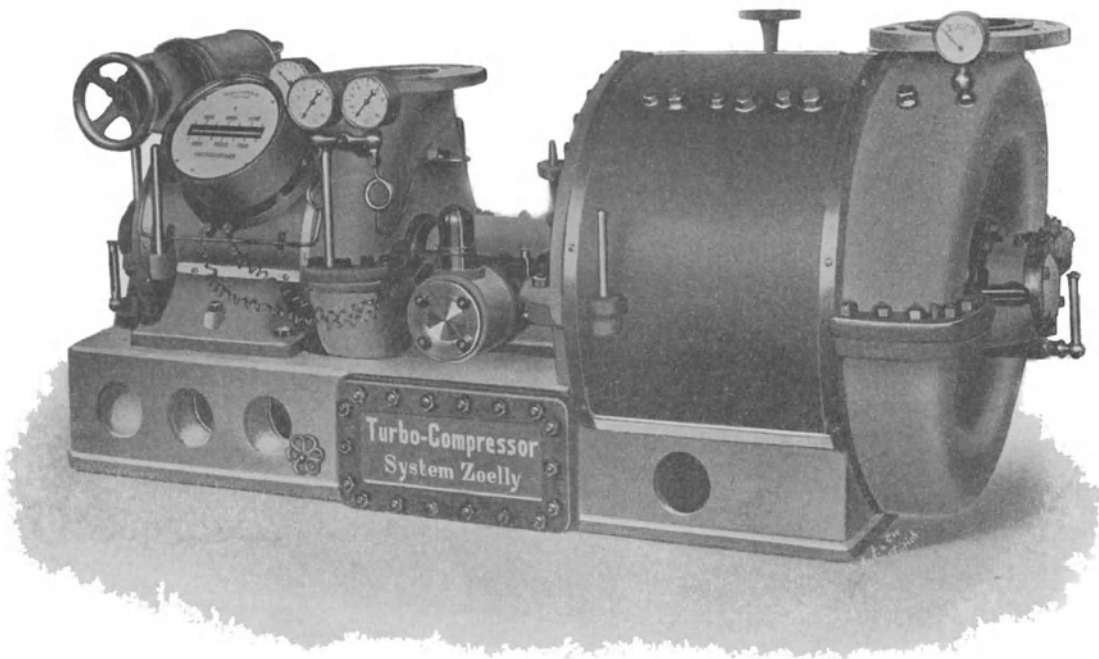


Fig. 234.

## 87. C. H. Jäger &amp; Co., Leipzig.

Diese Firma zeigt eine besondere Ausbildung der Laufräder. Nabe und Radscheibe sind aus getrennten Teilen hergestellt, erstere aus Stahlguß, letztere aus zähem Stahlblech. Um die Ausdehnung der Radscheibe durch die Fliehkraft nicht zu hindern, ist sie mit der Nabe nicht verschraubt, sondern nur durch einen Ring eingeklemmt. Beide Seitenwände sind sauber gedreht und die Niete versenkt, um den Reibungswiderstand der Luft herabzumindern.

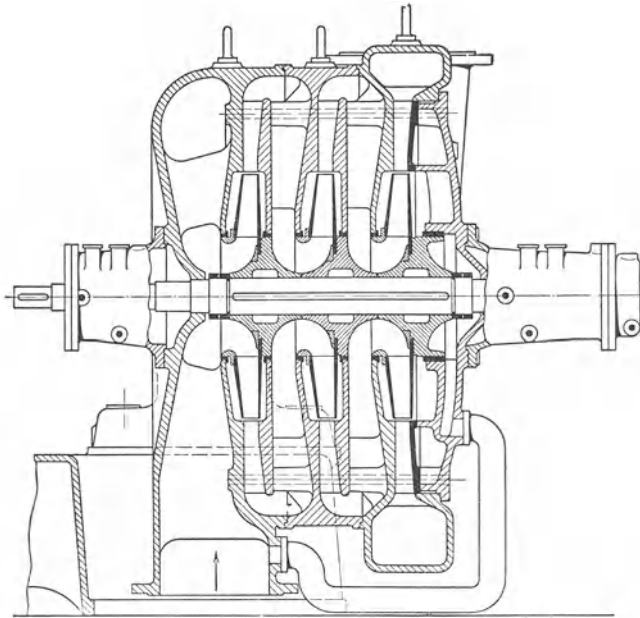


Fig. 235.

Die Laufräder werden durch einen Leitradkranz umschlossen, der mit Schaufeln versehen ist.

Den Aufbau eines dreistufigen Gebläses zeigt Fig. 235. Das Gehäuse besteht aus drei Elementen, die aber in der wagerechten Mittelebene nicht getrennt sind. Das erste Element mit dem Saugstutzen

ruht mit starken Füßen auf der Grundplatte, die andern haben keine Unterstützung, können also der Wärmedehnung frei folgen.

Über ein derartiges Gebläse liegen Versuchsergebnisse vor, die in Zahlentafel 26 zusammengestellt sind<sup>1)</sup>. (Siehe auch Beispiel 37.)

Zahlentafel 26.

Umlaufzahl pro Min. . . . .	2900	2900	2920	2920	2940	2940	2950
Druckunterschied . . . . . mm/WS	2300	2196	2735	2791	2804	2830	2310
Barometerstand . . . . . „	10120	10120	10120	10120	10120	10120	10120
Unterdruck vor Gebläse . . . . . „	420	196	2040	2110	2450	2590	2310
Überdruck hinter Gebläse . . . . . „	1880	2000	695	681	354	240	—
Gefördertes Luftgewicht . . . . . kg/min	157	163	99	97	68,5	51,5	—
Angesaugte Luftmenge . . . . . cbm/min	136,5	139	103	101,5	76	57	—
Vom Motor abgegebene Arbeit . . . . . PS	120	124	76	75,8	57,5	46,8	25,2
Gemessene Temperaturerhöhung . . . . . °C	33,0	33,0	33,8	34,0	36,5	39,5	—
Adiabatische „ . . . . . „	18,4	17,9	25,4	26,2	27,5	27,6	—
Adiabatischer Wirkungsgrad . . . . . v.H.	53,5	52,5	74,0	75,0	74,0	68,0	—
Arbeitsbedarf der gemessenen Temperatur entsprechend . . . . . PS	116	120	75	74	56,8	45,3	—

Die Messung der Fördermenge erfolgte durch eine Düse in der Druckleitung. Die Belastung wurde durch einen Drosselschieber in der Saugleitung verändert. Vor Beginn der Versuche lief das Gebläse mehrere Stunden unter Vollast, um einen richtigen Beharrungszustand zu erreichen. Die Ablesungen selbst sind Mittelwerte aus je einem einstündigen Versuch.

<sup>1)</sup> Siehe Z. Ver. deutsch. Ing. 1910, S. 218 usw.







Man erkennt, daß die aus der wirklich auftretenden Temperaturerhöhung berechnete Betriebsarbeit nur wenig kleiner ist als die vom Motor abgegebene. Der Unterschied ist die Arbeit der Lagerreibung.

### 88. Gebrüder Sulzer, Winterthur.

Die Bauart der Turbokompressoren dieser Firma wird erkenntlich durch Fig. 236, die den Längsschnitt eines fünfstufigen Kompressors zeigt. Er ist berechnet für 6500 cbm/st angesaugtes Luftvolumen und einem Druck von 5 m

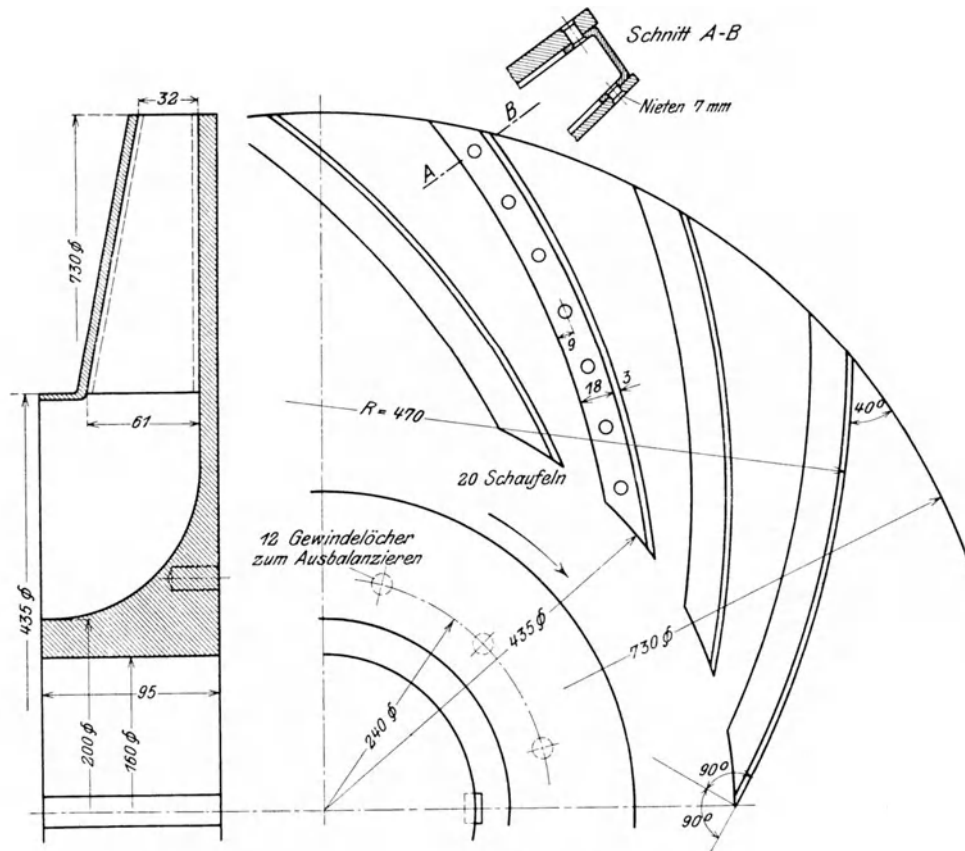


Fig. 237.

Fig. 238.

Wassersäule bei einer Umlaufzahl von 3000 in der Minute. Der Antrieb geschieht unmittelbar durch einen Elektromotor.

Von den Einzelheiten dieses Kompressors zeigen die Figuren 237 und 238 das Laufrad, die Figuren 239 und 240 das Leitrad mit der Art seiner Befestigung im Gehäuse.

Die nach rückwärts gekrümmten Schaufeln des Laufrades zeigen vom inneren zum äußeren Umfang stetige Krümmung. Dadurch erhält der Kanal zwischen je zwei Schaufeln eine günstige Form und bildet eine gute Führung für die Flüssigkeit. Der Leitradkranz ist auf der einen Seite im Gehäuse befestigt, auf der andern Seite lehnen sich die Stahlblechschaufeln an die Seitenwand, die blank abgedreht ist. Besonders erwähnenswert ist die enge Teilung des Leitschaufelkranzes zur Erreichung einer möglichst vollkommenen Umsetzung von Geschwindigkeit in Druck in den Leitkanälen.

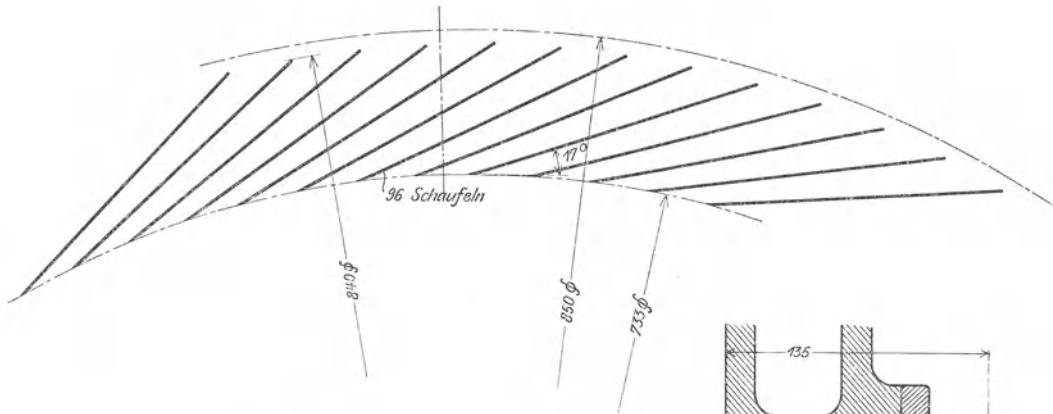


Fig. 240.

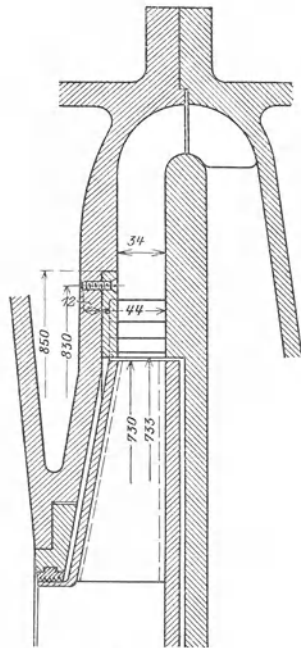


Fig. 239.

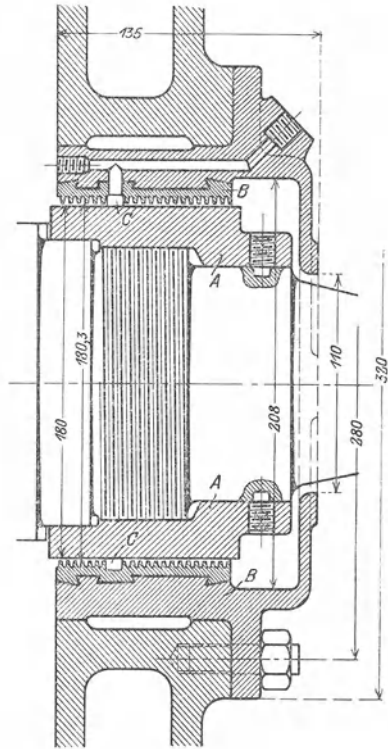


Fig. 241.

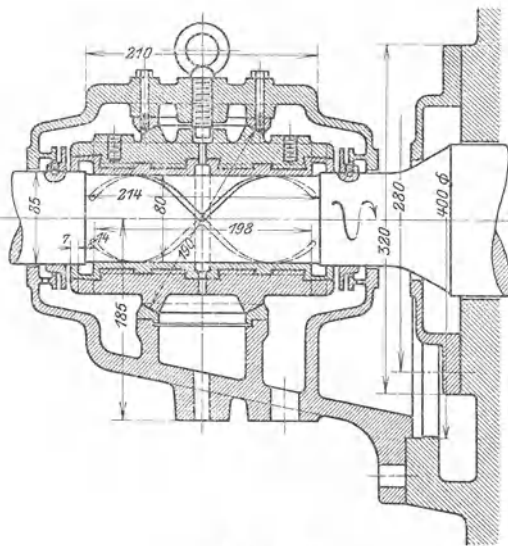


Fig. 242.

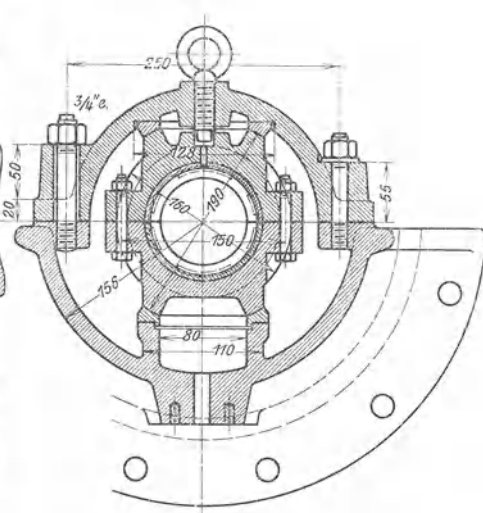


Fig. 243.

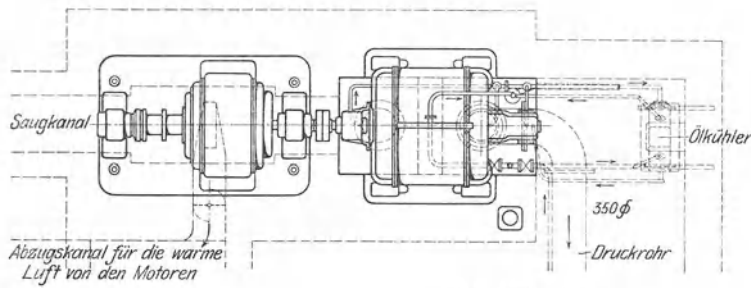
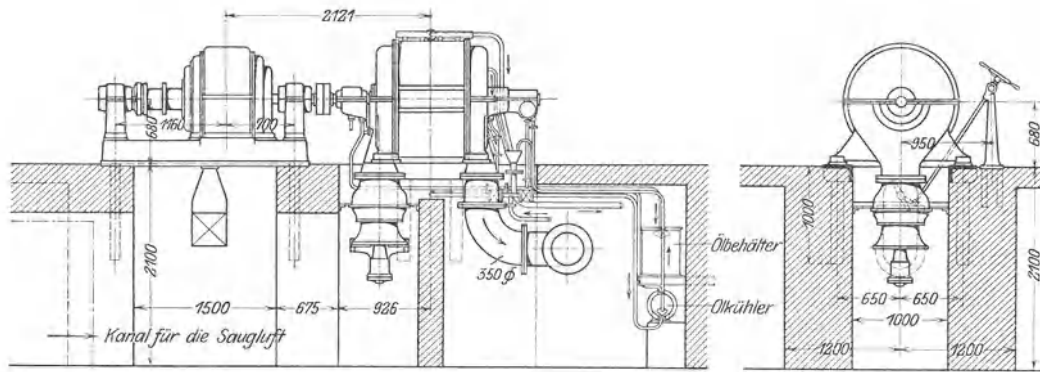


Fig. 245—247.

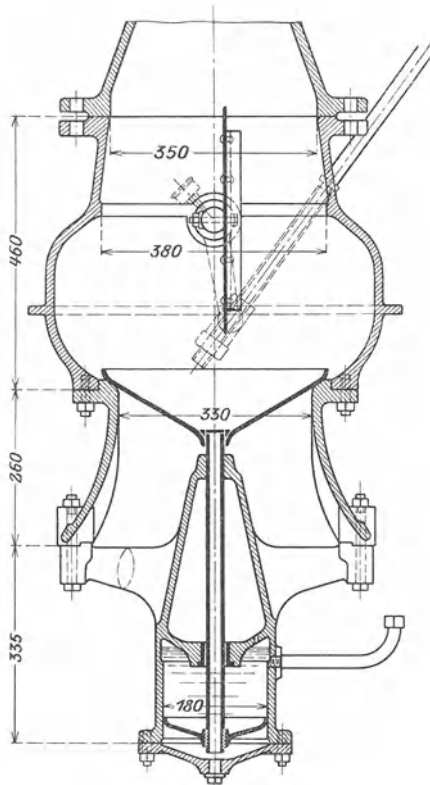


Fig. 244.

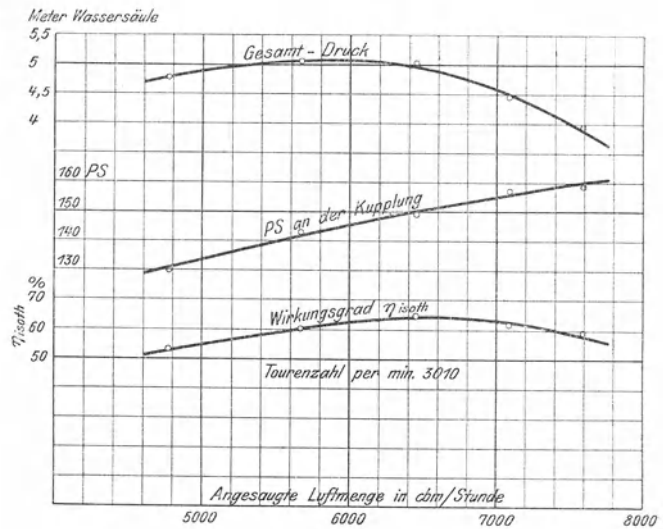


Fig. 248.

Das Gehäuse besteht aus einzelnen Elementen und ist in der wagerechten Mittelebene geteilt. Die Wasserkühlung ist derart eingerichtet, daß jedes hohle Gehäuseelement für sich Wasser empfängt, das von unten zufließt und oben ab-

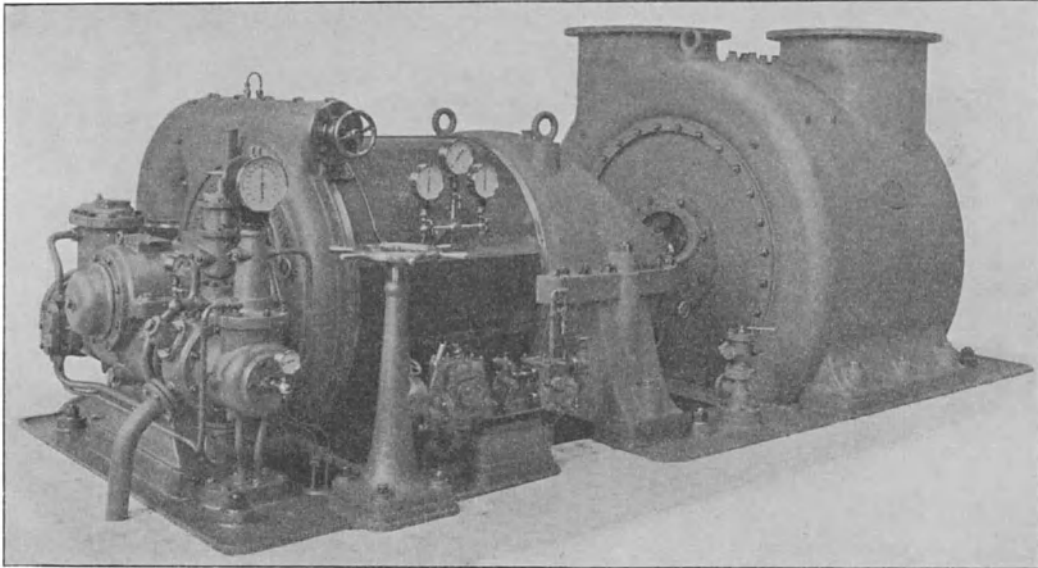


Fig. 249.

geleitet wird. Dadurch kann in jeder Stufe der Temperaturunterschied der Luft zwischen Eintritt und Austritt angenähert auf gleichen Betrag gebracht werden.

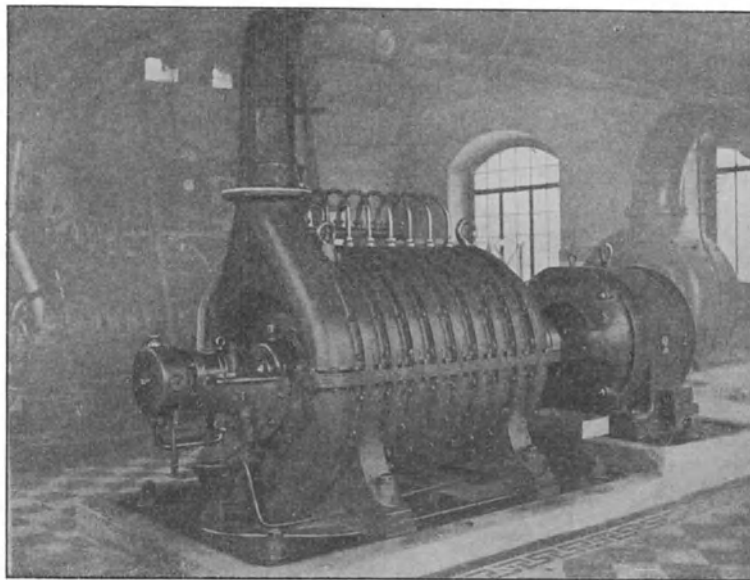


Fig. 250.

In Fig. 241 ist die Abdichtung der starren Welle auf der Druckseite abgebildet. Sie besteht im wesentlichen aus einer glatten Hülse *A*, die auf die Welle geschraubt ist, und einer mit Weißmetall ausgegossenen Büchse *B*,

die im Gehäuse festsetzt. Im Weißmetallfutter sind Rillen von 3 mm Tiefe und 2,5 mm Teilung eingedreht. Das Futter umfaßt die umlaufende Büchse mit 0,15 mm Spiel und empfängt in der Aussparung *C* etwas Fett. Dieselbe Dichtung mit Weißmetallfutter ist auch für die Zwischenwände vorgesehen.

Das Traglager ist in den Figuren 242 und 243 dargestellt; es wird mit Druckölschmierung versorgt, ebenso das Kammlager.

Am Eintritt in den Saugstutzen befindet sich ein Saugventil von möglichst kleinem Gewicht, das mit Ölbremse versehen ist. Darüber ist eine von Hand zu betätigende Drehklappe angeordnet

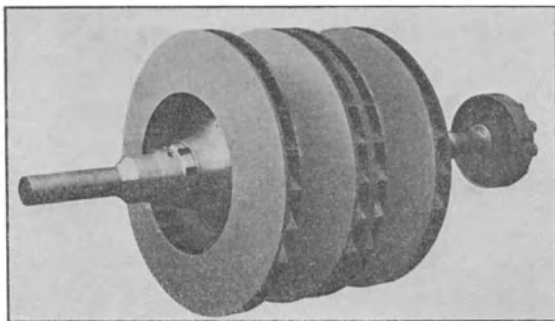


Fig. 251.

Fig. 244. Den Aufstellungsplan des Kompressors zeigen die Figuren 245 bis 247 für zwei Aggregate. Über die Versuche gibt das Kurvenblatt Fig. 248 Auskunft, aus dem sich ein größter isothermischer Wirkungsgrad von 65 v. H. ablesen läßt.

Von weiteren Ausführungen zeigt die Fig. 249 ein Turbogebläse, gekuppelt mit einer Abdampfturbine, Bauart Sulzer. Das Gebläse saugt 300 cbm/min Luft von — 4 m Wassersäule an und fördert sie auf 3,8 m WS

bei 2800 Uml./min. Fig. 250 stellt ein Gebläse dar, das 120 cbm/min auf 7 m WS bringt bei 2900 Uml./min. Die Laufräder eines Gebläses für 300 cbm/min, 1,6 m WS und 2900 Uml./min gibt Fig. 251.

## D. Einige Konstruktionseinzelheiten der Turbokompressoren.

### 89. Achsschub.

Zwischen der Seitenwandung des Schaufelrades und der Gehäusewandung treten Pressungen  $p'$  und  $p''$  auf, die auf der linken und rechten Seite verschieden groß sind und auf verschieden große Seitenflächen  $F'$  und  $F''$  wirken. Dadurch entsteht ein Achsschub vom Betrag

$$P = p'' F'' - p' F'.$$

Die Größen der Kreisringflächen sind leicht anzugeben, dagegen ist die Berechnung der Pressungen  $p'$  und  $p''$  unsicher.

Vom äußeren Umfang des Rades sucht sich der Spaltüberdruck nach beiden Seitenräumen einwärts fortzupflanzen, ihm entgegen wirkt aber die Fliehkraft der in diesen Räumen mitkreisenden Flüssigkeit nach auswärts. Durch diese Ventilationswirkung des Rades verteilt sich der Druck in den Seitenräumen ungleich über die Flächen, er wird aber die Höhe des Spaltüberdruckes nicht erreichen<sup>1)</sup>.

Auf der Saugseite kann daher wenig Gas durch den dortigen Eintrittsspalt in das Saugrohr zurückfallen. Auf der Druckseite wird zwischen Scheidewand und Radnabe ein Spalt gebildet, durch den Druckflüssigkeit zurückfließt, der Druck  $p''$  ist daher auf dieser Seite größer, als im Seitenraum auf der Saugseite. Im übrigen hängt er von der radialen Weite des Spaltes, sowie von dessen Ausbildung ab.

<sup>1)</sup> Berechnung des Achsdruckes siehe Pfarr, Turbinen. Berlin. 1906.

Diese Pressungen werden von einer ganzen Anzahl verschiedener Umstände beeinflusst, so daß ihre einwandfreie Ermittlung einzig auf dem Versuchsstand möglich ist.

**Mittel zur Verminderung des Achsschubes.** Da der Achsdruck bei vielstufigen Turbokompressoren bedeutende Beträge annehmen kann, werden verschiedene Mittel angewendet, um ihn zum großen Teil aufzuheben. Ein völliger Ausgleich ist aus konstruktiven Gründen ausgeschlossen, deshalb werden alle Turbokompressoren mit Kammlager ausgerückt.

Die Entlastungsarten lassen sich in zwei Gruppen teilen; bei der einen wird der Achsschub an jedem Rad auszugleichen gesucht, bei der andern dient ein Entlastungsmittel für alle Räder gemeinschaftlich.

Zu der ersten Gruppe gehören alle Entlastungsarten, die bei den Kreiselpumpen Verwendung finden. Ein einfaches und natürliches Mittel ist die Einführung der Flüssigkeit zum Schaufelrad von beiden Seiten durch ein gegabeltes Saugrohr; das Rad zeigt daher eine Symmetrie-Ebene, die senkrecht zur Drehachse steht. Diese Lösung ist stets anzustreben, sobald eine genügend große Liefermenge dies gestattet.

Ein anderer Vorschlag, der von Rateau herrührt, besteht darin, daß die Seitenflächen des Schaufelrades verschieden groß ausgeführt werden. Von den beiden Seitenscheiben läuft nur die der Saugseite zugekehrte bis zum äußeren Umfang des Rades, während die der Druckseite zugekehrte Scheibe kleineren Durchmesser aufweist (Fig. 252). Die Flüssigkeit wird auf dieser Seite zum Teil an den festen Gehäusewandungen entlanggeführt während dem Durchfließen des Laufrades. Die Ringfläche  $F''$  auf der Druckseite kann so weit verkleinert werden, daß ungefähr  $F'' p'' = F' p'$  wird.

Zu der andern Gruppe gehören die hydraulischen Entlastungskolben oder Scheiben, die hinter dem letzten Laufrad auf die Welle gesteckt werden. Die innere, dem Laufrad zugekehrte Seite steht unter dem hohen Spaltüberdruck der letzten Stufe, während die Außenseite des Kolbens mit der freien Atmosphäre oder dem Saugstutzen verbunden ist.

Die Kolbenentlastungen werden meistens mittels Labyrinthdichtungen gegen Gasverluste zu schützen versucht. Beispiele derartiger Konstruktionen sind bei Beschreibung ausgeführter Turbokompressoren zur Darstellung gelangt.

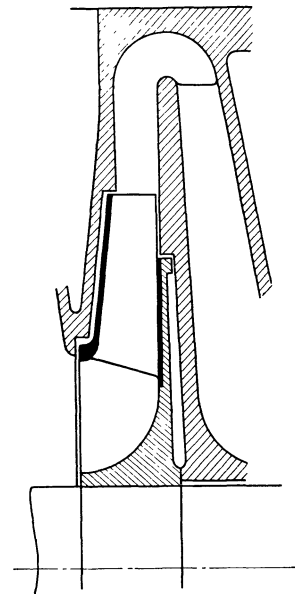


Fig. 252.

## 90. Berechnung der Scheibenräder.

Durch die Fliehkraft der eigenen Massenteile entstehen in der Scheibe zwei Spannungen, die eine in radialer, die andere in tangentialer Richtung. Sind die Schaufeln einseitig an der Scheibe befestigt, so treten außerdem biegende Kräfte auf.

Es sollen im folgenden nur die beiden Hauptspannungen in angenäherter Weise berechnet werden, wobei die Abmessungen der Scheibe als gegeben vorausgesetzt sind.

Diese Aufgabe wird erschwert durch den Umstand, daß bei den meisten Laufrädern für Turbokompressoren die Nabenmasse einseitig angeordnet ist. Zur Vereinfachung soll nun die Annahme getroffen werden, es sei von der Nabe nur so viel Material als tragfähig in Rechnung zu ziehen, als symmetrisch auf beiden

Seiten der Mittelebene senkrecht zur Drehachse gelegen ist. Diese ungünstige Annahme gleicht sich mit dem Weglassen der biegenden Kräfte zum Teil aus.

**Berechnung der mittleren Tangentialspannung.** Einen ersten Anhalt über die Größe der Tangentialspannung erhält man, wenn vorerst ihr Mittelwert berechnet wird.

Schneidet man aus der Scheibe einen halben Ring vom Radius  $r$  und dem Querschnitt  $f = b \cdot dr$  heraus, so sind an den beiden Endflächen die Zugkräfte  $f \cdot \tau$  anzubringen, die den entgegengesetzt gerichteten Fliehkraftkomponenten das Gleichgewicht halten (Fig. 253).

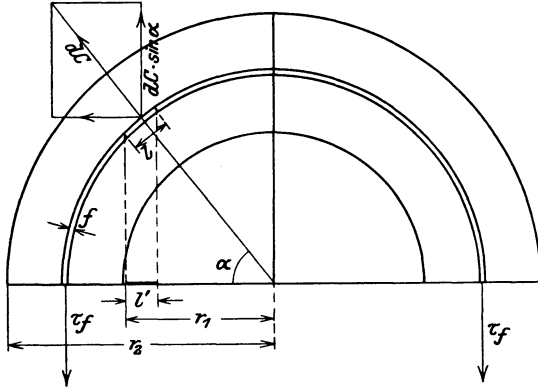


Fig. 253.

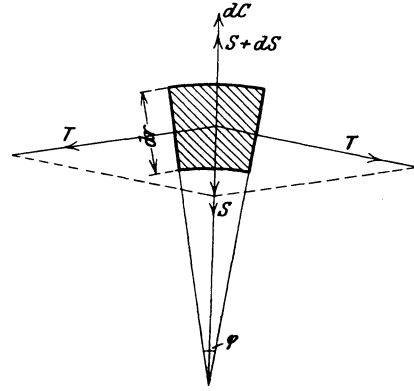


Fig. 254.

Für ein Massenelement von der kleinen Bogenlänge  $l$  ist

$$dm = \frac{\gamma}{g} f \cdot l,$$

wo  $g = 981 \text{ cm/sek}^2$  und  $\gamma$  das spezifische Gewicht des Materials bedeuten. Die von  $dm$  entwickelte Fliehkraft beträgt

$$dC = \omega^2 \cdot r \cdot dm = \frac{\gamma \omega^2}{g} \cdot f \cdot l.$$

Für Gleichgewicht ist die Summe der senkrechten Kraftkomponenten Null, daher

$$2\tau f = \int dC \sin \alpha = \frac{\gamma \omega^2}{g} f \int_0^\pi l \sin \alpha.$$

Da  $l \sin \alpha = l'$  die Projektion des Bogenelementes auf den Durchmesser (Fig. 253) bedeutet, ist die Summe

$$\int_0^\pi l \sin \alpha = 2r,$$

daher

$$\tau = \frac{\gamma \omega^2}{g} \cdot r^2 \quad \dots \dots \dots (1)$$

Wendet man die Formel der Zugfestigkeit auf den ganzen Meridianschnitt (von der Bohrung bis zum äußeren Umfang an), so ergibt sich die mittlere Tangentialspannung in ihm

$$\tau_m = \frac{\Sigma f \cdot \tau}{\Sigma f} \quad \dots \dots \dots (2)$$

Hierin ist der Nenner als „Nettoquerschnitt“ aufzufassen, es ist dies derjenige, der die Spannungen aufzunehmen vermag.





Durch Einsetzen der Werte erhält man unter Berücksichtigung der Bruttobreite für die Fliehkraft, der Nettobreite für die Spannungen

$$r b_n d\sigma + b_n \sigma dr + r \sigma db_n - b_n dr \tau + \frac{\gamma \omega^2}{g} b_b r^2 \cdot dr = 0$$

mit  $\frac{\gamma \omega^2}{g} = c$  wird die Zunahme der Radialspannung

$$\frac{d\sigma}{dr} = \frac{\tau}{r} - \frac{\sigma}{r} - \frac{1}{b_n} \frac{db_n}{dr} \cdot \sigma - c r \frac{b_b}{b_n} \dots \dots \dots (5)$$

Um die Zunahme der Tangentialspannung zu finden, ist das Grundgesetz der Elastizität zu Hilfe zu ziehen, wonach jede Verlängerung des Materials in der einen Richtung eine Zusammenziehung in der dazu senkrechten Richtung hervorruft.

Der Kreisumfang von der Länge  $2\pi r$  dehnt sich unter dem Einfluß der Tangentialspannung  $\tau$  um den Betrag  $2\pi r \frac{\tau}{E}$  aus ( $E$  — Elastizitätsmodul), diese Ausdehnung erfährt aber durch die Radialspannung  $\sigma$  eine Verminderung um  $2\pi r \cdot \frac{\nu \cdot \sigma}{E}$  (für Flußeisen  $\nu = 0,3$ ).

Die Gesamtverlängerung des Umfanges ist daher

$$\Delta(2\pi r) = \frac{2\pi r}{E} (\tau - \nu \sigma).$$

Wird dieser Betrag durch  $2\pi$  dividiert, so erhält man die zugehörige Dehnung des Radius

$$\Delta r = \frac{r}{E} (\tau - \nu \sigma)$$

und die Dehnung für das Element durch Differenzieren

$$\Delta dr = \frac{1}{E} [dr(\tau - \nu \sigma) + r(d\tau - \nu d\sigma)].$$

Dieselbe Dehnung wird aber auch durch die Radialspannung hervorgerufen, für die das Grundgesetz der Elastizität heißt

$$\Delta dr = \frac{dr}{E} (\sigma - \nu \tau).$$

Durch Gleichsetzen folgt

$$\frac{d\tau}{dr} = \frac{1 + \nu}{r} (\sigma - \tau) + \nu \frac{d\sigma}{dr} \dots \dots \dots (6)$$

Eine Integration der beiden Hauptgleichungen 5 und 6 ist möglich unter der Voraussetzung einer Scheibe mit gleichbleibender Dicke. Die Konstanten der Integration ergeben sich durch den Umstand, daß an der Bohrung  $\sigma = 0$  ist, wenn keine „Montage“-Spannung auftritt. Ferner ist am äußeren Umfang ebenfalls  $\sigma = 0$ .

Für diesen Sonderfall ist nach Grübler<sup>1)</sup>

$$\tau = \frac{\gamma \omega^2}{8g} \left[ 3 \left( r_1^2 + r_2^2 + \frac{r_1^2 r_2^2}{r^2} \right) - r^2 \right] \dots \dots \dots (7)$$

$$\sigma = \frac{3\gamma \omega^2}{8g} \left[ r_1^2 + r_2^2 - \frac{r_1^2 r_2^2}{r^2} - r^2 \right] \dots \dots \dots (8)$$

<sup>1)</sup> Z. Ver. deutsch. Ing. 1897, S. 860.

Die Tangentialspannung erreicht an der Bohrung ihren Höchstwert, für  $r = r_1$  ist er

$$\tau_i = \frac{3\gamma\omega^2 r_2^2}{4g} \left[ 1 + \frac{1}{3} \left( \frac{r_1}{r_2} \right)^2 \right] \dots \dots \dots (9)$$

Meistens kann aber Gl. 9 nicht verwendet werden, da die Dicke der Scheibe nach außen zu abnimmt und die Bruttobreite eine nicht zu vernachlässigende Rolle spielt.

Für diesen allgemeinen Fall lassen sich die Hauptgleichungen 5 und 6 unmittelbar benützen, um die Zunahmen der Spannungen  $d\tau$  und  $d\sigma$  von Element zu Element zu berechnen, wenn statt der Differentiale endliche Größen genommen werden.

Man teilt zu diesem Zweck den Querschnitt in Stücke ein, indem für  $dr$  nahe der Bohrung 0,5 bis 1 cm, gegen außen 2 bis 3 cm gewählt wird. An der Bohrung ist  $\sigma = 0$  und  $\tau$  ein Höchstwert, den man etwa zu

$$\tau_i \geq 1,8 \tau_m$$

annimmt.

Man kann die einzelnen Größen der Gl. 5 und 6 in einer Zahlentafel so zusammenstellen, daß die Rechnung übersichtlich wird, wie dies H. Keller in praktischer Weise gezeigt hat<sup>1)</sup>.

Die Werte auf den rechten Seiten der Gl. 5 und 6 gelten für den Anfang des Elementes, am Ende desselben sind die Spannungen um die Beträge  $d\sigma$  bzw.  $d\tau$  größer geworden; diese neuen Spannungen gelten dann für den Anfang des nächstfolgenden Elementes usw.

Da häufig die Dicke nach außen abnimmt, so ist in Gl. 5 der Wert  $db_n$  negativ einzusetzen.

Die letzte Radialspannung am äußeren Scheibenrand muß das Ergebnis Null liefern, wenn die Anfangsspannung  $\tau_i$  richtig gewählt worden ist.

Eine andere Kontrolle ergibt Gl. 3,

$$\Sigma b_n dr \cdot \tau = \tau_m \Sigma b dr,$$

deren rechte Seite bereits ermittelt ist. Diese Gleichung muß ihre Gültigkeit beibehalten, wenn für  $\tau$  die aus Gl. 6 ermittelten Einzelwerte eingesetzt werden.

Stimmt die linke Seite mit der rechten nicht überein, so ist die Rechnung zu wiederholen.

Die Zerlegung des Querschnittes kann endlich dazu benützt werden, das Scheibengewicht zu bestimmen. Es ist

$$\Delta G = 2\pi r \Delta r b_b \cdot \gamma$$

$$G = 2\pi\gamma \Sigma b_b \cdot r \cdot \Delta r \dots \dots \dots (10)$$

Ferner ist das Trägheitsmoment

$$\Delta J = \Delta m \cdot r^2 = \frac{2\pi r \gamma}{g} \cdot b_b \cdot \Delta r r^2$$

$$J = \frac{2\pi\gamma}{g} \Sigma b_b \cdot r^3 \Delta r \dots \dots \dots (11)$$

oder

$$GD^2 = \Sigma \Delta G (2r)^2 = 8\pi\gamma \Sigma b_b \cdot r^3 \Delta r \dots \dots \dots (12)$$

45. Beispiel: Eine Scheibe von gleichbleibender Breite  $b_n = 1$  cm und den Radien  $r_1 = 8$  cm,  $r_2 = 36,5$  cm laufe mit  $n = 3000$  Umdr./min (Fig. 255).

Von  $r = 22$  cm an sei eine zusätzliche Breite von 0,3 cm (Einfluß der Schaufeln) anzunehmen; die Bruttobreite beträgt demnach  $b_b = 1,3$  cm.

<sup>1)</sup> Siehe Die Turbine 1909, Heft V, S. 88.

Es ist  $\omega = \frac{\pi n}{30} = 314$ ,  $\gamma = 7,8 \text{ kg/cbdm}$ ,

$$c = \frac{\gamma \omega^2}{g} = \frac{7,8 \cdot 314^2}{981 \cdot 1000} = 0,784 \text{ (bezogen auf cm).}$$

Zur Berechnung der mittleren Tangentialspannung  $\tau_m$  kann zunächst  $b_n = b_b = \text{Konst.}$  angenommen werden, dann ist nach Gl. 4

$$\tau_m = \frac{\gamma \omega^2}{3g} (r_1^2 + r_1 r_2 + r_2^2)$$

$$\tau_m = \frac{0,784}{3} (8^2 + 8 \cdot 36,5 + 36,5^2) = 440 \text{ kg/qcm.}$$

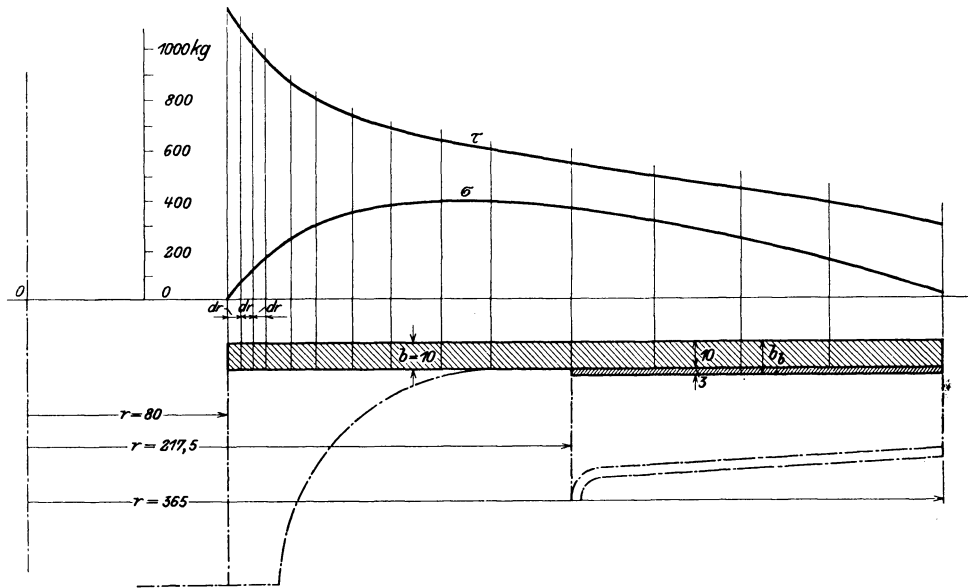


Fig. 255.

Durch Einteilen des Querschnittes ergeben sich die in Gl. 3 auftretenden Summen zu

$$\Sigma b_b \cdot r^2 \Delta r = 20994$$

$$\Sigma b_n \cdot \Delta r = 28,5,$$

worin die Bruttobreite in richtiger Weise berücksichtigt ist. Daher nach Gl. 3

$$\tau_m = 0,784 \cdot \frac{20994}{28,5} = 577 \text{ kg/qcm.}$$

Der Einfluß der nicht tragfähigen Breite  $b_b$  ist nicht unbedeutend. Für die größte Spannung ist unter Annahme  $b_n = b_b$  nach Gl. 9

$$\tau_i = \frac{3}{4} \cdot c r_2^2 \left[ 1 + \frac{1}{3} \left( \frac{r_1}{r_2} \right)^2 \right] = \frac{3}{4} \cdot 0,784 \cdot 36,5^2 \cdot 1,016 = \sim 800 \text{ kg/qcm.}$$

Der tatsächliche Wert muß etwas höher liegen und kann mit der Gl. 5 und 6 ermittelt werden.

In Zahlentafel 27 ist diese Rechnung durchgeführt unter Benützung der Differenzgleichungen 5 und 6. Für das erste Element an Nabe gilt die Annahme  $\sigma_i = 0$  und  $\tau_i = 1150 \text{ kg/qcm}$ . Da  $b_n = 1 \text{ cm} = \text{Konst.}$  ist, wird in diesem Fall  $db_n = 0$  für alle Elemente. Wie die Zusammenstellung zeigt, ist der Wert  $\sigma_a$  für das äußerste Element so wenig von Null verschieden, daß die gemachten

Annahmen als richtig angesehen werden können. Man erhält das Ergebnis meistens schon nach zweimaligem Durchrechnen, so daß diese Methode nicht besonders umständlich ist, namentlich wenn die stets wiederkehrenden Zwischenwerte in einer Tafel übersichtlich zusammengeschrieben werden. Fig. 255 zeigt die Spannungsverteilung für dieses Beispiel. Umfährt man die Kurve der Tangentialspannung  $\tau$  mit dem Planimeter, so ergibt sich ein Mittelwert von  $\tau_m = 562 \text{ kg/qcm}$ , was mit dem oben gefundenen Wert gut übereinstimmt.

Zahlentafel 27.

$r$	$dr$	$\frac{b_b}{b_n}$	$c \cdot r \frac{b_b}{br}$	$\frac{\tau_1}{r_1}$	$\frac{\sigma_1}{r_1}$	$\frac{d\sigma}{dr}$	$0,3 \frac{d\sigma}{dr}$	$\sigma_1 - \tau_1$	$\frac{1,3}{r_1}(\sigma_1 - \tau_1)$	$\frac{d\tau}{dr}$	$\sigma_2$	$\tau_2$
8	0	1	6,26	0	0	0	0	0	0	0	0	1150
8,5	0,5	1	6,66	143,75	0	137,1	41,1	-1150	-186,9	-145,8	68,5	1077,1
9	0,5	1	7,05	126,8	8,06	111,7	33,5	-1008,6	-154,2	-120,7	124,3	1016,8
9,5	0,5	1	7,43	113,0	13,8	91,8	27,54	-892,5	-129,0	-101,5	170,2	966,1
10,5	1	1	8,22	103,5	17,9	77,4	23,22	-795,9	-103,3	-80,1	247,6	862,8
11,5	1	1	9,0	82,2	23,6	49,6	14,9	-615,2	-76,1	-61,2	297,2	801,6
13	1,5	1	10,2	69,7	25,8	33,6	10,1	-504,4	-57,0	-46,9	347,6	731,1
14,5	1,5	1	11,4	56,3	26,7	18,2	5,5	-383,5	-38,3	-32,8	374,9	681,8
16,5	2	1	12,9	47,0	25,8	8,3	2,5	-306,9	-27,5	-25,0	391,5	631,8
18,5	2	1	14,5	37,3	23,7	-0,9	-0,27	-240,3	-18,9	-19,2	389,7	593,4
21,75	3,25	1	17,1	32,0	21,1	-6,2	-1,9	-203,7	-14,3	-16,2	369,5	540,7
25	3,25	1,3	25,5	24,9	17,0	-17,6	-5,3	-171,2	-10,2	-15,5	312,3	490,13
28,5	3,5	1,3	29,2	19,6	12,5	-22,1	-6,6	-178,0	-9,26	-15,86	234,8	434,8
32	3,5	1,3	32,6	15,3	8,26	-25,56	-7,67	-200,0	-9,13	-16,8	145,3	375,9
36,5	4,5	1,3	37,2	11,73	4,53	-30,0	-9,0	230,6	-9,4	-18,4	10,3	293,2

### 91. Kritische Umdrehungszahl.

Die umlaufenden Teile eines Turbokompressors lassen sich selbst bei größter Sorgfalt nie derart fein auswuchten, daß der Schwerpunkt absolut genau in die Drehachse fällt. Im ruhenden Zustand kann eine Einwirkung dieser Exzentrizität nicht beobachtet werden; ihr Einfluß wird aber mit der Drehung der Welle merkbar; indem die entstehenden Fliehkräfte die Welle auszubiegen suchen. Mit steigender Umlaufzahl wächst entsprechend der größer werdenden Kraft auch die Ausfederung. Dabei besteht nur so lange Gleichgewicht, als die elastische Gegenkraft der Welle der äußeren Fliehkraft genügend Widerstand entgegensetzt. Sobald aber eine bestimmte Umdrehungszahl erreicht ist, bei der die Festigkeit der Welle an ihre Grenze gelangt ist, werden die Ausbiegungen immer größer, bis die Welle bricht.

Im Sinne dieser Ausführungen bezeichnet man demnach mit „kritischer Umdrehungszahl“ diejenige, bei der die geringste Erhöhung genügt, um die Welle zu immer größeren Durchfederungen, somit zum Bruch zu bringen.

Die Lage der Welle ist ohne Einfluß auf die Umlaufzahl. Bei senkrechter Anordnung verursacht das Eigengewicht des Rotors keine Einfederung beim Stillstand.

Eine wagerechte Welle besitzt schon im ruhenden Zustand eine kleine Einfederung durch das Eigengewicht, die aber bei jeder Umdrehung zweimal wechselt, ganz abgesehen von den Fliehkräften.

Die kritische Umlaufzahl läßt sich für den einfachsten Fall leicht berechnen, wenn eine einzige Scheibe vom Gewicht  $G$  in der Mitte einer Welle aufgesetzt ist, die an beiden Enden frei aufliegt.

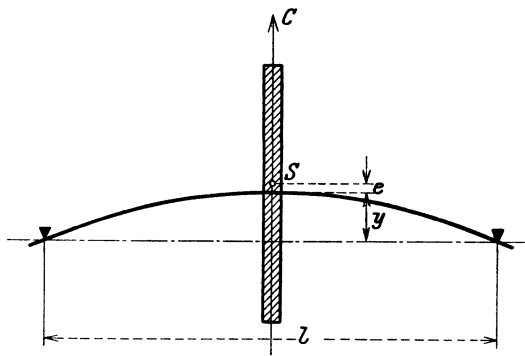


Fig. 256.

Bedeutet

- $C$  die Fliehkraft der Scheibe in kg,
- $e$  die Exzentrizität des Schwerpunktes in m,
- $y$  die Ausbiegung der Welle an der Angriffsstelle von  $C$ ,
- $\omega$  die Winkelgeschwindigkeit,
- $P$  die zur Ausbiegung  $y$  cm nötige Kraft,
- $\alpha$  die Kraft, um die Welle um 1 cm auszubiegen,

so ist, wie Fig. 256 zeigt,

$$C = \frac{G}{g} \omega^2 (e + y) \quad \text{und} \quad P = \alpha \cdot y.$$

Im Gleichgewichtszustand muß  $C$  von  $P$  aufgehoben werden, daher

$$\frac{G}{g} \omega^2 (e + y) = \alpha y,$$

woraus die Durchbiegung 
$$y = \frac{G \omega^2 e}{g \cdot \alpha - G \omega^2} \dots \dots \dots (1)$$

Steigert man die Winkelgeschwindigkeit, bis

$$g \cdot \alpha = G \omega^2$$

wird, so wächst  $y$  über alle Maßen, d. h. die Welle muß brechen. Mit dieser Bedingung ergibt sich somit die kritische Geschwindigkeit zu

$$\omega_k = \sqrt{\frac{g \cdot \alpha}{G}}$$

mit  $g = 981 \text{ cm/sek}^2$  wird die kritische Umlaufzahl

$$n_k \approx 300 \sqrt{\frac{\alpha}{G}} \dots \dots \dots (2)$$

Für den vorausgesetzten Biegungsfall ist

$$y = \frac{P l^3}{J E 48},$$

wo  $E = 2125000 \text{ kg/qcm}$  der Elastizitätsmodul und  $J$  das Trägheitsmoment der Welle bedeuten.

Für  $y = 1 \text{ cm}$  ist  $P = \alpha,$

daher 
$$\alpha = \frac{48 J E}{l^3}$$

und 
$$n_k = 300 \sqrt{\frac{48 J E}{l^3 G}} \dots \dots \dots (3)$$

Beispiel: Auf einer Welle von 90 mm Dmtr. sei eine Radscheibe von 300 kg aufgesetzt in der Mitte zwischen den beiden Lagern, deren Entfernung 1100 mm beträgt.

Es ist  $G = 300 \text{ kg}, \quad l = 110 \text{ cm}, \quad J = \frac{\pi d^4}{64} = 323 \text{ (cm}^4\text{)}.$

Damit beträgt die kritische Umlaufzahl

$$n_k = 300 \sqrt{\frac{48 \cdot 323 \cdot 2125000}{110^3 \cdot 300}} = \sim 2900 \text{ Min.}$$

Für ruhigen sichern Gang der Welle muß die wirklich anzuwendende Umlaufzahl unter der kritischen bleiben. Nun zeigt aber Erfahrung und Theorie, daß bei Überschreitung der kritischen Umlaufzahl sich ein neuer Gleichgewichtszustand einstellt, der eine Beruhigung im Gang der Welle herbeiführt. Der Grund für diese Erscheinung besteht darin, daß nach Überschreitung dieser Umlaufzahl der Schwerpunkt innerhalb der elastischen Linie der Welle zu liegen kommt, während er vor der Überschreitung außerhalb der elastischen Linie um die Drehachse gelaufen war. Im neuen Gleichgewicht befindet sich demnach der Schwerpunkt sehr nahe an der Drehachse, die Fliehkraft wird dadurch verkleinert und die Festigkeit der Welle ist ausreichend.

Man nennt Wellen, die unter der kritischen Umdrehungszahl laufen, „starr“, die andern „elastisch“, da die letzteren sich fortwährend um den Betrag der Exzentrizität durchzubiegen haben.

Die Überführung einer elastischen Welle über die kritische Umdrehungszahl beim Anlaufen der Maschine geschieht ohne Gefahr dadurch, daß die Steigerung der Geschwindigkeit etwas rasch ausgeführt wird. Die Welle findet dann keine Zeit zu einer störenden Ausbiegung in der Nähe der kritischen Umlaufzahl. Im fernern geben die verhältnismäßig langen Lager der Welle eine gewisse Führung, die der Ausbiegung entgegenwirkt. Man hat daher bei vielen Turbokompressoren „elastische“ Wellen angeordnet, ohne daß sich Schwierigkeiten im Betrieb eingestellt haben.

Hat die Welle verschiedene Durchmesser und sitzen auf ihr mehrere Scheibenräder in beliebiger Verteilung, so kann die Bestimmung der kritischen Umdrehungszahl nur auf graphischem Wege erfolgen. Man benützt hierzu den Mohrschen Satz: die elastische Linie eines auf Biegung beanspruchten Trägers wird gefunden, indem man ihn mit seiner Momentenfläche belastet denkt und zu dieser Belastungsart mit der Polentfernung  $JE$  den Seilzug zeichnet.

Um mit Hilfe dieses Satzes die Einfederung zufolge der Fliehkräfte zu finden, muß vorerst die Welle selbst in ihren Abmessungen entworfen werden. Ferner wird die elastische Linie angenommen und für eine beliebige Umlaufzahl mit den Ordinaten dieser elastischen Linie die Fliehkräfte berechnet. Ihre Momentenfläche wird als neue Belastung angesehen; der Seilzug derselben gibt die wahre elastische Linie, die den angenommenen Belastungskräften entspricht. Die gefundenen Durchbiegungen  $y'$  und die angenommenen  $y$  müssen zufolge des Elastizitätsgesetzes proportional den Fliehkräften, also proportional den Quadraten der Winkelgeschwindigkeiten sein. Da bei Erreichung der kritischen Umdrehungszahl Gleichgewicht besteht zwischen der Fliehkraft und der elastischen Gegenkraft der Welle, kann die Einfederung jeden beliebigen Wert annehmen, also auch den zuerst gewählten. Die gewählte Durchbiegung  $y$  an einer Stelle entspricht daher der kritischen Geschwindigkeit  $\omega_*$ , die gefundene Durchbiegung  $y'$  der gewählten Geschwindigkeit  $\omega$ , es ist

$$\frac{\omega_*^2}{\omega^2} = \frac{y}{y'}$$

An der gewählten Stelle, etwa Mitte der Lagerentfernung, kommt also  $y'$  in Übereinstimmung mit  $y$ , falls statt  $\omega$  die kritische Geschwindigkeit  $\omega_*$  angewendet wird. Werden andere Ordinaten der wahren Seillinie mit dem Verhältnis  $\omega_*^2 : \omega^2$  verändert, so müssen sie ebenfalls mit den entsprechenden Ordinaten  $y$  übereinstimmen, falls die ursprüngliche elastische Linie richtig angenommen ist. Tatsächlich werden die beiden Linien etwas voneinander abweichen, und das Verfahren muß wiederholt werden, indem die eben korrigierte elastische Linie als neue Annahme gilt.

Die Berücksichtigung der verschiedenen Wellendicken geschieht dadurch, daß die Welle mit einem Durchmesser angenommen wird, z. B. dem größten, dessen

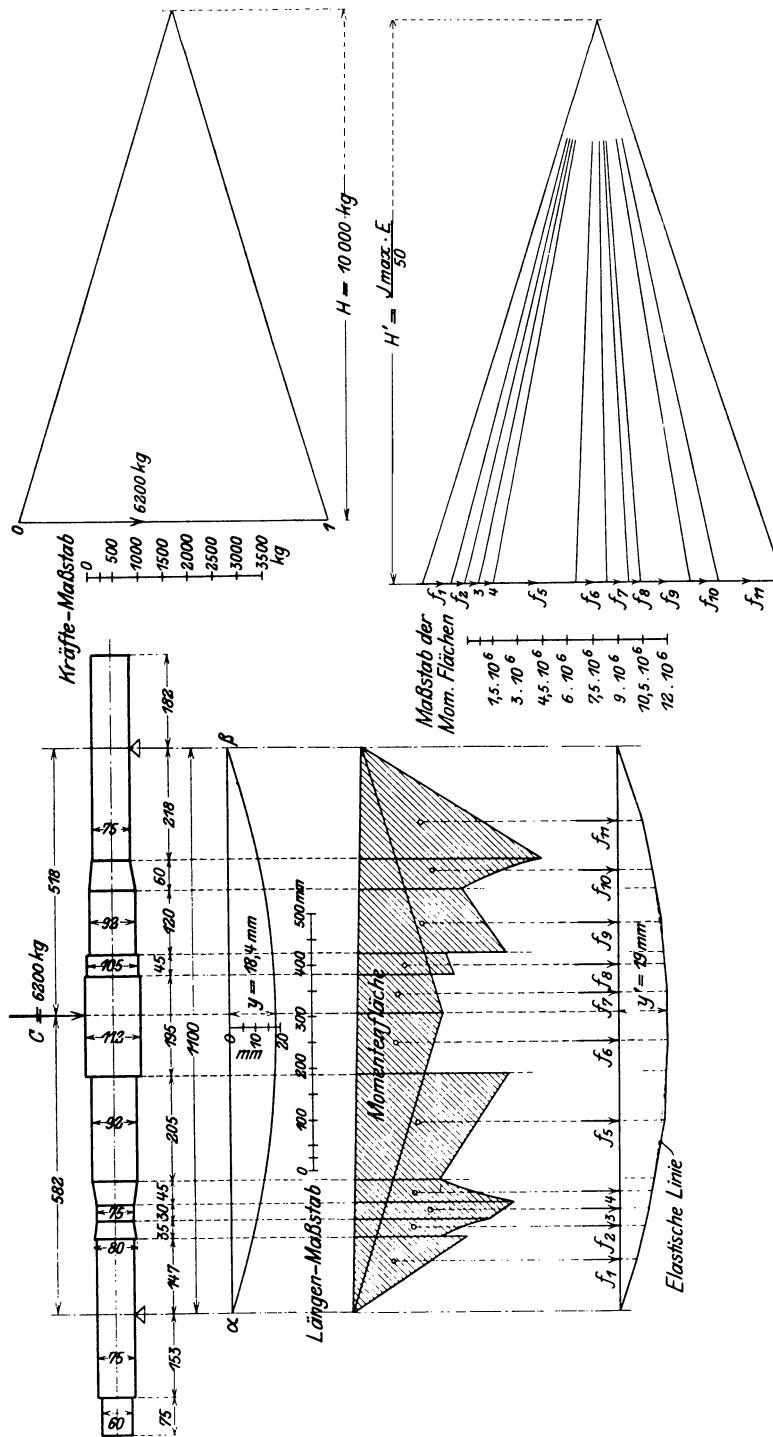


Fig. 259 u. 261.

Fig. 257, 258, 260 u. 262.

Trägheitsmoment  $J_{max}$  ist. Für ein Wellenstück mit dem kleineren Trägheitsmoment  $J$  sind dafür die Ordinaten der Momentenfläche mit dem Verhältnis  $\frac{J_{max}}{J}$  zu vermehren, damit an der Durchbiegung keine Änderung eintritt.

46. Beispiel: In Fig. 257 ist die Welle eines einstufigen Gebläses dargestellt, deren Gewicht 70 kg beträgt. Das Gewicht des Rades ist zu 299 kg angegeben. Vom Wellengewicht sollen 33 kg zum Radgewicht geschlagen werden, die auf die Stützpunkte entfallenden Anteile sind zu vernachlässigen. Das Gesamtgewicht beträgt somit  $G = 332$  kg.

Wählt man eine beliebige elastische Linie (Fig. 258), deren Ordinate an der Belastungsstelle

$$y = 18,4 \text{ mm}$$

sei, ferner eine beliebige Winkelgeschwindigkeit, z. B.  $\omega = 100$  m/sek, so entsteht dadurch die Fliehkraft

$$C = \frac{G}{g} \omega^2 \cdot y = \frac{332}{9,81} \cdot 100^2 \cdot 0,0184 = \sim 6200 \text{ kg.}$$

Damit läßt sich in Fig. 259 das Kräftepolygon mit dem Kräftemaßstab 1 cm = 500 kg und der Polentfernung  $H = 200$  mm =  $20 \cdot 500 = 10000$  kg zeichnen. Daraus ergibt sich als Momentenfläche ein Dreieck (Fig. 260). Zur Berücksichtigung der verschiedenen Wellenstärken an der Momentenfläche betragen die Trägheitsmomente

Wellendurchmesser . . . . .	mm	75	80	92	105	112
Trägheitsmomente . . . . .	(cm <sup>4</sup> )	156	200	353	593	780
Verhältnis $\frac{J_{max}}{J}$ . . . . .		5	3,9	2,2	1,31	1

Die auf das größte Trägheitsmoment bezogene Momentenfläche wird nun in eine Anzahl Flächenstreifen geteilt, deren Größen als Belastungen aufzufassen sind, die in den Schwerpunkten angreifen.

Wählt man als Längenmaßstab 1 : 5, so ist der Flächenmaßstab 1 : 25. Wird daher 1 qcm der gezeichneten Flächenstreifen mit diesem Maßstab 25 und der Polentfernung 10000 kg multipliziert, so erhält man die Werte der Momentenflächenstreifen wie folgt:

Nr. der Fläche . . . . .	$f_1$	$f_2$	$f_3$	$f_4$	$f_5$	$f_6$	$f_7$	$f_8$	$f_9$	$f_{10}$	$f_{11}$
Inhalt nach Zeichnung . qcm	6,60	3,15	3,45	4,14	19,40	7,37	4,80	3,28	12,00	6,60	15,80
Momentenfläche $\frac{\text{kg} \cdot \text{qcm}}{10^6}$ . .	1,65	0,788	0,86	1,035	4,85	1,850	1,20	0,82	3,00	1,65	3,95

Mit diesen Werten ist ein neues Kräftepolygon, Fig. 261, zu zeichnen, dessen Polentfernung

$$H' = E \cdot J_{max} = 2125000 \cdot 780 = 1,6575 \cdot 10^9.$$

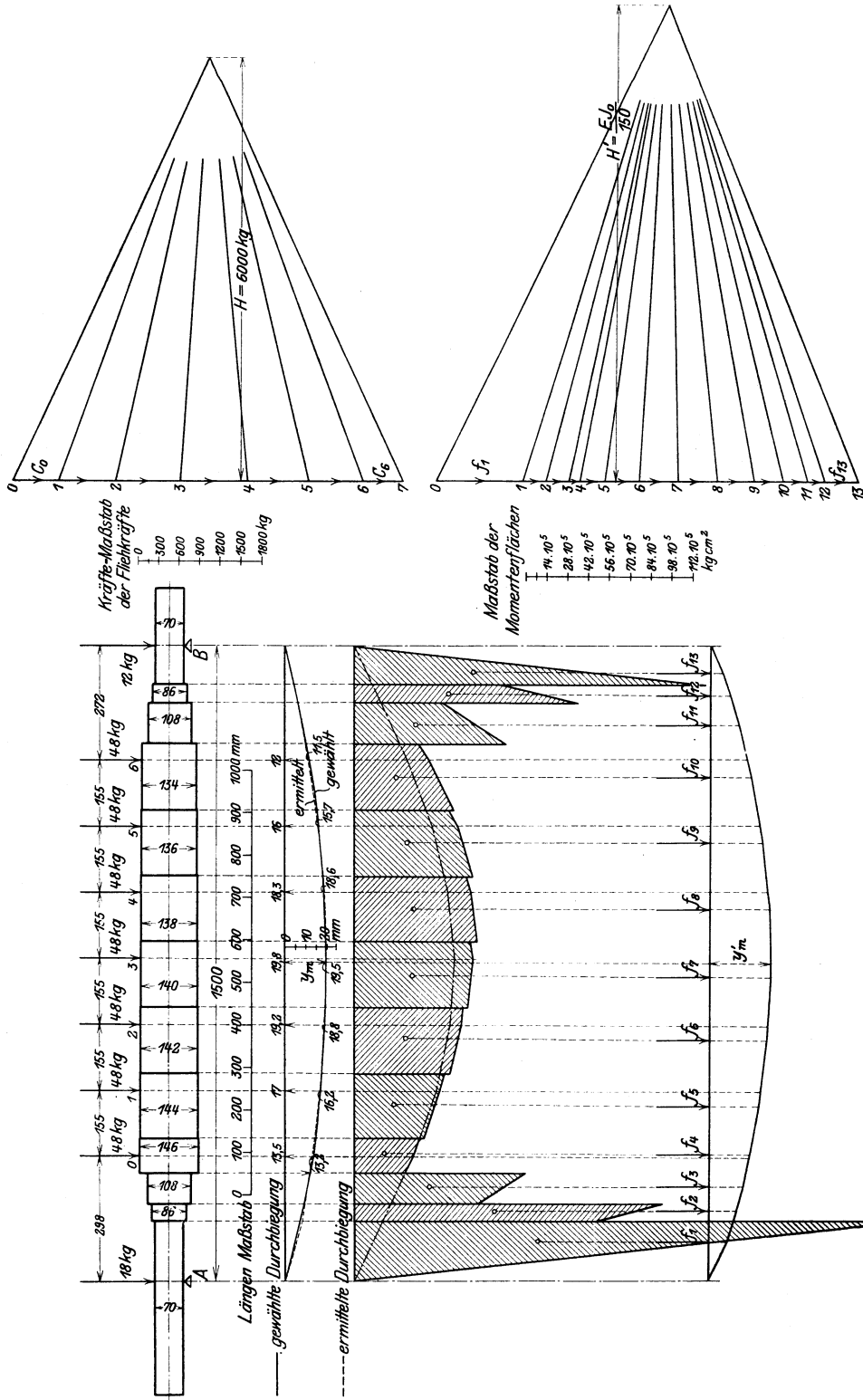
Wählt man hierzu als Kräftemaßstab 1 cm = 1500000 =  $1,5 \cdot 10^6$  kg · qcm, so ist die Polentfernung aufzuzeichnen als Länge von

$$H' = \frac{1,6575 \cdot 10^9}{1,5 \cdot 10^6} = 1105 \text{ cm.}$$

Da diese Entfernung immer noch unbequem groß ist, tragen wir sie in 50 facher Verkleinerung auf ( $\frac{1105}{50} = 22,1$  cm), dadurch erscheinen aber die Ordinaten der neuen Momentenfläche, Fig. 262, in 50 facher Vergrößerung auf der Zeichnung.

Diese neue Momentenfläche ist nach Mohr die richtige elastische Linie unter den obigen Voraussetzungen. Die Einfederung an der Belastungsstelle beträgt





auf der Zeichnung 19 mm; dieser Wert ist 50 mal zu groß, ist aber mit dem Längenmaßstab zu vermehren, so daß die Federung in wirklicher Größe

$$y^1 = \frac{19 \cdot 5}{50} = 1,9 \text{ mm}$$

beträgt. Daher ist die kritische Geschwindigkeit

$$\omega_{\kappa} = \omega \sqrt{\frac{y}{y'}} = 100 \sqrt{\frac{18,4}{1,9}} = 311 \text{ m/sek}$$

oder

$$n_{\kappa} = \frac{30}{\pi} \cdot 311 = 2980 \text{ Uml./min.}$$

47. Beispiel: In Fig. 263 ist die Welle eines siebenstufigen Turbokompressors dargestellt mit Angabe der Gewichte der Räder, zu denen die Wellengewichte der betreffenden Stücke zugeschlagen sind.

Mit der gewählten elastischen Linie, Fig. 264, und einer Geschwindigkeit von  $\omega = 100 \text{ m/sek}$  ergeben sich zu den Einfederungen folgende Fliehkräfte:

Belastungsstelle . . . . .	0	I	II	III	IV	V	VI
Einfederung $y$ . . . . . cm	1,35	1,70	1,92	1,98	1,83	1,60	1,20
Fliehkräfte . . . . . kg	663	835	943	972	899	786	590

Das Kräftepolygon (Kräftemaßstab 1 cm = 300 kg) mit der Polentfernung  $H = 6000 \text{ kg}$  (= 20 cm) dient zur Aufzeichnung der Momentenfläche (Fig. 265), deren Ordinaten im Verhältnis der Trägheitsmomente zu verändern sind.

Diese Verhältnisse betragen:

Wellendmr . . . mm	70	86	108	146	144	142	140	138	136	134
Trägheitsmomente $J$ .	118	268	668	2220	2110	1995	1880	1780	1680	1580
Verhältnis $\frac{J_{max}}{J}$ . . . . .	18,81	8,28	3,32	1	1,05	1,11	1,18	1,25	1,33	1,40

Teilt man diese Momentenfläche in 13 Flächenstreifen und sieht diese als die neuen Belastungen an, so ergeben sich durch Vermehrung mit dem Flächenmaßstab und der Polentfernung ( $5^2 \cdot 6000$ ):

Flächenstreifen Nr.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
Momentenfl. $\frac{\text{kg} \cdot \text{qcm}}{10^6}$	5,851	1,608	1,512	0,714	1,814	2,325	2,651	2,697	2,465	1,860	1,653	1,229	2,295

Diese Werte sind die Kräfte des neuen Polygons (Kräftemaßstab 1 cm =  $1,4 \cdot 10^6 \text{ kg} \cdot \text{qcm}$ , dessen Polentfernung den Betrag hat

$$H' = J_{max} \cdot E = 2220 \cdot 2125000 = 4,717 \cdot 10^9 \text{ kg} \cdot \text{qcm}$$

oder im Kräftemaßstab  $H' = \frac{4,717 \cdot 10^9}{1,4 \cdot 10^6} = 3360 \text{ cm.}$

Trägt man hiervon nur den  $\frac{1}{150}$  Teil ein, so erscheinen die Ordinaten des neuen Seilzuges 150fach vergrößert.

Für die Ordinate der wahren elastischen Linie in der Mitte der Lagerentfernung ergibt sich nach Fig. 266 29,5 mm im Maßstab der Zeichnung, also in wirklicher Größe

$$y' = \frac{29,5 \cdot 5}{150} = 0,983 \text{ mm,}$$

$$\text{somit ist} \quad \omega_x = \omega \sqrt{\frac{y}{y'}} = 100 \sqrt{\frac{19,8}{0,983}} = 448,8 \text{ m/sek}$$

$$\text{oder} \quad n_x = 4287 \text{ Uml./min.}$$

Zeichnet man die übrigen Ordinaten  $y'$  mit der Reduktion  $\omega_x^2 : \omega^2$  in die gewählte elastische Linie ein, so zeigt sich eine genügende Übereinstimmung mit der angenommenen. Würde dies nicht der Fall sein, so müßte mit dieser eingezeichneten Linie das Verfahren wiederholt werden.

## 92. Die Lagerung der Kompressorwelle.

Die Traglager der Hauptwelle sind ähnlichen Betriebsbedingungen ausgesetzt wie die Dampfturbinenlager; bei ihrem Entwurf müssen daher dieselben Gesichtspunkte beachtet werden.

Infolge der hohen Geschwindigkeit am Umfang der Welle entsteht eine große Reibungsarbeit, die in Wärme umgesetzt wird. Zur Ableitung derselben verwendet man Drucköl, das die Lager umspült und nach dem Verlassen gekühlt wird. Besonders einfach gestaltet sich diese Anordnung bei Antrieb durch Dampfturbinen, da dieselbe Druckölversorgung für alle Lager gemeinsam gebaut werden kann.

Ist  $P$  das auf ein Lager berechnete Gewicht der umlaufenden Teile,  $l$  die Länge und  $d$  der Durchmesser des Wellenzapfens in cm, so beträgt der Flächendruck

$$p = \frac{P}{ld} \dots \dots \dots (1)$$

Zur Berechnung der sekundlichen Reibungsarbeit  $R$  ist die Gleitgeschwindigkeit  $w$  an der Zapfenoberfläche und die Reibungszahl  $\mu$  einzuführen:

$$R = P \cdot \mu w = ld p \mu w \text{ mkg} \dots \dots \dots (2)$$

$$\text{oder} \quad N_x = \frac{R}{75} \dots \text{ PS.}$$

Nach Versuchen von Lasche<sup>1)</sup> und Stribeck ist

$$p \cdot \mu = \text{Konst.}$$

Vergleicht man Gl. 3 mit Gl. 2, so ergibt sich, daß die Reibungsarbeit für ein gegebenes Lager bei vorgeschriebener Geschwindigkeit unabhängig ist von der Belastung.

Lasche hat in Gl. 3 die Öltemperatur  $t$  einbezogen und das einfache Gesetz gefunden

$$\mu p t = \text{Konst.} = 2.$$

Hierbei liegt der Flächendruck zwischen 1 und 15 kg/qcm und die Temperatur zwischen 30° C und 100° C. Die Geschwindigkeit hat auf die Konstante keinen merklichen Einfluß, wenn  $w$  zwischen 5 bis 20 m/sek liegt. Über die Fähigkeit ungekühlter Lager, Wärme auszustrahlen, hat Lasche ebenfalls Versuche angestellt und für den Arbeitswert der Wärmeabgabe gefunden

$$R' = \kappa (\pi d l) \cdot (t - t_0),$$

wenn  $t - t_0$  den Temperaturunterschied zwischen Lagerschale und Außenluft bedeutet.

Werden  $l$  und  $d$  in cm eingesetzt, so darf für  $\kappa = 2$  bis 2,5 genommen werden. Überschreitet die Arbeit  $R$  der Reibungswärme den Arbeitswert der Wärmeabgabe  $R'$  wesentlich, so muß eine Kühlung des Öles vorgenommen werden, was sich bei den meisten Lagern notwendig zeigt.

<sup>1)</sup> Z. Ver. deutsch. Ing. 1901, S. 1881 u. S. 1343.

Verlag von Julius Springer in Berlin.

---

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

---

**Kompressoren-Anlagen** insbesondere in Grubenbetrieben. Von Dipl.-Ing. Karl Teiwes. Mit 129 Textfiguren. In Leinwand gebunden Preis M. 7,—.

---

**Die Gebläse.** Bau und Berechnung der Maschinen zur Bewegung, Verdichtung und Verdünnung der Luft. Von Albrecht von Ihering, Kaiserl. Regierungsrat, Mitglied des Kaiserl. Patentamtes, Dozent an der Universität zu Berlin. Zweite, umgearbeitete und vermehrte Auflage. Mit 522 Textfiguren und 11 Tafeln. In Leinwand gebunden Preis M. 20,—.

---

**Die Pumpen.** Berechnung und Ausführung der für die Förderung von Flüssigkeiten gebräuchlichen Maschinen. Von Konr. Hartmann und J. O. Knoke. Dritte, neubearbeitete Auflage von H. Berg, Professor an der Königl. Technischen Hochschule zu Stuttgart. Mit 704 Textfiguren und 14 Tafeln. In Leinwand gebunden Preis M. 18,—.

---

**Die Zentrifugalpumpen.** Von Dipl.-Ing. Fritz Neumann. Zweite Auflage. In Vorbereitung.

---

**Technische Wärmemechanik.** Die für den Maschinenbau wichtigsten Lehren aus der Mechanik der Gase und Dämpfe und der mechanischen Wärmetheorie. Von W. Schüle, Ingenieur, Oberlehrer an der Königlichen Höheren Maschinenbauschule zu Breslau. Mit 118 Textfiguren und 4 Tafeln. In Leinwand gebunden Preis M. 9,—.

---

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

---

**Verdampfen, Kondensieren und Kühlen.** Erklärungen, Formeln und Tabellen für den praktischen Gebrauch. Von E. Hausbrand, Kgl. Baurat. Vierte, vermehrte Auflage. Mit 36 Textfiguren und 74 Tabellen. In Leinwand gebunden Preis M. 10,—.

---

**Kondensation.** Ein Lehr- und Handbuch über Kondensation und alle damit zusammenhängenden Fragen, auch einschließlich der Wasserrückkühlung. Für Studierende des Maschinenbaues, Ingenieure, Leiter größerer Dampfbetriebe, Chemiker und Zuckertechniker. Von F. J. Weiß, Zivilingenieur in Basel. Zweite, ergänzte Auflage. Bearbeitet von E. Wiki, Ingenieur in Luzern. Mit 141 Textfiguren und 10 Tafeln. In Leinwand gebunden Preis M. 12,—.

---

**Die Kondensation der Dampfmaschinen und Dampfturbinen.** Lehrbuch für höhere technische Lehranstalten und zum Selbstunterricht. Von Dipl.-Ing. Karl Schmidt. Mit 116 Textfiguren. In Leinwand gebunden Preis M. 5,—.

---

**Dampfkessel-Feuerungen zur Erzielung einer möglichst rauchfreien Verbrennung.** Von F. Haier. Zweite Auflage. Im Auftrage des Vereins deutscher Ingenieure bearbeitet vom Verein für Feuerungsbetrieb und Rauchbekämpfung in Hamburg. Mit 375 Textfiguren, 29 Zahlentafeln und 10 lithographierten Tafeln. In Leinwand gebunden Preis M. 20,—.

---

Zu beziehen durch jede Buchhandlung.

**Entwerfen und Berechnen der Dampfmaschinen.** Ein Lehr- und Handbuch für Studierende und angehende Konstrukteure. Von Heinrich Dubbel, Ingenieur. Dritte, verbesserte Auflage. Mit 470 Textfiguren. In Leinwand gebunden Preis M. 10,—.

---

**Die Dampfturbinen.** Mit einem Anhang über die Aussichten der Wärmekraftmaschinen und über die Gasturbine. Von A. Stodola, Dr. phil. Dr.-Ing., Professor am Eidgenöss. Polytechnikum in Zürich. Vierte, umgearbeitete und erweiterte Auflage. Mit 856 Textfiguren und 9 Tafeln. In Leinwand gebunden Preis M. 30,—.

---

**Die Gasmachine.** Ihre Entwicklung, ihre heutige Bauart und ihr Kreisprozeß. Von R. Schöttler, Geh. Hofrat, ord. Professor an der Herzogl. Technischen Hochschule zu Braunschweig. Fünfte, umgearbeitete Auflage. Mit 622 Figuren im Text und auf 12 Tafeln. In Leinwand gebunden Preis M. 20,—.

---

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

---

**Großgasmaschinen.** Ihre Theorie. Wirkungsweise und Bauart. Von Heinrich Dubbel, Ingenieur. Mit 400 Textfiguren und 6 Tafeln. In Leinwand gebunden Preis M. 10,—.

---

**Technische Untersuchungsmethoden zur Betriebskontrolle,** insbesondere zur Kontrolle des Dampfbetriebes. Zugleich ein Leitfaden für die Übungen in den Maschinenlaboratorien technischer Lehranstalten. Von Ingenieur Julius Brand, Oberlehrer der Kgl. Vereinigten Maschinenbauschulen zu Elberfeld. Zweite, vermehrte und verbesserte Auflage. Mit 301 Textfiguren, 2 Tafeln und zahlreichen Tabellen. In Leinwand gebunden Preis M. 8,—.

---

**Technische Messungen bei Maschinen-Untersuchungen und im Betriebe.** Zum Gebrauch in Maschinenlaboratorien und in der Praxis. Von Professor Dr.-Ing. Anton Gramberg, Dozent an der Technischen Hochschule zu Danzig. Zweite, umgearbeitete Auflage. Mit 233 Textfiguren. In Leinwand gebunden Preis M. 8,—.

---

**Elastizität und Festigkeit.** Die für die Technik wichtigsten Sätze und deren erfahrungsmäßige Grundlage. Von Dr.-Ing. C. Bach, Kgl. Württ. Baudirektor, Prof. des Maschinen-Ingenieurwesens an der Kgl. Technischen Hochschule zu Stuttgart. Sechste vermehrte Auflage. Unter Mitwirkung von Professor R. Baumann, an der Kgl. Technischen Hochschule zu Stuttgart. Mit in den Text gedruckten Abbildungen und 20 Tafeln in Lichtdruck. In Leinwand gebunden Preis M. 20,—.

---

**Der Indikator und seine Hilfseinrichtungen.** Von Dr. A. Staus. Mit 219 Textfiguren. In Leinwand gebunden Preis M. 6,—.

---

**Hilfsbuch für den Maschinenbau.** Für Maschinentechniker sowie für den Unterricht an technischen Lehranstalten. Von Prof. Fr. Freytag, Lehrer an den Technischen Staatslehranstalten zu Chemnitz. Dritte, vermehrte und verbesserte Auflage. Mit 1041 Textfiguren und 10 Tafeln. In Leinwand geb. Preis M. 10,—; in Leder geb. M. 12,—.

---

**Taschenbuch für Bauingenieure.** Unter Mitwirkung zahlreicher Fachgelehrter herausgegeben von Professor M. Foerster, Dresden. 1927 Seiten mit 2723 Textfiguren. In englisch Leinen gebunden Preis M. 20,—.

---