

Die neuzeitlichen Maschinen können nicht einfacher gebaut werden, sollen sie den gestellten Aufgaben gerecht werden. Die Besteller sollten aber bei Neuanschaffung prüfen, ob nicht eine einfachere Bauart für ihre Zwecke genügt, wobei aber zu berücksichtigen ist, daß die Reihenherzeugung der Maschinen nicht gestattet, für jeden einzelnen Kunden andere Geschwindigkeiten einzuführen. Die auf Wunsch gesondert gebaute Maschine wird oft nicht billiger sein, als die in Reihen hergestellte Maschine, die allen üblichen Anforderungen gerecht wird.

Ernst Preger.

Wärmetechnik.

Zur Thermodynamik des Wasserdampfes. Als Mollier im Jahre 1904 zuerst die in der Folgezeit zur Lösung thermodynamischer Aufgaben so wichtig gewordenen Wärmeinhalt-Entropie (*i, s*)-Tafeln veröffentlichte, legte er ihrem Entwurfe die Annahme zugrunde, daß für überhitzten Wasserdampf die spezifische Wärme bei gleichbleibendem Drucke (*c_p*) unveränderlich sei. Indessen schon im nächsten Jahre erkannte er die Unhaltbarkeit der gemachten Voraussetzung. Er benutzte daher bei einer neuen Herausgabe der *i, s*-Diagramme nicht mehr die auf der erwähnten, irrigen Annahme aufgebaute Zeunersche Zustandsgleichung, sondern eine Formel, die Callendar für das spezifische Volumen *v* angibt. Durch diese wird die durch Versuche festgestellte Abhängigkeit des Wertes *v* von der absoluten Temperatur *T* und dem spezifischen Drucke *p* mit größter Genauigkeit wiedergegeben. Jedoch führt die Berechnung von *c_p* unter Benutzung der Gleichung Callendars zu Ergebnissen, die eine recht geringe Uebereinstimmung mit den durch unmittelbaren Messungen gefundenen Werten der spezifischen Wärme zeigen. Dieser Mangel fand sich aber nicht nur bei Anwendung der genannten Formel, sondern auch bei den anderen, die wechselseitigen Beziehungen der Zustandsgrößen angehenden Ausdrücken, die von R. Linde sowie Goodenough gefunden wurden. Alle diese Gleichungen haben nämlich die Form

$v = \frac{RT}{p} - \Delta v$, wo *R* die Gaskonstante und Δv ein Berichtigungsglied darstellt. Soll nun *c_p* berechnet werden, so benutzt man die durch Clausius gegebene Beziehung $\left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T = -A T \left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2}\right)_p$, in der *A* das mechanische Wärmeäquivalent ist. Man erhält, wie ein Blick auf die obige

Formel für *v* lehrt, $c_p = c_{p_0} + A T \int_0^p \left(\frac{\partial^2 \Delta v}{\partial T^2}\right)_p dp$ und erkennt, daß der Unterschied von *c_p* und der spezifischen Wärme im idealen Gaszustande *c_{p0}* nur von dem unsicheren und kleinen Berichtigungsgliede abhängt, bei dessen zweimaliger Differentiation leicht Fehler auftreten. Jacob bezeichnete daher im Jahre 1912 die allen bis dahin aufgestellten Zustandsgleichungen gemeinsame Form des Berichtigungsgliedes $\Delta v = f(p) \cdot g(T)$ als Ursache der fruchtlosen Versuche, auf dem gekennzeichneten Wege *c_p* aus *v* zu bestimmen. Er schlug vor, Δv die allgemeinere Form *h* (*p, T*) zu geben. Ueberdies bewies er auf graphischem Wege, daß die Grundlagen der Clausius'schen Gleichung unzweifelhaft richtig seien, indem er unter Benutzung der damals vorliegenden Beobachtungen der spezifischen Wärme durch Knoblauch, Hilde Mollier und andere ein System von *c_p*-Isobaren im *c_p, t*-Diagramm entwarf und hieraus die *v*-Werte durch zeichnerische Behandlung gemäß der genannten Formel fand. Einen weiteren Fortschritt verdankt man R. Planck. Er stellte 1916 eine Gleichung für *c_p* unter Zugrundelegung der Isobaren Jacobs auf, aus der man das spezifische Volumen in einwandfreier Weise feststellen

kann. Die gefundene Zustandsgleichung hat ein Berichtigungsglied von der durch Jacob gewünschten Form, scheidet aber infolge ihrer verwickelten Gestalt für den praktischen Gebrauch aus. Planck hatte somit eigentlich nur ein mathematisches Problem gelöst, indem er zeigte, daß man auch auf rechnerischem Wege durch die Clausius'sche Beziehung von *c_p* nach *v* bzw. von *v* nach *c_p* gelangen kann. Eine in jeder Hinsicht befriedigende Behandlung der vorliegenden Aufgabe liegt in der soeben veröffentlichten 220. Forschungsarbeit auf dem Gebiete des Ingenieurwesens vor, deren Bedeutung für die Thermodynamik des Wasserdampfes sehr hoch zu veranschlagen ist.

Der Verfasser Eichelberg entwickelt zunächst aus dem durch Knoblauch und Winkhaus auf Grund ihrer neuen Versuchsergebnisse entworfenen System von *c_p*-Isobaren im *c_p, t*-Diagramm eine zweigliedrige Potenzreihe für die spezifische Wärme, die den höchsten Anforderungen in bezug auf Genauigkeit entspricht. Er benutzt hierbei ein zeichnerisches Verfahren, das Beachtung verdient, da es zur Lösung anderer Aufgaben ähnlicher Art mit Vorteil verwendet werden kann. Von der *c_p*-Gleichung gelangt Eichelberg unter Benutzung des von Clausius angegebenen Ausdruckes zu einer Zustandsformel, die infolge ihres einfachen Baues durchaus zum praktischen Gebrauche verwendbar ist und die Werte von *v* ausgezeichnet wiedergibt. Der Wärmeinhalt *i* und die Entropie *s* lassen sich gleichfalls mit unübertrefflicher Annäherung aus den *c_p*- und *v*-Formeln unter Zuhilfenahme der bekannten thermodynamischen Beziehungen feststellen. Auch die Berechnung des Sättigungsdruckes und der Verdampfungswärme führt zu sehr befriedigenden Ergebnissen. Eine besonders interessante, von Eichelberg gelöste Aufgabe ist die rechnerische Bestimmung des Exponenten der Dampfadiabate.

Bekanntlich pflegt man die hyperbelförmigen adiabatischen Ausdehnungs- und Verdichtungskurven des überhitzten Wasserdampfes durch Gleichungen von der Form $p v^{x_s} = C$ darzustellen. Der Exponent *x_s* wurde von Zeuner = 1,33, von Mollier und Callendar = 1,3 gesetzt. Schüle gelangte zu der Annahme, daß der Mittelwert von *x_s* zwischen 1,3 und 1,35 schwanken kann. Sicherlich ist der Exponent kein Festwert und darf auch nicht gleich dem Bruche $\frac{c_p}{c_v}$ angenommen werden, in welchem der Nenner die spezifische Wärme bei gleichbleibendem Rauminhalte ist, da die Gleichung der Gasadiabate für Dämpfe keine Gültigkeit besitzt. Die Bestimmung von *x_s* muß vielmehr auf folgendem Wege geschehen:

Der aus der Wärmetheorie der Gase bekannte Ausdruck $c_p - c_v = AR$ besteht bei Wasserdampf nicht zu Recht, weil dieser keineswegs der Gasgleichung $p v = RT$ folgt.

Es gilt vielmehr die Formel $c_p - c_v = A T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v$, welche von M. Planck angegeben und auch von Schüle im zweiten Bande seiner Thermodynamik entwickelt wird. Bildet man ferner die partiellen Differentialquotienten der

Zustandsgrößen, so erkennt man, daß $\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v = - \frac{\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p}{\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T}$

ist, wodurch sich ergibt $c_p - c_v = - \frac{A T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p^2}{\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T}$. Hier-

aus läßt sich *c_p* - *c_v* bzw. *c_v* berechnen, wenn man die Gleichungen verwendet, die Eichelberg für *v* und