302. Was ferner die specifische Wärme ohne Ausdehnung, also bei constantem Volumen betrifft, so ist bisher eine directe Bestimmung derselben noch nicht gelungen und man musste sich begnügen, auf experimentalem Wege das Verhältniss zwischen der specifischen Wärme c mit Ausdehnung zu jener c_1 ohne Ausdehnung, d. i. die Zahl:

$$\varkappa = \frac{c}{c_1}$$

zu ermitteln. Bis auf weitere Bestimmungen kann man gegenwärtig als den für die atmosphärische Luft wahrscheinlichsten Werth $\varkappa = 1{\cdot}41$ setzen, so, dass also z. B. für die atmosphärische Luft, wofür $c = {\cdot}2377$ genommen werden kann, sofort $c_1 = {\cdot}1686$ wäre.

Mechanische Arbeit der Wärme.

303. In einem mit einem beweglichen Kolben versehenen Cylinder, in welchem sich irgend ein Gas, z. B. erhitzte Luft, befindet, übt dasselbe gegen den Kolben einen gewissen Druck aus, und dieser wird, wenn auch belastet, unter gewissen Umständen fortgeschoben; dabei dehnt sich das Gas aus und verliert einen Theil seiner Wärme. Da nun durch diese Ausdehnung und Fortschiebung des Kolbens das Gas eine gewisse Arbeit verrichtet und damit ein Wärmeverlust verbunden ist, so folgert man mit Recht, dass die verschwundene Wärme in Arbeit umgewandelt wurde, und zwar geht man bei der auf diese Wahrnehmung gegründete mechanische Wärmetheorie von dem Satze aus, dass die verschwundene oder verbrauchte Wärme der verrichteten Arbeit genau proportional sei.

Schiebt man jetzt den Kolben wieder bis auf seinen ursprünglichen Stand zurück, so wird das Gas comprimirt und erwärmt, und zwar nimmt, vorausgesetzt, dass jeder Wärme-Zu- oder Abgang durch die Wände des Cylinders vermieden wird, das Gas genau wieder die ursprüngliche Temperatur vor der Ausdehnung an; es wird daher in diesem Falle die verrichtete Arbeit in Wärme umgesetzt.

Diese und ähnliche Erfahrungen und Beobachtungen bestätigen die Aequivalenz von Wärme und Arbeit, und den von Clausius aufgestellten Grundsatz: dass in allen

Fällen, in welchen durch Wärme Arbeit entsteht, stets eine der erzeugten Arbeit proportionale Wärmemenge verschwindet oder verbraucht wird; so wie umgekehrt, durch Verrichtung einer eben so grossen Arbeit dieselbe Wärmemenge wieder erzeugt werden kann.

304. Da nun aber von diesem Gesichtspuncte aus Wärme und Arbeit äquivalent sind, so muss sich auch die Wärmemenge durch die für die Arbeit bestehende Einheit messen, oder allgemeiner, es müssen sich von den beiden Einheiten, welche beziehungsweise zum Messen der Wärmemenge und Arbeitsgrösse dienen, eine in die andere umwandeln, oder eine durch die andere ausdrücken lassen. Es kommt also zunächst darauf an, zu ermitteln, welche Arbeitsgrösse einer Calorie, d. i. jener Wärmemenge entspricht, welche im Stande ist, 1 Pfund Wasser von 0^0 auf 1^0 C. zu erwärmen.

Nun ist (Nr. **298**, (1)) $Pc\Delta t$ die erforderliche Wärmemenge, um einen Körper, dessen specifische Wärme c ist, mit Ausdehnung (oder bei constantem Druck) um Δt zu erwärmen, so wie (Nr. **302**) $Pc_1\Delta t$ jene Wärme, welche denselben Körper ohne Ausdehnung (oder bei constantem Volumen) um eben so viel erwärmt. Es ist daher wegen $c > c_1$ (Nr. **302**) jener Theil der Wärme $= P(c - c_1)\Delta t$, die sogenannte Ausdehnungswärme, während der Ausdehnung des Gases oder Körpers überhaupt verbraucht oder gebunden worden, und man hätte mit dieser Wärmemenge den Körper, wenn er sich nicht ausgedehnt hätte, noch weiter um $\Delta' t$ erwärmen können, wobei, wegen $Pc\Delta' t = P(c - c_1)\Delta t$ sofort:

$$\Delta' t = \left(1 - \frac{c_1}{c}\right)\Delta t = \left(1 - \frac{1}{\varkappa}\right)\Delta t \text{ ist.}$$

305. Bei den festen und tropfbar-flüssigen Körpern wirkt von der zugeführten Wärme nur ein Theil auf äussern Druck, indem der andere Theil zur Wirkung gegen die Cohäsionsanziehung der Theilchen verwendet wird; es wird also bei diesen Körpern nebst der äussern, messbaren, auch noch eine innere Arbeit erzeugt, deren Werth jedoch in der Regel unbekannt ist.

Bei den permanenten Gasen dagegen (welche auch sehr nahe dieselbe specifische Wärme besitzen), bei welchen die Cohäsionskräfte keinen merkbaren Einfluss mehr ausüben, sind die Wirkungen der Wärme vollständig mess- oder wahrnehmbar, indem der gesammte Wärmeverbrauch der äussern Arbeit entspricht. Es ist daher am einfachsten, bei Bestimmung des Arbeitsäquivalentes von diesen Gasen auszugehen.

306. Ein Pfund Luft verbraucht im Normalzustande, d. i. bei 0^0 Temperatur und 2·404 Fuss ($760^{mm.} = 2{\cdot}40428^{F.}$) Druck, zu dessen Erwärmung von 0^0 auf 1^0 nach Nr. **304** die Ausdehnungswärme $c - c_1$. Da nun aber (Nr. **302**) $c = 1{\cdot}41\, c_1$ und nach Regnault $c = {\cdot}2377$ ist, so folgt:

$$c - c_1 = {\cdot}2377\left(1 - \frac{1}{1{\cdot}41}\right) = {\cdot}0691.$$

Ferner hat 1 Kubikfuss Luft (im Normalzustande) nach Regnault ein Gewicht von ·0729134 Pfunde, folglich besitzt 1 Pfund Luft das Volumen von $v_0 = \frac{1}{{\cdot}0729134} = 13{\cdot}715$ Kubikfuss.

Der Druck einer Atmosphäre beträgt unter den gemachten Voraussetzungen auf 1 Quadratfuss $p_0 = 1843{\cdot}7$ Pfunde. Endlich ist der Ausdehnungscoefficient nach Regnault (Nr. **288**) $\alpha = {\cdot}003665$, folglich die Arbeit, welche durch Erwärmung von 1 Pfund Luft (von der genannten Beschaffenheit) geleistet wird, wenn man diese Arbeit durch R bezeichnet:

$$R = p_0 \alpha v_0 = 1843{\cdot}7 \times {\cdot}003665 \times 13{\cdot}715 = 92{\cdot}675\ldots(m).$$

Bezeichnet nun A das Wärmeäquivalent für die Arbeitseinheit, d. i. für ein Fusspfund, so ist $c - c_1 = AR$ und daraus:

$$A = \frac{c - c_1}{R}\ldots(s),$$

oder wenn man für $c - c_1$ und R die vorigen Werthe setzt, sofort:

$$A = {\cdot}00074562,$$

und daraus ergibt sich auch umgekehrt das Arbeitsäquivalent für die Wärmeeinheit, nämlich:

$$A' = \frac{1}{A} = 1341 \text{ Fusspfund.}$$

Ist also einem Körper die Wärmemenge von Q Calorien zugeführt worden, so entspricht diese Wärmequantität nach den Anschauungen der mechanischen Wärmetheorie einer Arbeit von $\frac{1}{A} \cdot Q = 1341\, Q$ Fusspfund,

d. h. wäre diese Wärmemenge in Arbeit umgesetzt worden, so hätte man mit derselben $1341Q$ Pfunde 1 Fuss hoch heben können.

Umgekehrt entspricht einer Arbeit von N Fusspfund die Wärmemenge von $AN = \frac{N}{1341}$ Wärmeeinheiten oder Calorien, und es würde, wenn diese Arbeit in irgend einer Weise, z. B. durch Comprimirung eines Gases, in Wärme verwandelt worden, diese Wärme von AN Einheiten im Stande sein, AN Pfund Wasser von 0^0 um 1^0 zu erwärmen.

Befindet sich z. B. Gas in einem Cylinder vom Querschnitt F und drückt dasselbe auf einen Kolben mit der Spannung p, so ist, wenn derselbe in einem gewissen Momente vom Ende des Cylinders den Abstand x hat, das Volumen, welches das Gas in diesem Augenblicke einnimmt, $v = Fx$, so wie der Druck des Gases gegen den Kolben Fp. Wird nun der Kolben in Folge dieses Druckes um dx fortgeschoben, so ist die vom Gase verrichtete Arbeit $dw = Fp\,dx$, oder wegen $F\,dx = dv$ auch $dw = p\,dv$. Dieser Arbeit entspricht aber die Wärmemenge $(\beta)\ldots A\,dw = Ap\,dv$, und es ist eben diese Wärmemenge, welche während dieser Arbeitsverrichtung dw verschwindet.

Ist v_1 das Anfangs- und v_2 das Endvolumen, so ist die während der Ausdehnung von v_1 auf v_2 verrichtete Arbeit $w = \int_{v_1}^{v_2} p\,dv$, so wie die dabei verschwundene Wärmemenge $= A\int_{v_1}^{v_2} p\,dv$.

Dabei kann die Integration nur ausgeführt werden, wenn das Gesetz bekannt ist, nach welchem sich p mit v ändert, oder nach welchem p von v abhängt.

Anmerkung. Um das hier gefundene Wärmeäquivalent der Arbeitseinheit im metrischen Mass auszudrücken, muss man die obige Zahl 1341, da jetzt 1 Kilogramm (statt 1 Pfund) Wasser um 1^0 erwärmt werden soll, mit 1·78568 multipliciren und (da 1 Kilogramm-Meter $= 1{\cdot}78568 \times 3{\cdot}1635336 = 5{\cdot}64906$ Fusspfund ist) durch 5·64906 dividiren, d. h. man darf diese Zahl 1341 blos durch jene 3·1635336 dividiren; dadurch erhält man für dieses Wärmeäquivalent der Arbeitseinheit $\frac{1341}{3{\cdot}1635336} = 423{\cdot}893$ Kilogramm-Meter.

Nach den Versuchen des englischen Physikers Joule beträgt dieses Aequivalent $423{\cdot}55^{k.\,m.}$ Person findet hiefür den Werth $424^{k.\,m.}$, und man kann bis auf weiteres, wie es auch Zeuner thut, diese Zahl annehmen und den Rechnungen zum Grunde legen. Da sich dadurch die vorige Zahl 1341 nur wenig ändert (indem sie in 1341·34 übergeht), so kann diese für das Wiener Mass-System ebenfalls bis auf weiteres beibehalten werden.

307. Mit Beibehaltung der hier gebrauchten Bezeichnung ist die in Nr. 288, (ω) aufgestellte Relation:

$$\frac{v}{v_0} = \frac{p_0}{p} \frac{1 + \alpha t}{1 + \alpha t_0} \ldots (n),$$

oder wenn man den Bruch im 2. Theile der Gleichung durch α dividirt und $\frac{1}{\alpha} = a$ setzt:

$$\frac{v}{v_0} = \frac{p_0}{p} \frac{a + t}{a + t_0} \text{ oder } \frac{vp}{a + t} = \frac{v_0 p_0}{a + t_0} \ldots (1),$$

es ist also der Bruch $\frac{vp}{a + t}$ für jedes Gas eine constante Grösse. Für die atmosphärische Luft z. B. ist

$$\frac{vp}{a + t} = \frac{v_0 p_0}{a + t_0} = \alpha v_0 p_0 = R$$

(obige Relat. (m)) also gleich der vorhin gefundenen Arbeit, die durch Erwärmung der atmosphärischen Luft um 1^0 erzeugt wird.

Es folgt daher auch aus (1):

$$vp = (a + t) R \ldots (2),$$

eine (mit der vorigen (n) identische) Gleichung, welche für jedes permanente Gas die Beziehung zwischen Volumen v, Spannung p und Temperatur t gibt, und für welches sich jedesmal aus bekannten Versuchsresultaten der entsprechende Werth für R ergibt.

Es ist ferner $a = \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{\cdot 003665} = 272{\cdot}85$, wofür man ohne Fehler 273 nehmen, also $a + t = 273 + t$ setzen kann.

Setzt man $a + t = T$, so bezeichnet T die Temperatur des Gases von einem Puncte aus gezählt, welcher um 273^0 tiefer als der Gefrierpunct des Wassers liegt; man nennt diesen Punct den absoluten Nullpunct und T die absolute Temperatur des Gases.

Mit Rücksicht auf die absolute Temperatur T erhält man auch für die Beziehung der Mariotte'schen und Gay-Lussac-schen Gesetze aus der vorigen Relat. (2) den einfachen Ausdruck:

$$\frac{pv}{T} = R = p_0 \alpha v_0 = \frac{c - c_1}{A} \ldots (3),$$

und daraus auch:

$$c - c_1 = AR \ldots (4),$$

d. h. das Product aus Druck und Volumen bleibt bei allen Veränderungen, welche man mit der Gasmasse vornimmt, der absoluten Temperatur proportional, oder der Quotient aus beiden ist eine constante Grösse.

Anmerkung. Hinsichtlich des absoluten Nullpunctes F wollen wir noch Folgendes bemerken.

Der gewöhnliche Nullpunct der Thermometer ist ein willkürlicher und hat nur für's Wasser eine bestimmte Bedeutung. Für Gase dagegen kommt man naturgemäss auf den absoluten Nullpunct durch folgende Betrachtung.

Denkt man sich ein permanentes Gas, welches den beiden Grundgesetzen (Mariotte und Gay-Lussac) vom kleinsten bis zum grössten Volumen folgt, so kann man $p\,dv$ als jene Arbeit ansehen, welche durch Ausdehnung des Gases, dessen Spannung p ist, von v auf $v + dv$ entsteht, so wie pv als Arbeit, welche erzeugt wird, wenn das Gas unter constantem Druck vom Volumen 0 bis zu jenem v wächst, und wozu nach Obigem die Wärmemenge Apv erforderlich ist, und zwar vollständig ohne Temperaturserhöhung. Nun ist aber nach der obigen Relation (n):

$$pv = p_0 v_0 (1 + \alpha t),$$

woraus sofort folgt, dass der Arbeit $pv = 0$ der Werth $1 + \alpha t = 0$ entspricht, aus welcher Gleichung aber $t = -\frac{1}{\alpha} = -a$ als diejenige Temperatur resultirt, wo dem idealen Gas alle Wärme fehlt, wo also der absolute Nullpunct anzunehmen ist.

Gesetze für die specifische Wärme der Gase.

308. Erwärmt man eine Gewichtseinheit, z. B. 1 Pfund eines Gases von der Spannung p und dem Volumen v um dt, so nimmt dessen Volumen um dv und die Spannung um dp zu. Bestimmt man nun die Wärmemenge, welche diese Gasmasse dabei aufnimmt, so bedarf diese zuerst, ohne Aenderung des Volumens, die Wärmemenge $c_1\,dt$ und dann noch weiters während der Ausdehnung um dv, wenn man diese einfach nach der dadurch bewirkten Arbeit bemisst (Nr. **306**, (β)), die Wärmemenge:

$$Ap\,dv = (c - c_1)\,T\frac{dv}{v}$$

(wegen (3) in Nr. **307**), folglich ist die ganze Wärmemenge, welche der Gewichtseinheit eines Gases zugeführt werden muss, damit dessen Temperatur um dt, Volumen um dv und Spannung um dp zunimmt, sofort:

$$dQ = c_1\,dt + Ap\,dv = c_1\,dt + (c - c_1)\,T\frac{dv}{v} \ldots (f)$$

oder wegen $c - c_1 = AR$ (Nr. **307**, (4)) auch in anderer Form:

$$dQ = c_1\,dt + ART\frac{dv}{v} \ldots (5).$$

Anmerkung 1. Das im 2. Theil dieser Gleichung vorkommende Glied $c_1\,dt$ ist nichts anderes, als die Zunahme der innern Wärme des Gases. Bezeichnet man nämlich die in irgend einem Körper enthaltene Wärme überhaupt