

WYDZIAŁY POLITECHNICZNE KRAKÓW

BIBLIOTEKA GŁÓWNA

L. inw.

~~1~~
~~26~~

...schen

...schinen

...buch

... mit Beispielen für das Selbststudium
und den praktischen Gebrauch

Von
Friedrich Barth

I
Wärme- und
dampftechnische Grundlagen

Mit 64 Figuren



Biblioteka Politechniki Krakowskiej



100000295826

Sammlung Göschen

1923.

Die Dampfmaschinen

Kurzgefaßtes Lehrbuch
mit Beispielen für das Selbststudium
und den praktischen Gebrauch

Von

Friedrich Barth

Oberingenieur an der Bayerischen Landesgewerbeanstalt in Nürnberg

Dritte, verbesserte und vermehrte Auflage

I

Wärme- und dampftechnische Grundlagen

Mit 64 Figuren



Berlin und Leipzig

G. J. Göschen'sche Verlagshandlung G. m. b. H.

1919

1-301316

Alle Rechte, insbesondere das Übersetzungsrecht
von der Verlagshandlung vorbehalten.

BIBLIOTEKA POLITECHNICZNA
KRAKÓW

~~I 26~~

Akc. Nr. _____

~~3682~~ 149

Inhaltsverzeichnis.

Abkürzungen.	Seite 6
I. Einleitung.	
1. Wesen der Dampfkraftanlagen	7
2. Begriff der mechanischen Arbeit	7
3. Maßeinheiten.	8
Kilogramm, Meter, Sekunde, spezifisches Gewicht, spezifisches Volumen, Atmosphäre, Überdruck, absoluter Druck, PS-Stde, Temperatur, Wärmeeinheit (Kalorie), mechanisches Wärme- äquivalent, spezifische Wärme, Ampere, Volt, Watt, Kilowatt.	
4. Verzeichnis der wichtigsten Buchstabengrößen.	11
II. Arbeitsweise und Leistung der Dampfmaschine.	
5. Das Wesen der Dampfmaschine	14
6. Das Indikatordiagramm im allgemeinen	16
Druckvolumendiagramm, Indizieren, Indikator, atmosphärische und absolute Nulllinie, Füllung.	
7. Indizierte Leistung	19
Mittlere indizierte Spannung, Kolbendruck, mittlere Kolben- geschwindigkeit, wirksame Kolbenfläche.	
8. Nutzleistung	21
Mechanischer Wirkungsgrad, Bestimmung der Nutzleistung, Leerlaufarbeit.	
9. Leistungsregulierung	22
10. Wirkungsgrad	23
Thermischer, thermodynamischer, indizierter (Gütegrad), mecha- nischer, effektiver thermischer, wirtschaftlicher Wirkungsgrad.	
III. Der Wasserdampf.	
11. Der Satttdampf	25
Dampfbildung, trockener und nasser Dampf, Kondensations- verluste, Gesamtwärme, Flüssigkeitswärme, Verdampfungswärme, Dampftabelle nach Mollier, Energie, Entropie, spezi- fische Dampfmenge, Dampfmasse, spezifisches Volumen und Gewicht von nassem Dampf, Spannungskurve, Grenz- oder Sättigungskurve.	

	Seite
12. Der überhitzte Dampf	33
Vorzüge des überhitzten Dampfes, Wärmeinhalt, spezifische Wärme, Gleichungen für Heißdampf, Tafel der Hilfsgrößen.	
13. Allgemeine Zustandsgleichungen des Wasserdampfes	37
14. Besondere Zustandsänderungen des Wasserdampfes	38
Isotherme, Adiabate, Polytrope usw.	
15. Die Temperatur-Entropiekurve	40
16. Das Wärmediagramm	45
17. Die Entropietafeln	45
<i>TS</i> -Diagramm, <i>JS</i> -Diagramm des Wasserdampfes. Beisp. I—III.	
18. Der Carnotsche Kreisprozeß	50
Kreisprozesse, äußere Arbeit, Wirkungsgrad, Wärmezufuhr bei möglichst hoher Temperatur bzw. kleinster Entropie.	

IV. Die vollkommene oder verlustlose Maschine.

19. Einleitung	54
20. Indikatordiagramm der verlustlosen Maschine. Disponible Arbeit	58
21. Wärmediagramm der verlustlosen Maschine	60
22. Die zu- und abgeführten Wärmemengen	64
23. Nutzen hoher Eintrittsspannungen	65
24. Nutzen der Überhitzung	67
25. Vollständige und unvollständige Expansion	69
Beispiele I—III.	
26. Nutzen der Kondensation	74
Beispiel.	
27. Thermischer Wirkungsgrad und Dampfverbrauch der verlustlosen Maschine	77
Beispiele I—III.	

V. Die wirkliche Maschine.

28. Indikatordiagramm der wirklichen Maschine	80
29. Die Ein- und Ausströmlinie	82
Spannungsabfall, Drosselverlust.	
30. Die Expansionslinie	85
31. Die Kompressionslinie	91
32. Nutzen der Kompression	92

	Seite
33. Der schädliche Raum und sein Einfluß	94
34. Der Wärmeaustausch	96
Die mittlere Wandungstemperatur	96
Beispiele.	
Wechselwirkung zwischen Dampf und Wandung	99
Mittel zur Verringerung des Wärmeaustausches	102
35. Die mehrstufige Expansion	102
Vor- und Nachteile derselben	103
Rankinisieren der Diagramme	106
36. Wärmediagramm der wirklichen Maschine	108
Boulvinsches Verfahren, rechnerisches Verfahren.	

VI. Wärmeausnützung der wirklichen Maschine.

37. Die Verlustquellen	115
38. Mittel zur Verringerung der Wärmeverluste	120
39. Thermodynamischer und thermischer Wirkungsgrad	123
40. Wirtschaftlicher Wirkungsgrad. Dampfverbrauch	125
Beispiel.	

VII. Die Abdampfverwertung.

41. Heizen mit Abdampf	129
Beispiele I und II.	
42. Heizen mit Zwischendampf	133
43. Wärmeausnützung bei kombinierter Kraft- und Wär- meerzeugung	140
Beispiele I—III.	

Der II. Band behandelt den Bau und Betrieb der Dampfmaschinen.

Abkürzungen.

m	= Meter.
kg	= Kilogramm.
sek	= Sekunde.
qcm	= Quadratcentimeter.
qm	= Quadratmeter.
at	= Atmosphäre.
abs	= absolut.
Üb	= Überdruck.
kg/qcm	= Kilogramme auf 1 Quadratcentimeter.
kg/cbm	= Kilogramme pro 1 Kubikmeter.
cbm/kg	= Kubikmeter pro 1 Kilogramm.
m/sek	= Meter pro 1 Sekunde.
mkg	= Meterkilogramm.
mkg/sek	= Meterkilogramme pro 1 Sekunde.
PS	= Pferdestärke.
PS-Stde	= Pferdestärkestunde.
PS _e	= effektive Pferdestärke, Nutzpferdestärke.
PS _i	= indizierte Pferdestärke.
KW	= Kilowatt.
KW-Stde	= Kilowattstunde.
° C	= Grad Celsius.
WE	= Wärmeinheit (Kalorie).
QS	= Quecksilbersäule.
Z. d. V. d. I.	= Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure.
HZ	= Hochdruckzylinder.
NZ	= Niederdruckzylinder.

I. Einleitung.

1. Wesen der Dampfkraftanlagen.

Die Dampfkraft stellt die am meisten verbreitete Kraftquelle dar. In der Feuerung des Dampfkessels wird durch Verbrennen von Kohle Wärme erzeugt, die das Wasser des Kessels erhitzt und in Dampf verwandelt. Dieser Dampf, dem gewissermaßen die Rolle eines Wärmeträgers zukommt, bewegt vermöge seiner Spannung den Kolben der Dampfmaschine hin und her und leistet so mechanische Arbeit. Hierbei erleidet man sowohl im Kessel, als auch in der Maschine Verluste. Die ersteren rühren in der Hauptsache von der Wärmeausstrahlung des Kessels, von der durch den Schornstein abziehenden Wärme sowie von unvollkommener Verbrennung her. Die Verluste in der Dampfmaschine sind bedingt durch die Reibungswiderstände, den Wärmeaustausch, hauptsächlich aber dadurch, daß der Dampf als solcher die Dampfmaschine wieder verlassen muß und so den größten Teil der im Frischdampf enthaltenen Wärme nutzlos in die Atmosphäre oder den Kondensator abführt.

2. Begriff der mechanischen Arbeit.

Wird durch eine nach Größe und Richtung unveränderliche mechanische Kraft von K kg ein gleich großer Widerstand auf einem Weg von der Länge l m überwunden, so ist die geleistete mechanische Arbeit $L = K \cdot l$ mkg.

Ist die Zeit der Kraftwirkung z sek, so ist die in der Zeiteinheit geleistete Arbeit

$$E = \frac{K \cdot l}{z} \text{ mkg/sek,}$$

welche man auch als mechanischen Effekt oder „Leistung“ bezeichnet. Wird in 1 sek eine Arbeit von 75 mkg geleistet, so entspricht dies einer Pferdestärke (PS). Diese Leistung liegt jedoch weit über derjenigen, die ein Pferd dauernd zu leisten vermag.

Rechnet man die im obigen Beispiel von der Kraft K entwickelte Leistung in PS um, so ergibt sich

$$N = \frac{K \cdot l}{z \cdot 75} \text{ PS.}$$

Es ist üblich, die Leistung von Kraftmaschinen in Pferdestärken auszudrücken, da das mkg/sek für die in der Technik vorkommenden Arbeitsleistungen eine zu kleine Einheit darstellt.

3. Maßeinheiten.

Die technische Einheit für die Kraft ist das Kilogramm (kg), für die Länge das Meter (m) und für die Zeit die Sekunde (sek). In manchen Fällen erweisen sich diese Einheiten als zu klein, weshalb dann ein Vielfaches davon als Einheit gewählt wird.

Da als Raumeinheit das Kubikmeter (cbm) dient, so versteht man unter dem spezifischen Gewicht γ das Gewicht von 1 cbm in kg. Unter dem spezifischen Volumen v eines Gases oder Dampfes versteht man den Rauminhalt von 1 kg desselben in cbm.

Die praktische Einheit des Flächendrucks p ist die Atmosphäre (at), d. i. ein Druck von 1 kg auf 1 qcm.

In den Zustandsgleichungen rechnet man jedoch meist mit dem Druck P in kg/qmFläche. Bisweilen mißt man den Druck von Gasen und Dämpfen auch in Millimeter Quecksilbersäule (QS). Hierbei ist $1 \text{ at} = 1 \text{ kg/qcm} = 735,5 \text{ mm QS}$ von 0° . (Der normale Barometerstand entspricht 760 mm QS von 0° .)

Je nachdem man vom absoluten Vakuum oder vom atmosphärischen Druck ausgeht, spricht man vom absoluten Druck (at abs) und vom Überdruck (at Üb) des Dampfes. Den ersteren erhält man, wenn man zum Überdruck den jeweils herrschenden Luftdruck hinzufügt. Wenn vom Dampfdruck schlechtweg die Rede ist, so versteht man darunter nach den Dampfnormen stets den Überdruck.

Die in der Technik gebräuchliche Einheit der mechanischen Arbeit ist die Pferdestärkestunde (PS-Stde). Entwickelt eine Maschine auf die Dauer einer Stunde eine Leistung von 1 PS, so hat sie eine Arbeit von 1 PS-Stde verrichtet.

Heute ist die Pferdestärke allgemein als Maß für die Leistung im Gebrauch, wobei zu erwähnen ist, daß zwischen der deutschen PS von 75 mkg/sek und der englischen von 550 engl. Fußpfund in der Sekunde ein geringer Unterschied besteht. Es ist nämlich

$$1 \text{ PS deutsch} = 0,98633 \text{ PS englisch,}$$

$$1 \text{ PS englisch} = 1,01386 \text{ PS deutsch.}$$

In der mechanischen Wärmetheorie verwendet man als Einheit für die mechanische Arbeit das mkg. Die Beziehung zwischen der PS-Stde und dem mkg lautet:

$$1 \text{ PS-Stde} = 75 \cdot 60 \cdot 60 = 270000 \text{ mkg.}$$

Die Wärme wird nach ihrer Temperatur und ihrer Menge gemessen. Zur Messung der Temperatur bedient

man sich des Thermometers, während die Wärmemenge mit Hilfe des Kalorimeters bestimmt wird. In der Regel werden die Temperaturen in Graden nach Celsius gemessen. In der Wärmetheorie dagegen rechnet man meist mit absoluten Temperaturen. Bezeichnet man letztere mit T , erstere mit t , so gilt die Beziehung: $T = t + 273$.

Die Einheit der Wärmemenge ist die Kilogramm-Kalorie (WE). Man versteht darunter diejenige Wärmemenge, die man aufwenden muß, um die Temperatur von 1 kg Wasser um 1°C zu erhöhen. Nach den neuesten Beobachtungen kann man setzen:

$$1 \text{ WE} = 427 \text{ mkg},$$

$$1 \text{ mkg} = \frac{1}{427} \text{ WE (mechanisches Wärmeäquivalent),}$$

oder

$$1 \text{ PS-Stde} = 632,3 \text{ WE}.$$

Zur Bestimmung des Wärmeinhalts eines Körpers bedarf es außer dessen Temperatur und Gewicht noch der spezifischen Wärme c . Man versteht hierunter die Wärmemenge in WE, die erforderlich ist, um die Temperatur von 1 kg des betreffenden Körpers um 1°C zu erhöhen. Im allgemeinen ist c abhängig von der Temperatur des Körpers.

Die elektrische Leistung wird gemessen durch das Watt (W), d. i. das Produkt aus der Stromstärke in Ampere und der Spannung in Volt. Wo es sich um größere Leistungen handelt, wird als Maßeinheit das Kilowatt (KW), d. s. 1000 Watt, zugrundegelegt.

Wie die PS-Stde die Einheit der mechanischen Arbeit ist, so ist die Wattstunde (W-Stde) bzw. die Kilowattstunde (KW-Stde) die Einheit für die elektrische Arbeit. Die Beziehung zwischen mechanischer und elektrischer Arbeit lautet:

$$1 \text{ PS-Stde} = 736 \text{ W-Stdn},$$

$$1 \text{ KW-Stde} = 1,3592 \text{ PS-Stdn}.$$

4. Verzeichnis der wichtigsten Buchstabengrößen.

Es bezeichnet, wenn nicht ausdrücklich anders angegeben,

$A = \frac{1}{427}$ das mechanische Wärmeäquivalent, bezogen auf die 15° WE,

v das Volumen von 1 kg Dampf in cbm, auch spezifisches Volumen genannt; speziell ist

$v' = 0,001$ cbm das spez. Wasservolumen,

v'' das spez. Vol. trocken gesättigten Dampfes,

p den Dampfdruck (Spannung) in at (kg/qcm); speziell ist

p_e der Druck am Ende der Expansion,

p_1 der Ausströmungsgegendruck im Zylinder,

p' die Austrittsspannung bzw. der Druck im Ausströmrohr unmittelbar nach dem Austritt aus dem Dampfzylinder,

p_c der Druck am Ende der Kompression,

p_i die mittlere indizierte Spannung,

P den Dampfdruck in kg/qm,

t die Temperatur in Graden nach Celsius,

$T = 273 + t$ die absolute Temperatur,

$\gamma = \frac{1}{v}$ das spezifische Gewicht in kg/cbm; speziell ist
 γ'' das spez. Gewicht trocken gesättigten Dampfes.

i den Wärmeinhalt (Gesamtwärme) von 1 kg Dampf in WE; speziell ist

i' der Wärmeinhalt der Flüssigkeit,

i'' derjenige des trocken gesättigten Dampfes,

$r = i'' - i'$ die gesamte Verdampfungswärme in WE/kg,

$q = r - AP (v'' - v')$ die innere Verdampfungswärme in WE/kg.

- $u = i - AP (v'' - v')$ die Energie des Dampfes in WE/kg; speziell ist
 u' die Energie der Flüssigkeit,
 u'' die Energie trocken gesättigten Dampfes,
 s die Entropie; speziell ist
 s' die Entropie der Flüssigkeit,
 s'' die Entropie trocken gesättigten Dampfes,
 x die spezifische Dampfmenge in kg,
 $1-x$ die Dampffeuchtigkeit in kg,
 c_p die spezifische Wärme für konstanten Druck,
 $R = 47$ die Gaskonstante,
 D den Dampfverbrauch in kg/PS-Stde; speziell ist
 D_0 der Dampfverbrauch der verlustlosen Maschine,
 D_i der Dampfverbrauch für 1 P*S*i-Stde,
 D_e der Dampfverbrauch für 1 P*S*e-Stde,
 G den gesamten Dampfverbrauch in kg,
 L die geleistete Arbeit in mkg; speziell ist
 L_0 die Arbeit der verlustlosen Maschine,
 L_i die indizierte Arbeit (am Kolben),
 L_e die Nutzarbeit (an der Welle),
 N die Leistung in PS; speziell ist
 N_0 die Leistung der verlustlosen Maschine,
 N_i die indizierte Leistung (am Kolben),
 N_e die Nutzleistung (an der Welle),
 H das adiabatische Wärmegefälle in WE, d. i. der Wärmewert der Arbeit der verlustlosen Maschine pro kg Dampf,
 $\eta_0 = \frac{H}{i}$ den thermischen Wirkungsgrad der verlustlosen Maschine,

$\eta_{th} = \frac{632,3}{D_i \cdot i}$ den thermischen Wirkungsgrad der wirklichen Maschine; hierbei bedeutet i den auf die Speisewassertemperatur bezogenen wirklichen Wärmearbeit für 1 kg Dampf;

$\eta_g = \frac{N_i}{N_0} = \frac{632,3}{D_i \cdot H}$ den thermodynamischen Wirkungsgrad oder Gütegrad, bez. auf die indizierte Leistung, auch indizierter Wirkungsgrad genannt; häufig wird zwischen thermodynamischem Wirkungsgrad und Gütegrad unterschieden, in der Weise, daß man ersteren auf die Maschine mit vollkommener Expansion, den Gütegrad hingegen auf die Maschine mit unvollkommener Expansion bezieht;

$\eta_g = \frac{N_e}{N_0} = \frac{632,3}{D_e \cdot H}$ den effektiven Gütegrad,

$\eta_m = \frac{N_e}{N_i}$ den mechanischen Wirkungsgrad,

$\eta_e = \frac{632,3}{D_e \cdot i}$ den effektiven thermischen Wirkungsgrad,

η_l den Wirkungsgrad der Rohrleitung,

η_k den Wirkungsgrad der Kesselanlage,

η_w den gesamten oder wirtschaftlichen Wirkungsgrad von Maschinen- und Kesselanlage zusammen.

Hinsichtlich der Bedeutung der Abkürzungen sei auf S. 6 verwiesen.

nung des Dampfes statt, wobei der auf den Kolben geäußerte Druck entsprechend der allmählich sinkenden Dampfspannung stetig abnimmt. Ist der Kolben in seiner rechten Endlage (Totpunkt) angelangt, so beginnt er umzukehren. Während des Kolbenrückgangs wird der entspannte Dampf durch das Austrittsorgan F in die Austrittsleitung R geschoben, von wo aus er in die Atmosphäre (Auspuß) oder in den Kondensator (Kondensation) entweicht.

Um einen ruhigen Gang der Maschine zu erzielen, ist es notwendig, daß die Ausströmung durch vorzeitiges Schließen der Ausströmorgane F unterbrochen wird. Der im Zylinder zurückbleibende Dampf wird infolgedessen komprimiert (verdichtet) und wirkt hierbei als ein elastisches Polster.

Während auf der einen Kolbenseite Ausströmung stattfindet, spielt sich auf der anderen Seite der Vorgang der Einströmung und Expansion in der beschriebenen Weise ab. Es wird sonach bei jedem Hub Arbeit geleistet.

An der Stelle, an der die Kolbenstange den Zylinderdeckel D durchdringt, ist zwecks Abdichtung eine sog. Stopfbüchse S vorhanden. Bei größeren Maschinen geht die Kolbenstange durch, wobei der Kolben vom Kreuzkopf und vom hinteren Gleitschuh G frei getragen wird.

Der wichtigste Teil der Maschine, ihre Seele, ist die Steuerung. Hierzu gehören alle diejenigen Teile, die den Ein- und Austritt des Dampfes zu regeln haben, wie Schieber, Ventile, Exzenter usw. Auch der Regulator ist hierzu zu rechnen. Dieser hat die Aufgabe, durch Veränderung der Füllung die Leistung der Dampfmaschine dem jeweiligen Kraftbedarf anzupassen. Hierbei wirkt er in der Weise auf die Einlaßorgane (in unserer Abbildung sind Ventile angedeutet) ein, daß deren Öffnungs-

dauer der erforderlichen Füllung entsprechend eingestellt wird. Die Bewegung der Auslaßventile ist bei allen Belastungen dieselbe.

Bei größeren Leistungen verteilt man die Expansion des Dampfes auf zwei Zylinder, den Hochdruckzylinder und den Niederdruckzylinder. Der aus dem ersteren ausströmende Dampf wird alsdann mittels einer besonderen Leitung (Aufnehmer) dem Niederdruckzylinder zugeführt und expandiert dort weiter. Dreistufige Expansion wird heute für ortsfeste Anlagen kaum mehr angewendet.

Um ein Bild von der Vollkommenheit einer Dampfmaschine zu gewinnen, pflegt man sie mit einer verlustlosen Maschine zu vergleichen. Näheres hierüber findet sich im Abschn. 19.

6. Das Indikatordiagramm im allgemeinen.

Um ein anschauliches Bild von den Spannungsverhältnissen im Innern eines Dampfzylinders zu bekommen, bedient man sich des Druckvolumendiagramms. Da dieses mit Hilfe des sog. Indikators aufgenommen werden kann, so bezeichnet man es auch als Indikatordiagramm. Letzteres stellt im Gegensatz zum Wärmediagramm ein Arbeitsdiagramm dar. Ein Schluß auf den Dampfverbrauch der Maschine läßt sich aus dem Indikatordiagramm nicht ziehen (vgl. Abschn. 40).

In Fig. 2 ist für die eine Zylinderseite der Spannungsverlauf während eines Arbeitshubs dargestellt. Es ist hierbei angenommen, daß die Einströmung des Dampfes bis zur Kolbenstellung I stattfindet. Von hier ab beginnt die Expansion des Dampfes. So ist z. B. in der Kolbenstellung II die Spannung p_2 und in der Kolbenstellung III nur noch p_3 .

Den wirklichen Verlauf der Spannungskurven wäh-

rend eines Hin- und Rückgangs des Kolbens zeigt das Indikatordiagramm (Fig. 4). Der Inhalt der Diagrammfläche stellt die Arbeit dar, die der Dampf auf der betreffenden Kolbenseite für 1 qcm Kolbenfläche während einer Umdrehung der Maschine leistet. Es ist dies die indizierte Arbeit für 1 qcm Kolbenfläche (vgl. Abschn. 7).

Ist an einer im Betrieb befindlichen Maschine etwas in Unordnung, was mit der Dampfverteilung im Zusammenhang steht, so empfiehlt es sich, mit Hilfe des Indikators ein Indikatordiagramm von dem betreffenden Arbeitszylinder abzunehmen. Der Indikator ist ein Instrument, das die Spannungsänderungen im Zylinderinnern selbsttätig aufzeichnet. In Fig. 2 wird der Indikator beispielsweise bei *a* angesetzt, so daß er sich in steter Verbindung mit der betreffenden Zylinderseite befindet. Wesentlich ist hierbei, daß die Verbindung zwischen Zylinder und Indikator eine möglichst kurze ist, damit letzterer den Spannungsänderungen im Zylinder unmittelbar folgen kann.

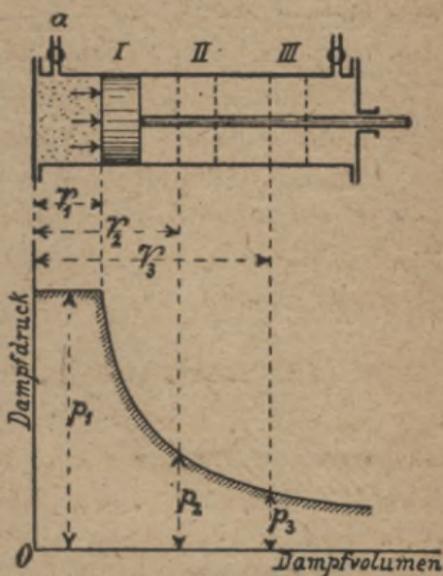


Fig. 2. Spannungsverlauf während eines Arbeitshubes.

Die Wirkungsweise des Indikators ergibt sich aus der schematischen Darstellung (Fig. 3). In dem Gehäuse *b* befindet sich ein dampfdicht eingepaßter Kolben *c*. Durch Öffnen eines Dreiweghahns *i* tritt der Dampf unter den Kolben *c*. Letzterer hebt sich und drückt hierbei die

Spiralfeder *e*, je nach der Spannung des Dampfes, mehr oder weniger zusammen. Die Kolbenbewegung wird durch den am Ende der Kolbenstange *d* sitzenden Schreibstift *f* auf eine oszillierende Papiertrommel *g*, die mit einer Schnurrolle *h* versehen ist, übertragen. Der Antrieb der Schnurrolle geschieht direkt vom Kreuzkopf der Maschine aus, derart, daß der Umfang der Papiertrommel eine der

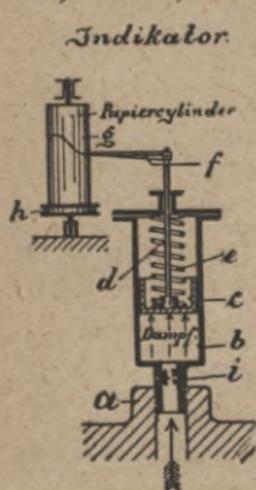


Fig. 3. Schematische Darstellung eines Indikators.

Kolbenbewegung genau proportionale Bewegung ausführt. Die horizontalen Wege des Schreibstifts auf der



Fig. 4. Einzelzeichnung der absoluten Nulllinie in ein Indikator-diagramm.

Trommel geben alsdann die Kolbenwege im verkleinerten Maßstab wieder, d. h. die Abszissen des so erhaltenen Indikator-diagramms entsprechen direkt den Kolbenwegen. Die Ordinaten hingegen stellen die Dampfspannungen dar. Um für letztere einen ausreichend großen Maßstab zu bekommen, setzt man den Schreibstift *f* in Wirklichkeit nicht direkt auf die Kolbenstange *d*, sondern ordnet zwischen Kolbenstange und Schreibstift ein Übersetzungshebelwerk an.

Vor oder nach der Abnahme eines Diagramms hat man sodann noch die atmosphärische Nulllinie anzureißen,

indem man durch entsprechende Stellung des Dreiweghahns i das Innere des Indikators mit der freien Atmosphäre in Verbindung bringt. Um auch die absolute Nulllinie zu bekommen, hat man im Abstand von 1 at bzw. in einem Abstand x , welcher dem jeweiligen Barometerstand entspricht, eine Parallele zur atmosphärischen Nulllinie zu ziehen (Fig. 4). Ist der Barometerstand an dem betreffenden Ort z. B. 650 mm, so liegt die absolute Nulllinie $\frac{650}{735,5} = 0,884$ kg/qcm unterhalb der atmosphärischen. Ist der Federmaßstab des Indikators z. B. 3 mm, so entspricht dies 2,65 mm.

Für Heißdampfmaschinen empfiehlt sich die Verwendung von Indikatoren mit außenliegenden Federn.

Beim Entwurf von Indikatordiagrammen¹⁾ ist es üblich, als Abszissen die Kolbenwege und nicht, wie in Fig. 2, die vom Kolben durchlaufenen Volumina zu wählen. Im Grunde genommen läuft dies auf dasselbe hinaus, da ja die Volumina den Kolbenwegen proportional sind.

Findet die Einströmung während des Kolbenwegs s_1 statt, so bezeichnet man das Verhältnis $s_1 : s$ als Füllung.

7. Indizierte Leistung.

Unter der indizierten Leistung versteht man die vom Dampf auf den Kolben übertragene Arbeit. Die Bestimmung der indizierten Leistung erfolgt an Hand des Indikatordiagramms in der Weise, daß man zunächst die mittlere indizierte Spannung p_i bestimmt. Hierunter versteht man diejenige Pressung, die während des ganzen Hubs konstant auf den Kolben wirken müßte, um dieselbe

¹⁾ Vgl. Abschn. 28 ff. des vorliegenden Bandes sowie Abschn. 13 im II. Band.

Arbeit hervorzubringen, wie die veränderlichen Presungen. Man erhält p_i dadurch, daß man die Fläche des Indikatordiagramms (durch Planimetrieren) bestimmt und mit dessen Länge und dem Federmaßstab dividiert. Der mittlere indizierte Kolbendruck ergibt sich alsdann zu

$$K = \frac{d^2 \pi}{4} p_i \text{ kg.}$$

Hierin bedeutet d den Kolben- bzw. Zylinderdurchmesser in cm, wie er sich auf Grund der mittleren Wandungstemperatur berechnet (vgl. Abschn. 34). Man bestimmt hierbei die Zylinderbohrung im kalten Zustand und berechnet deren lineare Vergrößerung infolge der Erwärmung im Betrieb.

Bezeichnet u_m die mittlere Kolbengeschwindigkeit in m/sek, so ergibt sich die indizierte Leistung N_i zu

$$N_i = \frac{K \cdot u_m}{75} \text{ PS,}$$

wobei $u_m = \frac{2 \cdot s \cdot n}{60}$ ist, unter n die minutliche Umdrehungszahl und unter s den Hub der Maschine in m verstanden.

In obiger Formel ist keine Rücksicht auf die Verringerung der nutzbaren Kolbenfläche durch die Kolbenstange und die hintere Führungsstange genommen. In Wirklichkeit hat man die wirksamen Kolbenflächen auf beiden Zylinderseiten zu bestimmen und daraus das arithmetische Mittel zu ziehen. Letzteres ist alsdann maßgebend für die Berechnung des mittleren Kolbendrucks.

Bei Maschinen mit mehrstufiger Expansion ergibt sich die indizierte Leistung als die Summe der indizierten Leistungen der einzelnen Zylinder (vgl. Bd. II, Abschn. 14).

8. Nutzleistung.

Infolge der unvermeidlichen Reibungsverluste (Kolbenreibung, Stopfbüchsenreibung, Lagerreibung usw.) ist die effektive Leistung oder Nutzleistung N_e einer Maschine kleiner als die indizierte Leistung N_i . Das Verhältnis $N_e : N_i$ bezeichnet man als den mechanischen Wirkungsgrad (η_m). Je mehr dieses Verhältnis sich dem Wert 1 nähert, desto sachgemäßer und genauer ist die Ausführung, und desto vollkommener die Schmierung der Maschine. Durchschnittlich ist $\eta_m = 0,90 - 0,92$. Bei kleineren Maschinen und bei Maschinen, die mangelhaft ausgeführt oder noch nicht genügend eingelaufen sind, geht der mechanische Wirkungsgrad unter Umständen bis auf 85% herunter, bei erstklassigen Fabrikaten hingegen kommt man noch höher als 92%. Bei Maschinen mit Preßschmierung wurden schon Wirkungsgrade von 95% erreicht.

Obige Zahlenangaben beziehen sich auf die Normalleistung der Maschine. Je geringer die Belastung einer Maschine ist, desto kleiner wird das Verhältnis $N_e : N_i$. Im Leerlauf ist dieses Verhältnis gleich Null.

Falls keine weitere Bezeichnung angegeben ist, versteht man unter der Leistung einer Dampfmaschine stets die Nutzleistung. Soll die indizierte Leistung gemeint sein, so ist dies nach Nummer 16 der Dampfnormen ausdrücklich auszusprechen¹⁾.

Die Ermittlung der Nutzleistung kann auf verschiedene Weise erfolgen. Am einwandfreisten und genauesten erhält man sie mit Hilfe der Bremse. Jedoch ist dieses Verfahren bei größeren Maschinen schwierig und mit

¹⁾ Die Angabe der Leistung in nominellen Pferdestärken ist nach den Normen unstatthaft.

Gefahren verknüpft, weshalb es nur ausnahmsweise anzuwenden ist.

Ist eine Dynamomaschine unmittelbar mit der Dampfmaschine gekuppelt, so kann aus der dem Anker der Dynamomaschine entnommenen elektrischen Arbeit die Nutzarbeit der Dampfmaschine bestimmt werden, falls der Wirkungsgrad des Ankers der Dynamomaschine unter den betreffenden Temperatur- und Belastungsverhältnissen genau bekannt ist.

In der Regel wird man bei Bestimmung der Nutzleistung auf den Indikator angewiesen sein. Man indiziert die zu untersuchende Dampfmaschine einmal unter Belastung und das andere Mal im Leerlauf. Als Maß für die Nutzleistung der Maschine gilt dann der Unterschied zwischen der indizierten Leistung N_i bei Belastung und derjenigen im Leerlauf (N_l), d. h. es ist $N_e = N_i - N_l$. Hierbei ist zu berücksichtigen, daß bei Berechnung von N_l dieselbe Umlaufzahl anzunehmen ist, wie bei belasteter Maschine.

Man hat dem zuletzt beschriebenen Verfahren schon vorgeworfen, daß es nicht sehr genau sei, weil die wirkliche Reibungsarbeit der belasteten Maschine infolge der höheren Drücke größer sei als die Leerlaufsarbeit N_l . Dies ist jedoch nicht unbedingt richtig. Denn man hat schon festgestellt, daß eine in gutem Schmierungsstand befindliche Maschine unter Belastung weniger Reibungsarbeit aufweist als im Leerlauf. Dies mag damit zusammenhängen, daß bei belasteter Maschine die Lager wärmer werden; das Schmieröl wird infolgedessen dünnflüssiger und die Reibung kleiner.

9. Leistungsregulierung.

Um die Leistung einer Maschine dem schwankenden Kraftbedarf anzupassen, bedarf es einer selbsttätig wir-

kenden Regulierung. Früher erfolgte die Leistungsregelung durch Drosselung des einströmenden Frischdampfs (Fig. 5). Die Drosselregulierung ist jedoch gemäß Abschn. 23 unwirtschaftlich. Man wendet sie des-

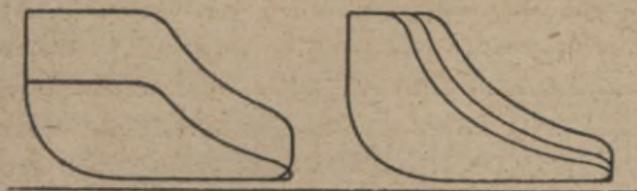


Fig. 5 und 6. Drossel- und Füllungsregulierung.

halb höchstens noch bei kleineren landwirtschaftlichen Lokomobilen an. Im übrigen reguliert man heute ausschließlich in der Weise, daß man die Füllung der Maschine verändert (Fig. 6).

10. Wirkungsgrad.

Man unterscheidet zwischen dem thermischen, dem thermodynamischen, dem mechanischen, dem effektiven und dem wirtschaftlichen Wirkungsgrad einer Dampfmaschine.

Unter dem thermischen Wirkungsgrad η_{th} versteht man das Verhältnis der indizierten Arbeit zur aufgewendeten Wärme i . Hierbei ist die erstere im Wärmemaß, oder die letztere im Arbeitsmaß einzusetzen. Analog versteht man unter dem thermischen Wirkungsgrad η_0 der verlustlosen Maschine das Verhältnis der disponiblen Arbeit zum Wärmeverbrauch. Hierbei ist der Wärmewert des verbrauchten Dampfes nach den Normen jeweils auf eine Speisewassertemperatur von 0° zu beziehen.

Je mehr sich der thermische Wirkungsgrad der wirklichen Maschine dem der verlustlosen nähert, desto vollkommener arbeitet die erstere. Das Verhältnis der ther-

mischen Wirkungsgrade der wirklichen und der in denselben Spannungs- und Temperaturgrenzen arbeitenden verlustlosen Maschine oder, was dasselbe ist, das Verhältnis der indizierten zur disponiblen Arbeit bezeichnet man als den thermodynamischen Wirkungsgrad oder Gütegrad η_g . Man bezeichnet dieses Verhältnis auch als den indizierten Wirkungsgrad. Bezieht man den Gütegrad auf die effektive Leistung, so hat man den Wert η_g noch mit dem mechanischen Wirkungsgrad η_m der Maschine zu multiplizieren. Effektiver und indizierter Gütegrad bilden den einzig richtigen Maßstab für die vergleichsweise Beurteilung von Dampfmaschinen unter sich und mit Dampfturbinen (vgl. Abschn. 39).

Gewöhnlich wird gemäß S. 13 zwischen thermodynamischem Wirkungsgrad und Gütegrad unterschieden, der erstere auf die vollkommene Maschine mit vollständiger Expansion (Prozeß von Clausius-Rankine) bezogen wird, der letztere hingegen auf die verlustlose Maschine mit unvollständiger Expansion. Wir wollen hier in Hinsicht auf die Ausführungen im Abschn. 19 keinen Unterschied zwischen Gütegrad und thermodynamischem Wirkungsgrad machen.

Bezüglich des mechanischen Wirkungsgrads η_m kann auf Abschn. 8 verwiesen werden. Es ist deshalb nur noch der Begriff des effektiven thermischen Wirkungsgrads η_e zu erörtern. Man versteht hierunter das Verhältnis der Nutzarbeit L_e zur aufgewendeten Wärme i . Es ist daher

$$\eta_e = \frac{L_e}{427 \cdot i} = \eta_{th} \cdot \eta_m = \eta_o \cdot \eta_g \cdot \eta_m.$$

Multipliziert man diesen Wert noch mit den Wirkungsgraden η_k und η_l der Kesselanlage und Rohrleitung, so

ergibt sich der thermische oder wirtschaftliche Wirkungsgrad η_w der gesamten Dampfanlage:

$$\eta_w = \eta_k \cdot \eta_l \cdot \eta_0 \cdot \eta_g \cdot \eta_m \cdot$$

Für die praktische Beurteilung einer vollständigen Dampfkraftanlage kommt nur η_w in Betracht.

III. Der Wasserdampf.

11. Der Sattdampf.

Ein teilweise mit Wasser gefülltes, geschlossenes Gefäß (Kessel) werde erhitzt. In dem Maße, in welchem die Temperatur des Wassers steigt, füllt sich der Dampfraum mit immer dichterem und heißerem Dampf. Die neu hinzukommenden Dampfteilchen pressen den schon vorhandenen Dampf zusammen und erhöhen seine Spannung. Hierbei entspricht jeder Temperatur eine ganz bestimmte Dampfspannung und umgekehrt. Über den Zusammenhang zwischen Temperatur und Spannung gibt die Dampftabelle (S. 26 und 27) Aufschluß.

Der so erzeugte Dampf wird als gesättigter bezeichnet. Solange der Dampf mit Wasser in Berührung ist, befindet er sich stets im Zustand der Sättigung. Man unterscheidet hierbei zwischen trocken gesättigtem und nassem Dampf. Der in einem Kessel erzeugte Dampf ist stets mehr oder weniger naß.

Bei der Weiterleitung des Dampfes vom Kessel zur Maschine finden Wärmeverluste (durch Strahlung) statt. Infolgedessen kondensiert sich ein Teil des Dampfes und der letztere wird, selbst wenn er den Kessel trocken gesättigt verläßt, in mehr oder weniger nassem Zustand vor der Maschine eintreffen. Der Feuchtigkeitsgehalt des

1. Druck kg/qcm abs. <i>p</i>	2. Temperatur °C <i>t</i>		3. abs. <i>T</i>	4. spez. Volumen cbm/kg <i>v''</i>	5. spez. Gewicht kg/cbm <i>γ''</i>	6. Wärmeinhalt der Flüssigkeit des Dampfes <i>i'</i> <i>i''</i>	
	0,02	17,3	290,3	68,126	0,01468	17,3	602,9
0,04	28,8	301,8	35,387	0,02826	28,8	608,3	
0,06	36,0	309,0	24,140	0,04142	36,0	611,6	
0,08	41,3	314,3	18,408	0,05432	41,4	614,1	
0,10	45,6	318,6	14,920	0,06703	45,7	616,0	
0,12	49,2	322,2	12,568	0,07956	49,3	617,7	
0,15	53,7	326,7	10,190	0,09814	53,8	619,7	
0,20	59,8	332,8	7,777	0,12858	59,9	622,4	
0,25	64,6	337,6	6,307	0,1586	64,8	624,6	
0,30	68,7	341,7	5,316	0,1881	68,9	626,4	
0,40	75,5	348,5	4,060	0,2463	75,7	629,4	
0,50	80,9	353,9	3,2940	0,3036	81,2	631,7	
0,60	85,5	358,5	2,7770	0,3601	85,8	633,7	
0,80	93,0	366,0	2,1216	0,4713	93,5	636,8	
1,0	99,1	372,1	1,7220	0,5807	99,6	639,3	
1,1	101,8	374,8	1,5751	0,6349	102,3	640,7	
1,2	104,2	377,2	1,4521	0,6887	104,8	641,3	
1,6	112,7	385,7	1,1096	0,9013	113,4	644,7	
2,0	119,6	392,6	0,9006	1,1104	120,4	647,2	
2,5	126,7	399,7	0,7310	1,3680	127,7	649,9	
3,0	132,8	405,8	0,6163	1,6224	133,9	652,0	
4,0	142,8	415,8	0,4708	2,1239	144,2	655,4	
5,0	151,0	424,0	0,3820	2,6177	152,6	658,1	
6,0	157,9	430,9	0,3220	3,1058	159,8	660,2	
7,0	164,0	437,0	0,2786	3,5891	166,1	662,0	
8,0	169,5	442,5	0,2458	4,0683	171,7	663,5	
9,0	174,4	447,4	0,2200	4,5448	176,8	664,9	
10,0	178,9	451,9	0,1993	5,018	181,5	666,1	
11,0	183,1	456,1	0,1822	5,489	185,8	667,1	
12,0	186,9	459,9	0,1678	5,960	189,9	668,1	
13,0	190,6	463,6	0,15565	6,425	193,7	668,9	
14,0	194,0	467,0	0,14515	6,889	197,3	669,7	
15,0	197,2	470,2	0,13601	7,352	200,7	670,5	
16,0	200,3	473,3	0,12797	7,814	203,9	671,2	
18,0	206,1	479,1	0,11450	8,734	210,0	672,4	
20,0	211,3	484,3	0,10365	9,648	215,5	673,4	

Zusammengestellt nach R. Mollier, Neue Tabellen und

8. Verdampfungswärme gesamte (<i>i'' - i'</i>) <i>r</i>			9. innere (<i>u'' - u'</i>) <i>q</i>	10. äußere AP (<i>v'' - v'</i>) <i>ψ</i>	11. Energie des Dampfes <i>u''</i>	12. der Flüssigkeit <i>s'</i>	13. des Dampfes <i>s''</i>	14. Entropie des Dampfes <i>s'' - s'</i> $\frac{r}{T}$
585,5	553,6	31,91	571,0	0,0616	2,0783	2,0167		
579,4	546,3	33,15	575,1	0,1004	2,0202	1,9198		
575,6	541,7	33,92	577,7	0,1240	1,9865	1,8628		
572,7	538,2	34,49	579,6	0,1411	1,9631	1,8220		
570,4	535,4	34,94	581,1	0,1546	1,9449	1,7903		
568,4	533,1	35,32	582,3	0,1659	1,9300	1,7641		
565,9	530,1	35,79	583,9	0,1799	1,9121	1,7322		
562,6	526,1	36,42	586,0	0,1984	1,8890	1,6906		
559,8	522,9	36,92	587,7	0,2129	1,8711	1,6582		
557,5	520,2	37,34	589,1	0,2252	1,8566	1,6314		
554,7	515,6	38,02	591,3	0,2448	1,8336	1,5888		
550,5	512,0	38,56	593,1	0,2604	1,8159	1,5555		
547,8	508,8	39,01	594,6	0,2734	1,8015	1,5281		
543,3	503,6	39,73	597,0	0,2944	1,7789	1,4845		
539,7	499,4	40,30	599,0	0,3111	1,7615	1,4504		
538,1	497,5	40,55	599,8	0,3183	1,7541	1,4358		
536,5	495,7	40,78	600,5	0,3250	1,7473	1,4223		
531,2	489,7	41,54	603,0	0,3475	1,7248	1,3773		
526,8	484,7	42,14	605,1	0,3655	1,7077	1,3420		
522,2	479,4	42,74	607,1	0,3839	1,6903	1,3064		
518,1	474,9	43,23	608,7	0,3993	1,6760	1,2767		
511,2	467,2	44,01	611,3	0,4242	1,6537	1,2295		
505,5	460,8	44,61	613,3	0,4442	1,6363	1,1921		
500,4	455,3	45,10	615,0	0,4609	1,6221	1,1612		
495,9	450,4	45,51	616,3	0,4753	1,6101	1,1348		
491,8	446,0	45,86	617,5	0,4881	1,5997	1,1116		
488,1	441,9	46,17	618,5	0,4995	1,5905	1,0910		
484,6	438,2	46,43	619,4	0,5099	1,5822	1,0723		
481,3	434,6	46,67	620,2	0,5194	1,5748	1,0554		
478,2	431,3	46,88	620,9	0,5282	1,5678	1,0396		
475,3	428,2	47,08	621,6	0,5364	1,5616	1,0252		
472,5	425,2	47,26	622,2	0,5440	1,5557	1,0117		
469,8	422,4	47,43	622,7	0,5513	1,5504	0,9991		
467,3	419,7	47,58	623,2	0,5581	1,5452	0,9871		
464,4	417,6	47,85	624,1	0,5707	1,5359	0,9652		
457,9	409,8	48,08	624,9	0,5821	1,5274	0,9453		

Diagramme für Wasserdampf, Berlin, Julius Springer 1906.

Dampfes vor der Maschine fällt hierbei um so größer aus, je länger die Leitung und je schlechter ihre Isolierung ist. Um den Dampf vor seinem Eintritt in die Maschine wieder zu trocknen, ist ein sog. Wasserabscheider erforderlich. In der Maschine selbst geht alsdann der Dampf teils infolge der Abkühlung an den Wandungen, teils infolge der Expansion wieder in den feuchten Zustand über.

Die Wärmemenge, die nötig ist, um 1 kg Wasser von 0°C in trocken gesättigten Dampf von $t^{\circ}\text{C}$ zu verwandeln, bezeichnet man als die Gesamtwärme i'' des Dampfes. Sie setzt sich zusammen aus:

1. der Flüssigkeitswärme i' , die aufzuwenden ist, um 1 kg Wasser von 0 auf t° zu erwärmen;
2. der Verdampfungswärme r , auch latente Wärme genannt, die 1 kg Wasser von t° in trocken gesättigten Dampf von t° verwandelt.

Die latente Wärme r zerfällt wieder in die innere Verdampfungswärme ϱ , die zur Änderung des Aggregatzustandes bzw. zur Lockerung der Moleküle nötig ist, und die äußere Verdampfungswärme AP ($v'' - v'$), welche zur Volumenänderung bzw. zur Überwindung des auf dem verdampfenden Wasser lastenden Druckes dient. Hierbei ist $v'' - v'$ die Volumenzunahme, die das Wasser bei der Verdampfung erfährt¹⁾.

Die äußere Verdampfungswärme setzt sich während der Verdampfung in Arbeit (Füllungs- bzw. Volldruckarbeit) um, ist also im Dampf nicht mehr enthalten. Im Dampf bleibt vielmehr nur die Dampfwärme $i' + \varrho$ zurück.

¹⁾ Das spezifische Volumen v'' des Dampfes ist gemäß Dampftabelle von der Spannung abhängig; das spezifische Wasservolumen v' hingegen kann als konstant angenommen werden, und zwar zu $v' = 0,001$ cbm.

Die Flüssigkeitswärme i' ist angenähert:

$$i' \cong t - t_w \quad \text{bzw. bei } t_w = 0 \quad \text{rd. } i' = t \text{ WE,}$$

wobei t_w die Temperatur des Speisewassers bedeutet.

Die Verdampfungswärme r ist ganz erheblich größer; sie kann (nach Regnault) angenähert zu

$$r \cong 607 - 0,708 t$$

angenommen werden. Wie man sieht, nimmt mit wachsendem Druck die Flüssigkeitswärme zu, die Verdampfungswärme r dagegen ab. Dieses entgegengesetzte Verhalten von Flüssigkeits- und Verdampfungswärme erklärt das verhältnismäßig geringe Ansteigen der Gesamt-erzeugungswärme.

Der gesamte Wärmebedarf zur Erzeugung von 1 kg Dampf aus Wasser von 0° ist alsdann

$$i'' = i' + r.$$

Angenähert läßt sich setzen

$$i'' = 606,5 + 0,305 t \quad (\text{nach Regnault}).$$

Die vorstehenden Gleichungen von Regnault wurden früher allgemein verwendet. Heute weiß man jedoch auf Grund eingehender Versuche, daß sie keine genau richtigen Werte ergeben. Mollier benutzte deshalb bei Aufstellung seiner neuen Tabellen und Diagramme für Wasserdampf die am Schlusse des folgenden Abschnitts zusammengestellten Gleichungen. Hierbei ergaben sich für gesättigten Dampf die in der Tabelle S. 26 und 27 verzeichneten Werte. In dieser Tabelle sind auch die spezifischen Volumina, die spezifischen Gewichte sowie die Energie des Dampfes angegeben.

Unter der Energie u'' des Dampfes versteht man die in ihm enthaltene innere Arbeit oder, was dasselbe ist, die Dampfwärme. Letztere ergibt sich gemäß oben als

Differenz von Gesamtwärme und äußerer Verdampfungswärme oder auch als Summe von Flüssigkeitswärme und innerer Verdampfungswärme, d. h.

$$u'' = i'' - AP(v'' - v') = i' + q.$$

Weiterhin ist in der Dampftabelle noch die Entropie der Flüssigkeit und des Dampfes sowie diejenige der Verdampfung angegeben. Die Entropie spielt eine wichtige Rolle bei der Untersuchung von Dampfmaschinen und Wärmekraftmaschinen überhaupt. Man gebraucht sie zur Aufzeichnung des sog. Entropie- oder Wärmediagramms (vgl. Abschn. 15—17).

Der Begriff der Entropie als solcher ist undefinierbar, ebenso wie derjenige der Temperatur, des Druckes und des Volumens. Man versteht unter der Entropie oder dem Wärmegewicht s eine Größe, die mit der absoluten Temperatur multipliziert die Wärmemenge ergibt, d. h. man setzt

$$di = T \cdot ds \quad \text{oder} \quad s = \int \frac{di}{T}.$$

Man kann immer nur von der relativen Größe der Entropie, nicht aber von ihrer absoluten Größe sprechen, d. h. es läßt sich nur feststellen, um wieviel sich die Entropie in bezug auf einen angenommenen Nullzustand verändert. In der Regel bezieht man die Entropie auf Wasser von 0°C . Die Zu- oder Abnahme der Entropie im Verlauf einer Zustandsänderung ist durch den Anfangs- und Endzustand des Dampfes bestimmt. Die Art der Zustandsänderung ist hierbei ohne Einfluß¹⁾.

Die vorstehenden Ausführungen beziehen sich auf trocken gesättigten Dampf. Praktisch wird aber der

1) Siehe auch den Aufsatz: „Anschauliche Darstellung des Entropiebegriffes“ von R. Vater, Dinglers Pol. Journal 1915, S. 501.

Dampf, wie bereits einleitend erwähnt, stets mehr oder weniger feucht bzw. wasserhaltig sein. Seine Zusammensetzung wird in Gewichtsteilen angegeben. Man bezeichnet hierbei das Gewicht x des reinen Dampfes in 1 kg feuchtem Dampf als Dampfgehalt oder spezifische Dampfmenge. Die Flüssigkeit in 1 kg Dampf, welche $1 - x$ kg wiegt, wird als Dampfnaße oder Dampf Feuchtigkeit bezeichnet. Sowohl x als auch $1 - x$ werden häufig in Prozenten angegeben. Ist z. B. $x = 0,95$ und $1 - x = 0,05$, so sagt man auch, der Dampfgehalt beträgt 95% und die Feuchtigkeit 5%.

Das spez. Volumen v des feuchten Dampfes ist kleiner als das des trockenen Dampfes (v''). Vernachlässigt man das Volumen der Flüssigkeit, da der Wert $(1 - x) \cdot 0,001$ unter gewöhnlichen Verhältnissen doch verschwindend klein ist gegenüber dem Volumen des Dampfes, so kann man setzen

$$v = x \cdot v'' \quad \text{und} \quad \gamma = \frac{\gamma''}{x}.$$

Das spez. Gewicht γ des nassen Dampfes ist daher stets größer als das des trockenen (γ''). Dagegen ist der Wärmehalt i kleiner. Die Gesamtwärme feuchten Dampfes ist nämlich nur

$$i = i' + x r.$$

Analog ergibt sich für die Energie feuchten Dampfes

$$u = i' + x q.$$

Zum Schlusse dieses Abschnitts sei noch der Grenzkurve und der Spannungskurve gedacht. Die letztere, auch Drucktemperaturkurve genannt, besitzt als Abszissen die Temperaturen in $^{\circ}\text{C}$ und als Ordinaten die Spannungen, wie sie in der Dampftabelle S. 26 und 27 enthalten sind. Es sind dies noch die alten Werte von

Regnault. Diese haben sich als hinreichend genau erwiesen und wurden deshalb beibehalten.

Trägt man als Ordinaten die Spannungen und als Abszissen die spez. Volumina von trocken gesättigtem Dampf auf, so erhält man die sog. Grenzkurve oder Sättigungskurve (Fig 7). Dieselbe entspricht einer Zustandsänderung, bei welcher der Dampf ständig trocken gesättigt, die spez. Dampf-

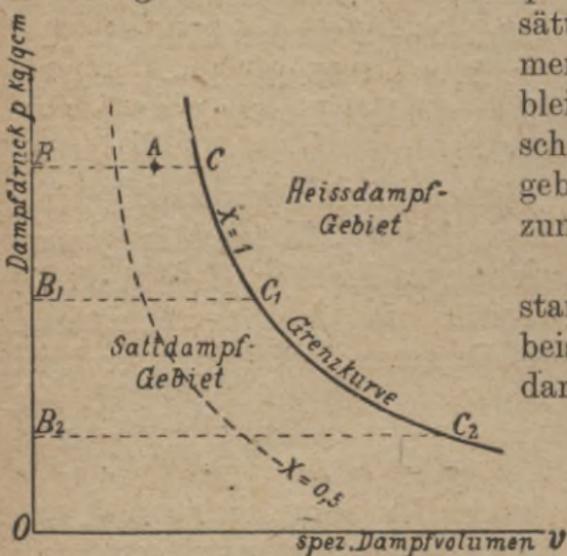


Fig. 7. Grenzkurve; Kurven gleicher spez. Dampfmenge (x) bzw. Dampf Feuchtigkeit ($1 - x$).

menge also stets $x = 1$ bleibt. Die Grenzkurve scheidet das Sättigungsgebiet vom Überhitzungsgebiet.

Ist der Dampfzustand durch einen Punkt, beispielsweise Punkt A dargestellt, der zwischen der Grenzkurve und der Ordinatenachse liegt, so hat man es mit einem Gemisch von Dampf und Flüssigkeit zu tun.

Hierbei entspricht BA dem spez. Volumen und OB dem Druck des Dampfes. Die spez. Dampfmenge ist $x = \frac{BA}{BC}$ und die Dampf Feuchtigkeit $1 - x = \frac{AC}{BC}$.

Je nasser der Dampf ist, desto näher liegt Punkt A bei der Ordinatenachse. Letztere entspricht in unserer Darstellung der unteren Grenzkurve, für welche $x = 0$ ist. Da nämlich gemäß oben das Volumen der Flüssigkeit sehr klein ist gegenüber dem des Dampfes, so fällt

praktisch die Kurve der Wasservolumina mit der Ordinatenachse zusammen.

Teilt man die Horizontalen $BC, B_1C_1 \dots$ in dieselbe Anzahl gleicher Teile und verbindet die entsprechenden Punkte miteinander, so erhält man Kurven konstanter spez. Dampfmenge x , auch Kurven gleicher Feuchtigkeit genannt. In Fig. 7 ist z. B. die Kurve $x = 0,5$ eingetragen.

Für die genauere Untersuchung von Indikatordiagrammen, speziell von deren Expansionslinien, empfiehlt sich die Eintragung der Grenzkurve. Näheres hierüber findet sich im Abschn. 30.

12. Der überhitzte Dampf.

Wird der gesättigte Dampf, wie ihn der Kessel liefert, weiterhin erwärmt, so geht er in den überhitzten Zustand über. Hierbei vergrößert sich sein Volumen, und seine Temperatur steigt über die dem Kesseldruck entsprechende Sättigungstemperatur hinaus. Der Druck des Dampfes ändert sich im Verlaufe der Überhitzung nicht, weil das Rohrsystem des Überhitzers in freier Verbindung mit dem Dampfraum des Kessels steht.

Ist t die Temperatur des überhitzten Dampfes und t_s diejenige des Sattedampfes gleicher Spannung, so ist $t - t_s$ die Überhitzung. Je größer diese ist, desto mehr liegt im pv -Diagramm (Fig. 7) der Zustandspunkt rechts von der Sättigungskurve.

Wenn es sich um reine Krafterzeugung handelt, so verwendet man heute aus den in den Abschnitten 24 und 34 dargelegten Gründen fast ausschließlich überhitzten Dampf, zumal die Überhitzung auch eine bauliche Vereinfachung der Maschinen zur Folge hat. Der theoretische Nutzen der Überhitzung ist zwar ein verhältnismäßig geringer. Ihr Hauptwert ist darin zu er-

blicken, daß der überhitzte Dampf ein geringeres Wärmeleitungsvermögen besitzt und infolgedessen wesentlich kleinere Abkühlungsverluste (in Rohrleitung und Maschine) erleidet als der gesättigte Dampf. Sodann ist noch der geringere Strömungswiderstand des überhitzten Dampfes zu erwähnen. Der Strömungswiderstand ist nämlich direkt proportional dem spezifischen Gewicht des Dampfes.

Die Wärmemenge, die 1 kg Wasser von 0° C zugeführt werden muß, um es in überhitzten Dampf zu verwandeln, ist

$$i = i'' + c_p (t - t_s).$$

Die spezifische Wärme des überhitzten Dampfes bei konstantem Druck wurde früher allgemein nach Regnault zu $c_p = 0,48$ angenommen. Versuche von Knoblauch und Jakob haben jedoch ergeben, daß c_p veränderlich und wesentlich größer ist¹⁾. Der für die Berechnung der Überhitzungswärme in Betracht kommende Mittelwert von c_p ist aus nachstehender Tabelle zu entnehmen.

Mittlere spezifische Wärme zwischen t_s und t .

Abs. Druck at ... $p =$	4	6	8	10	12	14
Sätt.-Temp. $t_s =$	143	158	169	179	187	194
Heißdampf- temperatur	$t = 150$	0,515	—	—	—	—
	$t = 200$	0,502	0,530	0,560	0,597	0,635
	$t = 250$	0,495	0,514	0,532	0,552	0,570
	$t = 300$	0,492	0,505	0,517	0,530	0,541
	$t = 350$	0,492	0,503	0,512	0,522	0,529
	$t = 400$	0,494	0,504	0,512	0,520	0,526
						0,531

Mollier wich von dem vorstehend angegebenen, früher allgemein gebräuchlichen Rechnungsvorgang, wonach zu

¹⁾ Vgl. Knoblauch und Jakob, Z. d. V. d. Ing. 1907, S. 128 und 1911, S. 665.

der Wärme i'' im Sättigungszustand die Überhitzungswärme hinzugefügt wird, ab und bestimmte i gleich im ganzen aus der nachstehend angegebenen Formel. Diese Formel sowie auch die für v , s , u und c_p stellte Mollier auf Grund der Zustandsgleichung von Callendar (vgl. Abschn. 13) und der Regnaultschen Spannungskurve auf. Die Formeln lauten:

$$i = 594,7 + 0,477 t - \mathfrak{J} p$$

$$s = 0,477 \ln T - 0,11 \ln p - \mathfrak{S} p - 1,0544$$

$$v = 0,001 + 47 \frac{T}{P} - \mathfrak{B}$$

$$u = 564,7 + 0,367 t - \frac{1}{3} A \mathfrak{B} P$$

$$c_p = 0,477 + \frac{1}{3} \mathfrak{S} p$$

Die Hilfsgrößen \mathfrak{B} , \mathfrak{J} und \mathfrak{S} sind für Dampftemperaturen von 100—350° C aus der nachstehenden Tabelle zu entnehmen.

Tafel der Hilfsgrößen \mathfrak{B} , \mathfrak{J} und \mathfrak{S} ¹⁾.

t	\mathfrak{B}	\mathfrak{J}	\mathfrak{S}	t	\mathfrak{B}	\mathfrak{J}	\mathfrak{S}
100	0,0265	2,66	0,00554	260	0,0081	0,79	0,00118
120	0,0223	2,24	0,00442	265	0,0078	0,77	0,00113
130	0,0205	2,06	0,00397	270	0,0076	0,75	0,00109
140	0,0189	1,89	0,00357	275	0,0074	0,72	0,00105
150	0,0174	1,75	0,00321	280	0,0071	0,70	0,00101
160	0,0161	1,61	0,00291	285	0,0069	0,68	0,00097
170	0,0149	1,49	0,00263	290	0,0067	0,66	0,00093
180	0,0139	1,38	0,00239	295	0,0065	0,64	0,00090
190	0,0129	1,29	0,00217	300	0,0063	0,62	0,00086
200	0,0120	1,20	0,00198	305	0,0062	0,60	0,00083
210	0,0112	1,11	0,00181	310	0,0060	0,58	0,00080
220	0,0105	1,04	0,00166	315	0,0058	0,57	0,00077
230	0,0098	0,97	0,00152	320	0,0057	0,55	0,00074
240	0,0092	0,91	0,00139	325	0,0055	0,53	0,00072
245	0,0089	0,88	0,00134	330	0,0053	0,52	0,00069
250	0,0086	0,85	0,00128	340	0,0051	0,49	0,00064
255	0,0083	0,82	0,00123	350	0,0048	0,46	0,00060

¹⁾ Die vollständige Tafel befindet sich in dem Werk „Neue Tabellen und Diagramme für Wasserdampf“ von R. Mollier, Verlag Springer.

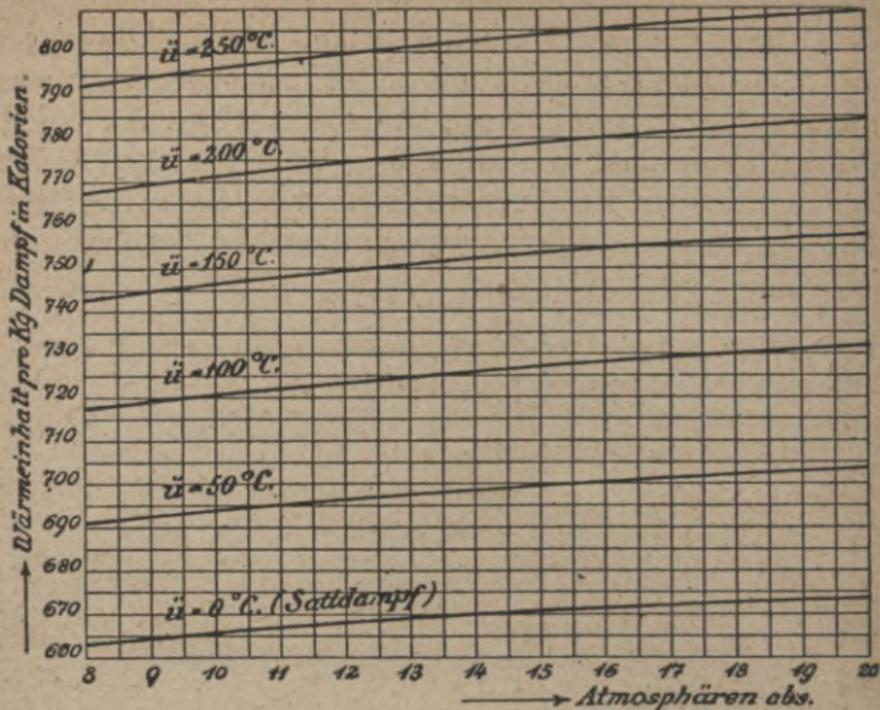


Fig. 8. Wärmehalt von Heißdampf bei verschiedenen Spannungen und Überhitzungen \bar{u} , bez. auf Speisewasser von 0°C .

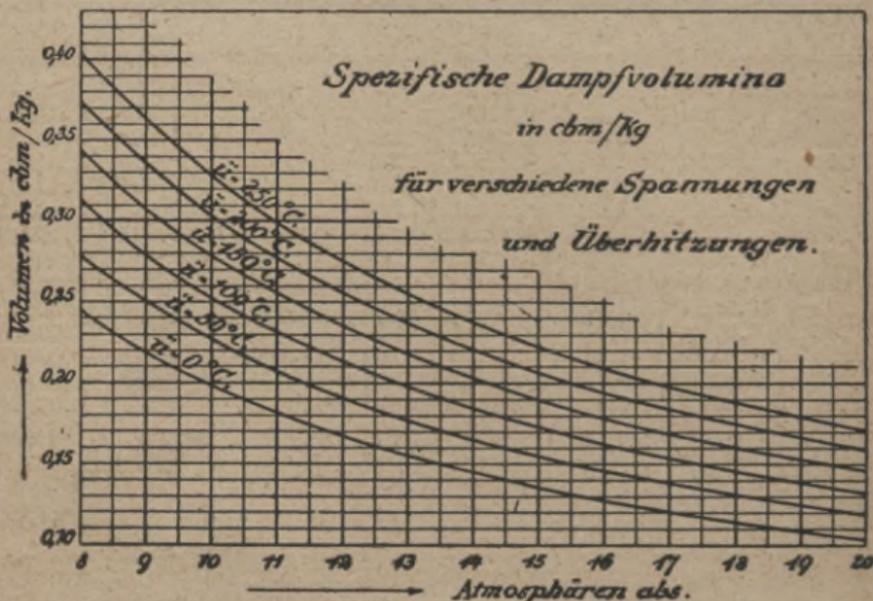


Fig. 9. Spezifisches Volumen von Satt- und Heißdampf.

In Fig. 8 ist der Wärmeinhalt und in Fig. 9 das spez. Volumen überhitzten Dampfes für verschiedene Spannungen und Überhitzungen graphisch dargestellt. Der Wärmeinhalt läßt sich außerdem in bequemster Weise aus dem *JS*-Diagramm entnehmen (Fig. 15). Diese drei Figuren wurden auf Grund der Mollierschen Formeln aufgezichnet.

13. Allgemeine Zustandsgleichungen des Wasserdampfes.

Durch die Zustandsgleichung werden die Größen p , v und T , die den Zustand des Dampfes bestimmen, in eine allgemeine Beziehung gesetzt. Für Gase lautet die Zustandsgleichung: $p v = RT$. Für den Wasserdampf liegen die Verhältnisse weniger einfach.

Der Dampftabelle S. 26 und 27 und den Mollierschen Formeln liegt die nachstehende, von Callendar aufgestellte Zustandsgleichung zugrunde:

$$v - v' = \frac{RT}{P} - C \left(\frac{273}{T} \right)^n.$$

Hierbei haben die Konstanten folgende Werte:

$$R = 47,00 \quad AR = 0,1100 \quad C = 0,075$$

$$n = \frac{1,0}{3} \quad v' = 0,001 \text{ (Vol. des Wassers)}$$

Die vorstehende Gleichung gilt für überhitzten und für trocken gesättigten Dampf. Hierbei kann das Volumen v' für praktische Rechnungen vernachlässigt werden. Die Konstanten C und n wurden von Callendar auf Grund von Drosselversuchen bestimmt.

Für gesättigten Wasserdampf wird häufig als Näherungsformel die von Zeuner aufgestellte Beziehung

$p^m \cdot v'' = C$, mit $m = 0,9393$ und $C = 1,70213$ verwendet. Bei Satttdampf entspricht nämlich einem be

stimmt den Druck nur eine einzige Temperatur und ein einziges Volumen. Ist der Dampf allerdings feucht, so trifft das letztere nicht mehr zu; es ist dann zur Kennzeichnung des Dampfzustandes noch die spez. Dampfmenge x anzugeben.

14. Besondere Zustandsänderungen des Wasserdampfes.

Eine Zustandsänderung liegt vor, wenn sich die Größen p , v und T einzeln oder gleichzeitig ändern. Abgesehen von der adiabatischen Zustandsänderung ist mit jeder Zustandsänderung auch ein Zu- oder Abgang von Wärme verbunden. Die Beziehungen, die während einer Zustandsänderung zwischen p , v und T herrschen, lassen sich durch die Zustandsgleichung oder durch das Spannungs- und Entropiediagramm zum Ausdruck bringen. Die wichtigsten Zustandsänderungen sind diejenigen:

1. nach der Isotherme (hierbei bleibt die Temperatur T konstant),
2. nach der Adiabate (hierbei wird weder Wärme zu-, noch abgeführt),
3. nach der Kurve gleicher spez. Dampfmenge x (hierbei bleibt die Dampfeuchtigkeit unverändert),
4. nach der Kurve gleichen spez. Volumens v ,
5. nach der Kurve gleichen Druckes p .

Stellt man die unter 4 und 5 genannten Zustandsänderungen im Spannungsdiagramm dar, so ergeben sich Parallelen zu den Koordinatenachsen. Die zuletzt genannte Zustandsänderung tritt, wenn man von Drosselungserscheinungen absieht, während der Füllungs- und Ausströmperiode ein. Der Fall Ziffer 4 hingegen liegt vor, wenn am Hubende des Kolbens die Spannung plötz-

lich auf den Gegendruck herabsinkt. Speziell für Satt-
dampf sind die Zustandsänderungen 1 und 5 identisch,
d. h. die Isotherme ist hier gleichzeitig auch eine Linie
konstanten Druckes.

Bei der adiabatischen Zustandsänderung ändern sich
die Größen p , v und T , ohne daß eine Wärmezu- oder
-abfuhr stattfindet, also auf rein mechanischem Wege,
sei es durch Ausdehnen oder durch Zusammendrücken
des Dampfes. Würden die Zylinderwandungen der Dampf-
maschine vollständig wärmeundurchlässig sein, so müßten
die Zustandsänderungen während der Expansion und
Kompression rein adiabatischen Verlauf besitzen.

Die Zeunersche Gleichung der Adiabate lautet

$$p \cdot v^k = \text{konst.},$$

wobei

$k = 1,135$ für anfänglich trocken gesättigten Dampf,

$k = 1,035 + 0,1 x$ für anfänglich nassen Dampf ($x > 0,7$),

$k = 1,3$ für überhitzten Dampf (Zeuner gab 1,333 an).

Da die während der adiabatischen Ausdehnung ge-
leistete Dampfarbeit ausschließlich aus der Eigenwärme
des Dampfes herrührt, so muß die Dampftemperatur im
Verlaufe der Expansion sinken. Mit abnehmendem Druck
nähert sich daher der Heißdampf immer mehr dem Sät-
tigungszustand. Sobald der letztere erreicht ist, hat der
Exponent 1,3 keine Gültigkeit mehr; es muß alsdann
für die weitere Expansion im Sättigungsgebiet $k = 1,135$
gesetzt werden.

Während der Kompression des Dampfes steigt seine
Temperatur. Denn die Verdichtungsarbeit, die der Kol-
ben bzw. das Schwungrad zu leisten hat, verwandelt
sich in Wärme. Anfänglich nasser Dampf wird also im
Verlaufe der Kompression trocken und geht in der Folge
in den überhitzten Zustand über. Am einfachsten lassen

sich diese Vorgänge am Entropiediagramm verfolgen (siehe nächsten Abschnitt).

In Wirklichkeit sind nun aber die Zylinderwandungen wärmedurchlässig, und es finden Wärmeverluste durch Strahlung und Wärmeaustausch statt. Die Folge ist,

daß sowohl Expansions- als auch Kompressionslinie anderen als adiabatischen Verlauf aufweisen. Sie verlaufen jedoch immer noch nach dem allgemeinen polytropischen Gesetz $p \cdot v^n = \text{konst.}$ (vgl. Abschn. 30 u.

31).

Auch die Grenzkurve fällt unter dieses Gesetz.

Hierbei ist der

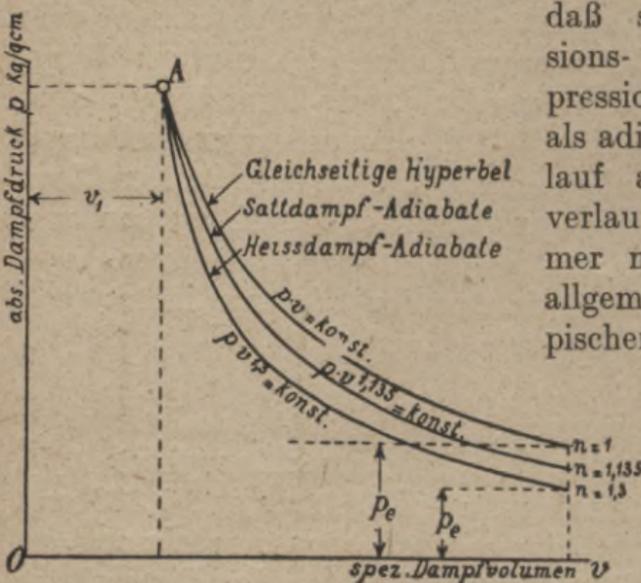


Fig. 10. Charakteristische p - v -Kurven des Wasserdampfes.

Exponent $n = 1,0646$. Die Gleichung der Grenzkurve lautet $p \cdot v^{1,0646} = 1,76133$. Sie ermöglicht die Bestimmung des Sättigungspunktes. Einfacher geschieht dies jedoch mittels Entropietafel (Abschn. 17).

Bemerkt sei, daß die p - v -Kurven um so rascher abfallen, je größer ihr Exponent n ist (Fig. 10). Den stärksten Abfall weist die Adiabate auf.

15. Die Temperatur-Entropiekurve.

Ebenso wie sich mit Hilfe der Druckvolumenkurve die bei einer beliebigen Zustandsänderung des Dampfes

von diesem geleistete äußere Arbeit darstellen läßt, so kann man mit der Temperatur-Entropiekurve, kurz TS -Kurve genannt, die vom Dampf aufgenommene oder abgegebene Wärmemenge zur Darstellung bringen. Die Entropielinie wird aufgezeichnet, indem man in einem rechtwinkligen Koordinatensystem die jeweiligen Entropiewerte als Abszissen und die zugehörigen absoluten Temperaturen als Ordinaten aufträgt. Am einfachsten bedient man sich hierbei der Dampftabelle. In dieser ist die Entropie der Flüssigkeit (s') und des Dampfes (s'') für verschiedene Temperaturen bzw. Drücke angegeben, wobei die Entropie des Wassers von 0°C gleich Null gesetzt ist.

Die Erhitzung des Wassers wird im TS -Diagramm (Fig. 11) durch Linie $a b$ dargestellt. Punkt a entspricht der Temperatur 0°C bzw. der absoluten Temperatur 273° . Während der nun folgenden Verdampfung unter konstantem Druck steigt die Temperatur nicht mehr. Die Entropielinie der Verdampfung ist daher eine Isotherme. Diese isothermische Zustandsänderung stellt sich im Diagramm als eine zur Abszissenachse parallele Gerade $b c$ dar. Im Punkt c ist sämtliches Wasser verdampft, d. h. der Dampf ist gerade trocken gesättigt. Erhitzt man ihn

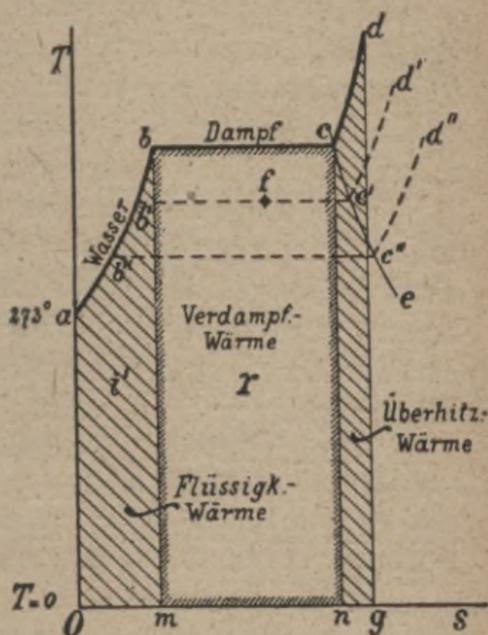


Fig. 11. Temperatur-Entropiediagramm (Wärmediagramm) des Wasserdampfes.

bei gleichbleibendem Druck noch weiter, so geht er in den überhitzten Zustand über. Hierbei steigt die Temperatur rasch an, während die Entropie nur langsam zunimmt. Man bekommt beispielsweise die Kurve cd als Entropielinie der Überhitzung.

Die unter der Linie ab liegende schraffierte Fläche stellt die Flüssigkeitswärme i' dar. Die Verdampfungswärme r ist durch die unter bc gelegene geränderte Rechteckfläche dargestellt, während die unter cd gelegene schraffierte Fläche der Überhitzungswärme entspricht.

Würde man die Wassererwärmung nur bis b' treiben, so bekäme man die Entropielinie $ab'c'd'$. Findet die Verdampfung bei noch kleinerem Druck statt, so bekommt man z. B. die Linie $ab''c''d''$. Die Endpunkte der Verdampfung liegen auf einer Kurve ce , welche der Sättigungskurve im Druckvolumendiagramm entspricht. Man bezeichnet deshalb ce als obere Grenzkurve; die untere Grenzkurve ist durch Linie ab dargestellt. Letztere fällt hier nicht, wie im $p v$ -Diagramm, mit der Ordinatenachse zusammen.

Punkte, die zwischen beiden Grenzkurven liegen, entsprechen nassem Dampf. So ist z. B. in dem belie-

bigen Punkt f die spez. Dampfmenge $x = \frac{b'f}{b'c}$ und die Dampfmasse $1 - x = \frac{fc'}{b'c}$. Der Dampfzustand be-

stimmt sich also in gleicher Weise wie an Hand des $p v$ -Diagramms (vgl. Abschn. 11). Punkte, die außerhalb der Grenzkurven liegen, entsprechen überhitztem Dampf. Für alle Punkte auf der oberen Grenzkurve ce ist die spezifische Dampfmenge $x = 1$.

Im TS -Diagramm stellt sich eine isothermische Zustandsänderung als Parallele zur Abszissenachse dar, eine

adiabatische hingegen als Parallele zur Ordinatenachse, da im letzteren Fall die Entropie konstant bleibt. Durch Verbindung der Punkte gleicher spezifischer Dampfmenge erhält man eine Schar von Kurven konstanter spezifischer Dampfmenge¹⁾. Verbindet man andererseits Punkte gleichen Druckes, so ergeben sich Kurven konstanten Druckes. Die letzteren verlaufen im Sättigungsgebiet, ebenso wie die Isothermen, als Parallelen zur Abszissenachse.

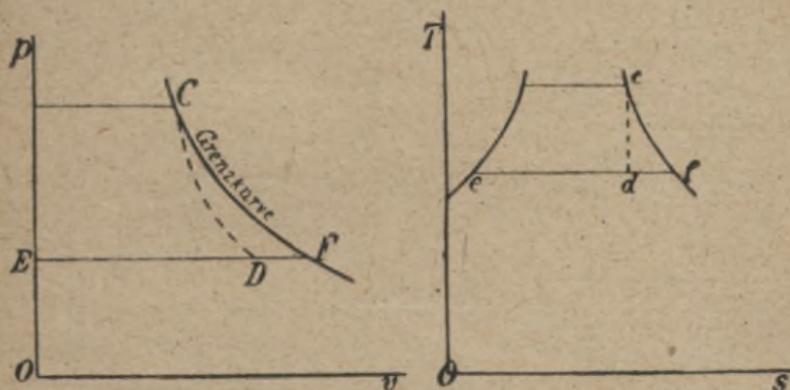


Fig. 12. Adiabatische Expansion trocken gesättigten Dampfes.

Angenommen, in einem Zylinder befinde sich trocken gesättigter Dampf. Der Zustand des Dampfes sei durch Punkt C im $p v$ -Diagramm bzw. Punkt c im Wärmedigramm dargestellt (Fig. 12). Der Dampf expandiere adiabatisch bis zum Punkt D bzw. d . Da im TS -Diagramm die Adiabate durch eine Senkrechte dargestellt ist, so läßt sich hier der Endzustand des Dampfes ohne weiteres erkennen. Wie man sieht, wird der Dampf im Verlaufe der Expansion naß, und zwar nimmt die spezifische

¹⁾ Die Einzeichnung der Kurven konstanter Feuchtigkeit geschieht in gleicher Weise wie beim $p v$ -Diagramm (vgl. Abschn. 11).

Dampfmenge x immer mehr ab. Im Punkte d ist $x = \frac{e d}{e f}$.

Der dem Punkt d entsprechende Punkt D im $p v$ -Diagramm ergibt sich, wenn man die Strecke EF im gleichen Verhältnis teilt wie die Strecke ef .

Umgekehrt wird bei adiabatischer Kompression von D bis C bzw. d bis c der Dampf allmählich trockener. Wird ursprünglich trockener Dampf komprimiert, so tritt eine Überhitzung ein.

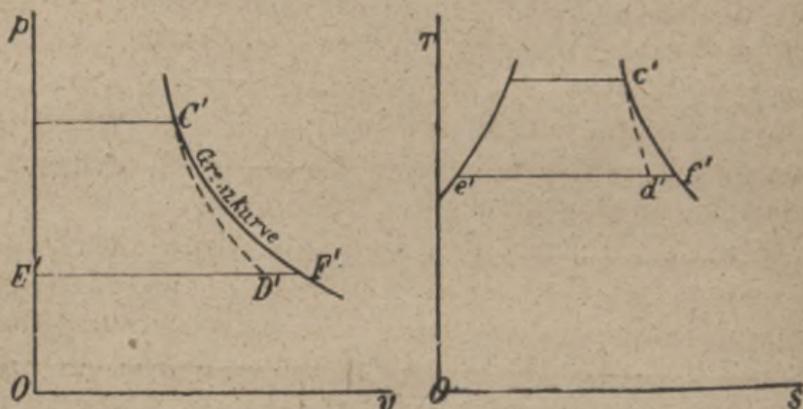


Fig. 13. Expansion trocken gesättigten Dampfes unter Wärmezufuhr (durch Heizung).

Expandiert der Dampf nach Kurve $C' D'$ bzw. $c' d'$ (Fig. 13), so wird während der Expansion Wärme (durch die Wandung infolge von Wärmeaustausch, oder durch Heißdampf) zugeführt. Die Wärmezufuhr ist hierbei um so größer, je mehr die Kurve $c' d'$ nach rechts geneigt ist. Wäre andererseits die Kurve der Zustandsänderung nach links geneigt, so würde dies auf eine Entziehung von Wärme hindeuten. Die während der Expansion zu- oder abgeführten Wärmemengen sind hierbei durch die Flächen dargestellt, die senkrecht unter der Zustandslinie liegen.

Expandiert überhitzter Dampf, so nähert sich sein Zustand allmählich dem gesättigten. Beisp. I in Abschn. 17 läßt erkennen, wie der Sättigungspunkt bestimmt wird.

16. Das Wärmediagramm.

Für einen Kreisprozeß wird die TS -Kurve zum geschlossenen Entropie- oder Wärmediagramm. Letzteres hat z. B. bei dem Carnotschen Kreisprozeß die Form eines Rechtecks (vgl. Abschn. 18). Das Wärmediagramm gibt im Verein mit dem Spannungsdiagramm ein vollständiges Bild von den Zustandsänderungen des Dampfes in der Dampfmaschine. Näheres über das Wärmediagramm der verlustlosen und der wirklichen Maschine findet sich in den folgenden Abschnitten.

Bisweilen wendet man auch für bestimmte Zwecke Diagramme an, bei denen die Brennstoffwärme als ein Strom dargestellt wird, der sich in einzelne Zweige teilt (Fig. 63 und 64). Die Abzweige stellen hierbei die nutzbar umgesetzte Wärme und die einzelnen Verluste dar. Derartige Diagramme werden hauptsächlich zur graphischen Darstellung von Wärmebilanzen verwendet. Sie haben mit dem eigentlichen Wärmediagramm nichts gemein und lassen keinen Schluß auf die inneren Vorgänge zu.

17. Die Entropietafeln.

Da im allgemeinen nur Dampfzustände in Betracht kommen, die in der Nähe der oberen Grenzkurve liegen, so benötigt man gewöhnlich nur diesen Teil des Temperatur-Entropie-Diagramms. Zeichnet man deshalb die obere Grenzkurve (unter Weglassung der unteren) in einem entsprechend größeren Maßstab auf und trägt

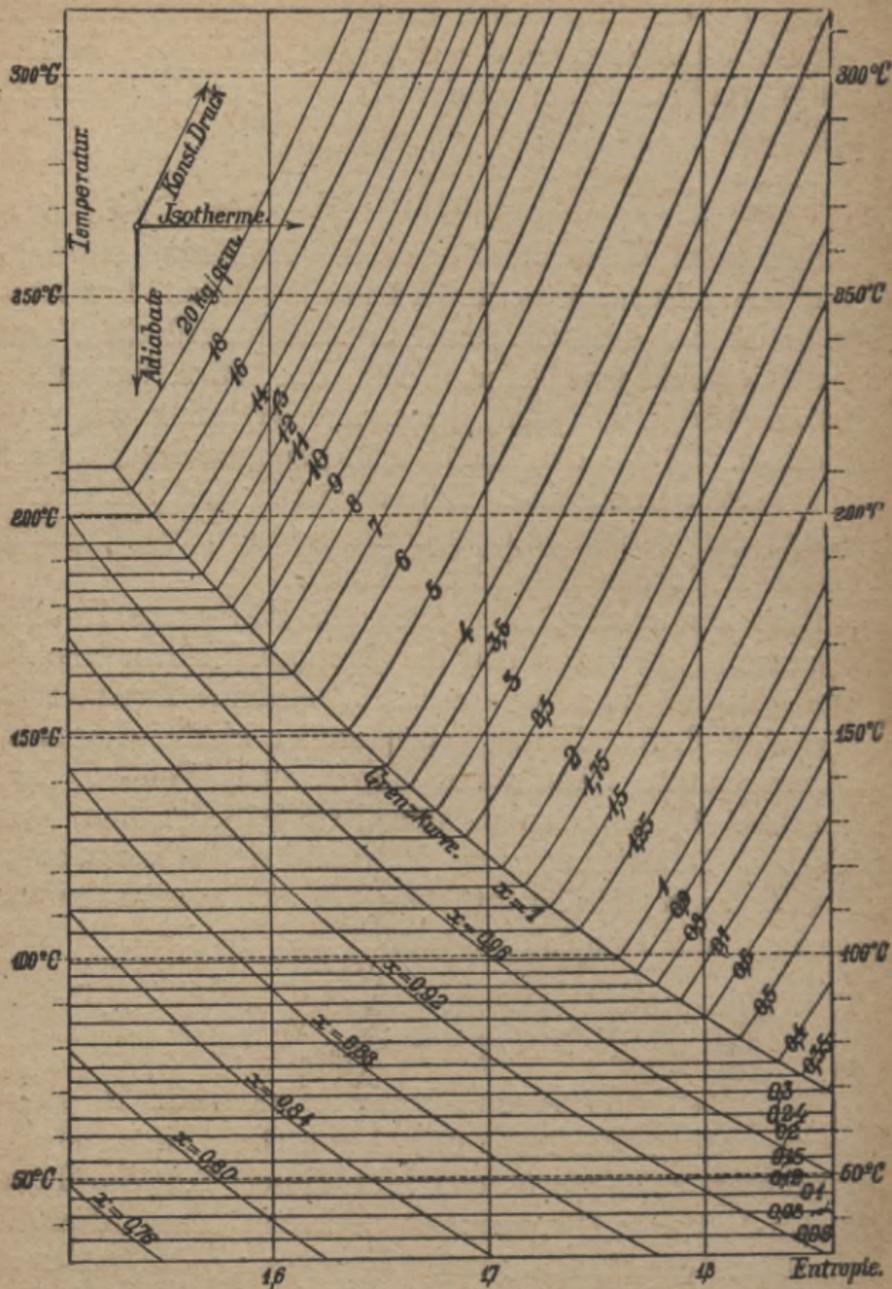


Fig. 14. Entropietafel (Temperatur-Entropie-Diagramm) für Wasserdampf.

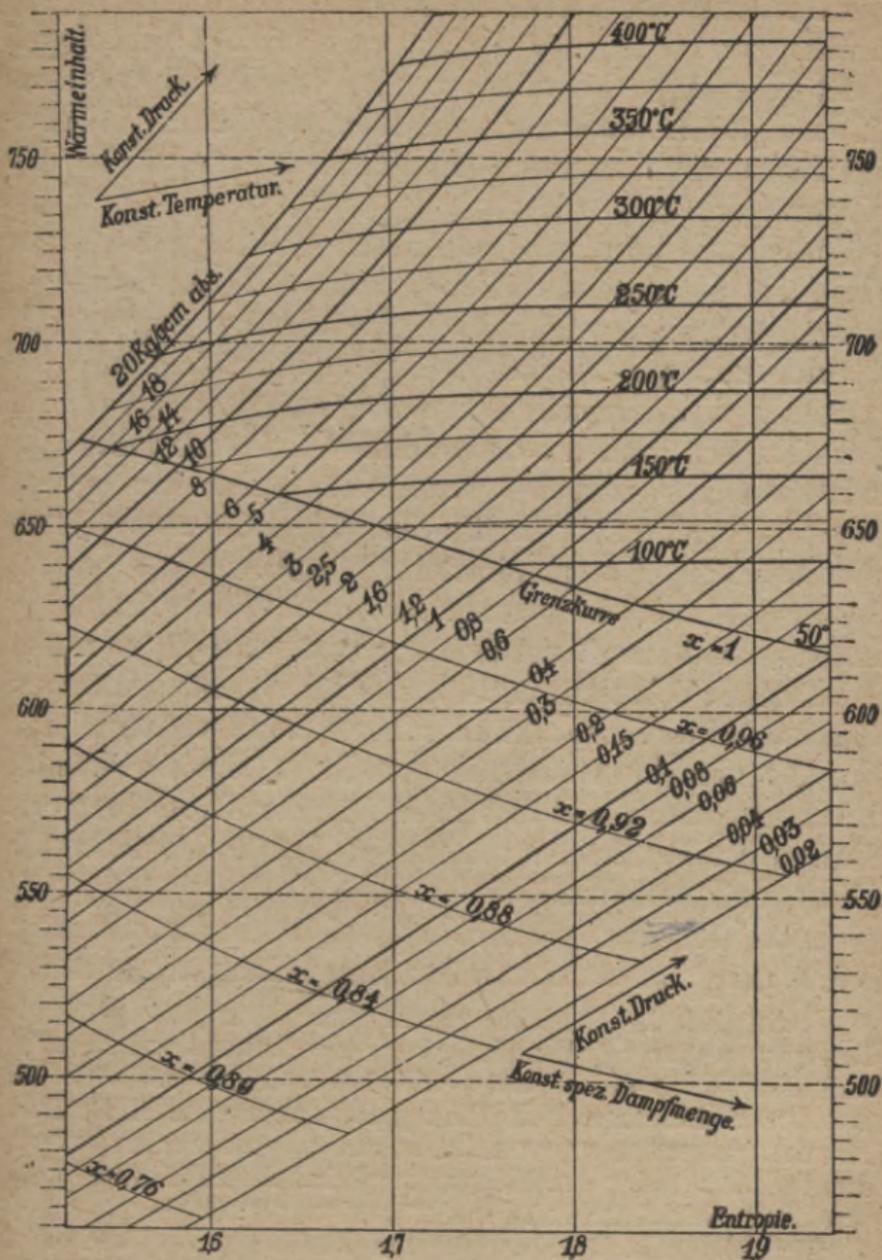


Fig. 15. Entropietafel (JS-Diagramm von Mollier) für Wasserdampf.

die Linien konstanten Drucks p und konstanter spezifischer Dampfmenge x ein, so ergibt sich die Entropietafel (Fig. 14). Bisweilen werden in das so erhaltene TS -Diagramm auch noch die Kurven gleichen Wärmeinhalts und konstanten spezifischen Dampfvolumens eingetragen.

Während in dem gewöhnlichen Entropiediagramm (Fig. 11) die absoluten Temperaturen T als Ordinaten aufgetragen sind, werden in dem von Mollier eingeführten Wärme-Entropie-Diagramm (Fig. 15), kurz JS -Diagramm genannt, die Wärmeinhalte i als Ordinaten verwendet. Dies hat den großen Vorzug, daß sich Wärmegefälle unmittelbar aus dem Diagramm als Strecken abgreifen lassen, während man im TS -Diagramm die entsprechenden Wärmeflächen planimetrieren muß.

Auch im JS -Diagramm lassen sich Kurvenscharen konstanter Dampfeuchtigkeit, konstanter Temperatur, konstanten Volumens und konstanten Druckes eintragen. Adiabatische Zustandsänderungen werden auch hier durch senkrechte Gerade dargestellt. Bleibt der Wärmeinhalt konstant, wie dies z. B. bei der Drosselung von Dampf der Fall ist, so verläuft die Zustandslinie im JS -Diagramm horizontal.

Man verwendet die Entropietafeln hauptsächlich zur Verfolgung von adiabatischen Zustandsänderungen.

Beispiel I. Welche spezifischen Dampfmengen und Dampfvolumina ergeben sich, wenn man Dampf von 12 at Üb und 300° C in einem wärmedichten Zylinder das eine Mal auf Atmosphärenspannung (Auspuff), das andere Mal auf die Kondensatorspannung von 0,1 at abs (Kondensation) expandieren läßt? Bei welcher Spannung wird der Sättigungspunkt erreicht? Welches sind die Expansionsverhältnisse?

Der Zustand des Dampfes am Ende der Expansion ergibt sich, wenn man im TS - oder JS -Diagramm durch den Punkt, der dem Anfangszustand entspricht, eine Senkrechte

zieht bis zu dem betreffenden Enddruck (vgl. Fig. 22). Es läßt sich alsdann ohne weiteres aus dem Diagramm die spezifische Dampfmenge abgreifen. So ergibt sich für den Enddruck von 1 at eine spezifische Dampfmenge von $x = 0,943$ und für 0,1 at eine solche von $x = 0,851$. Damit lassen sich an Hand der Dampftabellen ohne weiteres die spezifischen Volumina berechnen. Diese sind $0,943 \cdot 1,722 = 1,62$ cbm bzw. $0,851 \cdot 14,92 = 12,7$ cbm. Steht eine Entropietafel zur Verfügung, in der auch die v -Kurven eingetragen sind, so ergeben sich die Dampfvolumina ohne weiteres durch Abgreifen. Der Sättigungspunkt liegt dort, wo die Adiabate die Grenzkurve schneidet. Dies ist bei einer Spannung von rund 2,9 at abs der Fall. Das zugehörige Dampfvolumen ergibt sich aus der Dampftabelle zu $v = 0,64$ cbm. Die letztere Zahl läßt sich auch auf dem Wege der Rechnung ermitteln, indem man die Gleichungen der Adiabate und der Grenzkurve miteinander kombiniert (Abschn. 14). Das zugehörige p ergibt sich alsdann aus der Gleichung der Grenzkurve, oder einfacher aus der Dampftabelle.

Da das spezifische Volumen des Frischdampfes gemäß Fig. 9 rund 0,2 cbm beträgt, so ergibt sich das Expansionsverhältnis bei Auspuffbetrieb zu $0,2 : 1,62 = 1 : 8,1$ und bei Kondensationsbetrieb zu $0,2 : 12,7 = 1 : 63,5$. Wie man sieht, ist das Expansionsverhältnis bei Kondensationsbetrieb ein sehr großes. Um dieses in einer Maschine ganz auszunützen, müßte man das Zylindervolumen gleich dem 63,5fachen Füllungsvolumen machen, was praktisch nicht tunlich ist. Man nützt deshalb die Expansion nur zum Teil aus und läßt am Hubende einen entsprechenden Spannungsabfall zu (vgl. Abschn. 25).

Beispiel II. Dampf von 12 at Üb Anfangsspannung expandiere adiabatisch bis auf eine Endspannung von 1,4 bzw. 0,8 at abs. Welche Dampftemperaturen sind notwendig, damit der Dampf am Ende der Expansion gerade trocken gesättigt ist?

Bestimme in der Entropietafel (Fig. 14 oder 15) die Punkte der oberen Grenzkurve, die einem Druck von 1,4 bzw. 0,8 at entsprechen. Ziehe durch diese Punkte senkrechte Linien bis zum Schnitt mit der Drucklinie 13 at abs, so lassen sich ohne weiteres die zugehörigen Temperaturen entnehmen. So ergibt sich für die Endspannung von 1,4 at eine Anfangs-

temperatur des Dampfes von 370°C und für 0,8 at eine solche von 427°C .

Strömt der entspannte Dampf aus, so vergrößert sich dessen Volumen erheblich, wie aus dem vorigen Beispiel zu entnehmen ist, ohne daß jedoch der Wärmeinhalt verändert wird. Die Folge ist, daß der am Ende der Expansion gerade trocken gesättigte Dampf sich durch die Entspannung überhitzt. Der Vorgang des Vorausströmens ist nämlich nichts anderes als ein Drosselvorgang.

Beispiel III. Dampf von 12 at Ü**ü**b und 300°C expandiere adiabatisch bis auf Kondensatorspannung (0,1 at). Welches ist der Wärmeinhalt pro Kilogramm Dampf am Ende der Expansion? Welcher Wärmeinhalt würde sich bei unvollständiger Expansion ergeben, wenn die Expansionsendspannung 0,8 at abs beträgt?

Zieht man im Mollier-Diagramm durch den Anfangspunkt eine Senkrechte bis zu der Gegendrucklinie 0,1 at, so ergibt sich als Wärmeinhalt des Dampfes im Endzustand 530 WE. Bei unvollständiger Expansion auf 0,8 at Endspannung ergibt sich der Wärmeinhalt im Endzustand zu 600 WE.

Da der Wärmeinhalt des Frischdampfes gemäß *JS*-Diagramm 728,5 WE beträgt, so bestimmt sich das für die Umwandlung in Arbeit verfügbare adiabatische Wärmegefälle im ersten Fall zu $728,5 - 530 = 198,5$ WE/kg Dampf. Im zweiten Fall läßt sich das Arbeitsgefälle nicht so einfach rechnen, weil infolge des Spannungsabfalls das Wärmeäquivalent $AP(v'' - v')$ der vom Kolben zu leistenden Gegendruckarbeit erheblich verringert wird (vgl. Abschn. 25 und 26).

18. Der Carnotsche Kreisprozeß.

Wird ein gasförmiger Körper einer Reihe von aufeinanderfolgenden Zustandsänderungen unterzogen und gelangt er zum Schlusse wieder in seinen ursprünglichen Zustand, so hat er einen Kreisprozeß durchlaufen. Die p v -Kurven sowie die TS -Kurven eines solchen Prozesses bilden geschlossene Linienzüge, die als Arbeitsdiagramm oder Wärmediagramm bezeichnet werden.

Der bekannteste Kreisprozeß ist der von Carnot. Bei

diesem Prozeß macht 1 kg des gasförmigen Körpers zwei isothermische und zwei adiabatische Zustandsänderungen durch, und zwar gemäß Fig. 16 in folgender Reihenfolge:

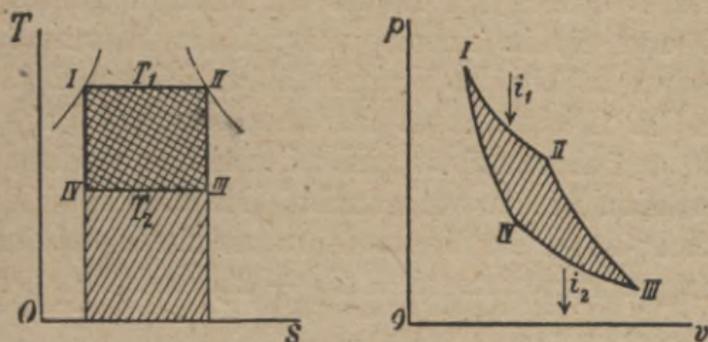


Fig. 16. Der Carnot-Prozeß (Wärme- und p v -Diagramm).

1. isothermische Expansion I—II unter Zufuhr der Wärmemenge i_1 ,

2. adiabatische Expansion II—III; die Temperatur sinkt hierbei von T_1 auf T_2 ,

3. isothermische Kompression III—IV unter Abführung der Wärmemenge i_2 ,

4. adiabatische Kompression IV—I; hierbei steigt die Temperatur von T_2 auf T_1 und das Gas gelangt wieder in seinen Anfangszustand.

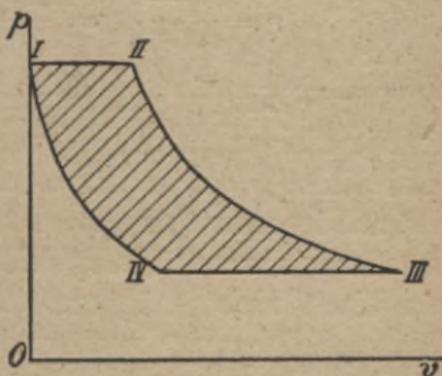


Fig. 17. Carnot-Prozeß für Wasserdampf (p v -Diagramm).

Bei diesem Prozeß geht sonach eine gewisse Wärmemenge i_2 von einem Körper höherer Temperatur (Heizgase) auf einen solchen von niedrigerer Temperatur (Atmosphäre oder Kondensator) über, während der Unter-

schied $i_1 - i_2$ in Arbeit umgewandelt wird. Die zugeführte Wärmemenge i_1 ist im Wärmediagramm durch den Inhalt der gesamten schraffierten Fläche, die abgeführte i_2 durch den Inhalt der einfach schraffierten Fläche und die in Arbeit verwandelte Wärme $i_1 - i_2$ durch den Inhalt des doppelt schraffierten Rechtecks dargestellt. Die während der adiabatischen Expansion verrichtete äußere Arbeit wird während der adiabatischen Kompression wieder verbraucht. Die beiden Adiabaten des Carnot-Prozesses dienen daher nur zur Herbeiführung des Temperaturunterschieds $T_1 - T_2$, auch Temperaturgefälle genannt.

Das Verhältnis der in Arbeit umgewandelten Wärme zur zugeführten Wärme ergibt den thermischen Wirkungsgrad des Prozesses:

$$\eta = \frac{i_1 - i_2}{i_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}.$$

Der Wirkungsgrad ist um so günstiger, je größer T_1 und je kleiner T_2 ist. Wenn $T_2 = 0$ gesetzt wird, so ergibt sich $\eta = 1$, d. h. es würde sämtliche zugeführte Wärme in Arbeit umgewandelt werden und man bekäme eine Arbeit von 427 mkg/WE. Der Fall $T_2 = 0$ ist jedoch praktisch nicht möglich. Als unterste Grenze für die Wärmeabführung kommt vielmehr die Temperatur der äußeren Umgebung in Betracht. Der Wirkungsgrad muß deshalb stets kleiner als 1 sein, d. h. man bekommt praktisch pro WE stets weniger als 427 mkg.

Nachdem die Temperatur T_2 nicht unter eine gewisse Grenze herabgesetzt werden kann, so muß man, um ein günstiges η zu bekommen, die Wärme bei möglichst hoher Temperatur T_1 zuführen. Man erkennt dies auch an Hand der Fig. 18. Diese zeigt zwei Wärme-

diagramme von gleichem Inhalt, aber verschieden großen Entropien und Temperaturgefällen. Da die Temperatur T_2 , unter der die Wärmeabführung vor sich geht, in beiden Fällen dieselbe ist, so fällt bei dem Diagramm mit dem größeren Temperaturgefälle $T_1 - T_2$ die abgeführte Wärmemenge (einfach schraffierte Fläche) am kleinsten, die in Arbeit verwandelte Wärme (doppelt schraffierte Fläche) sonach am größten aus.

Aus vorstehenden Darlegungen ergibt sich, daß ein und dieselbe Wärmemenge einen um so größeren Wert besitzt, je höher die Temperatur ist, bei der sie zur Verfügung steht, bzw. je kleiner die Entropie ist. Wärme von der Temperatur unserer Umgebung ist vollständig wertlos. Das Temperaturgefälle bedeutet eben für Wärmekraftmaschinen dasselbe, wie für Wasserkraftmaschinen das Gefälle eines Flusses oder Baches.

Der Carnot-Prozeß ergibt zwischen zwei gegebenen Grenztemperaturen die größte Arbeit unter sämtlichen Kreisprozessen, da alle Wärme bei der höchsten Temperatur zugeführt und bei der niedersten Temperatur abgeführt wird. Praktisch läßt er sich jedoch in Dampfmaschinen schon deshalb nicht verwirklichen, weil keine vollständige Expansion möglich ist, und weil die Wärme nicht bei konstanter Höchsttemperatur zugeführt werden kann (vgl. Abschn. 38). Die Überhitzung des Dampfes muß bei steigender Temperatur stattfinden¹⁾. Der Car-

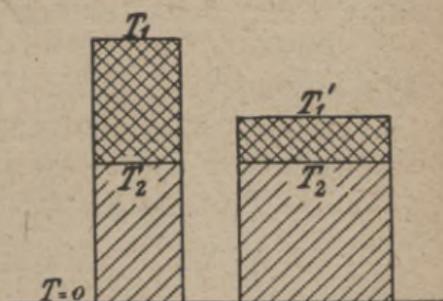


Fig. 18. Einfluß des Temperaturgefälles auf die Wärmeausnutzung.

¹⁾ Heißdampfmaschinen dürfen deshalb keinesfalls nach dem Verhältnis der oberen und unteren Temperaturen beurteilt werden.

not-Prozeß gilt deshalb heute nicht mehr als Idealprozeß für Dampfmaschinen.

Zum Schluß sei noch bemerkt, daß zur Umsetzung von Wärme in mechanische Arbeit nicht allein ein Temperaturgefälle, sondern auch ein Druckgefälle (Expansion) notwendig ist. Sonst könnte man z. B. mit heißem Gas, das über eine Wasseroberfläche hinwegstreicht und sich hierbei abkühlt, also ein Temperaturgefälle durchläuft, das Wasser beschleunigen, ein Vorschlag, der allen Ernstes schon zum Bau von Pumpen gemacht wurde.

IV. Die vollkommene oder verlustlose Maschine.

19. Einleitung.

Unter der vollkommenen oder verlustlosen Maschine versteht man eine solche, die keine Verluste durch Reibung, Wärmeaustausch, schädlichen Raum usw. besitzt. Durch Vergleich der wirklichen Maschine mit der vollkommenen bekommt man ein Bild von der Ausnützung des Dampfes. Als Vergleichsprozesse kommen hauptsächlich in Betracht:

1. der Carnot-Prozeß,
2. der Prozeß von Clausius-Rankine,
3. der vom Verein deutscher Ingenieure angenommene Prozeß¹⁾.

Vom Carnot-Prozeß möge hier aus den am Schlusse des letzten Abschnitts genannten Gründen abgesehen werden. Bei dem Prozeß von Clausius-Rankine hat man, ebenso wie beim Carnot-Prozeß, vollständige adiabatische

¹⁾ Vgl. Z. d. V. d. I. 1900, S. 539ff.

Expansion bis auf den Gegendruck (Atmosphäre oder Kondensator). Nur wird hier auf die Wärmezufuhr bei konstanter Temperatur verzichtet, wie die Wärmediagramme (Fig. 23 und 24) erkennen lassen. Ein thermodynamischer Speisewassererhitzer ist infolgedessen nicht notwendig. Die Entziehung der Wärme erfolgt beim Prozeß von Clausius-Rankine ebenfalls unter konstanter, der Austrittsspannung entsprechender Temperatur. Austrittsspannung und Kondensator- bzw. Atmosphärendruck werden als gleich angenommen. Eintrittsspannung und Temperatur des Dampfes werden vor der Maschine gemessen. Ein schädlicher Raum ist nicht vorhanden. Weiterhin wird vorausgesetzt, daß das Speisewasser aus dem Kondensator entnommen und mit der Kondensatortemperatur in den Kessel eingeführt wird. Das $p v$ -Diagramm einer nach dem Prozeß von Clausius-Rankine arbeitenden Maschine hat die Form *defc* Fig. 21. Weiteres über diesen Prozeß enthalten die folgenden Abschnitte.

Bei dem vom Verein deutscher Ingenieure angenommenen Prozeß wird von der vollständigen Expansion abgesehen, mit Rücksicht darauf, daß diese in Wirklichkeit unwirtschaftlich ist und nie angewendet wird (vgl. Abschn. 28). Mitbestimmend war hierbei der Umstand, daß bei vollständiger Expansion die Zunahme des Vakuums von einer gewissen Grenze an eine Verschlechterung des Wirkungsgrades zur Folge hat, weil die theoretische Arbeit rascher wächst als die wirkliche (vgl. Abschnitt 26 und 39).

Als Vergleichsprozeß schlägt deshalb der Verein deutscher Ingenieure in seinen Normen für Leistungsversuche einen solchen vor, bei dem der Expansionsgrad derselbe ist wie in der wirklichen Maschine. Auch hier sollen Verluste durch Reibung, Wärmeaustausch, Drosselung,

schädlichen Raum usw. nicht berücksichtigt werden. Das Diagramm der verlustlosen Maschine hat daher die Form Fig. 19. In dieser Abbildung sind entsprechende Punkte des $p v$ -Diagramms und des Wärmediagramms mit denselben Buchstaben bezeichnet.

Soll für eine Maschine das theoretische Diagramm (Fig. 19) ermittelt werden, so verfährt man folgendermaßen: Trage in das Indikatordiagramm der betreffen-

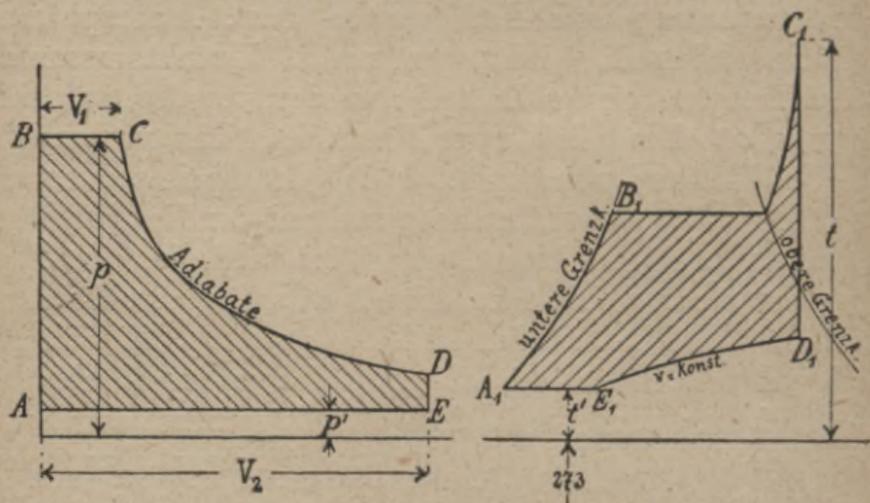


Fig. 19. Spannungs- und Wärmediagramm der verlustlosen Maschine mit unvollständiger Expansion.

den Maschine (Fig. 20) den schädlichen Raum V_s ein, verlängere die Expansionslinie bis zum Schnitt mit der Horizontalen, die dem Druck p unmittelbar vor der Maschine entspricht; so stellt V_1 das auf den Druck p bezogene Füllungsvolumen dar. Der Expansionsgrad ε

ist alsdann $\varepsilon = \frac{V_2}{V_1}$. Für Verbundmaschinen ist $\varepsilon = \frac{V_2}{V_1}$

$$= \frac{\text{schädlicher Raum} + \text{Hubvolumen im NZ}}{\text{schädlicher Raum} + \text{Füllungsvolumen im HZ}}$$

Der schädliche Raum wird sonach bei diesem Vergleichsprozeß insoweit berücksichtigt, als er den Expansionsgrad beeinflusst. Hat man den Expansionsgrad bestimmt, so läßt sich das theoretische Diagramm (Fig. 19) aufzeichnen; DE stellt hierbei den Spannungsabfall am Hubende dar. Als Gütemaßstab η_g der Maschine gilt das Verhältnis der wirklich geleisteten Arbeit N_i zu der Arbeit N_0 der verlustlosen Maschine:

$$\eta_g = \frac{N_i}{N_0} = \frac{D_0}{D_i}$$

Bezieht man den Gütegrad nach dem Vorgang des Vereins deutscher Ingenieure auf die verlustlose Maschine mit unvollständiger Expansion, so ergibt er sich größer, als wenn man

ihn auf den Prozeß mit vollständiger Expansion bezieht.

In der Folge wird unter der verlustlosen Maschine stets diejenige mit vollständiger Expansion (Prozeß von Clausius-Rankine) verstanden. Zwar kommt der Prozeß mit unvollständiger Expansion der wirklichen Maschine näher, jedoch ist hierbei die Berechnung der theoretischen Arbeit umständlicher. Bei dem Prozeß nach Clausius-Rankine hingegen ergibt sich die theoretische Arbeit in einfachster Weise aus dem JS -Diagramm. Außerdem läßt sich der so erhaltene thermodynamische Wirkungsgrad einer Kolbenmaschine ohne weiteres mit dem einer Dampfturbine vergleichen.

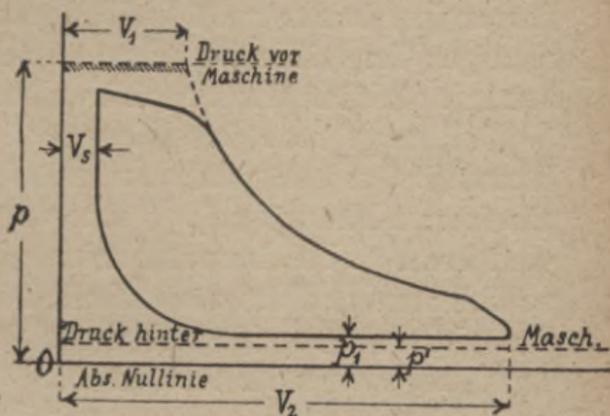


Fig. 20. Indikator diagramm der wirklichen Maschine.

Der Gütegrad, bezogen auf die Maschine mit unvollständiger Expansion, gibt für sich allein kein zutreffendes Bild von den Verlusten der wirklichen Maschine. Denn mit wachsender Füllung einer Maschine nimmt deren Gütegrad zu, weil die Verluste durch Wärmeaustausch und durch Drosselung mit der Füllung abnehmen. Um ein richtiges Bild von den gesamten Verlusten zu bekommen, muß man diese auf die Maschine mit vollständiger Expansion beziehen. Der Gütegrad gäbe nur dann ein richtiges Vergleichsbild, wenn es sich immer um Maschinen mit gleichem Enddruck handeln würde.

Bevorzugt man das Diagramm mit unvollständiger Expansion, so geht man zweckmäßiger vom gleichen Expansionsenddruck aus¹⁾. Denn bei gleichem Expansionsgrad kann es bei Auspuffbetrieb und kleinen Füllungen vorkommen, daß das theoretische Diagramm eine Schleife aufweist, d. h. von einer gewissen Füllung abwärts würde der Gütegrad wieder zunehmen.

20. Indikatordiagramm der verlustlosen Maschine. Disponible Arbeit.

Das Indikatordiagramm der verlustlosen Maschine hat das in Fig. 21 dargestellte Aussehen. Der Dampf strömt auf der Strecke de ein, expandiert adiabatisch nach der Linie ef und wird dann durch den rückwärts laufenden Kolben hinausgeschoben (Linie fc). Im vorliegenden Fall findet die Expansion bis herab zum Atmosphärendruck statt. Der Expansionsgrad oder das Expansionsverhältnis des Dampfes ist dargestellt durch das Verhältnis $E : s_1$ zwischen End- und Anfangsvolumen. Bei Kondensationsbetrieb würde der Dampf bis auf die

¹⁾ Hierauf wies zuerst Heilmann in der Z. d. V. d. I. 1906, S. 319 hin.

Kondensatorsspannung herunter expandieren, das Expansionsverhältnis ist daher ein dementsprechend größeres (vgl. Abschn. 17, Beisp. I).

Die pro Hub geleistete Arbeit ist durch den Inhalt des Indikatordiagramms dargestellt. Es ist dies die Arbeit des Idealprozesses, die sog. disponible Arbeit.

Da die Arbeit einer verlustlosen Maschine der Diffe-

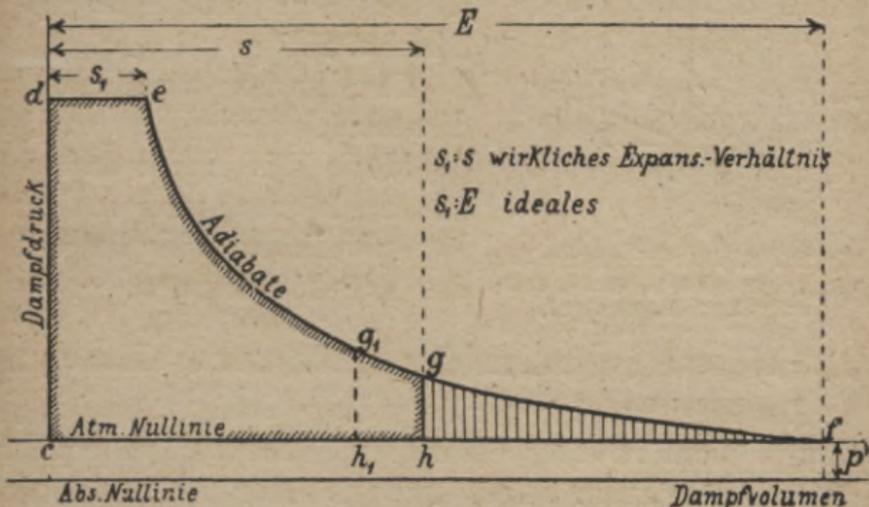


Fig. 21. Spannungsdiagramm ($d e f c$) der verlustlosen Maschine mit vollständiger Expansion (Prozeß von Clausius-Rankine).

renz der Wärmehalte von Frischdampf und Abdampf entspricht, so ergibt sie sich sehr einfach mit Hilfe des JS-Diagramms (Fig. 15). Zieht man durch den dem Anfangszustand entsprechenden Punkt B (Fig. 22) eine Senkrechte BC bis herab zum Gegendruck, so stellt diese das adiabatische Wärmegefälle, d. i. die im Wärmemaß gemessene disponible Arbeit, dar. Hat z. B. der Frischdampf 12 at Üb und $300^\circ C$ und beträgt die Kondensatorspannung 0,1 at, so ergibt sich die pro kg Dampf in Arbeit verwandelbare Wärme zu 198,5 WE. Die disponible Arbeit pro kg Dampf in mkg ist das 427 fache.

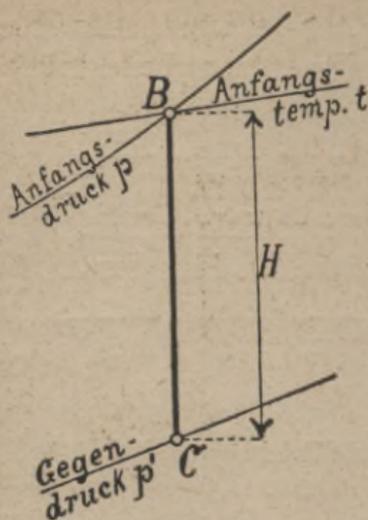


Fig. 22. Mollier-Diagramm der verlustlosen Maschine mit vollständiger Expansion.

In Wirklichkeit ist gemäß Abschn. 25 die Expansion beschränkt; meist beträgt sie nicht mehr als 1:15—1:16. Bei unvollständiger Expansion ist die Bestimmung der pro kg Dampf erreichbaren Arbeit wesentlich umständlicher (vgl. Abschn. 25).

Um das dem wirklichen Indikatordiagramm entsprechende ideale Diagramm aufzeichnen zu können, muß man den Dampfverbrauch der betreffenden Maschine kennen.

21. Wärmediagramm der verlustlosen Maschine.

Zur Erleichterung der Vorstellung denke man sich den Dampf nicht in einer besonderen Kesselanlage, sondern im Arbeitszylinder selbst erzeugt. Man stelle sich vor, daß im Zylinder der Dampfmaschine zunächst nur Wasser sei. Da dessen Volumen gegenüber dem des Dampfes sehr klein ist, so kann es vollständig vernachlässigt werden. Die Temperatur des Wassers entspreche der Speisetemperatur.

Man denke sich nun dem Wasser Wärme zugeführt. Hierbei wächst seine Temperatur und Entropie nach Maßgabe der Linie bd (Fig. 23). In d beträgt die Temperatur z. B. $190,6^\circ \text{C}$, entsprechend 13 at abs. Bei dieser Temperatur möge nun die Verdampfung erfolgen. Die Entropielinie der Verdampfung verläuft alsdann parallel zur Abszissenachse von d nach e . Während der Verdampfung des Wassers bewegt sich der Kolben um eine

entsprechende Strecke vorwärts und leistet hierbei Arbeit. Diese Strecke ist in dem idealen Indikatordiagramm (Fig. 21) ebenfalls mit $d e$ bezeichnet. Die Wärmezufuhr

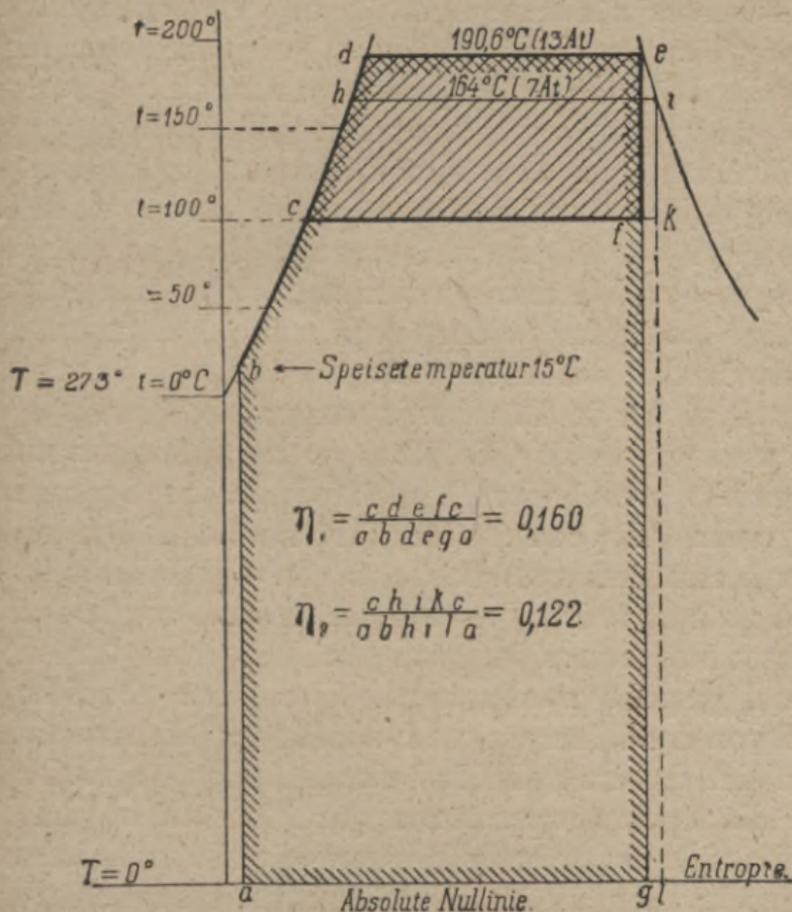


Fig. 23. Entropie- bzw. Wärmiediagramm einer verlustlosen Sattdampfmaschine (Einfluß der Dampfspannung auf den thermischen Wirkungsgrad).

hört jetzt auf und es beginnt die vollständige adiabatische Expansion bis herab zum Gegendruck. Nimmt man an, daß es sich um eine Auspuffmaschine handle, so expandiert der Dampf bis zum Atmosphärendruck, entsprechend einer Dampftemperatur von rund 100°C . Im

Wärmediagramm stellt sich dieser Vorgang als eine Senk-Achte (ef) dar, im Spannungsdiagramm (Fig. 21) als rediabate ef .

Nunmehr würde die Ausströmung des Dampfes in die Atmosphäre stattfinden. Wir wollen jedoch annehmen, daß die Wärmeentziehung im Zylinder selbst vor sich geht, und zwar derart, daß bei der Rückwärtsbewegung des Kolbens die Spannung und Temperatur des Dampfes konstant bleiben. Der Dampf muß sich demnach entsprechend der Rückwärtsbewegung des Kolbens verflüssigen. Im Wärmediagramm stellt sich dieser Vorgang als eine Isotherme fc dar (isothermische Kompression). Ist der Kolben am Hubende angelangt, so wäre der ganze Dampf wieder in Flüssigkeit verwandelt (Punkt c des Wärmediagramms). Die Linie fc im Wärmediagramm entspricht sonach der Auspufflinie fc im Spannungsdiagramm (Fig. 21). Der Prozeß der Wärmezufuhr könnte nun aufs neue beginnen. In Wirklichkeit ist jedoch zu berücksichtigen, daß der in der Dampfmaschine verbrauchte Dampf in Form von Wasser wieder in den Kessel gespeist werden muß. Um daher ein richtiges Bild von der Wärmezufuhr und -abfuhr zu bekommen, muß man sich das im Zylinder befindliche Wasser wieder bis auf die Speisetemperatur abgekühlt denken. Hierbei ergibt sich im Wärmediagramm die Entropielinie cb . Nunmehr kann wieder die Wärmezufuhr sowie der Vorgang der Verdampfung und Arbeitsleistung beginnen.

Das Wärmediagramm (Fig. 23) ist für eine Auspuff-Sattdampfmaschine gezeichnet. Und zwar ist angenommen, daß der Dampf bei Beginn der Expansion (Punkt e des Wärmediagramms) in trocken gesättigtem Zustand ist. Die einzelnen Linien des Wärmediagramms sind stark ausgezogen. Der Inhalt der schraffierten Fläche $edef$

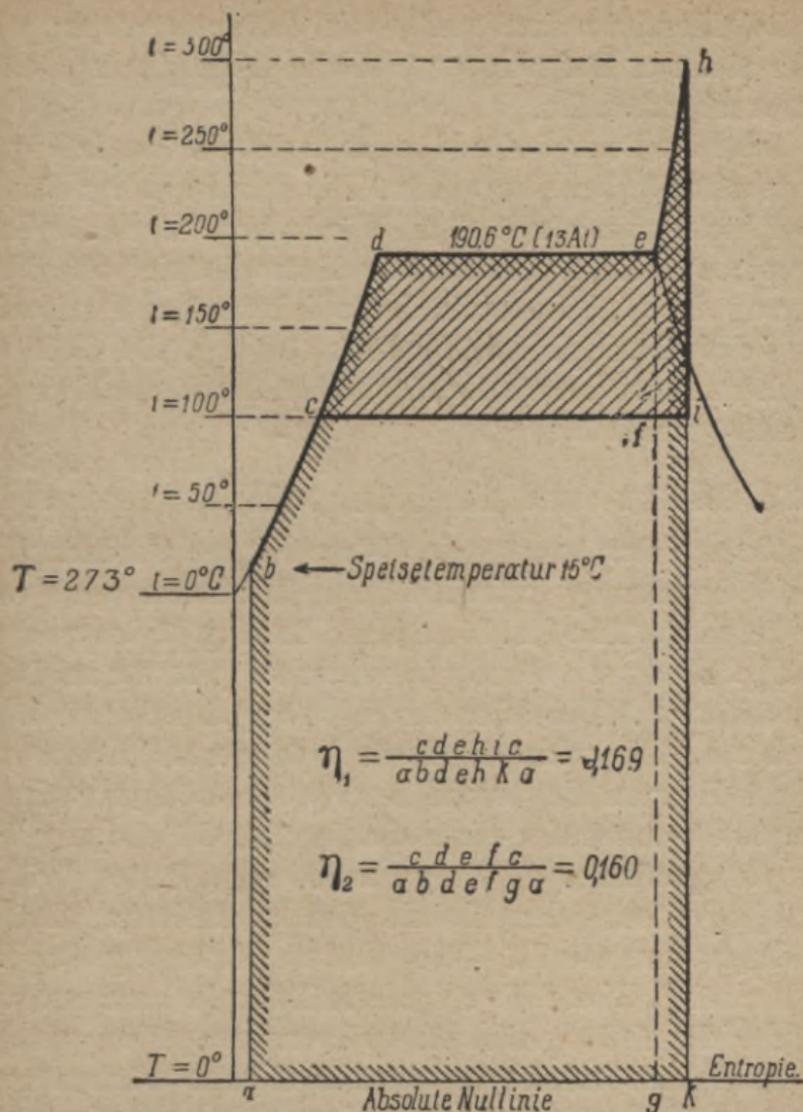


Fig. 24. Entropie- bzw. Wärmiediagramm einer verlustlosen Heißdampfmaschine (Einfluß der Überhitzung auf den thermischen Wirkungsgrad).

stellt den Wärmebetrag dar, der in der verlustlosen Maschine in Arbeit umgesetzt wird, entsprechend dem adiabatischen Wärmegefälle im JS -Diagramm.

Bei Kondensation erfolgt die Wärmeentziehung bei einer tieferen Temperatur und die Linie fc liegt dementsprechend tiefer.

Wird der Dampf überhitzt, so ergibt sich das in Fig. 24 dargestellte Wärmediagramm. Bis zum Punkte e besteht Übereinstimmung mit dem Wärmediagramm für Satt-dampf; eh stellt alsdann die Entropielinie der Überhitzung dar, hi die Linie der adiabatischen Expansion und ic die Entropielinie der Ausströmung. Der Flächeninhalt stellt wiederum die disponible Arbeit dar, im Wärmemaß gemessen.

22. Die zu- und abgeführten Wärmemengen.

Die zur Erwärmung des Wassers, zur Verdampfung und Überhitzung erforderlichen Wärmemengen wurden bereits im Abschn. 15 an Hand der Fig. 11 besprochen. In Fig. 23 wurde die Speisewassertemperatur zu 15°C angenommen. Die Wärmezufuhr beginnt demnach im Punkte b . Die unter der Linie bd liegende Fläche entspricht der zum Erwärmen des Wassers nötigen Wärmemenge, die unter der Linie de liegende Fläche der Verdampfungswärme. Die gesamte zugeführte Wärme ist also durch den Inhalt der geränderten Fläche $abdega$ dargestellt. Die Wärmeentziehung beginnt im Punkte f . Von f bis c wird die Dampfwärme und von c bis b die Flüssigkeitswärme entzogen. Die gesamte während eines Arbeitsvorgangs abgeführte Wärmemenge ist demnach durch den Inhalt der Fläche $abcfga$ dargestellt. Würde die Speisung mit Wasser von 50° erfolgen, so wäre sowohl die zugeführte, als auch die abgeführte Wärmemenge dementsprechend kleiner.

Wird der Dampf überhitzt, so ist noch die Überhitzungswärme aufzuwenden. In Fig. 24 ist dies die unter

der Linie eh liegende Fläche. Die gesamte Wärmezufuhr wird daher durch die geränderte Fläche $abdehka$ dargestellt. Die abgeführte Wärme entspricht der Fläche $abcika$. Diese Wärmemenge entweicht bei Auspuffbetrieb in die Atmosphäre, bei Kondensationsbetrieb in das Kühlwasser (vgl. auch die Beispiele im Abschnitt 27).

Die Differenz zwischen der zu- und abgeführten Wärmemenge entspricht der disponiblen Arbeit. Die Ermittlung der zu- und abgeführten Wärmemengen gestaltet sich besonders einfach an Hand des JS -Diagramms (Fig. 15). Man braucht hier nur die betreffenden Ordinaten zu bestimmen.

23. Nutzen hoher Eintrittsspannungen.

Der Vorteil hoher Eintrittsspannung ergibt sich aus dem $p v$ -Diagramm (Fig. 25). Durch Steigerung des Druckes von $p = 5$ auf $p = 12$ at gewinnt man die Arbeitsfläche $debc$; dabei beträgt der Mehraufwand an Wärme pro kg Speisewasser nur 10 WE. Dieser geringe Mehraufwand ist dadurch bedingt, daß bei der Drucksteigerung die Flüssigkeitswärme zu-, die Verdampfungswärme abnimmt. Außerdem erkennt man, daß bei weiterer Steigerung der Dampfspannung der Arbeitsgewinn infolge der abnehmenden Dampfvolumina immer kleiner und kleiner wird.

Dies ergibt sich auch auf Grund des Wärmediagramms. In Fig. 23 ist ein zweites Wärmediagramm für eine Eintrittsspannung von 7 at abs gezeichnet. Wie die maßstäblich gezeichnete Figur deutlich erkennen läßt, ist die durch Fläche $chikc$ dargestellte Arbeit kleiner als die bei 13 at Eintrittsspannung. Da zudem die abgeführte Wärme um den Betrag der Fläche $gfklg$ größer

ist, so muß der thermische Wirkungsgrad dementsprechend kleiner sein.

In Fig. 23 wurde der thermische Wirkungsgrad für 13 at sowie der für 7 at durch Planimetrierung der betreffenden Flächen bestimmt. Hierbei ergab sich der Wirkungsgrad η_1 bei 13 at zu 0,160, bei 7 at hingegen zu $\eta_2 = 0,122$. Der thermische Wirkungsgrad ist daher bei der höheren Spannung um 3,8% günstiger, entsprechend einer Verringerung des Wärmeverbrauchs der Maschine von 23,8%. Dasselbe Resultat ergibt sich an Hand des JS-Diagramms.

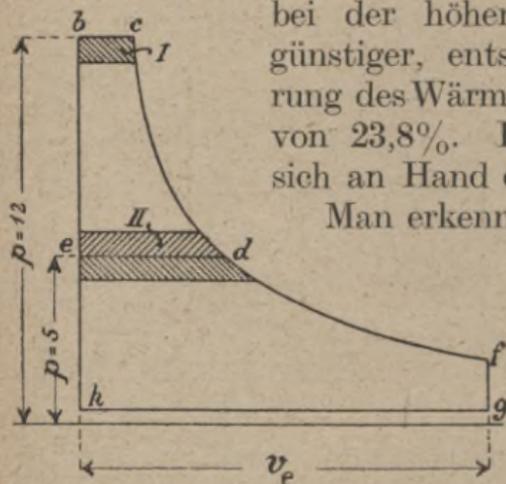


Fig. 25. Spannungsdiagramm (Arbeitsgewinn durch höhere Dampfspannung).

Man erkennt wieder, daß die Wärmezufuhr bei möglichst hoher Temperatur bzw. bei möglichst kleiner Entropie erfolgen soll. Je größer die letztere ist, desto ungünstiger gestaltet sich die Wärmeausnutzung. Es ist deshalb leicht einzu-

sehen, daß die Regulierung einer Dampfmaschine durch Drosselung des Frischdampfes in thermischer Hinsicht sehr unrationell ist. Denn bei der Drosselregulierung wird die Dampfspannung um so mehr herabgesetzt, je geringer die Leistung ist. Durch die Drosselung des Dampfes bleibt zwar sein Wärmeinhalt unverändert, denn der Dampf wird hierbei getrocknet bzw. überhitzt. Aber die Entropie nimmt zu, d. h. das Wärmediagramm wird langgestreckter und sein Inhalt verhältnismäßig kleiner. Vgl. in dieser Hinsicht auch Abschn. 29.

24. Nutzen der Überhitzung.

Würde in Fig. 24 ohne Überhitzung gearbeitet, so würde das Wärmediagramm die Fläche $cdefc$ aufweisen, mit Überhitzung hingegen ergibt sich die schraffierte Fläche $cdehlc$. Letztere ist um den Betrag $fchij$ größer. Allerdings ist auch die zugeführte Wärme um den Betrag der Fläche $gehkg$ größer.

Bestimmt man den thermischen Wirkungsgrad, so ergibt sich dieser mit Überhitzung zu 0,169¹⁾, ohne Überhitzung zu 0,160. Durch Überhitzung des Dampfes auf 300°C wird demnach der thermische Wirkungsgrad nur um 0,9% verbessert bzw. der Wärmeverbrauch um 5,3% verringert. Zu beachten ist hierbei, daß dies nur für den idealen Dampfmaschinenprozeß gilt, d. h. 0,9% stellt die theoretische Verbesserung dar. In Wirklichkeit ist die Verbesserung des Dampfmaschinenprozesses weit größer, mit Rücksicht auf den Wärmeaustausch (vgl. Abschn. 34). Der geringe theoretische Gewinn würde nicht ausreichen, um die Verwendung überhitzten Dampfes zu rechtfertigen.

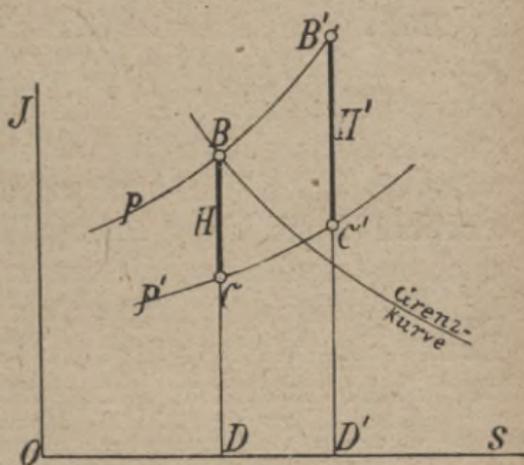


Fig. 26. Theoretischer Gewinn durch Überhitzung des Dampfes.

Bei niederen Dampfspannungen ist der Einfluß der Überhitzung größer als bei hohen Spannungen, d. h. der prozentuale Vorteil des Heißdampfes wird mit zunehmen-

¹⁾ Vgl. Beispiel I, Abschn. 27.

dem Druck immer kleiner. Dies ergibt sich ohne weiteres aus der Betrachtung des Wärmediagramms (Fig. 24). Je niedriger die Dampfspannung ist, d. h. je flacher das Wärmediagramm verläuft, desto mehr macht die durch Überhitzung des Dampfs gewonnene Fläche im Verhältnis zu der Fläche $c d e f c$ aus. Aus diesem Grund ist der Nutzen der Überhitzung bei Auspuff größer als bei Kondensation.

Diese Verhältnisse lassen sich auch sehr bequem an Hand des JS -Diagramms (Fig. 26) verfolgen. Das adiabatische Wärmegefälle H' ist zwar bei überhitztem Dampf größer als bei gesättigtem, wo es nur gleich H ist. Jedoch wäre es falsch, die Verbesserung des Arbeitsprozesses nur auf Grund des Wärmegefälles zu beurteilen. Denn auch die zugeführte Wärmemenge $B' D'$ ist bei überhitztem Dampf entsprechend größer als bei gesättigtem ($B D$). Damit hängt es zusammen, daß der theoretische Nutzen der Überhitzung nur gering ist.

Aus dem JS -Diagramm erkennt man auch leicht, daß der Einfluß der Überhitzung auf den thermischen Wirkungsgrad bei Auspuff größer ist als bei Kondensation.

Was den Dampfverbrauch betrifft, so erfährt dieser durch die Überhitzung eine Verringerung. Bei der verlustlosen Maschine würde sich der Dampfverbrauch pro PS-Stde in dem Verhältnis verringern, in dem das adiabatische Wärmegefälle zunimmt. Will man also wissen, wie sich der Dampfverbrauch bei zwei verschiedenen Spannungen und Überhitzungen verhält, so hat man einfach gemäß Abschn. 27, Beisp. III die aus dem JS -Diagramm entnommenen adiabatischen Wärmegefälle zueinander ins Verhältnis zu setzen. Es ergibt sich alsdann, daß eine Steigerung der Dampftemperatur um etwa $8-10^{\circ}\text{C}$ eine Verbesserung des Dampfverbrauchs

um 1% bewirkt. Für die wirkliche Maschine kann man näherungsweise annehmen, daß bei Dampftemperaturen zwischen 280 und 320° C für je 6° C Überhitzung rund 1% Dampf erspart wird, normale Dampfspannung (12 at) vorausgesetzt.

Zum Schluß sei noch bemerkt, daß für die wirkliche Maschine als weiterer Vorteil des überhitzten Dampfes sein geringerer Strömungswiderstand in Betracht kommt sowie der geringere Verlust durch unvollständige Expansion. Letzteres ist dadurch bedingt, daß die Expansionslinie des Heißdampfes stärker abfällt als die des Satttdampfes, so daß sich bei Heißdampf kleinere Expansionsenddrücke ergeben (vgl. auch Abschn. 30).

25. Vollständige und unvollständige Expansion.

Während bei der vollkommenen Maschine die Expansion bis auf den Gegendruck p' herab erfolgt, kann in der wirklichen Maschine nur ein Teil der Expansivkraft des Dampfes nutzbar gemacht werden¹⁾. Infolge der unvollständigen Expansion zeigt das Spannungsdiagramm am Hubende keine Spitze. Die Expansion hört vielmehr schon im Punkte g (Fig. 21) auf, und es findet Wärmeentziehung bei konstantem Volumen statt. Hierbei geht im Spannungsdiagramm die Dreiecksfläche gfh verloren. Wird die Expansion nur bis zum Punkte g_1 getrieben, so ist die Verlustfläche noch größer.

Dies erkennt man auch an Hand des Wärmediagramms. In Fig. 27 würde bei vollständiger Expansion die Wärmemenge $cdefc$ ausgenützt. Wird hingegen die adiabatische Expansion schon im Punkte g beendet, so verliert man die durch Fläche gfh dargestellte Wärmemenge. Diese geht nutzlos in die Atmosphäre bzw. in das Kühl-

¹⁾ Vgl. Abschn. 19 und 28.

wasser des Kondensators über. Wird die Expansion nur bis zum Punkte g_1 getrieben, so ist die Verlustfläche gleich $g_1 f h_1$. Der Ausströmungslinie $h c$ im Indikatordiagramm entspricht im Wärmediagramm die Isotherme $h c$.

Wenn die Expansivkraft des Dampfes, wie dies bei Volldruckmaschinen der Fall ist, wenig oder gar nicht ausgenützt wird, so geht die Fläche $e f h_2$ verloren, d. h.

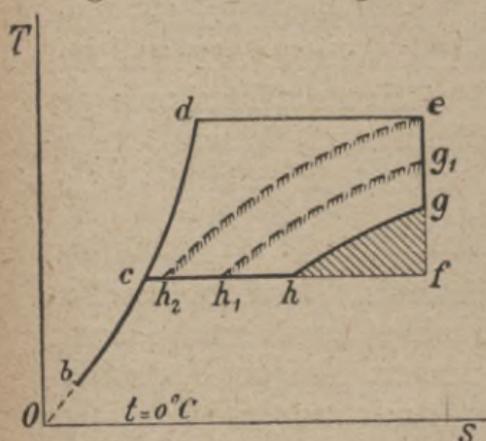


Fig. 27. Theoretischer Verlust durch unvollständige Expansion (Abdampfverlust).

nur ein kleiner Teil der im Dampf enthaltenen Arbeitsfähigkeit wird nutzbar gemacht. Daraus geht hervor, daß Volldruckmaschinen unwirtschaftlich arbeiten. Man baut sie deshalb höchstens noch für Kleinmotoren mit Drosselregulierung und wendet im übrigen ausschließlich Expansionsmaschinen an. Und zwar ist man bestrebt, die Expansion so

weit, als dies praktisch zweckmäßig erscheint, zu treiben, um die Verluste durch unvollständige Expansion möglichst zu verringern. Der Verlust durch unvollständige Expansion ist in den beschränkten Abmessungen der Maschine begründet.

Im Hochdruckzylinder von Verbundmaschinen ist die unvollständige Expansion, wie Fig. 58 erkennen läßt, weniger verlustbringend. Ein Spannungsabfall im Hochdruckzylinder bedingt nur die Verlustfläche V_1 . Diese ist infolge des raschen Abfalls der Expansionslinie sehr klein gegenüber der Verlustfläche V_2 im Niederdruck-

zylinder. Zudem ist der tatsächliche Verlust im Hochdruckzylinder kleiner als V_1 , da der Spannungsabfall, wie jeder Drosselvorgang, eine — dem Niederdruckzylinder zugute kommende — Trocknung bzw. Überhitzung des Dampfes zur Folge hat (vgl. auch Abschn. 29).

Was die Form der Linien gh , $g_1 h_1$ usw. im Wärmedigramm (Fig. 27) betrifft, so sind dies Kurven konstanten spezifischen Volumens. Es findet zwar am Ende der Expansion Ausströmung in die Atmosphäre oder den Kondensator statt. Wir nehmen jedoch gemäß Abschn. 21 an, daß die Wärmeentziehung im Arbeitszylinder selbst vor sich gehe, derart, daß der Dampf sich in dem Maße verflüssigt, in welchem seine Spannung abnimmt. Da nun während des Spannungsabfalls gh (Fig. 21) der Kolben in der Totlage stehen bleibt, so macht der Dampf eine Zustandsänderung bei konstantem Volumen durch. Bei der verlustlosen Maschine bedeutet die Drucksenkung am Hubende eine Dampfverschlechterung, insofern als der Dampf hierbei feuchter wird. Bei der wirklichen Maschine, bei der der Druckabfall durch Ausströmen des Dampfes zustande kommt, findet eine Vergrößerung des spez. Volumens, eine Art Drosselvorgang statt, welcher der Dampfverschlechterung entgegenarbeitet (wichtig für Verbundmaschinen und Abdampfverwertung). Für diesen Teil der Ausströmperiode deckt sich also der Arbeitsprozeß der verlustlosen Maschine schlecht mit dem der wirklichen.

Die Bestimmung der aus 1 kg Dampf erreichbaren Arbeit bei unvollständiger Expansion kann rechnermäßig auf Grund der Gleichungen der Wärmetheorie erfolgen. Die Berechnung ist jedoch, insbesondere bei Heißdampf, ziemlich zeitraubend; wesentlich rascher kommt

man mit dem *JS*-Diagramm zum Ziel, wie nachstehendes Beispiel III erkennen läßt.

Beispiel I. Eine Kondensationsmaschine arbeite mit Dampf von 12 at Üb und 300°C ; die Kondensatorsspannung sei 0,1 at. Welche Expansionsverhältnisse ergeben sich bei vollständiger und bei unvollständiger Expansion, wenn im letzteren Fall Endspannungen von $p_e = 0,7$ bzw. 0,5 bzw. 0,4 at abs angenommen werden?

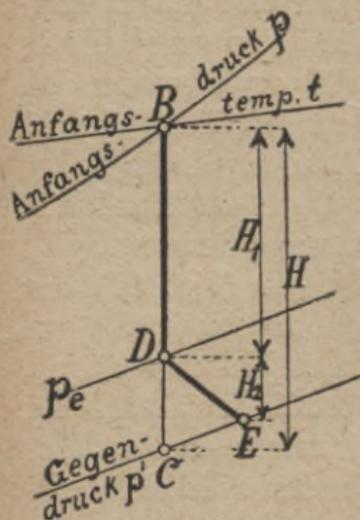


Fig. 28. Mollier-Diagramm der verlustlosen Maschine mit unvollständiger Expansion.

Bei vollständiger adiabatischer Expansion ist das Expansionsverhältnis gemäß Abschn. 17, Beisp. I: 1 : 63,5. Bei unvollständiger adiabatischer Expansion ergibt sich das spezifische Dampfvolumen am Ende der Expansion für $p_e = 0,7$ zu $v_e = 2,23$, für $p_e = 0,5$ zu $v_e = 3,0$ und für $p_e = 0,4$ zu $v_e = 3,7$. Da das spezifische Volumen des Frischdampfs 0,2 cbm beträgt, so sind die entsprechenden Expansionsverhältnisse 1 : 11,15 bzw. 1 : 15 bzw. 1 : 18,5.

Beispiel II. Welche Dampfmenge entweicht bei unvollständiger adiabatischer Expansion am Hubende in den Kondensator, wenn man 16fache Expansion voraussetzt?

Die Anfangsspannung des Dampfes sei wieder 12 at Üb, die Temperatur 300°C und $p' = 0,1$ at.

Bei 16facher Expansion liegt p_e gemäß letztem Beispiel zwischen 0,4 und 0,5 at abs. Würde der Dampf bis zur Kondensatorspannung von 0,1 at herunterexpandieren, so hätte man gemäß Beisp. I, Abschn. 17 ein Zylindervolumen gleich dem 63,5fachen Füllungsvolumen nötig. Da aber der Zylinderinhalt nur gleich dem 16fachen Füllungsvolumen, d. h. rund $\frac{1}{4}$ von 63,5 ist, so entweichen am Hubende rund 75% des arbeitenden Dampfes in den Kondensator. Man erkennt hieraus, daß der weitaus größte Teil des Dampfes bereits am Hubende, d. h. während der Vorausströmung entweichen muß und nur der kleinere Teil während des eigent-

lichen Auspuffhubes ausströmt. Man muß infolgedessen bei der wirklichen Maschine auf genügendes Vorausströmen bedacht sein, da sonst der Dampf am Hubende zu wenig Zeit zum Entweichen hat. Die Folge wäre ein erhöhter Gegen-
druck auf den Kolben.

Am Hubende tritt der Dampf zwar mit dem Kondensator-
druck p' in den Kondensator, aber nicht mit der geringen
Geschwindigkeit, die ihm der rücklaufende Kolben verleiht,
sondern mit der viel größeren Ausflußgeschwindigkeit, die ihm
durch den Überdruck $p_e - p'$ erteilt wird. Diese Strömungs-
energie geht der Dampfmaschine verloren.

Beispiel III. Wie groß
ist die theoretische Arbeit,
die 1 kg Dampf von 12 at
Üb und 300°C bei unvoll-
ständiger Expansion bis p_e
 $= 0,5$ at abs zu leisten ver-
mag, wenn die Kondensa-
torspannung zu $p' = 0,1$ at
angenommen wird? Wel-
ches ist der Verlust durch
unvollständige Expansion?

Bei vollständiger Expansi-
on ist der Wärmewert der
disponiblen Arbeit gleich
dem adiabatischen Wärme-
gefälle H in Fig. 28. Letzteres ergibt sich aus dem JS -
Diagramm zu 198,7 WE.

Bei unvollständiger Expansion setzt sich die erreichbare
Arbeit aus den beiden schraffierten Flächenteilen (Fig. 29)
zusammen. Der Inhalt der einfach schraffierten Fläche ent-
spricht dem adiabatischen Wärmegefälle H_1 in Fig. 28. Letz-
teres ergibt sich aus dem JS -Diagramm zu 146 WE. Der
Inhalt der doppelt schraffierten Rechteckfläche entspricht
dem Wärmegefälle H_2 und ergibt sich zu

$$H_2 = \frac{(p_e - p') \cdot v_e \cdot 10000}{427} = \frac{(0,5 - 0,1) \cdot 3,0 \cdot 10000}{427} = 28,1 \text{ WE.}$$

Die gesamte Arbeit in WE bei unvollständiger Expansion
ist somit

$$H_1 + H_2 = 146 + 28,1 = 174,1 \text{ WE.}$$

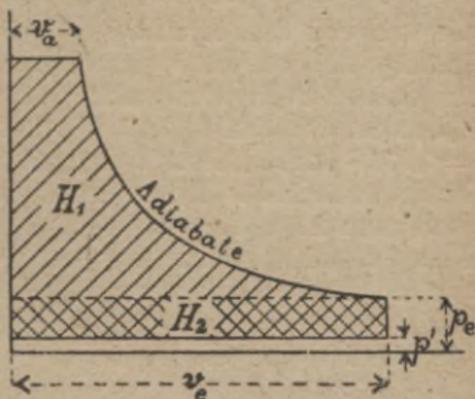


Fig. 29. Theoretische Arbeitsleistung
bei unvollständiger Expansion.

Der Verlust durch unvollständige Expansion ist daher $198,7 - 174,1 = 24,6$ WE.

Zu demselben Ergebnis kommt man auch auf einem anderen Wege: Die bei vollständiger Expansion bis 0,1 at vom Kolben zu leistende Gegendruckarbeit ist gemäß Dampftabelle 34,94 WE. Infolge der unvollständigen Expansion ist im Verhältnis $v_e : v_0$ weniger Gegendruckarbeit aufzuwenden, wobei v_0 das spezifische Volumen bei vollständiger Expansion bedeutet. Da $v_e : v_0 = 3 : 12,7 = 1 : 4,23$ ist, so beträgt die Gegendruckarbeit nur $\frac{34,94}{4,23} = 8,26$ WE. Hätte man als Gegendruck den Druck $p_e = 0,5$ (einfach schraffierte Fläche in Fig. 29), so wäre gemäß Dampftabelle eine Gegendruckarbeit von 38,56 WE aufzuwenden. Durch Herabsetzung des Gegendrucks auf 0,1 at gewinnt man daher $38,56 - 8,26 = 30,30$ WE. Dieser Betrag entspricht ungefähr dem oben berechneten H_2 . Wenn keine genaue Übereinstimmung besteht, so liegt dies daran, daß hier keine Rücksicht auf die Dampfeuchtigkeit genommen wurde. Multipliziert man die aus der Dampftabelle entnommenen äußeren Verdampfungswärmen noch mit dem jeweiligen α , so ergeben sich genau dieselben Werte wie oben.

26. Nutzen der Kondensation.

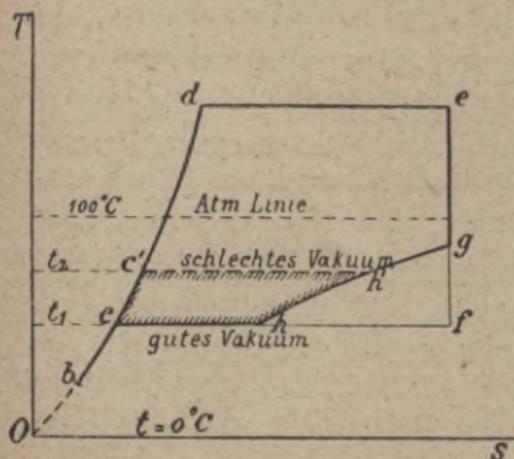


Fig. 30. Verlust durch schlechtes Vakuum.

In Auspuffmaschinen findet die Wärmezuziehung bei atmosphärischer Spannung, d. h. bei rund 100°C statt. Bei Kondensationsmaschinen ist der Gegendruck wesentlich kleiner als der Atmosphärendruck. Die Folge hiervon ist ein Arbeits- bzw. Wärmege-
winn, d. h. die Flächen

des Spannungs- und Wärmediagramms fallen um den Betrag der kleineren Gegendruckarbeit größer aus als bei Auspuffbetrieb.

Ist die im Kondensator herrschende Temperatur t_1 , so würde sich bei unvollständiger Expansion das Wärmediagramm $c d e g h c$ (Fig. 30) ergeben. Ist das Vakuum hingegen ein schlechtes und die Kondensatortemperatur t_2 , so verliert man die geränderte Wärmefläche. Es ist deshalb zweckmäßig, mit möglichst hohem Vakuum zu arbeiten.

Der durch Herabsetzung des Gegendruckes um den Betrag p'' zu erzielende Arbeitsgewinn ist in Fig. 31 durch die schraffierten Flächenstreifen angedeutet.

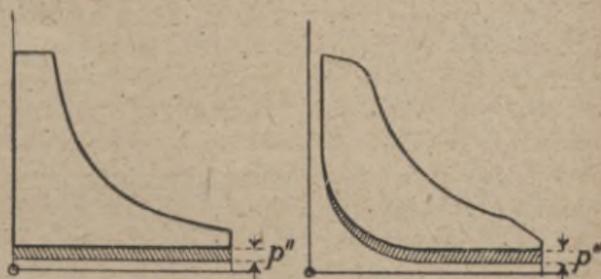


Fig. 31. Arbeitsgewinn durch höheres Vakuum.

Ist z. B. die mittlere indizierte Pressung $p_i = 3$ at, so würde durch Verbesserung des Vakuums um 0,05 at die indizierte Leistung um 1,7% vergrößert. Um den gleichen Prozentsatz verringert sich der Dampfverbrauch der Maschine. Der doppelten Druckabnahme würde auch ein doppelt so großer Arbeitsgewinn entsprechen. Anders bei der Maschine mit vollständiger Expansion (Fig. 32). Da das Dampfvolumen mit abnehmendem Druck sehr schnell wächst, so nimmt die Diagrammfläche um so rascher zu, je tiefer man mit p' herunterkommt. Dies erkennt man auch am JS-Diagramm; das adiabatische Wärmegefälle wächst sehr rasch mit abnehmendem p' . Da aber die wirkliche Maschine von dem in Fig. 32 schraffierten

Flächenstreifen nur den Teil a auszunützen vermag, so erkennt man, daß der verhältnismäßige Gewinn mit zunehmendem Vakuum immer kleiner wird. Dies sowie Rücksichten auf den Kraftverbrauch und die Kosten der Kondensation machen es erklärlich, wenn man bei Kolbenmaschinen in der Regel nicht über 85—90% Vakuum geht.

Der Arbeitsgewinn durch die Kondensation kann gemäß Abschn. 25, Beisp. III berechnet werden.

Beispiel: Eine Auspuffmaschine, in welcher Dampf von 12 at Üb und 300°C bis auf Atmosphärenspannung expandiert, soll an eine Kondensation angeschlossen werden. Welches ist der theoretische Arbeitsgewinn bei einer Kondensatorspannung $p' = 0,1$ at?



Fig. 32. Arbeitsgewinn durch höheres Vakuum bei vollständiger und unvollständiger Expansion.

Gemäß Abschnitt 17, Beispiel I ist das spezifische Dampfvolumen am Ende der Expansion $v_e = 1,62$ und das Expansionsverhältnis 1:8,1. Damit ergibt sich die bei Kondensation erzielbare Mehrarbeit in WE zu

$$H_2 = \frac{(1,0 - 0,1) \cdot 1,62 \cdot 10000}{427} = 34,2 \text{ WE.}$$

Da die disponible Arbeit bei Auspuff $H_1 = 121$ WE ist, so beträgt die Mehrleistung der Maschine bei Kondensationsbetrieb rund 28%.

27. Thermischer Wirkungsgrad und Dampfverbrauch der verlustlosen Maschine.

Unter dem thermischen Wirkungsgrad der verlustlosen Maschine versteht man gemäß früher das Verhältnis der disponiblen Arbeit zur zugeführten Wärme. Am einfachsten berechnet er sich an Hand des *JS*-Diagramms. Man hat hierbei das adiabatische Wärmegefälle zu ermitteln und durch den Wärmearaufwand pro kg Dampf zu dividieren.

Wenn man unvollständige Expansion zugrunde legt, so gestaltet sich die Berechnung des thermischen Wirkungsgrades weniger einfach. Vgl. Ausführungen im Abschn. 25.

Der thermische Wirkungsgrad kann auch mit Hilfe des Wärmediagramms bestimmt werden, indem man dessen Flächeninhalt zu der Fläche der zugeführten Wärme ins Verhältnis setzt, wie dies bei den Fig. 23–24 geschehen ist. Diese Art der Bestimmung bedeutet jedoch gewöhnlich einen Umweg.

Was den Dampfverbrauch der verlustlosen Maschine betrifft, so ergibt er sich am raschesten mit Hilfe des *JS*-Diagramms. Man hat hierbei das adiabatische Wärmegefälle zu ermitteln und in 632,3 zu dividieren. Der

Quotient $D = \frac{632,3}{H}$ stellt alsdann ohne weiteres den

Dampfverbrauch in kg pro PS-Stde dar. Bei der Maschine mit vollkommener Expansion beeinflußt ein Zehntel Atmosphäre Gegendruck mehr oder weniger den Dampfverbrauch ganz erheblich; vgl. Abschn. 26 und 39.

Bei der wirklichen Maschine läßt sich der Dampfverbrauch nur experimentell oder auf Grund von Erfahrungszahlen bestimmen. Denn er hängt hier, außer von der

Größe der Maschine, wesentlich von der Expansionsendspannung, dem Wärmeaustausch und anderen Faktoren ab.

Beispiel I. Eine verlustlose Auspuffmaschine arbeite mit Dampf von 12 at Üb und 300°C . Der Dampf verlasse die Maschine mit atmosphärischer Spannung. Die Speisewassertemperatur sei $t_w = 15^{\circ}\text{C}$. Wie groß ist der thermische Wirkungsgrad und der Dampfverbrauch der Maschine?

Die in Arbeit verwandelbare Wärme ist gleich der Wärmezufuhr durch den Eintrittsdampf, vermindert um die Wärmeentziehung durch den Austrittsdampf, d. h.

$$A \cdot L_i = G (i'' - t_w) - G (i'_a + x_a \cdot r_a - t_w)^1).$$

Bei der wirklichen Maschine hätte man noch die durch die Wandungen abgegebenen Wärmemengen in Abzug zu bringen (Verluste durch Leitung und Strahlung).

In obiger Gleichung bedeutet L_i die indizierte Arbeit in mkg, G den Dampfverbrauch in kg, ferner i'_a die Flüssigkeitswärme, x_a die spezifische Dampfmenge und r_a die Verdampfungswärme des aus dem Zylinder austretenden Dampfes²⁾.

Wenn Dampf von 13 at abs und 300° adiabatisch bis auf Atmosphärenspannung expandiert, so ergibt sich (gemäß Abschn. 17, Beispiel I) die spezifische Dampfmenge im Endzustand zu $x_a = 0,943$ und daher die Dampfnässe zu $5,7\%$. Die Wärmeabfuhr pro kg Dampf beträgt demnach

$$99,6 + 0,943 \cdot 539,7 - 15 = 593,5 \text{ WE.}$$

Da die Wärmezufuhr $729 - 15 = 714$ WE beträgt, so können pro kg Dampf $714 - 593,5 = 120,5$ WE in Arbeit verwandelt werden. Der thermische Wirkungsgrad ergibt sich daher zu

$$\frac{120,5}{714} = 0,169.$$

Der Dampfverbrauch pro PS-Stde beträgt $\frac{632,3}{120,5} = 5,25$ kg.

Dieselben Resultate ergeben sich weit schneller mit Hilfe des JS-Diagramms.

¹⁾ Diese Gleichung kann einfacher wie folgt geschrieben werden: $AL_i = G (i'' - i'_a)$, wobei i'_a den Wärmeinhalt des Austrittsdampfes bedeutet.

²⁾ Häufig wird noch an Stelle von r_a die innere Verdampfungswärme q_a eingesetzt. Dies ist aber unrichtig, denn hierbei wird das Wärmeäquivalent der beim Auspuffhub vom Kolben zu leistenden Gegendruckarbeit $AP(v'' - v')$ außer acht gelassen.

Beispiel II. Eine verlustlose Kondensationsmaschine arbeite mit Dampf von 12 at Üb und 300° C. Der Dampf verlasse die Maschine mit der Kondensatorspannung von 0,1 at abs. Die Speisewassertemperatur sei $t_w = 15^\circ \text{C}$. Wie groß ist der thermische Wirkungsgrad und der Dampfverbrauch?

Für die indizierte Arbeit von L_i mkg mögen G kg Dampf und G_k kg Kühlwasser aufzuwenden sein. Bezeichnen sodann noch i_k und i_c die Flüssigkeitswärmen, die der Kühlwasser- und Kondensatortemperatur entsprechen, so gilt

$$A \cdot L_i = G(i'' - t_w) - G(i_c - t_w) - G_k(i_c - i_k).$$

Hierin bedeuten $G(i'' - t_w)$ die Wärmezufuhr, $G(i_c - t_w)$ die Wärmeabfuhr durch das Arbeitsmittel und $G_k(i_c - i_k)$ die Wärmeentziehung durch das Kühlwasser. Eine Wärmeabgabe durch die Wandungen ist auch hier nicht in Betracht gezogen, da ja für die verlustlose Maschine Wärmedichtheit angenommen wird.

Um nun den thermischen Wirkungsgrad und den Dampfverbrauch berechnen zu können, müßte eine Annahme bezüglich der Kühlwassertemperatur gemacht und die Kühlwassermenge ermittelt werden. Man kann jedoch die Aufgabe auch genau so lösen wie im Beisp. I. Die dort verwendete Gleichung gilt auch hier¹⁾.

Weit einfacher gestaltet sich die ganze Rechnung mit Hilfe des JS-Diagramms. Das adiabatische Wärmegefälle bestimmt sich hierbei zu 198,7 WE, der thermische Wirkungsgrad zu 27,8% und der Dampfverbrauch pro PS-Stde zu 632,3

$$198,7 = 3,18 \text{ kg.}$$

Beispiel III. Der Dampfverbrauch einer Maschine habe sich bei einer Eintrittsspannung von 11 at Üb und einer Dampftemperatur von 280° C zu rund 5,5 kg pro PS-Stde ergeben. Welches ist der Verbrauch bei 12 at Üb und 300° C? Die Austrittsspannung sei beidemal $p' = 0,1$ at abs.

Das adiabatische Wärmegefälle bei 11 at und 280° C beträgt gemäß JS-Diagramm 192 WE. Bei 12 at und 300° C ergeben sich 198,7 WE. Die beiden Dampfverbrauchsziffern verhalten sich nun umgekehrt wie die adiabatischen Wärme-

¹⁾ Auch die beiden Fußnoten im letzten Beispiel haben hier Gültigkeit.

gefälle, d. h. der gesuchte Dampfverbrauch ist $5,5 \frac{192}{198,7}$
 $= 5,32$ kg.

Da es bei Abnahmeversuchen vorkommt, daß die der Garantie zugrunde liegende Dampftemperatur vor der Maschine nicht erreicht wird, so rechnet man den gemessenen Dampfverbrauch häufig nach dem Verhältnis der adiabatischen Wärmegefälle um. Dies ist jedoch nur für kleine Temperaturunterschiede zulässig, und auch hier nur bei gleicher Austrittsspannung p' . Wo es sich hingegen um größere Temperaturunterschiede handelt, und wo noch dazu auf eine andere Kondensatorspannung umzurechnen ist, muß man die Veränderung des thermodynamischen Wirkungsgrades berücksichtigen. Der thermodynamische Wirkungsgrad nimmt mit steigender Überhitzung, wenigstens bis zu einer gewissen Grenze zu. Die Verbesserung im Dampfverbrauch bei steigender Dampftemperatur darf also bei der wirklichen Maschine höher angenommen werden, als sie der Vergrößerung des Wärmegefälles entsprechen würde. Eine Gesetzmäßigkeit hinsichtlich der Veränderung des thermodynamischen Wirkungsgrades mit der Überhitzung konnte infolge des verschiedenen Verhaltens verschiedener Maschinen bis jetzt nicht festgestellt werden. Dies mag u. a. auch damit zusammenhängen, daß die Dampfverteilungsorgane bei der höheren Dampftemperatur unter Umständen weniger gut abdichten als bei der niedrigeren. Nach den neuen Vorschlägen des Internationalen Verbandes der Dampfkesselüberwachungsvereine werden Umrechnungen bei Abnahmeversuchen nicht mehr notwendig, wenn die Dampfgarantien für verschiedene Temperaturen gegeben werden.

V. Die wirkliche Maschine.

28. Indikatordiagramm der wirklichen Maschine.

Die wirkliche Maschine kann nicht ohne einen gewissen schädlichen Raum ausgeführt werden. Außerdem arbeitet sie stets mit unvollständiger Expansion. Eine Spitze im Diagramm kommt höchstens bei Auspuff-

betrieb vor. Bei Kondensationsbetrieb beträgt das Expansionsverhältnis selten mehr als 1 : 16. Die Spitze bzw. die vollständige Expansion würde zu große Zylinder volumina erfordern und wäre zudem von ungünstigem Einfluß auf den Dampfverbrauch mit Rücksicht auf den erhöhten Wärmeaustausch (vgl. Abschn. 34) und die Reibungsverluste. Man geht deshalb mit der Expansionsendspannung p_e nicht unter einen gewissen, durch die Rücksicht auf möglichst hohe Wirtschaftlichkeit bestimmten Betrag herunter. Näheres hierüber findet sich in Band II, Abschn. 6, 8 u. 14.

Die Bestrebungen nach Annäherung an die vollkommene Maschine lassen sich daher praktisch nur zum Teil verwirklichen.

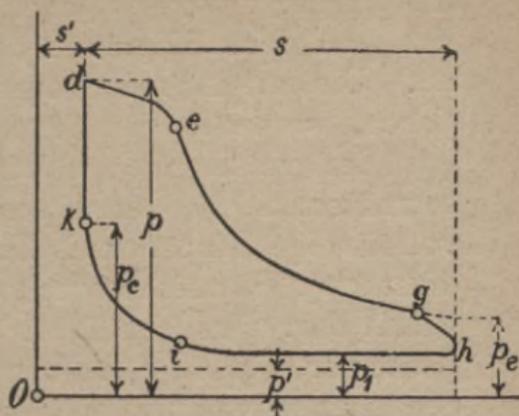


Fig. 33. Indikatordiagramm der wirklichen Maschine.

Fig. 33 zeigt das Indikatordiagramm der wirklichen Maschine.

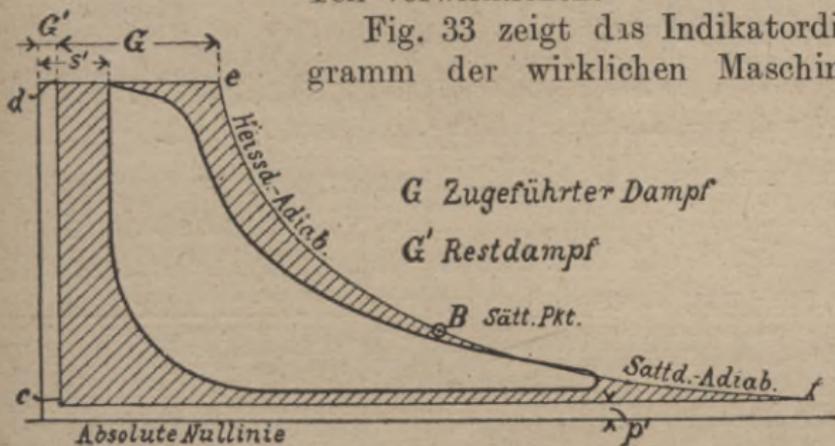


Fig. 34. Ideales und wirkliches Indikatordiagramm.

Infolge der unvermeidlichen Verluste weicht es wesentlich von dem Diagramm der vollkommenen Maschine ab. Um die Abweichungen deutlich zu veranschaulichen, wurde in Fig. 34 das wirkliche Diagramm in das der vollkommenen Maschine eingezeichnet. Die schraffierten Flächenteile stellen die Verluste durch unvollständige Expansion, Drosselung, Lässigkeit (Undichtheit), Wärmeaustausch und durch den schädlichen Raum dar. Das Verhältnis der wirklichen Diagrammfläche zur Fläche $d e f c d$ der verlustlosen Maschine stellt den thermodynamischen Wirkungsgrad oder Gütegrad dar.

Wie bereits im Abschn. 20 erwähnt, kann das ideale Diagramm einer Maschine nur dann aufgezeichnet werden, wenn man ihren Dampfverbrauch kennt. Erst dann ist man in der Lage, das der Maschine pro Hub zugeführte Dampfgewicht G (Fig. 34) zu berechnen. Aus dem wirklichen Diagramm kann man das Dampfgewicht nicht bestimmen, weil bei Sattdampfbetrieb die Dampfeuchtigkeit, bei Heißdampfbetrieb die Dampftemperatur am Ende der Einströmung nicht aus dem Diagramm zu entnehmen ist.

29. Die Ein- und Ausströmlinie.

Die Einströmlinie verläuft im wirklichen Diagramm nie horizontal, sondern fällt mehr oder weniger ab. Der Grund des Spannungsabfalls liegt darin, daß der Dampf auf dem Wege vom Kessel bis zum Zylinderinnern Reibungs- und Drosselungsverluste erleidet. Der Hauptteil des Spannungsabfalls entfällt hierbei auf Überhitzer und Rohrleitung. Entnimmt man direkt vor dem Arbeitszylinder ein Rohrleitungsdiagramm, so hat dieses etwa das in Fig. 35 dargestellte Aussehen. Der Spannungs-

abfall vom Kessel bis zur Maschine beträgt hierbei γ , während auf die Drosselung in der Steuerung und den Eintrittskanälen nur der Betrag x entfällt. Die Maschine als solche verursacht daher nur den kleinsten Teil des Spannungsabfalls.

Wärmetheoretisch ist es allerdings belanglos, ob der Spannungsabfall vorwiegend auf die Bewegungswiderstände in der Rohrleitung oder die Drosselung in der Steuerung zurückzuführen ist. Der Spannungsabfall be-

dingt eben einen gewissen Verlust. Jedoch ist dieser nicht etwa gleich der Fläche f (Fig. 36), sondern kleiner, weil sich die Dampfreibung in Überhitzungswärme umsetzt.

Daß die Drosselung tatsächlich einen Verlust bedeutet, ergibt sich aus den Darlegungen im Abschn. 23. Der Verlust, der trotz gleichbleibenden Wärmehaltes des Dampfes durch das Drosseln entsteht, ist gleich der Entropievergrößerung multipliziert mit der absoluten Kondensatortemperatur oder Auspufftemperatur. Hierbei ist jedoch noch zu berücksichtigen, daß die Drosselung nicht konstant ist, sondern von Null bis zu einem Maximum (am Ende der Füllung) wächst. Man darf deshalb

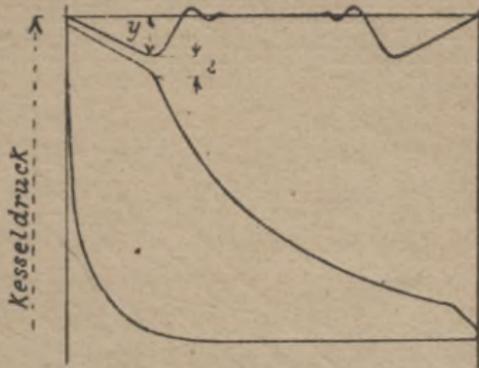


Fig. 35. Spannungsabfall während der Einströmung (oben Rohrleitungsdiagramm).

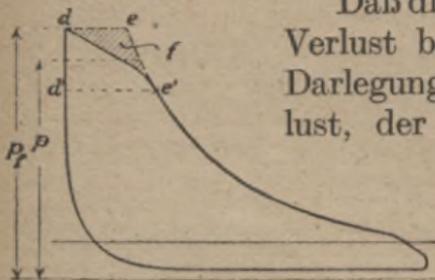


Fig. 36. Drosselverlust während der Einströmung.

nur etwa die Hälfte des obigen Verlustes in Rechnung setzen.

Letzteres kann man sich auch an Hand des *JS* Diagramms (Fig. 37) erklären. Würde überhaupt keine Drosselung stattfinden, so hätte man beispielsweise ein

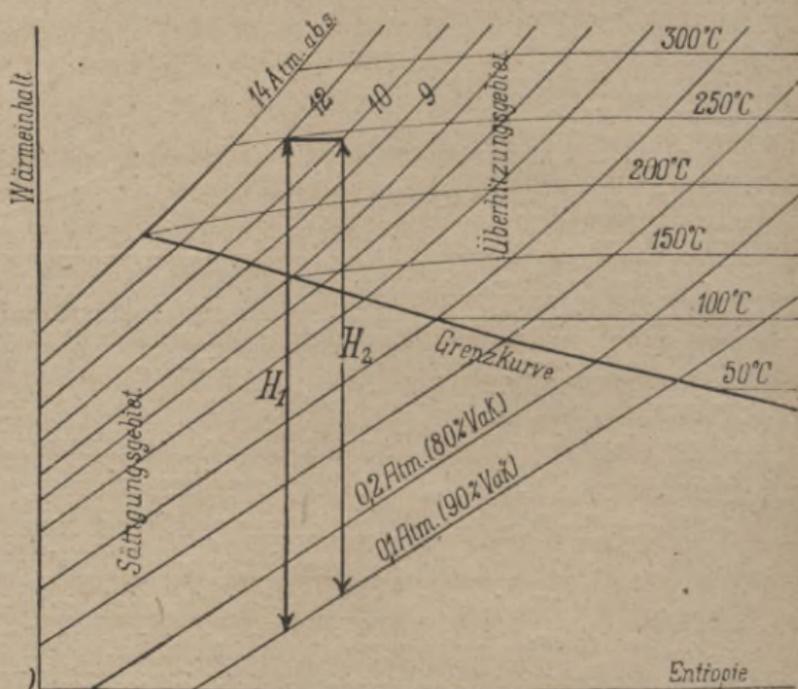


Fig. 37. Einfluß der Eintrittsdrosselung auf das adiabatische Wärmegefälle

adiabatisches Wärmegefälle von der Größe H_1 . Die Einströmlinie verliefte alsdann von d nach e (Fig. 36). Findet nun eine Drosselung in der Weise statt, daß während der ganzen Einströmung ein gleichbleibender Spannungsabfall entsteht, so würde die Einströmlinie den Verlauf $d' e'$ zeigen. Das zugehörige Wärmegefälle H_2 ergibt sich alsdann aus der Überlegung, daß die durch das Drosseln bewirkte Zustandsänderung sich im *JS*-Dia

gramm als eine Horizontale darstellt. In Fig. 37 ist z. B. angenommen, daß der Spannungsabfall 2 at beträgt.

Da nun in Wirklichkeit die Einströmlinie weder von d nach e , noch von d' nach e' , sondern vielmehr diagonal von d nach e' verläuft, so wird auch das adiabatische Wärmegefälle, das der Einströmlinie $d e'$ entspricht, zwischen H_1 und H_2 liegen. Da $d e'$ etwas über der Diagonale verläuft, so wird das tatsächliche Wärmegefälle etwas näher bei H_1 als bei H_2 liegen.

Um das adiabatische Wärmegefälle zu bekommen, das der geneigt verlaufenden Einströmlinie entspricht, kann man auch mit dem mittleren Druck p (Fig. 36) in das JS -Diagramm eingehen. Bestimmt man gleichzeitig das dem Druck p_f entsprechende adiabatische Wärmegefälle, so stellt die Differenz der beiden H den Drosselverlust während der Einströmung dar.

Im Punkt g (Fig. 33), noch ehe der Kolben in der Totlage angekommen ist, öffnet bereits das Auslaßorgan und es findet von $g-h$ Vorausströmen statt, wobei gemäß Abschn. 25, Beispiel II der größte Teil des arbeitenden Dampfgewichts in den Kondensator entweicht. Von h bis i verläuft die Ausströmlinie annähernd geradlinig. Der Gegendruck p_1 in der Maschine ist hierbei um den Betrag des Steuerungswiderstandes größer als der Druck p' im Kondensator. Der durch die Drosselung des Dampfes beim Austritt aus dem Arbeitszylinder bedingte Verlust ist durch den Druckunterschied $p_1 - p'$ bestimmt.

30. Die Expansionslinie.

Bei wärmedichten Zylinderwandungen müßte die Expansionslinie adiabatischen Verlauf besitzen. In Wirklichkeit jedoch verläuft sie stets über der Adiabate. Infolge des unvermeidlichen Wärmeaustauschs (vgl. Ab-

schnitt 34) findet nämlich im Verlaufe der Expansion eine Rückströmung von Wärme aus den Wandungen statt.

Die wirkliche Expansionslinie verläuft bei Sattedampf angenähert nach dem Gesetz $p \cdot v = \text{konst.}^1$). Es ist dies eine gleichseitige Hyperbel, deren eine Achse die absolute Nulllinie ist und deren andere Achse man erhält, wenn man im Abstand $OB = s'$ von dem Endlot eine Vertikale zieht (Fig. 38). Hierbei stellt s' den auf den Kolbenhub bezogenen schädlichen Raum dar, d. h.

$$s' = \frac{\text{schädlicher Raum}}{\text{Kolbenquerschnitt}}.$$

Die Konstruktion der Expansionslinie für Sattedampf gestaltet sich folgendermaßen: Ziehe durch Punkt 3, in welchem die Füllung beendigt ist, eine Vertikale¹ und eine Horizontale. Nimm auf der letzteren die Punkte a , b , c , d und e beliebig an und verbinde sie mit Punkt O . Ziehe durch die Schnittpunkte dieser Verbindungslinien mit der durch 3 gehenden Vertikalen Horizontale bis zum Schnitt mit den durch a , b , c , d und e gehenden Vertikalen, so sind dies Punkte der Expansionslinie. In der Regel nimmt man die Endspannung der Expansion gemäß Band II, Abschn. 6 und 8 an und konstruiert die Expansionslinie rückwärts. Auf diese Weise bestimmt sich gleichzeitig die Füllung.

Auf den wirklichen Verlauf der Expansionslinie ist noch die Größe der Füllung sowie der Umstand von Einfluß, ob mit Auspuff oder Kondensation gearbeitet wird, und endlich auch die Art der Heizung. Bei großer Füllung verläuft die Expansionslinie häufig unter, bei kleiner dagegen über der Hyperbel.

¹) Für Gase ist dies die Gleichung der Isotherme (sog. Mariottesche Linie). Die Übereinstimmung der Expansionslinie des Sattedampfes mit der Isotherme für Gase ist rein zufällig.

Brauer herrührt. Ist in Fig. 39 *I* der Anfangspunkt und sind die Punkte *II* und *III* der Expansionslinie zu konstruieren, so verfährt man hierbei wie folgt:

O ist wieder, wie in Fig. 38, der Schnittpunkt der absoluten Nulllinie und der im Abstand *s'* vom Endlot gezogenen Senkrechten. Man lege von *O* aus unter dem Winkel α zur Horizontalen die Gerade *OX* und unter dem Winkel β zur Vertikalachse die Gerade *OY*. Der Winkel α

ist beliebig, während β aus der Gleichung

$$1 + \operatorname{tg} \beta = (1 + \operatorname{tg} \alpha)^n$$

zu bestimmen ist. Zieht man

nun durch Punkt *I* die Horizontale *IB*₁ und die Vertikale *IC*₁ und legt durch *B*₁ und *C*₁ Linien unter 45° , so ergeben sich die Punkte *D*₂ und *A*₂. Zieht man durch diese

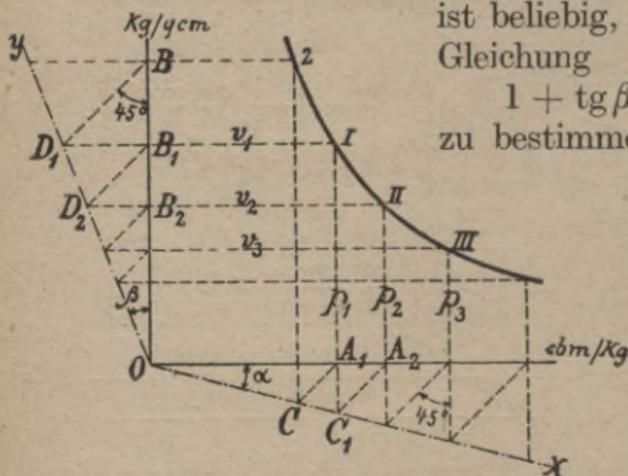


Fig. 39. Konstruktion der Expansions- und Kompressionslinie bei Heißdampftrieb.

eine Horizontale bzw. Vertikale, so ist deren Schnittpunkt *II* ein Punkt der Expansionskurve. Von *II* aus kann das Verfahren in gleicher Weise fortgesetzt werden.

Handelt es sich umgekehrt um die Konstruktion der Kompressionskurve, so bestimmt sich der Punkt *2* und damit auch jeder andere Punkt derart, daß man die Senkrechte *IA*₁, unter 45° hierzu die Linie *A*₁*C* sowie die Horizontale *ID*₁ und die 45° -Linie *D*₁*B* zieht. Die Horizontale durch *B* und die Vertikale durch *C* schneiden sich alsdann in dem gesuchten Punkt *2* der Kompressionslinie.

Der Winkel α darf nicht zu groß gewählt werden, damit man möglichst viele Punkte erhält.

Soll für ein zu entwerfendes Indikator-diagramm die Expansionslinie aufgezeichnet werden, so muß man eine Annahme bezüglich der Größe des schädlichen Raums machen (vgl. Abschnitt 33).

Handelt es sich hingegen darum, für ein mittels Indikator abgenommenes Diagramm den Exponenten n der Polytrope zu bestimmen, so muß der schädliche Raum aus den jeweiligen Abmessungen des Zylinders bestimmt werden. Außerdem muß der Federmaßstab und der Barometerstand bekannt sein. Die

Bestimmung des Exponenten n zwischen zwei beliebigen Punkten I und II der Expansionslinie (Fig. 40) erfolgt am einfachsten auf graphischem Wege: Ziehe durch I und II Vertikale und Horizontale. Das Verhältnis der schraffierten Flächen stellt alsdann ohne weiteres den Exponenten n dar, d. h.

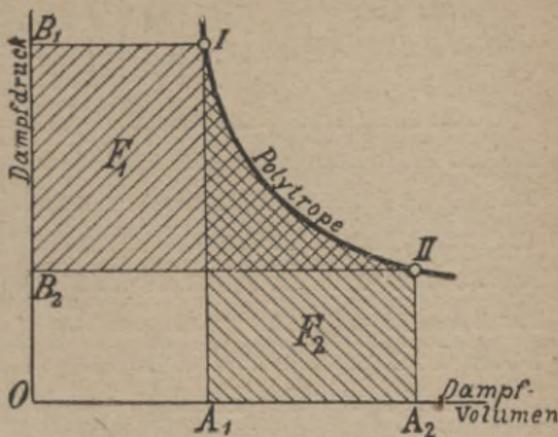


Fig. 40. Bestimmung des Exponenten n von Expansions- oder Kompressionspolytropen.

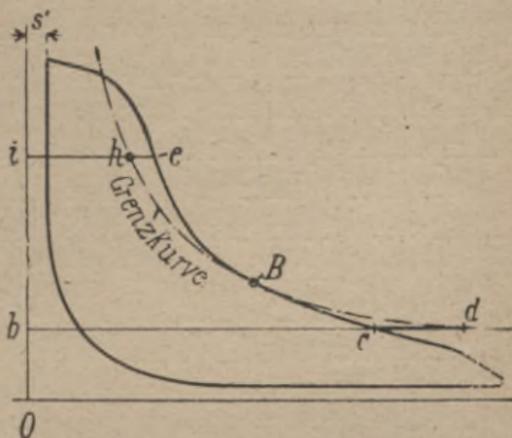


Fig. 41. Untersuchung des Verlaufs der Expansionslinie von Indikator-Diagrammen.

$$n = \frac{F_1}{F_2} = \frac{I II B_2 B_1}{I II A_2 A_1}.$$

Um den Dampfzustand in den einzelnen Punkten der Expansionslinie eines zu untersuchenden Diagramms und damit das Verhalten des überhitzten Dampfes während der Expansion kennenzulernen, trage man die Grenzkurve für das arbeitende Dampfgewicht ein (Fig. 41). Man sieht alsdann, daß der Dampf z. B. im Punkte *e* noch überhitzt ist. Denn das Volumen des trocken gesättigten Dampfes beträgt *i h*, wogegen das tatsächliche Volumen *i e* ist. Je größer *h e* ist, desto höher liegt die Temperatur des Dampfes über der Sättigungstemperatur.

Mit fortschreitender Expansion nähert sich die Expansionslinie allmählich der Grenzkurve. In Punkt *B* wird die letztere geschnitten, d. h. der Dampf ist hier gerade trocken gesättigt. In Punkt *c* ist der Dampf bereits naß. Die spezifische Dampfmenge *x* ist dargestellt durch das Verhältnis *b c : b d*, die Dampfmasse durch *c d : b d*. Unterhalb von Punkt *B* ist der Verlauf der Expansionslinie ein anderer als oberhalb.

Die Einzeichnung der Grenzkurve ist nur möglich, wenn man den Dampfverbrauch der Maschine durch Messung bestimmt hat, und wenn die Kompressionsdampfmenge, die im schädlichen Raum verbleibt, bekannt ist. Letzteres trifft allerdings für gewöhnlich nicht zu. Man muß dann eben bezüglich des Dampfzustands am Ende der Ausströmung eine Annahme machen (vgl. Abschn. 36).

Man kann sich auch auf rechnerischem Wege ein Bild von dem Dampfzustand in den einzelnen Punkten der Expansionslinie verschaffen, indem man die spezifische Dampfmenge *x* für die einzelnen Punkte ermittelt. Ergibt sich hierbei $x > 1$, so befindet man sich im

Überhitzungsgebiet, und umgekehrt weiß man, daß bei $x < 1$ bereits Sättigung eingetreten ist.

Zur Bestimmung von x bedarf es des spez. Dampf-
volumens. Dieses ergibt sich durch Division der aus
dem Diagramm entnommenen Volumina mit dem Ge-
wicht der arbeitenden Dampfmenge (Frischdampf- und
Kompressionsdampfmenge). Das spezifische Volumen
des trocken gesättigten Dampfes bestimmt sich für die
verschiedenen Pressungen direkt aus den Dampftabellen.

31. Die Kompressionslinie.

In Fig. 33 verläuft die Kompressionslinie von i bis k .
Wenn die Kompression bis zum Anfangsdruck erfolgen
würde, so bekäme man, wie sich aus dem Entropie-
diagramm ergibt, ziemlich hohe Kompressionsendtempe-
raturen. Mit der Annahme, daß der Dampf zu Beginn
der Kompression 5% Nässe besitzt, würde sich bei voll-
ständiger Kompression von 0,1 at abs bis zum Anfangs-
druck von 13 at abs eine Endtemperatur von etwa
600° C ergeben.

Daß man bei Kompression bis zur Anfangsspannung
Temperaturen erreicht, die weit über die Frischdampf-
temperatur hinausgehen, hängt damit zusammen, daß
der Dampf zu Beginn der Kompression eine weit kleinere
Feuchtigkeit besitzt als am Ende der Expansion. Der
Dampf wird nämlich durch den Spannungsabfall am
Hubende und durch die Wärmerückströmung aus den
Wandungen während des Auspuffhubes getrocknet.

Zu Anfang der Kompression liegt die Dampftemperatur
unter derjenigen der Wandung. Der Dampf nimmt daher
zunächst Wärme aus den Wandungen auf. Steigt nun bei
fortschreitender Kompression die Dampftemperatur über
die Temperatur der Wandung, so gibt umgekehrt der

Dampf Wärme an die Wandung ab. Der Vorgang des Wärmeaustausches verläuft also hier gerade umgekehrt wie beim Arbeitshub.

Beim Aufzeichnen der Kompressionslinie für ein zu entwerfendes Indikatordiagramm geht man von dem angenommenen Kompressionsenddruck p_c aus. Die Kompressionslinie folgt dem polytropischen Gesetz $p \cdot v^n = \text{konstant}$; sie kann in gleicher Weise wie die Expansionslinie nach dem Brauerschen Verfahren konstruiert werden. Hierbei nehme man den Exponenten n zu etwa 1,2 an. Bei der Gleichstrommaschine verläuft die Kompressionslinie infolge des geheizten Deckels und des Wegfalls der abkühlenden Wirkung der Auslaßkanäle annähernd als Heißdampfadiabate, d. h. man kann hier $n = 1,3$ setzen.

Wenn es sich darum handelt, die Kompressionslinie eines gegebenen Diagramms zu untersuchen, so ermittelt man den Exponenten n für die verschiedenen Kurvenstücke in gleicher Weise, wie dies im letzten Abschnitt für die Expansionslinie geschehen ist.

32. Nutzen der Kompression.

Über den wirtschaftlichen Nutzen der Kompression gehen die Ansichten in Fachkreisen noch immer auseinander. Die einen vertreten die Anschauung, daß man die Kompression nicht höher wählen soll, als es die Ruhe des Ganges unbedingt erfordert, während andere der Ansicht sind, daß man den Dampf möglichst bis auf die Eintrittsspannung des Frischdampfs verdichten sollte. Eine endgültige Klärung dieser Streitfrage ist nur auf dem Wege des Versuchs möglich.

Denkt man sich eine Maschine mit bestimmtem schädlichen Raum das eine Mal ohne, das andere Mal mit Kom-

pression bis zum Anfangsdruck betrieben, so leuchtet ein, daß im ersteren Fall das bei jedem Hub zur Auffüllung des schädlichen Raums erforderliche Dampfvolumen keine Volldruckarbeit leistet. Der hierdurch bedingte Arbeitsverlust ist $V(p - p_1)$, wobei V den Inhalt des schädlichen Raums und p bzw. p_1 den Eintritts- bzw. Austrittsdruck des Dampfes bedeuten.

Bei Betrieb mit vollständiger Kompression fällt zwar das Auffüllen des schädlichen Raums weg; jedoch muß hier eine gewisse Kompressionsarbeit verrichtet werden. Man muß infolgedessen zur Erzielung der gleichen indizierten Arbeit mit einer entsprechend größeren Füllung arbeiten. Der hierdurch bedingte Mehraufwand an Dampf entspricht etwa demjenigen, welcher bei Betrieb ohne Kompression zur Auffüllung des schädlichen Raums notwendig ist. Ein erheblicher wirtschaftlicher Nutzen würde demnach durch die Kompression nicht erzielt.

Zudem ist zu berücksichtigen, daß durch Steigerung der Kompression bis zum Anfangsdruck sehr hohe Kompressionstemperaturen entstehen. Die Folge derselben ist ein erhöhter Wärmeaustausch. Denn der Wärmeübergang vom Dampf an die Wandungen beginnt jetzt schon während der Kompressionsperiode, bei der Maschine ohne Kompression hingegen erst mit der Einströmung des Frischdampfes. Man sollte deshalb mit der Kompression höchstens bis zu der Spannung gehen, die der mittleren Wandungstemperatur entspricht¹⁾. Daß Kompressionstemperaturen, die weit über die Frischdampf Temperatur hinausgehen, ungünstig wirken müssen, ergibt sich schon aus dem damit verbundenen Temperatursturz.

Wenn demgegenüber eingewendet wird, daß bei hoher Kompression der Füllungsraum bzw. dessen Wandungen

¹⁾ Dies bestätigen auch die Versuche von Klemperer.

durch die Kompressionswärme aufgeheizt und auf diese Weise für die nächste Füllung vorbereitet werden, so ist hier darauf hinzuweisen, daß das gegebene Mittel zur Erhöhung der Wandtemperatur bzw. zur Verringerung der Eintrittsverluste die Heizung und nicht die Kompression ist. Denn die Kompressionsarbeit wird vom Schwungrad abgenommen, erfordert demnach infolge der Reibungsverluste einen erhöhten Wärmeeaufwand. Zudem wird durch Steigerung der Kompression über eine gewisse Grenze hinaus der mechanische Wirkungsgrad der Maschine verringert. Aus allen diesen Gründen geht man im allgemeinen mit der Kompression nicht über etwa $\frac{2}{3}$ der Anfangsspannung.

33. Der schädliche Raum und sein Einfluß.

Der Raum, der in der Endlage des Kolbens zwischen diesem und den Steuerungsorganen verbleibt, wird als schädlicher Raum bezeichnet. Der größte Teil hiervon entfällt auf die Ein- und Auslaßkanäle sowie auf den Raum außerhalb der Einlaß- bzw. innerhalb der Auslaßventile, wogegen der zwischen Kolben und Zylinderdeckel verbleibende Raum von ca. 3—6 mm verhältnismäßig wenig ausmacht. Durchschnittlich beträgt der schädliche Raum 6—7% vom Kolbenhubraum. Bei manchen Maschinen läßt er sich auf 2—3% herunterbringen. Doch kann der schädliche Raum auch bis zu 12% und mehr betragen, insbesondere bei schnellaufenden Maschinen. Letzteres deshalb, weil bei kurzhubigen Maschinen, wie Schnellläufern, der Inhalt der Dampfkanäle ziemlich gleich groß ausfällt, wie bei Maschinen normaler Bauart, und weil der Abstand zwischen Kolben und Deckel auch nicht kleiner gehalten werden kann als bei diesen. Der schädliche Raum fällt deshalb bei Schnellläufern prozentual größer aus.

Denkt man sich zwei Maschinen, von denen die eine keinen schädlichen Raum und keine Kompression besitzt, während die andere mit schädlichem Raum und mit Kompression bis zur Anfangsspannung arbeitet, so ergibt sich, daß bei vollständiger Expansion die Diagramme beider Maschinen völlig gleichwertig sind. Denn die zur Kompression des Dampfes erforderliche Arbeit wird während der Expansion zurückgewonnen. Da nämlich bei der Maschine mit schädlichem Raum auch der in dem letzteren befindliche Dampf an der Expansion teilnimmt, so verläuft hier die Expansionslinie höher als bei der Maschine ohne schädlichen Raum.

In Wirklichkeit arbeitet die Maschine mit schädlichem Raum ungünstiger, selbst wenn man die Kompression bis zur Anfangsspannung treibt. Denn es ist, wenigstens bei Kondensationsmaschinen, nicht möglich, die Expansion bis herunter zum Gegendruck auszunützen. Die Kompression hingegen ist eine vollständige, da sie vom Gegendruck aus stattfindet. Es wird deshalb während der Expansion weniger Arbeit aus der im schädlichen Raum befindlichen Dampfmenge gewonnen, als bei der Kompression aufgewendet werden muß. Letzteres schon deshalb, weil die Kompressionsarbeit von der Kurbelwelle bzw. dem Schwungrad abgenommen wird, während die Expansionsarbeit im Zylinder geleistet wird.

Die vorstehenden Ausführungen beziehen sich durchweg auf den Inhalt des schädlichen Raumes. Die Verluste, die durch dessen Oberfläche verursacht werden, sind in der Regel weit größer. Es wäre deshalb richtiger, von den schädlichen Flächen anstatt vom schädlichen Raum zu sprechen. Näheres hierüber enthält der folgende Abschnitt.

34. Der Wärmeaustausch.

Die mittlere Wandungstemperatur.

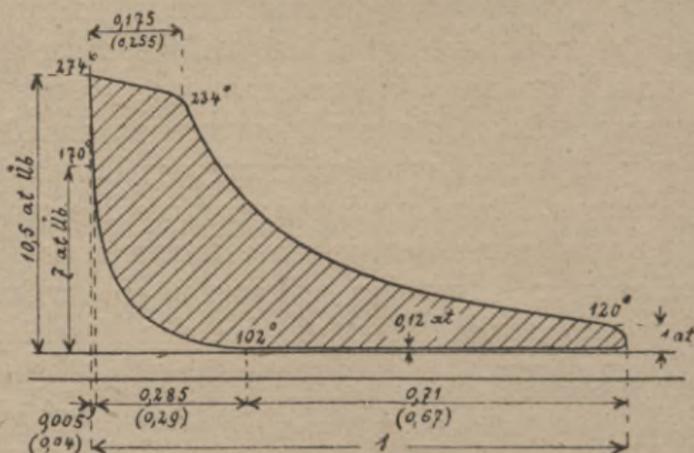


Fig. 42. Indikatordiagramm einer Auspuffmaschine.

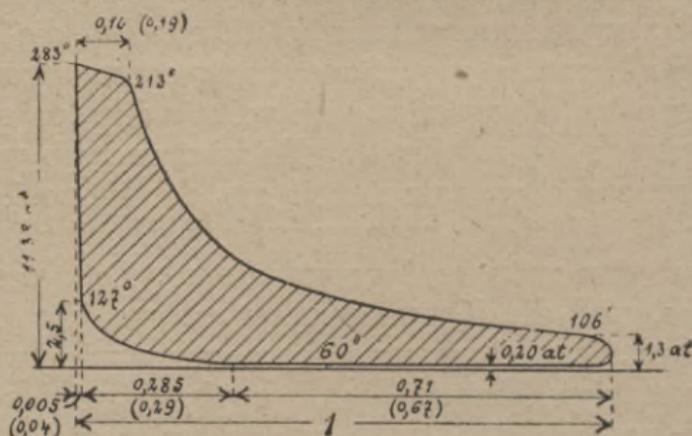


Fig. 43. Indikatordiagramm einer 80 PS-Kondensationsmaschine.

Die durchschnittliche Temperatur der Zylinderwandung liegt um so höher, je größer die Füllung und je höher die Dampftemperatur ist. Bei Auspuff liegt sie höher als bei Kondensation. Man kann bei Berechnung der mittleren Wandungstemperatur annehmen, daß sie gleich

der mittleren Dampftemperatur ist, und kann folgendermaßen verfahren:

Fig. 42 und 43 zeigen die Diagramme einer Einzylinder-ventilmaschine von normal 80 PSe. Das eine Diagramm ist bei Betrieb mit Auspuff, das andere bei Betrieb mit Kondensation aufgenommen worden. Die Leistung der Maschine betrug in beiden Fällen rund 110 PSe. Bei Auspuffbetrieb war die Eintrittstemperatur des Dampfes 274°C , bei Kondensation 283°C . Diese Temperaturen beziehen sich jedoch nur auf den Beginn der Einströmung; am Ende der Füllung wird die Dampftemperatur erheblich niedriger sein, infolge der abkühlenden Wirkung der Wandungen, deren mittlere Temperatur tiefer liegt als die Frischdampftemperatur. Schätzt man, daß bei Auspuffbetrieb die Dampftemperatur am Ende der Füllung 40° unter der Frischdampftemperatur liegt, bei Kondensationsbetrieb hingegen 70° , so ergeben sich die in die Diagramme eingeschriebenen Dampftemperaturen¹⁾.

In die beiden Diagramme sind weiterhin die Dampftemperaturen eingeschrieben, wie sie sich annähernd für das Ende der Expansion, die Ausströmung und das Ende der Kompression ergeben. Nimmt man nun an, daß der Temperaturverlauf zwischen den einzelnen Punkten ein geradliniger ist, so bestimmt sich die mittlere Wandungstemperatur bei Auspuffbetrieb angenähert aus der Gleichung

$$2 \cdot t = \frac{274 + 234}{2} \cdot 0,175 + \frac{234 + 120}{2} \cdot 0,825 + \frac{120 + 102}{2} \cdot 0,71 + \frac{102 + 170}{2} \cdot 0,285 + \frac{170 + 274}{2} \cdot 0,005$$

zu $t = 155^{\circ}\text{C}$.

¹⁾ Diese Zahlen sind keinesfalls zu hoch gegriffen. Bei stationären Maschinen dürfte die Temperaturabnahme in Wirklichkeit eher noch größer sein als 40 bzw. 70°C .

In gleicher Weise berechnet sich die mittlere Wandungstemperatur bei Kondensationsbetrieb aus der Gleichung

$$2 \cdot t = \frac{283 + 213}{2} \cdot 0,10 + \frac{213 + 106}{2} \cdot 0,90 + \frac{106 + 60}{2} \cdot 0,71 + \frac{60 + 127}{2} \cdot 0,285 + \frac{127 + 283}{2} \cdot 0,005$$

zu $t = 128^\circ \text{C}$.

In vorstehenden beiden Gleichungen wurde einfach mit den Kolbenwegen gerechnet. In Wirklichkeit sind

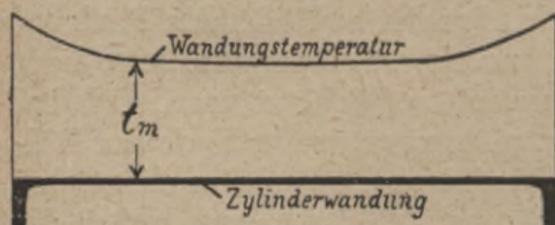


Fig. 44. Mittlerer Temperaturverlauf längs der Zylinderwandung.

jedoch die Zeiten, während deren die mittleren Temperaturen herrschen, nicht durch die Kolbenwege, sondern durch die Kurbelwege be-

stimmt. Letztere sind in Fig. 42 und 43 in Klammern beigelegt. Rechnet man mit diesen Zahlen, so ergibt sich die mittlere Wandungstemperatur bei Auspuffbetrieb zu $159,6^\circ \text{C}$, bei Kondensation zu $133,5^\circ \text{C}$.

Wie man sieht, wird durch die Kondensation die Wandungstemperatur herabgesetzt. Damit ergibt sich auch für Kondensationsbetrieb ein entsprechend größerer Wärmeaustausch als für Auspuffbetrieb.

In Wirklichkeit ist die Temperatur der Wandung in der Mitte des Zylinders niedriger als an den Enden. Wenn man für beide Zylinderseiten das Diagramm der Dampftemperaturen während einer Kurbelumdrehung aufzeichnet und die Zeitdauer der Temperaturwirkung, d. h. die Kurbelwege berücksichtigt, so ergibt sich etwa das in

Fig. 44 dargestellte Bild. Diese Figur stellt den theoretischen Temperaturverlauf längs der Zylinderwandung dar, unter Vernachlässigung der Dampfströmung und der Wärmebewegung längs der Wandung.

Wechselwirkung zwischen Dampf und Wandung.

Tritt der Frischdampf in den Zylinder ein, so gelangt er mit Wandungen in Berührung, die während der vorhergehenden Ausströmperiode stark abgekühlt wurden. Es geht infolgedessen während der Füllung und zu Anfang der Expansion ein Teil der Dampfwärme an die Wandung über. Erst im zweiten Teil der Expansion hört dieser Wärmeübergang auf. Die Dampftemperatur sinkt jetzt unter diejenige der Wandung herunter, und es tritt nun umgekehrt eine Rückströmung von Wärme aus der Wandung an den Dampf ein, wobei letzterer geheizt wird. Es macht sich dies in einem entsprechend langsameren Fallen der Expansionslinie bemerkbar.

Der Hauptteil der an den Dampf zurückströmenden Wandungswärme entfällt auf die Ausströmperiode. Die Wärme entweicht hierbei nutzlos mit dem Auspuffdampf.

Infolge des Wärmeaustausches verkriecht sich sonach ein Teil der im Frischdampf zugeführten Wärme in den Wandungen und schleicht sich um den Kolben herum, ohne Arbeit zu leisten. Die Folge ist eine Erhöhung des Dampfverbrauchs von 20—50% und darüber. Je größer unter sonst gleichen Verhältnissen der Wärmeaustausch ist, desto geringer fällt der Gütegrad der Maschine aus (vgl. auch Abschn. 39).

Am ungünstigsten wirkt der Wärmeaustausch bei der Satttdampfmaschine. Es schlägt sich hier während der Einströmung und zu Anfang der Expansion ein Teil des Dampfes an den Wandungen nieder. Selbst wenn der

Dampf trocken gesättigt vor der Maschine ankommt, enthält er am Ende der Füllung unter Umständen bis zu 20% Feuchtigkeit und mehr. Bei Heißdampfbetrieb hat der Wärmeaustausch nur eine Verringerung der Dampftemperatur zur Folge, was mit weit kleineren Verlusten verknüpft ist als bei Sattdampf. Bei geringer anfänglicher Überhitzung kann es allerdings sein, daß der Dampf während der Einströmung in den Sättigungszustand übergeht, so daß dann die Expansion ebenfalls mit Feuchtigkeit beginnt.

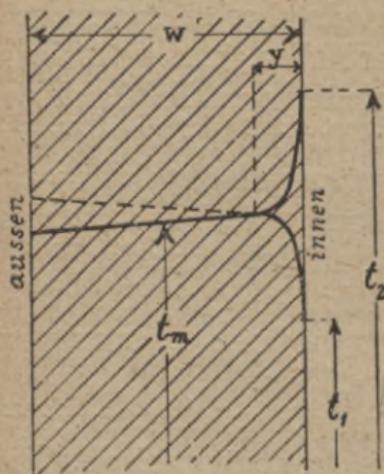


Fig. 45. Wandungstemperatur.

An dem Wärmeaustausch beteiligt sich nicht die ganze Wandung von der Stärke w , sondern nur deren innerste Schicht y (Fig. 45), weil die einzelnen Temperaturen nur verhältnismäßig kurze Zeit wirksam sind. Während der Ausströmperiode sinkt die Temperatur der innersten Wandungsschicht allmählich

auf den Betrag t_1 herab. Bei der folgenden Einströmperiode hingegen erhöht sich die Temperatur auf den Betrag t_2 . Zwischen diesen beiden Grenzen schwankt die Temperatur der innersten Schicht im Verlauf einer Kurbeldrehung. Nach dem Innern der Wandung nehmen die Temperaturschwankungen rasch ab, bis sie endlich in der Entfernung y gleich Null geworden sind. Der übrige Teil der Wandung zeigt einen gleichbleibenden Temperaturverlauf. Ohne Heizung fällt die Temperatur infolge des Strahlungsverlustes nach außen hin etwas ab. Bei geheizten Wandungen

hingegen verläuft die Temperatur nach der punktierten Linie.

Der Wärmeaustausch zwischen Dampf und Wandungen wird durch eine Reihe von Faktoren beeinflusst. Er ist um so größer, je dichter der Dampf, je größer die berührten Oberflächen, je größer die auftretenden Temperaturunterschiede zwischen Dampf und Wandung, je länger die Zeitdauer, während der die Temperaturunterschiede wirken, und je stärker die Dampfströmung ist. Hieraus folgt, daß durch Erhöhung der minutlichen Umdrehungszahl der Wärmeaustausch verringert wird, während er mit zunehmendem Temperaturgefälle wächst.

Dem stärksten Wärmeaustausch sind diejenigen Flächenteile ausgesetzt, die während der ganzen Zeitdauer einer Umdrehung mit dem Arbeitsdampf in Berührung stehen. Es sind dies insbesondere die Dampfkanäle sowie die Deckel- und Kolbenoberflächen. Denn diese Flächenteile sind einerseits den höchsten und andererseits auch den niedersten Dampftemperaturen ausgesetzt. Speziell in den Dampfkanälen erreicht der Wärmeaustausch seinen Höchstwert, mit Rücksicht auf die starke, den Wärmeübergang erhöhende Dampfströmung.

Naturgemäß hängt der Wärmeaustausch auch noch von der Größe der Maschine ab. Die Oberflächen wachsen nämlich langsamer als die Leistung, d. h. je kleiner eine Maschine ist, desto größer sind verhältnismäßig ihre schädlichen Flächen.

Selbst wenn die ganze an die Wandungen abgegebene Wärmemenge während der Expansion wieder zurückgewonnen werden könnte, so würde der Wärmeaustausch doch einen Verlust bedeuten. Denn die Abgabe der Wärme (an die Wandungen) erfolgte bei höherer, die Rückgabe (an den Expansionsdampf) hingegen bei nie-

derer Temperatur. Ein Temperatursturz entspricht aber gemäß früher einer Wärmeentwertung.

Mittel zur Verringerung des Wärmeaustausches.

Der Wärmeaustausch läßt sich durch Erhöhung der Umdrehungszahl, durch Heizung der Wandungen (Dampfmantel), durch Verteilung des Temperaturgefälles auf mehrere Zylinder (Verbundwirkung) und durch Überhitzung des Dampfes verringern. Das wirksamste Mittel ist das letztgenannte. Durch die Überhitzung des Dampfes hat sowohl die Heizung als auch die Verbundwirkung erheblich an Bedeutung verloren. An die Stelle der dreistufigen Expansion ist heute bei stationären Maschinen die zweistufige getreten (vgl. den nächsten Abschnitt).

Die Verminderung des Wärmeaustausches durch Überhitzung des Dampfes beruht auf der geringeren Wärmeleitfähigkeit und Dichtheit des überhitzten Dampfes. Der wirtschaftlich so nachteilige Kondensationsverlust während der Einströmung kommt bei den heute üblichen hohen Überhitzungen gänzlich in Wegfall. Häufig tritt der Dampf sogar noch mit einer geringen Überhitzung in den Niederdruckzylinder ein, weshalb vielfach auch beim Niederdruckzylinder auf die Anwendung eines Dampfmantels verzichtet wird.

Ein weiteres Mittel zur Verringerung der Verluste durch Wärmeaustausch besteht darin, daß man die Auslaßkanäle, wie bei der Gleichstromdampfmaschine, außerhalb des Füllungsraums anordnet (vgl. Band II, Abschn. 7 und 60).

35. Die mehrstufige Expansion¹⁾.

Wie bereits früher ausgeführt wurde, hat mit der Einführung hoher Überhitzung die Bedeutung der mehr-

¹⁾ Vgl. auch Band II, Abschn. 9, 59 und 60.

stufigen Expansion abgenommen. Man baut heute für stationäre Anlagen nur Zweifachexpansionsmaschinen, während Dreifachexpansionsmaschinen noch für Schiffsantriebe zur Ausführung kommen. Wenngleich die Dreifachexpansionsmaschine im Dampfverbrauch um ein geringes günstiger ist als die Zweifachexpansionsmaschine, so hat die letztere den Vorteil geringerer Anschaffungskosten, insbesondere wenn sie in der heute fast allgemein üblichen Tandemanordnung ausgeführt wird¹⁾. Berücksichtigt man noch den geringeren Ölverbrauch der Tandemaschine sowie den Umstand, daß sie infolge Wegfalls eines Zylinders nebst Triebwerk weniger Bedienung erfordert, so wird die geringe Dampfersparnis der Dreifachexpansionsmaschine wieder ausgeglichen, zumal auch der geringere Raumbedarf der Tandemaschine in Betracht zu ziehen ist.

Zugunsten der Zweifachexpansionsmaschine kommt noch in Betracht, daß sie höhere Überhitzung verträgt als die Dreifachexpansionsmaschine. Da sich bei letzterer große Füllungen im Hochdruckzylinder ergeben, so bekommt man sehr hohe Wandungstemperaturen.

Die Tandem- oder Verbundmaschine hat hinsichtlich der Arbeitsleistung nichts vor der gewöhnlichen Einzylindermaschine voraus. In der letzteren läßt sich die gleiche Arbeitsleistung erzielen, wobei noch in der Regel der Völligkeitsgrad ein besserer ist als bei der Zweifachexpansionsmaschine.

Der wichtigste Vorteil der zweistufigen Expansion besteht darin, daß durch die Verteilung des Temperaturgefälles auf zwei Zylinder der Wärmeaustausch verringert wird. Als weiterer Vorteil gegenüber der Einzylindermaschine kommt in Betracht, daß die Triebwerks-

¹⁾ Vgl. auch Band II, Abschn. 9.

drücke sowie die Verluste durch Undichtheit des Kolbens geringer sind. Bei der Einzylindermaschine wirkt nämlich der volle Dampfdruck auf einen Kolben, dessen Durchmesser etwa dem des Niederdruckzylinders entspricht. Man hat deshalb zu Anfang des Hubes einen großen Kolbenüberdruck und bekommt ein schwereres Triebwerk als bei der Tandemmaschine. In der Verbundmaschine kommen die Undichtheiten des Hochdruckkolbens und der Steuerungsteile zum Teil dem Niederdruckzylinder zugute.

Als Vorteil der Verbundmaschine käme sodann noch in Betracht, daß die Expansionskraft des Dampfes besser ausgenützt werden kann als in der Einzylindermaschine. Bei der letzteren liegt die wirtschaftlich günstigste Expansionsendspannung schon mit Rücksicht auf den Wärmeaustausch höher als bei der Tandemmaschine. Infolgedessen fallen bei der Einzylindermaschine die Verluste durch unvollständige Expansion entsprechend größer aus. Außerdem ist noch zu berücksichtigen, daß sich bei den heute üblichen hohen Spannungen sehr kleine Füllungsgrade für die Einzylindermaschine ergeben. Das Öffnen und Schließen der Einlaßorgane muß daher in wesentlich kürzerer Zeit erfolgen als bei den Zylindern der Tandemmaschine. Damit ergibt sich aber bei den heutigen hohen Umdrehungszahlen eine rasche Abnützung der Steuerungsteile, insbesondere bei Ventilsteuerungen. Auch ist im allgemeinen die Regulierung bei derartig kleinen Füllungen keine präzise, weil bereits eine geringe Veränderung der Füllung große Leistungsunterschiede hervorbringt. Diese Umstände im Verein mit den höheren Triebwerksrücken bilden den Grund, weshalb man bei der Einzylindermaschine praktisch nicht so weit herunterexpandiert wie bei der Verbundmaschine. Da-

mit hängt es zusammen, daß der Zylinderdurchmesser der Einzylindermaschine stets kleiner gewählt wird, als der des Niederdruckzylinders der Verbundmaschine.

Als Nachteile der Verbundmaschinen ergeben sich einerseits die weniger präzise Regulierung, andererseits der Umstand, daß eine Veränderung der Leistung innerhalb so weiter Grenzen wie bei der Einzylindermaschine nicht möglich ist. Gibt man z. B. im Hochdruckzylinder größere Füllung, so ändert sich dessen Leistung nur wenig. Dagegen wächst die Behälterspannung und damit auch die Niederdruckarbeit, d. h. es tritt eine ungleiche Arbeitsverteilung ein, wie Fig. 46 erkennen läßt. Diese hat ihrerseits ein einseitiges Anwachsen des Temperaturgefälles und der Kolbenkräfte zur Folge. Letzteres bedingt bei Zwillingsanordnung eine einseitige Beanspruchung des Triebwerks. Bei Tandemmaschinen ist die ungleiche Leistungsverteilung auf beide Zylinder belanglos.

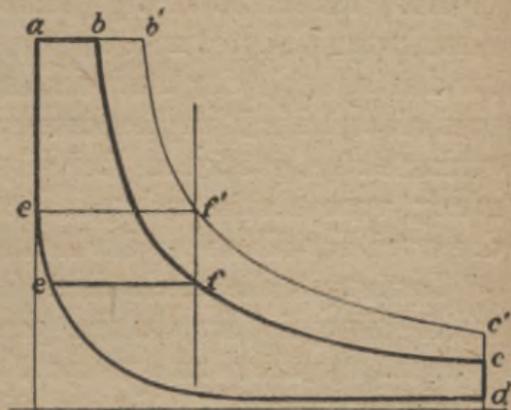


Fig. 46. Einfluß der Füllungsänderung auf das theoretische Indikatorgramm der Zweifachexpansionsmaschine.

Die langsamere Regulierung der Verbundmaschine ist auf das Vorhandensein des Aufnehmers zurückzuführen. Bei Verringerung der Hochdruckfüllung arbeitet nämlich der im Aufnehmer befindliche Dampf so lange weiter, bis sich die dem neuen Beharrungszustand entsprechende kleinere Aufnehmerspannung eingestellt hat. Vergrößert man umgekehrt die Füllung des Hochdruckzylinders, so

wird zunächst ein Teil des zugeführten Dampfes im Aufnehmer zurückgehalten, bis sich im letzteren eine der höheren Leistung entsprechende größere Spannung eingestellt hat. In beiden Fällen wirkt also der Aufnehmerinhalt ungünstig auf die Regulierung ein. Man macht deshalb den Aufnehmer möglichst klein und begnügt sich in der Regel mit einer einfachen Überströmleitung.

Die Verbundwirkung bedingt eine Erhöhung der Strahlungsverluste, weil die ausstrahlenden Oberflächen, zu denen auch der Aufnehmer zu rechnen ist, größer sind als bei der Einzylindermaschine. Auch die Drosselverluste sind größer als bei dieser, da bei der Überströmung vom Hochdruckzylinder zum Niederdruckzylinder zwei Ventile sowie der Aufnehmer zu passieren sind.

Inwieweit die nach dem Gleichstromprinzip arbeitende Einzylindermaschine dazu berufen scheint, die Verbundmaschine zu ersetzen, ergibt sich aus den Ausführungen Band II, Abschn. 60.

Rankinisieren der Diagramme¹⁾.

Um eine ungefähre Vorstellung von den Verlusten in der Verbundmaschine zu bekommen, und um Diagramme von Maschinen, die unter ähnlichen Verhältnissen arbeiten, miteinander vergleichen zu können, rankinisiert man die Diagramme (Fig. 47). Man zeichnet zu diesem Zweck das Hoch- und Niederdruckdiagramm mit gleichem Kräftemaßstab derart übereinander, daß die Länge des Niederdruckdiagramms derjenigen des Hochdruckdiagramms multipliziert mit dem Zylinderverhältnis entspricht. Hierbei wird in der Regel so verfahren, daß ein gemeinsamer Nullpunkt *O* angenommen wird, von dem

¹⁾ Rankinisieren hat die Bedeutung von „Umzeichnen“.

die beiden Diagramme um den Betrag der schädlichen Räume s' bzw. s'' abstehen.

Legt man auf die rankinisierten Diagramme das theoretische Diagramm der entsprechenden Einzylindermaschine, so geben die schraffierte Flächenteile ein Bild von den durch Wärmeaustausch, schädlichen Raum,

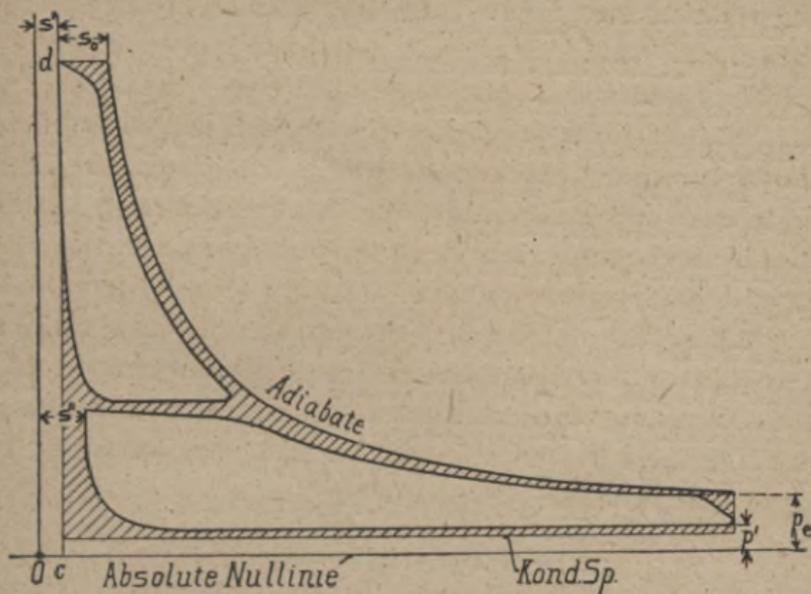


Fig. 47. Rankinisiertes Indikatordiagramm einer Zweifachexpansionsmaschine (die Bezeichnung p' ist durch p_1 zu ersetzen).

Drosselung und Undichtheiten verursachten Arbeitsverlusten. Das Verhältnis der Flächen des rankinisierten Gesamtdiagramms zur Fläche des theoretischen Diagramms wird als Völligkeitsgrad bezeichnet.

Die Art der Einzeichnung des theoretischen Diagramms ist verschieden. Meist begnügt man sich damit, durch den Füllungsendpoint eine gleichseitige Hyperbel zu legen. Damit ergeben sich auch verschiedene Werte für den Völligkeitsgrad. Man sollte deshalb stets angeben, in welcher Weise der Völligkeitsgrad bestimmt wurde.

In Fig. 47 bedeutet s_0 das durch Messung bestimmte, tatsächlich zugeführte Dampfvolumen. Die Adiabate ist von Punkt c aus konstruiert. Zur Beurteilung des Verlaufes der wirklichen Expansionslinien wird jedoch Punkt O verwendet.

Der Völligkeitsgrad, bezogen auf die Hyperbel durch den Füllungsendpunkt, schwankt, je nach der mehr oder weniger vollkommenen Arbeitsweise der betreffenden Verbundmaschine, zwischen 65 und 75%. Für Dreifachexpansionsmaschinen würde der Völligkeitsgrad unter sonst gleichen Verhältnissen kleiner ausfallen, für Einzylindermaschinen dagegen in der Regel größer. Für letztere ist es jedoch nicht üblich, den Völligkeitsgrad anzugeben.

Bemerkt sei, daß der Völligkeitsgrad nur einen Vergleichswert darstellt und nicht identisch mit dem thermodynamischen Wirkungsgrad ist. Übereinstimmung mit letzterem wäre nur dann vorhanden, wenn man den Völligkeitsgrad auf das ideale Diagramm (Maschine mit vollständiger Expansion nach dem Prozeß von Clausius-Rankine) beziehen würde.

36. Wärmediagramm der wirklichen Maschine.

Die Fig. 48, 52 und 56 zeigen die Wärmediagramme wirklicher Maschinen. Diese weichen mit Rücksicht auf den schädlichen Raum, den Wärmeaustausch, die unvollständige Expansion sowie die Drosselungs- und Lässigkeitsverluste von den theoretischen Diagrammen (Fig. 23 und 24) erheblich ab.

Zur Darstellung des Wärmediagramms einer Maschine benötigt man vor allem ihr Indikatordiagramm sowie ihren Dampfverbrauch. Weiter ist die Kenntnis des schädlichen Raums und der darin verbleibenden Rest-

dampfmenge (Kompressionsdampfmenge) erforderlich. Bezüglich der letzteren ist man, da der Dampfzustand bei Beginn der Kompression nicht bekannt ist, auf Annahmen angewiesen. Um alsdann das Wärmediagramm aufzeichnen zu können, macht man die Voraussetzung, daß nur das im Indikatordiagramm jeweilig sichtbare Dampfgewicht dampfförmig, der Rest hingegen flüssig sei. Und zwar denkt man sich die Flüssigkeit am einfachsten im Zylinder selbst und nimmt an, daß sie mit dem Dampf stets gleichen Druck und gleiche Temperatur besitze. Der Arbeitszylinder würde demnach gleichzeitig als Kessel und Kondensator zu dienen haben. Die Übertragung sämtlicher Punkte des Spannungsdiagramms ins Wärmediagramm ist nur unter dieser Voraussetzung möglich. Das Wärmediagramm stellt also nicht

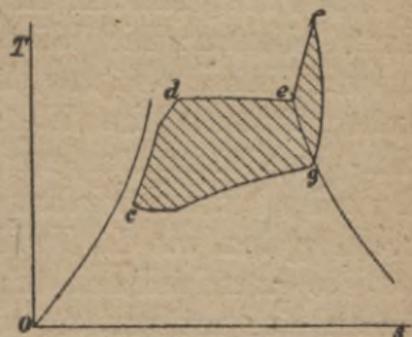


Fig. 48. Wirkliches Wärmediagramm einer Heißdampfexpansionsmaschine.

den sich tatsächlich im Dampfzylinder abspielenden Arbeitsprozeß dar, sondern einen gedachten, bei dem sich die gesamte arbeitende Dampfmenge von Anfang bis Ende im Zylinder befindet. Diese Annahme trifft aber nur für die Expansionsperiode zu¹⁾, während bei der Ein- und Ausströmperiode die im Zylinder befindliche Dampfmenge veränderlich und ihrer jeweiligen Größe nach unbekannt ist. Da jedoch in dem unter stehenden Annahmen gezeichneten Wärmediagramm die Endzustände mit den wirklichen Zuständen der arbei-

¹⁾ Allerdings darf auch hier nicht übersehen werden, daß die Bestimmung der Restdampfmenge auf einer willkürlichen Annahme beruht (vgl. Fußnote S. 110).

tenden Dampfmenge übereinstimmen, und da der gedachte Prozeß, wenn wirklich in einer Maschine durchgeführt, das gleiche Indikatordiagramm, mithin auch die gleiche äußere Arbeit ergeben würde wie der wirkliche Vorgang, so muß nach dem ersten Hauptsatz der Wärmetheorie auch die zu- oder abgeführte Wärme (für jede Periode) die gleiche sein wie beim wirklichen Vorgang. Man kann daher, wenigstens für die Ermittlung des Wirkungsgrades, den gedachten Vorgang und den wirklich ausgeführten einander gleich setzen. Mit anderen Worten: Die Wärmeflächen, gemessen über die ganzen Perioden hinweg, sind richtig, aber über den wirklichen Zustand (den Wassergehalt) des im Verlauf der Ein- und Ausströmperiode im Zylinder befindlichen Dampfes kann das Wärmediagramm ebensowenig Aufschluß geben wie das Indikatordiagramm.

Die verschiedenen Punkte des Wärmediagramms lassen sich rechnerisch oder graphisch ermitteln. Für gewöhnlich ist der Weg der Rechnung der bequemere und genauere. Man verfährt hierbei folgendermaßen: Bestimme das Gewicht der im Zylinder verbleibenden Restdampfmenge G_r , indem man den Dampf zu Beginn der Kompression als trocken gesättigt annimmt¹⁾. Ist G_f das Gewicht der pro Hub zugeführten Frischdampfmenge, so stellt $G_r + G_f$ das arbeitende Dampfgewicht dar. Ziehe im Abstand s' gleich dem schädlichen Raum eine Vertikale (Fig. 41) und trage in das Indikatordiagramm die Grenzkurve für das arbeitende Dampfgewicht $G_r + G_f$ ein. Soll nun z. B. der beliebige Punkt c der Expansionslinie ins Wärmediagramm übertragen werden, so bestimme man die Spannung in c und entnehme die zu-

¹⁾ Die Annahme, daß der Dampf zu Beginn der Kompression trocken gesättigt sei, ist eine willkürliche; wahrscheinlich ist, wenigstens bei Kondensationsbetrieb, $x < 1$.

gehörige Temperatur aus der Dampftabelle. Man kann damit die Isotherme (Horizontale) ins Wärmiediagramm eintragen, auf welcher der gesuchte Punkt liegt. Letzterer ergibt sich alsdann, wenn man die Strecke zwischen den Grenzkurven im Verhältnis $bc : bd$ teilt. Genau so überträgt man die Punkte der Ausströmlinie, der Kompressionslinie und der Einströmlinie, soweit die letzteren im Sättigungsgebiet liegen, ins Wärmiediagramm. Bei

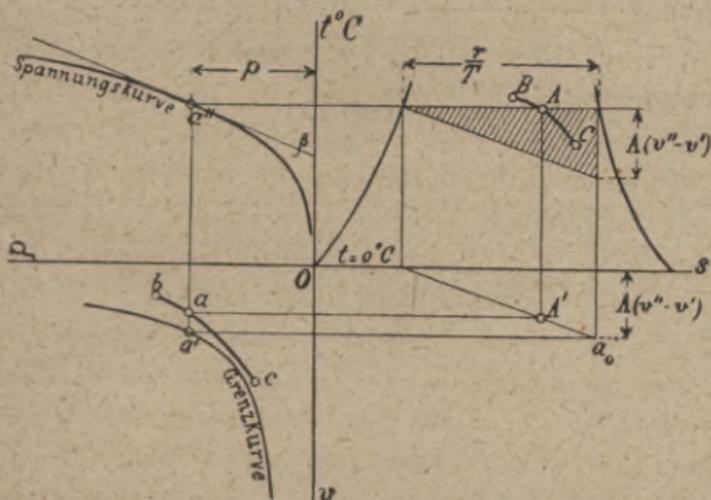


Fig. 49. Graphischer Zusammenhang zwischen $p v$ - und TS -Kurve.

denjenigen Punkten der Einström- bzw. Expansionslinie, die außerhalb der Grenzkurve, d.h. im Überhitzungsgebiet liegen, muß die Temperatur auf Grund der Zustandsgleichung berechnet werden. Soll z. B. der Punkt e in Fig. 41 ins Wärmiediagramm übertragen werden, so bestimme man zunächst das spezifische Dampfvolument v , indem man das der Strecke ie entsprechende Zylinder-
volumen ermittelt und mit $G_r + G_f$ dividiert. Mit den beiden Größen p und v ergibt sich nun aus der Gleichung

$$v = 0,001 + 47 \frac{T}{P} - \mathfrak{B}$$

die Temperatur T . Steht eine Entropietafel zur Verfügung, in der auch die v -Linien eingetragen sind, so ist T ohne weiteres durch den Schnittpunkt der p -Kurve mit der v -Kurve bestimmt. Auf diese Weise ergeben sich auch die übrigen im Überhitzungsgebiet liegenden Punkte.

Der Grundgedanke des graphischen Verfahrens nach

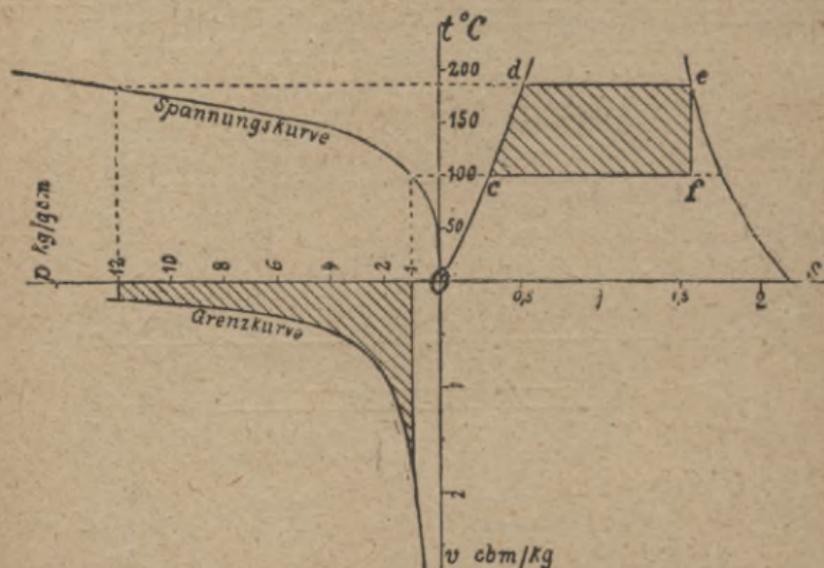


Fig. 50. Spannungs- und Wärmediagramm einer verlustlosen Maschine mit vollständiger Expansion (Prozeß von Clausius-Rankine).

Boulvin¹⁾ ist der, das Wärmediagramm mit dem $p-v$ -Diagramm so in Beziehung zu bringen, daß entsprechende Punkte ohne weiteres aus dem einen ins andere übertragen werden können. Zu diesem Zweck werden in ein rechtwinkliges Koordinatensystem (Fig. 49) im rechten oberen Quadranten die Grenzkurven des Wärmediagramms der gesättigten Dämpfe so eingetragen, daß die wagerechte Achse der Temperatur 0°C entspricht;

¹⁾ Dieses Verfahren ist von Schröter und Koob in der Z. d. V. d. I. 1903, S. 1409 ausführlich geschildert.

im linken oberen Quadranten zeichnet man in beliebigem Druckmaßstab die Spannungskurve des gesättigten Wasserdampfes und zwar mit dem Temperaturmaßstab des Wärmiediagramms auf. Der Zusammenhang mit der im linken unteren Quadranten eingetragenen Sättigungskurve ergibt sich dann durch die Gleichung von Clapeyron-Clausius

$$A(v'' - v') = \frac{r}{\text{tg } \beta}.$$

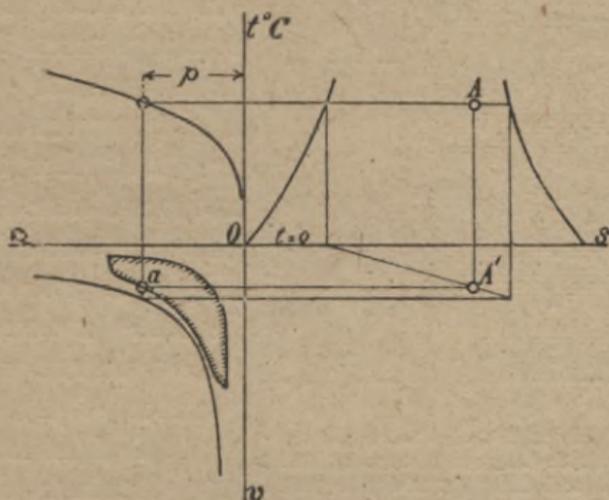


Fig. 51. Übertragung eines Indikatordiagrammes ins Wärmiediagramm (Boulvinsches Verfahren).

Einem Punkt A des Wärmiediagramms mit der spez. Dampfmenge x entspricht der Punkt a im p - v -Diagramm. Damit läßt sich jede beliebige Druckkurve im p - v -Diagramm, z. B. die Expansionslinie bac eines Indikatordiagramms ins Wärmiediagramm übertragen. Fig. 50 zeigt z. B. den Zusammenhang zwischen dem idealen Dampfdiagramm (Prozeß nach Clausius-Rankine) und dem zugehörigen Wärmiediagramm.

Bemerkt sei, daß die Größen A ($v'' - v'$) nicht gerade in dem Maßstab aufgetragen werden müssen, in dem sie sich mittels der Tangenten der Spannungskurve unmittelbar aus dem Wärmediagramm ergeben. Man kann vielmehr einen beliebigen Maßstab für die Sättigungskurve wählen. Am ein-

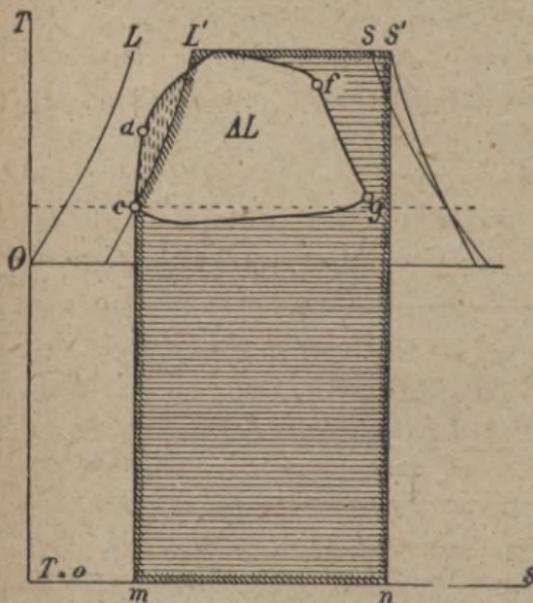


Fig. 52. Wärmediagramm einer Einzylinder-Sattdampfmaschine (die Grenzkurven L und S beziehen sich auf die gesamte arbeitende Dampfmenge $G_f + G_r$, während L' und S' sich auf G_f allein beziehen).

entspricht cd der Kompression, df der Einströmung, fg der Expansion und gc der Ausströmung. Man erkennt hier deutlich, daß die Expansion infolge des Wärmeaustausches keine adiabatische ist. Die während der Kompressions- und Einströmperiode von den Wandungen aufgenommene Wärme wird während der Expansion zum Teil wieder an die arbeitende Dampfmenge zurückerstattet. Die Expansion verläuft daher unter starker Wärmezufuhr.

fachsten zeichnet man sie mit Hilfe der Dampftabellen.

Die Übertragung eines beliebigen Indikatordiagramms ins Wärmediagramm ist aus Fig. 51 ersichtlich. Der Punkt A teilt die Strecke zwischen den Grenzkurven im gleichen Verhältnis, wie Punkt a die Strecke zwischen Sättigungskurve und wagrechter Achse.

Bei dem in Fig. 52 dargestellten Wärmediagramm einer Sattdampfmaschine ent-

In Fig. 52 bedeutet die geränderte Fläche die im Frischdampf G_f zugeführte Wärme, wobei vorausgesetzt ist, daß kein Dampfmantel vorhanden ist. Die Fläche $edfgc$ des Wärmediagramms stellt die in indizierte Arbeit verwandelte Wärme dar. Das Verhältnis beider Flächen entspricht sonach dem thermischen Wirkungsgrad des Arbeitsprozesses. Die verlorene Wärme ist durch die horizontal schraffierte Fläche, vermindert um die senkrecht schraffierte, dargestellt.

Das vorstehend gekennzeichnete graphische Verfahren gilt nur für das Sättigungsgebiet zwischen den Grenzkurven. Wird mit Überhitzung gearbeitet, so liegt, wenigstens bei genügend hoher Anfangstemperatur, ein Teil der Einström- und Expansionslinie außerhalb der Grenzkurven. Für die Übertragung dieser im Überhitzungsgebiet liegenden Teile des Indikatordiagramms ins Wärmediagramm hat Boulvin ebenfalls ein graphisches Verfahren angegeben, bei dem die spezifische Wärme des Heißdampfes als konstant angenommen wird. Da sich in Wirklichkeit c_p mit der Temperatur und dem Druck des Dampfes ändert, so ist es besser, von dem graphischen Verfahren abzusehen und die im Überhitzungsgebiet gelegenen Punkte rechnerisch in der oben geschilderten Weise zu bestimmen.

VI. Wärmeausnützung der wirklichen Maschine.

37. Die Verlustquellen.

Um ein Bild von den Verlusten einer Dampfkraftanlage zu bekommen, geht man am besten von dem in der Kesselfeuerung stattfindenden Verbrennungsvorgang

gasen auf den Dampf ein bedeutender Temperatursturz, d. h. eine Entwertung der Wärme stattfindet. Dies zeigt sich deutlich, wenn wir den thermischen Wirkungsgrad einer idealen, nach einem Carnotprozeß arbeitenden Satt-dampfmaschine mit vollständiger Expansion bestimmen. Nimmt man die Spannung des Frischdampfes zu 12 at Üb entsprechend einer Temperatur von $190,6^{\circ}\text{C}$ an, so ergibt sich unter Zugrundelegung einer Kondensatortemperatur von 40°C

$$\eta_{th} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = \frac{150,6}{463,6} = 0,325,$$

d. h. die Verluste betragen $67,5\%$. In dieser Zahl sind jedoch die Verluste, welche in der Kesselanlage auftreten, noch nicht enthalten.

Nach dieser allgemeinen Einleitung wollen wir uns die Verluste im einzelnen betrachten. Bei der Dampferzeugung geht ein Teil der Brennstoffwärme durch

Leitung und Strahlung, durch unvollkommene Verbrennung und durch die Abgase verloren. Der letztgenannte Verlust ist in Fig. 54 durch die Fläche $abfg$ dargestellt. Die gesamten Verluste in der Kesselanlage belaufen sich durchschnittlich auf 25% . Die übrigen 75% der Brennstoffwärme werden auf den Kesselinhalt übertragen, finden sich also in Form von Dampfwärme wieder. Hierbei hat jedoch gemäß oben eine Entwertung der Wärme stattgefunden. Denn bei einer absoluten Verbrennungstemperatur von 1500° und einer Abgastemperatur von 500° fällt die Wärme ohne Arbeitsleistung aus einer Höhe

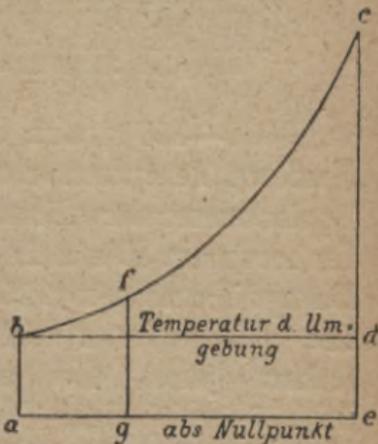


Fig. 54. Wärmediagramm der Verbrennungsgase (Abgasverlust).

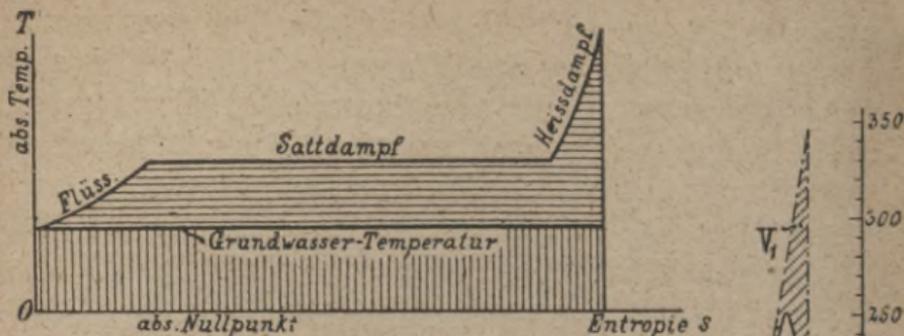


Fig. 55. Temperatur-Entropiediagramm des Wasserdampfes. Theoretisches Arbeitsmaximum.

von $500\text{--}1500^\circ$ auf die absolute Temperatur des Speisewassers bzw. Dampfes herunter. Die auf den Dampf übertragenen 75% der Brennstoffwärme haben jetzt die aus Fig. 55 ersichtliche Verteilung, wobei der für die Umwandlung in Arbeit zur Verfügung stehende Teil durch den Inhalt der wagrecht schraffierten

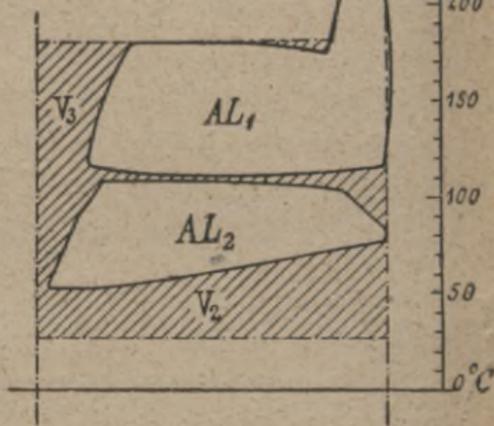


Fig. 56. Wärmediagramm einer Zweifachexpansionsmaschine für Heißdampf-betrieb und Kondensation.

Fläche dargestellt ist. Diese Arbeit ließe sich durch eine vollkommene, nach dem Prozeß von Clausius-Rankine arbeitende Maschine ausnützen. In Wirklichkeit geht aber auch hiervon noch ein gewisser Betrag verloren, wie Fig. 56 erkennen läßt. Diese Figur zeigt das Wärmediagramm einer Heißdampf-Tandemmaschine. Die schraffierten Flächen sind Verlustflächen. Die Verluste entstehen:

1. durch den Wärmeaustausch zwischen Dampf und Zylinderwandung (Fläche V_1),

2. durch die unvollständige Expansion des Arbeitsdampfes und die Wärmeabführung an den Kondensator, welche bei einer Temperatur von ca. $40\text{--}50^\circ$ vor sich geht; in Fig. 56 ist dieser Verlust durch Fläche V_2 dargestellt,

3. durch Strahlung, Undichtigkeit und Drosselung.

Die Folge aller dieser Verluste ist, daß die indizierte Arbeit im günstigsten Fall nur noch $18\text{--}19\%$ der Verbrennungswärme beträgt.

Stellt man im JS -Diagramm die Verluste der wirklichen Maschine gegenüber der vollkommenen dar, so ergibt sich das Bild Fig. 57. In der vollkommenen Maschine

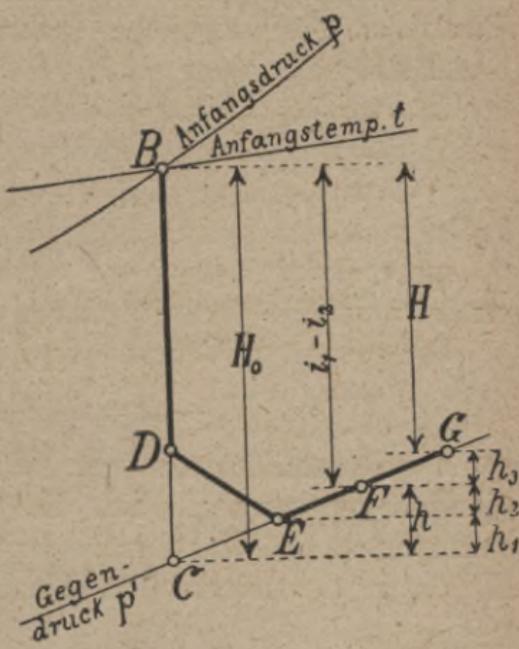


Fig. 57. Mollier-Diagramm der wirklichen Maschine.

bekäme man die durch das adiabatische Wärmegefälle H_0 dargestellte Arbeit. In Wirklichkeit jedoch wird nur ein Wärmegefälle von der Größe H in indizierte Arbeit verwandelt. Denn es ist zu berücksichtigen, daß die Expansion keine vollständige ist, sondern bereits im Punkt D aufhört. Man kommt also im JS -Diagramm nicht nach Punkt C , sondern etwa nach Punkt E . Das Maß h_1 stellt hierbei den Verlust durch unvollständige Expansion bzw. den theoretischen Abdampfverlust dar. Dieser Verlust über-

trifft bei modernen Dampfmaschinen die inneren Verluste durch Wärmeaustausch, Drosselung usw.

Infolge der Verluste durch Wärmeaustausch, Drosselung und Lässigkeit entspricht nun aber der tatsächliche Abdampfzustand nicht dem Punkt E , sondern etwa dem Punkte F . Der wirkliche Abdampfverlust h ist also um den Betrag h_2 größer als h_1 .

Ist der Wärmeinhalt des Frischdampfes (Punkt B) gleich i_1 und der des Abdampfes (Punkt F) gleich i_2 , so sind pro kg Dampf ($i_1 - i_2$) WE verschwunden. In indizierte Arbeit wurde aber nur ein dem Wärmegefälle H entsprechender Betrag verwandelt. Der Unterschied h_3 entfällt auf die Verluste durch Strahlung und Leitung.

Die gesamten Verluste sind daher

$$H_0 - H = h_1 + h_2 + h_3.$$

Zur Beurteilung einer Maschine ist die Trennung der Verluste notwendig. Um die wirkliche Maschine der verlustlosen möglichst nahe bringen zu können, ist die Kenntnis der sämtlichen Einzelverluste unerläßlich.

38. Mittel zur Verringerung der Wärmeverluste.

Zur Verringerung der im letzten Abschnitt aufgezählten Verluste gibt es verschiedene Mittel. Der Verlust V_1 infolge des Wärmeaustauschs wird dadurch in wirksamster Weise verringert, daß man möglichst hohe Dampftemperaturen anwendet und auf kleine schädliche Flächen bedacht ist. Je mehr durch geeignete konstruktive Maßnahmen die Abkühlungsflächen verringert werden, desto niedriger kann unter sonst gleichen Verhältnissen die Überhitzung gewählt werden. Der Verlust V_2 läßt sich mit Hilfe von Abwärmekraftmaschinen und Abdampfturbinen verringern. Die ersteren, auch Kalt-

dampfmaschinen genannt, sind seit Einführung der Abdampfturbinen ganz von der Bildfläche verschwunden. Vgl. in dieser Hinsicht auch das weiter unten über Mehrstoffkraftmaschinen Ausgeführte.

Was den Hauptverlust des Dampfmaschinenprozesses, den Temperatursturz und die damit verbundene Entropievergrößerung betrifft, so wird dieser durch die Dampfüberhitzung etwas verringert. Allerdings macht die bei höherer Temperatur zugeführte Überhitzungswärme nur einen kleinen Teil der Gesamtwärme aus, weshalb auch im Abschn. 24 darauf hingewiesen wurde, daß der Hauptvorteil der Überhitzung in der Verringerung des Wärmeaustausches zu erblicken sei. Es hätte demnach wirtschaftlich wenig Wert, mit der Dampftemperatur über diejenige Grenze hinauszugehen, bei welcher der Abdampf die Maschine gerade trocken gesättigt verläßt. In Wirklichkeit muß man sogar noch unter dieser Temperatur bleiben, mit Rücksicht auf die Betriebssicherheit.

Wenn sonach der Temperatursturz von der Heizgastemperatur bis herab auf die Dampftemperatur nicht weiter verringert werden kann, weil sich gewisse Drücke und Dampftemperaturen praktisch nicht überschreiten lassen, so könnte man etwa daran denken, den Verlust, der durch die allmähliche Erwärmung des Speisewassers entsteht, zu beseitigen. Dieser Verlust, der in Fig. 56 mit V_3 bezeichnet ist, wird jedoch wohl für alle Zeiten beibehalten werden müssen. Er ließe sich nur dadurch vermeiden, daß man nach Art des Carnotprozesses das Wasser- und Dampfgemisch adiabatisch bis auf den Kesseldruck komprimiert. Letzteres wäre aber nur dann in der Maschine selbst ausführbar, wenn der Arbeitszylinder gleichzeitig auch Kondensator und Kessel wäre, und wenn der schädliche Raum praktisch gleich Null gemacht

werden könnte, was aus begreiflichen Gründen nicht möglich ist. Man müßte deshalb zur adiabatischen Kompression des Dampfwassergemisches einen besonderen Kompressor aufstellen. Ein derartiger mechanischer Speisewassererwärmer würde aber, von baulichen Schwierigkeiten und Kosten ganz abgesehen, schon durch seine Eigenwiderstände den erhofften Gewinn wieder aufzehren, weshalb man auch hiervon abstehen muß. Um die durch den Temperatursturz bis herab auf die Wassertemperatur bedingten Verluste zu verringern, bleibt daher kein anderes Mittel übrig, als das Speisewasser vor seiner Einführung in den Kessel durch Abdampf oder durch Abgase möglichst hoch zu erwärmen.

Da die gewöhnliche Wasserdampfmaschine nur ein verhältnismäßig kleines Temperaturgefälle auszunützen vermag, so hat man zwecks Verbesserung des Arbeitsprozesses auch schon andere Wärmeträger ins Auge gefaßt. Beispielsweise schlug Prof. Schreiber eine Mehrstoffmaschine vor, bei der drei Flüssigkeiten benützt werden, die bei praktisch anwendbaren Drücken das zur Verfügung stehende Temperaturgebiet in aufeinanderfolgenden Stufen ausnützen. Und zwar empfiehlt Schreiber für das Temperaturgebiet von $310-190^{\circ}$ Anilin, für $190-80^{\circ}$ Wasserdampf und für $80-30^{\circ}$ Äthylamin. Nach Schreiber würde eine derartige Dreistoffdampfmaschine 37,8% der in den Heizgasen enthaltenen Wärme in Arbeit umsetzen, sofern die Heizgase bis auf 180° ausgenützt werden. Die bisherigen Versuche mit Mehrstoffkraftmaschinen sind jedoch alle an praktischen Schwierigkeiten gescheitert, weil sämtliche nach Wasser in Betracht kommende Stoffe unerwünschte Eigenschaften besitzen, wie hohen Preis, Giftigkeit, leichte Entzündbarkeit, chemische Veränderlichkeit u. dgl. Dies ist auch der Grund,

weshalb sich die von Behrend und Zimmermann herührende und von Prof. Josse vervollkommnete Kalt-dampfmaschine nicht einzuführen vermochte.

Die vollkommenste Ausnützung der Brennstoffwärme ergibt sich für solche Anlagen, die außer Kraft auch Wärme zu Koch- und Heizzwecken benötigen (vgl. Abschn. 41 bis 43).

39. Thermodynamischer und thermischer Wirkungsgrad.

Um zwei Maschinen miteinander zu vergleichen, bestimmt man ihren thermodynamischen Wirkungsgrad oder Gütegrad¹⁾. Dieser gibt ein einwandfreies Bild von der Dampfökonomie. Die Dampfverbrauchsziffern hingegen lassen sich gemäß früher nicht ohne weiteres in Vergleich setzen, da meistens Druck und Temperatur des Dampfes verschiedene Größe besitzen. Allerdings ist auch der thermodynamische Wirkungsgrad kein vollkommener Maßstab für die Wirtschaftlichkeit einer Maschine. Denn durch Steigerung des Vakuums über eine gewisse Grenze (ca. 85—90%) wird die Wirtschaftlichkeit nur noch unerheblich verbessert. Die indizierte Arbeit wächst nicht entfernt in dem Maße, wie die disponible²⁾. Es kann deshalb sein, daß ein und dieselbe Maschine mit hohem Vakuum einen schlechteren Gütegrad aufweist, als mit niederem Vakuum, was ein Widerspruch ist.

Bei Auspuffmaschinen ist der thermodynamische Wirkungsgrad größer als bei Kondensationsmaschinen, weil bei den ersteren infolge des kleineren Temperaturgefälles weniger Verluste durch Wärmeaustausch entstehen. Sodann ist bei Auspuffmaschinen der Verlust

¹⁾ Vgl. auch S. 80.

²⁾ Vgl. Abschn. 26 sowie Band II, Abschn. 36.

durch unvollständige Expansion kleiner als bei Kondensationsmaschinen. Arbeitet man bei ersteren mit einer Spitze, so fallen die Verluste durch unvollständige Expansion überhaupt weg.

Man kann den thermodynamischen Wirkungsgrad von Heißdampfmaschinen, bezogen auf die normale indizierte Leistung, etwa wie folgt annehmen:

bei Einzylinder-Auspuffmaschinen	75—85%
bei Gegendruckmaschinen, je nach der Höhe des Gegendrucks	85—92%
bei Einzylinder-Kondensationsmaschinen	50—60%
bei Gleichstrommaschinen	60—75%
bei Verbund-Kondensationsmaschinen	60—80%

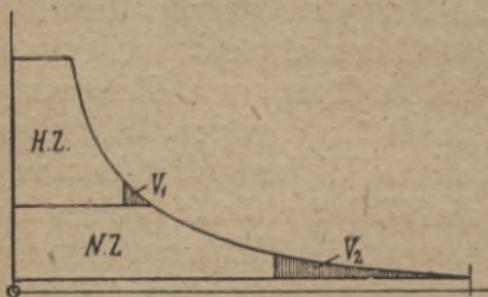


Fig. 58. Verluste V_1 und V_2 durch unvollständige Expansion in den Zylindern von Zweifachexpansionsmaschinen.

Die kleineren Zahlen gelten für kleine, die größeren für große Maschinen. Bei kleinen Maschinen sind nämlich die Oberflächen verhältnismäßig größer, und man hat infolgedessen größere Verluste durch Wärmeaustausch, Undichtheit und Strahlung.

Die vorstehenden Zahlen gelten für Dampf von 12 at Üb und 300°C . Bei kleinerem Druck und geringerer Überhitzung ergeben sich entsprechend niedrigere Wirkungsgrade; vgl. S. 80. Bei Sattdampfbetrieb bleibt man etwa 5—10% unter den obigen Werten.

Bezüglich der Verbund-Kondensationsmaschinen sei bemerkt, daß der Hochdruckzylinder günstiger arbeitet als der Niederdruckzylinder. Wenn auch im letzteren die Verluste durch Wärmeaustausch infolge des kleineren

Temperaturgefälles etwas geringer zu veranschlagen sind, so hat man anderseits im Hochdruckzylinder nur einen ganz geringen Verlust durch unvollständige Expansion (vgl. Fig. 58). Der Hochdruckzylinder entspricht hinsichtlich des thermodynamischen Wirkungsgrades der Einzylinder-Auspuffmaschine, der Niederdruckzylinder hingegen der Einzylinder-Kondensationsmaschine.

Bei Verbundmaschinen mit Zwischendampfentnahme ist der thermodynamische Wirkungsgrad des Niederdruckzylinders gewöhnlich nicht über 45—50% zu veranschlagen, da der Verlust durch Wärmeaustausch im Niederdruckzylinder infolge der verringerten Füllung größer ist als bei normalen Maschinen.

Während der thermodynamische Wirkungsgrad unserer vollkommensten Verbundmaschinen etwa 80% beträgt, kann ihr thermischer Wirkungsgrad zu 20—21% angenommen werden. Vgl. auch die Ausführungen über die verlustlose Maschine im Abschn. 27. Im allgemeinen wird diejenige Maschine die vollkommenere sein, die bei einer bestimmten Dampftemperatur die kleinste Füllung gestattet, oder anders ausgedrückt, diejenige Maschine besitzt den besseren thermodynamischen und mechanischen Wirkungsgrad, die das Minimum des Dampfverbrauchs bei kleinerem Expansionsenddruck erreicht.

40. Wirtschaftlicher Wirkungsgrad. Dampfverbrauch.

Für die praktische Beurteilung einer Dampfmaschine ist der gesamte oder wirtschaftliche Wirkungsgrad von Kessel- und Maschinenanlage zusammen maßgebend. Man hat bei Lokomobilen schon Werte von 18% erreicht, entsprechend einem Dampfverbrauch von rund 4 kg

und einem Kohlenverbrauch von rund 0,45 kg pro PSe-Stde¹⁾. Bei stationären Anlagen ist der Gesamtwirkungsgrad etwas kleiner als bei Lokomobilen. Es sind vier Gründe, weshalb Lokomobilen günstiger arbeiten als stationäre Anlagen: 1. Die Wärmeausstrahlung ist bei Lokomobilen kleiner; 2. die Rohrleitungsverluste fallen bei Lokomobilen weg, d. h. der vom Kessel erzeugte Heißdampf gelangt ohne Abkühlung in die Maschine; letztere bekommt also Dampf höherer Temperatur; 3. der Wärmeverbrauch der Speisepumpe ist bei Lokomobilen kleiner; 4. bei Lokomobilen besteht die Möglichkeit zweimaliger Überhitzung des Dampfes.

Was den Dampfverbrauch betrifft, so läßt sich dieser nur auf dem Wege des Versuches feststellen. Der aus dem Indikatordiagramm auf Grund der Füllung berechnete Verbrauch stimmt mit dem tatsächlichen nicht überein. Der letztere ist infolge des Wärmeaustausches und der Lässigkeitsverluste erheblich größer. Bei Sattedampfmaschinen beträgt der Mehrverbrauch unter Umständen 100% und darüber. Bei Heißdampfmaschinen ist der Mehrverbrauch weniger erheblich.

Durch die Überhitzung des Dampfes ist der Verbrauch weniger abhängig von der Maschinengröße geworden. Es zeigt sich nämlich, daß die durch die Überhitzung erzielte Wärmeersparnis mit der Leistung und der Zylinderzahl abnimmt. Auch der Einfluß der Belastung auf den Dampfverbrauch wird durch die Überhitzung verringert.

Bei kleinen Maschinen ist der Dampfverbrauch um deswillen etwas höher, weil der mechanische Wirkungsgrad schlechter ist, und weil die Verluste durch Lässigkeit

¹⁾ Vgl. das Werk des Verfassers „Die zweckmäßigste Betriebskraft“, Sammlung Göschen.

keit, Wärmeaustausch und Strahlung verhältnismäßig größer sind. Vgl. Abschn. 39.

In der Regel wird der Dampfverbrauch auf die PSe-Stde bezogen, insbesondere bei größeren Maschinen, bei denen an sich eine Bestimmung der Nutzleistung durch Abbremsen nicht möglich ist¹⁾. Um den Dampfverbrauch verschiedener Maschinen unter sich und mit Sattdampfmaschinen vergleichen zu können, ist es notwendig, ihn

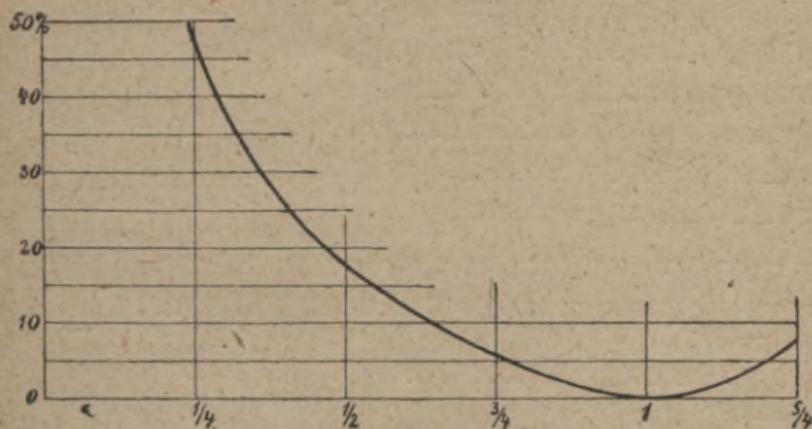


Fig. 59. Mittlere prozentuale Zunahme des Dampfverbrauches pro PSe-Stde von teilweise belasteten stationären Maschinen bei konstantem Druck (12 at Üb) und konstanter Temperatur (300° C).

auf gleichen Wärmeinhalt zu reduzieren. Dies geschieht dadurch, daß man den Verbrauch der Heißdampfmaschine mit einem Bruch multipliziert, in dessen Zähler der Wärmeinhalt des überhitzten Dampfes und in dessen Nenner der Wärmeinhalt gesättigten Dampfes vom gleichen Druck steht. Ohne diese Reduktion erscheint die Heißdampfmaschine zu günstig gegenüber der Sattdampfmaschine, und zwar um so mehr, je höher der Dampf überhitzt ist.

¹⁾ In Nummer 16 der Normen ist ausdrücklich festgesetzt, daß sich Dampfverbrauchsangaben, wenn nichts anderes bestimmt ist, auf die indizierte Leistung beziehen.

Wenn für ein bestimmtes Maschinensystem der thermodynamische Wirkungsgrad bekannt ist, so läßt sich der Dampfverbrauch auf dem Wege der Rechnung bestimmen. Dieser Weg muß beschritten werden, wenn es sich darum handelt, für eine Maschine, die in gleicher Größe und für dieselben Betriebsverhältnisse noch nicht gebaut wurde, Garantien abzugeben. Man bestimmt alsdann gemäß Abschn. 27 den Dampfverbrauch der verlustlosen Maschine, die in den gleichen Druck- und Temperaturgrenzen arbeitet, und dividiert denselben mit dem thermodynamischen Wirkungsgrad. Vgl. das folgende Beispiel sowie die Ausführungen weiter unten. Bezüglich des Dampfverbrauchs von Gegendruckmaschinen sei auf Abschn. 41 verwiesen.

Der Mehrverbrauch an Dampf beträgt gemäß Fig. 59 bei Dreiviertelbelastung ca. 5—7%, bei Einhalbbelastung ca. 15—20% und bei Einviertelbelastung ca. 45—50%. Bei Überlastung um 25% nimmt der Dampfverbrauch ca. 7—9% zu.

Beispiel. Welcher Dampfverbrauch läßt sich für eine normale Verbundmaschine von 200 PSe garantieren, wenn der Frischdampf vor der Maschine 12 at Üb und 300° C besitzt? Das Vakuum im Kondensator sei 90%.

Wie sich aus dem JS-Diagramm ergibt, ist das adiabatische Wärmegefälle 198,7 WE. Der Dampfverbrauch der verlustlosen Maschine beträgt demnach $\frac{632,3}{198,7} = 3,18$ kg. Nimmt man an, daß der thermodynamische Wirkungsgrad der Maschine 65% beträgt, so bestimmt sich der Dampfverbrauch pro PStde zu $\frac{3,18}{0,65} = 4,9$ kg.

Die Berechnung des Dampfverbrauchs auf Grund des thermodynamischen Wirkungsgrades ausgeführter Maschinen hat zur Voraussetzung, daß annähernd die glei-

chen Temperatur- und Druckverhältnisse vorliegen. Handelt es sich hingegen um größere Abweichungen, so ist gemäß Abschn. 27, Beisp. III die Veränderung des thermodynamischen Wirkungsgrades zu berücksichtigen.

VII. Die Abdampfverwertung¹⁾.

41. Heizen mit Abdampf.

Die im Abdampf einer Maschine enthaltene Wärme ist um den Wärmewert der indizierten Arbeit sowie um einen auf die Strahlungsverluste entfallenden Wärmebetrag kleiner als die Frischdampfwärme. Wie sich aus dem folgenden Beispiel ergibt, enthält der Abdampf noch den weitaus größten Teil der Frischdampfwärme. Daraus folgt, daß es zweckmäßig ist, die im Abdampf enthaltene Wärme weiterhin zu Heizzwecken u. dgl. auszunützen.

Die Maschine kann hierbei mit gewöhnlichem Auspuff oder mit Gegendruck betrieben werden. Auch den Abdampf von Kondensationsmaschinen kann man zu Heizzwecken ausnützen, z. B. zur Erzeugung von Warmwasser für Brauereien, Badeanstalten usw. (oder zur Lufterwärmung). Man erreicht hierbei Wassertemperaturen von 40—50° C, je nach der Höhe des Vakuums, während man mit Auspuffdampf bis ca. 90° C kommt. Wenn bei Auspuffbetrieb nur ein Teil des gesamten Abdampfs, etwa ein Viertel oder weniger, zu Heizzwecken verwendet werden kann, so ist es im allgemeinen wirtschaftlicher, mit Kondensation zu arbeiten und den Heizdampf direkt aus dem Kessel zu entnehmen, sofern in solchen Fällen nicht Zwischendampfentnahme vorzuziehen ist. Näheres hierüber enthalten Abschn. 42 u. 43.

¹⁾ Vgl. auch Abschn. 53—55 im II. Band.

In letzterem Abschnitt ist an Hand von Beispielen dargelegt, daß die kombinierte Kraft- und Wärmeerzeugung im allgemeinen wirtschaftlicher ist, als Kondensationsbetrieb mit getrennter Heizdampferzeugung.

Wo nur für einen Teil des Abdampfs Verwendung besteht, ist bei größeren Anlagen auch die Lösung möglich, daß man zwei Maschinen aufstellt, eine Auspuff- bzw. Gegendruckmaschine für die Heizung und eine Kondensationsmaschine für ausschließliche Krafterzeugung, die beide auf dieselbe Welle oder das gleiche elektrische Netz arbeiten. Die Heizdampfmaschine wird hierbei von Hand oder automatisch nach D. R. P. 139 013 nur so stark belastet, daß ihr Auspuffdampf gerade dem Heizbedürfnis genügt. Ist kein Heizdampf nötig, so läuft nur die Kondensationsmaschine. Die bei veränderlichem Heizdampfbedarf entstehenden Kraftschwankungen werden durch den Geschwindigkeitsregulator der Kondensationsmaschine ausgeglichen. Diese Lösung kommt meist nur zur wirtschaftlichen Ausgestaltung vorhandener Dampfanlagen in Betracht.

Beispiel I. Eine Dampfmaschine brauche bei Betrieb mit Kondensation 6,2 kg Dampf von 12 at Üb und 300° C, bei Betrieb mit Auspuff 7 kg, jeweils bezogen auf die PSi-Stde. Wie hoch stellt sich in beiden Fällen der Wärmeverbrauch pro PSi-Stde, wenn man annimmt, daß der Abdampf bei Auspuffbetrieb noch zu Heizzwecken ausgenützt wird?

Antwort: Der Wärmeinhalt überhitzten Dampfes von 13 at abs und 300° C beträgt gemäß Entropietafel 728,5 WE. Bei 50° Speisewassertemperatur ist sonach der Wärmeaufwand pro kg Dampf 678,5 WE. Der Wärmeverbrauch pro PSi-Stde ergibt sich daher bei Kondensationsbetrieb zu $6,2 \cdot 678,5 =$ rund 4200 WE.

Bei Auspuffbetrieb bestimmt sich der Wärmeverbrauch pro PSi-Stde aus der Differenz der Wärmeinhalte von Ein- und Austrittsdampf, wobei angenommen ist, daß der gesamte Abdampf zu Heizzwecken nutzbar gemacht wird. Der Wärme-

inhalt des Auspuffdampfs ist gemäß oben um den Wärmewert der indizierten Arbeit (632,3 WE) sowie um den Strahlungsverlust kleiner als der Wärmeinhalt des Frischdampfs. Schätzt man die Wärmeabnahme pro PSi-Stde, einschl. der Strahlungsverluste, zu rund 700 WE, so würden pro kg Dampf $700 : 7 = 100$ WE zur Arbeitsleistung in der Maschine verbraucht. Der Abdampf enthält sonach noch $728,5 - 100 = 628,5$ WE, d. h. im Abdampf sind noch ca. 86% der Frischdampfwärme enthalten und zu Heizzwecken verfügbar. Bei geringerem Dampfverbrauch geht der Prozentsatz auf etwa 80% herunter, bei höherem Verbrauch hingegen auf ca. 90% hinauf. Im Abdampf sind also im allgemeinen noch 80—90% der Frischdampfwärme enthalten, oder im Mittel etwa 60% der aufgewendeten Brennstoffwärme. Diese Zahl gilt auch für Betrieb mit Kondensation.

Im vorstehenden Beispiel wurde angenommen, daß die Spannung des Auspuffdampfs nur wenig über der Atmosphäre liegt. Handelt es sich um einen größeren Gegendruck, so ist, wie aus dem JS-Diagramm ohne weiteres hervorgeht, das nutzbare Wärmegefälle entsprechend kleiner. Damit ist eine Erhöhung des Dampfverbrauchs verbunden, wie das folgende Beispiel zeigt. Diese Erhöhung ist jedoch ohne Belang, wenn der Abdampf zu Heiz- und Kochzwecken ausgenützt werden kann.

Beispiel II. Eine Einzylindermaschine von 100 PSe werde mit Dampf von 12 at Üb und 300°C betrieben. Die Maschine arbeite in Verbindung mit einer Heizanlage derart, daß der Auspuff- bzw. Heizdampf eine Spannung von 2,5 at abs besitzt. Wie groß ist der Dampfverbrauch pro PSe-Stde?

Antwort: Angenähert ergibt sich der Dampfverbrauch mit Hilfe des JS-Diagramms. Das adiabatische Wärmegefälle beträgt für die angegebenen Spannungsgrenzen 84 WE. Schätzt man den thermodynamischen Wirkungsgrad der Maschine zu 80%, so bestimmt sich der Dampfverbrauch pro

PSi-Stde zu $D_i = \frac{632,3}{84 \cdot 0,8} = 9,4$ kg. Unter Annahme eines mechanischen Wirkungsgrades von 90% ergibt sich demnach

der Dampfverbrauch pro PSe-Stde zu $D_e = \frac{9,4}{0,9} = 10,4$ kg.

Der Dampfverbrauch ist also, wie zu erwarten war, höher als der einer mit Auspuff arbeitenden Maschine.

Wenn außer dem Dampfverbrauch auch das Hubvolumen der Maschine zu bestimmen ist, so verfähre man wie folgt: Entwirf ein Indikatordiagramm (Fig. 60) für die normale Belastung der Maschine, so ergibt sich durch dessen Planimetrierung die mittlere indizierte

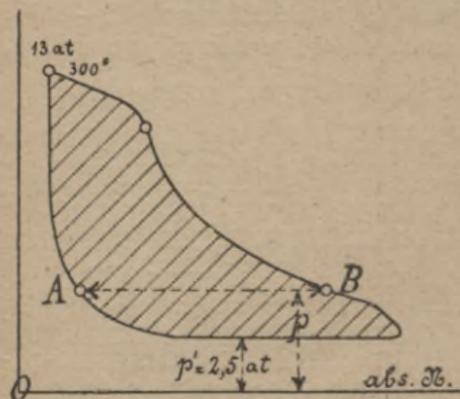


Fig. 60. Indikatordiagramm einer Gegendruckmaschine (lies $p_i = \text{ca. } 2,6$ at an Stelle von $p' = 2,5$ at).

Spannung p_i und damit das Hubvolumen der Maschine¹⁾. Ziehe alsdann durch Punkt B der Expansionslinie eine Horizontale BA, so ergibt sich der Dampfverbrauch pro PSt-Stde zu

$$D_i = \frac{27 \cdot l}{p_i \cdot x \cdot v''}$$

Hierbei bedeuten $l = AB : s$ die der zugeführten Dampfmenge

entsprechende Diagrammlänge in Bruchteilen des Hubes, v'' das spezifische Volumen trocken gesättigten Dampfes vom Druck p und x die spezifische Dampfmenge im Punkt B. Letztere läßt sich annähernd mit Hilfe des JS-Diagramms schätzen. Genauere Anhaltspunkte für die Wahl von x liefern die Versuchsergebnisse von Eberle²⁾. Da bei diesen Versuchen die Werte von x am Ende der Expansion bestimmt wurden, so empfiehlt es sich für gewöhnlich, den Punkt B möglichst

¹⁾ Vgl. Abschn. 8 im II. Band.

²⁾ Vgl. Z. d. V. d. I. 1907, S. 2005 ff

Infolge der Zwischendampfentnahme verringert sich die Füllung des Niederdruckzylinders, d. h. man muß im Hochdruckzylinder mit verhältnismäßig größerer Füllung arbeiten. Die Dampfverteilung gestaltet sich hierbei etwa, wie in Fig. 61 dargestellt. Die Füllung des Niederdruckzylinders beträgt anstatt dc nur de , d. h. der zu Heizzwecken aus dem Aufnehmer entnommene Dampf ist durch das Maß ec dargestellt. Ohne Zwischendampfentnahme bekäme man etwa die Expansionslinie hi , während man in Wirklichkeit die Expansionslinien bc und ef bekommt.

Je mehr Zwischendampf entnommen wird, desto größer wird die Hochdruckleistung, was bei Tandemaschinen belanglos ist, bis endlich bei 100% Entnahme der Niederdruckzylinder überhaupt keinen Dampf mehr erhält. Die Maschine arbeitet dann als Einzylindermaschine mit Gegendruck, und der Niederdruckzylinder läuft nur noch leer mit, was naturgemäß unwirtschaftlich ist. Man darf deshalb mit der Entnahme nicht so weit gehen, zumal ein Trockenlaufen des Niederdruckzylinders nicht erwünscht ist. Je nach dem Zylinderverhältnis ist es möglich, bis zu 80% der zugeführten Dampfmenge zu entnehmen, entsprechend ca. 150% des Dampfverbrauchs der normalen Maschine.

Übersteigt der Bedarf an Heizdampf zeitweise diejenige Menge, die der Maschine entnommen werden kann, so ist dafür zu sorgen, daß automatisch Frischdampf zugesetzt wird.

Je nach der erforderlichen Spannung bzw. Temperatur des Heizdampfs muß man mit Aufnehmerspannungen von 0,5—4 at Üb arbeiten. Es kommen sogar Fälle vor, wo die Entnahmespannung noch etwas größer ist. Natürlich muß man in solchen Fällen darauf bedacht sein,

daß mit möglichst hoher Kesselspannung gearbeitet wird, damit im Hochdruckzylinder noch genügend Arbeit geleistet wird. Da man infolge der kleineren Füllung des Niederdruckzylinders dessen Hubvolumen kleiner wählen kann, so ergibt sich bei Zwischendampfentnahme ein entsprechend kleineres Zylinderverhältnis. Während das letztere gewöhnlich $1 : 2,5$ — $1 : 3$ beträgt, verringert es sich, je nach der Größe der Zwischendampfentnahme, bis auf $1 : 2$, bei dauernd sehr großer Zwischendampfentnahme sowie bei Auspuffbetrieb sogar bis auf $1 : 1,5$.

Das Arbeiten mit Auspuff kann beispielsweise für chemische Fabriken in Betracht kommen, wo ein Teil des Heizdampfes höhere Spannung als der Auspuffdampf besitzen muß. Wenn es sich allerdings nur um ganz geringe Mengen höher gespannten Dampfes handelt, so ist es unter Umständen zweckmäßiger, ihn direkt aus dem Kessel zu entnehmen und eine gewöhnliche Einzylindermaschine mit Abdampfheizung aufzustellen.

Das Heizen mit Zwischendampf bietet die gleichen wirtschaftlichen Vorteile wie das Heizen mit Abdampf. Denn der aus dem Aufnehmer entnommene Dampf hat vorher im Hochdruckzylinder Arbeit geleistet. Letzterer bildet gewissermaßen nur ein Reduzierventil zur Herabsetzung der Dampfspannung auf das gewünschte Maß. Da aber gerade der Hochdruckteil der Kolbenmaschinen im Gegensatz zu den Dampfturbinen am günstigsten wirkt, so ist die Arbeitsleistung im Hochdruckzylinder mit kleinstem Wärmeaufwand verbunden. Der Niederdruckzylinder arbeitet bei Zwischendampfentnahme normalerweise mit Kondensation. Hierbei kann die im Vakuumdampf enthaltene Wärme beispielsweise noch zur Wasser- oder Lufterwärmung nutzbar gemacht werden.

Um beurteilen zu können, welche Wärmeersparnis bei einer bestimmten Maschinenleistung durch die Zwischendampfentnahme erzielt wird, bestimme man die der Maschine pro Stunde zugeführte Wärmemenge W sowie die der Maschine mit dem Zwischendampf stündlich entzogene Wärmemenge W_H . Die von der Maschine verbrauchte stündliche Wärmemenge W_m ist alsdann

$$W_m = W - W_H.$$

Beträgt der stündliche Wärmeverbrauch einer Kondensationsmaschine bei reinem Kraftbetrieb W_1 , so ergibt sich die durch die Zwischendampfentnahme erzielte Wärmeersparnis in Prozenten zu

$$\frac{W_1 - W_m}{W_1} \cdot 100\%.$$

Je nach der Größe der Zwischendampfentnahme und der Höhe der Aufnehmerspannung läßt sich der Wärmeverbrauch der Maschine bis ca. 55% verringern. Eine Wärmeersparnis von 55% ergibt sich allerdings nur bei sehr großer Zwischendampfentnahme und bei günstigen Verhältnissen zwischen Frischdampf- und Aufnehmerspannung.

Die Ersparnis an Kohle ist geringer als die Wärmeersparnis in der Maschine, weil hierbei die gesamte der Maschine zugeführte Wärmemenge in Betracht zu ziehen ist. Nimmt man zunächst an, daß der Heizdampf für sich erzeugt wird, so ist:

$$\begin{array}{l} \text{der stündliche Wärmeverbrauch der Maschine } W_1 \\ \text{der stündliche Wärmebedarf der Heizung } \cdot W_H \\ \text{zusammen } \underline{W_1 + W_H} \end{array}$$

Ist W wieder die der Maschine mit Zwischendampf-

entnahme pro Stunde zugeführte Wärmemenge, so beträgt die prozentuale Kohlenersparnis

$$\frac{(W_1 + W_H) - W}{W_1 + W_H} \cdot 100\%.$$

Man erreicht hier Werte von 25—33%. Eine Kohlenersparnis von 33% ergibt sich allerdings nur bei großer Zwischendampfentnahme. Wird auch noch die Abdampfwärme der Niederdruckstufe ausgenützt, so kann bei völliger Abwärmeverwertung annähernd derselbe thermische Wirkungsgrad wie bei reinem Auspuff- bzw. Gegendruckbetrieb erzielt werden.

Bei der Berechnung des Dampfverbrauchs für eine bestimmte Maschinenleistung und Zwischendampfentnahme läßt sich das im Abschnitt 41, Beispiel II, zuerst angegebene Verfahren auch hier, und zwar für jeden Zylinder getrennt, anwenden. Hierbei ist es jedoch zur richtigen Schätzung der thermodynamischen Wirkungsgrade von Hoch- und Niederdruckzylinder notwendig, das Indikatordiagramm aufzuzeichnen.

Da es sich in der Regel darum handelt, für verschiedene Leistungen und Entnahmemengen die Dampfverbrauchsziiffern kennenzulernen, so verfährt man besser wie folgt: Zeichne die Hochdruckdiagramme für verschiedene Füllungen, z. B. 30, 40, 50%, auf und rechne für verschiedene Entnahmen, z. B. 40, 60, 80% des gesamten Dampfverbrauchs, aus der Gleichung

$$a = \frac{(1 - e) \cdot l \cdot \gamma_H \cdot x_N}{m \cdot x_H \cdot \gamma_N}$$

die entsprechenden Niederdruckfüllungen a (Fig. 62). Damit lassen sich dann die zugehörigen Niederdruckdiagramme aufzeichnen. Zu bemerken ist hierbei, daß a

genau genommen nicht die Füllung, sondern das zugeführte Dampfgewicht darstellt.

In vorstehender Gleichung bedeuten m das Zylinderverhältnis, e das Verhältnis zwischen entnommenem Dampf zu dem gesamten dem Hochdruckzylinder zugeführten Dampf, $l = AB : s$ die der zugeführten Dampfmenge entsprechende Diagrammlänge im Hochdruckdiagramm in Bruchteilen des Hubs, γ_H und γ_N die spezifischen Gewichte des trocken gesättigten Dampfes im Hoch- und Niederdruckzylinder in den Diagrammpunkten B und C , x_H bzw. x_N die spezifischen Dampfmen-

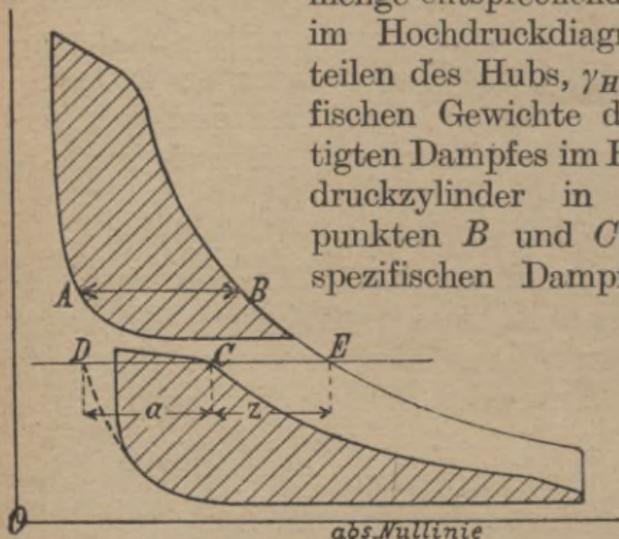


Fig. 62. Diagramm der wirklichen Zweifachexpansionsmaschine mit Zwischendampfentnahme (letzte wäre durch das Maß z dargestellt, wenn bei der Überströmung keine Verluste stattfänden).

menge entsprechende Diagrammlänge im Hochdruckdiagramm in Bruchteilen des Hubs, γ_H und γ_N die spezifischen Gewichte des trocken gesättigten Dampfes im Hoch- und Niederdruckzylinder in den Diagrammpunkten B und C , x_H bzw. x_N die spezifischen Dampfmen-

Punkten B bzw.

C . Anhaltspunkte über die spezifischen Dampfmen-
 x_H und x_N ergeben sich aus den bereits im letzten Abschnitt erwähnten Ver-

suchen von Eberle.

Durch Planimetrieren der zusammengehörigen Diagramme findet sich nunmehr für jedes Diagrammpaar das entsprechende p_i . Man wähle nun das normale p_i so, daß sich hierfür möglichst günstige Diagramme ergeben. Für diesen Wert von p_i und für die gegebene Leistung berechnen sich alsdann aus der Gleichung

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

die Zylinderabmessungen (vgl. auch Band II, Abschn. 14). Durch Annahme des mechanischen Wirkungsgrades kann man dann auf die Nutzleistung übergehen.

Der Dampfverbrauch pro P*Si*-Stde bestimmt sich aus der Beziehung

$$D_i = \frac{27 \cdot l}{m \cdot p_i \cdot x_H \cdot v_H},$$

wobei $x_H \cdot v_H$ das spezifische Dampfvolumen am Ende der Expansion (Punkt *B*) bedeutet. Mit D_i ergibt sich dann ohne weiteres der Gesamtdampfverbrauch pro Stunde sowie die jeweilige Zwischendampfentnahme in kg/Stde.

Trage nunmehr in einem Koordinatensystem die prozentualen Entnahmen als Abszissen und die Nutzleistungen sowie die Dampfantnahmen in kg/Stde als Ordinaten auf, so ergeben sich durch graphische Interpolation für die vorgeschriebenen Verhältnisse (Nutzleistung und Dampfantnahme pro Stunde) die zugehörigen Daten (Hoch- und Niederdruckfüllung sowie D_i).

Ist D_i ermittelt, so kann an Hand der Gleichung

$$632,3 (N'_i + N''_i) = D \cdot H' \cdot \eta'_g + (D - E) H'' \cdot \eta''_g$$

kontrolliert werden, ob die Werte x_H und x_N richtig geschätzt wurden. Sind nämlich zur Erfüllung dieser Gleichung zu günstige η'_g und η''_g , deren Grenzwerte erfahrungsgemäß nicht über 90 bzw. 52% betragen, nötig, so sind die Annahmen über x_H und x_N entsprechend zu ändern, und die Rechnung ist zu wiederholen.

In obiger Gleichung bedeuten D den Dampfverbrauch in kg/Stde, H' und H'' die adiabatischen Wärmegefälle für den Hoch- bzw. Niederdruckzylinder, E die Zwischendampfantnahme in kg/Stde und η'_g bzw. η''_g die thermodynamischen Wirkungsgrade von Hoch- bzw. Niederdruckzylinder.

Bemerkt sei, daß man als normales p_i meist dasjenige wählen wird, bei dem das Hochdruckdiagramm einen kleinen Spannungsabfall oder eine Spitze aufweist. Nimmt alsdann die Füllung des Hochdruckzylinders ab, so ergibt sich eine Schleife; nimmt sie hingegen zu, so bekommt man einen erhöhten Spannungsabfall. Vgl. auch Band II, Abschn. 10 und 51.

43. Wärmeausnützung bei kombinierter Kraft- und Wärmeerzeugung.

Wie bereits im Abschn. 41 dargelegt wurde, hat die Verwendung des Maschinendampfs zu Heizzwecken eine erhebliche Verringerung des auf die Krafterzeugung entfallenden Wärmeverbrauchs zur Folge. Daß man hierbei eine wesentliche Brennstoffersparnis für Kraft und Heizung erreicht, lassen die folgenden Beispiele zahlenmäßig erkennen. Wo außer Kraft auch Wärme zu Heiz- oder Fabrikationszwecken benötigt wird, sollte man daher stets bestrebt sein, den ganzen Abdampf für Heizzwecke auszunützen und die Anlage so zu bauen, daß sie nicht mehr Abdampf erzeugt, als der sonstige Betrieb verwenden kann. Anders ausgedrückt, bei Anlagen mit Abdampfverwertung kommt es vor allem darauf an, daß die Gesamtausnützung des Brennstoffs für Kraft- und Wärmeerzeugung eine möglichst hohe ist. Welcher Dampfverbrauch hierbei auf die PS-Stde entfällt, kommt erst in zweiter Linie in Betracht.

1. Wärmebilanz einer 200 PSi - Einzylinder - Auspuffmaschine mit Abdampfverwertung.

Nimmt man die Spannung und Temperatur des Dampfs vor der Maschine zu 10 at Üb und 300° C, die Austrittsspannung aus der Maschine bzw. die Eintrittsspannung in die Heizung zu 0,1 at Üb an, so stellt sich der Dampfverbrauch

pro PS_r-Stde auf etwa 7,5 kg. Schätzt man den Wirkungsgrad der Kesselanlage zu 75% und nimmt an, daß die Spannung und Temperatur des Dampfs in der Kesselanlage 10¹/₂ at Üb und 330° C betragen, sowie daß das Kondensat aus der Heizung mit 100° C abfließt und mit 90° C wieder in den Kessel gespeist wird, so ist:

die Erzeugungswärme pro kg Dampf . . .	655,8 WE
der stündliche Dampfverbrauch für 200PS _i	1 500 kg
die stündlich in Form von Brennstoff aufzuwendende Wärmemenge	1 311 600 WE

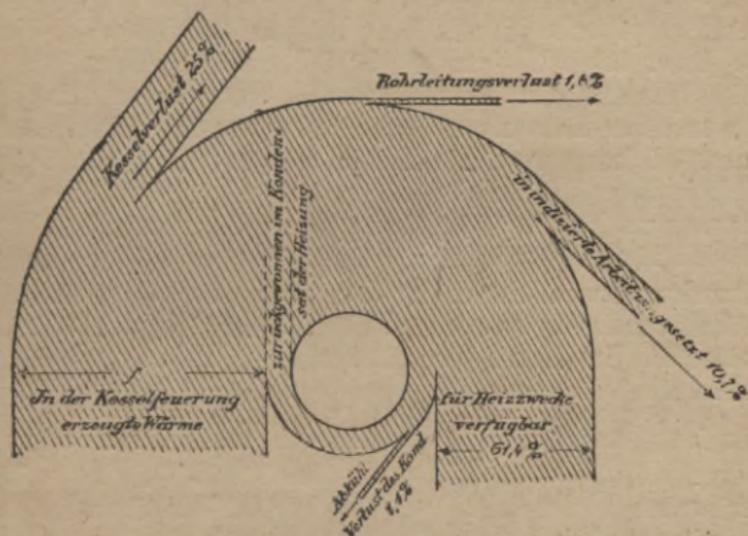


Fig. 63. Wärmeverteilung einer 200 PSI-Einzylinderauspuffmaschine mit Abdampfverwertung.

Damit ergibt sich die folgende Wärmebilanz:

Kesselverlust	327 900 WE/Stde	25,0%
Rohrleitungsverlust	24 000 WE/Stde	1,8%
in indizierte Arbeit umgesetzte Wärme	140 000 WE/Stde	10,7% ¹⁾
für Heizzwecke verfügbar . . .	804 700 WE/Stde	61,4%
Abkühlungsverlust des Heizungskondensats	15 000 WE/Stde	1,1%
insgesamt	1 311 600 WE/Stde	100,0%

¹⁾ Hierbei wurde angenommen, daß einschließlich der Strahlungsverluste rund 700 WE pro PSI-Stde verbraucht werden.

Diese Wärmeverteilung ist in Fig. 63 graphisch dargestellt. Bemerkte sei, daß in obiger Bilanz der Wärmeverlust des Abdampfes in der Zuleitung zur Heizanlage unberücksichtigt blieb. Es wird deshalb in Wirklichkeit die für Heizzwecke verfügbare Wärmemenge um ca. 1—2% kleiner sein.

Bei einer Kohle von 7500 WE Heizwert sind zur Erzeugung von 1 311 600 WE rund 175 kg Kohlen pro Stunde erforderlich.

2. Wärmebilanz einer 200 PSi-Kondensationsmaschine mit Frischdampfheizung.

Der Dampf habe hier $12\frac{1}{2}$ at Üb und 330°C in der Kesselanlage bzw. 12 at Üb und 300°C vor der Maschine. Die Austrittsspannung betrage 0,1 at abs, entsprechend 90% Vakuum, und der Dampfverbrauch 5 kg pro PSi-Stde. Nimmt man den Wirkungsgrad der Kesselanlage wieder zu 75% und die Temperatur des in den Kessel eingespeisten Maschinenkondensats zu 35°C , des Heizungskondensats zu 90°C an, so ergibt sich für die Maschine:

die Erzeugungswärme pro kg Dampf . . .	708,7 WE
der stündliche Dampfverbrauch für 200 PSi .	1 000 kg
die stündlich in Form von Brennstoff aufzuwendende Wärmemenge	944 933 WE

Damit stellt sich die Wärmebilanz für die Maschine wie folgt:

Kesselverlust	236 233 WE/Stde	25,0%
Rohrleitungsverlust	16 000 WE/Stde	1,7%
in indizierte Arbeit umgesetzte Wärme	140 000 WE/Stde	14,8%
ins Kühlwasser übergeführt	542 100 WE/Stde	57,4%
Abkühlungsverlust des Kondensats	10 600 WE/Stde	1,1%
insgesamt	944 933 WE/Stde	100,0%

Eine graphische Darstellung dieser Wärmeverteilung zeigt Fig. 64.

Bei einer Kohle von 7500 WE Heizwert sind zur Erzeugung der vorstehenden Wärmemenge rund 126 kg Kohlen pro Stunde erforderlich.

Da nun außerdem Frischdampf (Sattdampf) für die Heizung gebraucht werden möge, und zwar derselbe Wärmebetrag wie im vorigen Beispiel, so ergibt sich, wenn man die Verluste

mit insgesamt 30% veranschlagt¹⁾, die pro Stunde für die Heizung aufzuwendende Wärmemenge zu 1 149 571 WE und die entsprechende Kohlenmenge zu rund 153 kg. Bei dieser Betriebsweise werden sonach an Kohlen benötigt:

für Kraft	126 kg
für Heizung	153 kg
insgesamt	279 kg

Der Mehraufwand gegenüber der Auspuffmaschine beträgt daher 104 kg Kohlen pro Stunde, das sind 59,5%. Bei 3000

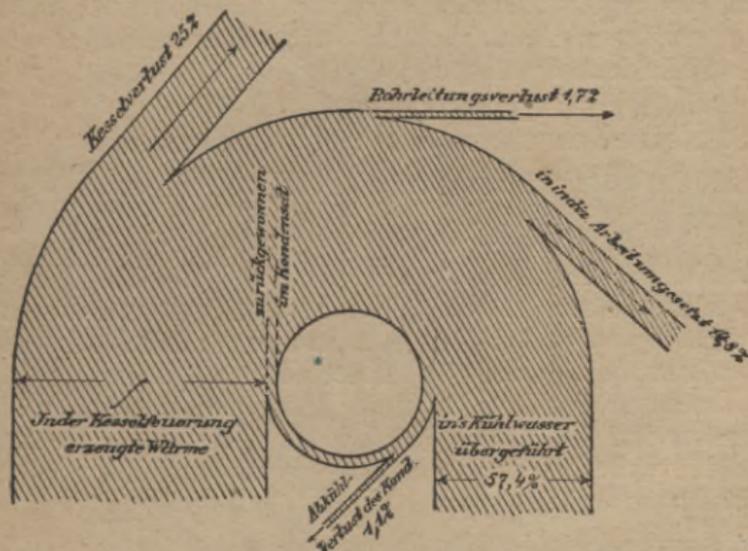


Fig. 64. Wärmeverteilung einer 200 PSI-Kondensationsmaschine (ohne Abdampfverwertung).

Arbeitsstunden pro Jahr und einem Kohlenpreis von 200 M pro Doppelwaggon (10 000 kg) verursacht demnach der Betrieb der Kondensationsmaschine mit besonderer Frischdampfheizung 6240 M. Mehrkosten. Hierzu kommt noch infolge der höheren Anlagekosten ein entsprechender Mehraufwand für Verzinsung und Abschreibung.

Aus dem obigen Beispiel geht hervor, daß zwar die Ein-

¹⁾ Wenn die Verluste etwas höher angenommen wurden, als im vorstehenden, so hängt dies damit zusammen, daß der Heizdampf direkt aus dem Kessel entnommen wird. Ohne Überhitzer ist aber der Wirkungsgrad des Kessels etwas niedriger anzunehmen.

zylinderauspuffmaschine an sich mehr Dampf bzw. Kohlen verbraucht als eine Kondensationsmaschine, daß aber trotzdem die Auspuffmaschine wirtschaftlicher ist, wenn der Abdampf für Heizzwecke verwendet werden kann. Allerdings wurde im vorstehenden angenommen, daß der gesamte Abdampf während des ganzen Jahres zu Heizzwecken benötigt wird. Ist dies nicht der Fall, so gestalten sich die Verhältnisse für die Auspuffmaschine weniger günstig als im vorliegenden Beispiel. Ist der Bedarf an Heizdampf kleiner als der Unterschied im Dampfverbrauch bei Kondensations- und Auspuffbetrieb, so ergibt Kondensationsbetrieb mit Frischdampfheizung geringere Brennstoffkosten als Auspuffbetrieb; vgl. in dieser Hinsicht das folgende Beispiel.

3. Frischdampf- oder Abdampfheizung bei einem Kraftbedarf von 200 PSi und einem Wärmebedarf von 200 000 WE/Std.?

Da hier für Heizzwecke stündlich nur 200 000 WE, d. i. gemäß Beisp. I nur etwa $\frac{1}{4}$ der bei Auspuffbetrieb verfügbaren Wärmemenge benötigt werden, so läßt sich nicht ohne weiteres angeben, ob Auspuffbetrieb mit Abdampfheizung oder Kondensationsbetrieb mit Frischdampfheizung wirtschaftlicher ist. Man muß hier auf dem Wege der Rechnung feststellen, welche Betriebsart den geringsten Dampf- bzw. Kohlenaufwand erfordert.

Bei Auspuffbetrieb braucht man	
gemäß Beispiel I stündlich	1 311 600 WE
Bei Kondensationsbetrieb braucht man	
für den Maschinenbetrieb (gemäß Beispiel II)	944 933 WE
hierzu kommen für Frischdampfheizung	
200 000	
<hr/> 0,7 =	<hr/> 285 714 WE
	zusammen 1 230 647 WE

Man spart also bei Kondensationsbetrieb und getrennter Heizdampferzeugung stündlich 80 953 WE, entsprechend 10,8 kg Steinkohlen von 7500 WE. Bei 3000 Arbeitsstunden pro Jahr und einem Kohlenpreis von 200 M. pro 10 000 kg entspricht dies einer jährlichen Kohlenersparnis von 648 M.

Berücksichtigt man jedoch die höheren Anschaffungs-

kosten der Kondensationsanlage, so wird diese geringe Ersparnis durch den Mehraufwand für Verzinsung und Abschreibung wieder ausgeglichen. Für den vorliegenden Wärmebedarf sind demnach beide Betriebsarten als gleichwertig zu erachten. Für einen geringeren Heizdampfbedarf hingegen gestaltet sich Kondensationsbetrieb mit Frischdampfheizung wirtschaftlicher. Noch wirtschaftlicher ist Zwischendampfheizung. Denn der Betrieb mit Zwischendampf stellt gewissermaßen eine Vereinigung von Gegendruck- und Kondensationsbetrieb in einer einzigen Maschine dar. Die gleichzeitige Ausnützung der Vorteile des Gegendruck- und Kondensationsbetriebes ist naturgemäß das wirtschaftlichste.

Der Kondensationsbetrieb erweist sich aber auch für einen größeren Heizdampfbedarf als billiger, nämlich dann, wenn mit Zwischendampf geheizt wird. Rechnet man das vorstehende Beispiel unter der Annahme durch, daß der Wärmebedarf durch Zwischendampfenahme gedeckt wird, so fällt die Kohlenersparnis bei Kondensationsbetrieb erheblich größer aus.

BIBLIOTEKA POLITECHNICZNA
KRAKÓW

Register.

- Abdampfheizung 129, 140.
Abdampfverlust 70, 119.
Abdampfverwertung 129.
Abkühlungsverluste 28.
Abkürzungen 6.
Adiabate 38.
Adiabatisches Wärmegefälle 12.
Ampere 10.
Arbeit 7.
Atmosphäre 8.
Auspuß 15.
Ausströmlinie 82.
- Barometerstand 9.
Bouvincsches Verfahren 112.
Brauersches Verfahren 88.
- Carnotprozeß 50.
- Dampfdruck 11.
Dampfeuchtigkeit 32.
Dampftabelle 26.
Dampfverbrauch 12, 77, 127.
Disponible Arbeit 58.
Dreifachexpansionsmaschine 103.
Drosselregulierung 23.
Drosselungsverlust 83, 84, 119.
- Effekt, mechanischer 8.
Effektiver Gütegrad 13.
Einströmlinie 82.
Eintrittsspannung, Nutzen hoher 65.
Entropie 30, 35.
Entropielinien 40.
Entropietafeln 45.
Expansion 14, 69, 102.
Expansionslinie 85.
Expansionsverhältnis, Expansionsgrad 49, 56, 59.
- Federmaßstab 19.
Feuchter Dampf 32.
Flüssigkeitswärme 28.
Frischdampfheizung 142.
Füllungsregulierung 23.
- Gaskonstante 12.
Gesamtwärme 28, 34.
Gesamtwirkungsgrad 13, 125.
Grenzkurve 32.
Gütegrad 13, 24, 123.
- Heißdampf 33.
Heizen mit Abdampf 129.
— mit Frischdampf 142.
— mit Zwischendampf 133.
- Indikator 18.
Indikatordiagramm 16.
Indizierte Arbeit, Leistung 12, 19.
Indizierte Spannung 19.
Indizierter Wirkungsgrad 13, 24.
Isotherme 38, 86.
- Kalorie 10.
Kilowatt 10.
Kompression 15, 91.
Kompressionslinie 91.
Kompressionstemperatur 91.
Kondensation 15, 74.
Kreisprozeß 50.
Kurbelgetriebe 14.
- Lässigkeitsverlust 82, 119.
Latente Wärme 28.
Leerlaufarbeit 22.
Leistung 8, 12.
Leistungsregulierung 22.
- Mariottesche Linie 86.
Maßeinheiten 8.
- Mechanischer Wirkungsgrad 13, 21.
Mechanisches Wärmeäquivalent 11.
Mehrstoffdampfmaschine 122.
Mehrstufige Expansion 16, 102.
Meterkilogramm 7, 9.
Mollier-Diagramm 47, 119.
- Nasser Dampf 31.
Nulllinie 19.
Nutzarbeit, Nutzleistung 12, 21.
- Pferdestärke 8, 9.
Pferdestärkestunde 9.
Polytrope 40, 87.
- Rankinisieren 106.
Regulierung 15, 105.
Reibungsverluste 81.
- Sattdampf 25.
Sättigungskurve 32.
Sättigungspunkt 45.
Schädliche Flächen 95, 96.
Schädlicher Raum 86, 94.
Spannung ϵ 1.
Spannungskurve 31.
Spezifische Dampfeuchtigkeit 12, 32, 42.
— Dampfmenge 12, 32, 42.
— Wärme 10, 34.
Spezifisches Gewicht 8, 31.
— Volumen 8, 31, 35.
Steuerung 15.
Stopfbüchse 15.
Strahlungsverlust 40, 106.
Strömungswiderstand 34, 69.

Tandemaschine 103.	Unvollständige Expansion 69, 124.	Wärmeaustausch 40, 81, 94.
Temperatur 9.		Wärmebilanz 141.
Temperaturoptogramm 41.		Wärmediagramm 45, 60, 108.
Temperaturgefälle 53.	Vakuum, Einfluß des 75.	Wärmeeinheit 10.
Temperatursturz 93, 117.	Verbundmaschine 103.	Wärmegefälle 12.
Thermischer Wirkungsgrad 13, 23, 77, 123.	Verdampfungswärme 28.	Wärmeinhalt 11.
Thermodynamischer Wirkungsgrad 13, 24, 123.	Vergleichsprozesse 54.	Wärmezufuhr 64.
Totpunkt 15.	Verlustlose Maschine 54.	Wasserdampf 25.
Triebwerk 14.	Verlustquellen 115.	Watt 10.
Triebwerksdrücke 104.	Völligkeitsgrad 108.	Wirkliche Maschine 80.
Überdruck 9.	Vollkommene Maschine 54.	Wirkungsgrad 12, 23.
Überhitzter Dampf 33.	Vollständige Expansion 69.	Wirtschaftlicher Wirkungsgrad 13, 25, 125.
Überhitzung, Höhe der 121.	Volt 10.	
— Nutzen der 67, 120.	Wandungstemperatur 96, 103.	Zustandsänderungen 38.
Überhitzungswärme 35, 41.	Wärmeabfuhr 64.	Zustandsgleichungen 37.
Undichtheitsverlust 82.	Wärmeäquivalent 10.	Zweifachexpansionsmaschine 103.
	Wärmeausnützung 53, 115, 140.	Zwischendampfentnahme 133.
		Zylinderverhältnis 135.

S-96



Biblioteka Politechniki Krakowskiej



I-301316



Biblioteka Politechniki Krakowskiej



100000295826