

IV. Abschnitt.

Weitere Gesichtspunkte der Theorie der Wärmemaschinen.

48. Rankines Darlegung des zweiten Gesetzes. Rankine, welchem nebst Clausius und Lord Kelvin das Verdienst gebürt, die Theorie der Wärmemaschine von jenem Stadium aus weiter entwickelt zu haben, bis zu welchem dieselbe durch die Experimente Joules und die Forschungen Carnots gediehen war, hat in seiner Schrift „*Manual of the Steam-Engine and other Prime Movers*“ das zweite Gesetz der Thermodynamik in einer Form dargelegt, welche weder leicht verständlich, noch, wenn verstanden, als Versuchsergebnis genügend klar ist. Seine Darlegung lautet:

„Wenn die absolute Temperatur irgend einer gleichmäßig heißen Substanz in eine beliebige Anzahl gleicher Teile geteilt wird, dann sind die Leistungen dieser Teile, wenn veranlaßt Arbeit zu verrichten, auch einander gleich.“

Um diese Darlegung verständlicher zu machen, müssen wir uns denken, eine beliebige, aber bestimmte Wärmemenge q einer Wärmequelle von der Temperatur T_1 werde von der ersten Maschine einer Serie vollkommener Wärmemaschinen aufgenommen und von derselben Wärme bei der Temperatur T_2 , welche um das Intervall ΔT niedriger sei als T_1 , abgegeben. Diese abgegebene Wärme werde nun von einer zweiten Maschine aufgenommen, welche ihrerseits wieder durch ein gleiches Temperaturintervall ΔT von der Temperatur T_2 bis T_3 arbeitet; die von dieser Maschine abgegebene Wärmemenge übernimmt eine dritte Maschine, gleichfalls durch ein gleiches Intervall ΔT von T_3 bis T_4 arbeitend u. s. f. Die Wirkungsgrade dieser einzelnen Maschinen sind somit nach § 23

$$\frac{\Delta T}{T_1}, \frac{\Delta T}{T_2}, \frac{\Delta T}{T_3} \text{ u. s. f.}$$

Die von denselben aufgenommenen Wärmemengen sind

$$q, q \frac{T_2}{T_1}, q \frac{T_3}{T_1} \text{ u. s. f.}$$

Die von jeder einzelnen Maschine geleistete Arbeit ist daher die gleiche, nämlich

Arbeitsäquivalent der aufgenommenen Wärme \times Wirkungsgrad

$$= q \frac{\Delta T}{T_1} \cdot J.$$

Rankines Darlegung ist daher in folgender Weise zu verstehen: Läßt man Wärme durch irgend eine in gleiche Intervalle geteilte Temperaturreihe und zwar von der höchsten bis zur niedrigsten Temperatur derart passieren, daß hierbei Arbeit in der denkbar günstigsten Weise verrichtet wird, dann verrichtet auch jedes dieser Temperaturintervalle die gleiche Arbeit.

49. Absolute Temperatur. Lord Kelvins Skala. Den bisherigen Betrachtungen wurde als Temperaturskala die Skala eines idealen Gasthermometers zu Grunde gelegt, d. h. mit anderen Worten, es wurden jene Temperaturintervalle als gleich angenommen, welche gleichen Ausdehnungen eines vollkommenen Gases bei Expansion unter konstantem Druck entsprechen; diese Beziehung zwischen Temperatur und Volumen wird durch die bekannte Gleichung ausgedrückt: $p v = R T$ und für $p = \text{const.}$: $v = R T$ (§§ 7, 8, 9). Nachdem andererseits die atmosphärische Luft in ihrem Verhalten einem vollkommenen Gase sehr nahe kommt, so wird obiger Bedingung durch ein gewöhnliches Luftthermometer praktisch entsprochen.

Von dieser Definition der Temperatur ausgehend, fanden wir unter Anwendung des Carnotschen Prinzipes, daß eine reversible Maschine, welche zwischen den durch eine Wärmequelle A und einem kalten Wärmefahrer C bedingten Grenztemperaturen arbeitet, eine Wärmemenge Q_A beziehungsweise Q_C von der Wärmequelle aufnimmt, beziehungsweise an den Receiver C abgibt, welche Wärmemengen den bezüglichen absoluten Grenztemperaturen proportional sind; wobei vorausgesetzt wird, daß diese Temperaturen unter Beziehung auf das vollkommene Gasthermometer bestimmt wurden.

Man könnte daher die Temperatur auf einem ganz anderen Wege bestimmen und würde trotzdem zu derselben Skala gelangen. Denkt man sich nämlich die Temperatur von A und C durch zwei Zahlen ausgedrückt, welche proportional sind der von der reversiblen Maschine aufgenommenen und abgegebenen Wärme, während dieselbe mit A als Wärmequelle und C als Wärmereceiver arbeitet, dann erhält man eine Skala, welche von den Eigenschaften eines Gases oder irgend einer wirklichen oder imaginären Substanz vollkommen unabhängig ist. Diese Methode der Bestim-

mung der absoluten Temperatur beziehungsweise der Bestimmung einer Skala der absoluten Temperatur wurde von Lord Kelvin in Vorschlag gebracht; die so erhaltene Skala stimmt somit mit der Skala eines vollkommenen Gasthermometers überein.

Lord Kelvins Methode kann auch auf andere Weise erklärt werden. Geht man von einer beliebigen Temperatur aus und bildet man eine Reihe von Temperaturintervallen derart, daß jede einzelne Maschine einer Reihe von reversiblen Maschinen, welche innerhalb eines solchen Temperaturintervalles arbeitet, die gleiche Arbeit verrichtet, dann werden auch die Temperaturintervalle als gleiche zu bezeichnen sein; es muß dabei vorausgesetzt werden, daß die von der ersten Maschine obiger Reihe abgegebene Wärme Wärmeaufnahme der zweiten Maschine bilde u. s. f. Dieser Weg ist eigentlich nur eine andere Form der im vorigen Paragraph gegebenen Rankineschen Darlegung des zweiten Gesetzes.

Die Skala des Luftthermometers wäre in voller Übereinstimmung mit Kelvins absoluter Skala, wenn die im II. Abschnitt angeführten Gesetze §§ 10 und 11 auf atmosphärische Luft vollkommen genau anwendbar wären und zwar das Regnaultsche Gesetz, demgemäß die spezifische Wärme bei konstantem Druck konstant ist, und das Gesetz von Joule, demzufolge die Temperatur eines Gases unverändert bleibt, wenn sich dasselbe ohne Arbeit zu verrichten und ohne Wärmeaufnahme resp. -abgabe ausdehnt. Die Versuche, durch welche Joule dieses Gesetz nachweist, wurden bereits an früherer Stelle (§ 11) erörtert; außerdem wurde auf die späteren Versuche hingewiesen, welche von Lord Kelvin erdacht und im Verein mit Joule durchgeführt wurden, indem Luft durch einen porösen Stöpsel oder Spund langsam hindurchgedrückt wurde, um zu untersuchen, ob sich damit die Temperatur der Luft ändere; diese Experimente zeigten, daß die Luft nicht mit vollkommener Genauigkeit das Joulesche Gesetz befolge; die Abweichungen sind jedoch so unbedeutend, daß für alle praktischen Zwecke die Skala des Luftthermometers übereinstimmend mit der absoluten Skala angenommen werden kann*).

Wirkliche Luftthermometer können auf zweierlei Art für den Gebrauch eingerichtet sein: Entweder in der Art, daß der Druck konstant erhalten wird und das Volumen, den Änderungen der Temperatur entsprechend, sich vergrößert oder verkleinert, oder in der Weise, daß man das Volumen konstant erhält, indem sich der Druck mit der Temperatur ändert; die Temperatur, proportional dem Drucke, wird sodann aus den diesbezüglichen

*) Ein Vergleich der beiden Skalen auf Grund der Versuche von Joule und Lord Kelvin wurde 1879 von Rowland veröffentlicht; siehe *Proceedings of the American Academy*; ferner Professor Peabodys *Thermodynamics of the Steam-Engine*, Kapitel VI.

Ablesungen direkt ermittelt. Diese letztere Methode ist die gebräuchlichere und zweckmäßigere; man nennt so eingerichtete Thermometer Luftthermometer von konstantem Volumen. Die Luft muß vollkommen trocken sein, indem bei dem geringsten Feuchtigkeitsgehalt derselben das Volumen in dem einen und der Druck in dem anderen Falle nicht mehr proportional der Temperatur sind.

50. Berechnung der Dichte gesättigten Dampfes. Bei Erörterung der physikalischen Eigenschaften des gesättigten Dampfes (§ 32) wurde erwähnt, daß das Volumen von 1 kg gesättigten Dampfes in der dritten Rubrik der Tabelle I nicht durch direkte Versuche ermittelt, sondern auf Grund anderer bekannter Eigenschaften des Dampfes berechnet wurde. Um dieses Verfahren zu erklären, müssen wir auf die in § 43 besprochene ideale Dampfmaschine zurückgreifen, in welcher Carnots Kreisprozeß mit einer Mischung aus Wasser und Dampf als Arbeitssubstanz durchgeführt gedacht ist.

Wir erhielten das Indikatordiagramm Fig. 14, aus zwei Kurven konstanten Druckes (Isothermen) verbunden durch zwei adiabatische Linien. Die pro kg der Arbeitssubstanz aufgenommene Wärme war L , und nachdem die Maschine umkehrbar ist, berechnet sich der Wirkungsgrad derselben mit

$$\frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

und daraus die geleistete Arbeit, beziehungsweise die Fläche des Diagramms, mit

$$\frac{L(T_1 - T_2)}{T_1}$$

in Wärmeeinheiten, somit in kgm durch Multiplikation mit dem Arbeitsäquivalent J .

Nun denke man sich diese Maschine zwischen zwei ungemein nahe liegenden Temperaturen arbeitend; wir wollen diese Temperaturen T und $T - \delta T$ bezeichnen, wobei δT das kleine Temperaturintervall ist, innerhalb welchem die Maschine arbeitet. Der obige Ausdruck für die geleistete Arbeit in kgm geht dann über in

$$\frac{JL\delta T}{T}$$

Das Indikatordiagramm ist nun ein langer schmaler Strëifen (Fig. 19). Seine Länge ab ist $v - \omega$, wenn v das Volumen von 1 kg Dampf und ω das Volumen von 1 kg Wasser (0,001 cbm) bezeichnet. Seine Höhe ist δp , wenn δp die Differenz des Druckes in ab und cd bedeutet; nachdem der Dampf in cd als auch in ab gesättigt ist, so ist δp , mit anderen

Worten ausgedrückt, die der Temperaturdifferenz (δT) entsprechende Druckdifferenz gesättigten Dampfes.

Wird δp sehr klein, dann kann die Fläche des Diagramms durch das Produkt aus Länge und Höhe derselben, also durch den Ausdruck

$$\delta p (v - \omega)$$

bestimmt werden; diese Fläche ist der geleisteten Arbeit gleich, somit

$$\delta p (v - \omega) = \frac{J \cdot L \delta T}{T}. \quad (1)$$

Diese Gleichung ist nur angenähert richtig, wenn das Intervall δT oder δp ein kleines, also begrenztes Intervall bedeutet; für ein unendlich kleines Intervall, als Grenzzustand, wird die Gleichung jedoch richtig und kann in der Form geschrieben werden

$$v - \omega = \frac{J \cdot L}{T} \cdot \frac{dT}{dp}, \quad (2)$$

worin $\frac{dT}{dp}$ der Betrag ist, um welchen sich die Temperatur gesättigten Dampfes im Verhältnis zum Drucke bei gegebener Temperatur T ändert.

Daraus ergibt sich weiter die Gleichung

$$v = \omega + \frac{J \cdot L}{T} \cdot \frac{dT}{dp}$$

als ein Mittel zur Berechnung des Volumens der Gewichtseinheit gesättigten Dampfes, wenn die Werte von L und $\frac{dT}{dp}$ für verschiedene Temperaturen bekannt sind.

Durch die Versuche Regnaults wurde L bestimmt, sowie die Beziehung zwischen p und T ; es ist daher leicht,

das Verhältnis $\frac{dT}{dp}$ zu berechnen, entweder durch Messung der Neigung der an die T und p -Kurve gelegten Tangente, oder durch Differentiation einer Formel, wie Gleichung (1) des § 31, welche die experimentellen Beziehungen dieser beiden Größen ausdrückt. Auf diesem Wege wurden die Werte von v in der Tabelle I ermittelt.

Der Vorteil dieser Methode liegt darin, daß L und $\frac{dT}{dp}$ mit größerer Genauigkeit ge-

messsen werden können, als v selbst gemessen werden kann und daß daher die aus diesen Messungen indirekt ermittelten Werte von v größeren Anspruch auf Genauigkeit besitzen, als die im Wege direkter Messung bestimmten v -Werte. Obige Gleichung für v zeigt, daß die auf diesem

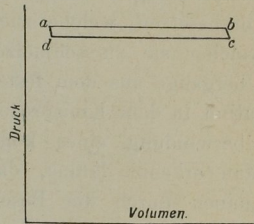


Fig. 19.

Wege ermittelten Zahlenwerte von J abhängig und nachdem ω sehr klein ist, auch nahezu proportional zu J sind, worauf bereits an früherer Stelle (siehe Fußnote § 32) hingewiesen wurde.

51. Ausdehnung obiger Resultate auf andere Veränderungen der physikalischen Zustände. In der Gleichung (2) ist der Vordersatz immer positiv, weil v , das Volumen der Gewichtseinheit Dampf, stets größer ist als das Volumen ω der Gewichtseinheit Wasser. Es muß somit die rechte Seite der Gleichung, somit $\frac{dT}{dp}$ auch positiv sein, das heißt mit anderen Worten, die Erhöhung des Druckes, unter welchem sich Dampf entwickelt, erhöht den Siedepunkt. Die Gleichung kann aber auch in umgekehrter Weise angewendet werden, sobald der Betrag gegeben ist, um welchen sich das Volumen des Wassers bei seiner Verwandlung in Dampf vergrößert; man kann dann daraus $\frac{dT}{dp}$, die Erhöhung der Siedetemperatur bei zunehmender Pressung berechnen.

Die Betrachtung, welche zu der obigen Gleichung geführt hat, ist allgemein anwendbar, also in keiner Weise auf Dampf allein beschränkt. Die Maschine, deren Indikatordiagramm in Fig. 19 skizziert ist, kann ebensogut irgend eine andere Substanz als Arbeitsflüssigkeit besitzen. Die isothermische Linie der ersten Operation, während welcher Wärme aufgenommen wird, stellt in ganz allgemeiner Weise die Änderung des Volumens irgend einer Arbeitssubstanz dar, welche sich vollzieht, während dieselbe ihren physikalischen Zustand ändert. In dem früher erörterten Beispiele veränderte sich die Arbeitssubstanz aus dem flüssigen in den dampfförmigen Zustand. Man könnte aber ebensogut eine feste Substanz voraussetzen, welche zuerst auf die Temperatur T gebracht wurde, bei welcher sie zu schmelzen beginnt; die Ausdehnung der Substanz beim Übergange aus dem festen in den flüssigen Zustand bildet die erste Operation in dem Kreisprozesse; die Substanz verrichtet, indem sie sich unter Überwindung eines konstanten Widerstandes ausdehnt, äußere Arbeit. Man erkennt daraus, daß die früher aufgestellte Gleichung im allgemeinen durch die Beschaffenheit der Arbeitssubstanz unberührt bleibt, daher für irgend eine Umwandlung des Zustandes irgend welcher Arbeitssubstanz in der allgemeinen Form geschrieben werden kann

$$U - U' = \frac{J\lambda}{T} \cdot \frac{dT}{dp}, \quad (3)$$

worin U' das Volumen der Masseneinheit der Substanz im ursprünglichen Zustande, U das Volumen derselben nach vollzogener Umwandlung bedeutet. λ ist die während der Umwandlung des Zustandes verbrauchte

Wärme (die latente Wärme der Schmelzung oder Verdampfung, je nach der Art der Umwandlung), und $\frac{dT}{dp}$ ist jener Betrag, um welchen die Umwandlungstemperatur (Schmelzpunkt oder Siedepunkt) durch Änderung der Pressung, unter welcher sich der Prozeß vollzieht, beeinflußt wird.

Wenn sich ein fester Körper beim Schmelzen ausdehnt, dann ist U größer als U' , daher muß $\frac{dT}{dp}$ positiv sein; in diesem Falle muß somit unter Anwendung von Druck der Schmelzpunkt erhöht werden. Zieht sich hingegen die Substanz beim Schmelzen zusammen, dann ist $U - U'$ negativ und T muß im Verhältnis zu p abnehmen; der Schmelzpunkt muß daher in diesem Falle bei Anwendung von Druck erniedrigt werden. Als ein Beispiel hierfür diene das Eis. Von dem bekannten Betrage, um welchen sich das Eis zusammenzieht, wenn es schmilzt, machte zuerst James Thomson (1849) unter Anwendung auf obige Gleichung (3) Gebrauch, um zu zeigen, daß der Schmelzpunkt des Eises bis zu einem bestimmten Grade erniedrigt werden muß, wenn dasselbe unter Druck zum Schmelzen gebracht werden soll; dieses Resultat wurde später durch einen Versuch seines Bruders Lord Kelvin richtig gestellt. Der Betrag, um welchen die Temperatur des Schmelzpunktes erniedrigt werden muß, beträgt nach diesen Forschungen für jede Atmosphäre angenähert $0,0135^\circ \text{ F}$ ($0,0075^\circ \text{ C}$).* Diese Zahl ergibt sich durch folgende Betrachtung: Ein Pfund Wasser ändert, wenn es gefriert, sein Volumen von 0,016 auf 0,0174 Kubikfuß und gibt hierbei 142 Wärmeeinheiten ab. Aus Gleichung (3) folgt

$$\frac{dT}{dp} = \frac{(U - U')T}{J\lambda} = \frac{(0,0174 - 0,016) \cdot 493}{778 \cdot 142} = 0,00000625.$$

Wenn somit $dp =$ (eine Atmosphäre) 2160 Pfund pro Quadratfuß, dann ist

$$dT = 0,00000625 \times 2160 = 0,0135^\circ \text{ F}.$$

52. Trocknung des Dampfes durch Drosselung. Wenn trockener Dampf ohne Arbeit zu verrichten und ohne Wärmeaufnahme oder -abgabe expandiert, dann wird derselbe überhitzt, feuchter Dampf hingegen getrocknet. Die Ursache dieser Erscheinung liegt darin, daß die totale Wärme des Dampfes (H) bei geringerem Druck kleiner ist, als bei höherem Druck. Eine derartige Expansion kann immer dann beobachtet werden, wenn Dampf durch ein enges Rohr oder eine Öffnung aus einer Kammer, in welcher der Druck z. B. p_1 ist, in eine andere Kammer, deren Druck p_2 ist, überströmt; solche Fälle kommen speziell bei Dampfmaschinen vielfach vor, indem der Dampf auf dem Wege vom Kessel zum Cylinder

*) Siehe Lord Kelvins *Collected Papers*, Vol. I, S. 156 und 165.

gezwungen ist, Verengungen der Rohrleitung, der Kanäle etc. zu passieren; der Dampf verliert hierdurch an Spannung und wird, wie man zu sagen pflegt, „gedrosselt“. Indem der Dampf durch die Querschnittsverengungen hindurchströmt, bilden sich Wirbel; die hierzu aufgebrauchte Energie setzt sich in Wärme um, sobald die Tendenz der Wirbelbildung wieder verschwindet.

Der Betrag, um welchen ursprünglich feuchter Dampf getrocknet wird, wenn weder Wärme seitens der Flüssigkeit aufgenommen noch abgegeben wird, berechnet sich aus der Gleichung

$$q_1 L_1 + h_1 = q_2 L_2 + h_2,$$

worin die Zeiger 1 und 2 sich auf den Zustand vor und nach der Drosselung beziehen. Es wird hierbei vorausgesetzt, daß sowohl vor als auch nach der Drosselung ein stetiger Zustand existiert und daß die Übergangsräume groß genug sind, um auf die kinetische Energie des Dampfstromes sowohl vor Passierung der Einengung als auch nach Passierung derselben, sobald die Wirbel sich gelegt haben, keine Rücksicht nehmen zu müssen.

Daraus ergibt sich

$$q_2 = \frac{q_1 L_1 + h_1 - h_2}{L_2}.$$

Die Bedeutung der Buchstaben q und h wurde bereits an früherer Stelle (§§ 33 bis 38) erörtert.

In gleicher Weise wird hochgespannter trockener Dampf, welcher aus einem Kessel in die Atmosphäre ausströmt, zunächst und zwar in geringer Entfernung von der Ausströmöffnung überhitzt, dann aber infolge Wärmeabgabe an die Luft kondensiert.

53. Wärmeaufnahme bei verschiedenen Temperaturen. Carnots Kreisprozeß setzt voraus, daß die Arbeitssubstanz ihre gesamte Wärme bei der oberen Temperaturgrenze T_1 aufnimmt, somit Wärmezufuhr nur bei der höchsten Temperatur des Prozesses stattfindet. Es kommen jedoch wichtige Fälle vor, in welchen Wärme zum Teil bei dieser, zum Teil aber auch bei anderen Temperaturen eines einfachen Kreisprozesses aufgenommen wird. Bezüglich jeder dieser einzelnen Wärmemengen bleibt jedoch, die denkbar günstigsten Verhältnisse vorausgesetzt, das Resultat aufrecht, daß das Maximum an Wärme, welches in Arbeit umgesetzt werden kann, gegeben ist durch das Verhältnis der Differenz der Temperaturen der Wärmeaufnahme und Wärmeabgabe zur absoluten Temperatur der Wärmeaufnahme.

Bedeute Q_1 jenen Teil der Gesamtwärme, welcher bei der Temperatur

T_1 , Q_2 jenen Teil, welcher bei einer anderen Temperatur T_2 , Q_3 bei T_3 u. s. f. aufgenommen wurde, sei ferner T_0 die Temperatur, bei welcher die Maschine Wärme abgibt, dann ist die geleistete Arbeit, wenn die Prozesse umkehrbar sind, durch die Gleichung bestimmt

$$W = \frac{Q_1(T_1 - T_0)}{T_1} + \frac{Q_2(T_2 - T_0)}{T_2} + \frac{Q_3(T_3 - T_0)}{T_3} + \dots \text{etc.} \quad (4)$$

Es ist nicht ohne Interesse, den vorliegenden Fall mit einem, allerdings in Wirklichkeit nicht bestehenden, Wasserrade zu vergleichen, in welches das Wasser, durch seine Schwere wirkend, in verschiedenen Höhen über dem Spiegel des Unterwassers eintritt. Seien M_1 , M_2 , u. s. f. die Wassermengen, welche in den Höhen l_1 , l_2 , etc. über dem Unterwasserspiegel eintreten und sei, auf dasselbe Niveau bezogen, l_0 die Höhe, bei welcher das Wasser das Rad verläßt, dann ist, von allen Effektverlusten abgesehen, die geleistete Arbeit

$$M_1(l_1 - l_0) + M_2(l_2 - l_0) + M_3(l_3 - l_0) + \dots \text{etc.}$$

Vergleicht man nun diese beiden ähnlichen Fälle, dann ersieht man, daß die durch $\frac{Q_1}{T_1}$, $\frac{Q_2}{T_2}$, etc. ausgedrückte Wärmemenge das Analogon in der Wärmemaschine von M_1 , M_2 , etc. in dem Wasserrade ist. Die Arbeit, welche man erhalten kann, wenn eine gegebene Wärmemenge um ein gewisses Temperaturgefälle sinkt, ist somit nicht einfach proportional dem Produkte aus Wärmemenge und Temperaturgefälle, sondern dem Produkte aus $\frac{Q}{T}$ und dem Temperaturgefälle.

Zeuner hat auf diese Analogie der kalorischen und mechanischen Vorgänge aufmerksam gemacht und die Größe $\frac{Q}{T}$ das „Wärmegewicht“ genannt.

Diese Analogie läßt sich auch auf andere als die oben dargelegte Weise ausführen*), doch soll an dieser Stelle nicht auf weitere Beispiele eingegangen werden.

Ein anderer Weg, den in Rede stehenden Gegenstand darzustellen, findet eine noch weitergehende Anwendung. Die Maschine nehme wie früher Wärmemengen auf, ausgedrückt durch Q_1 , Q_2 , Q_3 , etc. bei den Temperaturen T_1 , T_2 , T_3 , etc.; ferner sei $-Q_0$ die bei der Temperatur T_0 abgegebene Wärmemenge; das negative Vorzeichen diene zur Unterscheidung der abgeführten von der aufgenommenen Wärme. Nach dem Grundsatz, daß in einem umkehrbaren Kreisprozeß sich die abgegebene Wärme zu der aufgenommenen Wärme verhält, wie die absolute Temperatur der Abgabe zu der absoluten Temperatur der Aufnahme, wird

*) Siehe Müller-Pouillet's *Lehrbuch der Physik*, 9. Aufl. 1898, II. Bd., S. 530.

$$\frac{-Q_0}{T_0} = \frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} + \frac{Q_3}{T_3} + \dots,$$

und daraus folgt

$$\sum \frac{Q}{T} = 0, \quad (5)$$

wenn sich die Summation auf den ganzen umkehrbaren Kreisprozeß erstreckt. Es ist klar, daß dieses Resultat sofort auf alle Fälle ausgedehnt werden kann, wo Wärme bei verschiedenen Temperaturen abgeführt oder aufgenommen wird; Q wird positiv oder negativ, je nachdem Wärme aufgenommen oder abgegeben wurde.

In jenen Fällen, wo sich die Temperatur fortwährend ändert, während Wärme aufgenommen oder abgegeben wird, kann die Wärmeaufnahme oder -abgabe nicht wie oben in eine begrenzte Anzahl von Stufen geteilt werden. Die Gleichung (5) kann jedoch auch für diesen ganz allgemeinen Fall angewendet werden und zwar in der Form

$$\int \frac{dQ}{T} = 0, \quad (6)$$

wenn die Integration sich auf den ganzen Prozeß erstreckt.

54. Anwendung des Vorhergehenden auf den Fall, daß eine Dampfmaschine ohne Kompression, jedoch mit vollständig adiabatischer Expansion arbeitet. In § 46 betrachteten wir die Wirkungsweise einer idealen Dampfmaschine, in welcher der Dampf, gebildet bei der Temperatur T_1 , adiabatisch bis zur Kondensatorspannung, entsprechend der Temperatur T_2 des Kondensators, expandierte und nach erfolgter Kondensation durch eine Speisepumpe nach dem Kessel zurückgeleitet und hier wieder zur Schließung des Kreisprozesses auf die Anfangstemperatur T_1 erhitzt wurde. Dieser Kreisprozeß ist von besonderer Bedeutung für die Untersuchung von Dampfmaschinen, denn er stellt die ideale, beste Leistung einer Maschine dar, welche mittelst Speisepumpe das Kondensat vom Kondensator direkt nach dem Kessel zurückbefördert, eine Leistung, welche von einer derartigen Maschine zustande gebracht werden könnte, vorausgesetzt, daß einerseits die Expansion so vollständig erfolgt, daß der Dampfaustritt ohne plötzlichen Spannungsausfall stattfindet und andererseits Cylinder und Kolben vollkommen wärmedicht hergestellt werden können.

Der Wirkungsgrad dieses Prozesses liegt sehr nahe an dem Grenzwert

$$\frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

ohne denselben jedoch zu erreichen, da während der vierten Periode die Erhöhung der Temperatur der Arbeitssubstanz von T_2 auf T_1 nicht durch

adiabatische Kompression, wie dies Carnots Kreisprozeß (§ 43) verlangt, erfolgt, sondern durch Berührung mit dem Inhalte des Kessels, welcher beständig auf der Temperatur T_1 erhalten wird; infolgedessen nimmt die Arbeitssubstanz während dieses Stadiums Wärme durch einen nicht umkehrbaren Prozeß auf. In jeder anderen Hinsicht ist obiger Kreisprozeß jedoch umkehrbar.

Wir können jedoch auch diesen Prozeß als einen genau umkehrbaren ansehen, wenn wir von der Annahme ausgehen, daß das Speisewasser seine Wärme bei unendlich kleinen Abstufungen oder Intervallen einer Temperaturreihe T_2 bis T_1 aus einer Reihe von imaginären Wärmequellen aufnimmt, deren jede dieselbe Temperatur wie das Speisewasser in dem Momente besitzt, als es mit der betreffenden Quelle in Berührung kommt. Man könnte diesen Gedanken in der Weise verwirklichen, daß man sich das Speiserohr durch einen erhitzten Kanal geleitet denkt, dessen Temperatur unmittelbar am Kessel T_1 sei und sich allmählich auf die Temperatur T_2 des Kondensators verringert. Dadurch würde die Temperatur des Speisewassers allmählich erhöht und dasselbe an keiner Stelle mit einer Wärmequelle in Berührung gebracht, deren Temperatur von jener, welche das Speisewasser bis zum Momente der Berührung erreicht hat, verschieden wäre. Durch eine derartige Anordnung wird die Maschine zweifellos zu einer streng reversiblen Maschine, welche jedoch Wärme bei verschiedenen Temperaturen empfängt. Die Wirkungsweise der Maschine wird durch diese imaginäre Anordnung der Speiseleitung, ebenso wie die aufgenommene Gesamtwärme, in keiner Weise beeinflusst; die Idee der allmählichen Erhitzung des Wassers im Speiserohre wurde nur aus dem Grunde hervorgehoben, um zu zeigen, daß der Prozeß als umkehrbar gelten kann, wenn man mit dem Faktum rechnet, daß nicht alle Wärme am oberen Ende der Temperaturreihe, sondern Partien derselben auch bei niedrigeren Temperaturen aufgenommen werden. Jede Wärmemenge, welche die Arbeitssubstanz empfängt, wird nach ihrer Aufnahme in denkbar günstigster Weise ausgenützt, sodaß der Ausdruck

$$\frac{T - T_2}{T}$$

den Wirkungsgrad der Umsetzung jeder einzelnen Wärmemenge in Arbeit bestimmt, wenn T die Temperatur der Arbeitssubstanz in dem Momente ist, als dieselbe diese Wärmemenge aufnimmt. Der einzige nicht umkehrbare Zug in der Wirkungsweise dieser Maschine ist der Wärmeabfluß aus einer Wärmequelle von der Temperatur T_1 in das Speisewasser, während die Temperatur desselben niedriger ist als T_1 ; wir beseitigen jedoch diese teilweise Nichtumkehrbarkeit dadurch, daß wir jene Temperatur als Aufnahmetemperatur jeder einzelnen Wärmemenge annehmen, welche die Arbeits-

substanz in dem Momente besitzt, in dem sie diese fragliche Wärmemenge aufnimmt.

Es ist klar, daß diese Bemerkungen allgemein anwendbar sind und daß, wenn obige Auffassung sowohl in bezug auf die Temperatur der Wärmeaufnahme, als auch in bezug auf die Temperatur der Wärmeabgabe als zutreffend angenommen wird, der Prozeß irgend einer Wärmemaschine als umkehrbar zu betrachten ist, vorausgesetzt daß die Expansion und Kompression dieses Prozesses im Sinne der an früherer Stelle (§ 26) gegebenen Erklärung selbst umkehrbar sind. Mit einer Wärmequelle von gegebener Temperatur kann Wärme somit nur dann möglichst ausgenützt werden, wenn alle Wärme aufgenommen wird, während die Arbeitssubstanz diese Temperatur besitzt; nur in diesem Falle kann der größte Wert des Wirkungsgrades, nämlich $\frac{T_1 - T_2}{T_1}$ erreicht werden. Die Maschine kann jedoch einen Teil ihrer Wärme auch bei Temperaturen kleiner als T_1 aufnehmen und trotzdem in der Umwandlung der so erhaltenen Wärme reversibel sein, in welchem Falle aber der Wirkungsgrad des ganzen Prozesses kleiner ist als $\frac{T_1 - T_2}{T_1}$, obgleich die allgemeine Formel $\frac{T - T_2}{T}$ trotzdem anwendbar bleibt in bezug auf jeden einzelnen Teilbetrag der gesamten Wärme, wenn für T geeignete Werte angenommen werden.

Die ideale Dampfmaschine, welche den Gegenstand dieser Betrachtung bildet, ist ein solcher Fall. Sie nimmt den größten Teil der Wärme bei der Temperatur T_1 , den übrigen Teil jedoch bei Temperaturen zwischen T_1 und T_2 auf; soweit sich der Prozeß in der Maschine vollzieht, ist derselbe umkehrbar; die durch denselben in Arbeit verwandelte Wärmemenge berechnet sich nach der Formel

$$\sum \frac{\delta Q (T - T_2)}{T},$$

worin δQ irgend einen Teil der aufgenommenen Wärme und T die Temperatur bezeichnet, bei welcher diese Wärme aufgenommen wurde.

Die Gesamtwärme, welche pro Gewichtseinheit der Arbeitssubstanz aufgenommen wird, setzt sich zusammen aus jener Wärmemenge, welche erforderlich ist, um das Wasser von T_2 auf T_1 zu erhitzen, das ist $(h_1 - h_2)$, aufgenommen während die Temperatur veränderlich ist, und aus der latenten Wärme L , aufgenommen bei der konstanten Temperatur T_1 . Die Arbeit, geleistet pro Gewichtseinheit Dampf, ist daher (ausgedrückt in Wärmeeinheiten)

$$W = \int_{h_2}^{h_1} \frac{dh (T - T_2)}{T} + \frac{L_1 (T_1 - T_2)}{T_1}$$

oder in anderer Weise geschrieben

$$W = \int_{h_2}^{h_1} dh - T_2 \int_{h_2}^{h_1} \frac{dh}{T} + \frac{L_1 (T_1 - T_2)}{T_1}.$$

Daraus ergibt sich

$$W = h_1 - h_2 - T_2 \cdot \log_e \frac{T_1}{T_2} + \frac{L_1 (T_1 - T_2)}{T_1}, \quad (7)$$

nachdem dh nahezu gleich dT angenommen werden kann und die spezifische Wärme des Wassers nahezu konstant und gleich der Einheit ist. Aus demselben Grunde kann man auch schreiben $h_1 - h_2 = T_1 - T_2$ und somit vorstehendes Resultat wie folgt ausdrücken

$$W = (T_1 - T_2) \left(1 + \frac{L_1}{T_1}\right) - T_2 \log_e \frac{T_1}{T_2}. \quad (8)$$

Dies ist die größte Arbeit, welche von einer Maschine unter den denkbar günstigsten Umständen pro Gewichtseinheit Dampf geleistet werden kann, welche Dampf vom Kessel bei der Temperatur T_1 entnimmt und das kondensierte Wasser bei der Temperatur T_2 in den Kessel zurückführt. Dieses Resultat ist von Interesse, weil es als Maßstab dienen kann zum Vergleiche der Leistungsfähigkeit wirklicher Dampfmaschinen (siehe Abschnitt V*).

Es erscheint zweckmäßig, für diesen Kreisprozeß einen Namen oder eine Bezeichnung einzuführen; einem Brauche folgend, welcher sich bereits eingebürgert hat, sei derselbe „Clausius' Kreisprozeß“ genannt.

Der Wirkungsgrad einer Dampfmaschine, welche ohne Kompression in dieser sonst denkbar günstigsten Weise arbeitet, ergibt sich durch Division obigen Ausdruckes für W durch die pro Gewichtseinheit aufgenommene Wärme

$$L_1 + h_1 - h_2.$$

Als ein numerisches Beispiel sei eine nach diesem Schema arbeitende ideale Maschine gewählt; dieselbe erhält Dampf von der absoluten Pressung $p_1 = 11,5$ kg/qcm und kondensiert denselben bei der Temperatur $t_2 = 15^\circ$ C bei vollständiger adiabatischer Expansion von der Anfangstemperatur $t_1 = 185^\circ$ C bis zur Kondensatortemperatur t_2 . Es ist somit $T_1 = 458$, $T_2 = 288$ und $L_1 = 475,86$; diese Werte in Gleichung (8) eingesetzt, ergibt

$$W = (458 - 288) \left(1 + \frac{475,86}{458}\right) - 288 \log_e \frac{458}{288} = 213,3 \text{ W.-E.}$$

*) Um numerische Werte für W zu finden, kann die Größe $\frac{L}{T}$ aus der Tabelle II entnommen werden; sie ergibt sich aus der Differenz der Zahlen unter der Bezeichnung Φ_s und Φ_w (siehe § 62).

Die Wärmefaufnahme pro 1 kg Dampf beträgt 645 W.-E. Daraus ergibt sich der Wirkungsgrad des Kreisprozesses mit $\frac{213,3}{645} = 0,330$.

Der Wirkungsgrad einer Maschine nach § 43, bei welcher der umkehrbare Kreisprozeß durch adiabatische Kompression geschlossen wird, beträgt nach früher

$$\frac{T_1 - T_2}{T_1} = 0,371.$$

Die Abwesenheit der adiabatischen Kompression hat somit in diesem speziellen Falle den Wirkungsgrad um ca. 11 Prozent verringert.

Dieser Vergleich zeigt, welcher Arbeitsverlust durch die zum Teil unrichtige Verwendung der Wärme hervorgerufen wird, resultierend in unserem Falle aus dem Umstand, daß das Speisewasser kalt in den Kessel kommt und dort durch Berührung mit dem bereits vorhandenen heißen Wasser erhitzt wird, infolgedessen jener Teil der Wärme, welcher durch $h_1 - h_2$ ausgedrückt wird, bei Temperaturen aufgenommen wird, welche niedriger sind als die höchste Temperatur des Prozesses.

Der Ausdruck für W in Gleichung (8) gibt die denkbar größte Arbeit, welche man aus der Gewichtseinheit Dampf gewinnen kann, wenn die Temperaturen des Kessels und Kondensators gegeben sind. Diese Gleichung dient aber zugleich auch als ein Maß, mit welchem die Wirkung des Dampfzylinders für sich, ohne Beziehung zum Kessel oder Kondensator verglichen werden kann. Für diesen Zweck ist unter T_1 die Temperatur des Eintrittsdampfes und unter T_2 jene des Austrittsdampfes zu verstehen, welche Temperaturen von jenen des Kessels resp. Kondensators im allgemeinen verschieden sein werden.

Die in Rede stehende Gleichung gibt den Grenzwert der Arbeit, hinter welchem die wirkliche Leistung des Dampfes stets zurückbleibt und liefert zugleich eine nützliche Kontrolle der Resultate wissenschaftlicher Untersuchungen von Dampfmaschinen.

55. Ausdehnung auf den Fall anfänglich nicht trockenem Dampf. Das im vorigen Paragraph erhaltene Resultat kann ohne weiteres auch auf solche Fälle ausgedehnt werden, wo der Dampf mit Beginn der adiabatischen Expansion nicht trocken ist. Sei q_1 die Trockenheit in diesem Stadium, das ist nach früher der Gehalt an trockenem Dampf in der Gewichtseinheit der Mischung, dann ist die während der Verdampfung aufgenommene Wärme $q_1 L_1$ pro Gewichtseinheit der Arbeitssubstanz; die während der Erhitzung des Wassers bis zur Temperatur T_1 aufgenommene Wärme bleibt jedoch dieselbe wie vorher. Der Ausdruck für die pro Gewichtseinheit des Speisewassers geleistete Arbeit (vollstän-

dige adiabatische Expansion wie früher vorausgesetzt) ergibt sich daher durch die Substitution von $q_1 L_1$ für L_1 in Gleichung (7) oder (8) mit

$$W = h_1 - h_2 - T_2 \log_e \frac{T_1}{T_2} + \frac{q_1 L_1 (T_1 - T_2)}{T_1}. \quad (9)$$

56. Ableitung der adiabatischen Gleichung aus diesen Resultaten. In § 41 wurde eine Gleichung für die adiabatische Expansion des Dampfes benützt, bezüglich deren Richtigkeit auf diesen Paragraph hingewiesen wurde. Das vorstehende Resultat soll nun zur Prüfung dieser Gleichung angewendet werden.

Die ganze pro Gewichtseinheit aufgenommene Wärme, welche zur Erwärmung des Wassers von irgend einer Temperatur T_2 auf T_1 , sowie zur Verdampfung des Bruchteiles q_1 bei der Temperatur T_1 verwendet wird, ist

$$h_1 - h_2 + q_1 L_1.$$

Durch adiabatische Expansion dieser Mischung bis zur Temperatur T_2 und darauffolgende Kondensation derselben erhält man nach vorstehender Gleichung (9) eine Arbeit äquivalent zu

$$h_1 - h_2 + q_1 L_1 - T_2 \log_e \frac{T_1}{T_2} - \frac{q_1 L_1 T_2}{T_1};$$

subtrahiert man diese geleistete Arbeit von der aufgenommenen Wärme, so erhält man die abgegebene Wärme

$$\frac{q_1 L_1 T_2}{T_1} + T_2 \log_e \frac{T_1}{T_2}.$$

Nachdem jedoch die Wärmeabgabe in dem Kreisprozesse nur während der Kondensation bei der Temperatur T_2 stattfindet und die hierdurch abgeführte Wärme gleich ist

$$q_2 L_2,$$

wenn q_2 die Trockenheit des Dampfes nach erfolgter adiabatischer Expansion auf die Temperatur T_2 bedeutet, so ergibt sich

$$q_2 L_2 = \frac{q_1 L_1 T_2}{T_1} + T_2 \log_e \frac{T_1}{T_2}$$

oder

$$\frac{q_2 L_2}{T_2} = \frac{q_1 L_1}{T_1} + \log_e \frac{T_1}{T_2}.$$

T_2 kann irgend eine Temperatur kleiner als T_1 sein, da die adiabatische Expansion an jedem beliebigen Punkte der Kurve beendet und der Kreisprozeß durch Kondensation der Mischung bei jener Temperatur geschlossen werden kann, welche mit Schluß der Expansion eben erreicht wurde.

Diese Gleichung gibt somit in ganz allgemeiner Weise die Änderung

der Trockenheit, welche während der adiabatischen Expansion stattfindet und kann daher unter Weglassung des Zeigers 2 allgemein geschrieben werden

$$\frac{qL}{T} = \frac{q_1 L_1}{T_1} + \log_e \frac{T_1}{T}. \quad (10)$$

Diese Gleichung ist mit Gleichung (10) in § 41 vollkommen identisch. Es sei hier ausdrücklich bemerkt, daß bei der Ableitung dieses Ausdruckes die spezifische Wärme des Wassers als konstant angenommen wurde; das Resultat ist daher, wenn auch nur in sehr geringem Maße, ungenau, speziell für hohe Temperaturen.

57. Entropie. Weit schwieriger als der Begriff der Energie ist eine andere wichtige Größe zu verstehen, welche eine hervorragende Rolle bei den Untersuchungen der mechanischen Wärmetheorie spielt. Diese Größe führt nach Clausius den Namen Entropie; Rankine nannte dieselbe „Thermodynamische Funktion“.

Die Entropie eines Körpers ist genau so wie Druck, Volumen und Temperatur eine bestimmte, von dem eben vorhandenen Zustande des Körpers abhängige, durch eine Zahl darstellbare physikalische Eigenschaft. Wenn eine Substanz Wärme aufnimmt oder abgibt, dann ändert dieselbe ihre Entropie; die Änderung der Entropie wird dargestellt durch den Ausdruck

$$\sum \frac{\delta Q}{T},$$

jedes Element δQ der aufgenommenen oder abgegebenen Wärme dividiert durch die absolute Temperatur, welche die Substanz zur Zeit der Wärmeaufnahme oder -abgabe hatte.

Zunächst gilt bezüglich des Nullpunktes für die Entropie dasselbe, wie für die Energie; hätte ein Körper die absolute Temperatur Null, dann wäre sowol seine Energie, als auch seine Entropie gleich Null. Da man aber diesen Zustand nicht herstellen kann, so kann man auch nicht den absoluten Wert der Entropie bestimmen; man kann jedoch einen bestimmten Normalzustand willkürlich wählen und von jenem Werte zu rechnen beginnen, der diesem Normalzustande entspricht. Beim Rechnen mit Entropie, geradeso wie beim Rechnen mit Wärme, ist es also angezeigt, einen beliebigen Ausgangspunkt zu wählen, und die Entropie von diesem Punkte als Nullpunkt zu berechnen. Bei der Berechnung der Entropie des Dampfes bei irgend einer Temperatur kann man den Zustand des Wassers bei 0° C als passende Zahl annehmen und $\sum \frac{\delta Q}{T}$ von diesem Punkte aus rechnen; man nennt den so gerechneten Wert „die Entropie des Dampfes“.

Die Entropie sei für die Folge bezeichnet durch Φ ; gibt man derselben numerische Werte, dann rechnet man in Massen = Einheiten der Substanz.

Aus dieser Definition folgt, daß, wenn irgend eine Substanz einen adiabatischen Prozeß durchläuft, die Entropie ungeändert bleibt. In § 53 wurde ferner nachgewiesen, daß

$$\sum \frac{\delta Q}{T} = 0,$$

wenn die Arbeitssubstanz einen vollständigen umkehrbaren Kreisprozeß durchläuft und der volle Prozeß hierbei in Betracht kommt. Wenn daher der Kreisprozeß geschlossen ist, kehrt die Entropie der Substanz gerade so wie Druck, Temperatur, Volumen und innere Energie derselben zu jenem Wert zurück, welchen dieselbe zu Beginn des Kreisprozesses hatte.

Betrachtet man nun einen Kreisprozeß, Fig. 20, bestehend aus zwei isothermischen und zwei adiabatischen Operationen. Indem die Arbeitssubstanz auf der isothermischen Linie T_1 von a nach b gelangt, gewinnt sie die Entropie $\left(\frac{Q_1}{T_1}\right)$, wenn

Q_1 die während dieser Operation aufgenommene Wärme ist. Längs der adiabatischen Linie von b nach c erfährt die Entropie keine Veränderung. Auf der isothermischen Linie cd wird die Entropie um den Betrag $\left(\frac{Q_2}{T_2}\right)$ reduziert, wenn Q_2 die

während dieser Operation abgegebene Wärme ist, und von d nach a erfährt die Entropie abermals keine Änderung. Nun ist $\left(\frac{Q_1}{T_1}\right) = \left(\frac{Q_2}{T_2}\right)$; dies bedeutet, daß sich die Entropie um den gleichen Betrag ändert, ob man von einer adiabatischen Linie ad zu einer anderen adiabatischen Linie bc auf dem isothermischen Wege ab oder auf irgend einem anderen isothermischen Wege dc gelangt. Die Änderung der Entropie zwischen einer Adiabate und einer anderen wird ferner dieselbe sein, ob die Übergangskurve isothermisch ist oder nicht, denn man kann sich jede Kurve, welche eine Beziehung zwischen p und v ausdrückt, aus einer Reihenfolge ungemein kleiner isothermischer und adiabatischer Elemente gebildet denken; die Änderung der Entropie längs einer solchen Kurve setzt sich dann zusammen aus der Summe aller Einzeländerungen längs der isothermischen Elemente des Prozesses und ist daher für irgend eine einzelne isothermische Linie zwischen demselben Paare adiabatischer Linien äquivalent zu $\frac{Q}{T}$.

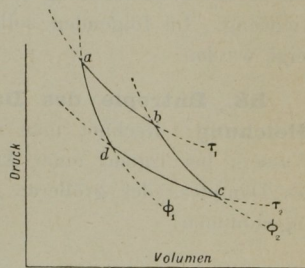


Fig. 20.

Man ersieht daraus, daß während eines adiabatischen Prozesses keine Änderung der Entropie stattfindet, daß jedoch eine vollkommen bestimmte Änderung derselben Platz greift, sobald eine gegebene Substanz von einer adiabatischen Linie auf eine andere, auf welchem Wege immer, übergeht. Ebenso wie isothermische Linien Linien gleicher Temperatur sind, so sind die adiabatischen Kurven Kurven von gleicher Entropie und ebenso, wie man isothermische Linien durch die Bezeichnung T_1, T_2 , etc., welche die spezielle Temperatur anzeigt, für welche jede einzelne Linie gezogen ist, unterscheiden kann, so kann man adiabatische Linien durch die Bezeichnung Φ_1, Φ_2 , etc. unterscheiden, wodurch der spezielle Wert der Entropie jeder einzelnen Kurve hervorgehoben wird. Von diesem Gesichtspunkte aus werden adiabatische Kurven oft „isentropische Linien“ genannt. Die Auffassung der Entropie als Charakteristik einer Substanz, welche sich während adiabatischer Expansion oder Kompression nicht ändert, ist von besonderer Bedeutung für die Lösung von Aufgaben wärmetechnischer Richtung. Im folgenden sollen einige Anwendungen dieses Begriffes gezeigt werden.

58. Entropie des Dampfes. Ableitung der adiabatischen Gleichung. Rechnet man nach früher die Entropie vom Zustande des Wassers bei irgend einer Anfangstemperatur T_0 , dann ist die Entropie des Dampfes (der größeren Allgemeinheit wegen sei derselbe als feucht angenommen)

$$\Phi = \int_{T_0}^{T_1} \frac{dh}{T} + \frac{q_1 L_1}{T_1}.$$

Das erste Glied stellt die Entropie dar, welche während der Erhitzung des Wassers von T_0 auf T_1 , wenn T_1 die Temperatur der Verdampfung ist, erworben wird, während das zweite Glied die Entropie darstellt, welche während der Verdampfung, wobei q_1 die Trockenheit des Dampfes bezeichnet, erlangt wird. Nimmt man die spezifische Wärme des Wassers als Einheit an, dann kann man dT für dh setzen; integriert gibt

$$\Phi = \log_e T_1 - \log_e T_0 + \frac{q_1 L_1}{T_1}. \quad (11)$$

Bei adiabatischer Expansion ist

$$\Phi = \text{const.},$$

somit, wenn der Dampf adiabatisch bis zu irgend einer Temperatur T expandiert,

$$\log_e T - \log_e T_0 + \frac{qL}{T} = \log_e T_1 - \log_e T_0 + \frac{q_1 L_1}{T_1},$$

und daraus

$$\frac{qL}{T} = \frac{q_1 L_1}{T_1} + \log_e \frac{T_1}{T};$$

dies ist wieder die adiabatische Gleichung von § 41, welche bereits in § 56 auf einem anderen und längeren Wege abgeleitet wurde.

59. Entropie-Temperaturdiagramm. Der gebräuchliche Weg, die Veränderungen graphisch darzustellen, welche die Arbeitssubstanz einer Wärmemaschine auf ihrem Wege durch die Maschine erfährt, ist der, daß man ein gewöhnliches Indikatordiagramm zeichnet, welches die Beziehungen zwischen Druck und Volumen darstellt. Ein anderer, weniger betretener, aber in mancher Hinsicht lohnenderer Weg besteht darin, daß man ein Diagramm entwirft, welches die Beziehung der Temperatur der Arbeitsflüssigkeit zur Entropie derselben zeigt. Diagramme dieser Art bilden eine interessante und vielfach nützliche Alternative des gewöhnlichen Indikatordiagramms.

Entropie-Temperaturdiagramme wurden mit anderen graphischen Methoden der Thermodynamik von Prof. J. Willard Gibbs beschrieben (*Trans. of the Connecticut Acad. of Sciences*, Vol. II. 1873). Die Anwendung derselben auf Dampfmaschinenprobleme ist das Verdienst von Mr. J. Macfarlane Gray (siehe *Proc. Inst. Mech. Eng.* 1889). Nach Prof. Boulvin wurde die erste Anwendung der Entropie-Temperaturdiagramme von M. Th. Belpaire gemacht (*Bulletin de l'Académie royale de Belgique* 1872). Neuere Arbeiten über Anwendung des Entropie-Temperaturdiagrammes sind unter anderen: Boulvin (*Cours de mécanique appliquée aux machines*, Paris 1893); Mollier (*Das Wärmediagramm, Verhandl. des Vereines zur Beförderung des Gewerbfließes*, 1893); Ugo Ancona (*Das Wärmediagramm der gesättigten Dämpfe und seine Anwendung auf Heiß- und Kaltdampfmaschinen; Zeitschrift d. Vereines deutscher Ingenieure*, Jhrg. 1897); Mollier (*Über die Beurteilung der Dampfmaschine*, ebendasselbst, Jhrg. 1898).

Sei $\delta \Phi$ die geringe Änderung der Entropie, welche eine Substanz erfährt, wenn sie irgend eine kleine Wärmemenge δQ bei einer Temperatur T aufnimmt. Nach der Definition der Entropie ist

$$\delta \Phi = \frac{\delta Q}{T}$$

oder

$$T \delta \Phi = \delta Q$$

und für eine unendlich kleine Zustandsänderung

$$\int T \delta \Phi = \int \delta Q. \quad (12)$$

Die Integration wird zwischen irgend welchen gegebenen Grenzen durchgeführt.

Zeichnet man nun eine Kurve mit T und Φ als Ordinaten, dann ist $\int T \delta \Phi$ die Fläche unter dieser Kurve. Diese Fläche ist nach obiger

Gleichung gleich $\int dQ$, das heißt, die Fläche unter irgend einer Partie der Entropie-Temperaturkurve ist der ganzen Wärmemenge gleich, welche die Substanz aufnimmt, während sie jene Zustandsänderung erfährt, die durch diese Partie der Kurve dargestellt ist.

Sei ab (Fig. 21) eine Partie der Φ - und T -Kurve. Die Fläche des schmalen schraffierten Streifens von der Breite $\delta\Phi$ und der Höhe T ist $T\delta\Phi = \delta Q$, gleich der Wärme, aufgenommen während der kleinen Entropieänderung $\delta\Phi$. Die ganze Fläche $mabn$ oder $\int T\delta\Phi$ zwischen den Grenzen a und b ist die Gesamtwärme, welche während der Veränderung der Arbeitssubstanz von dem Zustande dargestellt in a auf jenen, dargestellt in b , aufgenommen wurde. In gleicher Weise gibt die Substanz eine Wärmemenge, gemessen durch die Fläche $bamn$ ab, während sie sich längs der Linie ba von dem Zustande in b auf jenen in a verändert. Die Abscissenachse ox entspricht dem absoluten Nullpunkt der Temperatur.

Wenn eine Entropie-Temperaturkurve für einen vollständigen Kreis-

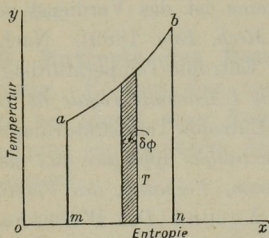


Fig. 21. Entropie-Temperaturkurve.

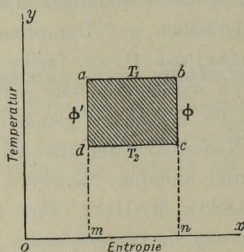


Fig. 22. Entropie-Temperaturdiagramm des Carnotschen Kreisprozesses.

prozeß gezeichnet wird, dann bildet dieselbe eine geschlossene Figur, da die Arbeitssubstanz wieder in ihren Anfangszustand zurückkehrt. Die Fläche dieser Figur findet man durch Integration über den ganzen Kreisprozeß. Ist Q_1 die während dieses Prozesses aufgenommene, Q_2 hingegen die während desselben abgegebene Wärmemenge, dann ist

$$\int T\delta\Phi = Q_1 - Q_2.$$

Die Differenz $Q_1 - Q_2$ ist jedoch die in Arbeit umgesetzte Wärme, somit

$$\int T\delta\Phi = W, \quad (13)$$

wenn sich die Integration über den ganzen Cyklus von Operationen erstreckt und W in Wärmeeinheiten ausgedrückt ist. Entropiediagramme haben somit mit den Druck-Volumendiagrammen die wichtige Eigenschaft gemein, daß die von dem Linienzug eingeschlossene Fläche das Maß bildet, für die während des Kreisprozesses geleistete Arbeit.

Isothermische Linien eines Entropie-Temperaturdiagrammes sind für jedwede Arbeitssubstanz gerade, zur Abscissenachse parallele Linien; adiabatische Linien sind hingegen gerade, zur y -Achse parallele Linien konstanter Entropie. Der Carnotsche Kreisprozeß wird daher, ob mit Luft, Dampf oder irgend einer anderen Substanz als Arbeitsflüssigkeit durchgeführt, durch ein Rechteck $abcd$ Fig. 22 dargestellt, in welchem die aufgenommene Wärme

$$Q_1 = \text{area } abnm = T_1(\Phi - \Phi'),$$

die abgegebene Wärme

$$Q_2 = \text{area } cdmn = T_2(\Phi - \Phi')$$

und die geleistete Arbeit

$$W = \text{area } abcd = (T_1 - T_2)(\Phi - \Phi'),$$

wenn Φ die Entropie des adiabatischen Prozesses der Expansion und Φ' die Entropie des adiabatischen Prozesses der Kompression bedeutet. Der Wirkungsgrad ist

$$\frac{\text{area } abcd}{\text{area } abnm} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}.$$

60. Entropie-Temperaturdiagramm für Dampf, angewendet auf die ideale Dampfmaschine, arbeitend ohne Kompression, jedoch mit vollständiger Expansion.

Ein interessantes Beispiel für den Nutzen der Entropie-Temperaturdiagramme gibt die Maschine von § 46. In dem dieser Maschine zugrunde liegenden Kreisprozesse wird der Dampf nach erfolgter vollständiger adiabatischer Expansion von der Temperatur T_1 auf T_2 , bei dieser Temperatur T_2 isothermisch kondensiert und sodann als Wasser in den Kessel zurückgeführt. Um das Diagramm dieses Kreisprozesses zu entwerfen, beginnen wir mit dem Momente, daß das Wasser von der Temperatur T_2 erhitzt wird. Rechnet man von irgend einer, jedoch niedrigeren Anfangstemperatur T_0 und legt man der Berechnung durchweg die Gewichtseinheit (1 kg) der Arbeitsflüssigkeit zugrunde, dann ist die Entropie des Wassers bei irgend einer Temperatur T

$$= \int_{T_0}^T \frac{dh}{T} = \int_{T_0}^T \frac{\sigma dT}{T},$$

wenn σ die spezifische Wärme des Wassers bedeutet. Die spezifische Wärme ist gleich der Einheit bei niedrigen Temperaturen und wird nur bei hohen Temperaturen unbedeutend größer als die Einheit. Vernachlässigt man diese kleine Änderung, dann kann man schreiben

$$\text{Entropie des Wassers} = \int_{T_0}^{T_1} \frac{dT}{T} = \log_e T_1 - \log_e T_0,$$

welcher Ausdruck sich auf irgend ein Stadium der Erhitzung des Speisewassers von T_2 auf T_1 bezieht. Der erste Teil des Diagramms ist daher eine logarithmische Kurve ab (Fig. 23) von der Eigenschaft, daß

$$T_a = T_2, T_b = T_1, \Phi_a = \log_e T_2 - \log_e T_0 \text{ und } \Phi_b = \log_e T_1 - \log_e T_0;$$

daher ist $\Phi_b - \Phi_a$ oder $mn = \log_e T_1 - \log_e T_2$.

Die Lage des Nullpunktes des Achsensystems zur Linken von m , oder mit anderen Worten, die Wahl des Wertes von T_0 ist für den Entwurf des Diagramms ohne Belang.

Für die vorstehende Figur wurde als Beispiel die Entropie des Wassers bei 0°C als Nullpunkt gewählt, ferner T_a korrespondierend einer Dampfspannung von $0,075 \text{ kg/qcm}$ ($t_a = 40^\circ \text{C}$) mit 313 , T_b korrespondierend einer Dampfspannung von $12,84 \text{ kg/qcm}$ ($t_b = 190^\circ \text{C}$) mit 463 .

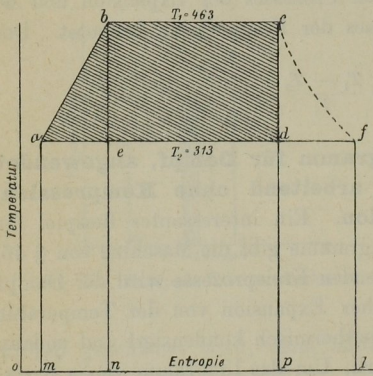


Fig. 23.
Entropie-Temperaturdiagramm für Dampf.

Im Punkte b beginnt die Dampfbildung; bc entspricht der Änderung der Entropie der Substanz während der Verdampfung bei konstanter Temperatur T_1 und ist daher, vollständige Verdampfung vorausgesetzt, gleich $\frac{L_1}{T_1}$; bei unvollständiger Verdampfung wäre bc gleich $\frac{q_1 L_1}{T_1}$. Die Linie cd repräsentiert den adiabatischen Prozeß vollständiger Expansion bis herab zur Temperatur T_2 ; da ist der Prozeß der Kondensation, welcher den Kreisprozeß der Maschine vollendet.

Die Fläche $mabn$ entspricht somit der während der Erhitzung des Speisewassers aufgenommenen Wärme; Fläche $nbcp$ entspricht der Wärme während der Verdampfung; die geleistete Arbeit ist bestimmt durch die Fläche $abcda$; die abgegebene Wärme durch die Fläche $pdam$.

Von der während der Verdampfung aufgenommenen Wärme wird der durch die Fläche $bede$ gemessene Teil in Arbeit umgesetzt; dieselbe entspricht dem Bruche $\frac{be}{bn}$ oder $\frac{T_1 - T_2}{T_1}$ der ganzen aufgenommenen Wärme. Von der während der Erhitzung des Speisewassers aufgenommenen Wärme wird ein kleinerer Bruchteil, entsprechend dem Quotienten $\frac{abe}{mabn}$ in Arbeit

verwandelt, weil die Wärme während dieses Prozesses, da die Verwandlungstemperatur niedriger ist als T_1 , weniger vorteilhaft ausgenutzt wird.

Eine nach dem Carnotschen Kreisprozeß arbeitende Maschine würde das Diagramm $ebcd$ ergeben; die vorliegende Maschine gibt eine um die Fläche abe größere Leistung; dieselbe wurde jedoch durch eine Wärmemenge gewonnen, welche außer Verhältnis zur erzielten Leistung steht; der Wirkungsgrad der Maschine ist daher geringer wie jener der Carnotschen Maschine.

Das Entropiediagramm ergibt, wie aus dem folgenden zu ersehen, in sehr einfacher Weise Resultate, zu welchen wir bereits früher auf anderen Wegen gelangten.

Zieht man in dem Diagramm eine Kurve cf derart, daß die Entfernung irgend eines Punktes derselben von irgend einem Punkte der Linie ab horizontal, d. h. parallel zur x -Achse gemessen, gleich dem Werte $\frac{L}{T}$ dieses Punktes der ab ist und macht man af gleich $\frac{L_2}{T_2}$, dann ist f jener Punkt, in welchem die Verlängerung von ad die Kurve cf schneidet; der Bruch $\frac{ad}{af}$ gibt sodann die Trockenheit des Dampfes nach erfolgter, durch die cd dargestellten adiabatischen Expansion. Dies folgt aus dem Umstande, daß, wenn der Dampf bei der Temperatur T_2 vollkommen trocken wäre, die während seiner Kondensation ausgegebene Wärme gleich sein würde der Fläche $lfam$, während die wirklich ausgegebene Wärme gleich ist der Fläche $pdam$; das heißt mit anderen Worten, die erstere Fläche ist L_2 , die letztere $q_2 L_2$, wenn q_2 die Trockenheit in dem Stadium d des Prozesses, also $q_2 = \frac{ad}{af}$ ist.

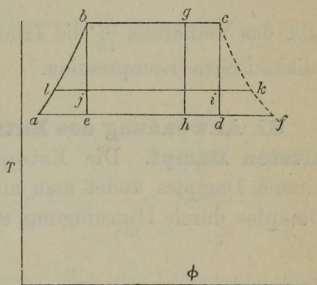


Fig. 24.

Zieht man ferner durch einen beliebigen Punkt i der Linie cd in Fig. 24 eine horizontale gerade Linie, welche die beiden Kurven ab und cf schneidet, dann teilt die Linie cd dieselbe in die Abschnitte il und ik . Diese sind proportional den Dampf- und Wassermengen, aus welchen die Arbeitsflüssigkeit gebildet ist, wenn die adiabatische Expansion bis zum Punkte i vorgeschritten ist; es ist daher $q = \frac{li}{ik}$ die Trockenheit in diesem Punkte.

Das Entropie-Temperaturdiagramm bildet somit eine geeignete Methode zur graphischen Bestimmung der Trockenheit q in irgend einem Stadium der adiabatischen Expansion.

Nehmen wir ferner an, der Dampf sei nicht trocken, wenn die adiabatische Expansion beginnt; dies kann in dem Diagramm dadurch zum Ausdruck gebracht werden, daß die Horizontale durch b in einem Punkte g endigt, der so gelegen ist, daß $bg = \frac{q_1 L_1}{T_1}$ oder mit anderen Worten $\frac{bg}{bc} = q_1$ ist. Die Linie gh stellt nun den Prozeß der adiabatischen Expansion dar; diese Konstruktion ist demnach anwendbar, um die Trockenheit q für irgend ein Stadium der Expansion zu finden. Im Punkte h ist $q = \frac{ah}{af}$ und $\frac{hf}{af}$ das Verhältnis des Wassers zum Dampf der eben vorhandenen Mischung im Punkte h .

Kehren wir wieder zum Carnotschen Kreisprozesse mit einer Mischung aus Wasser und Dampf als Arbeitssubstanz nach Fig. 14, § 43 zurück, dann können wir das Entropie-Temperaturdiagramm zur Ermittlung jenes Punktes benützen, in welchem die Kondensation bei der Temperatur T_2 beendet werden muß, damit die adiabatische Kompression die Substanz wieder zu dem Zustande Wasser von der Temperatur T_1 zurückführt. Der hierfür erforderliche Kompressionsprozeß ist gegeben durch die Linie cb in Fig. 23 oder 24; die Kompression muß daher beginnen, wenn der Anteil des noch unkondensierten Dampfes $\frac{ae}{af}$ beträgt. In gleicher Weise gibt das Verhältnis $\frac{lj}{lk}$ die Trockenheit in dem beliebigen Stadium j dieser adiabatischen Kompression.

61. Anwendung des Entropie-Temperaturdiagramms auf überhitzten Dampf. Die Entropie des bis zu einer Temperatur T' überhitzten Dampfes findet man aus dem Ausdrucke der Entropie gesättigten Dampfes durch Hinzufügung eines Summanden von der Form

$$\int_{T_1}^{T'} \frac{k dT}{T},$$

worin k die spezifische Wärme des Dampfes während der Überhitzung bedeutet, d. i. jene Wärmemenge, welche zur Erhöhung der Temperatur der Gewichtseinheit Dampf (1 kg) um 1°C erforderlich ist, sobald die Temperatur T_1 des gesättigten Dampfes überschritten ist. Nachdem bis heute genaue Kenntnisse der Vorgänge während der Überhitzung fehlen, nimmt man gewöhnlich k als konstant an. Der Wert von k ist bei hoher Überhitzung nicht viel von 0,5 Wärmeeinheiten verschieden (siehe § 39), wenn der Prozeß der Überhitzung bei konstantem Druck erfolgt, eine Bedingung, welche z. B. erfüllt wird, wenn Dampf dadurch überhitzt wird, daß derselbe auf dem Wege vom Kessel zur Maschine durch eine Rohrspirale oder Rohrwindungen geleitet wird, welche in den Feuerzügen oder in eigens geheizten

Räumen situiert sind*). Das Additionsglied kann dann geschrieben werden

$$k \int_{T_1}^{T'} \frac{dT}{T} = k (\log_e T' - \log_e T_1).$$

Dies verlangt eine Erweiterung des Entropie-Temperaturdiagramms, wie in Fig. 25 dargestellt; die Linie *cr* zeigt die Vermehrung der Entropie infolge der Überhitzung, gerechnet für eine Reihe von *T'*-Werten. Nach erfolgter Überhitzung bis zu einem beliebigen Betrage wird der Kreisprozeß durch die adiabatische Expansion *rs* bis herab auf die Temperatur *T*₂ und darauffolgende Kondensation *sa* bei dieser Temperatur geschlossen. Das Diagramm zeigt, daß infolge der Überhitzung die von der Arbeitssubstanz geleistete Arbeit um die Fläche *dcrs*, die aufgenommene Wärme hingegen um das Ausmaß der Fläche *pcru* vermehrt wurde. Der Wirkungsgrad erfährt nur eine geringe Erhöhung, nachdem die zusätzliche Wärme bei Temperaturen aufgenommen wird, die etwas höher sind als jene, bei denen die übrige Wärme aufgenommen wurde. Wenn die Überhitzung nicht sehr hoch getrieben wird, ist die zusätzliche Wärme im Verhältnis zur ganzen aufgenommenen Wärme zu gering, um eine wesentliche Erhöhung des Wirkungsgrades der idealen, hier in Rede stehenden Maschine hervorbringen zu können. In der Skizze

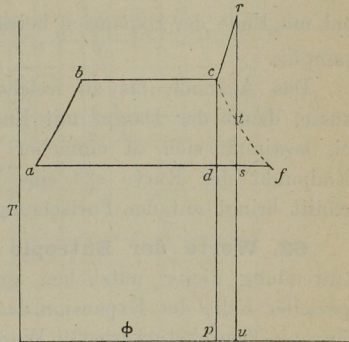


Fig. 25.

Fig. 25 war eine Überhitzung von rund 100° C über die Kesseltemperatur vorausgesetzt, aber das Diagramm zeigt, daß selbst diese nicht geringe Überhitzung keine wesentliche Verbesserung des idealen Wirkungsgrades zur Folge hat.

In Wirklichkeit ist die Differenz des Wirkungsgrades infolge der Überhitzung jedoch merklich größer; dieser Einfluß ist aber ein indirekter, dadurch begründet, daß die Kondensation des Dampfes bei Berührung mit den metallischen Wandungen des Cylinders und Kolbens verhindert wird. Dieser Nutzen der Überhitzung wird im nächsten Abschnitt eingehender besprochen werden. In der idealen Maschine kommen derlei Erscheinungen

*) Bei geringer Überhitzung kann *k* etwas größer angenommen werden, speziell bei hohen Spannungen. Der Wert von *k* ist streng genommen nicht konstant, denn die pro Grad aufgenommene Wärme ist zu Beginn der Überhitzung größer, als wenn die Temperatur bereits wesentlich erhöht ist (siehe § 65).

überhaupt nicht vor, da wir dort adiabatische Expansion, also vollkommen wärmedichte Cylinder- und Kolbenwandungen voraussetzen.

Es wäre unstreitig falsch, vorauszusetzen, daß die Anwendung erhöhter Temperaturen zufolge Überhitzung des Dampfes bei der idealen Maschine eine korrespondierende Erhöhung des Wirkungsgrades mit sich bringen würde, denn der größte Teil der Wärme wird trotzdem nur bei der Sättigungstemperatur aufgenommen und der Wert derselben für die Umwandlung in Arbeit hängt von der Temperatur ab, bei welcher dieselbe aufgenommen wird und nicht von jener Temperatur, bis zu welcher die Arbeitssubstanz nachträglich erhöht wurde.

Die adiabatische Linie rs im Diagramm Fig. 25 gibt in ihrem Schnittpunkte t mit der Kurve cf jenes Stadium der Expansion an, in welchem der Dampf aufhört überhitzt zu sein. In diesem Punkte t ist der Dampf trocken und gesättigt; mit fortschreitender Expansion wird derselbe feucht und mit Ende der Expansion beträgt der kondensierte Teil $\frac{sf}{af}$ des ganzen Dampfes.

Das Ausmaß, bis zu welchem die Überhitzung gesteigert werden müsse, damit der Dampf mit Ende der Expansion gerade noch trocken sei, bestimmt sich in einfacher Weise, indem man durch den Punkt f (Endpunkt der Kurve cf) eine Vertikale zieht und diese zum Durchschnitt bringt mit der Fortsetzung der Kurve cr .

62. Werte der Entropie von Wasser und Dampf. Bei der Anwendung dieser nützlichen graphischen Methode zur Untersuchung spezieller Fälle der Expansion des Dampfes ist es zweckmäßig, sich einer Entropie-Temperaturkarte für Wasser und Dampf zu bedienen, welche man für die ganze Reihe von Pressungen, welche in der Praxis vorkommen, am einfachsten unter Benutzung eines Millimeterpapiere aufreißt. Die horizontalen geraden Linien entsprechen der Bildung und Kondensation des Dampfes, während adiabatische Prozesse durch die vertikalen Linien dargestellt sind.

Ein solches Diagramm, im Maßstab gezeichnet, zeigt Fig. 26. Die beiden Kurven erstrecken sich über die Pressungsreihe (Temperaturreihe) der Tabelle I § 32. Die linke Kurve, bezeichnet mit „Wasser“, gibt die Beziehung der Entropie zur Temperatur bevor die Dampfbildung beginnt, die rechte Kurve, bezeichnet mit „Dampf“, gibt dieselbe Beziehung, wenn sämtliches Wasser in Dampf verwandelt ist.

Die horizontale Entfernung zwischen den beiden Kurven in irgend einem Punkte oder die Differenz der Entropie des Dampfes Φ_v und jener des Wassers Φ_w repräsentiert den Gewinn an Entropie, nämlich $\frac{L}{T}$, während der Verwandlung des Wassers in Dampf;

$$\Phi_s - \Phi_w = \frac{L}{T}$$

Die numerischen Werte der Entropie beziehen sich auf die Gewichtseinheit (1 kg) Wasser oder Dampf und sind vom Wasser bei 0° C an gerechnet. Bei Berechnung der Entropie des Wassers wurde auf die Zunahme der spezifischen Wärme desselben bei hohen Temperaturen entsprechend Rücksicht genommen. Die Entropie des Wassers (Φ_w), sowie

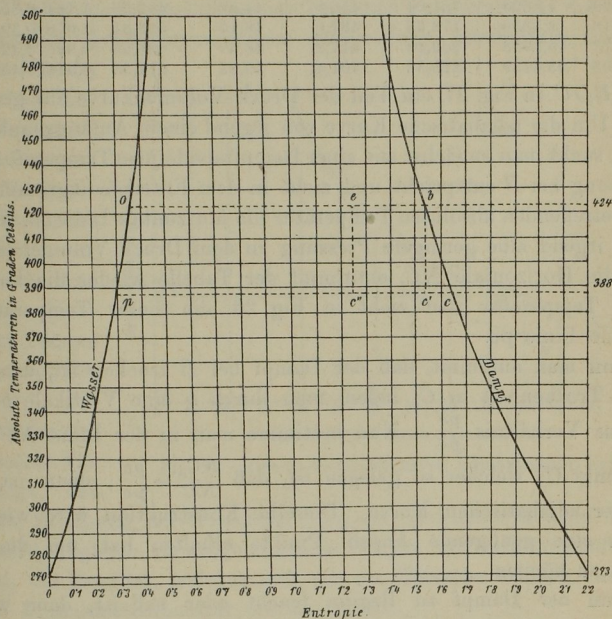


Fig. 26. Entropie von Wasser und Dampf.

jene des Dampfes (Φ_s) wurden behufs Konstruktion der beiden Kurven für gewisse Temperaturwerte der Tabelle I gerechnet; die so gerechneten Entropiewerte sind in nachstehender Tabelle II (S. 136) zusammengestellt.

Mit Hilfe des vorstehenden Diagramms und der Kenntnis der Beziehungen zwischen Druck und Volumen gesättigter Dämpfe ist es leicht, das Verhältnis des Wassers zu bestimmen, welches in irgend einem Stadium der adiabatischen Expansion oder Kompression vorhanden ist und das gewöhnliche Indikatordiagramm oder die Druck-Volumenkurve für einen beliebigen adiabatischen Prozeß zu zeichnen.

Tabelle II. Entropie von Wasser und Dampf.

t	T	Druck in kg/qcm	Flüssigk.- wärme h	L		Gesamt- wärme H	$\frac{L}{T}$	Φ_w	Φ_s
				Innere lat. Wärme	Äuß. lat. Wärme				
0	273	0,00625	0	575,4	31,1	606,50	2,221	0	2,221
35	308	0,05687	35	547,7	34,46	617,16	1,891	0,1130	2,004
65	338	0,25417	65,055	524,0	37,37	626,43	1,660	0,1930	1,853
100	373	1,03330	100,275	496,3	40,43	637,00	1,439	0,2690	1,708
125	398	2,3710	125,55	476,6	42,50	644,65	1,304	0,3150	1,619
150	423	4,8690	151,04	456,8	44,52	652,36	1,184	0,3580	1,542
175	448	9,1330	176,65	437,0	46,16	659,81	1,078	0,3950	1,473
200	473	15,8923	202,49	417,2	48,57	668,26	0,985	0,4280	1,413
220	493	23,6439	223,32	401,4	49,83	674,55	0,914	0,4540	1,368

Sei BDC in Fig. 27 ein Teil der Druck-Volumenkurve für gesättigten Dampf. Um die adiabatische Kurve von irgend einem Anfangspunkte B zu zeichnen, sucht man zunächst aus einer Dampftabelle jene Temperatur, welche der Pressung bei B entspricht und zieht in dem Entropiediagramm Fig. 26 bei der betreffenden absoluten Temperatur die horizontale Linie ob . Nun zieht man für irgend eine geringere Pressung in dem Druck-Volumendiagramm Fig. 27 die Horizontale NC , entnimmt der Tabelle wieder die korrespondierende Temperatur und zieht in Fig. 26 die dieser Temperatur entsprechende Linie pc .

Wenn man annimmt, daß der Dampf bei B trocken ist, dann erhält man die Trockenheit in C , indem man durch b eine Vertikale $b'c'$ zieht, durch das Verhältnis $\frac{p'c'}{pc}$. Nun bestimme man in der Linie NC Fig. 27 einen Punkt C' , welcher so gelegen ist, daß $\frac{NC'}{NC} = \frac{p'c'}{pc}$; dann ist C' ein Punkt der adiabatischen Kurve. Dieselbe Konstruktion wird wiederholt, bis man eine genügende Anzahl Punkte erhalten hat, um die Kurve zeichnen zu können.

Wenn der Dampf zu Beginn feucht oder naß ist, dann wird das Anfangsvolumen pro Gewichtseinheit (1 kg) kleiner als MB , z. B. gleich ME sein; die adiabatische Linie beginnt daher in E . Man findet dieselbe wieder in der Weise, daß man in Fig. 26 einen Punkt e so annimmt, daß $\frac{oe}{ob} = \frac{ME}{MB}$ (der anfänglichen Trockenheit); zieht man weiters ec'' vertikal und wählt man in Fig. 27 den Punkt C'' derart, daß $\frac{NC''}{NC} = \frac{p'c''}{pc}$, dann ist C'' ein Punkt der verlangten Kurve und das Verhältnis $\frac{NC''}{NC}$ gibt die Trockenheit der Mischung nach erfolgter adiabatischer Expansion. Die Kurve $EC''D''$ wurde in dieser Weise skizziert, um die adiabatische Expansion des Dampfes von 25% Anfangsfeuchtigkeitsgehalt darzustellen.

Im obigen Diagramm Fig. 27 beträgt der Druck bei M 5 kg/qcm ($T = 424$), bei N hingegen 1,75 kg/qcm ($T = 388$); die zugehörigen

Volumen von 1 kg Dampf 0,375 beziehungsweise 1 cbm. Die Linien *ob* und *pc* in Fig. 26 entsprechen den beiden Temperaturen 424 resp. 388.

Das Entropie-Temperaturdiagramm bietet uns nicht nur ein Mittel, den Kreisprozeß einer Wärmemaschine graphisch darzustellen, sondern auch die Möglichkeit, die aufgenommene und abgegebene Wärme, sowie die geleistete Arbeit, somit auch den Wirkungsgrad derselben bestimmen zu können. Der Vorteil z. B., welcher aus einer Erhöhung der Anfangsspannung resultiert, ist direkt und einfach aus einem Diagramm nach Art der Fig. 23 zu entnehmen, indem man bei jenen Temperaturen, welche den zu vergleichenden Anfangsspannungen entsprechen, horizontale Linien und durch die Punkte,

wo diese die Entropiekurve gesättigten Dampfes (*ef*) treffen, vertikale Linien zieht und diese bis zur Basis, welche dem absoluten Nullpunkt der Temperatur entspricht, verlängert. Ein Vergleich der eingeschlossenen Flächen zeigt, daß

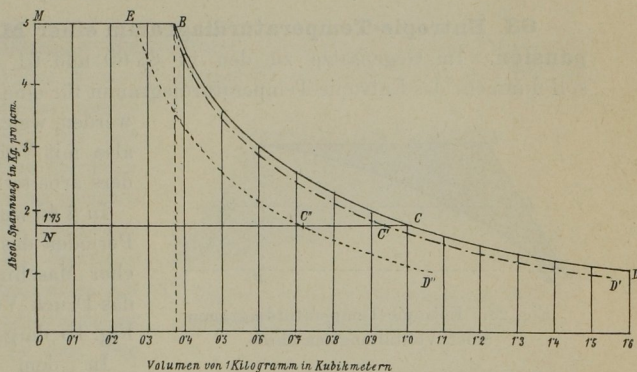


Fig. 27. Druck-Volumenkurven adiabatischer Expansion.

durch die Erhöhung der Kesselspannung ein merklicher Gewinn an Arbeit erzielt wird, obgleich die aufgenommene Wärme nur verhältnismäßig wenig zunimmt, ein Resultat, welches sich aus der Tatsache erklärt, daß die allgemeine Aufnahmetemperatur erhöht wurde.

Zieht man in Fig. 26 eine vertikale Linie, wie z. B. *ec''*, um die adiabatische Expansion einer Mischung aus Wasser und Dampf darzustellen, dann hängt der Verlauf derselben selbstverständlich von der Wahl des Punktes *e* ab, da eine anfänglich nasse Mischung (Punkt *e* näher an *o* gelegen), wenn sie zu expandieren beginnt, trockener wird, während eine Mischung mit geringem anfänglichen Feuchtigkeitsgehalt umgekehrt feuchter wird. Innerhalb der gewöhnlichen Betriebsspannungen (5 bis 15 kg/qcm) haben die beiden Kurven für Wasser und Dampf nahezu die gleiche Neigung gegen die den adiabatischen Prozeß darstellende vertikale Linie, wie aus dem Verlauf dieser Kurven in Fig. 26 zu ersehen. Wenn daher eine solche Kurve von einem Punkte ausgehend gezeichnet wird, welcher in der Mitte zwischen diesen beiden Kurven liegt, dann wird dieselbe auch

in ihrem weiteren Verlaufe nahezu in der Mitte zwischen denselben bleiben, das heißt mit anderen Worten, wenn die Arbeitsflüssigkeit mit Beginn der adiabatischen Expansion ungefähr 50% Wasser enthält, so wird auch während der Expansion dieser Prozentsatz ziemlich ungeändert bleiben; ist der Dampf jedoch wesentlich nasser zu Beginn der Expansion, dann wird er durch die adiabatische Expansion teilweise getrocknet.

Es soll an späterer Stelle gezeigt werden, daß das Entropie-Temperaturdiagramm auch gebraucht werden kann, um die Veränderung der Dampftrockenheit in wirklichen Dampfmaschinen, deren Arbeitsprozeß nichts weniger als adiabatisch verläuft, zu veranschaulichen.

63. Entropie-Temperaturdiagramm einer Maschine ohne Expansion. Im Gegensatz zu den in §§ 60 und 61 behandelten Fällen soll nunmehr das Entropie-Temperaturdiagramm für eine Maschine entworfen werden, welche ohne Expansion, also mit Vollfüllung des Cylinders arbeitet.

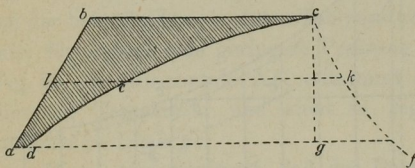


Fig. 28. Entropie-Temperaturdiagramm einer Vollfüllungsmaschine.

werden, welche ohne Expansion, also mit Vollfüllung des Cylinders arbeitet.

In § 45 wurden bereits die vier Perioden des Kreisprozesses solcher Maschinen besprochen und das Druck-Volumendiagramm in Fig. 15 dargestellt.

In dem Entropiediagramm Fig. 28 sind die vier korrespondierenden Linien ab , bc , cd und da . Linie ab entspricht der Erhitzung des Wassers von der Temperatur T_2 auf T_1 ; bc der Verwandlung des Wassers in Dampf; cd der partiellen Kondensation, hervorgerufen durch die Berührung des Dampfes mit dem kalten Receiver, während der Kolben in der Endstellung seines Hubes verbleibt, endlich da der restlichen Kondensation, während der Kolben seinen Vorwärtshub durchläuft. cd ist eine Linie konstanten Volumens, da während dieser Zustandsänderung die Arbeitsflüssigkeit im Cylinder verbleibt und keine Bewegung des Kolbens stattfindet.

Um Punkte der Kurve cd zu finden, zeichnet man, wie in früheren Beispielen beschrieben, die Sättigungskurve cf , zieht für irgend eine Temperatur T zwischen T_2 und T_1 die Horizontale lk und teilt dieselbe in einem Punkte e derart, daß $\frac{le}{lk}$ die Trockenheit des Dampfes q in dem Momente darstellt, als dessen Temperatur auf T gesunken ist. Die Trockenheit q ergibt sich durch die Betrachtung, daß $qV = V_1$, wenn V das Volumen der Gewichtseinheit (1 kg) gesättigten Dampfes von der Temperatur T und V_1 das Volumen der Gewichtseinheit vor Beginn der Kondensation.

sation darstellt. Während der Operation cd bleibt das Volumen der Arbeitsflüssigkeit ungeändert und daher gleich V_1 ; somit ist $q = \frac{V_1}{V}$, und die Lage des Punktes e bestimmt sich aus dem Verhältnis

$$le = \frac{V_1}{V} \cdot lk.$$

Die Arbeit, welche durch den Entfall der adiabatischen Expansion verloren geht, ist durch die Fläche egd dargestellt. Das Diagramm Fig. 28 ist für einen Anfangsdruck = 12 kg/qcm und einen Gegendruck während des Kolbenrücklaufes da von 0,2 kg/qcm, beziehungsweise für die Temperaturen $T_1 = 460$ und $T_2 = 333$ skizziert.

64. Unvollständige Expansion. Der Fall unvollständiger Expansion ist in ähnlicher Weise zu behandeln, wie der vorhergehende Fall.

Die adiabatische Expansion sei soweit fortgesetzt, daß mit Ende des Kolbenhubes die Temperatur auf ein Niveau gefallen ist, welches in dem Entropie-Temperaturdiagramm durch die durch c' Fig. 29 gehende Horizontale mn dargestellt sei. Den adiabatischen Prozeß stellt Linie cc' dar. Der

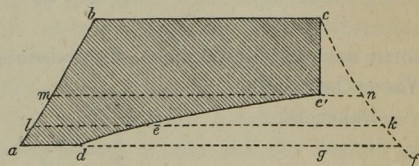


Fig. 29. Entropie-Temperaturdiagramm unvollständiger Expansion des Dampfes.

Dampf werde nun durch Kontakt mit dem kalten Receiver plötzlich abgekühlt; die Kurve konstanten Volumens dieser Periode stellt die Linie $c'd$ dar. Nun beginnt der Kolbenrücklauf da . Um die Kurve $c'd$ zu zeichnen, nimmt man wieder, wie im vorigen Beispiel, einen Punkt e in irgend einem Horizonte derart an, daß

$$le = q' \cdot \frac{V'}{V} \cdot lk,$$

wenn V' das Volumen der Gewichtseinheit (1 kg) gesättigten Dampfes von jener Temperatur ist, welche dem Punkte c' entspricht und q' die Trockenheit in c' bedeutet, gegeben durch das Verhältnis $\frac{m'c'}{mn}$.

In dem Diagramm Fig. 29 sind die Annahmen so getroffen, daß die Anfangsspannung per 12 kg/qcm durch die adiabatische Expansion auf 1,36 kg/qcm reduziert wurde; der Gegendruck beträgt, wie in Fig. 28, 0,2 kg/qcm. Die Temperaturen sind daher wie dort $T_1 = 460$ und $T_2 = 333$; die Endtemperatur der Expansion beträgt $T = 380,8$.

Bei Annahme der plötzlichen Kondensation, dargestellt durch die Linie cd in Fig. 28 und $c'd$ in Fig. 29, wurde zur Vereinfachung der Sachlage vorausgesetzt, daß der Dampf im Cylinder zurückgehalten und der

kalte Receiver an denselben angefügt werde. Es macht jedoch keinen Unterschied, ob der Dampf im Cylinder oder in einem eigenen, separierten Gefäße kondensiert wird; dieselbe Arbeit wird in beiden Fällen geleistet, denn der Druck auf den Kolben ist der gleiche in dem einen Falle wie im anderen. Nachdem somit die Fläche des Entropie-Temperaturdiagramms hierdurch unberührt bleibt, mag T_2 welchen Wert immer besitzen, so bleibt auch der Verlauf der Kurve cd oder $c'd$ ungeändert.

Die Kurve cd oder $c'd$ konstanten Volumens kann auch durch Anwendung der Gleichung (3) § 51 gezeichnet werden. Stellt U das Volumen der Mischung aus Dampf und Wasser in irgend einem Stadium des Kondensationsprozesses bei der Temperatur T dar; sei ferner λ jene Wärme, welche abgegeben würde, wenn die Kondensation der Mischung bei der Temperatur T vollständig wäre, dann besteht nach § 51 die Gleichung

$$U - \omega = \frac{J\lambda}{T} \cdot \frac{dT}{dp},$$

worin noch ω das Volumen der Substanz darstellt, wenn dieselbe nur aus Wasser bestände.

Daher ist

$$\frac{\lambda}{T} = \frac{U - \omega}{J} \cdot \frac{dp}{dT}.$$

$\frac{\lambda}{T}$ ist in obigem Diagramm Fig. 29 die Länge le , wenn die Linie le im Niveau der Temperatur T gezogen ist; U ist das Volumen des Cylinders, welches konstant ist. Es ist somit

$$\frac{\lambda}{T} \text{ proportional } \frac{dp}{dT},$$

eine Beziehung, mittelst welcher le bei irgend einem Temperaturniveau bestimmt werden kann, sobald die Werte von $\frac{dp}{dT}$ für gesättigten Dampf bekannt sind. Diese Werte können entweder aus der Neigung der Drucktemperaturkurve oder näherungsweise aus einer Tabelle für p und T ermittelt werden, indem man kleine Druckunterschiede durch die korrespondierenden Temperaturunterschiede dividiert. Diese Methode mag in manchen Fällen bequemer anzuwenden sein, als die vorher erwähnte Methode der graphischen Ermittlung der Kurve konstanten Volumens; letztere Methode wurde von Professor Cotterill in der zweiten Auflage seiner Schrift „*Treatise on the Steam-Engine*“ angegeben.

Die beiden Figuren 28 und 29 sind im Maßstabe gezeichnet.

65. Gesamtwärme des überhitzten Dampfes. In § 39 wurde bereits auf Rankines Methode der Bestimmung der Gesamtwärme hoch

überhitzten Dampfes, des sogenannten Dampfes, hingewiesen und hierfür die Formel gegeben

$$H' = 606,50 + 0,48 t,$$

mit dem Bemerkten, daß die Begründung derselben in § 65 erfolgen werde.

Zu dieser Formel gelangt man nun auf folgende Weise. Nach den Versuchen Regnaults ist es als feststehend anzunehmen, daß Dampf von niedriger Spannung bei der Überhitzung sich wie ein vollkommenes Gas verhält; daß ferner die spezifische Wärme des bei 0° C gesättigten und unter konstantem Druck überhitzten Dampfes als konstant und gleich 0,48 angenommen werden kann. Wenn man daher Wasser bei 0° C verdampft und dann unter konstantem Druck auf irgend eine Temperatur t' überhitzt, so ergibt sich die totale Wärme des Dampfes nach obiger Formel, nachdem 606,5 die totale Wärme des Dampfes bei 0° C ist. Setzen wir nun voraus, t' sei sehr hoch. Der Dampf wird sich in diesem Falle auch dann noch wie ein vollkommenes Gas verhalten, wenn sich dessen Druck ändert. Nehmen wir nun an, der Druck vergrößere sich isothermisch von dem Anfangswerte zu irgend einem anderen Werte, dann ist zu beweisen, daß hierdurch die totale Wärme des Dampfes nicht geändert wird oder mit anderen Worten, daß die totale Wärme überhitzten Dampfes unabhängig von der Spannung desselben ist, sobald sich der Dampf, genügend hohe Überhitzung vorausgesetzt, tatsächlich wie ein vollkommenes Gas verhält. Wenn dies der Fall ist, dann ist auch klar, daß der obige Ausdruck für H' auch anwendbar ist auf Dampfgas irgend einer anderen Spannung, sobald die Überhitzungstemperatur t' in beiden Fällen den gleichen Wert besitzt.

Wir wollen nun, um obigen Beweis zu erbringen, einen imaginären Kreisprozeß betrachten, in welchem der Druck veränderlich sei von einem beliebigen Werte p_1 zu irgend einem anderen Werte p_2 , während die Temperatur t' konstant bleibt. Dampf werde zunächst bei dem Drucke p_1 gebildet und dann auf die Temperatur t' (absolut T') überhitzt, wobei t' so hoch angenommen sei, daß sich der Dampf wie ein vollkommenes Gas verhalte, welches auch immer seine Spannung sei. Bezeichne H_1' die während dieses Prozesses aufgenommene Wärme und v_1 das Volumen des überhitzten Dampfes von der Spannung p_1 ; die zur Erzeugung des Dampfes erforderliche Arbeit ist $p_1 v_1$, wenn man das geringe Anfangsvolumen des Wassers vernachlässigt. Nun lasse man den Dampf im Zustande der Überhitzung isothermisch expandieren auf irgend ein Volumen v_2 und eine Spannung p_2 ; während dieses Prozesses verhalte sich der Dampf, der früheren Annahme gemäß, gleichfalls wie ein vollkommenes Gas; es ist daher $p_1 v_1 = p_2 v_2$ und die während der Expansion aufgenommene Wärme äquivalent der geleisteten Arbeit

$$\int_{v_1}^{v_2} p dv \text{ oder } RT_1' \log_e \frac{v_2}{v_1}.$$

Nun werde der Dampf unter dem konstanten Drucke p_2 kondensiert; die hierbei ausgegebene Wärmemenge sei H_2' ; dies ist zugleich die totale Wärme des überhitzten Dampfes von der Temperatur t' , gebildet unter dem Drucke p_2 . Die während der Kondensation abgeführte Arbeit beträgt $p_2 v_2$. Der Kreisprozeß werde schließlich durch die Erhöhung des Druckes von p_2 auf p_1 wieder geschlossen.

Für den ganzen Kreisprozeß ergibt sich

$$\begin{aligned} & \text{aufgenommene Wärme} + \text{auf das Gas übertragene Arbeit} \\ & = \text{abgeführte Wärme} + \text{von dem Gase geleistete Arbeit,} \end{aligned}$$

oder

$$H_1' + RT' \log_e \frac{v_2}{v_1} + p_2 v_2 = H_2' + p_1 v_1 + RT' \log_e \frac{v_2}{v_1}.$$

Nachdem ferner

$$p_1 v_1 = p_2 v_2,$$

wird

$$H_1' = H_2',$$

das heißt, für gleiche Überhitzungstemperaturen ist die totale Wärme des Dampfes die gleiche, unter welchen Drücken immer der Dampf gebildet wurde, beziehungsweise ob der Druck während der Dampfbildung konstant blieb oder nicht. Rankines Formel ist daher für hohe Überhitzungen anwendbar, vorausgesetzt, daß die experimentelle Grundlage, wonach sich gesättigter Dampf bei 0°C wie ein vollkommenes Gas verhält, sowie die Annahme der Konstanten richtig ist.

Bei jenen Spannungen, welche in der Dampfmaschinenpraxis gewöhnlich vorkommen, müßte die Überhitzung, damit sich der Dampf wie ein vollkommenes Gas verhält, viel weiter getrieben werden, als dies tatsächlich erfolgt; Rankines Formel ist daher nur in den seltensten Fällen zur Bestimmung der Gesamtwärme überhitzten Dampfes anwendbar; in gewöhnlich vorkommenden Fällen sind die mit dieser Formel berechneten Werte ungebührlich groß, wie aus nachstehendem Beispiel zu ersehen.

Gesättigter Dampf von 100°C werde unter konstantem Druck um 60° , somit auf 160°C überhitzt. Nach obiger Formel wäre somit $H' = 606,50 + 0,48 t'$ oder gleich 683,3; im gesättigten Zustande (100°C) wäre die Gesamtwärme nach der Formel $H = 606,50 + 0,305 t = 637$; es würde daher die während der Überhitzung aufgenommene Wärme 46,3 Wärmeinheiten oder pro Grad der Überhitzung 0,77 Einheiten betragen, somit wesentlich größer sein, als die für gewöhnlich angenommene Konstante 0,48. In einem solchen Falle geringer Überhitzung gibt Rankines Formel

entschieden zu große Werte für die totale Wärme. Für eine höhere Überhitzung, z. B. $t = 300^{\circ} \text{C}$ (eigentliche Überhitzung um 200°C) ergibt sich $H' = 750,5$ und $H = 637$; somit die Überhitzungswärme pro Grad der Überhitzung $0,57$ Wärmeeinheiten, falls Rankines Werte für H' ein richtiges Maß für die Beurteilung der totalen Wärme wären. Wie man sieht, ist diese Formel auch für solche Fälle hochgehender Überhitzung nicht mit hinlänglicher Genauigkeit anwendbar; für höhere Spannungen würden die Abweichungen noch größer werden. Es scheint daraus hervorzugehen, daß die gebräuchliche Annahme der Unveränderlichkeit der spezifischen Wärme überhitzten Dampfes wahrscheinlich falsch ist und es dürfte im Wege des Experimentes nachweisbar sein, daß in dem anfänglichen Stadium der Überhitzung mehr Wärme pro Grad verbraucht wird, als im weiteren Verlaufe derselben*).

Es sei hier bemerkt, daß Regnaults Versuche nur die Differenz der totalen Wärme stark und schwach überhitzten Dampfes behandeln, sich jedoch auf die spezifische Wärme schwach überhitzter Dämpfe, selbst bei geringen Spannungen, nicht erstrecken.

66. Entropiediagramm einer Maschine, arbeitend mit Dampf, gesättigt durch die ganze Expansion. Dieser Fall wurde bereits in § 47 als Grenzfall einer mit Dampfmantel arbeitenden Maschine erwähnt, unter der Voraussetzung, daß infolge des Mantels der Dampf während der ganzen Expansion trocken erhalten wird. Das Entropiediagramm ist für vollständige Expansion durch den Linienzug $abcf$ Fig. 23 dargestellt; die Sättigungskurve cf repräsentiert den Prozeß der Expansion und die Fläche $pcfl$ ist die vom Dampfmantel gelieferte Wärmemenge H_m . Die geleistete Arbeit W ist aus der Fläche des Diagramms leicht zu berechnen, wenn man berücksichtigt, daß die Breite derselben in irgend einer Höhe $\frac{L}{T}$ ist.

$$W = \int_{t_2}^{t_1} \frac{L}{T} dT.$$

Um diesen Ausdruck integrieren zu können, müssen wir die latente Wärme L , wie in § 35, Gleichung (7) ausdrücken in der Form

$$L = a - bT.$$

*) Bezüglich dieses Gegenstandes sei auf die Publikation von Professor Osborne Reynolds „On methods of determining the dryness of steam and the condition of steam-gas“ in Proc. of the Manchester Phil. Soc. Nov. 1896 hingewiesen; ferner auf die Arbeit von Prof. Ewing und Dunkerley „On the specific heat of superheated steam“, Rep. Brit. Association 1897.

Dann wird

$$W = \int_{T_2}^{T_1} \frac{a - bT}{T} dT = a \log_e \frac{T_1}{T_2} - b(T_1 - T_2).$$

Für britische Wärmeeinheiten ist $a = 1437$ und $b = 0,7$ zu setzen; für metrische Wärmeeinheiten wird

$$a = 797,6 \text{ und } b = 0,7,$$

nach den Formeln

$$L = 1114 - 0,7 t$$

für britische und

$$L = 606,5 - 0,7 t$$

für metrische Einheiten.

In § 47 wurde bereits ein Ausdruck für W gegeben; ein Vergleich beider Ausdrücke zeigt, daß daraus derselbe Wert resultiert.

Um die vom Dampfmantel gelieferte Wärme H_m zu finden, muß man berücksichtigen, daß

$$\text{die aufgenommene Gesamtwärme} = L_1 + h_1 - h_2 + H_m,$$

$$\text{die abgeführte Wärme} = L_2.$$

Somit

$$W = L_1 + h_1 - h_2 + H_m - L_2 \text{ (in Wärmeeinheiten)}$$

und daraus

$$\begin{aligned} H_m &= W - (L_1 - L_2) - (h_1 - h_2) \\ &= a \log_e \frac{T_1}{T_2} - b(T_1 - T_2) - (h_1 - h_2) - (a - bT_1) + (a - bT_2) \\ &= a \log_e \frac{T_1}{T_2} - (h_1 - h_2). \end{aligned}$$

Der Wirkungsgrad des ganzen Prozesses ist

$$\frac{a \log_e \frac{T_1}{T_2} - b(T_1 - T_2)}{a \log_e \frac{T_1}{T_2} + L_1}.$$

Als ein numerisches Beispiel zum Vergleiche mit dem in § 54 durchgeführten Beispiel vollständiger adiabatischer Expansion sei wie dort angenommen $T_1 = 458$ (entsprechend einem Drucke von 11,5 kg/qcm) und $T_2 = 288$ (Kondensation bei 15° C).

Aus obigen Gleichungen ergibt sich:

$$a \log_e \frac{T_1}{T_2} = 369, \quad H_m = 199, \quad W = 250;$$

ferner ist für $t_1 = 185^0$ ($T_1 = 458$) $L_1 = 476$, somit die während des Prozesses aufgenommene Gesamtwärme 845 Wärmeeinheiten und daher

der Wirkungsgrad 0,296; in dem korrespondierenden Kreisprozeß mit adiabatischer Expansion wurde der Wirkungsgrad mit 0,330 ermittelt; der in Rede stehende Kreisprozeß gibt daher einen um rund 10 Prozent kleineren Wirkungsgrad. Diese Verminderung des Wirkungsgrades ist dadurch begründet, daß die vom Dampfmantel übertragene Wärme den Arbeitsdampf erreicht, wenn dessen Temperatur unter die höchste Temperatur der Reihe gesunken ist.

67. Entropie-Temperaturdiagramm einer Maschine mit Regenerator. Eine Maschine, wie z. B. die kalorische Maschine von Stirling, welche anstelle adiabatischer Expansion und Kompression im Carnotschen Kreisprozeß einen Regenerator benützt, hat ein Entropiediagramm wie in Fig. 30 dargestellt.

Die isothermische Operation der Wärmefaufnahme bei der Temperatur T_1 ist dargestellt durch die horizontale Linie ab ; bc zeigt die Abkühlung der Arbeitssubstanz von T_1 auf T_2 auf ihrem Wege durch den Regenerator, in welchem dieselbe diese Wärmedifferenz deponiert; cd ist die isothermische Wärmeabgabe bei der Temperatur T_2 , und da ist die Wärmerückgabe seitens des Regenerators, während die Substanz denselben in entgegengesetzter Richtung passiert, wobei die Temperatur von T_2 auf T_1 erhöht wird.

Nimmt man die Wirkungsweise des Regenerators als eine ideale oder vollkommene an, dann sind die beiden Kurven bc und ad einander vollständig gleich, welches auch immer ihre Form sei. Die Fläche der Figur ist unter dieser Voraussetzung gleich der Fläche des Rechteckes Fig. 22, welche den gewöhnlichen Carnotschen Kreisprozeß darstellt. Die gleichen Flächen $pbcq$ und $madn$ geben das Maß der im Regenerator aufgespeicherten und an die Maschine zurückgeleiteten Wärme.

Für Luft als Arbeitssubstanz und unter der Voraussetzung, daß die Regenerativveränderungen entweder bei konstantem Volumen, wie in Stirlings Maschine, oder bei konstantem Druck, wie in Ericssons Maschine, stattfinden, so daß die spezifische Wärme c konstant ist, sind ad und bc logarithmische Kurven von der Gleichung

$$\Phi = \int \frac{cdT}{T} = c \log_e T,$$

worin für c in dem einen Falle (konstantes Volumen) c_v , in dem anderen Falle (konstanter Druck) c_p zu setzen ist.

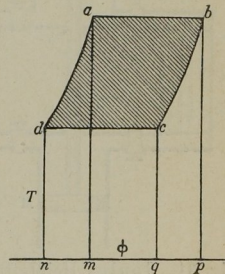


Fig. 30. Entropie-Temperaturdiagramm einer vollkommenen Maschine mit Regenerator.

68. Joules Luftmaschine. Die seinerzeit von Joule vorgeschlagene Type einer Heißluftmaschine bietet aus verschiedenen Gründen großes Interesse; der Kreisprozeß derselben sei daher, des Zusammenhanges wegen, an dieser Stelle untersucht.

Man denke sich eine Kammer C (Fig. 31), gefüllt mit Luft von der Temperatur T_2 , und fortwährend, durch Wasserzirkulation oder auf andere Weise kalt erhalten; eine zweite Kammer A , durch einen Ofen oder auf irgend eine andere Weise erhitzt, sei mit heißer Luft im Zustande der Kompression gefüllt; die Temperatur derselben sei T_1 . M sei ein Kompressionscyylinder, mittels welchem Luft von C nach A gepumpt wird; N sei der Arbeitscyylinder, in welchem die Luft aus A expandiert, bevor

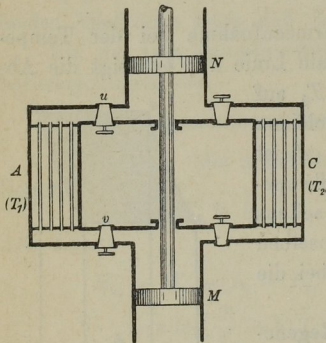


Fig. 31. Joules Heißluftmaschine.

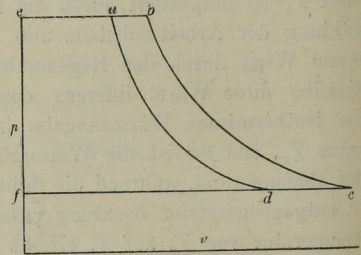


Fig. 32. Indikatoridiagramm von Joules Luftmaschine.

dieselbe in die kalte Kammer C zurückkehrt. Die Kammern A und C seien im Verhältnisse zu der Luftmenge, die dieselben bei jedem Hube passiert, so groß, daß der Druck in diesen Kammern als konstant angesehen werden kann. Die Wirkungsweise dieser Maschine ist nun folgende:

Die Pumpe M saugt Luft aus C an und komprimiert dieselbe adiabatisch, bis die Spannung derselben gleich der Spannung in A wird, und gibt dieselbe, nachdem Ventil v geöffnet wurde, an A ab. Das Indikatoridiagramm für diesen Teil des Arbeitsprozesses der Pumpe zeigt der Linienzug $fdac$ in Fig. 32. Während dieses Prozesses strömt die gleiche Menge heißer Luft aus der Kammer A nach dem Cylinder N ; nachdem das Ventil u geschlossen ist, expandiert die Luft in N adiabatisch, bis die Spannung auf jene in der kalten Kammer C gesunken ist; während des Kolbenrücklaufes von N wird diese Luft nach C geschafft. Der Arbeitsprozeß von N ist durch den Linienzug $ebcf$ in Fig. 32 dargestellt. Die Fläche $fdac$ gibt das Arbeitsmaß der zum Betriebe der Pumpe erforderlichen Arbeit,

während die Fläche $ebcf$ das Ausmaß der von der Luft im Arbeitscyliner N geleisteten Arbeit darstellt. Die Differenzfläche $abcd$ gibt die von der Maschine während eines Kreislaufes der aufgenommenen Luftmenge geleistete Nettoarbeit.

Wärme wird aufgenommen während der Temperaturerhöhung der Luft in der heißen Kammer A ; nachdem vorausgesetzt wurde, daß der Druck in dieser Kammer konstant sei, ist

$$Q_A = c_p(T_b - T_a),$$

worin T_b die Temperatur in A , also T_1 ist und T_a jene Temperatur bezeichnet, welche mit Ende der adiabatischen Kompression in der Pumpe erreicht wird. In gleicher Weise ist die Wärmeabgabe an die kalte Kammer C

$$Q_C = c_p(T_c - T_d),$$

worin $T_d = T_2$, der Temperatur von C , und T_c die Temperatur bedeutet, welche mit Ende der adiabatischen Expansion in N erreicht wurde. Da die Expansion und Kompression innerhalb derselben Druckgrenzen stattfinden, ist auch das Expansions- und Kompressionsverhältnis das gleiche; bezeichnen wir dasselbe mit r , dann ist

$$\frac{T_a}{T_d} = \frac{T_b}{T_c} = r^{x-1} \quad (\text{siehe § 16})$$

und daher

$$\frac{T_b}{T_a} = \frac{T_c}{T_d},$$

somit

$$\frac{T_b - T_a}{T_a} = \frac{T_c - T_d}{T_d};$$

ferner ist

$$\frac{Q_A}{Q_C} = \frac{T_b - T_a}{T_c - T_d} = \frac{T_a}{T_d} = \frac{T_b}{T_c};$$

und der Wirkungsgrad

$$\frac{Q_A - Q_C}{Q_A} = \frac{T_a - T_d}{T_a} = \frac{T_b - T_c}{T_b}.$$

Dieser Wirkungsgrad ist kleiner als der Wirkungsgrad einer vollkommenen zwischen denselben Temperaturgrenzen arbeitenden Maschine $\left(\frac{T_1 - T_2}{T_1}\right)$, weil die Wärme nicht bei den Grenztemperaturen aufgenommen, beziehungsweise abgegeben wurde.

Anstelle der kalten Kammer C mit Wasserzirkulation behufs Absorption der Wärme kann man die Maschine bei jedem Hube frische Luft aus der Atmosphäre aufnehmen und nach erfolgter Expansion im Arbeitscyliner N wieder in die Atmosphäre ausstoßen lassen.

Das Entropie-Temperaturdiagramm dieses Kreisprozesses ist in Fig. 33 skizziert; die Buchstaben beziehen sich auf dieselben Prozesse wie in Fig. 32. Nach der adiabatischen Kompression da wird die Luft in der heißen Kammer A erhitzt; die Kurve ab dieses Prozesses hat die Gleichung

$$\Phi = \int_{T_a}^T \frac{c_p \cdot dT}{T} = c_p (\log_e T - \log_e T_a).$$

Die darauffolgende adiabatische Expansion gibt die Linie bc ; cd ist eine andere logarithmische Kurve für die Wärmeabgabe an C infolge Abkühlung unter konstantem Druck. Das Verhältnis $\frac{T_a}{T_b}$, ausgedrückt durch $\frac{ea}{eb}$ in Fig. 32 und durch $\frac{ma}{nb}$ in Fig. 33, gibt das Verhältnis des Hubvolumens der Pumpe M zum Hubvolumen des Arbeitssylinders N .

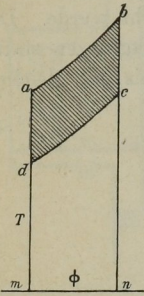


Fig. 33. Entropie-Temperaturdiagramm von Joules Luftmaschine.

Für die praktische Ausführung einer derartigen Maschine wäre die, notwendigerweise im Verhältnisse zum Arbeitssylinder, große Pumpe jedenfalls ein Nachteil, weil hierdurch nicht nur das Gewicht der Maschine unverhältnismäßig vermehrt, sondern auch der Wirkungsgrad infolge der erhöhten Reibungsarbeit nicht unwesentlich verringert würde.

Joule beabsichtigte, wie aus seinem Originalentwurf der Maschine hervorgeht, die Luft durch Berührung mit den von außen geheizten Wandungen der Kammer A zu erhitzen. Man kann jedoch das Brennmaterial in der Kammer selbst verbrennen; die durch die Kompressionspumpe stetig zugeführte frische Luft erhält die Verbrennung aufrecht. Als Brennstoff kann entweder festes, flüssiges oder gasförmiges Brennmaterial verwendet werden. Maschinen dieser Art nennt man Maschinen mit innerer Verbrennung. Solche Maschinen wurden für festes Brennmaterial nur in kleineren Größen ausgeführt; die ausgedehnteste Verwendung und weitgehendste Entwicklung fanden Maschinen dieser Type als Explosionsbeziehungsweise Verbrennungsmaschinen. Der Kreisprozeß derselben ist der Hauptsache nach jener Joules, jedoch wesentlich modifiziert, worauf in einem der späteren Abschnitte näher eingegangen werden soll.

Es ist dies jedoch nicht der einzige Grund des Interesses, welches Joules Kreisprozeß für uns an dieser Stelle bietet; derselbe hat in der modernen Praxis noch eine andere wichtige Anwendung und zwar durch Umkehrung des Prozesses in den sogenannten Kältemaschinen gefunden. Kältemaschinen mit Luft als Arbeitsflüssigkeit werden unter anderem z. B.

zur Erhaltung der Temperatur von Schiffsräumen unter dem Gefrierpunkte behufs Konservierung von Fleisch etc. bei Seefahrten vielfach benützt, außerdem zur künstlichen Erzeugung von Eis etc.

69. Umkehrung des Kreisprozesses der Wärmemaschine. Kältemaschine oder Wärmepumpe. Unter einer Kältemaschine oder Wärmepumpe versteht man im allgemeinen eine Maschine, welche Wärme von einem kälteren auf einen wärmeren Körper überträgt; eine derartige Wärmetransmission kann nach dem zweiten Gesetze der Thermodynamik durch einen selbsttätig wirkenden Prozeß nicht erfolgen; es ist hierzu stets Verbrauch an äußerer mechanischer Arbeit erforderlich. Jede Wärmemaschine kann als Wärmepumpe dienen, wenn man sie zwingt, ihr Indikatordiagramm im verkehrten Sinne zu durchlaufen, sodaß die Fläche desselben die Arbeit darstellt, welche auf die Maschine von außen übertragen, statt von derselben erzeugt oder geleistet wurde. Die Wärme wird sodann von der kalten Quelle aufgenommen und an die warme Quelle abgegeben.

Nimmt man zum Beispiel den Carnot'schen Kreisprozeß für Luft als Arbeitssubstanz (Fig. 34) und denkt sich denselben verkehrt in der Reihenfolge $adcba$ der Einzeloperationen durchlaufen, sodaß die Fläche des Diagrammes negativ ist und die auf die Maschine übertragene Arbeit darstellt.

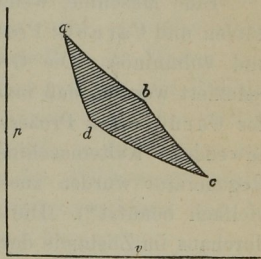


Fig. 34.

Während der Periode $d-c$ findet isothermische Expansion in Kontakt mit dem kalten Körper C (Fig. 31) statt; das Gas nimmt von C eine Wärmemenge gleich $RT_2 \log_e r$ (siehe § 17) auf; während der isothermischen Kompression $b-a$ wird hingegen eine Wärmemenge $RT_1 \log_e r$ an den wärmeren Körper A abgegeben. Während den Perioden $c-b$ und $a-d$ findet keine Wärmeübertragung statt. Dem kalten Körper C wird daher fortwährend Wärme entzogen; seine Temperatur kann somit niedriger erhalten werden als die Temperatur seiner Umgebung. Denkt man sich eine solche Maschine angewendet zur Erzeugung von Eis, dann besteht C aus einer Rohrspirale oder einer Serie enger gerader Rohre, die in einem mit Salzlösung gefüllten Cylinder angeordnet sind; die Salzlösung kann infolge der Wirkungsweise der Maschine auf einer Temperatur unter 0°C erhalten werden und wird ihrerseits benutzt, um dem Wasser durch Leitung Wärme zu entziehen, dasselbe somit zum Gefrieren zu bringen. Wasser hat seinen Schmelzpunkt oder Gefrierpunkt bei 0°C . Wirft man aber fein gepulvertes Salz in dasselbe, so sinkt die Temperatur der Lösung,

wenn sie gegen Wärmeaufnahme von außen geschützt ist; denn beim Übergange des Salzes aus dem festen in den flüssigen Zustand wird Wärme durch dasselbe gebunden, welche eben dem Wasser entzogen wird. Auf diese Weise sinkt die Temperatur der Lösung um so tiefer, je stärker der Salzgehalt derselben, also je gesättigter sie ist. Der „Kühler“ A , also der relativ warme Körper, wird gewöhnlich durch Wasserzirkulation so kühl als möglich erhalten, indem durch das Wasser die von der Arbeitsluft an A abgeführte Wärme aufgenommen wird. Dies ist dem Wesen nach der Prozeß der Eismaschinen, nur mit dem Unterschiede, daß der Kreisprozeß der einzelnen Operationen nicht eine Umkehrung des Carnotschen, sondern mehr angenähert des Kreisprozesses von Clausius ist und als Arbeitssubstanz nicht Luft, sondern eine verdampfbare Flüssigkeit (schweflige Säure, Ammoniak, Kohlensäure und Chlormethyl) verwendet wird.

Eine Maschine, welche atmosphärische Luft als Arbeitsflüssigkeit benützen und Carnots Prozeß befolgen würde, würde außerordentlich schwer und voluminös. Die Größe derselben kann jedoch dadurch wesentlich reduziert werden, daß man an Stelle der adiabatischen Zustandsänderungen des Carnotschen Prozesses einen Regenerator wie in Stirlings Maschine anwendet. Kältemaschinen dieser Art mit Luft als Arbeitssubstanz und Regenerator wurden zuerst von Dr. A. C. Kirk eingeführt und seinerzeit vielfach benützt*). Die Arbeitsluft war vollständig eingeschlossen, also durchaus im Zustande der Kompression, so daß selbst die kleinste Pressung derselben höher war als der Atmosphärendruck. Dies hatte zur Folge, daß eine größere Luftmenge bei jeder Umdrehung der Maschine den Kreisprozeß der Operationen passierte, wodurch die Leistungsfähigkeit einer Maschine von gegebenen Dimensionen erhöht wurde.

Diese Type von Kältemaschinen hat sich nicht dauernd bewährt und jene Maschinen, welche heute noch Luft als Arbeitsflüssigkeit benützen, arbeiten nach dem umgekehrten Kreisprozeß von Joule, wie in dem nachfolgenden § 72 beschrieben.

70. Verdampfungskältemaschinen mit Kompressor. Die Kältemaschinen moderner Bauart benützen, wie bereits erwähnt, als Arbeitssubstanz statt atmosphärischer Luft eine Flüssigkeit und deren Dämpfe und beruht die Wirkungsweise dieser Maschinen auf der abwechselnden Verdampfung der Flüssigkeit bei niedrigem Druck und Kondensation der-

*) Siehe Kirk, „*On the Mechanical Production of Cold*“, *Minutes of Proceedings of the Institution of Civil Engineers*, Vol. XXXVII, 1874. Ebenso „*Lectures on Heat and its Mechanical Applications*“, daselbst 1884.

selben unter verhältnismäßig hohem Drucke; es wird somit die molekulare Zustandsänderung beim Übergang des Körpers aus der flüssigen in die Dampfform, wegen der großen dabei gebundenen Wärme, der Verdampfungswärme, benutzt. Man nennt diese Maschinen daher Verdampfungsmaschinen.

Am geeignetsten zur Erzeugung der Kälte in diesen Maschinen sind Flüssigkeiten mit tiefliegendem Siedepunkte; die Wirkung derselben beruht darauf, daß die zur Verdampfung erforderliche Wärme dem sie umgebenden Körper, der Kälteflüssigkeit, in der Regel entzogen, dieser hierdurch auf die erforderliche Kältetemperatur gebracht wird. Damit man die verdampfte Flüssigkeit in der Maschine wieder benutzen kann, dieselbe daher nicht als Dampf entweicht, ist es Aufgabe der Kältemaschine, den verdampften Körper wieder in den flüssigen Zustand zurückzuführen und die dabei freiwerdende latente Wärme mittelst Kühlwasser abzuleiten.

Bezüglich der Zurückführung des Gases in den flüssigen Zustand werden zwei Verfahren eingeschlagen: das Gas wird entweder durch Absorption verdichtet, d. h. durch Lösung desselben in Wasser oder einer anderen Flüssigkeit, oder es wird durch Kompression und Kühlung verflüssigt, d. h. es wird durch Ausübung mechanischen Druckes mittelst Kompressionspumpe in einen Kondensator gedrückt, in welchem es sich infolge des Druckes und unter dem Einflusse des Kühlwassers niederschlägt. Man unterscheidet demnach Verdampfungsmaschinen mit Absorptionsapparat und Verdampfungsmaschinen mit Kompressor.

Eine der zuerst verwendeten Flüssigkeiten war Schwefeläther; diese Maschinen waren jedoch sehr massig und konnten nicht zur Erzeugung großer Kälte benützt werden, weil der Überdruck des Schwefelätherdampfes bei 15° C. Kälte nur ca. 0,088 kg/qcm beträgt, und das Verdampfen dieser Flüssigkeit bei einer Temperatur, welche ungefähr so tief liegt, im Verhältnisse zur Leistung der Maschine ungewöhnlich große Cylinder erfordert. Hierdurch wird die Maschine nicht nur räumlich groß und schwer, somit teuer, sondern erfordert auch eine bedeutende Leergangsarbeit; andererseits ist bei so geringen Spannungen der Überdruck von außen, also das Bestreben der Luft, in den Cylinder etc. zu gelangen, sehr bedeutend, ein Umstand, der mit gegen die Verwendung dieser Maschinen spricht. Die heutzutage verwendeten Flüssigkeiten sind Kohlensäure, Ammoniak, schweflige Säure und Chlormethyl. Mit Ammoniak ist es leicht, so tiefe Temperaturen zu erreichen, als für die gebräuchlichen industriellen Zwecke der Kälteerzeugung erforderlich ist; die Spannungen sind hinreichend hoch, ohne übermäßig zu sein und der ganze Apparat ist sehr kompakt; das Ammoniak ist daher die am meisten verwendete Flüssigkeit und die Ammoniakverdampfungsmaschinen sind infolgedessen sehr beliebt geworden.

Wasserfreies Ammoniak siedet bei atmosphärischem Druck bei $-38,5^{\circ}\text{C}$.; die latente Wärme desselben beträgt bei atmosphärischem Druck 315 Cal., das spezifische Gewicht verglichen mit Luft = 1 ist 0,597. Die Spannung beträgt in Atmosphären Überdruck

0,84,	1,29,	1,83,	2,46,	3,21,
bei Temperaturen in C°				
- 20	- 15	- 10	- 5	und 0.

Zur Erzeugung von Eis bedürfen diese Verdampfungsmaschinen einer bis unter 0°C . gekühlten Flüssigkeit mit tief liegendem Gefrierpunkte, in welche die Gefäße mit dem zu gefrierenden Wasser gestellt werden; man verwendet hierzu, wie an früherer Stelle erwähnt, eine Lösung aus Kochsalz oder Chlorkalcium in Wasser. Der Gefrierpunkt der Kochsalzlösungen beträgt bei Lösungen von

1,	2,	4,	6,	10	und	20 % an Kochsalz
- 0,8	- 1,5	- 3,0	- 4,5	- 7,4	und	- 14,4 $^{\circ}\text{C}$;

der Gefrierpunkt der Chlorkalciumlösungen liegt innerhalb dieser Mischungsgrenzen höher wie jener der Kochsalzlösungen.

Für den Betrieb kleiner Kältemaschinen scheint sich speziell Chlormethyl besonders zu eignen; es ist nicht giftig, greift Metalle nicht an und hat mit der schwefligen Säure die Eigenschaft gemein, in verdichtetem Zustande schmierend zu wirken. Das Gas ist allerdings brennbar, aber keineswegs feuergefährlich wie Methyläther; die Spannung desselben beträgt in Atmosphären Überdruck

1,20,	1,78,	2,57,	2,62	und	5,00
bei Temperaturen in C°					
- 20	- 10	0	+ 10	+	20.

Dieses Gas steht somit hinsichtlich des Zusammenhanges zwischen Spannung und Temperatur der schwefligen Säure nahe, aber für die bei der Eis-erzeugung vorkommenden Temperaturen sinkt die Spannung nicht unter jene der Außenluft, so daß also in der Maschine nie Luftleere entsteht. Die Verdampfungswärme ist bei 0° etwa 97 W. E./kg, also fast so groß wie die der schwefligen Säure (94,5 W. E.), hingegen ist das spezifische Volumen 0,44 cbm/kg, während jenes der schwefligen Säure nur 0,21 cbm/kg beträgt; infolgedessen werden die Cylinderabmessungen viel größer, als bei den sonst gebräuchlichen Arbeitsflüssigkeiten; bei kleinen Maschinen kömmt dies jedoch sehr wenig in Betracht.

Kompressormaschinen sind gewöhnlich so angeordnet, daß sie in nachstehender Weise arbeiten. Der Kreisprozeß derselben ist eine nahezu vollkommene Umkehrung des Kreisprozesses von Clausius (§ 54). Die

Organe einer solchen Maschine sind, wie aus der schematischen Skizze Figur 35 zu ersehen: erstens der Kompressionscyylinder, zweitens der kalte Körper C , welcher als Kessel für die flüchtige Arbeitssubstanz dient und vermittelt, daß die Wärme aus dem Wasser oder anderen Substanzen, welche gekühlt werden sollen, in die Wärmesubstanz übergeht; und drittens der Kühler A , bestehend aus einer Rohrspirale oder einem Bündel enger Rohre, umgeben von zirkulierendem Wasser, in welchem die Arbeitsflüssigkeit unter Druck kondensiert wird.

Der Kreisprozeß dieser Maschinen ist durch das Indikatordiagramm Figur 35 dargestellt. Während des Vorwärtshubes dc nimmt der Kompressionscyylinder Dampf von C bei gleichmäßigem Drucke, entsprechend der unteren Grenztemperatur T_2 , ein. Während des ersten Teiles des Kolbenrücklaufes cb findet die Kompression

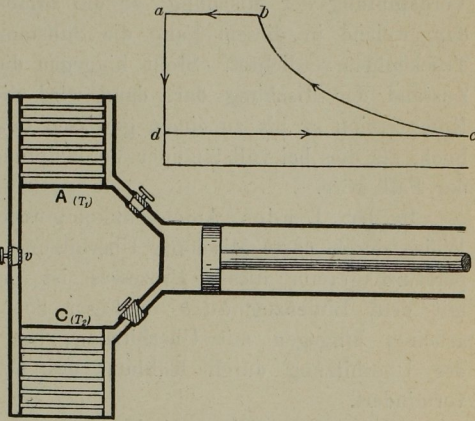


Fig. 35. Verdampfungskältemaschine mit Kompressor.

des Dampfes statt; während dieser Zeit sind die Ventile, welche zu den beiden Kammern A und C führen, geschlossen. Die Kompression wird soweit getrieben, bis die Spannung im Cylinder gleich ist der Spannung in A . Nun wird die Verbindung mit A geöffnet und während des restlichen Hubes die Flüssigkeit nach A befördert und dort kondensiert; Linie ba . Der Kreisprozeß wird dadurch geschlossen, daß die gleiche Quantität Arbeitsflüssigkeit durch das Ventil v von A direkt nach C zurückgelangt; Linie ad .

Diese letzte Periode des Prozesses ist nicht umkehrbar; dieser Weg, den Kreisprozeß zu vervollständigen, ist jedoch entschieden einfacher als der umkehrbare Weg der Expansion der Flüssigkeit in einem eigenen Expansionscyylinder unter Verrichtung von Arbeit; andererseits wäre der Arbeitsgewinn infolge der Expansion tatsächlich unbedeutend.

Die Wirkungsweise dieser Maschinen kann durch ein Entropie-Temperaturdiagramm nach Figur 25 dargestellt werden, wenn der Linienzug in umgekehrter Reihenfolge durchlaufen wird. Wäre die Verdampfung vollständig, dann würde die Linie af dieser Figur den Prozeß der Verdampfung darstellen, während dessen Wärme von dem zu kühlenden Körper aufgenommen wird. Gewöhnlich ist die Verdampfung jedoch nicht

vollständig, d. h. es wird eine Mischung aus Dampf und einer geringen Menge unverdampfter Flüssigkeit in den Cylinder aufgenommen und komprimiert; dadurch wird die infolge der Kompression auftretende Überhitzung reduziert; bei einem entsprechenden Mischungsverhältnisse, also bei genügendem Flüssigkeitsgehalte, kann die Überhitzung auch gänzlich vermieden werden. Die Linie ad in Figur 25 stellt die unvollständige Verdampfung der Mischung, dc die adiabatische Kompression derselben dar, welche in diesem Falle die Substanz eben bis zum Zustande der Trockenheit verdichtet. Stellt hingegen die Linie as den ursprünglichen Zustand der Mischung dar, dann wird dieselbe durch die adiabatische Kompression sr bis zu einem gewissen Grade überhitzt, jedoch nicht so hoch, als dies bei vollständiger Verdampfung vor Beginn der Kompression der Fall wäre.

In Dr. Lindes Ammoniakkompressionsmaschinen wird in dieser Weise durch nasse Mischung Überhitzung verhindert; das Entropie-Temperaturdiagramm dieses Prozesses ist der Wesenheit nach identisch mit dem Linienzug $adcb$ in Figur 25. Andere Ammoniakmaschinen arbeiten hingegen mit Überhitzung; bei einzelnen wird die Wirkung der Überhitzung durch Kühlung des Cylinders mittels Wassermantel vermindert.

Zeichnet man einen Kreisprozeß $adcb$ Figur 25 für eine spezielle Substanz und die derselben entsprechenden Temperaturen, so ersieht man, daß die Fläche unter ad dem gesamten Betrage der während der Verdampfung der Arbeitssubstanz aufgenommenen Wärme entspricht; während des Überganges vom Kondensator A nach dem Kühler C nimmt die Arbeitssubstanz jedoch eine Wärmemenge mit sich, welche der Fläche unter der Linie ba entspricht. Die Differenz dieser beiden Flächen entspricht daher dem wirklichen Betrage der Kühlung. Bei einer Substanz, deren latente Wärme im Vergleiche mit der spezifischen Wärme groß ist, nähert sich der Kühleffekt dem Gesamteffekt, d. h. mit anderen Worten, bei einer solchen Substanz ist der umkehrbare Clausiusprozeß von dem Carnotschen Prozeß, welcher dem idealen Wirkungsgrade eines derartigen Kühlprozesses entspricht, nicht sehr viel verschieden. Von diesem Gesichtspunkte aus betrachtet ist das Ammoniak die beste der bisher in Kältemaschinen benützten Arbeitsflüssigkeiten. Bei Kohlensäure bildet die Fläche unter ba und namentlich dann, wenn sich die obere Grenztemperatur dem kritischen Punkte des Gases nähert, einen verhältnismäßig großen Abzug des gesamten Kühleffektes.

71. Leistungskoeffizient der Kältemaschinen. Vom thermodynamischen Standpunkte aus kann das Verhältnis

Wärme, entzogen dem kalten Körper
Aufgewendete Arbeit

der Beurteilung des Wertes einer Kältemaschine zu Grunde gelegt werden und sei daher „Leistungskoeffizient“ genannt. Bei gegebenen Temperaturgrenzen T_1 und T_2 läßt sich durch eine geringe Änderung der in § 22 benützten Argumente zeigen, daß keine Kältemaschine einen höheren Leistungskoeffizient besitzen kann als jene, welche im Sinne Carnots umkehrbar ist. Man denke sich eine Kältemaschine S durch eine andere Maschine R betätigt, wobei R umkehrbar, somit als Wärmemaschine zum Betriebe von S gedacht sei. Würde die Maschine S einen höheren Leistungskoeffizient besitzen als R , dann würde dieselbe von dem kalten Körper mehr Wärme aufnehmen, als die reversible Maschine R an denselben abgibt; die gekuppelte Maschine würde daher, obwohl selbsttätig arbeitend, im Widerspruche mit dem zweiten Gesetze (§ 2), dem kalten Körper fortdauernd Wärme entziehen. Umkehrbarkeit ist somit das Zeichen der Vollkommenheit nicht nur der Wärmemaschine sondern auch der Kältemaschine.

Wenn eine umkehrbare Kältemaschine ihre gesamte Wärme Q_C bei der Temperatur T_2 aufnimmt und dieselbe im Betrage Q_A bei der Temperatur T_1 abführt, dann ist $\frac{Q_C}{T_2} = \frac{Q_A}{T_1}$ und der Leistungskoeffizient

$$\frac{Q_C}{W} = \frac{Q_C}{Q_A - Q_C} = \frac{T_2}{T_1 - T_2}.$$

Daraus folgt, und diese Folgerung ist für die Praxis von größter Wichtigkeit, je näher liegend die Grenztemperaturen gewählt werden, desto besser, denn desto größer wird der Leistungskoeffizient. Um eine große Masse irgend einer Substanz um nur einige Grade abzukühlen, wird ein viel kleinerer Energieaufwand erforderlich sein, als für die Abkühlung von z. B. $\frac{1}{10}$ dieser Masse um zehnmahl mehr Grade, obgleich die der Masse in beiden Fällen entzogene Wärme die gleiche ist. Wenn man daher eine große Menge Wasser oder Luft abkühlen will, so ist es rationeller, die ganze Menge durch eine innerhalb der gewünschten Temperaturgrenzen arbeitende Kältemaschine abzukühlen, als nur einen Teil derselben innerhalb weiterer Grenzen zu kühlen und dann mit dem ungekühlten Rest zu mischen. Es ist dies nur ein spezieller Fall eines allgemein gültigen Prinzipes, auf welches bereits in früheren Fällen hingewiesen wurde, daß jede Mischung oder Berührung von Substanzen ungleicher Temperaturen thermodynamisch schädlich ist, weil ein derartiger Wärmeaustausch nicht umkehrbar ist. Eine Eismaschine zum Beispiel sollte somit mit einer unteren Grenztemperatur arbeiten, welche nur um so

viel niedriger wäre als 0° C, daß die Wärme von dem zu gefrierenden Wasser mit genügender Schnelligkeit auf die Arbeitsflüssigkeit übergeht.

72. Umgekehrte Joulemaschine. Die Bell-Colemankältemaschine. Es wurde bereits früher (§ 68) diese Umkehrung der Joulemaschine mit der Bemerkung erwähnt, daß nach diesem Arbeitsprinzip gebaute Maschinen an Bord von Ozeandampfern vielfach benützt wurden und auch heute noch benützt werden, um in den Räumen für die Aufbewahrung des Fleisches entsprechende Kälte zu erzielen. Die Maschine wirkt in der Weise, daß sie aus der Kältekammer Luft ansaugt, diese komprimiert, die Kompressionswärme durch einen Kühler so weit als möglich entzieht und dann die Luft auf die Spannung in der Kammer expandieren läßt; die Temperatur derselben ist nun niedriger wie jene der Luft in der Kammer, infolge der Wärmeabfuhr während der Kompression. Die auf diese Weise abgekühlte Luft wird in die Kammer zurückgeleitet und im Wege dieses kontinuierlich fortgesetzten Prozesses die Temperatur in der Kammer trotz der fortwährenden Wärmeleitung von außen hinreichend kalt erhalten. Die Wände der Kältekammer sind mit einer dicken Schicht eines schlecht wärmeleitenden Stoffes überzogen, um die für die Kälteerzeugung erforderliche Arbeit so weit als möglich zu reduzieren. Die Skizze Figur 36 zeigt den schematischen Zusammenhang der Organe einer solchen Maschine. C ist die kalte Kammer, deren Inneres atmosphärische oder eine hiervon wenig verschiedene Spannung besitzt. A ist der Kühler, bestehend aus einem System enger von zirkulierendem Wasser umgebener Röhren. Die Kompression findet in M , die Expansion in N statt. M nimmt Luft aus C von der Temperatur T_2 während des Aushubes und komprimiert dieselbe während eines Teiles des Einhubes, bis die Spannung des Kühlers A erreicht ist. Diese beiden Operationen stellen die Linien fc und cb des Indikatordiagrammes Figur 37 dar. Die Kompression cb hat die Erhöhung der Temperatur über jene von A zur Folge; wenn nun die Pumpe M die komprimierte Luft während des restlichen Einhubes bc nach A schafft, fällt die Temperatur derselben und eine Wärmemenge

$$C_p(T_b - T_a)$$

wird an A abgegeben, wenn T_b die Endtemperatur der Kompression und T_a (statt T_1) die Temperatur des Kühlers A ist. Während dieses Prozesses entnimmt der Cylinder N eine gleiche Luftmenge von der Temperatur T_a oder T_1 aus A und expandiert dieselbe auf die Spannung der Kammer C ; diese beiden Operationen sind im Diagramm durch die Linien ea und ad dargestellt. Mit Ende der Expansion ist die Temperatur der

Luft T_a niedriger wie die Temperatur T_C oder T_2 in der kalten Kammer C . Schließlich wird die in N abgekühlte Luft während des Rückhubes von N nach C geschafft; diese Operation ist durch die Linie df des Diagrammes ausgedrückt. $fcbe$ ist daher das Diagramm der an die Pumpe M abgegebenen Arbeit; $eadf$ ist das Diagramm der im Expansionscylinder N wiedergewonnenen Arbeit; $badc$ ist daher das Diagramm der an die Maschine abgegebenen Nettoarbeit. Der Nettobetrag der von der kalten

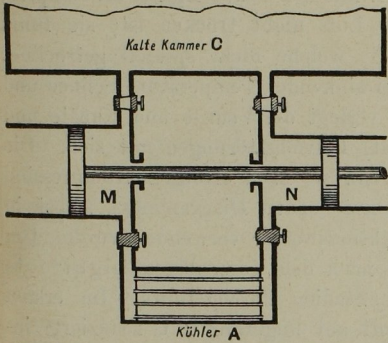


Fig. 36. Organe der Bell-Colemankältemaschine.

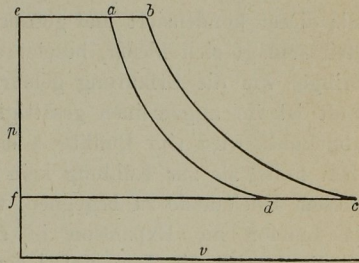


Fig. 37.

Kammer entnommenen Wärme ist $c_p(T_C - T_a)$. Nimmt man die Prozesse cb und ad als adiabatisch an, dann ist das Expansionsverhältnis in N gleich dem Kompressionsverhältnis in M und daher ist $\frac{T_a}{T_d} = \frac{T_b}{T_c}$, wie wir bereits bei Besprechung des Kreisprozesses von Joule (§ 68), von welchem vorliegender Fall nur eine einfache Umkehrung ist, gesehen haben. Es ist somit

$$\frac{Q_A}{Q_C} = \frac{T_a}{T_d}$$

und der Leistungskoeffizient

$$\frac{Q_C}{Q_A - Q_C} = \frac{T_d}{T_a - T_d'}$$

ein Wert kleiner als $\frac{T_2}{T_1 - T_2}$, weil Joules Maschine einen kleineren Wirkungsgrad ergibt als Carnots Maschine.

In Wirklichkeit ist die Kompression in M nicht adiabatisch, nachdem durch die Anwendung eines Wassermantels oder direkter Wasserspritzung in den Cylinder ein Teil der Kompressionswärme abgeführt wird, bevor die Luft in den Kühler A gelangt; die Kompression folgt

daher einer Kurve, welche zwischen einer Adiabate und Isotherme liegt. Dies bringt den thermodynamischen Vorteil mit sich, daß ein Teil der Wärme bereits bei einer niedrigeren Temperatur entzogen wird, als in dem Falle vollständiger Kompression vor Beginn der eigentlichen Kühlung in *A*. Dieser Vorteil gipfelt daher in einer Verminderung der abgegebenen Arbeit, nachdem die Kompressionslinie von *c* aus weniger steil ansteigt als die Adiabate *cb*.

Kältemaschinen dieser Type haben mit der Schwierigkeit zu kämpfen, daß die als Arbeitssubstanz benützte Luft **nicht trocken** ist; sie führt Wasserdampf mit sich, wie jede Luft, welche nicht speziell getrocknet ist; dieser kondensiert und gefriert bei sinkender Temperatur; Schnee und Reif schlägt sich nieder, besetzt und verlegt die Ventile und Kanäle und bringt, wie die Erfahrung gelehrt hat, Betriebsstörungen mit sich. Die Luft ist im allgemeinen gesättigt, wenn sie nach erfolgter Kompression abgekühlt wird (im Punkte *a* des vorstehenden Diagrammes), selbst in dem Falle, als zur Kühlung kein Injektionswasser verwendet wurde. Um diesem Übelstande zu begegnen, wird nach den Vorschlägen Lightfoots in London die Expansion in zwei Stadien durchgeführt. Im ersten Stadium wird die Temperatur der Luft auf ungefähr 0° C reduziert; infolgedessen schlägt sich der größte Teil des Dampfes als Wasser nieder und wird entfernt; im zweiten Stadium wird die Expansion vervollständigt, wobei sich nur mehr ein sehr geringer Niederschlag bildet. Baulich wird diese Teilung der Expansion durch zwei Compoundexpansionscylinder in der Weise durchgeführt, daß im ersten Cylinder die erste Periode, im zweiten Cylinder die zweite Periode der Expansion vollzogen wird. In diesen Lightfootschen Maschinen wird die Expansion im ersten Cylinder bis auf durchschnittlich 5° C, bei einem Drucke von ungefähr $2-2\frac{1}{2}$ Atmosphären, im zweiten Cylinder bis nahe dem Atmosphärendruck bei einer Endtemperatur von -40 bis -45° C getrieben; bei neueren Konstruktionen wird nahezu absolute Trockenheit der Luft erzielt.

In der Maschine von Bell-Coleman wird die komprimierte Luft zuerst durch Wasser abgekühlt, indem sie den Kühler passiert und dann durch Röhren geleitet, welche außen dem Einflusse der kalten Luft aus der Kammer ausgesetzt sind; dadurch verliert die Luft ihren Feuchtigkeitsgehalt vor der Expansion. Bei den Luftexpansionsmaschinen wird somit durch die Abkühlung der Luft im komprimierten Zustande und die Expansion derselben in einem zweiten Cylinder die Luft auf jene hohen Kältegrade gebracht. Die zum Komprimieren der Luft erforderliche Arbeit wird zum Teil von einer Dampfmaschine (oder einer anderen Wärmekraftmaschine), zum Teil von der im Expansionscylinder arbeitenden Luft

geleistet, so daß also ein Teil der im Kompressionscylinder verwendeten Arbeit (ca. 60 %) im Expansionscylinder wieder nutzbar gemacht wird.

Die kalte Luft wird in gut isolierten Röhren den zu kühlenden Räumen zugeführt. Da der Kompressionscylinder die Luft wieder aus den Kühlräumen ansaugt, so entsteht in denselben ein beständiger starker Luftwechsel; die Luft wird durch das Einspritzen von Wasser in den Cylinder gewaschen, durch den hohen Kältegrad von jeder Feuchtigkeit befreit; den Kühlräumen wird daher nur nahezu absolut trockene, reine Luft zugeführt*).

Die vorhin erwähnte Anordnung von in kalter Luft gekühlten Röhren behufs Trocknung der Arbeitsluft wird bei Colemanmaschinen von einzelnen Firmen angewendet, während andere Fabrikanten sich mit einer mechanischen Trennung der Luft von dem durch die Abkühlung derselben gebildeten Wasser begnügen. Wenn die in den Expansionscylinder gelangende Luft nur gesättigt ist und kein mechanisch beigemengtes Wasser enthält, dann ist auch der Niederschlag an Schnee nicht so bedeutend, daß daraus Belästigungen des Betriebes erwachsen würden.

Der wirkliche Leistungskoeffizient der Luftexpansionsmaschinen ist viel kleiner als der Koeffizient jener Maschinen, welche als Arbeitssubstanz eine verdampfbare Flüssigkeit wie Ammoniak u. dergl. benutzen. Es ist dies einerseits durch den verhältnismäßig großen Arbeitsverlust der Luftexpansionsmaschinen infolge der bedeutenden Reibungen und andererseits durch den Umstand begründet, daß dieselben mit einem viel größeren Temperaturintervall arbeiten müssen, als der Abkühlung entspricht. Um die Dimensionen der Maschine innerhalb praktischer Grenzen zu erhalten, muß die Luft durch die Expansion auf eine Temperatur gebracht werden, welche viel tiefer ist als jene der kalten Kammer (wie vorhin bemerkt — 40 bis — 45° C), und umgekehrt muß die Kompression soweit getrieben werden, daß deren Endtemperatur beträchtlich höher liegt wie die Temperatur des Kühlwassers. Wird hingegen als Arbeitssubstanz eine Flüssigkeit benutzt, welche abwechselnd verdampft und kondensiert wird, dann erfolgt die Wärmeaufnahme und Abgabe viel rascher. Der Wirkungsgrad der Verdampfungsmaschinen nähert sich daher viel mehr dem idealen Wirkungsgrad einer Kältemaschine und der Leistungskoeffizient einer

*) Ausführliche Beschreibungen der Konstruktion dieser Maschinen, sowie der Art und Weise ihrer Anwendung siehe Coleman, *Minutes of Proceedings of the Institution of Civil Engineers*, Vol. LXVIII, 1882, S. 146, sowie Lightfoot, *Proc. Inst. Mech. Eng.* 1881 und 1886. Ferner *Eis- und Kälteerzeugungsmaschinen* von G. Behrend, Halle, 1900; *Howards Lectures on the Mechanical Production of Cold*, von Prof. Ewing, *Journ. Society of Arts*, 1897, sowie die an früherer Stelle erwähnte Publikation von Dr. Kirk. Dr. Lorenz, *Neuere Kühlmaschinen*, München 1896; sowie zahlreiche Arbeiten in der *Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure*, etc.

Ammoniakmaschine ist nach den Erfahrungen der Praxis ungefähr fünfmal so groß wie jener der Luftexpansionsmaschinen.

73. Umkehrung der Wärmemaschine zur Erzeugung von Wärme. Lord Kelvin hat bereits im Jahre 1852 nachgewiesen, daß der umgekehrte Kreisprozeß der Wärmemaschine nicht nur als ein Mittel zur Erzeugung von Kälte, sondern auch zur Erzeugung von Wärme benützt werden kann*), z. B. um die Temperatur eines Zimmers höher zu erhalten, als die Temperatur der umgebenden Luft. Dies kann durch eine Maschine der Bell-Colemantype dadurch erreicht werden, daß dieselbe aus der Atmosphäre Luft ansaugt und diese zunächst soweit expandiert, daß die Temperatur etwas vermindert wird; die Temperatur wird sodann durch Wärmeleitung von außen wieder erhöht und die Luft durch Kompression auf atmosphärische Spannung gebracht; hierdurch steigt die Temperatur derselben über jene der Außenluft. Die auf diese Weise erwärmte Luft wird nun in den Raum geleitet, welcher geheizt werden soll. Das Resultat gipfelt also darin, daß durch Ausgabe mechanischer Arbeit eine gewisse Wärmemenge von der kalten Atmosphäre in einen wärmeren Raum geschafft wird, eine Wärmemenge, welche viel größer sein kann, als das Wärmeäquivalent der zum Betriebe der Maschine verbrauchten Arbeit; denn die an den Raum A abgegebene Wärme Q_A , eine reversible Maschine vorausgesetzt, verhält sich zu der der Atmosphäre entzogenen Wärme Q_C wie die absolute Temperatur T_1 zu T_2 und

$$\frac{Q_A}{W} = \frac{Q_A}{Q_A - Q_C} = \frac{T_1}{T_1 - T_2},$$

wenn W die in Wärmeeinheiten ausgedrückte ausgegebene Arbeit bedeutet. Bei geringem Temperaturunterschied kann Q_A das Vielfache von W sein, d. h. die Erwärmung einer großen Luftmenge um ein geringes Maß erfordert verhältnismäßig wenig mechanische Arbeit; es kann somit bei Verwendung einer Wärmemaschine die zum Erwärmen einer gegebenen Luftmenge erforderliche Arbeit durch eine geringere Wärmemenge erreicht werden, als zum direkten Erwärmen jener Luftmenge erforderlich sein würde, vorausgesetzt, daß die Temperaturdifferenzen der Erwärmung kleiner sind als jene, innerhalb welcher die Wärmemaschine behufs Erzeugung der erforderlichen Leistung arbeitet. Die Erwärmung von Räumen um wenige Grade durch direkte Heizung ergibt eine äußerst mangelhafte Ausnützung des Brennmaterials, selbst wenn vorausgesetzt werden könnte,

*) *Proc. of the Phil. Soc. of Glasgow*, Vol. III, S. 269 oder *Gesammelte Schriften*, Vol. I, S. 515.

daß die gesamte durch die Verbrennung erzeugte Wärme an die Luft der zu heizenden Räume übergeht. Die große Hitze, welche durch die Verbrennung von Kohle oder Gas erzeugt wird, könnte ein viel größeres Luftvolumen auf dieselbe Temperatur wie bei direkter Heizung erwärmen, wenn diese Wärme zum Betriebe einer Wärmekraftmaschine benutzt würde, welche ihrerseits wieder eine umgekehrte Wärmemaschine (Erwärmungsmaschine) betreiben würde, um aus dem unbegrenzten Wärmereservoir der Atmosphäre oder des Weltmeeres Wärme zu pumpen. Eine Wärmemaschine kann eben so eingerichtet sein, daß sie die hohen Temperaturen, unter welchen Wärme bei der Verbrennung eines Brennstoffes entwickelt wird, vorteilhaft ausnützt, während, wie bereits wiederholt erwähnt, die Wärmeübertragung durch direkte Mischung der hoch erhitzten Luft mit der verhältnismäßig kalten Luft des zu erwärmenden Raumes thermodynamisch schlecht ist. Es mag hier des Zusammenhanges und des allgemeinen Interesses wegen ausdrücklich betont werden, daß selbst die ökonomischsten, mit allen Vorteilen hinsichtlich der Einfachheit der Bedienung etc. ausgerüsteten modernen Methoden der Beheizung von Gebäuden in wärmetechnischer Beziehung geradezu wärmeverschwendende Einrichtungen sind.

74. Wärmemaschinen, welche mehrere Arbeitssubstanzen verwenden. Dampf- und Äthermaschinen. Insofern nur allgemeine thermodynamische Prinzipien in Betracht kommen, ist die Wahl der Arbeitssubstanz sowohl in der Wärmemaschine als auch in der Kältemaschine belanglos; eine wie die andere Substanz ergibt denselben Wirkungsgrad, wenn der Charakter und die Temperaturgrenzen des Kreisprozesses dieselben sind. In vielen Fällen sind die Druckgrenzen maßgebend für die Wahl der Arbeitssubstanz; die Rücksichten auf das Material, die Bedienung, die Sicherheit und Ökonomie des Betriebes lassen zu hohe und zu niedrige Drücke unvorteilhaft erscheinen. Verdampfbare Flüssigkeiten haben im Vergleiche mit Luft oder irgend einem anderen permanenten Gase den Vorteil, daß der Wärmeaustausch viel rascher und leichter erfolgt, hingegen sind die Temperaturgrenzen, innerhalb welchen es praktisch ist, mit solchen Flüssigkeiten zu arbeiten, sehr beschränkt; so ist z. B. der Wirkungsgrad der Dampfmaschine, wie in § 44 erörtert, namentlich durch den Umstand beeinflusst, daß man die obere Temperaturgrenze gesättigten Dampfes 200° C (ca. 16 Atm. entsprechend) nicht überschreiten kann; infolgedessen können die bei der Verbrennung erzielten hohen Temperaturen der Kesselheizung nicht genügend ausgenützt werden. In dieser Beziehung sind die Heißluftmaschinen den Dampfmaschinen überlegen; es können viel höhere Temperaturen in der Maschine erreicht werden, nachdem der Druck

eines Gases von der Temperatur desselben unabhängig ist. Andererseits würde eine Flüssigkeit, welche flüchtiger wäre als Wasser, für hohe Temperaturen noch weniger geeignet sein, ausgenommen den Fall starker Überhitzung derselben.

Bezüglich der unteren Temperaturgrenze zeigt schon die Druck- und Temperaturtabelle für Dampf, daß eine Dampfmaschine nicht besonders geeignet ist, die durch Kondensation des Dampfes erreichbaren niedrigen Temperaturen voll auszunützen; mit einer leicht flüchtigeren Flüssigkeit wäre dies leichter möglich, weil der Dampf derselben bis zur unteren Temperaturgrenze expandiert werden könnte, ohne daß die Spannung nachteilig tief sinken würde. Aus diesem Grunde wäre auch eine vollkommene Expansion mit Dampf nutzlos, denn der Druck in den letzten Stadien der Expansion würde kaum hinreichen, die Reibungswiderstände zu überwinden; die durch die Fortsetzung der Expansion gewonnene indizierte Arbeit würde daher nichts zur Erhöhung der Leistungsfähigkeit der Maschine beitragen.

Diese Gründe hatten zur Folge, daß man sich mit dem Gedanken beschäftigte, statt einer Arbeitsflüssigkeit zwei Arbeitsflüssigkeiten zu benützen und zwar in der Art, daß eine derselben innerhalb der oberen Temperaturwerte, die andere, leichter flüchtige, innerhalb der unteren Temperaturwerte arbeite; man nennt diese Maschinen daher auch „binarische“ Wärmemaschinen.

Die weniger flüchtige Flüssigkeit, als solche sei Wasser angenommen, wird in einem Kessel verdampft und nach erfolgter Arbeitsverrichtung kondensiert, indem man den vom Dampfzylinder abgegebenen Dampf durch ein Röhrenbündel leitet, welches in einem mit der leichter flüchtigen Flüssigkeit gefüllten Gefäße gebettet ist; der Dampf gibt hierdurch Wärme an diese Flüssigkeit ab, dieselbe verdampft und wird hierauf, nach erfolgter Arbeitsverrichtung in einem eigenen Cylinder, in einen Oberflächenkondensator geleitet und kondensiert.

Eine binarische Maschine mit Äther als zweiter Flüssigkeit wurde um das Jahr 1850 von einem gewissen Du Tremblay eingeführt; seitdem wurde wiederholt der Versuch gemacht, dieses System für kleinere Motoren zu verwenden*).

Dasselbe Prinzip wurde auch für Kältemaschinen angewendet, wenn es sich um die Hervorbringung intensiver Kälte handelte, wie z. B. in den Prozessen der Verflüssigung permanenter Gase. Eine hervorragende Bedeutung haben binarische Maschinen jedoch bis heute nicht erlangt.

*) Siehe *Min. Proc. Inst. C. E.* Vol. XVIII, S. 233. Ebenso Rankines *Dampfmaschine* S. 444. Ferner dasselbe *Journal* Vol. CXII, 1893, S. 481.

75. Kraftübertragung durch komprimierte Luft. Es sei hier im Zusammenhange mit dem bisher behandelten Stoff in Kürze ein Arbeitsprozeß besprochen, welcher in Paris und anderwärts in großem Stile ausgeführt wurde und der Wesenheit nach darin besteht, daß aus einer Zentrale Kraft auf große Entfernungen mittelst komprimierter Luft übertragen und am Bestimmungsorte durch Röhren an Kraftmaschinen, zumeist Kolbenmaschinen, abgegeben wurde.

Die Kompression der Luft werde in einem gut wärmeleitenden Cylinder so langsam durchgeführt gedacht, daß die hierdurch erzeugte Wärme, in dem Maße ihrer Entwicklung, durch Leitung nach außen abgegeben wird; für diesen Fall ist der Kompressionsprozeß isothermisch von der Temperatur der Atmosphäre. Setzt man ferner voraus, daß die so komprimierte Luft ohne Änderung ihrer Temperatur verteilt und der Expansionsprozeß in der Maschine des Verwendungsortes auch so langsam vollzogen werde, daß er als isothermischer Prozeß angenommen werden kann, dann würde in dem ganzen kombinierten Prozesse der Kraftübertragung kein Kraftverlust eintreten, wenn man von den Bewegungswiderständen in der Rohrleitung etc. absieht.

Es würde somit das Indikatordiagramm des Kompressors dasselbe sein, wie jenes des Luftdruckmotors, nämlich *faec* in dem einen und *eacf* (Fig. 38) in dem anderen, wobei *ac* eine Isotherme ist.

Im Gegensatze hierzu sei Kompression und Expansion adiabatisch angenommen, ein Fall, welcher näherungsweise bei sehr raschem Verlaufe dieser beiden Prozesse eintreten wird. Das Diagramm der Kompression ist in diesem Falle *fbce* (Fig. 39), und das Diagramm der Expansion in dem Luftdruckmotor *cadf* (Fig. 40), worin *cb* einerseits und *ad* andererseits adiabatische Linien sind. Die Änderung des Volumens der komprimierten Luft von *eb* (Fig. 39) auf *ea* (Fig. 40) ist eine Folge der Abkühlung derselben auf dem Wege ihrer Verteilung durch die Rohrleitung von der Kompressionsendtemperatur auf die Temperatur der Atmosphäre.

Legt man die beiden Diagramme 39 und 40 wie in Fig. 41 zusammen und zeichnet man eine isothermische Linie zwischen *a* und *c* (beides sind Punkte bei atmosphärischer Temperatur), dann erkennt man, daß die adiabatische Kompression einen Arbeitsverlust, ausgedrückt durch die Fläche *cba*, die adiabatische Expansion gleichfalls einen weiteren Arbeitsverlust, ausgedrückt durch die Fläche *acd*, zur Folge hat.

Bei adiabatischer Kompression und Expansion bestimmt sich der Wirkungsgrad des Prozesses leicht aus der Betrachtung, daß eine für irgend einen Druck gezogene horizontale Linie, welche die Kurven *ad* und *bc* schneidet, durch *ad* in zwei Abschnitte geteilt wird, deren Verhältnis konstant und gleich dem Verhältnisse von *ea* zu *ab* oder von *fd*

zu dc ist. Der Wirkungsgrad ergibt sich daraus durch das Verhältnis der Fläche des Expansionsdiagrammes zur Fläche des Kompressionsdiagrammes und ist somit

$$\frac{ea}{eb} \text{ oder } \frac{fd}{fc};$$

oder durch die Temperaturen ausgedrückt

$$\frac{T_d}{T_c} \text{ oder } \frac{T_a}{T_a},$$

nachdem

$$T_a = T_c.$$

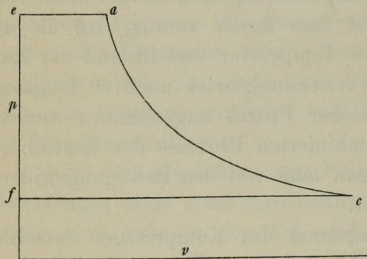


Fig. 38.

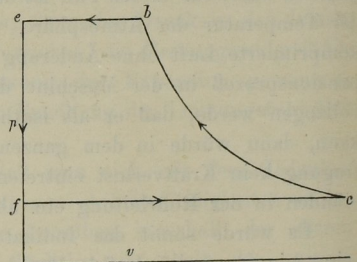


Fig. 39.

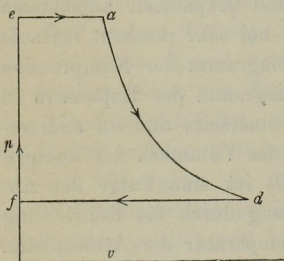


Fig. 40.

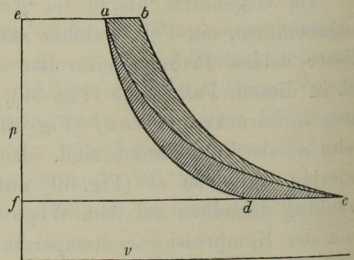


Fig. 41.

Durch die Spannungen ausgedrückt ist der Wirkungsgrad

$$\left(\frac{p_d}{p_a}\right)^{\frac{x-1}{x}}.$$

Wenn als Beispiel die Luft auf 4 Atmosphären komprimiert wird, dann ist der Wirkungsgrad

$$\frac{1}{4^{\frac{1}{1,41}-1}} = \frac{1}{4^{0,29}} = 0,67.$$

Bei isothermischer Kompression und Expansion wäre der Wirkungsgrad, soweit diese beiden Prozesse in Betracht kommen, gleich Eins.

In Wirklichkeit kann die Kompression wegen Mangel an der hierzu erforderlichen Zeit nicht isothermisch durchgeführt werden; man trachtet jedoch durch Wasserinjektion in den Cylinder die Temperaturerhöhung möglichst zu vermindern und erreicht hierdurch eine Kurve, welche zwischen ca und cb (Fig. 41) liegt, von der annähernd richtigen Zustandsgleichung

$$pv^{1,2} = \text{const.};$$

der Wert des Exponenten bildet ungefähr das Mittel zwischen dem Exponenten der Zustandsgleichung der Isotherme $pv = \text{const.}$ und jenem der Zustandsgleichung der Adiabate $pv^{1,41} = \text{const.}$

Der Arbeitsverlust infolge der nicht isothermischen Kompression kann jedoch noch weiters dadurch vermindert werden, daß man den Prozeß in zwei oder mehreren Stufen (durch zwei oder mehrere zusätzliche Cylinder) durchführt und die Luft beim Übergange aus einem Cylinder in den darauffolgenden abkühlt. Auf diese Weise erhält man eine abgestufte Kompressionslinie $cghijk$ nach Art der Fig. 42, welche sich noch mehr der isothermischen Linie ca nähert, wodurch der Arbeitsverlust auf den Betrag der schraffierten Fläche reduziert wird.

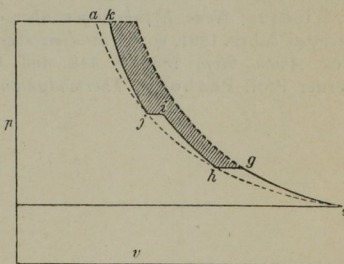


Fig. 42.

Bei hoch komprimierter Luft ist der hierdurch erzielte Arbeitsgewinn ziemlich bedeutend.

Ähnliche Einrichtungen können auch bei den Luftdruckmotoren getroffen werden, um die Expansionskurve näher der Isotherme zu bringen; es empfiehlt sich also auch hier wie dort entweder Wasserinjektion oder die Compoundanordnung, damit die Luft beim Übergange von einer Expansionsstufe zur nächsten Zeit findet, Wärme aufzunehmen und die Temperatur der Atmosphäre mehr oder minder nahe zu erreichen. Durch diese Mittel kann der Wirkungsgrad des ganzen Krafttransmissionssystems, wenn man von allen Arbeitsverlusten infolge der Reibung und sonstigen Bewegungswiderständen in der Rohrleitung, den Ventilen der Maschinen etc. absieht, der Einheit ziemlich nahe gebracht werden.

Bezüglich der Expansion muß hier jedoch noch eine andere Erscheinung berücksichtigt werden. Wenn man die Temperatur während der Expansion wesentlich sinken läßt, treten dieselben Schwierigkeiten hinsichtlich der Bildung von Schnee und Eis im Innern der Maschine auf,

die bereits bei Besprechung der Kältemaschinen Erwähnung fanden. Um diesen Schwierigkeiten zu begegnen, leitet man in der Praxis die komprimierte Luft durch Öfen oder andere Vorrichtungen, um die Temperatur derselben vor der Expansion zu erhöhen und die Bildung von Niederschlägen zu verhindern. Die für diese „Nachheizer“ erforderliche Wärme wird selbstverständlich zum Teil in Arbeit umgesetzt und soll nach den im großen durchgeführten diesbezüglichen Versuchen an den Maschinenanlagen der Kraftversorgung von Paris durch Druckluft durch diese Nachheizung eine nicht unwesentliche Erhöhung des Wirkungsgrades solcher Anlagen erreicht werden*).

*) Über Krafttransmission durch komprimierte Luft sind zahlreiche wertvolle Publikationen erschienen; von diesen seien hier genannt: A. Riedler, *Die Kraftversorgung von Paris durch Druckluft*, Zeitschrift d. Vereins d. Ingenieure, 1889. A. Riedler, *Neue Erfahrungen über die Kraftversorgung von Paris durch Druckluft*, daselbst Jahrg. 1891, sowie *Studien über Kraftverteilung*, Jahrg. 1892. Prof. Kennedy, *Brit. Assoc. Rep.* 1889 S. 448 und Prof. Nicolson, *Engineering*, July 7, 1893. Ferner Prof. Peabody, *Thermodynamik der Dampfmaschine*, XX. Kap.