

Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung
Herausgeber: Verlags-AG der akademischen technischen Vereine
Band: 67 (1949)
Heft: 4: Zum Rücktritt von Schulsrats-Präsident Rohn, 2. Heft

Artikel: Ueber die Strömung von Gasen durch ungestaffelte Profilgitter
Autor: Ackeret, J. / Rott, N.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-83993>

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

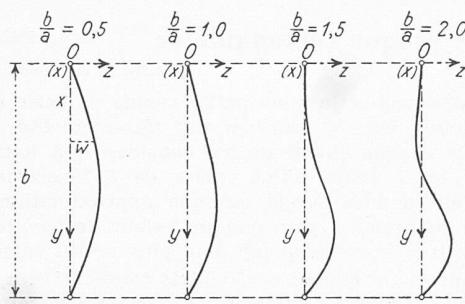
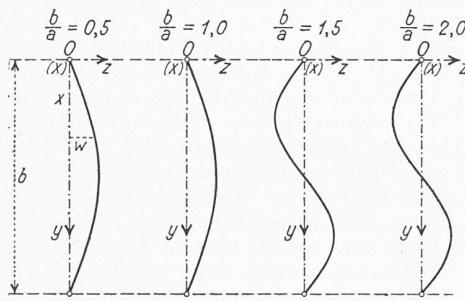
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées 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: 13.01.2026

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

Fig. 3 ($\xi = 4$)Fig. 4 ($\xi = 0$)

shenko pour la force critique axiale relative à une barre pesante verticale, articulée à ses extrémités⁵⁾.

2. Les résultats obtenus peuvent être appliqués au cas d'une plaque rectangulaire inclinée, pourvu que deux de ses côtés soient horizontaux. Il suffit alors, dans la formule (9), de remplacer $\gamma h b$ par $\gamma h b \sin \alpha$, α désignant l'angle formé par le feuillet moyen et un plan horizontal.

3. On pourrait également traiter le cas d'une plaque occupant une position quelconque dans l'espace, mais les calculs seraient notablement plus longs. Il en serait de même en général pour d'autres répartitions des forces appliquées au contour de la plaque et pour d'autres conditions d'appuis.

Ueber die Strömung von Gasen durch ungestaffelte Profilgitter

DK 621.135

Von Prof. Dr. J. ACKERET und Dr. N. ROTT, Zürich
(Schluss von Seite 41)

Die experimentelle Bestimmung der Widerstände wurde von Dr. F. Feldmann durchgeführt und zwar durch Messung des Druckes und des Impulsstromes vor und nach dem Gitter. Eine Wägung wäre an sich vorzuziehen gewesen, jedoch war damals die Dreikomponentenwaage noch nicht im Betrieb; auch hätten die Störungen durch die Aufhängung und durch die dann unvermeidlichen seitlichen Spalte in Kauf genommen werden müssen. Gemessen wurden die Verteilungen des statischen Druckes p und des Pitot-Druckes p_p . Daraus konnte die Kraftstrom-Dichte $p + \rho w^2$ rechnerisch bestimmt werden.

In isentroper Strömung ist $p_p = \text{konst.} = p_0$, wenn p_0 den gemessenen Ruhedruck bedeutet. Da, wo Entropie-Vergrösserungen auftreten, d. h. in Grenzschichten und hinter Verdichtungsstossen, ist $p_p < p_0$. Für Verdichtungsstossen gilt, dass die Ruhetemperatur T_0 nicht geändert wird. In Grenzschichten können wir dies nach einem Satz von Stodola und Busemann auch noch mit guter Näherung annehmen, sofern die Grenzschicht turbulent ist. Hinter dem Gitter, in der sogenannten Nachlaufdelle, ist Turbulenz vorhanden; am Profil aber können auf längere Strecken laminare Schichten bestehen. — Für die Auswertung haben wir mit konstantem T_0 gerechnet, a^* also als invariabel betrachtet. Die Werte $\frac{p + \rho w^2}{p_0}$, $\frac{p_p}{p_0}$ und

$\frac{\rho w}{\rho^* w^*}$ liegen für $x = 1,400$ in Tabellenform vor⁴⁾.

Da es sich um die Differenz der Kraftstrom-Integrale vor und hinter dem Gitter handelt, so muss man recht genau messen können. Immerhin kann die Schwierigkeit der Diffe-

renzbildung etwas gemildert werden, wenn man den Zustand vor dem Gitter rechnet und nicht die direkt gemessenen Werte verwendet. Insbesondere ist dann die Kontinuität gesichert. In nicht isentroper Strömung ist $\rho^* a^* = x p^*/a^*$ nicht konstant; da jedoch die Stautemperatur nach dem früher gesagten (nahezu) konstant angenommen werden kann, hat a^* überall den gleichen Wert. Wenn mit dem Index a der Wert bei adiabatischer Strömung bezeichnet wird, ist offenbar

$$(7) \quad \frac{p^*}{p_a^*} = \frac{p_p}{p_0} = \frac{(\rho^* a^*)}{(\rho^* a^*)_a}$$

Somit ist:

$$(8) \quad \frac{\rho w}{(\rho^* a^*)_a} = \frac{\rho w}{(\rho^* a^*)} \frac{p_p}{p_0}.$$

Das Integral

$$\int_0^f \frac{\rho w}{(\rho^* a^*)_a} df = f_1 \frac{\rho_1 w_1}{(\rho^* a^*)_a}$$

ist proportional dem Massenstrom und muss natürlich vor und nach dem Gitter gleich sein. Aus der Tabelle von Feldmann⁴⁾ folgt dann sofort der Anströmzustand, der zur Berechnung des Widerstandsintegrals

$$W = f_1 (p_1 + \rho_1 w_1^2) - \int_0^f (p_2 + \rho_2 w_2^2) df$$

verwendet wird.

Die Versuche wurden bei konstanter Reynolds'scher Zahl $Re = 350\,000$, bezogen auf l , w_1 und ρ_1 , durchgeführt. Die Ergebnisse sind in den Bildern 2 und 3 dargestellt, wo c_{wl} in Funktion von M_1 dargestellt ist. Es zeigt sich:

a) Vor dem Erreichen der Sperrmachzahl ist c_{wl} von M_1 praktisch unabhängig. c_{wl} wird bei grösserer Teilung kleiner, vermutlich weil die Uebergeschwindigkeiten an der Profil-Oberfläche kleiner werden.

b) Bei den Messreihen I, II und III beginnt der Widerstandsanstieg genau beim Erreichen der Sperrmachzahl und steigt dort vertikal bis zu einem Maximalwert. Bei Reihe IV ist ein kleiner, bei Reihe V ein grösserer Uebergangsbogen vorhanden. Man wird die Teilung $t/l = 2$ etwa als die Grenze ansehen dürfen, wo die «Kanaltheorie» versagt, ein merkwürdig grösser Wert!

c) Die gestrichelte Kurve in Bild 3 stellt die gerechneten Widerstandswerte dar, ebenso sind diese in Bild 2 eingetragen. Die gemessenen Werte c_{wl} sind so nahe bei der theoretischen Kurve, dass sogar im Falle V von guter Uebereinstimmung gesprochen werden kann. Auffallend ist natürlich, dass die gemessenen Werte nicht höher liegen, was man doch erwarten müsste, wenn noch Reibungen dazu kommen. Doch ist diese scheinbare Diskrepanz einigermassen verständlich. Erstens herrscht bei Sperrung und maximalem Widerstand längs des grössten Teils des Profils Druckabfall und deshalb wohl Laminarität der Grenzschicht mit entsprechend geringerem Widerstand. Zweitens ist nahe der Hinterkante der Druckanstieg auf dem Profil durch den schrägen Verdichtungsstoss (Bilder 4 und 6) schon spürbar, der den Formwiderstand etwas verkleinert. Das ist besonders bei Reihe V der Fall.

In Bild 4 ist der Verlauf der statischen Drücke längs der Kanalaxe und der Profil-Oberfläche für $t/l = \frac{2}{3}$ und für verschiedene Machzahlen aufgetragen. Auch hier zeigt sich, wie gering bei Sperrung die Unterschiede zwischen Kanalmitte und Oberfläche sind. Die Bilder 5 und 6 geben zwei Schlierenaufnahmen, die erste für einen Zustand, bei dem im engsten Querschnitt die Schallgeschwindigkeit gerade erreicht wird, die zweite bei maximalem Sperrwiderstand. Dort ist das Ueberschall-Verdichtungsstossgebiet hinter dem Gitter deutlich zu sehen. Bemerkenswert ist, dass der schwache Stoss (Bild 5) sich sofort über den ganzen Kanal erstreckt, sobald im engsten Querschnitt Schallgeschwindigkeit herrscht; dies ist wiederum ein Hinweis, wie genau die Kanal-Auffassung der Strömung zutrifft.

Aus diesen Versuchen kann man deutlich ersehen, dass die Widerstandsvergrösserung weit weniger mit Reibungs- und Ablösungsvorgängen als vielmehr mit der einfachen Tatsache des unsymmetrischen Druckfeldes zusammenhängt. Hier würde beispielsweise Grenzschicht-Absaugung nichts oder nur wenig helfen. Naturgemäss ist eine Uebertragung dieser Ergebnisse auf Profile im unendlichen Luftraum nicht ohne

⁵⁾ loc. cit. Ch. II, § 23.

⁴⁾ F. K. Feldmann: Mitteilungen des Institutes für Aerodynamik Nr. 14, S. 65-67, Zürich 1948, Verlag Leemann.

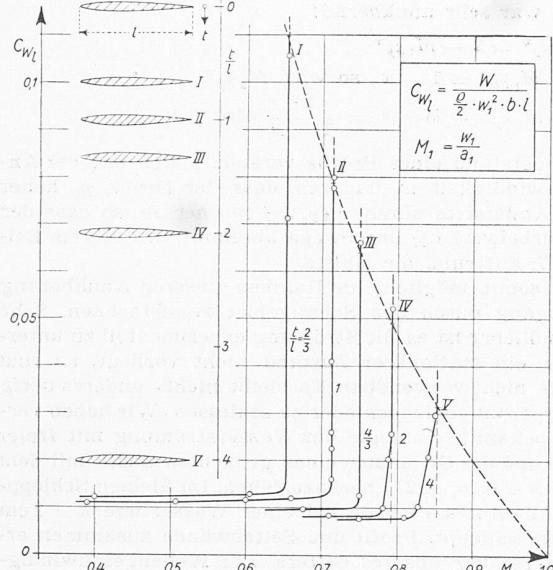


Bild 3. Verlauf der gemessenen Widerstände für verschiedene Teilungen. Gestrichelt: maximale theoretische Widerstände. Reynolds'sche Zahl $Re = w_1 l / v$ konstant = 350000 gehalten

weiteres zulässig. Aber man wird kaum fehlgehen mit der Annahme, dass auch dort ein wesentlicher Teil des Widerstandsanstieges auch in grenzschichtfreier Strömung vorhanden wäre. Aus der Rechnung geht der Vorteil *dinner Profile* hervor; diese sind ja heute ganz und gar im Vordergrund. Nicht nur wird die Sperrmachzahl bzw. der Beginn des Widerstandsanstieges hinaufgeschoben, sondern auch die Maximalwiderstände fallen erheblich kleiner aus.

C) Erzwungene Ueberschreitung der Sperrmachzahl

Die durch Formel (4) gegebene Sperrmachzahl kann unter den bisher eingeführten Annahmen nicht stetig überschritten werden. Und doch muss es im Prinzip möglich sein, beliebige Machzahlen zu erreichen. Man braucht sich ja nur zu denken, dass das Gitter durch das Gas *geschossen* werde. Dann ist es natürlich nicht ausgeschlossen, gegenüber der ruhenden Luft Machzahlen zu erhalten, die die Sperrmachzahl überstreiten. Die Aufklärung des hier vorliegenden scheinbaren Widerspruches ist schon vor längerer Zeit durch Busemann gegeben worden⁵⁾. Er findet, dass die Strömung nicht mehr stationär sein kann, dass vielmehr — auf unseren Fall über-

⁵⁾ A. Busemann: Verhandl. 3. Intern. Kongress für techn. Mechanik. Stockholm 1930. S. 282/6.

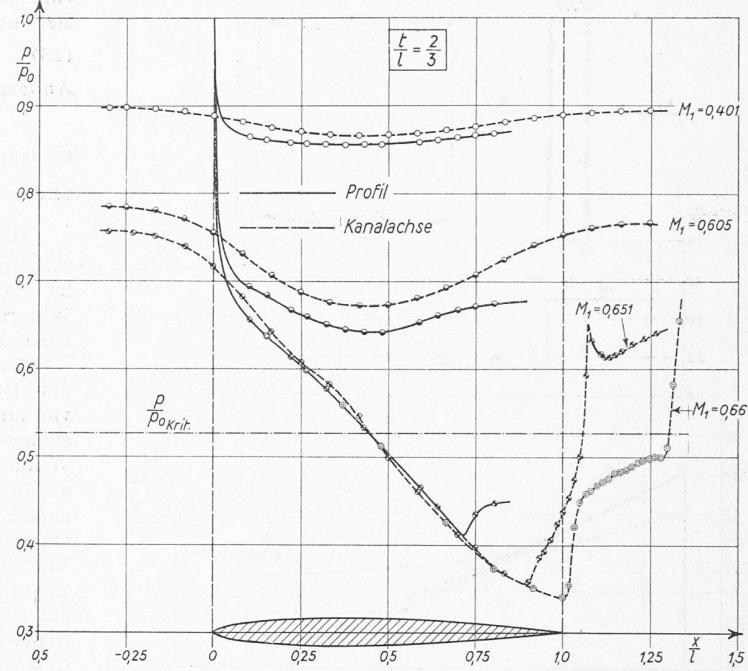


Bild 4. Druckverläufe in Kanalaxe und auf dem Profil für verschiedene Machzahlen

tragen — ein Verdichtungsstoss dem Gitter vorauslaufen muss. Wie wir gesehen haben, gibt es auch eine obere Sperrmachzahl für stationäre Strömung. Aus (2a) folgt nämlich, da $f_2 = f_1$ ist, näherungsweise:

$$M_{2,Sp}^* = 1 + \sqrt{\frac{2}{x+1} \frac{f_1 - f_{\min}}{f_1}} > 1$$

Strömungen, die schneller eintreten, können also stationär durchlaufen, weniger schnelle nicht mehr. Doch ist für diese Ueberschall-Durchströmung die einfache Querschnittstheorie kaum mehr zutreffend. Wir beschränken uns deshalb auf das Gebiet $M_{1,Sp}^* < M^* < M_{2,Sp}^*$. Hier muss also nach Busemann eine Stosswelle dem Gitter vorauslaufen und zwar mit der Relativgeschwindigkeit s (Bild 7). Es bezeichne w_0 die Geschwindigkeit des Gases relativ zum Gitter vor dem Stoss und w_1 dieselbe Geschwindigkeit nach dem Stoss, vor Gittereintritt. Die Geschwindigkeiten relativ zum Stoss sind also:

$$(10) \quad \begin{cases} c_0 = w_0 + s \text{ vor dem Stoss} \\ c_1 = w_1 + s \text{ nach dem Stoss} \end{cases}$$

Nun ist zu beachten, dass hinter dem Stoss der Geschwindigkeitszustand des Gases relativ zum Gitter stationär ist, und zwar muss nun gerade $M_1^* = w_1/a^* = M_{1,Sp}^*$ sein. Beim

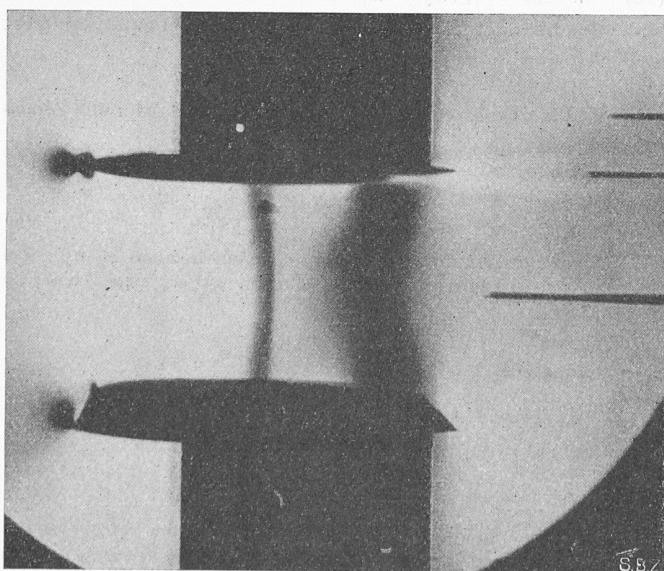


Bild 5. Schlierenbild bei Beginn der Sperrung. Blickrichtung längs der oberen Schaufel. Schwacher Verdichtungsstoss beim engsten Querschnitt

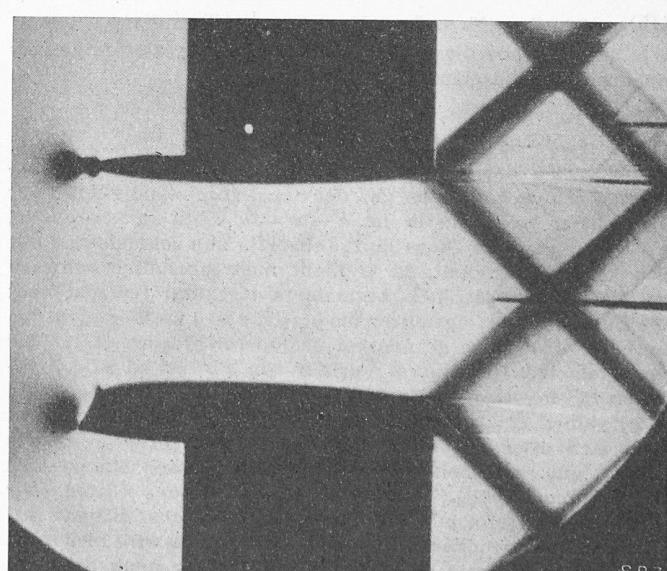


Bild 6. Schlierenbild bei maximalem Widerstand. Schiefe Verdichtungsstösse hinter dem Gitter

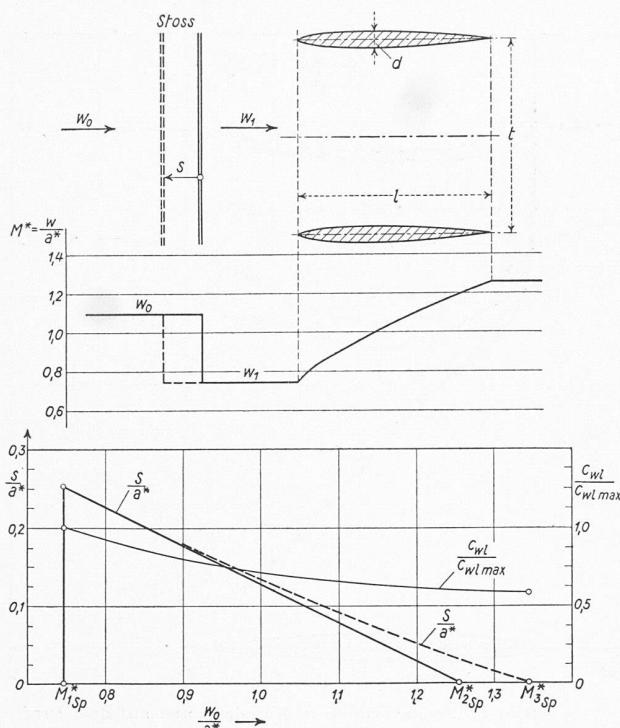


Bild 7. Erzwungene Ueberschreitung der Sperrmachzahl.
Relativgeschwindigkeit s des vorlaufenden Stosses (ausgezogen:
Näherung, gestrichelt: genaue Rechnung) und Verlauf des Wider-
standsbeiwertes für $M_1^* Sp = 0,75$

Durchgang durch den Stoss gilt die bekannte Prandtl'sche Beziehung

$$(11) \quad c_0 c_1 = a^*$$

Die Rechnung lässt sich exakt durchführen, doch erhält man alles Wesentliche auch durch eine stark vereinfachte Methode. Wir setzen näherungsweise:

$$(12) \quad \sqrt{c_0 c_1} = a^* \sim \frac{c_0 + c_1}{2} \quad \text{ferner: } a_0 \sim a_1 \sim a^* \sim a$$

indem ja bei Gittern mit relativ schwacher Sperrung die Geschwindigkeitsunterschiede und damit die Temperaturdifferenzen klein bleiben. Damit bekommen wir:

$$(13) \quad \begin{cases} c_0 + c_1 = 2a \\ c_0 - c_1 = w_0 - w_1 \end{cases} \quad \text{aus Gl. (10)}$$

daraus:

$$(14) \quad \begin{cases} c_0 = a + \frac{1}{2}(w_0 - w_1) \\ c_1 = a - \frac{1}{2}(w_0 - w_1) \end{cases}$$

Somit ergibt sich mit Gleichung (10)

$$(15) \quad s = c_0 - w_0 = c_1 - w_1 = a - \frac{1}{2}(w_0 + w_1)$$

Wir erhalten aus dieser einfachen Beziehung also folgenden linearen Zusammenhang:

$$\begin{array}{lll} w_0 & = & w_1 & a & 2a - w_1 \\ & = & a - w_1 & \frac{1}{2}(a - w_1) & 0 \end{array}$$

Ist w_0 gleich der Sperrgeschwindigkeit w_1 , so läuft ein unendlich schwacher Stoss mit der Schallgeschwindigkeit a vor dem Gitter weg, und es ist $s = a - w_1$. Mit grösserem w_0 wird s kleiner; der Stoss läuft (absolut) nun schneller als mit Schallgeschwindigkeit, da er nicht mehr unendlich schwach ist. Bei $w_0 = a$ ist kein besonderes Merkmal festzustellen; der Durchgang erfolgt durchaus stetig. $s = 0$ wird erreicht bei $w_0 = 2a - w_1$, also gerade bei der oberen Grenze $M_2^* Sp$ des Sperrgebietes. Der exakte Verlauf von s/a^* ist in Bild 7 gestrichelt eingetragen. Er ergibt bei einer höheren Machzahl $M_3^* Sp$ einen relativen Stillstand der Stossfront. In der Tat lässt sich diese gegenüber der Näherungstheorie veränderte Grenze gut verstehen. Wir würden, von grossen Machzahlen her kommend, $M_2^* Sp$ nur erreichen, wenn das Gitter sehr sorgfältig so geformt würde, dass ein Ueberschalldiffusor mit allmählichem Druckanstieg vorliegt. Einesteils wird dies nicht immer der Fall sein; andernteils ist es aber auch denkbar, dass die Lösung $M_3^* Sp$, die einen geraden Stoss erfordert, die stabilere ist. Der Stoss muss gerade so stark sein, dass er

vom Zustand $M_3^* Sp$ auf $M_1^* Sp$ führt. Die Prandtl'sche Beziehung verlangt aber, dass:

$$(16) \quad M_1^* Sp \cdot M_3^* Sp = 1$$

Anderseits war sehr annähernd:

$$M_2^* Sp = 2 - M_1^* Sp$$

setzen wir $M_1^* Sp = 1 - x$, so wird $M_2^* Sp = 1 + x$

$$\text{und } M_3^* Sp - M_2^* Sp = \frac{x^2}{1-x} \text{ also } > 0$$

Der Widerstand eines Profils verändert sich mit der Anströmgeschwindigkeit w_0 dadurch, dass der Druck p_1 höher ist als p_0 . Anderseits nimmt $\frac{1}{2} \rho_0 w_0^2$ rascher zu, so dass der Widerstandsbeiwert c_{wl} durchwegs abnimmt, in unserem Beispiel, Bild 7, auf rund die Hälfte.

Es ist somit möglich, im Rahmen unserer Annäherung den Durchgang durch das Schallgebiet zu berechnen. Sehr viel umständlicher ist es, die Strömung experimentell zu untersuchen. Da ein stationärer Zustand nicht vorliegt, so sind Windkanäle nicht verwendbar. Es bleibt nichts anderes übrig als die Körper zu schleppen oder zu schiessen. Wir haben versucht, die bekannte Analogie der Wasserströmung mit freier Oberfläche und der Strömung eines gedachten Gases mit dem Verhältnis $\alpha = c_p/c_v = 2$ heranzuziehen. Im kleinen Schleppkanal des Institutes¹⁾ wurde bei einer Wassertiefe $h \approx 2$ cm ein Profil gesleppt. Profil und Seitenwände zusammen ergeben eine Teilung unseres Gitters. Der Wellengeschwindigkeit $w = \sqrt{gh} = 0,443$ m/s entspricht die Schallgeschwindigkeit; es können also «transsonic»-Zustände leicht verwirklicht werden. Sobald die untere Sperrmachzahl nach oben überschritten wird, bildet sich die vorlaufende Stosswelle aus. Sie ist im Film sehr deutlich zu sehen. Leider eignet sich dieser aber für die Reproduktion nicht gut. Bild 8 gibt den Eindruck der Erscheinung wieder.

Eine bemerkenswerte Folgerung ergibt sich, wenn man sich das «geschosse» Gitter durch den Luftwiderstand schwach verzögert denkt. Man erreicht dann, von höheren Geschwindigkeiten kommend, die obere Sperrmachzahl. Wir nehmen der Einfachheit halber die Näherungsgerade von Bild 7 für die Relativgeschwindigkeit der sich nun bildenden vorlaufenden Stosswelle. Die Geschwindigkeit $w_0' = 2a - w_1$ zu Beginn der Sperrung sei eine gegebene Grösse. Die relative Vorlaufgeschwindigkeit s ist

$$(15) \quad s = a - \frac{1}{2}(w_0 + w_1)$$

und verschwindet für $w_0 = w_0'$. Das Gitter sei nun verzögert gemäss:

$$(17) \quad w_0 = w_0' - \beta t$$

dann ist die absolute Geschwindigkeit der vorlaufenden Stosswelle:

$$w_w = w_0 + s = w_0' - \beta t + a - \frac{1}{2}(w_0' - \beta t + w_1)$$

Da aber $w_1 = 2a - w_0'$, so ist

$$(18) \quad w_w = w_0' - \frac{1}{2}\beta t$$

Berechnen wir nun die Lage des «Geschosses» x_g und des Stosses x_w , ausgehend von der Stelle, wo $w_0 = w_0'$ war, so finden wir

$$x_g = w_0' t - \frac{1}{2}\beta t^2$$

$$x_w = w_0' t - \frac{1}{4}\beta t^2$$

oder:

$$x_w - x_g = \frac{1}{4}\beta t^2$$

Mit $t = (w_0' - w_0)/\beta = \Delta w_0/\beta$ folgt schliesslich:

$$(19) \quad x_w - x_g = \frac{(\Delta w_0)^2}{4\beta}$$

Wenn wir also eine Momentaufnahme des «Geschosses» machen, in der die exakte Mach'sche Zahl w_0/a ist, so muss

¹⁾ E. Preiswerk: Mitteilungen des Inst. für Aerodynamik Nr. 7.
²⁾ J. Ackeret: Mitteilungen des Inst. für Aerodynamik Nr. 8, S. 22.

nach Gleichung (19) ein Stoss davor sichtbar sein und zwar im Abstand

$$(20) \quad x_w - x_g = \frac{(\Delta M)^2}{4\beta} a^2$$

wo ΔM jetzt der Unterschied zwischen einer Sperrmachzahl und der augenblicklichen Machzahl ist. Betrachtet man Schlierenaufnahmen von fliegenden Gewehr- oder Artillerie-Geschossen in unmittelbarer Nähe von $M = 1^8$, so ist man erstaunt über den grossen Abstand, in dem die Welle vor der Geschoss spitze liegt. Es scheint uns etwas schwer verständlich, dass eine Welle in einem Abstand von beispielsweise fünf Geschoss-Durchmessern stationär bleiben könnte. Wenn es aber so wäre, dass auch bei frei fliegenden Körpern der Durchgang durch die Schallgeschwindigkeit strömungsmässig nicht-stationär erfolgte, wie dies bei dem Gitter zweifellos der Fall ist, so wären die grossen Abstände leicht erklärlch. Diese Erklärungsmöglichkeit liesse sich dadurch prüfen, dass man Wellenbilder von Geschossen gleicher Form und bei gleicher Machzahl, aber mit verschiedener Geschossmasse und damit verschiedenem β aufnimmt.

Beitrag zur Theorie der Energiewirtschaft

Von Prof. Dr. B. BAUER, Zürich
(Schluss von Seite 44)

DK 330.12 : 620.9

Wir lassen nun die frühere Annahme der fehlenden Konkurrenz auf dem Energiemarkt fallen, indem wir voraussetzen, dass sich bei jedem der n Verbraucher m Produzenten im Wettbewerb zur Energielieferung einstellen (Kohle, Öl, Gas, elektrische Energie usw.). Jeder Produzent P_1, P_{II} usw. wird sich vom gesamten Nutzenergiebedarf $\sum_1^n (E_n)$ der Verbrauchergruppe einen Lieferungsanteil E_1, E_{II} usw. in Form von Rohenergie sichern wollen, so dass

$$\sum_1^m (E) = \sum_1^n (E_n) + \sum_1^n (E_v)$$

wobei mit E_v die Energieverluste in den verschiedenen Umwandlungsgeräten beim einzelnen Verbraucher bezeichnet sind¹⁾. Die Rohenergiemengen sind also am Ort des Verbrauchers gemessen. Um bei der Ermittlung der Energiepreise auf dem Markt mitreden zu können, muss jeder Produzent nach dem oben geschilderten Verfahren feststellen, welcher Produktionskostenanteil auf eine bestimmte Lieferung seiner Provenienz entfällt.

Es möge z. B. der Verbraucher V_a in Bild 7 eine gegebene Nutzenergiemenge E_{na} benötigen, die er wahlweise mittels dreier verschiedener Rohenergieträger erzeugen kann. Die erforderlichen Rohenergiemengen bestimmen sich aus dem Jahreswirkungsgrad der respektiven Energieumwandlungseinrichtungen. Natürlich sind auch die Art und die Jahreskosten $p K_{ea}$ dieser Einrichtungen je nach Wahl der Rohenergieform verschieden, so dass sich für den gleichen Verbrau-

¹⁾ J. Ackeret: Gasdynamik, Handb. der Phys. Bd. VII, 1927, S. 338 (Aufnahme von Cranz). Sehr schöne Bilder aus dem ballistischen Institut Aberdeen, USA, s. v. Karman: Journ. of aeronautical sciences 1947, S. 392.

¹⁾ Hier ist die Summe über alle n Verbraucher zu bilden im Gegensatz zur vorhergehenden Gleichung für f_s (S. 44 linke Spalte unten in Nr. 3), die sich auf Bild 6 bezieht und in der sich die Summe nur über die i aktiven Verbraucher erstreckt. Die Zahl n ist im betreffenden Absatz überall durch i zu ersetzen

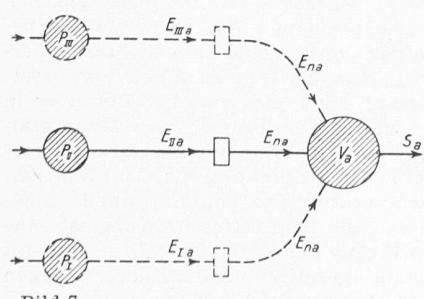


Bild 7

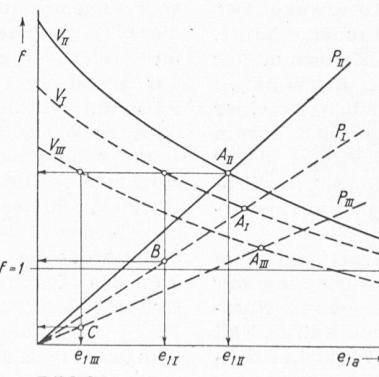


Bild 8

cher und die gleiche Nutzenergiemenge in unserem Beispiel drei verschiedene Wirtschaftlichkeitslinien ergeben (Bild 8).

Der Wirtschaftlichkeitsverlauf der drei konkurrierenden Produktions-Teilbetriebe sei durch die Geraden P_1, P_{II}, P_{III} gekennzeichnet. Jeder der drei Produzenten möchte die Lieferung übernehmen. Wenn wir zunächst die Folge des Ueberangebots vernachlässigen, wären die wahrscheinlichsten Preise jene, die den Schnittpunkten A_1, A_{II} und A_{III} entsprechen, sofern jeder Anbieter allein auf dem Markt stände. Ihr Wettbewerb erlaubt indessen dem Bezüger eine Auswahl zu treffen. Er wählt die günstigste Lösung nach Massgabe höchster Wirtschaftlichkeit seines Betriebs. Er wird folglich im Beispiel des Bildes 8 dem Lieferer P_{II} den Vorzug geben und mit ihm den Energiepreis e_{II} vereinbaren. Die Konkurrenten P_1 und P_{III} müssten dem Verbraucher zum mindesten die gleiche Wirtschaftlichkeit wie P_{II} gewährleisten, wenn sie an dessen Stelle die Lieferung tätigen möchten. Sie hätten zu diesem Zweck die Energiepreise e_{I} bzw. e_{III} in Kauf zu nehmen, die durch die Schnittpunkte der Horizontalen durch A_{II} mit den Wirtschaftlichkeitslinien V_1 und V_{III} bestimmt sind. P_{III} dürfte auf die Lieferung verzichten, weil seine Wirtschaftlichkeit hierbei unter $f_p = 1$ gerät (Punkt C in Bild 8). P_1 müsste sich praktisch mit einem noch kleineren Energiepreis als e_{I} begnügen, weil der Verbraucher den preissenkenden Einfluss des Ueberangebots zur Geltung bringen wird. Schliesslich hängt es allein vom günstigst gelagerten, von P_{II} ab, zu welchem Preis das Geschäft endgültig abgeschlossen wird, denn er wäre in der Lage, bei den Verhältnissen unseres Beispiels, von seinem hohen Wirtschaftlichkeitsquotienten etwas zu opfern, d. h. den Preis weiter zu senken, bis auch P_1 aus dem Markt geworfen ist.

Die oben genannte Forderung gleicher Wirtschaftlichkeit bedeutet, dass im Ausdruck

$$f_{va} = \frac{x S}{\left(\frac{e_1 E_n}{n} + p K_e \right) + kr}$$

die Summe der beiden ersten Nennerposten in allen drei Fällen die gleiche Grösse aufweisen soll, woraus folgt:

$$e_{I} \frac{E_n}{\eta_I} + p K_{eI} = e_{II} \frac{E_n}{\eta_{II}} + p K_{eII} = e_{III} \frac{E_n}{\eta_{III}} + p K_{eIII}$$

Das Verhältnis der drei Preise $e_{I} : e_{II} : e_{III}$ hängt also nur von E_n und den Gegebenheiten der drei im Wettbewerb stehenden Energieumformungsanlagen ab, wogegen die Preislage, d. h. in unserem Beispiel der Preis e_{II} , eine Funktion der Wirtschaftlichkeiten der zwei im Spiel stehenden Partnerbetriebe P_{II} und V_a ist. Es bleibt also immer dem gewählten günstigsten Produzenten vorbehalten, den Preis festzusetzen, und er greift damit in das Schicksal der übrigen Wettbewerber ein, denen nur die Wahl verbleibt, sich dem Preisdictat, unbekümmert der eigenen Wirtschaftlichkeit, zu beugen oder sich für die betreffende Lieferung vom Markte zurückzuziehen. Sucht man in obiger Gleichung z. B. nach dem wettbewerbsfähigen Preis e_{II} , so folgt:

$$e_{I} = \eta_I \left(\frac{e_{II}}{\eta_{II}} + p \frac{K_{eII} - K_{eI}}{E_n} \right)$$

woraus die wichtige Rolle ersichtlich wird, die den Kosten der Umformungsanlagen, den Wirkungsgraden und der Ausnutzung dieser Anlagen durch E_n in der Preisbildung zukommt. Es kann von zwei in Konkurrenz stehenden Produktionsbetrieben der eine für den Verbraucher die günstigere Lösung darstellen, nicht weil seine Wirtschaftlichkeitsgerade steiler verläuft, sondern weil die Gegebenheiten der Umformung seiner Rohenergie zum günstigeren Resultat führen (Vorteil der elektrischen Energie in gewissen Anwendungen).

Dieser Kampf um die Rohenergielieferung spielt sich zugleich auf allen Märkten bzw. bei allen Verbrauchern ab und zwar mit wechselndem Erfolg für den Lieferer, weil einmal Licht, einmal Nutzwärme, einmal mechanische Arbeit usw. erzeugt werden soll, wobei, wie schon gesagt, die Eignung einer gegebenen Rohenergieart zur Nutzenergieerzeugung sehr verschieden ist und verschieden auch der Kostenanteil,