

Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung

Band: 97/98 (1931)

Heft: 6

Artikel: Ein neuer Hauptsatz und ein neues Wärmediagramm für reale Gase und Dämpfe

Autor: Honigmann, Erich J.M.

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-44646>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 15.10.2024

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

INHALT: Ein neuer Hauptsatz und ein neues Wärmediagramm für reale Gase und Dämpfe. — Ueber moderne Grundwasserfassungen. — Der elektrische Antrieb von Kirchenglocken nach System Knell. — Vom Urheberrecht des Architekten. — Erweiterung des Kinderspitals Zürich. — Mitteilungen: Der Quecksilberdampf-

Gleichrichter im Dienste der Elektrolyse. Der Segelflug in Deutschland im Jahre 1930. Neues Hochdruck-Dampfkraftwerk in der Tschechoslowakei. Eidgenössische Kommission für angewandte Kunst. — Nekrologe: Alfons Zollinger. — Literatur. — Mitteilungen der Vereine. — Sitzungs- und Vortrags-Kalender.

Band 97

Der S. I. A. ist für den Inhalt des redaktionellen Teils seiner Vereinsorgane nicht verantwortlich. Nachdruck von Text oder Abbildungen ist nur mit Zustimmung der Redaktion und nur mit genauer Quellenangabe gestattet.

Nr. 6

Ein neuer Hauptsatz und ein neues Wärmediagramm für reale Gase und Dämpfe.¹⁾

Von Ing. ERICH J. M. HONIGMANN, Wien.

I. REALE GASGLEICHUNGEN UND FOLGERUNGEN.

Die bisherigen Formen der Zustandsgleichungen der Gase und Dämpfe, die primär von den Zustandsgrößen Druck P , Volumen V und Temperatur T ausgehen

$$F(P, V, T) = 0 \dots \dots \dots (1)$$

gelangen zu keinem befriedigenden, einfachen Ergebnis. Auf Grund verschiedener Ueberlegungen kann dagegen erwartet werden, dass die Gesetze, die die Arbeitsfähigkeit L eines Gases in Abhängigkeit von Wärmeinhalte J und der inneren Energie U darstellen

$$F(L, J) = 0 \dots \dots \dots (2)$$

$$F(L, U) = 0 \dots \dots \dots (3)$$

besonders einfach sein müssen.

Die Arbeitsfähigkeit eines Gases wird dargestellt durch das Produkt aus Druck und arbeitsfähigem Volumen

$$L = PV \dots \dots \dots (4)$$

Dieses Volumen besteht aus dem um das Eigenvolumen b der Moleküle verminderten Gesamtvolumen v :

$$V = (v - b).$$

Die Grösse b braucht für Drücke unterhalb des kritischen nicht berücksichtigt zu werden. Bei Drücken oberhalb des kritischen wurde b mit guter Näherung als Konstante befunden. Die beste Uebereinstimmung mit den realen Gasgleichungen wurde bei Luft mit

$$b = v_k/3$$

erzielt, was der Grösse des Covolumens nach van der Waals entspricht. Die Gleichungen vom Aufbau (2) und (3) für reale Gase und Dämpfe lauten

$$d(PV) = \frac{n-1}{An} dJ \dots \dots \dots (5)$$

$$d(PV) = \frac{n-1}{A} dU \dots \dots \dots (6)$$

A ist der Wert von 1 kgm in kcal ($A = 1/427$), n stellt den Exponenten der Adiabate vor (siehe Gl. 11).

Die Gleichungen (5) und (6) lassen sich unter der Annahme $n = \text{konst.}$

$$n = \text{konst.} \dots \dots \dots (7)$$

integrieren und erfassen die Zustandsgebiete der gesättigten und überhitzten Dämpfe wenn

$$0 \leq P \leq P_k \dots \dots \dots b = 0$$

$$P_k \leq P \leq 5 P_k, (J > J_k) \dots \dots \dots b = v_k/3 \text{ bei Luft.}$$

Sie gelten nicht für feste Körper und Flüssigkeiten, besonders wenn die Annahme $n = \text{konst.}$ gemacht wird, da bei diesen Aggregatzuständen n variabel ist.

Für das ideale Gas ist $n = c_p/c_v = \text{konst.}$ und $c_p = \text{konst.}$ Es stellt somit, wie zu erwarten war, den Grenzfall des realen Gases dar.

Die Zustandsgleichung für das reale Gas lässt sich unter Zuhilfenahme der allgemeinen thermodynamischen Beziehung für $c_p - c_v$ finden. Sie lautet:

$$\frac{n}{n-1} P \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_v - \frac{1}{n-1} V \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_P = T \dots \dots (8)$$

Für $n = \text{konst.}$ ergibt sich daraus die allgemeine Lösung

$$TV^{n-1} = g_1 \left(\frac{T}{P} \right)^{\frac{n-1}{n}} \dots \dots \dots (9)$$

Für die spezifische Wärme bei konstantem Druck lässt sich ableiten²⁾

$$c_p = g_2 \left(\frac{T}{P} \right)^{\frac{n-1}{n}} \dots \dots \dots (10)$$

¹⁾ Dieses Thema wurde vom Verfasser erstmalig in einem Vortrage im Rahmen der deutschen Physiker- und Mathematiker-Tagung in Königsberg (Preussen) am 6. September 1930 öffentlich behandelt.

Die Adiabaten sind dargestellt durch die bekannten Gleichungen

$$PV^n = \text{konst.}, TV^{n-1} = \text{konst.}, TP^{-\frac{n-1}{n}} = \text{konst.} \dots (11)$$

während man für die Entropie die Differentialgleichung

$$dS = c_p d \left(\lg \frac{T}{P^{\frac{n-1}{n}}} \right) \dots \dots \dots (12)$$

erhält, woraus sich mit der Gl. (10) die allgemeine Lösung findet:

$$S = g_3 \left(\frac{T}{P^{\frac{n-1}{n}}} \right) \dots \dots \dots (13)$$

II. EMPIRISCHE KONTROLLE.

Die realen Gasgleichungen, die Annahme einer Konstanz der Grösse n und die allgemeinen Folgerungen, wie sie z. B. die Gl. (12) und (13) darstellen, wurden empirisch an Hand zahlreicher Diagramme geprüft.³⁾ Der Vorgang dieser Kontrolle sei kurz angedeutet.

Sind Gl. (5) und Gl. (6) und die Annahme (7) in der Natur erfüllt, so müssen alle Zustandspunkte eines überhitzten und gesättigten Dampfes in einem PV - J -Diagramm auf einer Geraden liegen. Dies trifft für die bisher untersuchten Dämpfe und Zustandsgebiete tatsächlich zu. Die Abweichungen von je einer mittlern Geraden waren unbedeutend und können auf ungenaue Auswertung von Versuchsergebnissen und deren experimentell bedingte Fehlerquellen zurückgeführt werden.

Aehnlich lässt sich die Gültigkeit der Gleichungen (9) und (10) überprüfen. In $TP^{-\frac{n-1}{n}} \cdot Tv^{n-1}$ und

$TP^{-\frac{n-1}{n}} \cdot c_p$ -Diagrammen müssen alle Zustandspunkte auf einer stetigen Linie liegen, die den funktionalen Zusammenhang g_1 und g_3 darstellt. Bei den letztgenannten Diagrammen sind von vorneherein grössere Abweichungen zu erwarten, da die Bestimmung der spezifischen Wärmen zu den schwierigsten Aufgaben der Versuchstechnik gehört und die Ergebnisse von Forscher zu Forscher beträchtliche Unterschiede aufweisen. Die Abweichungen von je einer stetigen Linie waren dennoch kleiner als jene der Werte einzelner Forscher untereinander.

Bisher wurden untersucht: Gesättigter und überhitzter Dampf von Wasser, Kohlendioxyd, Luft, Ammoniak, Schwefeldioxyd und Chlormethyl. Zur Kontrolle wurden die Versuchsergebnisse möglich zahlreicher Forscher herangezogen. Die Prüfung ergab eine gute für technische Zwecke in hohem Masse genügende Bestätigung der Voraussetzungen und Annahmen.

III. DIE CALLENDARSCHEN GLEICHUNGEN FÜR WASSERDAMPF.

Der leider zu früh verstorbene Prof. H. L. Callendar ging ebenfalls von der Ansicht aus, dass zwischen Druck, Volumen und Wärmeinhalt, bzw. innerer Energie, ein ganz einfacher funktionaler Zusammenhang bestehen müsse. Er ging auch von den Gleichungen (6) und (7) aus und erhielt auch für den Wärmeinhalt eine Gleichung, die nur unwesentlich von Gl. (5) abweicht. Auch die Beziehung (10) für die spezifische Wärme wurde von Callendar angegeben. Im Gegensatz zu vorliegender Untersuchung nahm er auch im unterkritischen Gebiete ein Covolumen b an, das aber

²⁾ Die Ableitung der Gl. (9) und (10) aus den realen Gasgleichungen wurde erstmalig von Hon.-Dozent Dr. F. Knoll, Wien, angegeben.

³⁾ Diese Diagramme wurden nach einer grösseren Anzahl von Tabellen gezeichnet. Sie enthalten rund 25 000, meist siebenstellige Einzelwerte, von denen rund 18 000 für die vorliegende Untersuchung neu berechnet werden mussten. Einige Diagramme sind veröffentlicht: E. J. M. Honigmann, Reale Gase und Dämpfe, Z. d. Oesterr. Ing.- u. Arch.-Vereins, Wien, Bd. 82, S. 403 bis 406, 1930, Nr. 47/48, Tafel XIX und XX.

wesentlich kleiner war als $v_k/3$. Dennoch stimmen die von ihm angegebenen Zustandswerte des Wasserdampfes mit den hier abgeleiteten Gleichungen ohne Covolumen auf weniger als 1% überein. Diese Genauigkeit liegt weit innerhalb der Abweichungen, die die Dampftabellen der verschiedenen Forscher untereinander aufweisen.

Die hier angedeuteten ausgedehnten empirischen und mathematischen Untersuchungen wurden ursprünglich ganz unabhängig und unbeeinflusst von den Arbeiten Callendars, nur auf Grund der vorliegenden Zahlenwerte der verschiedenen Dampftabellen, ausgeführt. Die sich schliesslich ergebende allgemeine Uebereinstimmung mit seinen Gedankengängen und Ergebnissen war eine wesentliche Stütze und Kontrolle der Voraussetzungen und Annahmen. Der bisherige Teil dieser Arbeit ist daher weder als Parallele noch als Ersatz für die verdienstvollen und genialen Arbeiten Callendars gedacht; er soll lediglich eine mit kleinen Aenderungen und Ergänzungen versehene einheitliche Zusammenfassung bieten, um die Grundlagen für die folgenden Untersuchungen über einen neuen Hauptsatz der Thermodynamik und ein neues Dampfdiagramm für reale Gase und Dämpfe zu bilden.

IV. EIN NEUER HAUPTSATZ.

Der zweite Hauptsatz der Thermodynamik lässt sich bekanntlich dahin aussprechen, dass dQ oder $(dU + APdv)$ durch Multiplikation mit $1/T$ zu einem vollständigen Differential wird, dass also $1/T$ ein integrierender Faktor ist. Es zeigt sich nun, dass für das reale Gas⁴⁾ $1/T$ nicht der einzige integrierende Faktor von physikalischer Bedeutung ist, der dQ zu einem vollständigen Differential macht. Auch $1/L$, $1/(J - C)$ und $1/(U - C)$ haben diese Eigenschaft:

$$dH = \frac{dQ}{APV}, \quad d_iH = \frac{dQ}{(J - C)}, \quad d_uH = \frac{dQ}{U - C} \quad (14)$$

$$\left. \begin{aligned} dH &= \frac{dU + APdv}{APv} = \frac{dJ - AvdP}{APv}, \\ d_iH &= \frac{dJ - AvdP}{(J - C)}, \quad d_uH = \frac{dU + APdv}{(U - C)} \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

$$\int_{H_x}^{H_x} dH = 0, \quad \int_{H_x}^{H_x} d_iH = 0, \quad \int_{H_x}^{H_x} d_uH = 0 \quad (16)$$

Mit der auf diesem Wege gefundenen neuen thermodynamischen Funktion H , $_iH$, $_uH$, für die der Verfasser den Namen „das Callendar“ vorschlägt, lässt sich nun ein neuer Hauptsatz formulieren:

Alle von selbst vorsichgehenden Zustandsänderungen der realen Gase und Dämpfe müssen stets so verlaufen, dass das Callendar zunimmt.

Da auch die Entropie diese Eigenschaft hat, ist der Beweis für den neuen Hauptsatz erbracht, wenn bewiesen wird, dass einer Zunahme des Callendars eine Zunahme der Entropie entspricht; mathematisch ausgedrückt: Die Entropie und das Callendar müssen in eindeutigem funktionalen Zusammenhang mit positiven Richtungskoeffizienten stehen. Geometrisch ist dies erfüllt, wenn in einem Callendar-Entropie-Diagramm alle Zustandspunkte auf einer stetigen Linie liegen, deren Tangenten mit den positiven Koordinatenrichtungen Neigungswinkel einschliessen, die kleiner als $\pi/2$ sind.

Für das ideale Gas fällt das Callendar mit der Entropie zusammen. Dagegen ist H für das reale Gas von der Entropie verschieden und bietet seine Anwendung gegen diese wesentliche Vorteile, wie sich zeigen wird.

Fasst man die realen Gasgleichungen mit den Definitionsgleichungen (14), (15) und (16) für H zusammen, so erhält man:

$$H - H_1 = \frac{n}{n-1} \lg(P^n v) = \frac{1}{n-1} \lg(Pv^n) \quad (17)$$

$$_iH - _iH_1 = \lg(P^n v) \quad (18)$$

$$_uH - _uH_1 = \lg(Pv^n) \quad (19)$$

⁴⁾ Unter „realen Gasen und Dämpfen“ sind jene Zustandsgebiete des gasförmigen Aggregatzustandes verstanden, deren Zustandsgrössen den realen Gasgleichungen (5) und (6) mit Gleichung (7) genügen, ähnlich wie das „ideale Gas“ durch die ideale Gasgleichung definiert ist.

H ist, weil eine unbenannte Zahl, vom Masssysteme unabhängig und für alle Masssysteme gleich gross.

Das Callendar ist nach Gleichung (17) bis (19) eine eindeutige Funktion von Pv^n .

$$H = g_4(Pv^n) \quad (20)$$

Da die Entropie eine eindeutige Funktion von $TP^{-\frac{n-1}{n}}$ ist

$$S = g_3\left(TP^{-\frac{n-1}{n}}\right) \quad (21)$$

und diese Grössen auf Grund der Adiabategleichung (11) und der Zustandsgleichung (9) eindeutige Funktionen voneinander sind

$$Pv^n = g_5\left(TP^{-\frac{n-1}{n}}\right) \quad (22)$$

ist das Callendar eine eindeutige Funktion der Entropie

$$H = g_6(S) \quad (23)$$

Es kann einer Aenderung der Entropie wirklich nur eine bestimmte Aenderung des Callendars entsprechen. Es war nun noch die Frage nach der Richtung dieser Aenderung zu lösen.

Fasst man die Definitionsgleichung für die Entropie und das Callendar durch Division zusammen, so erhält man

$$\frac{dS}{dH} = \frac{APV}{T} \quad (24)$$

Da die Arbeitsfähigkeit APV ebenso wie die absolute Temperatur stets eine positive Grösse ist, kann einer Zunahme der Entropie nur eine Zunahme des Callendars entsprechen, womit der neue Hauptsatz bewiesen erscheint:

$$d_iH \geq 0, \quad d_uH \geq 0, \quad dH \geq 0.$$

Das Callendar ist, ähnlich der Entropie, ein Masstab für die Entwertung der Materie bei allen Naturprozessen. Seine Entwertung gibt die Zunahme der Wärmemenge im Verhältnis zur Arbeitsfähigkeit (zur inneren Energie und zum Wärmeinhalt) bei Zustandsänderungen an. Der Beweis des neuen Hauptsatzes für reale Gase und Dämpfe mit Hilfe des zweiten Hauptsatzes ist mathematisch am einfachsten und wurde deshalb hier gewählt. Es folgt aber daraus keine Abhängigkeit der beiden Hauptsätze voneinander. Der zweite Hauptsatz hat vielmehr im neuen Hauptsatz eine von diesem unabhängige Parallele für reale Gase und Dämpfe gefunden.

Der neue Hauptsatz dürfte nicht nur für die Technik Bedeutung gewinnen, sondern auch in der thermodynamischen Chemie und in der Thermodynamik der Dampf- und Gasmischungen eine Rolle spielen.

Für die Adiabate mit $PV^n = \text{konst.}$ wird das Callendar konstant wie die Entropie. Da S eine eindeutige Funktion von H , ist auch der Neigungswinkel der Tangente in den einzelnen Punkten der S - H -Linie eine eindeutige Funktion von S und H , ebenso der Tangens des Neigungswinkels und damit auch $\frac{APV}{T}$

$$\frac{APv}{T} = g_7(S) \quad \frac{APv}{T} = g_8(H)$$

Für die Adiabate sind S und H konstant. Damit wird aber auch $\frac{APV}{T}$ konstant:

$$\frac{Pv}{T} = \text{konst.}, \quad \left[\frac{\partial(Pv)}{\partial T}\right]_Q = \text{konst.} \quad (25)^b$$

$$\lim \left[\frac{Pv}{T}\right]_{dQ=0} = \text{konst.} \quad (28)$$

Wärmeinhalt und innere Energie sind der Arbeitsfähigkeit linear proportional. Es folgt daher für die Adiabate auch

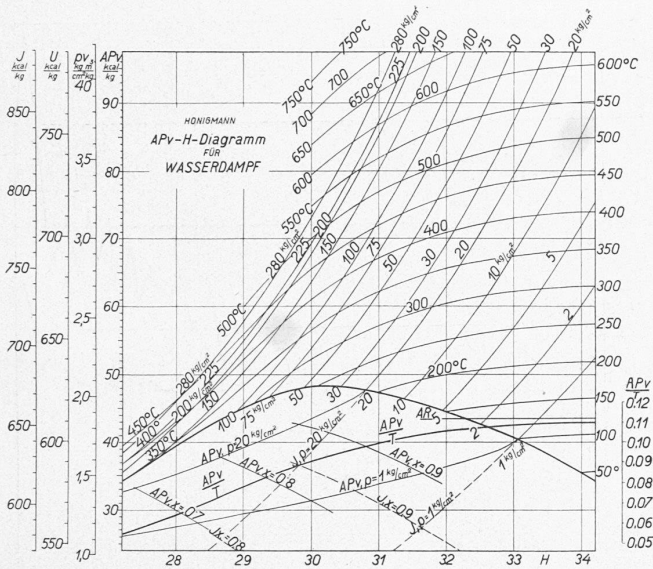
$$\frac{(J - C)}{T} = \text{konst.} \quad \left(\frac{\partial J}{\partial T}\right)_Q = \text{konst.} \quad (26)$$

$$\frac{(U - C)}{T} = \text{konst.} \quad \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_Q = \text{konst.} \quad (27)$$

Die Adiabate des realen Gases ist also durch die Gleichungen (11), (25) bis (27) bestimmt.⁵⁾

⁵⁾ Ueber Gleichung (25) siehe z. B. auch: Schüle, Technische Thermodynamik, Springer 1930, 5. Auflage, Band 1/2, Seite 65.

⁶⁾ Die Grösse $\frac{Pv}{T}$ wurde von Max Jakob erstmalig zur Darstellung der Abweichung der Dämpfe vom idealen Gase herangezogen. In einem Jakob'schen $\frac{Pv}{T}$ - t - oder $\frac{Pv}{T}$ - P -Diagramme sind die Adiabaten also Geraden parallel zur t - bzw. P -Axe.



Nach den Gleichungen (25) bis (27) erkennt man aber auch den Charakter der Zustandsfläche. Die Zustandsfläche der realen Gase und Dämpfe im $T-H-APV$ -Raume ist eine windschiefe Regelfläche; ebenso im $T-H-J$ - und im $T-H-U$ -Raume; sie wird durch die obere Grenzkurve begrenzt und hat eine Asymptotenebene mit der Gleichung $APV = ART$.⁷⁾

Es lässt sich vermuten, dass für $H_{\text{absolut}} = 0$ auch $\left(\frac{\partial(Pv)}{\partial T}\right)_Q = 0$ bzw. $\left(\frac{\partial J}{\partial T}\right)_Q = 0$ und $\left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_Q = 0$ wird.

V. EIN NEUES DAMPFDIAGRAMM.

Trägt man das Callendar in Abhängigkeit vom Wärmehalte oder der inneren Energie, oder in Abhängigkeit von der Arbeitsfähigkeit auf, die diesen Grössen für das reale Gas proportional ist, so erhält man ein obenstehendes Diagramm, das bestimmt erscheint, die bisherigen Temperatur-Entropie- und Wärmehalt-Entropie-Diagramme zu ersetzen.

In diesem Diagramm stellt die durch zwei $H = \text{konst.}$ -Linien und die Linie der Zustandsänderung begrenzte Fläche, die bei dieser Zustandsänderung zuzuführende oder verbrauchte Wärmemenge Q dar:

$$Q_1 - Q_2 = \int_{H_1}^{H_2} APV dH \quad \dots \quad (29)$$

$$Q_1 - Q_2 = \int_{H_1}^{H_2} (J - C) d_i H \quad \dots \quad (30)$$

Die Linien konstanten Druckes und konstanten Volumens sind zueinander parallele logarithmische Linien:⁸⁾

$$H_p = \frac{n}{n-1} \lg(APv) + K \quad \dots \quad (31)$$

$$H_v = \frac{1}{n-1} \lg(APv) + K_1 \quad \dots \quad (32)$$

Im $H-(J-C)$ -Diagramm gelten ähnliche Beziehungen. Kennt man also die Grösse von n und einen Punkt jeder $P = \text{konst.}$ - oder $v = \text{konst.}$ -Linie, so ist es möglich, diese Linie in das neue Diagramm einzutragen. Solche Punkte liegen aber auf der Grenzkurve vor, und es ist damit ausser der Kenntnis von n und der Festlegung der Grenzkurve

⁷⁾ Hat das Gas un stabile Zustandsgebiete, so sind selbstverständlich die, diese begrenzenden Umwandlungslinien und Realisierungskurven ebenfalls Begrenzungslinien der Regelfläche. Auf die Möglichkeit des Auftretens solcher Realisierungskurven bei Wasserdampf hat der Verfasser mehrfach hingewiesen. Z. d. Oesterr. Ing.- und Arch.-Vereins, Wien, 1929, Seite 388 bis 390, Heft 49/40; 1930, Seite 55 bis 57, Heft 7/8.

⁸⁾ Logarithmische Linien lassen sich einfach konstruieren. S. auch Honigmann, Einfache graphische Konstruktion von Exponentialfunktionen. Z. d. Oesterr. Ing.- und Arch.-Vereins, Wien, 1928. Seite 77, Heft 9/10.

nichts erforderlich, um alle Zustandsgrössen des Ueberhitzungsgebietes bis in die Nähe des kritischen festzulegen.

Die Linien konstanter Temperatur lassen sich ebenfalls auf einfachem Wege ermitteln. Hierzu ist wieder nur die Kenntnis von n und die Festlegung der Grenzkurve erforderlich. Die Adiabate wird im neuen Diagramm durch eine Gerade senkrecht zur Callendarordinate dargestellt. Diese Linien müssen, wie die Gleichungen (25) bis (27) besagen, durch die $T = \text{konst.}$ -Linien linear geteilt werden.

Da $\frac{APv}{T}$, bzw. $\frac{J-C}{T}$, nach Gl. (26) für die Adiabate konstant ist und an der Grenzkurve festliegt, ist die Konstante für jede Adiabate bekannt und eine Berechnung von T für jeden Punkt dieser Adiabate aus der zugehörigen Koordinate APV oder $(J-C)$, $(U-C)$ möglich.

Da die realen Gasgleichungen in der Form und mit den Koeffizienten, die sie für das reale Gas besitzen, nicht für Flüssigkeiten gelten, umfassen sie auch nicht das Gebiet des Nassdampfes. Es sind daher für dieses Zustandsgebiet bei Zeichnung des neuen Diagrammes graphische Näherungs-Methoden zur Ermittlung des Callendars herangezogen worden. Da mit der Nichtanwendbarkeit der realen Gasgleichungen auch die Proportionalität der Abszissenmasstäbe verloren geht, wurden zwei Kurvenscharen eingezeichnet: eine, die sich auf den Masstab des Wärmehaltes bezieht, und eine, die für den APv -Masstab gilt. Die Linien konstanten Druckes und konstanter Temperatur sind hier keine Geraden, was aber die Verwendbarkeit des Diagrammes nicht weiter beeinflusst, da alle Zustandsgrössen des Nassdampfes sich entweder direkt aus dem Diagramme abgreifen lassen oder besser mittels der hierfür geltenden ausserordentlich einfachen Gleichungen aus den Zustandsgrössen der Grenzkurven ermittelt werden können.

Das vorliegende Diagramm ist nach der Grenzkurve von Callendar aus dem Jahre 1929 ermittelt worden.⁹⁾ Die Inter- bzw. Extrapolation geschah auf graphischem Wege, da vorliegendes Bild ja nur den Charakter des neuen Diagrammes erläutern soll, weshalb die auf graphischem Wege erzielbare Genauigkeit ausreichend war.

Ueber moderne Grundwasserfassungen.

Von Dipl. Ing. MAX WEGENSTEIN, Direktor der A.-G. Guggenbühl, Zürich, ALLGEMEINES.

Es ist auf dem Gebiete der Wasserversorgungstechnik üblich, den Ertrag einer Wasserfassung in l/min oder in „Minutenlitern“ anzugeben, während der Verbrauch an Wasser entweder in m³ pro Tag oder, namentlich für kommunale Trinkwasserversorgungen, in Litern pro Kopf und Tag gemessen wird. Noch vor wenigen Jahren ist von den massgebenden Fachleuten der durchschnittliche Wasserverbrauch für mitteleuropäische Verhältnisse zu 100 bis 150 l pro Kopf und Tag für ländliche, und zu 200 bis 400 l pro Kopf und Tag für städtische Verhältnisse angegeben worden. Auch heute noch bewegen sich in den bekanntesten technischen Handbüchern die Angaben für den spezifischen Wasserverbrauch eines Gemeinwesens in obigen Grenzen.

Der Zusammenschluss verschiedener Gruppen von Wasserbenützern und damit die starke Entwicklung des kommunalen Wasserversorgungsbaues in der Schweiz fällt in die zwei letzten Jahrzehnte des vorigen Jahrhunderts. Diese Gemeindegewässerversorgungen bedienen jeweils einen grossen Teil von Wasserbenützern gemeinsam, wirken somit auf die individuellen, oft recht verschiedenen Verbrauchsmengen ausgleichend und lieferten daher für die Praxis die oben erwähnten Mittelwerte, die bis etwa zum Jahre 1920 den tatsächlichen Verbrauchswerten angenähert entsprachen und im Laufe der Jahre nur unwesentlichen Schwankungen unterworfen waren.

Dagegen machte sich nun im Laufe des vergangenen Jahrzehntes eine ausgesprochene Vergrösserung des allge-

⁹⁾ Callendar, Extended Steam Tables. Engineering 1929, May 3, p. 546; May 10, p. 595.