

II. Abschnitt.

Theorie der Wärmekraftmaschinen.

1. Entwicklung der Theorie der Wärmekraftmaschinen. Es ist bemerkenswert, wie wenig die Dampfmaschine in ihrer anfänglichen Entwicklung durch die Wissenschaft unterstützt und gefördert wurde; die Erfinder der früheren Zeitperioden verfügten über keine theoretischen Grundlagen und waren genötigt, ohne richtigen Einblick in das Wesen der Wärme, ihren Erfindungen durch die erst selbst gesammelten Erfahrungen und Wahrnehmungen Schritt für Schritt den Weg zu ebnen. Selbst Watt hatte, wie aus seiner an früherer Stelle angeführten Erzählung hervorgeht, mit Ausnahme der ihm von Black mitgeteilten Lehre von der latenten Wärme keine Kenntnis von den Beziehungen zwischen Wärme und Arbeit, und erst nachdem seine Erfindungen längst vervollständigt waren, gelangten die ersten wissenschaftlichen Arbeiten aus dem Gebiete der Wärmelehre in die Öffentlichkeit. Im Jahre 1824 erschien die bahnbrechende Schrift von S. Carnot „*Réflexions sur la Puissance motrice du feu*“, in welcher dargelegt wurde, daß durch Wärme nur dann Arbeit erzeugt werden kann, wenn die Temperatur der Arbeitsflüssigkeit von einem höheren auf ein tiefer liegendes Niveau herabsinkt. Die Betrachtungen, durch welche Carnot zu diesem Resultate gelangte, sind vom gegenwärtigen Standpunkte der Wissenschaft aus als unzulässig zu bezeichnen, denn es lag jenen Betrachtungen die Annahme zu Grunde, daß Wärme ein Fluidum sei, welches durch die bloße Vehemenz seines Überganges von einer höheren zu einer tieferen Wärmequelle Arbeit leisten könne, ohne hierbei der Quantität nach eine Verminderung zu erfahren. Carnot hatte somit keine Idee, daß Wärme während des Processes verschwindet; erst durch die Lehre von der Erhaltung der Energie, welche 1843 durch die vielfachen fesselnden Versuche des Engländers Joule zur Bestimmung des mechanischen Wärmeäquivalentes in unzweifelhafter Weise ihre Bestätigung fand, trat die Wärmetheorie auch in ihrer Anwendung auf die Wärmekraftmaschine in ein Stadium freier Entwicklung.

Von besonderer Wichtigkeit waren nunmehr Regnaults klassische Versuche über die Eigenschaften des Dampfes, deren Resultate 1847 veröffentlicht wurden; ferner die ausgezeichneten wissenschaftlichen Arbeiten von Clausius, Rankine und Thomson (Lord Kelvin). Aber nicht nur in rein wissenschaftlicher Beziehung entwickelte sich die Thermodynamik nunmehr außerordentlich rasch, sondern auch in ihrer Anwendung auf praktische Probleme und war es speziell die 1859 erschienene Publikation von Rankines „*Manual of the Steam-Engine*“ (Handbuch der Dampfmaschine), welche förmlich eine Epoche in der wissenschaftlichen Behandlung des Gegenstandes bildete und den Dampfmaschineningenieuren Gelegenheit gab, aus reinen Empirikern sich zu wissenschaftlich arbeitenden Konstrukteuren heranzubilden. Während sich die Thermodynamik theoretisch auf streng wissenschaftlicher Basis aufbaute, stützte sie sich in ihrer Anwendung auf die Praxis des Dampfmaschinenbaues, teilweise auf gewisse vereinfachende Voraussetzungen, welche, wie die Erfahrung seitdem gelehrt hat, durchaus nicht mit der Wirklichkeit im Einklange stehen. Man war gewohnt, vorauszusetzen, daß sich die Cylinder und Kolben in ihrer Berührung mit Dampf genau so verhalten, wie nicht wärmeleitende Körper, daß somit die Übertragung von Wärme zwischen Dampf und Metallen gänzlich vernachlässigt werden kann. Rankines Berechnungen des Dampfverbrauches, der Arbeit, sowie des thermischen Wirkungsgrades schließen diese Voraussetzung in sich; nur in dem Falle der Anwendung von mit Dampfmantel versehenen Cylindern nimmt Rankine an, daß der Dampf auf seinem Wege durch den Cylinder soviel Wärme von dem Dampfmantel aufnimmt, um die sonst während der Expansionsperiode eintretende geringe Kondensation zu verhindern.

Diese Voraussetzungen sind nicht durch Experimente unterstützt. Könnte die Wärmeübertragung zwischen Dampf und Metall vernachlässigt werden, oder fände eine solche Übertragung überhaupt nicht statt, dann müßte der Dampf, welcher in den Cylinder eintritt, während der Admissionsperiode so trocken bleiben, als er vor Eintritt in den Cylinder war und der Dampfverbrauch pro Hub müßte gleich sein dem Füllungsvolumen. Gerade in diesem Punkte geht nun das Verhalten des Dampfes im Cylinder in Wirklichkeit von der vorhin erörterten Voraussetzung weit auseinander, denn der in den Cylinder tretende Dampf trifft hier Wandungen von wesentlich niedrigerer Temperatur infolge der letzten Ausströmperiode und wird sich sofort teilweise kondensieren. Der hierdurch verursachte Verlust erhöht, mitunter sehr bedeutend, den Verbrauch an Kesseldampf pro Kolbenhub. Im Verlaufe der Expansionsperiode beginnt das an der Cylinderwand niedergeschlagene Kondensat wieder zu verdampfen und

setzt sich diese Erscheinung gewöhnlich auch während der Ausströmperiode des Dampfes fort. In einem späteren Kapitel sollen der Einfluß dieses Wärmeaustausches zwischen der Arbeitsflüssigkeit und den Cylinderwandungen auf die Ökonomie der Maschine eingehender untersucht und jene Mittel angegeben werden, durch welche auf experimentellem Wege der Verbrauch an Dampf durch anfängliche Kondensation und nachfolgende Wiederverdampfung bestimmt werden kann.

Der Einfluß, welchen die Cylinderwandung infolge der abwechselnden Aufnahme beziehungsweise Abgabe von Wärme seitens des Dampfes ausübt, ist in Wirklichkeit sehr bedeutend, und eine Theorie, welche auf diesen Wärmeaustausch keine Rücksicht nehmen würde, würde auch bei Berechnung der Wirtschaftlichkeit für verschiedene Dampfspannungen und Expansionsgrade keine annäherungsweise verlässlichen Vergleichsergebnisse ergeben können. Dieser Wärmeaustausch ist jedoch so verwickelt, daß es sehr schwer möglich erscheint, denselben einer umfassenden theoretischen Behandlung unterzuordnen und dürfte die Lösung dieser für die zukünftige Ausgestaltung der Wärmemaschine so hochwichtigen Frage am sichersten durch wissenschaftliche Studien an ausgeführten Maschinen, also im Wege des Experimentes, gefunden werden. Viele solcher Versuche wurden bereits durchgeführt; die Ergebnisse derselben hat sich auch die Praxis zu eigen gemacht und beim Baue der besten modernsten Maschinen nutzbringend verwertet.

Fragen bezüglich des Einflusses der Geschwindigkeit, der Dampfspannung, des Expansionsgrades, der Compoundexpansion, des Dampfmantels und der Dampfüberhitzung auf die Wärmeökonomie können der Hauptsache nach doch nur durch das Experiment endgiltig und verlässlich beantwortet werden. Aus dem Umstande, daß die Bedingungen, unter welchen eine Wärmekraftmaschine arbeitet, so kompliziert sind, daß eine genaue Theorie derselben undurchführbar ist, soll jedoch keineswegs der Schluß gezogen werden, daß das Studium der Theorie überflüssig sei; im Gegenteile, gerade diese verwickelten und nicht vollkommen klar gelegten Wärmevorgänge machen das Studium der Theorie notwendig, um bei Beurteilung jener Bedingungen, welche die Wärmeökonomie vorteilhaft oder nachteilig beeinflussen, an der Theorie einen verlässlichen Ratgeber und Rückhalt zu besitzen. Außerdem gibt uns die Theorie die Mittel an die Hand, jenen Grenzwert des Wirkungsgrades einer Wärmekraftmaschine zu bestimmen, welchem wir uns möglichst nähern sollen, welcher jedoch nicht überschritten werden kann; auch die richtige Ausnützung der Ergebnisse wissenschaftlicher Versuche erfordert die Kenntnis der Grundprinzipien der Thermodynamik, sowie die genaue Kenntnis der physikalischen Eigenschaften des Dampfes und der Gase.

2. Gesetze der Thermodynamik. Erstes Gesetz. Arbeitet eine Wärmekraftmaschine, dann wird Wärme derselben entweder von einer Feuerstelle oder irgend einer anderen äußeren Wärmequelle zugeführt oder durch die Verbrennung eines Brennstoffes in der Maschine selbst erzeugt; der Prozeß der Umsetzung von Wärme in Arbeit ist daher von dem Prozesse der Wärmeezeugung entweder vollkommen getrennt oder mit demselben in dem Arbeitscylinder der Maschine vereint. Ein Teil der auf diese Weise der Maschine zugeführten Wärme wird zur Verrichtung mechanischer Arbeit verbraucht, übergeht somit in eine andere Energieform; der restliche Teil geht als Wärme für die Leistung der Maschine verloren. Die Beziehungen zwischen der zugeführten, der in Arbeit umgewandelten, also nutzbar gemachten, und der verlorenen Wärme sind durch zwei Grundgesetze bestimmt, welche man allgemein als die beiden Hauptgesetze der Thermodynamik bezeichnet. Das erste Gesetz besagt, daß die Menge der Wärme, welche während des Prozesses verschwindet, also verbraucht wird, der in der Maschine geleisteten Arbeit proportional ist; es ist somit, mit andern Worten ausgedrückt, das Gesetz von der Erhaltung der Energie in Beziehung auf den Prozeß der Umsetzung von Wärme in mechanische Arbeit.

Dieses Gesetz kann auf folgende Weise ausgedrückt werden: Wird mechanische Arbeit durch Wärme erzeugt, dann wird für jede geleistete Arbeitseinheit auch eine ganz bestimmte Wärmemenge verbraucht; und umgekehrt, wird Wärme durch mechanische Arbeit erzeugt, dann entspricht jeder aufgebrauchten Arbeitseinheit auch eine ganz bestimmte erzeugte Wärmemenge.

Um dieses Gesetz ziffernmäßig ausdrücken zu können, bedient man sich einer Einheit zur Messung der mechanischen Arbeit. Als Arbeitseinheit dient für die Zwecke der Ingenieurmechanik das **Meterkilogramm** (mkg) oder **Kilogramm** (kgm). Diese äußerst bequem zu gebrauchende Einheit ist allerdings nicht einwandfrei, da sie, abhängig von der Acceleration der Schwere, an verschiedenen Punkten der Erdoberfläche auch verschiedene Werte annehmen sollte; allein diese Differenzen sind zu unbedeutend, um vom praktischen Standpunkte aus in Betracht gezogen zu werden. In Fällen wünschenswerter größerer Genauigkeit müßte somit eine bestimmte Örtlichkeit oder besser eine bestimmte geographische Breite, oder die Beziehung zur absoluten Einheit, welche von der Schwere unabhängig ist, gegeben sein.

Wärmemengen werden durch **Wärmeeinheiten** oder **Kalorien** gemessen; unter Wärmeeinheit versteht man hierbei jene Wärmemenge, welche der Gewichtseinheit flüssigen Wassers zugeführt werden muß, um dessen

Temperatur um 1° der landestüblichen Temperaturskala zu erhöhen. Für wissenschaftliche Messungen, sowie überhaupt in jenen Ländern, in welchen das Metermaß eingeführt ist, bedient man sich als Gewichtseinheit des Kilogramms (große Kalorie = 1 Kal.) oder des Grammes (kleine Kalorie = 1 kal.) und der Celsiuskala. Zur präzisen Bestimmung des Wertes der Wärmeeinheit müßte man genau wissen, an welchem Punkte der Temperaturskala die Änderung um 1° stattfinden soll, da die spezifische Wärme des Wassers nicht konstant, daher im allgemeinen nicht richtig ist, daß die Steigerung der Temperatur eines Körpers um n Grade n mal so viel Wärme erfordert, als die Erwärmung um 1° ; denn die Temperatursteigerung von 0° bis 1° ist nicht eine genau unter denselben Verhältnissen hervorgebrachte Veränderung wie die von 1° bis 2° oder von $(n-1)^\circ$ bis n° . — Nach den Versuchen Regnaults benötigt die Temperatursteigerung von 1 kg Wasser um 1° bei höheren Temperaturen mehr Wärme als bei niedrigen; spätere Experimente haben jedoch ergeben, daß bei der Erwärmung des Wassers von der Temperatur des schmelzenden Eises mit zunehmender Temperatur die spezifische Wärme zunächst in geringem Maße abnimmt, bei den höheren Temperaturen jedoch zunimmt. Nachdem somit, wie die Messungen ergeben haben, die Wärmemengen, welche man 1 kg Wasser zuzuführen hat, um dessen Temperatur, gemessen nach den in der Praxis üblichen Skalen, um t° zu steigern, nahe proportional diesen Temperatursteigerungen sind, so kann man in der Praxis dort, wo es nicht auf volle Genauigkeit ankommt, jene Wärmemenge gleich Eins setzen, welche 1 kg Wasser um 1° C erwärmt. Je nachdem man diese Steigerung von 0° auf 1° , oder von 99° auf 100° vornimmt, erhält man für die so definierte Einheit Werte, welche um 1 bis 3 Prozent voneinander abweichen.

Die präzise Bestimmung des Wertes der Wärmeeinheit fordert, wie früher erwähnt, die Angabe der Ausgangstemperatur. Leider wurde gerade bezüglich dieser Temperatur keine Einigung erzielt, sodaß die Werte der Kalorie bei verschiedenen Physikern nicht ganz gleich sind, doch ist diese Abweichung für die Praxis meist nicht erheblich. Rankine und andere wählten als Ausgangstemperatur die Temperatur des Wassers größter Dichte, ca. 39° Fah (ca. 4° C); Berthelot die Temperatur von 0° C; Thomson jene von ungefähr 64° Fah (18° C); Bunsen, A. Schuller und V. Wartha nahmen als Wärmeeinheit die mittlere spezifische Wärme des Wassers, d. i. den hundertsten Teil jener Wärmemenge, welche der Gewichtseinheit Wasser zugeführt werden muß, um dessen Temperatur von 0° auf 100° C zu erhöhen.

Das mechanische Äquivalent der Wärme. Dem Physiker James Prescott Joule in Manchester gebürt das unbestrittene Verdienst, durch

seine mit großem Scharfsinn und Ausdauer ausgeführten Versuche und Messungen den ersten genauen Wert des mechanischen Wärmeäquivalentes ermittelt zu haben. Eine genaue Beschreibung seiner Versuche findet sich in seinen gesammelten Abhandlungen*). Im Jahre 1843 machte Joule die Beobachtung, daß beim Durchgange des Wassers durch enge Röhren Wärme erzeugt werde, und eine Arbeit von 770 Fußpfunden verbraucht wird, um die Temperatur von $\frac{1}{2}$ kg Wasser um 1° F zu erhöhen. Daraus berechnet sich, daß zur Erzeugung einer Wärmeeinheit ein Arbeitsaufwand von 421 Kilogrammetern erforderlich ist.

Die berühmtesten Versuche Joules sind jedoch jene, welche auf der Reibung von Wasser, Quecksilber und Gußeisen beruhen. Joule benützte zu diesen Versuchen ein Schaufelrad, welches sich um eine vertikale Achse in einem mit Wasser oder Quecksilber gefüllten kupfernen Kessel drehte; die Bewegung wurde durch niedersinkende Gewichte erzielt. Nach vielfach wiederholter Operation wurde die Temperaturerhöhung der Flüssigkeit sowie die aufgebrauchte Energie gemessen und daraus das Wärmeäquivalent bestimmt. Diese Versuche ergaben als Mittelwert, nach Durchführung der nötigen Korrekturen, daß ein Arbeitsaufwand von 773,64 Fußpfund soviel Wärme entwickelte, als zur Erhöhung der Temperatur von 1 Pfund Wasser um 1° F erforderlich ist, oder im metrischen Maße: daß eine Wärmeeinheit das kalorische Äquivalent eines Arbeitsaufwandes von 424,9 Kilogrammetern ist.

Die Versuche mit Quecksilber als Reibungsflüssigkeit ergaben die Zahlen 425,0 und 426,2; ferner die Versuche durch Reibung gußeiserner Platten aneinander 426,7 und 425,5. Als Mittelwert der genauesten Bestimmungen hat Joule den Wert 424,9 angegeben.

Ein Vergleich der von Joule benützten Thermometerskala mit jener eines Luftthermometers durch Rowland**) führte zu einer weiteren Steigerung dieses Wertes auf 778 Fußpfund beziehungsweise 427,4 kgm. Dieses Resultat fand seine Bestätigung durch die späteren Versuche Rowlands und in neuerer Zeit durch die Versuche Griffiths***), obgleich die Versuchsmethoden beider gänzlich verschieden waren. Griffiths Resultate, sowie jene neuerer Forscher, ergeben allerdings noch etwas höhere Werte. Ein anderer sehr bemerkenswerter Versuch von Osborne Reynolds und W. M. Moorby†) bestimmte den zur Erhöhung der Temperatur des Wassers von 32° F auf 212° F (0° auf 100° C) erforderlichen Aufwand

*) Joule, „Das mechanische Wärmeäquivalent“. Deutsch von J. W. Spengel, Braunschweig, 1872.

**) Proceedings of the American Academy, 1879.

***) Philosophical Transactions of the Royal Society of London 1893.

†) Ebenda 1897.

an Arbeit; daraus ergab sich als Mittelwert des mechanischen Äquivalentes 778 Fußpfund (427,4 kgm). Diese Methode der Messung hat den Vorteil, daß die durch die Benützung ein oder der anderen Thermometerskala entstehenden Unsicherheiten bei Beurteilung des Wertes der Wärmeeinheit entfallen.

Außer diesen besprochenen Methoden gibt es noch zahlreiche andere, welche zur Bestimmung des mechanischen Wärmeäquivalentes benutzt wurden; es sind dies Methoden, die auf elektrischen Messungen (der Stromstärke und des Widerstandes), auf Stoßversuchen, auf Versuchen durch Kompression sowie Ausdehnung von Gasen beruhen. Die Genauigkeit dieser Methoden ist aber eine sehr ungleiche; doch wurde durch eingehende kritische Untersuchungen festgestellt, daß die Reibungs- und elektrischen Messungsmethoden die genauesten Werte ergeben.

Wie schon an früherer Stelle erwähnt, müßte man, um die verschiedenen Bestimmungen miteinander vergleichen zu können, dieselben auf genau gleiche Maßeinheiten zurückführen, da einerseits die in verschiedenen geographischen Breiten angewendete Gravitationseinheit der Arbeit, das Meterkilogramm, mit der Acceleration wechselt, und andererseits die von verschiedenen Physikern angewendete Wärmeeinheit nicht dieselbe ist, weil sie auf Wasser von verschiedener Ausgangstemperatur bezogen wurde, und nur bei gleicher Temperatur ausgeführte Messungen übereinstimmende Resultate ergeben können.

Dividiert man das Meterkilogramm durch die in Metern ausgedrückte Acceleration g , so erhält man das absolute überall gleich große Maß der Arbeit, welches man mit „Joule“ (zu Ehren des englischen Physikers) bezeichnet. Will man daher den Einfluß der geographischen Breite eliminieren, dann müßte man die in Kilogrammetern ausgedrückte Arbeitsquantität in eine nach der absoluten Einheit „Joule“ ausgedrückte umrechnen, indem man dieselbe mit der in Metern ausgedrückten Acceleration g multipliziert; denn in demselben Verhältnisse als das Maß kleiner wird, wird die Maßzahl größer. Da jedoch die meisten kalorimetrischen Messungen in der Nähe von 15 bis 20 Grad geogr. Breite gemacht werden, so kann man für Deutschland als abgerundete Zahl für das mechanische Wärmeäquivalent 426 kgm oder 4180 Joule ($426 \times 9,81$) pro Kilogrammkalorie annehmen.

In beistehender Tabelle A sind die wahrscheinlichen Werte des mechanischen Wärmeäquivalentes für verschiedene Ausgangstemperaturen und die Orte Berlin und München zusammengestellt*).

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

Tabelle A.

Wärme gemessen nach Kilogramm- kalorien bei der Temperatur	Arbeit gemessen nach		
	Kilogrammometer in		absolutem Maße 1 Joule = 10000000 Erg.
	Berlin Breite = 52° 30' g = 9,8113 m	München Breite = 48° 9' g = 9,8077 m	
18,6°	425,6	425,8	4176
15,6°	426,2	426,4	4182
11,0°	427,2	427,4	4192
0°*)	429,4	429,6	4243

Nachdem, wie nun festgestellt, eine bestimmte Anzahl Meterkilogramm äquivalent ist einer Wärmeeinheit, so kann man nach Belieben Arbeitsmengen durch Wärmeeinheiten oder Wärmemengen durch Arbeitseinheiten ausdrücken.

Um der Unbestimmtheit zu entgehen, welche die Definition der Wärmeeinheit in sich trägt, wurde der Vorschlag gemacht, als Einheit jenen Aufwand an Wärme anzunehmen, welcher erforderlich ist, die Masseneinheit Eis zu schmelzen oder die Masseneinheit Wasser unter bestimmter Pressung zu verdampfen; diese Vorschläge wurden jedoch nicht benützt. Ein Komitee der „British Association“ beauftragt, Vorschläge bezüglich einer Wärmeeinheit zu erstatten, empfahl den Gebrauch einer dynamischen Wärmeeinheit, nämlich $4,2 \times 10^7$ Erg (10^7 Erg = 10000000 Erg = 1 Joule). Diese Zahl ist gemäß den neuesten Versuchen ungefähr gleichwertig jener Wärmemenge, welche die Erwärmung von 1 Gramm Wasser bei gewöhnlicher Temperatur um 1° C des Gasthermometers erfordert; diese Definition läuft auf die Darlegung hinaus, daß $4,2 \times 10^7$ Erg ein mechanisches Äquivalent von 1 Grammgrad sind, wobei die Ausgangstemperatur solange unbestimmt bleibt, bis weitere Kenntnisse der spezifischen Wärme des Wassers erlangt sein werden. Für diese Einheit wurde die Bezeichnung Kalorie vorgeschlagen. Nachdem 1 Fußpfund (in der Breite von Greenwich) gleich ist $1,3565 \times 10^7$ Erg, so ist unter Bezug auf obige Definition diese Kalorie das Wärmeäquivalent von $\frac{4,2}{1,3565}$ oder 3,096 Fußpfund. Da ferner 453,6 Gramm gleich sind 1 Av.-Pfund und 1,8° F gleich sind 1° C, so ist die britische Wärmeeinheit gleichwertig $\frac{453,6}{1,8} = 252$ Grammgrade. Wenn daher die oben definierte Kalorie als die Darstellung von 1 Grammgrad angenommen wird, dann beträgt das mechanische Äquivalent der britischen Wärmeeinheit $252 \times 3,096 = 780$ Fußpfund.

2. Das zweite Gesetz der Thermodynamik. Es ist für eine selbsttätige Maschine unmöglich, ohne Unterstützung äußerer Energie Wärme aus einem kälteren in einen wärmeren Körper zu übertragen.

In dieser Form, jedoch mit den Worten: „Die Wärme kann nicht von selbst aus einem kälteren in einen wärmeren Körper übergehen“, wurde von Clausius das zweite Gesetz aufgestellt**). Die Bedeutung

*) Diese Werte sind weniger sicher.

***) R. Clausius, Die mechanische Wärmetheorie, 3. Aufl. 1887, Braunschweig, Vieweg & Sohn.

dieses zweiten Hauptsatzes der mechanischen Wärmetheorie erscheint in dieser Fassung nicht genügend klar ausgedrückt und bedarf daher einer kurzen Erörterung. — Der erste Hauptsatz, welcher nach früher lautet: „In allen Fällen, wo durch Wärme Arbeit entsteht, wird eine der erzeugten Arbeit proportionale Wärmemenge verbraucht und umgekehrt kann durch Verbrauch einer ebenso großen Arbeit dieselbe Wärmemenge erzeugt werden“, setzt der Umwandelbarkeit von Wärme in Arbeit keine Grenze; es kann daher nach diesem Gesetze auch die ganze von einer Maschine aufgenommene Wärme in Arbeit verwandelt werden; das zweite Gesetz jedoch setzt diesem Vermögen eine Grenze und besagt, daß keine Wärmemaschine mehr als nur einen Teil der zugeführten Wärme in Arbeit umsetzt oder vielmehr umsetzen kann, während der restliche und größere Teil der Wärme notwendiger Weise als Wärme verloren geht.

Das Verhältnis:

$$\frac{\text{In Arbeit umwandelte Wärme}}{\text{Von der Maschine aufgenommene Wärme}}$$

ist daher stets wesentlich kleiner als Eins. Man nennt diesen Bruch, beziehungsweise dieses Verhältnis, in Anwendung auf die Wärmekraftmaschine, den **thermischen Wirkungsgrad**; er bildet die Basis für die Beurteilung einer Wärmemaschine hinsichtlich ihrer Wirtschaftlichkeit.

3. Die Arbeitssubstanzen der Wärmemaschinen. In jeder Wärmemaschine ist es eine Arbeitssubstanz, welche die Wärme abwechselnd aufnimmt und abgibt. Im allgemeinen erfährt dieselbe dabei Volumsänderungen und verrichtet Arbeit, indem sie den durch diese Volumsänderungen hervorgerufenen Widerstand überwindet. Die Arbeitssubstanz kann gasförmig, flüssig oder fest sein. Man kann sich z. B. eine Wärmemaschine denken, deren arbeitende Substanz ein langer Metallstab ist, derart vorgerichtet, daß derselbe wie ein Sperrkegel gegen enggestellte Zähne eines Sperrades arbeitet. Nun denke man sich diesen Stab erhitzt, bis derselbe vermöge seiner Längenausdehnung das Rad um einen Zahn vorwärts bewegt hat; hält man nun das Rad gegen Rückdrehung fest, etwa durch einen Sperrriegel und kühlt man den Stab z. B. durch Berührung mit kaltem Wasser rasch ab, so daß er sich auf seine anfängliche Länge zusammenzieht, so kann man durch Widererhitzen und Wiederabkühlen desselben das Spiel wiederholen, das Rad in stetige Drehung versetzen und Arbeit etwa in der Weise verrichten, daß durch das Rad ein Gewicht aufgewunden wird. Dieser Gedanke bildet eine vollkommene Wärmemaschine, in welcher die arbeitende Substanz ein fester Stab ist, welcher durch Berührung mit irgend einer Wärmequelle von verhältnismäßig hoher Temperatur erhitzt wird, einen kleinen Teil der aufgenommenen Wärme

in Arbeit verwandelt und den restlichen Teil derselben an ein Wärmereservoir (Receiver), welches auf einer verhältnismäßig tiefen Temperatur erhalten wird, zurückweist. Der größere Teil der Wärme passiert somit so zu sagen nur den Stab auf dem Wege von der Wärmequelle zum Receiver, auf diesem Wege eine Temperaturabnahme erfahrend. Was hier als einfaches Beispiel von dem Stab gesagt wurde, ist typisch für die Wirkungsweise aller Wärmemaschinen; wenn dieselben arbeiten, müssen sie Wärme bei verhältnismäßig hoher Temperatur aufnehmen und Wärme bei verhältnismäßig niedriger Temperatur abgeben; sie können Wärme in Arbeit nur dadurch verwandeln, daß sie eine viel größere Wärmemenge von hoher zu verhältnismäßig tiefer Temperatur sinken lassen. Diese Wirkungsweise kann mit jener eines Wasserrades insofern verglichen werden, als auch bei diesem Arbeit dadurch geleistet wird, daß das Wasser von einem höher zu einem tiefer gelegenen Niveau herabsinkt; die Änderung des Niveaus in diesem Falle ist gleichbedeutend der Temperaturänderung im andern Falle; man nennt daher auch den Unterschied der Temperaturen der Arbeitssubstanz zu Beginn und zu Ende des Arbeitsprozesses das **Temperaturgefälle**. Zwischen der Wirkungsweise der Wasser- und Wärmemotoren besteht jedoch der wichtige Unterschied, daß während des Arbeitsprozesses der Wassermotoren kein Wasser verloren geht; jener Teil der Wärme hingegen, welcher der geleisteten Arbeit äquivalent ist, während des Arbeitsprozesses der Wärmemaschinen verschwindet.

4. Graphische Darstellung der Arbeit, geleistet durch die Änderung des Volumens einer Arbeitsflüssigkeit.

In allen wirklichen Wärmekraftmaschinen ist die Arbeitssubstanz eine Flüssigkeit und zwar atmosphärische Luft oder Mischungen aus verschiedenen Gasen, oder eine Mischung aus Wasser und Dampf in verschiedenen Verhältnissen. Mit Flüssigkeiten als Arbeitssubstanz kann Arbeit nur durch die Veränderung des Volumens verrichtet werden; die Größe dieser Arbeit hängt allein nur von der Beziehung zwischen Druck und Volumen während dieser Änderung ab, die Form des Gefäßes, in welchem sich diese Änderung vollzieht, ist ohne jedweden Einfluß auf die geleistete Arbeit. Zeichnet man ein Diagramm (Fig. 9), in welchem die Beziehungen von Spannung und Volumen irgend einer Arbeitsflüssigkeit durch den Linienzug ABC , worin AM , CN Pressungen, AP und CQ Volumen darstellen, graphisch

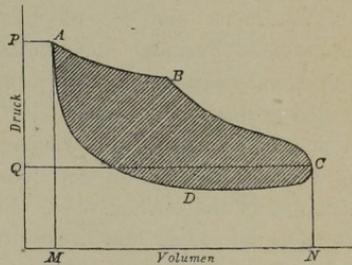


Fig. 9.

vollzieht, ist ohne jedweden Einfluß auf die geleistete Arbeit. Zeichnet man ein Diagramm (Fig. 9), in welchem die Beziehungen von Spannung und Volumen irgend einer Arbeitsflüssigkeit durch den Linienzug ABC , worin AM , CN Pressungen, AP und CQ Volumen darstellen, graphisch

ausgedrückt sind, dann gibt die Fläche der Figur $MABCN$ die Arbeit, welche durch Ausdehnung der Arbeitssubstanz vom Volumen AP auf das Volumen CQ geleistet wurde. Wird andererseits die Arbeitssubstanz vom Volumen CQ auf das Anfangsvolumen AP in solcher Weise komprimiert, daß die Linie CDA die Beziehung zwischen Spannung und Volumen während der Kompression darstellt, dann wird eine Arbeitsmenge an die Substanz abgegeben, welche durch die Fläche $NCDAM$ graphisch dargestellt ist. Denkt man sich nun die beiden Operationen vereint, dann ergibt sich die wirklich geleistete, also die gewonnene Arbeit, durch die schraffierte Fläche der Figur $ABCD A$. Bezeichnet man die Pressungen als Ordinate mit p , das Volumen als Abscisse mit v , dann ist diese Fläche, beziehungsweise die durch dieselbe dargestellte Arbeit $= \int p dv$. Dieses Beispiel gibt, der Allgemeinheit nach, die Methode der graphischen Darstellung der Arbeit, wie sie durch Watt bei der Erfindung des Indikators eingeführt wurde; man nennt daher allgemein die Figur $ABCD A$ das „Indikatordiagramm“ der in Rede stehenden Arbeit.

5. Kreisprozeß der Arbeitssubstanz. Die Einrichtung der Indikatoren heutiger Bauart soll in einem späteren Kapitel besprochen werden; hier genügt es, darauf hinzuweisen, daß der Indikator automatisch ein Diagramm zeichnet, welches, wie oben erwähnt, den Zusammenhang der jeweiligen Spannung oder Pressung der Arbeitsflüssigkeit mit der Bewegung des Kolbens oder mit anderen Worten mit dem jeweiligen Volumen der Arbeitsflüssigkeit im Cylinder darstellt, also ein vollständiges Bild der während eines Kolbenhubes geleisteten Arbeit gibt. Im allgemeinen kehrt die Arbeitsflüssigkeit der Wärmemotoren nach Vollendung des Kreislaufes, also periodisch, wieder in denselben Zustand der Temperatur, Spannung, des Volumens und der physikalischen Beschaffenheit zurück; man nennt eine solche Periode einen vollständigen Kreisprozeß. Als Beispiel diene eine Kondensationsmaschine: Das Wasser gelangt aus dem Speisereservoir in den Kessel; von diesem als Dampf in den Cylinder; von dem Cylinder in den Kondensator, um wieder als Wasser in das Reservoir zurückgeleitet zu werden; es schließt den Kreisprozeß oder Kreislauf, indem es in den Anfangszustand zurückkehrt. In anderen weniger handgreiflichen Fällen, als Beispiel diene die Auspuffmaschine, zeigt eine kleine Betrachtung, daß der Kreislauf gleichfalls geschlossen ist, allerdings nicht dadurch, daß die gleiche Arbeitsflüssigkeit, welche dem Kessel entnommen wurde, wieder in denselben zurückgeleitet, sondern eine dem verbrauchten Dampfe gleichwertige Menge frischen Wassers in den Kessel gespeist wird, während der verbrauchte und in die Atmosphäre ausgestoßene Dampf auf die Temperatur des Speisewassers abgekühlt wurde.

Für die Theorie einer Wärmemaschine ist es von der größten Wichtigkeit, den Kreisprozeß, welchen die Arbeitsflüssigkeit vollführt, als einen in sich geschlossenen zu betrachten; eine Bedingung, welche zuerst von Carnot 1824 aufgestellt wurde. Bei einem nicht geschlossenen, also unvollständigen Kreisprozesse sind die Verhältnisse komplizierter, weil sich die Arbeitsflüssigkeit mit Ende des Prozesses in einem andern Zustande befindet als zu Beginn desselben; somit die innere Energie derselben eine Veränderung während des Prozesses erfahren hat. Schließt der Kreisprozeß vollständig, dann muß mit Schluß desselben die innere Energie die gleiche sein wie zu Beginn desselben, nachdem die Beschaffenheit der Arbeitsflüssigkeit unverändert geblieben ist. Für einen vollständigen Kreisprozeß besteht demnach die Gleichung

$$\text{Zugeführte Wärme} = \text{Geleistete Arbeit} + \text{Abgeführte Wärme.}$$

6. Vollkommene Gase als Arbeitsflüssigkeit. Die Aufstellung einer Theorie der Wärmemaschine wird wesentlich erleichtert, wenn man von der Untersuchung einer Maschine ausgeht, deren Arbeitsflüssigkeit eines der sogenannten permanenten Gase oder eine Mischung derselben ist. Mit dem Ausdrucke „permanent“ bezeichnet man jene Gase, welche sehr schwer, d. h. nur unter Anwendung außerordentlich niedriger Temperaturen, zumeist in Verbindung mit hohen Pressungen, flüssig gemacht werden können. Auf solche Gase, welche somit von ihrem Kondensationspunkte so weit entfernt sind, daß sie sich in ihrem Verhalten unter Pressungs- und Temperaturänderungen von kondensierbaren Gasen wesentlich unterscheiden, können gewisse einfache Gesetze mit großer Wahrscheinlichkeit angewendet werden, welche streng genommen nur auf ideale Substanzen, sogenannte „vollkommene“ Gase Anwendung finden. — Nach Aufstellung dieser Gesetze soll der Wirkungsgrad einer Wärmemaschine, unter Voraussetzung irgend eines Gases als Arbeitssubstanz, untersucht und an der Hand der so gewonnenen Resultate gezeigt werden, daß dieselben auf alle Wärmekraftmaschinen allgemeine Anwendung finden. Die Gesetze, welche im folgenden entwickelt werden sollen, sind sehr nahe, wenn auch nicht absolut richtig für Luft, Sauerstoff, Stickstoff, Wasserstoff und Kohlenoxyd, ausgenommen die Fälle ihrer Verwendung unter außergewöhnlich hohen Pressungen oder außerordentlich niedrigen Temperaturen. Wasserstoff kommt dem Ideal eines vollkommenen Gases, soweit die Erfahrungen reichen, noch am nächsten; vollkommen im Sinne dieser Bedeutung ist jedoch keines der bekannten Gase.

7. Gesetze der vollkommenen Gase. Die Gesetze, welche in ihrer Anwendung auf das ideale oder vollkommene Gas absolut richtig,

in ihrer Anwendung auf ein permanentes Gas jedoch nur sehr angenähert richtig sind, werden in der Physik das Boyle-Mariottésche und das Gay-Lussacsche Gesetz genannt.

1. Gesetz (Boyle-Mariotte). Das Volumen einer gegebenen Gasmenge ist bei konstanter Temperatur dem Drucke umgekehrt proportional.

Bezeichnet v das Volumen einer gegebenen Menge irgend eines Gases, p den Druck, dann besteht, so lange die Temperatur ungeändert bleibt, die Beziehung

$$pv = \text{constant},$$

oder wenn der Anfangszustand durch p_1 und v_1 gegeben ist,

$$pv = p_1 v_1.$$

Diese Beziehung stellt die Gleichung einer gleichseitigen Hyperbel dar, wenn v als Abscisse und p als Ordinate aufgetragen wird; da hierbei die Temperatur als konstant vorausgesetzt wurde, so ist in dem vorstehenden Ausdruck auch zugleich die Gleichung der durch den Anfangspunkt $p_1 v_1$ gehenden „isothermischen“ Kurve speziell für Gase gegeben.

2. Gesetz (Gay-Lussac). Wird ein Gas unter konstantem Drucke erwärmt, dann ist die Volumzunahme der Temperaturzunahme proportional.

Nimmt man als Beispiel ein Gefäß, welches eine bestimmte Menge Luft enthält und erhitzt dieselbe, indem man im Wege des Experimentes Sorge trägt, daß sich die Luft ohne Änderung des Druckes ausdehnen kann, dann findet man, daß eine bestimmte Änderung des Volumens stattgefunden hat. Ersetzt man nun die Luft durch ein anderes permanentes Gas und wiederholt man den Versuch bei dem gleichen konstanten Druck, indem man dieses Gas von derselben Anfangs- auf dieselbe Endtemperatur wie vorher die Luft erhitzt, dann wird das Volumen dieselbe Änderung erfahren haben, welche bei dem Experimente mit Luft beobachtet wurde. Führt man ferner dasselbe Experiment unter Benützung größerer oder kleinerer Temperaturunterschiede durch, dann findet man auch in diesem Falle, daß die Änderung des Volumens der Luft oder irgend eines anderen anstelle derselben gesetzten Gases sehr nahe proportional ist der Größe des von der Skala eines gewöhnlichen Quecksilberthermometers abgelesenen Temperaturintervalles; oder in anderer Weise erklärt: Benützt man ein Luftthermometer (in welchem die Luft ohne Änderung des Druckes expandieren kann), welches somit jene Temperaturunterschiede als gleiche bezeichnet, welche gleicher Ausdehnung der Luft entsprechen, so erhält man eine Thermometerskala, welche wohl in wesentlicher aber nicht voll-

kommener Übereinstimmung mit der gewöhnlichen Quecksilberskala steht, welche jene Temperaturintervalle als gleiche bezeichnet, welche gleicher Ausdehnung des Quecksilbers im Glase entsprechen.

Durch Versuche ist erwiesen, daß sich die permanenten Gase bei einer Temperaturänderung um 1°C unter konstantem Druck um $\frac{1}{273}$ ihres Volumens bei 0°C ausdehnen. — 273 Volumseinheiten Luft oder eines anderen permanenten Gases werden sich daher bei der Erwärmung von 0°C auf 1°C auf 274, bei der Erwärmung auf 2°C auf 275 Volumseinheiten u. s. f. ausdehnen. Kühlt man umgekehrt das Gas von 0° auf -1°C ab, dann findet eine Volumsabnahme auf 272 Einheiten statt u. s. f. Unter der Annahme, daß diese Beziehung uneingeschränkt gelte, ergibt sich aus ihr bei allmählicher Volumsabnahme schließlich für das Volumen $= 0$ eine Temperatur von -273°C . Ein wirkliches (nicht ideales) Gas würde seine physikalischen Eigenschaften ändern, bevor es eine so tiefe Temperatur erreichen könnte.

8. Absolute Temperatur. Rechnet man somit die Temperatur nicht von dem gewöhnlichen Nullpunkte, sondern von einem um 273° unter dem Nullpunkte der Celsiuskala gelegenen Punkte, dann ist das Volumen einer gegebenen Gasmenge bei konstantem Drucke der von diesem Nullpunkte gerechneten Temperatur proportional. Die auf diese Weise gezählten Temperaturen nennt man absolute Temperaturen und den Punkt -273°C den absoluten Nullpunkt der Temperatur. Bezeichnet t Grade die Temperatur der Celsiuskala, T die korrespondierende absolute Temperatur, dann ist

$$T = t + 273.$$

Rankine bestimmte den absoluten Nullpunkt mit -461°F (-274°C), was einzelne Schriftsteller veranlaßte, diesen Wert als Grenzwert anzunehmen; diese Zahl ist begründet in dem Versuchsergebnisse, daß die Ausdehnung eines Gases von 32°F auf 212°F (0° auf 100°C) $0,365$ des ursprünglichen Volumens bei 32°F beträgt. Diese Zahl bezieht sich auf die Expansion verdünnter Luft unter einer Pressung von ca. $\frac{1}{5}$ jener der Atmosphäre. Mit Luft von atmosphärischer Pressung ergaben die Versuchsergebnisse Regnaults eine Ausdehnung von $0,3665$. Dieser Wert ergibt pro 1°F $\frac{1}{491}$ des Volumens bei 32°F , oder $\frac{1}{273}$ von dem Volumen bei 0°C pro 1°C . Daher wird der absolute Nullpunkt fast allgemein mit -459°F oder -273°C angenommen. Der Umstand, daß dieser Grenzwert allgemeinere Anwendung gefunden hat, ferner, daß die Annahme des einen oder anderen Grenzwertes nur sehr geringfügige Abweichungen in den Rechnungsergebnissen zeigt, die bei technischen Untersuchungen

gänzlich, bei physikalischen Erörterungen in den meisten Fällen unbeachtet bleiben können, ist der Grund, weshalb auch in diesem Buche bei allen weiteren Untersuchungen der Grenzwert 273, welcher insbesondere auch von Clausius in allen seinen Arbeiten benutzt wurde, festgehalten werden soll.

Wie das Gay-Lussacsche Gesetz zeigt, geben Thermometer, deren expandierende Substanz Luft, Wasserstoff, Sauerstoff oder irgend ein permanentes Gas ist, und deren Temperaturintervalle gleich genannt werden, wenn sie gleichen Ausdehnungen entsprechen, sowohl untereinander, als auch im Vergleiche mit Quecksilberthermometern sehr nahe, wenn auch nicht vollkommen übereinstimmende Messungsergebnisse. — An späterer Stelle soll gezeigt werden, daß die Theorie der Wärmemaschinen ein Mittel bietet, um eine Temperaturskala zu bilden, welche von den Eigenheiten der Substanzen während der Expansion vollkommen unabhängig ist.

9. Beziehungen zwischen Druck, Volumen und Temperatur eines Gases. Hat eine Gasmenge bei 0° C und bei dem Drucke p_0 das Volumen v_0 (auf die Gewichtseinheit des betreffenden Gases bezogen), so nimmt sie nach dem Gay-Lussacschen Gesetze bei t° , wenn der Druck unverändert p_0 bleibt, das Volumen

$$v_1 = v_0(1 + \alpha t)$$

ein, wobei $\alpha = \frac{1}{273}$ ist. Ändert man nun bei gleichbleibender Temperatur t den Druck p_0 in p , so ergibt sich nach dem Boyleschen Gesetze das neue Volumen v durch die Gleichung

$$pv = p_0v_1$$

oder

$$pv = p_0v_0(1 + \alpha t).$$

Diese Gleichung nennt man die Zustandsgleichung der Gase, weil sie die wechselseitige Beziehung der drei Größen Druck, Volumen und Temperatur, durch welche der Zustand eines Gases bedingt ist, ausdrückt.

Für $t = \text{const.}$ ist auch $p_0v_0(1 + \alpha t)$ konstant; die Gleichung geht über in die Form $pv = \text{const.}$ (Boylesches Gesetz).

Wird das Gas bei gleichbleibendem Drucke ($p = p_0$) von 0° auf t° erwärmt, so wird $v = v_0(1 + \alpha t)$.

Wird bei unverändertem Volumen ($v = v_0$) das Gas von 0° auf t° erwärmt, dann nimmt der Druck nach der Gleichung $p = p_0(1 + \alpha t)$ für jeden Grad um $\alpha = \frac{1}{273}$ zu oder ab.

Durch Einführung der absoluten Temperatur geht die Gleichung über in die Form

$$pv = p_0 v_0 \left(1 + \frac{t}{273}\right)$$

oder

$$pv = \frac{p_0 v_0}{273} (273 + t) = \frac{p_0 v_0}{273} T.$$

Bezeichnet man die konstante Größe $\frac{p_0 v_0}{273}$ mit R , dann wird

$$pv = RT. \quad (1)$$

Die Größe R nennt man die Konstante des Boyle-Gay-Lussacschen Gesetzes; dieselbe hängt ab von der spezifischen Dichte des Gases und von der Einheit, nach welcher p und v gemessen sind.

Für trockene atmosphärische Luft von dem spezifischen Gewichte $\gamma = 1,293187$ kg (Gewicht von 1 Kubikmeter in kg gemessen bei 0° C und einem mittleren Barometerstande 760 mm Quecksilbersäule in der Breite von Paris) und dem spezifischen Drucke $p = 10333$ kg auf 1 qm ergibt sich

$$R = 29,269.$$

10. Die spezifische Wärme der Gase. Gesetz 3. Die spezifische Wärme eines Gases ist bei konstantem Drucke konstant.

Unter spezifischer Wärme bei konstantem Drucke versteht man jene Wärmemenge, welche die Gewichtseinheit (1 kg) einer Substanz bei Erhöhung ihrer Temperatur um 1° C bei konstantem Drucke aufnimmt, während das Volumen veränderlich bleibt. Das Gesetz besagt, daß diese Wärmemenge für alle Gase die gleiche ist, wobei es gleichgiltig ist, bei welcher Temperatur oder bei welchem konstanten Drucke die Erwärmung stattfindet. Die ersten verlässlichen Versuche bezüglich des Wertes der spezifischen Wärme bei konstantem Druck verdanken wir Regnault, daher dieses Gesetz auch das Regnaultsche Gesetz genannt wird.

In der Theorie der Wärmemaschine spielt außer der spezifischen Wärme bei konstantem Druck auch die spezifische Wärme bei konstantem Volumen eine sehr wichtige Rolle, das ist jene Wärmemenge, welche die Gewichtseinheit einer Substanz bei Erhöhung ihrer Temperatur um 1° C bei konstantem Volumen aufnimmt, während die Pressung veränderlich bleibt.

Für die Folge sei bezeichnet die spezifische Wärme bei konstantem Drucke mit

$$c_p,$$

jene bei konstantem Volumen mit

$$c_v.$$

Zwischen der Erwärmung eines Gases bei konstantem Drucke und der Erwärmung bei konstantem Volumen besteht der wesentliche Unter-

schied, daß bei konstantem Volumen das Gas keine Arbeit verrichtet, während Erwärmung bei konstantem Drucke Expansion des Gases und daher eine Arbeitsleistung zur Folge hat, welche das Produkt aus der Pressung und der Volumszunahme bildet. Erwärmt man die Gewichtseinheit (1 kg) Gas bei konstantem Drucke p von der absoluten Temperatur T_1 auf T_2 und bezeichne v_1 das Volumen bei der Temperatur T_1 , v_2 jenes bei T_2 , dann ergibt sich:

$$\text{Aufgenommene Wärme} = c_p (T_2 - T_1).$$

$$\text{Geleistete Arbeit} = p (v_2 - v_1) = R (T_2 - T_1).$$

Die Differenz $(c_p - R) (T_2 - T_1)$ ist der Betrag, um welchen die innere Energie des Gases während des Prozesses vermehrt wurde. Dieser Gewinn an innerer Energie würde ganz der gleiche sein, wenn die Temperatur des Gases auf irgend eine andere Weise von T_1 auf T_2 geändert worden wäre, wie sich aus nachfolger Betrachtung ergibt.

11. Die innere Energie eines Gases. Gesetz 4 (Joule). Expandiert ein Gas ohne äußere Arbeit zu verrichten und ohne Wärme aufzunehmen oder abzugeben, somit ohne Änderung seiner inneren Energie, dann bleibt dessen Temperatur ungeändert.

Diese Tatsache ergab sich aus den Versuchen Joules. Er verband ein mit komprimiertem Gas gefülltes Gefäß durch ein mittelst Hahn abschließbares Rohr mit einem zweiten, jedoch leeren Gefäße. Beide Gefäße wurden in einen mit Wasser gefüllten Trog versenkt, um die gleiche Temperatur annehmen zu können. Nun wurde der Hahn geöffnet, das Gas strömte in das zweite Gefäß über und verteilte sich expandierend zwischen beiden Gefäßen, ohne Arbeit zu verrichten. Die Messung der Temperaturen ergab, daß das Wasser im Troge seine Temperatur nicht geändert hatte; auch die Temperatur des Gases blieb ungeändert; es wurde somit weder Wärme aufgenommen noch abgegeben und auch keine Arbeit geleistet.

Nachdem das Gas weder Wärme gewonnen noch verloren und auch keine Arbeit geleistet hatte, blieb seine innere Energie mit Ende des Versuches die gleiche wie zu Beginn desselben. Druck und Volumen änderten sich, die Temperatur blieb dieselbe. Daraus folgt, daß die innere Energie einer gegebenen Gasmenge nur von der Temperatur, nicht aber vom Druck und dem Volumen desselben abhängig ist, oder mit anderen Worten, eine Änderung des Druckes und des Volumens ohne gleichzeitige Änderung der Temperatur bringt keine Veränderung der inneren Energie hervor. Wenn daher eine Temperaturänderung eine Änderung der inneren Energie hervorruft, so ist diese unabhängig von der Beziehung zwischen Druck

und Volumen während des Prozesses und nur abhängig von dem Betrage, welchen die Temperaturänderung hervorbrachte.

Spätere Versuche Joules und Lord Kelvins ergaben, daß bei Luft und anderen eigentlichen Gasen ein schwacher Temperaturabfall bei der Expansion ohne Arbeitsverrichtung eintritt*); es findet somit eine, wenn auch sehr geringe Abweichung vom Jouleschen Gesetze statt, welches, wie bereits an früherer Stelle erwähnt, gleich den übrigen hier erörterten Gesetzen nur für ein ideales Gas streng richtige Anwendung finden kann.

Um die Energiemenge zu bestimmen, welche bei Temperaturerhöhung einem Gase zugeführt oder bei Temperaturabnahme entzogen wird, kann man sowohl die Erwärmung bei konstantem Volumen als auch die Erwärmung bei konstantem Drucke in Betracht ziehen, da ja die innere Energie nur von der Temperatur allein abhängig ist.

Wenn daher irgend eine Substanz erwärmt wird, tritt die Beziehung ein:

Zugeführte Wärme = Geleistete Arbeit + Zunahme an innerer Energie.

Setzt man den Fall der Erwärmung bei konstantem Volumen voraus und nimmt man an, daß eine Gewichtseinheit (1 kg) eines Gases in dieser Weise von der absoluten Temperatur T_1 auf T_2 erwärmt werde, dann ist die zugeführte oder aufgenommene Wärme

$$c_v (T_2 - T_1).$$

Nachdem keine äußere Arbeit verrichtet wurde, dient diese Wärmemenge in ihrer Gänze zur Erhöhung der inneren Energie; die Energieänderung wird aber für die gegebene Temperaturänderung immer die gleiche sein, mag die Temperaturänderung T_1 auf T_2 auf welche Weise immer erfolgen. Der obige Ausdruck

$$c_v (T_2 - T_1)$$

bestimmt daher die Änderung der inneren Energie, welche die Gewichtseinheit eines Gases erfährt, wenn sich die Temperatur desselben auf irgend eine Weise von T_1 auf T_2 ändert, gleichgiltig, wie sich Volumen und Druck während des Prozesses ändern.

12. Beziehung zwischen den beiden spezifischen Wärmen.

Wir sind nun in der Lage, eine Beziehung zwischen den beiden spezifischen Wärmen c_v und c_p aufstellen zu können. Nach früher (§ 10) läßt sich

*) Siehe Lord Kelvins gesammelte Werke Vol. I, S. 333. Der wenn auch sehr kleine Temperaturabfall bei Austritt eines komprimierten Gases durch eine zusammengeschnürte Öffnung bildet die Basis des Lindeschen Regenerativprozesses zur Erlangung außerordentlich niedriger Temperaturen, welches Verfahren Linde erfolgreich zur Verflüssigung von Luft und der Trennung des Sauerstoffes der Luft vom Stickstoff angewendet hat.

die Änderung der inneren Energie der Gewichtseinheit (1 kg) eines Gases, wenn dessen Temperatur bei konstantem Drucke von T_1 auf T_2 geändert wird, ausdrücken durch

$$(c_p - R)(T_2 - T_1).$$

Dieser Ausdruck muß gleich sein dem vorhin gefundenen

$$(c_p - R)(T_2 - T_1) = c_v(T_2 - T_1)$$

und daraus ergibt sich die Beziehung

$$c_v = c_p - R. \quad (2)$$

Das Verhältnis $\frac{c_p}{c_v}$, für welches im weiteren die Bezeichnung $\frac{c_p}{c_v} = x$ eingeführt werden soll, spielt eine wichtige Rolle in vielen thermodynamischen Gleichungen. Unter Benutzung dieses Zeichens schreibt sich obige Gleichung in der Form

$$c_v = \frac{R}{x-1}. \quad (3)$$

13. Werte der Konstanten für atmosphärische Luft. Früher (§ 9) wurde für trockene Luft der Wert von R bestimmt

$$R = 29,269.$$

Nach den Versuchen Regnaults ist ferner für trockene Luft der Wert von c_p mit 0,2375 Wärmeeinheiten bestimmt; daraus ergibt sich nach Gleichung (2) für c_v der Wert $c_v = 0,2375 - \frac{29,269}{426}$

$$c_v = 0,1688$$

und somit

$$\frac{c_p}{c_v} = x = 1,408.$$

Bestimmungen des Wertes von x nach anderen Methoden haben auch etwas höhere Zahlen ergeben, so daß als mittlerer Wert in der Folge

$$x = 1,41$$

gesetzt und angenommen werden soll, daß diese Größe, ebenso wie c_p für die gewöhnlichen Verhältnisse von der Temperatur und dem Drucke unabhängig sei.

— Aus der Gleichung $\frac{c_p}{c_v} = x$ geht dann auch die spezifische Wärme bei konstantem Volumen als konstant hervor und soll somit für das technisch wichtigste Gas, die atmosphärische Luft, in der Folge mit

$$c_v = 0,1684$$

angenommen werden.

Für diejenigen Gase, welche die gegebenen Gesetze am vollkommensten befolgen, hat Regnault auf Grund weiterer Versuche die in nachstehender Tabelle B zusammengestellten Werte bestimmt.

Tabelle B.

	Spezifisches Gewicht γ	Relatives Gewicht bezogen auf Wasserstoff	Werte von R	c_p	γc_p	c_v	γc_v	$\frac{c_p}{c_v} = x$
Atmosphär. Luft	1,293187	14,4384	29,269	0,2375	0,3071	0,1684	0,2170	1,41
Wasserstoff . . .	0,08957	1	422,591	3,4090	0,3053	2,4123	0,2161	1,41
Sauerstoff	1,42979	15,9635	26,472	0,2175	0,3110	0,1551	0,2217	1,40
Stickstoff	1,256163	14,0250	30,131	0,2438	0,3062	0,1727	0,2169	1,41
Stickoxyd	1,34284	14,9928	28,186	0,2317	0,3114	0,1652	0,2218	1,40
Kohlenoxyd	1,25090	13,9662	30,258	0,2450	0,3065	0,1736	0,2172	1,41

Man ersieht aus dieser Tabelle, daß die spezifische Wärme c_p für verschiedene Gase verschieden ist, daß aber in werkwürdiger Weise das Wasserstoffgas hervortritt; dessen spezifische Wärme ist sogar größer als jene irgend eines festen oder flüssigen Körpers, wie auch andere Versuche ergeben haben. Die Werte γc_p sind hingegen für alle Gase nahezu gleich; den kleinsten Wert besitzt der Wasserstoff; nachdem dieses Gas nach allen Erfahrungen dem vollkommenen Gas am nächsten steht, so kann man daraus schließen, daß die einzelnen Gase in ihrem Verhalten um so mehr von den Voraussetzungen, unter welchen die Zustandsgleichung abgeleitet wurde, abweichen, je größer die Abweichung des Wertes γc_p derselben von jenem Werte ist, welcher für Wasserstoff bestimmt wurde. Die Abweichungen sind aber so unbedeutend, daß man ohne Verstoß bei allen oben angeführten Gasen von der Zustandsgleichung Gebrauch machen kann.

Aus den Werten für γc_v ersieht man, daß die spezifische Wärme c_v , bei gleichem Volumen gemessen, bei allen Gasen nahezu gleich ist; daraus ist zu schließen, daß alle Gase für die gleiche Temperaturerhöhung dieselbe Wärmemenge erfordern, wenn die Volumeinheit dem Versuche zu Grunde gelegt wird.

14. Arbeit geleistet durch eine expandierende Flüssigkeit.

Wie bereits an früherer Stelle (§ 5) erörtert, gibt das Indikator diagramm bildlich die Beziehung zwischen Druck und Volumen einer Arbeitsflüssigkeit während der Expansion oder Kompression derselben; wir wollen nunmehr die Form, welche die Expansions- beziehungsweise Kompressionskurve in bestimmten Fällen annimmt, einem eingehenden Studium unterziehen.

In den meisten jener Fälle, mit welchen sich die Theorie der Wärmekraftmaschinen befaßt, sind es Kurven, welche genau oder annähernd durch eine Gleichung dargestellt werden können von der Form

$$pv^n = \text{const.},$$

in welcher der Exponent n verschiedene numerische Werte hat, jedoch für ein und dieselbe Kurve konstant ist.

Es sind zunächst zwei sehr wichtige Arten der Expansion, für welche die Werte von n bestimmt werden sollen.

Sei AB (Fig. 10) eine Expansionslinie irgend einer Flüssigkeit, auf welche die allgemeine Gleichung $p v^n = \text{const.}$ anwendbar ist. Die Flüssigkeit expandiere vom Punkte A nach dem Punkte B ; in A sei das Volumen v_1 , die Pressung p_1 ; im Punkte B hingegen v_2 und p_2 . Während dieser Expansion verrichtet dieselbe eine Arbeit, welche durch die unter der Kurve gelegene schraffierte Fläche gemessen wird.

Bezeichne W diese Arbeit, dann ist

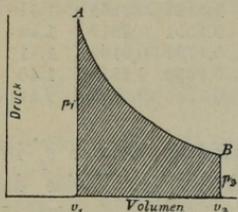


Fig. 10.

$$W = \int_{v_1}^{v_2} p dv. \quad (4)$$

Da nun für irgend einen Punkt der Kurve

$$p v^n = p_1 v_1^n = p_2 v_2^n,$$

somit

$$p = \frac{p_1 v_1^n}{v^n}$$

ist, ergibt sich aus (4)

$$W = p_1 v_1^n \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v^n}$$

oder integriert

$$W = \frac{p_1 v_1^n (v_2^{1-n} - v_1^{1-n})}{1-n}. \quad (5)$$

Bezeichnet man das Verhältnis des Endvolumens v_2 zum Anfangsvolumen v_1 , d. i. das Expansionsverhältnis, mit r

$$\frac{v_2}{v_1} = r,$$

dann schreibt sich die Gleichung (5)

$$W = \frac{p_1 v_1 (1 - r^{1-n})}{n-1}. \quad (6)$$

Nachdem ferner $p_1 v_1^n = p_2 v_2^n$, läßt sich obiges Resultat noch in einer andern aus Gleichung (5) abgeleiteten Form ausdrücken, nämlich*)

$$W = \frac{p_1 v_1 - p_2 v_2}{n-1}. \quad (7)$$

*) $p_1 v_1^n = p_2 v_2^n$ oder $p_1 v_1^n v_2^{-n} = p_2$ oder $p_1 v_1^n v_2^{1-n} = p_2 v_2$; dies substituiert:

$$W = \frac{p_1 v_1^n (v_2^{1-n} - v_1^{1-n})}{1-n} = \frac{-p_1 v_1 + p_1 v_1^n \times v_2^{1-n}}{1-n} = \frac{p_1 v_1 - p_2 v_2}{n-1}.$$

Wird die Flüssigkeit, statt von A bis B zu expandieren, von B nach A komprimiert, dann gibt der durch obige Gleichungen ausgedrückte Wert von W die Arbeit, welche auf die Flüssigkeit übertragen, also verbraucht wurde.

Für Gase als Arbeitsflüssigkeit, für welche nach den Gesetzen von Boyle-Mariotte und Gay-Lussac $p v = R T$, kann Gleichung (7) in der Form benutzt werden

$$W = \frac{R(T_1 - T_2)}{n - 1}, \quad (8)$$

nachdem $p_1 v_1 = R T_1$ und $p_2 v_2 = R T_2$, wenn T_1 und T_2 die absolute Anfangs- und Endtemperatur des Prozesses bezeichnen.

15. Adiabatische Zustandsänderungen. Nach dieser allgemeinen Erörterung sollen nun die vorhin erwähnten wichtigsten Fälle der Expansion oder Kompression einer Arbeitsflüssigkeit näher betrachtet werden.

Einer dieser Fälle ist jener, wenn die Arbeitsflüssigkeit während der Expansion oder Kompression weder Wärme aufnimmt noch Wärme abgibt; man nennt diese Methode der Expansion oder Kompression *adiabatisch* und die Kurve, welche die Beziehung zwischen Druck p und Volumen v in einem solchen Prozesse darstellt, eine *adiabatische Linie* oder kurzweg **Adiabate**.

In einem adiabatischen Prozesse wird daher die Arbeitsflüssigkeit weder durch Leitung, Ausstrahlung oder einen inneren chemischen Prozeß Wärme gewinnen oder verlieren; die Arbeit, welche eine Substanz verrichtet, wenn sie sich adiabatisch ausdehnt, kann daher nur auf Kosten der inneren Energie derselben geleistet werden, und umgekehrt wird jene Arbeit, welche zur adiabatischen Kompression einer Substanz verbraucht wird, die innere Energie derselben entsprechend erhöhen. Der adiabatische Prozeß könnte daher nur dann erzielt werden, wenn sich einerseits die arbeitende Substanz während der Expansion oder Kompression chemisch nicht verändern und andererseits ein Cylinder beziehungsweise Kolben zur Verfügung stehen würde, welcher vollkommen wärmeundurchlässig und gegen Wärmestrahlung unempfindlich, also wärmedicht wäre.

Von einem genau adiabatischen Prozeß kann in unseren Wärmekraftmaschinen niemals die Rede sein, nachdem stets durch Leitung mehr oder weniger Wärme von der Arbeitsflüssigkeit an die Wandungen des Cylinders und Kolbens übergeht und umgekehrt; je rascher der Expansions- oder Kompressionsprozeß verläuft, desto mehr nähert sich derselbe dem adiabatischen, da die für Wärmeübertragung zur Verfügung stehende Zeit verhältnismäßig gering ist.

Um nun auf den speziellen Fall der Verwendung eines Gases als Arbeitsflüssigkeit einzugehen, benutzen wir die Gleichung (8)

$$W = \frac{R(T_1 - T_2)}{n - 1}$$

zur Auffindung des Gesetzes für den adiabatischen Prozeß und berücksichtigen, daß bei diesem Prozesse die Arbeit der Expansion oder Kompression der Änderung der inneren Energie äquivalent ist.

Das Gesetz ist bekannt, sobald in der Grundgleichung $p v^n = \text{const.}$ der Wert des Exponenten n bestimmt ist.

Nach § 11 verliert ein Gas bei Änderung seiner Temperatur von T_1 auf T_2 an innerer Energie

$$c_v(T_1 - T_2);$$

wird nach früher (§ 12) das Verhältnis der spezifischen Wärmen $\frac{c_p}{c_v}$ mit x bezeichnet, dann wird unter Einführung der Gleichung (3)

$$c_v(T_1 - T_2) = \frac{R(T_1 - T_2)}{x - 1}.$$

Nachdem nun die geleistete Arbeit dem Verluste an innerer Energie gleichwertig ist, so ergibt sich die Bedingung für die adiabatische Expansion durch die Gleichung

$$\frac{R(T_1 - T_2)}{n - 1} = \frac{R(T_1 - T_2)}{x - 1} \quad (9)$$

und daraus folgt der Wert des Exponenten der adiabatischen Zustandsänderung

$$n = x = \frac{c_p}{c_v}.$$

Eine Expansion oder Kompression wird daher adiabatisch sein, wenn

$$p v^x = \text{const.} \quad (10)$$

Dies ist somit die Gleichung der Adiabate.

16. Änderung der Temperatur bei adiabatischer Expansion oder Kompression eines Gases. Bei adiabatischer Expansion eines Gases nimmt die innere Energie, somit auch die Temperatur, zu welcher die innere Energie proportional ist, ab; umgekehrt nimmt bei adiabatischer Kompression die innere Energie, somit die Temperatur des Gases zu. Die Größe der Temperaturänderung läßt sich bestimmen durch Kombination der beiden Gleichungen

$$p_1 v_1^x = p_2 v_2^x \quad \text{und} \quad \frac{p_2 v_2}{p_1 v_1} = \frac{T_2}{T_1} \quad (\text{aus } p_2 v_2 = R T_2 \text{ und } p_1 v_1 = R T_1).$$

Multipliziert man diese Gleichungen, so erhält man

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{p_2 v_2 \cdot p_1 v_1^x}{p_1 v_1 \cdot p_2 v_2^x}$$

und daraus

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{x-1}$$

oder

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{1}{r} \right)^{x-1}$$

(11)

worin r nach früher das Expansionsverhältnis $\frac{v_2}{v_1}$ ausdrückt. Diese Gleichung findet selbstverständlich auch auf die adiabatische Kompression Anwendung.

Aus den an früherer Stelle gefundenen Ausdrücken für die geleistete Arbeit und die Änderung der inneren Energie eines expandierenden Gases folgt, daß für nicht adiabatische Expansionen, sobald der Exponent n kleiner ist als $x = \frac{c_p}{c_v}$, die geleistete Arbeit größer ist als der Verbrauch an innerer Energie, daher während der Expansion Wärme aufgenommen werden mußte. Ist hingegen n größer als x , die geleistete Arbeit somit kleiner als der Verbrauch an innerer Energie, dann mußte das Gas Wärme an die Wandungen des Gefäßes, in welchem die Expansion vor sich ging, abgeben oder auf andere Weise verloren haben.

Der adiabatische Prozeß sei durch nachstehendes Beispiel erläutert. Ein Cylinder enthalte eine bestimmte Menge trockener atmosphärischer Luft von der Temperatur $t_1 = 15^\circ \text{C}$ ($T_1 = 288$); dieselbe werde auf ihr halbes Volumen so rasch komprimiert, daß die hierbei entwickelte Wärme keine Zeit finde, auch nur zum geringsten Teile an die Cylinderwandung überzugehen. In dem vorliegenden Falle ist das Volumenverhältnis $r = \frac{1}{2}$, ferner nach früher für trockene Luft $x = 1,41$; daraus bestimmt sich die Temperatur des Gases unmittelbar nach erfolgter Kompression, bevor dasselbe Zeit findet abzukühlen, mit

$$T_2 = T_1 \left(\frac{1}{r} \right)^{x-1} = 288 \times 2^{0,41} = 383$$

oder 110°C .

Die während der Kompression verbrauchte Arbeit berechnet sich aus der Gleichung

$$\frac{R(T_2 - T_1)}{x - 1} = \frac{29,269 (383 - 288)}{1,41 - 1} = 6782 \text{ kgm}$$

pro 1 kg Luft der Cylinderfüllung. Um diesen Betrag wurde die innere Energie des Gases durch die adiabatische Kompression erhöht. Zufolge der Leitungsfähigkeit des Cylinders wird dieser Betrag jedoch nach Ver-

lauf einer bestimmten Zeit von den Cylinderwandungen aufgenommen und die innere Energie kehrt in dem Maße, als die Temperatur des Gases wieder auf 15° C sinkt, zu ihrem anfänglichen Werte zurück.

Während der Kompression erhöht sich die Spannung des Gases dem Gesetze folgend $p v^x = \text{const.}$ und erreicht, wenn $p_1 v_1^x$ den Anfangszustand, $p_2 v_2^x$ den Endzustand darstellt, mit Ende der Kompression den Wert

$$p_2 = p_1 \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^x = p_1 \left(\frac{1}{r}\right)^x = p_1 \times 2^{1,41} = 2,65 p_1.$$

Ebenso wie die Temperatur bei ungeändertem Kompressionsvolumen nach und nach zurückgeht, nimmt auch der Druck ab, bis er bei der Anfangstemperatur $t = 15^{\circ}$ den Grenzwert $2p_1$ erreicht hat.

17. Isothermische Zustandsänderung. Eine andere sehr wichtige Zustandsänderung ist die Expansion oder Kompression bei konstanter Temperatur; man bezeichnet sie mit dem Ausdrucke **isothermisch**.

Die Kurve der isothermischen Expansion oder Kompression, **Isotherme** genannt, ist eine gleichästige Hyperbel und deren Gleichung

$$p v = \text{const.} = R T. \quad (12)$$

Es ist dies ein spezieller Fall der allgemeinen Gleichung $p v^n = \text{const.}$; doch läßt sich die während einer isothermischen Zustandsänderung geleistete oder verbrauchte Arbeit aus den bezüglichen Gleichungen (6) oder (7) nicht bestimmen, da für $n = 1$ Zähler und Nenner verschwinden. Zur Bestimmung dieser Arbeit benützt man daher die Gleichungen

$$W = \int_{v_1}^{v_2} p dv$$

und

$$p = \frac{p_1 v_1}{v}$$

und daraus

$$W = p_1 v_1 \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v},$$

integriert

$$W = p_1 v_1 (\log_e v_2 - \log_e v_1)$$

oder

$$W = p_1 v_1 \log_e \frac{v_2}{v_1} = p_1 v_1 \log_e r. \quad (13)$$

Statt $p_1 v_1$ kann man setzen $p v$, da das Produkt aus p und v während der Zustandsänderung konstant bleibt; für $p v$ weiters $p v = R T$ gesetzt, gibt die Gleichung der geleisteten Arbeit

$$W = R T \log_e r. \quad (14)$$

Der Buchstabe T für die absolute Temperatur bleibt hier ohne Zeiger, nachdem sich ja die Temperatur während des isothermischen Prozesses nicht ändert.

Die Gleichung (14) gibt sowohl die während einer isothermischen Expansion geleistete, als auch die für die isothermische Kompression des Gases verbrauchte Arbeit*).

Während einer isothermischen Zustandsänderung erfährt die innere Energie des Gases (§ 11), nachdem T konstant, keine Änderung; es muß daher während der Expansion des Gases eine der geleisteten Arbeit äquivalente Wärmemenge aufgenommen und während der Kompression derselben eine der verbrauchten Arbeit äquivalente Wärmemenge nach außen abgegeben worden sein. Der obige Ausdruck $RT \log_e r$ gibt somit nicht nur das Maß der geleisteten oder verbrauchten Arbeit, sondern auch das Maß der während der Expansion zugeführten oder während der Kompression abgeführten Wärmemenge.

Die Kurve AB in Figur 11 entspricht der isothermischen Expansion, Kurve AC der adiabatischen Expansion eines vollkommenen Gases, beide Kurven von demselben Anfangspunkte A ausgehend.

In einem nicht wärmedichten, d. h. aus leitungs-fähigem Material gebildeten Cylinder wird für Luft oder irgend ein anderes Gas die Kompressionslinie nahezu adiabatisch verlaufen, wenn der Prozeß sehr rasch erfolgt, hingegen nahezu isothermisch, wenn bei langsam verlaufendem Prozesse der Wärme Zeit bleibt, durch Leitung zu entweichen.

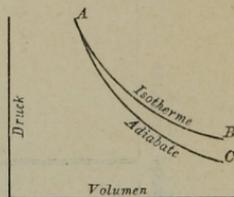


Fig. 11.

13. Der Carnotsche Kreisprozeß. Es sei nun die Wirkungsweise einer idealen Wärmemaschine betrachtet, deren Arbeitsflüssigkeit ein vollkommenes Gas ist, welches gezwungen wird, eine Reihe von isothermischen und adiabatischen Zustandsänderungen zu durchlaufen. Dieser Kreisprozeß wurde zuerst von Carnot untersucht und soll daher von vornherein als Carnotscher Kreisprozeß bezeichnet werden.

Man denke sich einen Cylinder samt Kolben aus einem vollkommen wärmedichten Material, nur der Boden des Cylinders sei ein Wärmeleiter. Man denke sich ferner einen heißen Körper oder eine unerschöpfliche Wärmequelle A , welche stets die Temperatur T_1 besitzt; dann einen vollkommenen wärmedichten Boden B ; endlich einen kalten Körper oder unbegrenzten Wärmereceiver C , dessen Temperatur T_2 konstant bleibt, wobei

* \log_e (hyperbolischer oder natürlicher Logarithmus) für irgend eine Zahl ist gleich 2,3026 multipliziert mit dem gewöhnlichen Logarithmus dieser Zahl.

T_2 niedriger sei als T_1 ; A , B und C können nach Belieben an dem Boden des Cylinders angebracht werden. A und B seien ferner vollkommene Wärmeleiter und von so großem Inhalt, daß alle vorkommenden Wärme-Zu- und Abfuhr die Temperatur derselben nicht zu verändern vermögen. Der Cylinder enthalte 1 kg eines vollkommenen Gases von der Temperatur T_1 , dem Volumen v_a und dem Drucke p_a als Funktionen des Anfangszustandes. Diese sowie die folgenden Zeiger beziehen sich auf die betreffenden Punkte a , b , c und d des Indikatordiagramms Fig. 12.

1) A trete anstelle des Cylinderbodens; der Kolben bewege sich langsam nach rechts bis b . Das Gas expandiert isothermisch bei konstanter

Temperatur T_1 , Wärme aus dem Reservoir aufnehmend und Arbeit verrichtend; der Druck sinkt von p_a auf p_b , das Volumen nimmt zu von v_a auf v_b .

2) A werde nun entfernt und an dessen Stelle trete B . Der Kolben setze seinen Weg fort von b nach c . Das Gas expandiert adiabatisch, Arbeit auf Kosten seiner inneren Energie verrichtend und die Temperatur sinkt. Im Punkte c sei die Temperatur T_2 , der Druck p_c , das Volumen v_c .

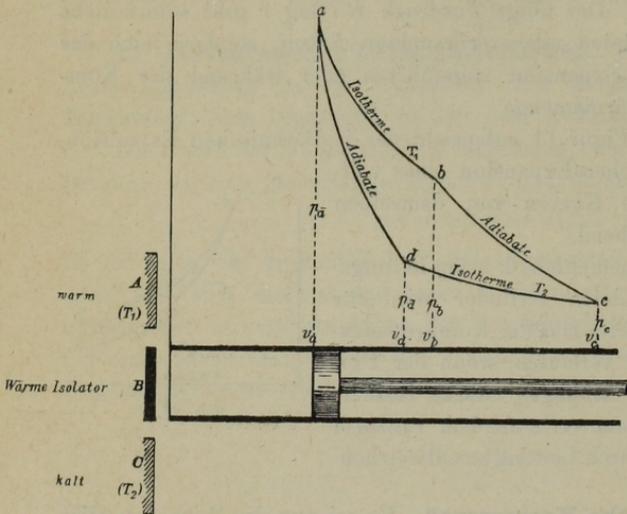


Fig. 12.

Carnotscher Kreisprozeß mit Gas als Arbeitsflüssigkeit.

3) Nun werde B entfernt und an dessen Stelle C gesetzt. Der Kolben werde langsam zurückgedrückt. Das Gas wird isothermisch bei konstanter Temperatur T_2 komprimiert, indem die der geringsten Temperatursteigerung entsprechende Wärme sofort von C aufgenommen wird. Arbeit wird verbraucht und Wärme in den kalten Receiver C geleitet. Im Punkte d sei der Druck p_d und das Volumen v_d und die Lage von d so gewählt, daß die nun folgende Operation den Kreisprozeß schließt.

4) Schließlich werde C entfernt und an dessen Stelle wieder B gesetzt. Die Kompression, nun adiabatisch, werde fortgesetzt. Druck und Temperatur nehmen zu und wenn Punkt d richtig gewählt wurde, muß

die Temperatur ihren anfänglichen Wert T_1 wieder erreicht haben, wenn der Druck von p_d auf den Anfangsdruck p_a gestiegen ist oder mit anderen Worten, die dritte Operation muß in einem Punkte d beendet werden, welcher so gelegen ist, daß eine durch denselben gezogene Adiabate durch den Ausgangspunkt a geht.

Die Lage des Punktes d bestimmt sich wie folgt: Nach Gleichung (11) ergibt sich die Abkühlung während der adiabatischen Expansion der Operation (2) aus

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_c}{v_b} \right)^{\gamma-1},$$

ferner die Erwärmung während der adiabatischen Kompression der Operation (4) aus

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_d}{v_a} \right)^{\gamma-1}.$$

Daher

$$\frac{v_c}{v_b} = \frac{v_d}{v_a}$$

und somit auch

$$\frac{v_c}{v_d} = \frac{v_b}{v_a}.$$

Daraus ergibt sich, daß das Kompressionsverhältnis der isothermischen Kompression der Operation (3) gleich sein muß dem Expansionsverhältnis der isothermischen Expansion der Operation (1), damit die durch d gelegte Adiabate den Kreislauf schließt. Der Kürze wegen soll jedes dieser beiden Verhältnisse für die Folge mit r bezeichnet werden.

Die von dem Gase während der vier aufeinanderfolgenden Operationen aufgenommene und abgegebene Wärme berechnet sich wie folgt:

- (1) Von A übertragene Wärme = $RT_1 \log_e r$ (nach § 17).
- (2) Wärme weder aufgenommen noch abgegeben.
- (3) Auf C übertragene Wärme = $RT_2 \log_e r$ (nach § 17).
- (4) Wärme weder aufgenommen noch abgegeben.

Die in dem vollständigen Kreisprozeß von dem Gase geleistete äußere Arbeit entspricht der Differenz der während der Operation (1) aufgenommenen und der während der Operation (3) abgegebenen Wärme:

$$R(T_1 - T_2) \log_e r;$$

dies ist somit die von den vier Kurven in Fig. 12 eingeschlossene Fläche.

19. Wirkungsgrad des Carnotschen Kreisprozesses. Der Wirkungsgrad des Prozesses, nämlich das Verhältnis

in Arbeit umgesetzte Wärme
aufgenommene Wärme

ist

$$\frac{R(T_1 - T_2) \log_e r}{R T_1 \log_e r} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \left(\frac{T_2}{T_1}\right). \quad (15)$$

Der Bruch $\frac{T_1 - T_2}{T_1}$ stellt zugleich jenen Teil der dem Prozesse zugeführten Wärme dar, welcher durch eine den Carnotschen Kreisprozeß genau befolgende Maschine in Arbeit umgesetzt werden könnte. Die Maschine nimmt eine bestimmte Wärmemenge von der Temperatur der Wärmequelle, proportional zu T_1 auf und weist eine gewisse Wärmemenge von der Temperatur des Receivers, proportional zu T_2 ab. Die Maschine arbeitet, indem sich die Arbeitsflüssigkeit von der Temperatur T_1 auf T_2 abkühlt, mit dem Temperaturgefälle T_1, T_2 ; dieses Arbeitsvermögen wird somit um so größer sein, je tiefer die Temperatur T_2 , bei welcher Wärme abgeführt wird, unter der Temperatur T_1 liegt, bei welcher Wärme aufgenommen wird.

20. Die Umkehrung des Carnotschen Kreisprozesses. Der in den vorigen Paragraphen betrachtete Kreisprozeß ist namentlich dadurch charakterisiert, daß sowol der Druck zu beiden Seiten des Kolbens als auch die Temperaturen zu beiden Seiten des Bodens stets einander gleich sind. Die Herstellung einer kalorischen Maschine, welche genau nach dem Schema des Carnotschen Prozesses arbeiten würde, ist aber ebensowenig denkbar, als es in der Praxis möglich ist, eine Maschine ohne alle Reibung herzustellen, daher immer ein Überschuß von Arbeit vorhanden sein muß, um sie in Bewegung zu erhalten. Diese technische Unvollkommenheit soll jedoch keineswegs hindern, die aus der Annahme einer vollkommenen kalorischen Maschine sich ergebenden theoretischen Folgerungen zu ziehen.

Die erste Folgerung ist nun die, daß sich der Gang einer solchen Maschine, beziehungsweise der Kreisprozeß derselben, umkehren lassen muß, so daß dasselbe Indikatorgramm $abcd$ (Fig. 12), aber in entgegengesetzter Richtung $adcba$ beschrieben wird.

Geht man von demselben Punkte a bei derselben Temperatur T_1 des Gases aus, dann setzt sich der Prozeß in umgekehrter Reihenfolge aus den vier Zustandsänderungen zusammen:

(1) B trete anstelle des Cylinderbodens; der Kolben bewege sich nach rechts. Das Gas expandiert adiabatisch nach der Kurve ad ; sobald d erreicht ist, ist die Temperatur auf T_2 gefallen.

(2) Man entferne B und setze an dessen Stelle C . Der Kolben bewegt sich weiter nach rechts bis zum Punkte c ; das Gas expandiert iso-

thermisch bei unveränderlicher Temperatur T_2 , indem es Wärme von C aufnimmt. Punkt d beschreibt die Isotherme dc .

(3) Man entferne nun C und setze an dessen Stelle wieder B ; der Kolben bewege sich, das Gas komprimierend zurück. Der Prozeß ist adiabatisch; die Kurve cb . Wenn b erreicht ist, hat auch die Temperatur wieder ihren Ausgangswert T_1 erreicht.

(4) Schließlich entferne man B , setze A an dessen Stelle und komprimiere das Gas weiter, bis der Ausgangspunkt a erreicht ist. Die Kompression erfolgt bei konstanter Temperatur, also isothermisch.

Während dieses Prozesses verrichtet die Maschine keine äußere Arbeit, sondern verbraucht Arbeit entsprechend der Diagrammfläche $adcb$, ausgedrückt durch $R(T_1 - T_2) \log_e r$. Geleistet wurde allerdings die Arbeit gleich der Fläche v_aadc , verbraucht hingegen die der größeren Fläche v_aabcc entsprechende Arbeit, es bleibt also ein Überschuß an verbrauchter oder negativer Arbeit, welcher von außen zugeführt werden mußte, durch den Prozeß jedoch in Wärme umgesetzt wurde. Während der zweiten Zustandsänderung mußte Wärme im Betrage $RT_2 \log_e r$ vom Receiver C aufgenommen werden, hingegen wurde während der vierten Operation Wärme im Betrage $RT_1 \log_e r$ an A abgeführt. Während der ersten und dritten Zustandsänderung findet keine Wärmeübertragung statt.

Die Wirkungsweise einer Maschine, welche nach diesem System arbeitet, ist in jeder Beziehung die Umkehrung der Wirkungsweise einer Maschine, welche nach dem in § 18 beschriebenen Schema arbeitet: Dieselbe Arbeit muß hier von außen auf die Maschine übertragen werden, welche sie früher nach außen abgab; dieselbe Wärmemenge wird hier auf A übertragen, die früher von A entnommen werden mußte und dieselbe Wärmemenge wird hier von C entnommen, welche früher an C abgegeben wurde.

Das Gesagte läßt sich folgendermaßen numerisch ausdrücken:

Carnots direkter Kreisprozeß.

Vom Gase geleistete Arbeit = $R(T_1 - T_2) \log_e r$;

von A entnommene Wärme = $RT_1 \log_e r$;

an C abgeführte Wärme = $RT_2 \log_e r$.

Carnots umgekehrter Kreisprozeß.

An das Gas abgegebene Arbeit = $R(T_1 - T_2) \log_e r$;

an A abgegebene Wärme = $RT_1 \log_e r$;

von C entnommene Wärme = $RT_2 \log_e r$.

Das schließliche Resultat ist somit: Verlust einer bestimmten Arbeitsmenge; Gewinn einer bestimmten Wärmemenge und Überführung derselben vom kälteren Körper von der Temperatur T_2 auf den wärmeren Körper von der Temperatur T_1 .

21. Umkehrbare Maschine. Eine Maschine, in welcher die Umkehrung der Arbeit von einer vollständigen Umkehrung jeder einzelnen Wärmeübertragung begleitet ist, nennt man vom Standpunkte der Thermodynamik eine umkehrbare Maschine. Eine umkehrbare Maschine ist daher, um andere Worte zu gebrauchen, jene Maschine, welche, wenn gezwungen, ihr Indikatordiagramm in entgegengesetztem Sinne zu durchlaufen, dieselbe Arbeit, welche sie bei direkter Bewegung nach außen abgegeben hätte, nun von außen empfangen muß; diejenige Wärmemenge, welche sie direkt arbeitend von der Wärmequelle aufgenommen hätte, giebt sie bei der Umkehr ihrer Wirkungsweise an diese ab und nimmt andererseits von dem Receiver dieselbe Wärmemenge auf, welche sie bei direkter Bewegung an denselben abgeführt hätte. Jede Maschine, welche den Carnotschen Kreisprozeß genau verfolgt, ist somit eine umkehrbare Maschine im Sinne dieser Erörterung. Die thermodynamische Umkehrbarkeit ist deshalb von größtem Interesse, weil keine Maschine einen höheren Wirkungsgrad ergeben kann als die reversible Maschine, sobald beide Maschinen zwischen denselben Temperaturgrenzen arbeiten, d. h. Wärme bei derselben Temperatur aufnehmen und Wärme unter gleicher Temperatur abgeben. Dieses Theorem, welches wir Carnot verdanken, ist von grundlegender Bedeutung für die Theorie der Wärmemaschinen.

22. Das Carnotsche Prinzip. Um nachzuweisen, daß keine andere Wärmemaschine wirksamer sein kann als die umkehrbare Maschine, sobald beide innerhalb derselben Grenztemperaturen arbeiten, denke man sich zwei Maschinen R und S , von welchen R reversibel sei und lasse dieselben arbeitend Wärme von demselben heißen Körper A aufnehmen und an denselben kalten Körper C abgeben. Ferner sei Q_A die Wärmemenge, welche die Maschine R für jede geleistete Arbeitseinheit von A aufnimmt und Q_C die Wärmemenge, welche sie an C abgibt.

Untersucht man nun die Folgen, die sich ergeben würden, wenn Maschine S wirksamer wäre als R , so ergibt sich zunächst, daß S für jede Arbeitseinheit weniger Wärme von A aufnehmen und daher auch weniger Wärme an C abgeben würde; bezeichne q diesen Minderbetrag, dann ist die von A aufgenommene Wärme $Q_A - q$, und die an C abgegebene Wärme $Q_C - q$.

Man denke sich nun die Maschine S arbeitend, d. h.: Wärme in Arbeit umsetzend; R hingegen Arbeit in Wärme umsetzend und von S angetrieben, so daß S gleichsam den Motor und R die Arbeitsmaschine (Wärmepumpe) darstellen würde. Für jede von der Maschine S auf R übertragene Arbeitseinheit würde durch die Maschine S die Wärmemenge $Q_A - q$ von A entnommen, hingegen die Wärmemenge Q_A durch

die Maschine R auf A übertragen werden, weil R , ob als Motor oder Pumpe funktionierend, in beiden Fällen dieselbe Wärmemenge von der Wärmequelle A entnehmen resp. an dieselbe zurückleiten würde. Der heiße Körper A würde daher für jede von der einen auf die andere Maschine übertragene Arbeitseinheit die Wärmemenge q gewinnen. Im Gegensatz zu A würde der kalte Boden C für jede übertragene Arbeitseinheit die Wärmemenge q verlieren, da die Maschine S an C die Wärmemenge $Q_c - q$ abgibt, während R von C die Wärmemenge Q_c entnimmt.

Die Kombination solcher Maschinen, deren eine als eigentliche Wärmemaschine direkt arbeitet, während die andere als Umkehrung derselben (Wärmepumpe) Arbeit in Wärme umsetzt, ergäbe das Resultat, daß Wärme von dem kälteren Körper C auf den heißen Körper A in unbeschränktem Maße übertragen werden könnte. Die beiden Maschinen bilden außerdem in ihrer Vereinigung ein vollkommen selbsttätiges System, denn die in der einen Maschine produzierte Kraft geht auf die andere Maschine über und genügt, dieselbe zu treiben; wenn man ferner von der Voraussetzung ausgeht, daß die Maschine reibungslos arbeitet, dann bedarf die Doppelmaschine keiner Kraft von außen.

Man ersieht daraus, daß die Annahme, die nicht umkehrbare Maschine S könnte wärmeökonomischer arbeiten als die umkehrbare Maschine R , zu einem Resultate führt, welches im direkten Gegensatze steht zu dem zweiten Gesetze der Thermodynamik, denn diese Annahme hat zur Konstruktion einer ideellen selbsttätigen Maschine geführt, durch welche Wärme in beliebiger, somit auch unbegrenzter Menge von einem kälteren nach einem wärmeren Körper übertragen werden könnte. Das zweite Gesetz besagt, daß dies im direkten Widerspruche steht zu allen diesfälligen Erfahrungen. Wir müssen daher aus obiger Darlegung den Schluß ziehen, daß keine Maschine wirtschaftlicher arbeiten kann als die umkehrbare (reversible) Maschine, sobald beide innerhalb derselben Temperaturgrenzen arbeiten, oder mit anderen Worten, wenn Wärmequelle und Wärmereceiver gegeben sind, arbeitet die umkehrbare Maschine so wärmeökonomisch, als eine Maschine innerhalb dieser gegebenen Temperaturgrenzen überhaupt arbeiten kann.

Nachdem endlich, wenn zwei reversible Maschinen zusammen arbeiten würden, aus denselben Gründen die eine nicht wirtschaftlicher sein könnte als die andere, so folgt, daß alle umkehrbaren Maschinen, welche Wärme innerhalb derselben Temperaturgrenzen aufnehmen beziehungsweise abgeben, gleich wirtschaftlich sind.

Dieses Resultat besagt, daß Umkehrbarkeit im Sinne der Thermodynamik das Kriterium einer vollkommenen Wärmemaschine ist; vollkommen insofern, als dieselbe hinsichtlich der Wirtschaftlichkeit nicht

übertroffen werden kann; keine andere Maschine wäre imstande, bei denselben Temperaturverhältnissen einen größeren Teil der aufgenommenen Wärme in Arbeit zu verwandeln. Sobald die Bedingung der Umkehrbarkeit erfüllt ist, ist hinsichtlich des Wirkungsgrades die Natur der Arbeitsflüssigkeit sowie die Arbeitsmethode der Maschine selbst vollkommen belanglos.

23. Wirkungsgrad einer vollkommenen Wärmemaschine.

Nachdem, wie wir gesehen, alle reversiblen Maschinen gleich wirtschaftlich sind, sobald sie innerhalb derselben Temperaturgrenzen arbeiten, so wird auch ein Ausdruck für den Wirkungsgrad einer Maschine auf alle übrigen volle Anwendung finden. In § 19 wurde der Wirkungsgrad für eine den Carnotschen Kreisprozeß genau befolgende Maschine bestimmt; diese mit Gas als Arbeitsflüssigkeit arbeitende Maschine ist ein Beispiel einer reversiblen Maschine; es ist daher der in § 19 gefundene Ausdruck für den Wirkungsgrad dieser Maschine

$$\frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}$$

zugleich der Wirkungsgrad aller reversiblen Wärmemaschinen, welche Wärme bei der Temperatur T_1 aufnehmen und bei der niedrigeren Temperatur T_2 abgeben. Nachdem ferner, wie früher nachgewiesen, keine Maschine wirtschaftlicher arbeiten kann als eine reversible Maschine, so ist obiger Ausdruck zugleich der höchste Wirkungsgrad, welcher von einer Wärmekraftmaschine erwartet werden kann. Aus dem Gesagten resultiert somit die hochwichtige Tatsache, daß keine Wärmemaschine von der ihr zugeführten Wärme einen größeren Teil in Arbeit umsetzen kann, als durch das Verhältnis des Temperaturüberschusses der zugeführten und abgeführten Wärme zur Temperatur der zugeführten Wärme ausgedrückt ist.

24. Kurze Zusammenfassung der Argumente. Die Beweismittel, welche zu diesem eminent wichtigen Resultate führten, sind in gedrängter Kürze wiederholt die folgenden. Nach Feststellung der experimentellen Gesetze, welchen sich alle Gase anpassen und Bestimmung der absoluten Temperatur, wurde die Wirkungsweise einer Wärmemaschine untersucht, deren Arbeitssubstanz Wärme aufnahm, sobald deren Temperatur jene der Wärmequelle erreicht hatte und umgekehrt Wärme bei der Temperatur des Receivers abgab; der Übergang von der oberen zur unteren Temperatur und umgekehrt wurde durch adiabatische Expansion und Kompression vermittelt. Für den speziellen Fall eines permanenten Gases als Arbeitsflüssigkeit wurde hierauf der Wirkungsgrad nach Gleichung (15) mit $1 - \frac{T_2}{T_1}$ bestimmt und konstatiert, daß diese Maschine

im Sinne der Thermodynamik eine reversible (umkehrbare) Maschine sei § (21). Wir fanden sodann durch Anwendung des zweiten thermodynamischen Gesetzes, daß keine Wärmemaschine einen höheren Wirkungsgrad ergeben kann als eine reversible Maschine, sobald beide Wärme bei der Temperatur T_1 aufnehmen und bei der Temperatur T_2 abgeben; es wurde dies damit bewiesen, daß eine gegenteilige Annahme zu einer Verletzung des zweiten Gesetzes führen würde (§ 22). Daraus ergab sich der Schluß, daß alle reversiblen Wärmemaschinen, welche Wärme bei denselben Temperaturen T_1 und T_2 aufnehmen beziehungsweise abgeben, gleich wirtschaftlich sind und daß somit der für irgend eine reversible Maschine gefundene Wirkungsgrad

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

der Wirkungsgrad aller umkehrbaren Maschinen ist und als Grenzwert betrachtet werden muß, welcher von keiner Wärmemaschine überschritten werden kann.

Die Bedingung der Vollkommenheit einer Wärmemaschine kann auch durch das Verhältnis

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2} \quad (16)$$

ausgedrückt werden, wenn Q_1 die aufgenommene und Q_2 die abgegebene Wärmemenge bezeichnet; die Gleichung für den Wirkungsgrad kann daher auch durch diese Wärmemengen ausgedrückt werden

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}.$$

25. Bedingungen für ein Maximum des Wirkungsgrades.

Die Leistungsfähigkeit der Wärme bei ihrer Umsetzung in Arbeit hängt hauptsächlich von dem Temperaturgefälle ab, denn nur ein Temperaturunterschied der in Wirksamkeit tretenden Körper ermöglicht, daß ein Teil der Wärme derselben in Arbeit verwandelt werden kann. Ein mechanischer Effekt könnte durch Wärme, selbst mit den größten Mengen derselben, niemals erzeugt werden, wenn alle Körper dieselbe Temperatur hätten; andererseits ist es nicht möglich, irgend eine zur Verfügung stehende Wärmemenge vollkommen in Arbeit umzusetzen, weil es unmöglich ist, mit dem unteren Niveau des Temperaturgefälles den absoluten Nullpunkt der Temperatur zu erreichen.

Wenn T_1 und T_2 als die höchste und niedrigste Temperatur des Gefälles, mit welchem eine Maschine arbeitet, gegeben sind, so ist klar, daß das Maximum des Wirkungsgrades nur dann erreicht werden kann, wenn die Maschine alle ihre Wärme bei der Temperatur T_1 aufnimmt und den unbenützten Teil der Wärme bei der Temperatur T_2 abgibt.

Für jede beliebige aufgenommene und abgeführte Wärmemenge ist der größte ideale Wirkungsgrad

$$\frac{\text{Temperatur der Aufnahme} - \text{Temperatur der Abgabe}}{\text{Temperatur der Aufnahme}}$$

Jede Wärme, welche bei einer Temperatur unter T_1 aufgenommen oder bei einer höheren Temperatur als T_2 abgeführt würde, wird bei ihrer Umsetzung in Arbeit eine kleinere Leistung ergeben, als wenn die Aufnahme bei der Temperatur T_1 , die Abgabe bei T_2 erfolgt wäre; sind somit zwei Grenztemperaturen eines Arbeitsprozesses gegeben, dann kann das Maximum an Arbeit nur dann erreicht werden, wenn durch die Maschine Wärme nur bei der höchsten Temperatur aufgenommen und nur bei der tiefsten Temperatur des Prozesses abgeführt wird. Daraus ergibt sich unter Bezug auf § 22, daß eine Maschine von gegebenem Temperaturgefälle nur dann einen maximalen Wirkungsgrad ergeben kann, wenn sie reversibel ist.

26. Bedingungen der Umkehrbarkeit. Es drängt sich nun von selbst die wichtige Frage auf: welche Arbeitsmethoden sind im Sinne der Thermodynamik umkehrbar. Eine einfache Betrachtung ergibt, daß die Übertragung von Wärme von der Quelle auf die Arbeitsflüssigkeit oder von dieser auf den Receiver nur dann umkehrbar sein kann, wenn die Arbeitsflüssigkeit im Momente der Wärmeaufnahme oder Abgabe dieselbe Temperatur besitzt wie die Wärmequelle beziehungsweise der Receiver. Die Expansion einer Arbeitsflüssigkeit kann nur dann als reversibel betrachtet werden, wenn die die Flüssigkeit einschließende Hülle sich nur allmählich in der Weise ausdehnt, daß die expandierende Flüssigkeit hierbei äußere Arbeit auf die Hülle überträgt und in keinem wahrnehmbaren Betrage Energie dadurch verliert, daß sie Arbeit zur eigenen Beschleunigung verbraucht. Die sogenannte freie Expansion, wie sie z. B. bei dem Experimente Joules (§ 11) zur Ermittlung der inneren Energie der Gase benützt wurde, ist somit ausgeschlossen, ebenso wie die sogenannte unvollkommene Expansion, welche bei Überexpansion der Flüssigkeit in ein Gefäß, in welchem der Druck kleiner ist als jener der Flüssigkeit, oder bei Expansion unter dem Kolben eines Cylinders entsteht, welcher sich so schnell bewegt, daß infolge der Trägheit der expandierenden Flüssigkeit Druckschwankungen eintreten. Gleiches gilt bezüglich der Kompression der Arbeitsflüssigkeit. Expansion und Kompression, welche Wirbelbildungen der Arbeitsflüssigkeit hervorrufen, sollen daher vermieden werden.

Die Bedingungen, welche erfüllt werden müssen, damit eine zwischen gegebenen Temperaturgrenzen arbeitende Maschine ein Maximum des

Wirkungsgrades erzielt, sind daher: 1. Wärme darf nur bei der höchsten Temperatur des Prozesses aufgenommen und bei der niedrigsten Temperatur abgeführt werden; 2. es muß dafür gesorgt werden, daß die Arbeitsflüssigkeit bei der Wärmeaufnahme die Temperatur der Wärmequelle und bei der Wärmeabführung die Temperatur jenes Körpers besitzt, an welchen die Wärme abgegeben werden soll; und 3. freie oder unvollkommene Expansion im Sinne obiger Erörterung muß vermieden werden. Sind diese Bedingungen erfüllt, dann ist die Maschine eine umkehrbare Wärmemaschine und arbeitet so wirtschaftlich, als dies überhaupt innerhalb des gegebenen Temperaturgefälles möglich ist.

Die erste und zweite Bedingung ist erfüllt, wenn die Arbeitsflüssigkeit ihre Temperatur von T_1 auf T_2 durch adiabatische Expansion und von T_2 auf T_1 durch adiabatische Kompression verändert und die Fähigkeit besitzt, Wärme nur bei den beiden Endtemperaturen des Gefälles aufzunehmen oder abzugeben, so daß Wärmeübertragung bei Zwischentemperaturen vollkommen ausgeschlossen ist. Dies ist der Arbeitsprozeß in Carnots idealer Maschine (§ 18).

27. Vollkommene Maschine mittelst Regenerator. Es gibt jedoch noch einen anderen Weg, auf welchem man die Arbeitsweise einer Wärmemaschine umkehrbar machen könnte. Geht man nämlich von der Annahme aus, daß die Arbeitsflüssigkeit veranlaßt werden kann, während sie das Temperaturgefälle von T_1 bis T_2 durchläuft, Wärme auf einen zur Maschine gehörenden Körper in der Art zu übertragen, daß diese Übertragung unter gleichzeitiger Erfüllung obiger Bedingung (2.) umkehrbar sei, dann kann diese Übertragung, sobald die Arbeitsflüssigkeit von der Temperatur T_2 nach T_1 zurückkehrt, umgekehrt und auf diese Weise die vorher in jenem Körper deponierte Wärme wieder zurück-erlangt werden. Dieses abwechselnde Aufspeichern und Zurückziehen von Wärme würde dazu dienen, die Temperatur der Arbeitsflüssigkeit auch ohne adiabatische Expansion und Kompression von dem Grenzwerte T_1 auf T_2 beziehungsweise von T_2 auf T_1 zu bringen. Das abwechselnde Aufspeichern und Zurückziehen der Wärme ist ein Prozeß, der sich vollkommen in der Maschine selbst abspielt und daher von dem Prozesse der Wärmeaufnahme und Abgabe seitens der Maschine vollkommen getrennt ist.

Ein Apparat, dessen Einrichtung ermöglichte, obigen Prozeß wirklich durchzuführen, wurde im Jahre 1827 von Robert Stirling ersonnen und von ihm „Regenerator“ benannt. Dem Prinzip nach ist der Regenerator ein Übergangsgefäß, welches die Arbeitsflüssigkeit in einer und der anderen Richtung passieren kann; die

Wandungen desselben besitzen ein sehr großes Wärmefassungsvermögen, so daß die von der Arbeitsflüssigkeit auf dieselben abwechselnd übertragene und denselben wieder entzogene Wärme keine merkliche Temperaturveränderung dieser Wandungen hervorzurufen vermag. Die Wandungen besitzen an dem einen Ende des Gefäßes die Temperatur T_1 , an dem anderen Ende die Temperatur T_2 ; der Übergang von T_1 auf T_2 , somit auch umgekehrt, ist ein ununterbrochener. Wenn die Arbeitsflüssigkeit von der Temperatur T_1 das heiße Ende des Regenerators betritt, so verläßt sie nach Passierung desselben das kalte Ende mit der Temperatur T_2 , nachdem sie auf diesem Wege eine bestimmte Wärmemenge an die Wandungen abgegeben hat. Passiert die Arbeitsflüssigkeit während des Rücklaufes den Generator in entgegengesetzter Richtung, dann steigt die Temperatur derselben von T_2 auf T_1 dadurch, daß sie die Wärme wieder aufnimmt, welche sie vorher an die Wandungen abgegeben hatte. Dieser Prozeß ist somit theoretisch vollkommen umkehrbar; in der Praxis läßt er sich jedoch nur angenähert korrekt durchführen, da einerseits der Regenerator kein unbeschränktes Wärmefassungsvermögen besitzen kann und andererseits vermöge der Leitungsfähigkeit der Wandungen desselben Wärme sowohl durch Ausstrahlung verloren geht, als auch vom heißen zum kalten Ende überströmt. Ein vollkommener Regenerator im Sinne obiger Forderungen ist daher ein Ideal, welches praktisch nicht verwirklicht werden kann.

28. Stirlings Regenerativluftmaschine. Die Maschine von Stirling war trotz ihrer Unvollkommenheit das erste praktische Beispiel einer reversiblen Maschine. Sie arbeitete mit Luft als Arbeitsflüssigkeit unter Anwendung eines Regenerators. Eine ausführlichere Beschreibung dieser Maschine folgt in einem späteren Abschnitte. Der Kreisprozeß derselben verläuft der Hauptsache nach wie folgt:

1. Atmosphärische Luft von der Temperatur T_1 , welche nach Passierung eines Generators diese Temperatur erlangt hatte, expandiert isothermisch unter Aufnahme von Wärme aus einem Ofen und hebt hierbei einen Kolben. Das Expansionsverhältnis sei r , somit die aufgenommene Wärme pro kg Luft $R T_1 \log_e r$.

2. Die Luft passiert nun den Regenerator vom heißen zum kalten Ende, gibt hierbei Wärme an denselben ab und erfährt eine Temperaturverminderung von T_1 auf T_2 ; das Volumen blieb ungeändert; die abgegebene Wärme beträgt daher $c_v(T_1 - T_2)$. Die Spannungsabnahme ist hierbei proportional der Temperaturabnahme.

3. Die Luft wird nun isothermisch auf ihr Anfangsvolumen bei der Temperatur T_2 durch Berührung mit einem Kühlapparat (oder Wärme-

receiver) komprimiert; die an denselben abgeführte Wärme = $R T_2 \log_e r$. Das Kompressionsverhältnis ist gleich dem Expansionsverhältnis.

4. Die Luft wird abermals durch den Regenerator, jedoch vom kalten zum heißen Ende desselben geführt, nimmt hierbei Wärme auf und erlangt die Temperatur T_1 . Die vom Regenerator an die Luft zurückgegebene Wärmemenge = $c_v(T_1 - T_2)$. Die Spannung nimmt proportional der Temperatur zu und erlangt ihren anfänglichen Wert; damit ist der Kreisprozeß beendet.

Der Wirkungsgrad beträgt somit nach früher

$$\frac{R T_1 \log_e r - R T_2 \log_e r}{R T_1 \log_e r} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}$$

Das Indikatordiagramm dieses Kreisprozesses ist aus Figur 13 ersichtlich.

Stirlings Maschine ist insofern von besonderem Interesse, weil sie als Typus der einzigen Methode angesehen werden kann, die Umkehrbarkeit des Kreisprozesses einer Maschine auch auf andere Weise als durch die von Carnot geforderte adiabatische Expansion und Kompression zu erzielen.

Das Regenerativprinzip wurde in der Metallurgie und in anderen industriellen Prozessen vielfach angewendet und im Großen nutzbringend verwertet; seine Anwendung auf die Wärmemaschine bewegte sich jedoch bis heute nur innerhalb sehr enger Grenzen. — Ericsson versuchte einen anderen Weg als Stirling in der Benützung des Regenerativsystems für Luftmaschinen einzuschlagen, indem er die Pressung der Luft statt des Volumens konstant erhielt, während dieselbe den Generator passierte; das Indikatordiagramm setzt sich daher für diese Maschine aus zwei Isothermen und zwei Linien konstanten Druckes (zur x -Achse parallel verlaufend) zusammen. Siemens und Fleeming Jenkin versuchten dieses System auch auf Dampf- und Gasmaschinen anzuwenden; außerdem fand es bei einigen Kühlmaschinen (Umkehrung der Wärmemaschine) Verwendung. Das Regenerativprinzip findet sich bei den derzeit gebräuchlichen und bewährten Wärmemaschinen trotz seiner unleugbaren theoretischen Vorteile nicht in Verwendung; wenn unsere heutigen Wärmemotoren in ihren Arbeitsprozessen sich aber doch mehr oder minder den Bedingungen der Umkehrbarkeit nähern, so erfolgt diese Annäherung nur durch die mehr oder minder adiabatische Expansion und Kompression nach dem Vorbilde von Carnots Idealmaschine.

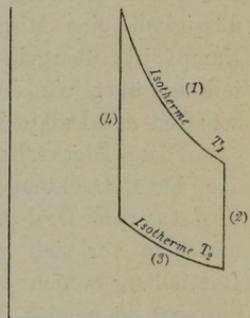


Fig. 13. Ideales Indikatordiagramm einer Regenerativluftmaschine.