Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung
Herausgeber: Verlags-AG der akademischen technischen Vereine
Band: 67 (1949)
Heft: 3: Zum Rücktritt von Schulrats-Präsident Rohn

Artikel: Der Adiabaten-Exponent für Gase und Dämpfe
Autor: Eichelberg, G.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-83981

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. 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. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

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. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

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. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 08.08.2025

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

Lehre und Forschung auf wirtschaftswissenschaftlichem Gebiet

Von Prof. Dr. E. BÖHLER, Zürich DK 378.971

Die Nationalökonomie gehört zu den Wissensgebieten, die als «Hilfswissenschaften für höhere technische Ausbildung» schon im Gründungsgesetz der E. T. H. vom Jahre 1854 genannt wurden. Dementsprechend war die Nationalökonomie mit je einem Lehrstuhl deutscher und französischer Sprache im Rahmen der Freifächerabteilung vertreten, wobei die Forschung gewissermassen als Nebenprodukt der Lehrtätigkeit betrieben wurde.

Etwa seit der Jahrhundertwende hat jedoch die Wirtschaftswissenschaft eine wesentliche Erweiterung erfahren. Aus der Handelsbetriebslehre entwickelte sich die Betriebswirtschaftslehre zu einer selbständigen Wissenschaft von der Unternehmung, und aus dem Problem rationeller Betriebsführung entstand die Betriebswissenschaft, die sich mit dem Betrieb als organisatorischer Einheit technischer Mittel befasst. Endlich erweiterte sich auch die Nationalökonomie selbst infolge der vermehrten Anwendung exakter Methoden und des Wiedererwachens des theoretischen Interesses, wobei vorwiegend dynamische Probleme, wie die Konjunktur, in den Vordergrund traten.

Diese Entwicklungen blieben lange Zeit ohne Einfluss auf die Lehr- und Forschungstätigkeit der E. T. H. Einzig in der Abteilung für Landwirtschaft — und in geringerem Masse auch in derjenigen für Forstwirtschaft — wurde der betriebswirtschaftlichen Seite eine wachsende Aufmerksamkeit geschenkt, was sich vor allem daraus erklärt, dass auf diesen Gebieten technische und betriebliche Probleme in der Person des Betriebsleiters praktisch viel stärker konzentriert sind als auf andern Gebieten. Der Ausbau der landwirtschaftlichen Betriebslehre ist vor allem der verdienstlichen Initiative Prof. E. Laurs zu verdanken.

Auf den übrigen Gebieten der technischen Wissenschaften ist dieser Entwicklung in Forschung und Lehre erst während der Amtszeit des Jubilars Rechnung getragen worden, da er allen Grenzgebieten der Ingenieurausbildung fortdauernd ein intensives Interesse entgegenbrachte. Den ersten Schritt in dieser Richtung bildete die Errichtung des Betriebswissenschaftlichen Instituts im Jahre 1929, der später die Schaffung besonderer Lehrstühle für Betriebswissenschaft, für angewandte Psychologie und Psychotechnik, sowie für Betriebswirtschaftslehre folgte. Der Besonderheit dieser Lehrgebiete wurde dadurch Rechnung getragen, dass eine intensive Zusammenarbeit mit der Praxis, sowohl in der Forschung als im Unterricht, vorgesehen war und dementsprechend auch ein beträchtlicher Teil der Mittel durch die Privatwirtschaft bereitgestellt wurde.

Die Tätigkeit des Instituts umfasst drei Gebiete: die Ausbildung, die Forschung und die Beratung. Die Ausbildung besteht einerseits aus dem Unterricht an der Hochschule, anderseits aus Kursen für die in der Praxis stehenden Betriebsingenieure. Die Bedeutung dieser Tätigkeit lässt sich daran messen, dass die Zahl der Diplomanden der Richtung Betriebslehre seit der Einführung dieses Faches bis 1947 auf 14 % der gesamten Diplomanden der Abteilung III A gestiegen ist, während seit 1930 insgesamt 75 Kurse für Praktiker abgehalten wurden. Da die Forschung vorwiegend am lebenden Objekt, nämlich im Betrieb, erfolgen muss, so liegt das Schwergewicht bei der Beratung, die auch bei weitem den Hauptteil der Arbeitsstunden des Institutpersonals absorbiert. Die Zahl der zwischen 1936 und 1948 durchgeführten Betriebsuntersuchungen beträgt 327. Diese Untersuchungen erstreckten sich praktisch auf alle Betriebsprobleme. Daneben ist auch eine Reihe theoretischer Untersuchungen prinzipieller Art durchgeführt worden. Diese Tätigkeit wurde unterstützt durch die Veröffentlichung der Zeitschrift «Industrielle Organisation», sowie durch eine umfangreiche Fachbibliothek von nahezu 9000 Bänden, die durch eine steigende Zahl von Besuchern und Erteilung von Literaturauskünften ausgenutzt wird.

Schon im Rahmen des Betriebwissenschaftlichen Instituts wurde volkswirtschaftlichen Fragen eine grosse Aufmerksamkeit geschenkt, und zwar einerseits in der Form einer volkswirtschaftlichen Fortbildung der Betriebsingenieure, anderseits in der Form gutachtlicher Untersuchungen über die volkswirtschaftlichen Auswirkungen von Massnahmen der Unternehmungen oder bestimmter Betriebsformen. Ausserdem wurde den Zusammenhängen zwischen Wirtschaft und Technik, sowie zwischen Betrieb und Volkswirtschaft eine grosse Aufmerksamkeit geschenkt, was zur Untersuchung des Krisenproblems führte. Dazu kam ein wachsendes Bedürfnis der Praxis nach Orientierung über die Entwicklung der Konjunktur im Ausland und in der Schweiz.

Um diese Forschungsaufgaben in befriedigender Weise zu erfüllen, wurde im Jahre 1938 aus der volkswirtschaftlichen Abteilung des Betriebswissenschaftlichen Instituts ein selbständiges Institut für Wirtschaftsforschung geschaffen. Seine Tätigkeit erstreckt sich zunächst auf die Beobachtung der Konjunktur des Auslandes und der Schweiz, deren Resultate in regelmässigen Berichten niedergelegt sind. Aus dieser laufenden Arbeit erwuchs einerseits die Notwendigkeit vermehrter Forschungsarbeit auf dem Gebiet der Kreislauf- und Konjunkturtheorie, anderseits die Mitwirkung in der Form von Gutachten bei der Vorbereitung der Arbeitsbeschaffungs- und Konjunkturpolitik, sowie später, im Kriege und nach dem Kriege, bei der Preis-, Lohn-, Finanz- und Währungspolitik des Bundes, der Kantone und Gemeinden, wodurch auch diese Arbeiten des Instituts in den Dienst der Praxis gestellt werden. Die Finanzierung des Instituts erfolgt in noch höherem Masse durch die Privatwirtschaft, sowie durch Beiträge und Entschädigungen für Arbeiten von Bund, Kanton und Stadt Zürich. Auch die Tätigkeit dieses Instituts beruht auf dem Prinzip der Zusammenarbeit zwischen Wirtschaft und Praxis, die auf dem Wege von Erfahrungsaustauschgruppen und Kommissionen erfolgt.

Die Entwicklung dieser Hilfswissenschaften der Technik im Sinne des Gründungsgesetzes der E. T. H. ist in hohem Masse der verständnisvollen Förderung durch Prof. Dr. A. Rohn zu verdanken.

Der Adiabaten-Exponent für Gase und Dämpfe

Von Prof. Dr. G. EICHELBERG, Zürich DK 533.12

I.

Für das ideale Gas, definiert durch die Gasgleichung

$$(1) \qquad p\,v = R\,T$$

lässt sich der Exponent $\varkappa$ der Adiabatengleichung

$$(2) \qquad p\,v^{\varkappa} = \text{konst.}$$

durch das Verhältnis der spezifischen Wärmen bei konstantem Druck bzw. konstantem Volumen ausdrücken:

$$(3) \qquad \varkappa_{\text{Gas}} = \frac{c_p}{c_v}$$

Allgemein wird in der Fachliteratur diese Aussage auch für reale Gase und für Dämpfe beibehalten, selbst in Fällen, wo die Gasgleichung ausdrücklich als nicht mehr gültig betrachtet wird. Dass dies aber unzutreffend ist, lässt sich schon daraus ersehen, dass $\varkappa$ auch für Dämpfe in weiten Zustandsbereichen sich als annähernd konstant erweist, während dies für das Verhältnis c_p/c_v durchaus nicht zutrifft.

Der genaue Zusammenhang lässt sich wie folgt ableiten[1]):

Aus (2) ergibt sich durch differenziieren — wobei $\varkappa$ für für einen engern Bereich als konstant zu gelten hat —

$$(4) \qquad \varkappa = -\frac{v}{p\,\frac{d\,v}{d\,p}}$$

Dieser Ausdruck gilt, solange über die spezielle Zustandsänderung, nach der $d\,v/d\,p$ erfolgt, nichts festgelegt ist, ganz allgemein für eine Polytrope.

Im besonderen wird der Exponent der Isotherme ($T =$ konst.):

$$(4\,\text{a}) \qquad \varkappa_T = -\frac{v}{p\left(\frac{\partial\,v}{\partial\,p}\right)_T}$$

und der Exponent der Adiabate ($s =$ konst.):

$$(4\,\text{b}) \qquad \varkappa_S = -\frac{v}{p\left(\frac{\partial\,v}{\partial\,p}\right)_S}$$

[1]) *G. Eichelberg:* Zur Thermodynamik des Wasserdampfes, Forschungsheft 220, VDI-Verlag, Berlin 1920.

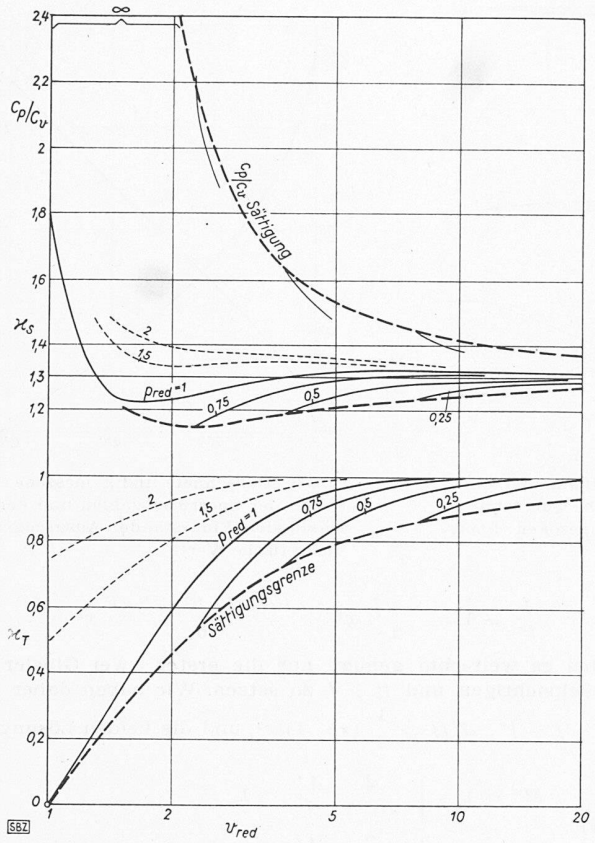

Bild 1

Mit

$$dv = \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p dT + \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T dp$$

wird

$$\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_S = \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_S + \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T$$

und mit dem allgemeinen thermodynamischen Ausdruck für die Entropieänderung

$$(5) \qquad ds = \frac{c_p}{T} dT - A \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p dp$$

wird

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_S = - \frac{A \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p}{c_p/T}$$

Damit ergibt sich

$$\varkappa_S = - \frac{v}{p\left[\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p^2 \frac{A\,T}{c_p} + \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T\right]}$$

Die eckige Klammer nimmt wegen der bekannten thermodynamischen Beziehung

$$(6) \qquad c_p - c_v = A\,T \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$$

den Wert c_p/c_v an, und so wird schliesslich

$$(7) \qquad \underline{\varkappa_S = \varkappa_T \frac{c_p}{c_v}}$$

Der Exponent der Adiabate weicht danach für ein reales Gas bzw. für einen Dampf von dem Verhältnis der spezifischen Wärmen c_p/c_v um den Faktor $\varkappa_T$, also um den Exponenten der Isotherme ab, der selbst eine Funktion von Druck und Temperatur ist.

Speziell für das ideale Gas ergibt sich durch Einsetzen der Gasgleichung (1) in (4a):

$$(4a^*) \qquad \varkappa_{T\,\mathrm{Gas}} = 1$$

und damit wird

$$(7^*) \qquad \varkappa_{S\,\mathrm{Gas}} = \frac{c_{p\,\mathrm{Gas}}}{c_{v\,\mathrm{Gas}}}$$

Für Dämpfe dagegen wird allgemein in Sättigungsnähe

$$\varkappa_T < 1$$

Im kritischen Punkt ergibt sich wegen $\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T = 0$

$$\varkappa_{T\,\mathrm{krit.}} = 0$$

Anderseits ist aber für Dämpfe

$$\frac{c_p}{c_v} > \frac{c_{p\,\mathrm{Gas}}}{c_{v\,\mathrm{Gas}}}$$

und speziell im kritischen Punkt wird wegen $c_{p\,\mathrm{krit.}} = \infty$ und $c_{v\,\mathrm{krit.}} \neq \infty$

$$\left(\frac{c_p}{c_v}\right)_{\mathrm{krit.}} = \infty$$

Der Adiabatenexponent nimmt somit im kritischen Punkt den unbestimmten Ausdruck an:

$$\varkappa_{S\,\mathrm{krit.}} = 0 \cdot \infty$$

II. $\varkappa_s$ nach der Gleichung von van der Waals

Es liegt nahe, die vorstehend gewonnenen Zusammenhänge anhand einer allgemeinen Zustandsgleichung zu überprüfen, die der Theorie der übereinstimmenden Zustände entspricht. Dies möge am Beispiel der van der Waals'schen Gleichung geschehen, obwohl für Dämpfe diese Gleichung nur als eine Näherung gelten kann. Sie lautet:

$$(8) \qquad \left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = R\,T$$

Durch Einsetzen in (4a) folgt ohne weiteres die Beziehung

$$(9) \qquad \varkappa_T = \frac{v}{v-b}\left(1 - \frac{a}{p\,v^2} + \frac{2\,a\,b}{p\,v^3}\right)$$

Um c_p/c_v zu erhalten, berechnet man zunächst durch Einsetzen von (8) in Gleichung (6)

$$(10) \qquad c_p - c_v = A\,R \frac{p + \frac{a}{v^2}}{p - \frac{a}{v^2} + \frac{2\,a\,b}{v^3}}$$

und benützt ferner zur Berechnung von c_v die klassische Beziehung

$$(11) \qquad \left(\frac{\partial c_v}{\partial v}\right)_T = A\,T \left(\frac{\partial^2 p}{\partial T^2}\right)_v$$

Diese liefert zusammen mit der van der Waals'schen Gleichung wegen $\left(\frac{\partial^2 p}{\partial T^2}\right)_v = 0$ einen in bezug auf v konstanten Wert für c_v.

$$(12) \qquad c_v = f_{(T)} = c_{v\,\mathrm{Gas}}$$

So folgt aus (10) und (11)

$$(13) \qquad \frac{c_p}{c_v} = \frac{A\,R}{c_{v\,\mathrm{Gas}}} \frac{p + \frac{a}{v^2}}{p - \frac{a}{v^2} + \frac{2\,a\,b}{v^3}} + 1$$

und schliesslich wird

$$(14) \qquad \varkappa_S = \frac{A\,R}{c_{v\,\mathrm{Gas}}} \frac{v}{v-b} \frac{p + \frac{a}{v^2}}{p} + \varkappa_T$$

bzw.

$$(14a) \qquad \frac{\varkappa_S - \varkappa_T}{\varkappa_{S\,\mathrm{Gas}} - 1} = \frac{v}{v-b} \frac{p + \frac{a}{v^2}}{p}$$

In reduzierten, d. h. auf die kritischen Werte bezogenen Zustandsgrössen ausgedrückt, nehmen die Gleichungen (8) bis (14) die Formen an

$$(8r) \qquad \left(p_r + \frac{3}{v_r^2}\right)(v_r - {}^1/_3) = {}^8/_3\, T_r$$

$$(9r) \qquad \varkappa_T = \frac{v_r}{v_r - {}^1/_3}\left(1 - \frac{3\,v_r - 2}{p_r\,v_r^3}\right)$$

$$(10r) \qquad c_p - c_v = A\,R \frac{p_r\,v_r^2 + 3}{p_r\,v_r^2 - 3 + \frac{2}{v_r}}$$

$$(13r) \qquad \frac{c_p}{c_v} = (\varkappa_{\mathrm{Gas}} - 1) \frac{p_r\,v_r^2 + 3}{p_r\,v_r^2 - 3 + \frac{2}{v_r}} + 1$$

$$(14r) \qquad \begin{cases} \dfrac{\varkappa_S - \varkappa_T}{\varkappa_{\mathrm{Gas}} - 1} = \dfrac{v_r}{v_r - {}^1/_3}\left(1 + \dfrac{3}{p_r\,v_r^2}\right) \\[2ex] \varkappa_S = \varkappa_{\mathrm{Gas}} \dfrac{3\,v_r + \frac{9}{p_r\,v_r}}{3\,v_r - 1} - \dfrac{6}{p_r\,v_r^2} \end{cases}$$

Speziell für den kritischen Punkt wird

$$\varkappa_{T\,\text{krit.}} = 0$$

$$\varkappa_{S\,\text{krit.}} = 6\,(\varkappa_{\text{Gas}} - 1) \tag{15}$$

Die zahlenmässige Auswertung lässt das charakteristische Verhalten von $\varkappa_T$, c_p/c_v und $\varkappa_S$ als Funktion der Zustandsgrössen v_{red} und p_{red} erkennen (Bild 1): Während der Exponent der Isotherme $\varkappa_T$ besonders in Sättigungsnähe und mit steigendem Druck vom Wert 1 stark abfällt, um schliesslich im kritischen Punkt auf Null zu sinken, steigt c_p/c_v gegen ∞ an; der Exponent der Adiabate $\varkappa_S$ aber weicht im weitem Bereich verhältnismässig wenig von dem gewählten Grundwert $\varkappa_{\text{Gas}} = 1{,}3$ ab.

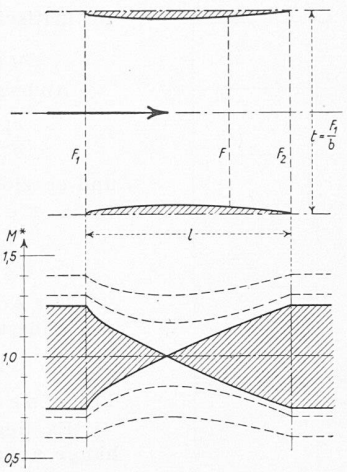

Bild 1. Bezeichnungen und Machzahl-Verlauf nach Querschnittstheorie. Stark ausgezogen: Sperrzustände

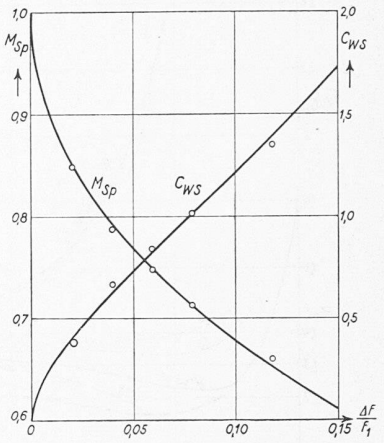

Bild 2. Gerechnete und gemessene Werte der Sperrmachzahlen und der maximalen Widerstände. Ausgezogen: theoretische Werte

Ueber die Strömung von Gasen durch ungestaffelte Profilgitter[1])

[DK 621.135

Von Prof. Dr. J. ACKERET und Dr. N. ROTT, Zürich

Gasströmungen mit Mach'schen Zahlen in der Nähe von Eins bieten für die theoretische Behandlung besondere Schwierigkeiten, die zum grossen Teil noch ungelöst sind. Es ist deshalb von einem gewissen Interesse, einfache und übersichtliche Fälle zu untersuchen, bei denen die Strömung einige typische Züge aufweist, von denen man hoffen darf, dass sie auch bei komplizierteren Anordnungen erkennbar sind.

Wir haben mit dieser Absicht ungestaffelte Gitter von symmetrischen Profilen im Hochgeschwindigkeitskanal untersucht. Bild 1 zeigt eine der verschiedenen Anordnungen. Das Verhältnis t/l ist von $^2/_3$ in fünf Stufen auf 4 variiert worden. Die Profile haben ein Dickenverhältnis $d/l = 0{,}0785$. Die Tiefe l betrug 90 mm. Gemessen wurden die statischen und die Gesamtdrücke über einer Teilung in 18 mm Abstand von den Hinterkanten. Sodann wurden auch statische Drücke an der Profil-Oberfläche und in der Mittelebene zwischen zwei Profilen bestimmt. Mit Hilfe der Schlierenapparatur konnten auftretende Verdichtungsstösse sichtbar gemacht werden.

A) *Sperrung* (Blockierung)

Es ist naheliegend, für die Strömung zwischen den Schaufeln die einfache «Querschnittstheorie», d. h. die eindimensionale Theorie der Lavaldüse zu verwenden. Mit den Bezeichnungen von Bild 1 und der Einführung von

T_0 = Ruhetemperatur (absolut)

p_0 = Ruhedruck der Anströmung

a^* = invariable (kritische) Schallgeschwindigkeit

$$= \sqrt{\frac{2\varkappa}{\varkappa+1}\, g R T_0}$$

$M^* = \dfrac{w}{a^*}$ = Machzahl, bezogen auf a^*

$M = \dfrac{w}{a}$ = Machzahl, bezogen auf die lokale Schallgeschwindigkeit $a = \sqrt{g \varkappa R T}$

lässt sich nach bekannten Methoden die Abhängigkeit von Geschwindigkeit und Querschnitt leicht angeben.

Bei Steigerung der Geschwindigkeit w_1 wird schliesslich ein Strömungszustand erreicht, bei dem im engsten Querschnitt gerade die kritische Schallgeschwindigkeit auftritt. Eine weitere Steigerung der Anströmgeschwindigkeit w_1 ist bei fester Ruhetemperatur T_0 nicht mehr möglich; es tritt, wie man sagt, «Sperrung» oder «Blockierung» ein. Für diesen Fall gilt[2]):

$$\frac{f}{f_{min}} = \frac{1}{M^*}\left\{\frac{\varkappa+1}{2} - \frac{\varkappa-1}{2} M^{*2}\right\}^{-\frac{1}{\varkappa-1}} \tag{1}$$

bzw.

$$\frac{f}{f_{min}} = \frac{1}{M}\left\{\frac{2}{\varkappa+1} + \frac{\varkappa-1}{\varkappa+1} M^2\right\}^{\frac{1+\varkappa}{2(\varkappa-1)}} \tag{1a}$$

Da es sich hier um Fälle handelt, wo f nicht wesentlich grösser wird als f_{min}, so kann man an Stelle von (1) eine daraus entwickelte Näherungsformel benützen: Mit $M^* - 1 = x$ folgt für nicht zu grosse x:

$$\frac{f}{f^*} = 1 + \frac{\varkappa+1}{2} x^2 - \frac{(\varkappa+1)\,(3-2\varkappa)}{6} x^3 + \dots \tag{2}$$

wobei es weiterhin genügt, nur die ersten zwei Glieder zu berücksichtigen und $f^* \backsim f$ zu setzen. Wir haben daher mit $\Delta f = f - f^*$, $\Delta f / f = \frac{1}{2}(\varkappa+1)\, x^2$, und die beiden Lösungen:

$$\begin{aligned} M^* &= 1 - \sqrt{\frac{2}{\varkappa+1}\frac{\Delta f}{f}} < 1 \\ M^* &= 1 + \sqrt{\frac{2}{\varkappa+1}\frac{\Delta f}{f}} > 1 \end{aligned} \tag{2a}$$

In Bild 1 unten sind die M^*-Verläufe längs dem Kanal für verschiedene Anfangszustände eingetragen. Die stark gezeichneten Kurven entsprechen den beiden Lösungen mit a^* im engsten Querschnitt. Schliesslich kann man noch von M^* auf M übergehen gemäss:

$$M = \frac{M^*}{\sqrt{\dfrac{\varkappa+1}{2} - \dfrac{\varkappa-1}{2} M^{*2}}} \tag{3}$$

In unserem Falle war $\Delta f_{max} = f_1 - f_{min}$; die entsprechenden Machzahlen M^*_1 und M^*_2 entsprechen Unter- bzw. Ueberschallgeschwindigkeit vor bzw. hinter dem Gitter. Die Sperrmachzahl ist also näherungsweise

$$M_1{}^*{}_{\text{Sp}} = 1 - \sqrt{\frac{2}{\varkappa+1}\,\frac{f_1 - f_{min}}{f_1}} \tag{4}$$

Zum Vergleich mit dem Versuch (Bild 2) sind die genauen Werte der Gleichung (1a) genommen worden. Die Uebereinstimmung der gerechneten und gemessenen Werte ist im ganzen untersuchten Bereich, wie man sieht, sehr gut.

B) *Widerstand der Profile*

Es ist leicht möglich, mit der eindimensionalen Methode den Widerstand eines Gitterprofils zu rechnen, falls angenommen wird, dass rechts vom engsten Querschnitt Ueberschallgeschwindigkeit herrscht und keine Verdichtungsstösse auf dem Profil auftreten. Offenbar ist dann der Widerstand ein Maximum. Reibung soll vernachlässigt werden; es handelt sich um einen reinen Druckwiderstand. Während bei $M < 1$ (im ganzen Bereich) zu jedem Querschnitt in der erwähnten Näherung *eindeutig* ein Druck gehört, also der Druckwiderstand insgesamt verschwindet, ferner auch die exakte Theorie zwar nicht genau Symmetrie aber auch verschwindende Gesamtkraft liefert, so ist bei gemischter Strömung (Durchgang durch die Schallgeschwindigkeit) eine fundamentale Unsymmetrie vorhanden. Diese *Zweideutigkeit* des Druckes in Abhängigkeit vom Querschnitt ist die eigentliche Ursache des Druckwiderstandes. Mindestens in unserem speziellen Falle ist somit der Widerstandsanstieg nicht durch Ablösungen und dergleichen hervorgerufen, sondern er stellt ein Phänomen der rationellen Gasdynamik dar.

Anstatt die Drücke auf der Profil-Oberfläche zu integrieren, können wir mit dem Impulssatz den Widerstand berechnen.

[1]) Im Auszug vorgetragen am 6. Internationalen Kongress für angewandte Mechanik in Paris 1946.

[2]) *R. Sauer:* Gasdynamik, Berlin 1943, S. 10.