

BESTIMMUNG DES VERLUSTBEIWERTS EINES BESCHLEUNIGUNGSGITTERS MIT GERINGER SCHAUFELLÄNGE DURCH MESSUNGEN AN EINEM GERADEN GITTER

Von

A. DONKÓ

Lehrstuhl für Kalorische Maschinen, Technische Universität Budapest

(Eingegangen am 28. Februar, 1975)

Vorgelegt von Prof. Dr. Gábor BASSA

1. Einleitung

Unter realen Verhältnissen entsteht im Austrittsquerschnitt eines Beschleunigungsgitters mit geringer Schaufellänge, besonders infolge von Reibung und Randwirkungen, ein stark inhomogenes Geschwindigkeitsfeld. Durch diese Tatsache wird die Beurteilung des für die Wirtschaftlichkeit der Energieumwandlung auf einem solchen Beschleunigungsgitter kennzeichnenden Wirkungsgrades bzw. des Verlustbeiwertes bestimmt. Bei einem Gitter mit großer Schaufellänge, wo die Randwirkungen von viel geringerer Bedeutung sind, das Geschwindigkeitsfeld ausgeglichen ist, steht die Sache einfach. Weichen nämlich die Geschwindigkeiten nicht stark voneinander ab, läßt sich die Durchschnittsgeschwindigkeit durch einfache Mittelwertbildung aus den Geschwindigkeiten bestimmen und in Kenntnis der Durchschnittsgeschwindigkeit der Wirkungsgrad bzw. der Verlustbeiwert des Gitters berechnen. Diese Bestimmung der Durchschnittsgeschwindigkeit führt zu keinem richtigen Ergebnis bei einem Beschleunigungsgitter mit geringer Schaufellänge, in dessen Austrittsquerschnitt die örtlichen Geschwindigkeiten voneinander stark abweichend sind. Der die wirklichen Verhältnisse gut spiegelnde Verlustbeiwert kann nur bestimmt werden, wenn das inhomogene Geschwindigkeitsfeld durch örtliche Sondierungen im ganzen Querschnitt »kartiert« wird; aus den Ergebnissen können die örtlichen Verlustbeiwerte bestimmt und dann aus diesen durch richtige Deutung der Strömungsverhältnisse der Mittelwert gebildet werden.

Bei dem Beschleunigungsgitter mit geringer Schaufellänge können Profil- und Randverluste voneinander nicht getrennt werden, weil sich im gesamten Strömungsquerschnitt die Störwirkung der Sekundärströmung infolge der endlichen Schaufellänge in beträchtlichem Maße geltend macht. Das ist in Abb. 1 gut zu sehen, wo die Verteilung des Verlustbeiwerts im Austrittsquerschnitt eines Kanals des Beschleunigungsgitters dargestellt ist. Es gibt keine störungsfreie Strömungszone, in der nur mit dem Profilverlust zu rechnen

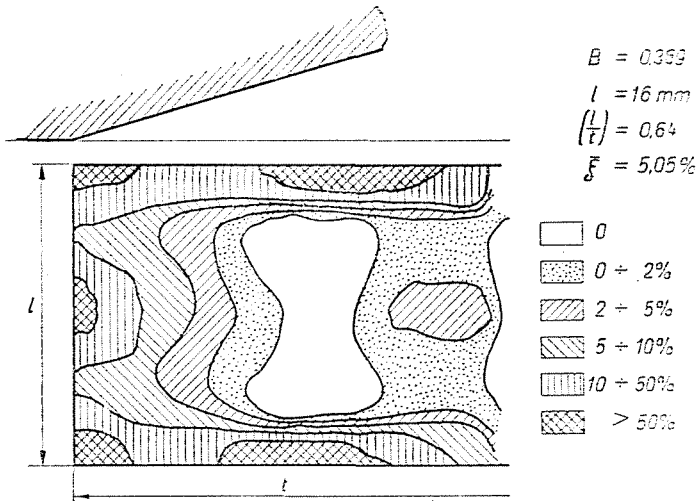


Abb. 1. Verluste im Austrittsquerschnitt eines Beschleunigungskanals

wäre. Nach Holliger läßt sich der kritische Wert des Verhältnisses der Schau-
 fellänge (l) zu der Teilung (t), bei dem die durch Randwirkungen gestörten
 Zonen gerade noch aneinanderreichen, mit dem Zusammenhang bestimmen:

$$\left(\frac{l}{t}\right)_{kr} = (6 \div 10) \sqrt{\xi_p},$$

wo ξ_p der Profilverlustbeiwert ist.

In [5] wird aufgrund der Versuchsergebnisse von Ohlsson ein Zusammen-
 hang für die Bestimmung des gemeinsamen Werts der Profil- und Randver-
 luste mitgeteilt, nach dem die Summe der für das Schaufelgitter kritischer
 Länge getrennt berechneten Profil- und Randverluste mit einem Wert $f\left[\left(\frac{s}{t}\right),$
 $\left(\frac{s}{t}\right), \left(\frac{1}{t}\right)_{kr}\right]$ erhöht werden muß. Nach unseren eigenen Meßergebnissen scheint
 es, daß diese Beurteilung eine übermäßige Vereinfachung der wirklichen Verhält-
 nisse darstellt. Die Methode zur Bestimmung der Profilverluste in [5] gibt
 nämlich bei optimaler Schaufelteilung ein richtiges Ergebnis, wobei die opti-
 male Teilung nur in Abhängigkeit von der Richtungsablenkung angegeben ist.
 Dabei ist jedoch bei einem Beschleunigungsgitter mit geringer Schaufellänge
 die optimale Teilung auch von der Schaufellänge abhängig. Es ist wahrschein-
 lich, daß die optimale Teilung von Gittern mit größerer Schaufellänge als die
 kritische nur wenig oder gar nicht von l abhängig ist, jedoch bei Schaufelungen
 unter der kritischen Länge der Einfluß von l nicht vernachlässigt werden darf.

Unsere bei Versuchen mit Gittern geringer Schaufellänge gemachten Erfahrungen zeigten, daß der Gitterwirkungsgrad auch durch Maßrichtigkeit und Formtreue der das Gitter bildenden Profile empfindlich beeinflusst wird. Bei Stufen mit geringem Volumenstrom, d. h. mit geringer Schaufellänge, hat die Fertigungstechnik der Düsenbogen und der Schaufelung eine größere Bedeutung für den Wirkungsgrad der Stufe als bei Stufen mit größerer Schaufellänge.

Infolge der hohen Zahl der Einflußfaktoren des Geschwindigkeitsfeldes bzw. der Wirtschaftlichkeit der Energieumwandlung, infolge der Unbestimmbarkeit nach mathematischen Methoden ihres Einflußgrades können zuverlässige Informationen über das Geschwindigkeitsfeld nur durch Messungen im Großversuch an einem Versuchsgitter von tatsächlich gleicher Größe gewonnen werden. Bei der Herstellung der Versuchsgitter ist auch das Fertigungsverfahren der ähnlich kurzen Schaufelung zu berücksichtigen.

Im weiteren soll die Bestimmung des Verlustbeiwerts eines Beschleunigungsgitters mit geringer Schaufellänge durch örtliches Sondieren des Geschwindigkeitsfeldes beschrieben werden.

2. Meßverfahren

Verlustbeiwert bzw. Wirkungsgrad des einführend kurz gekennzeichneten Beschleunigungsgitters mit geringer Schaufellänge lassen sich im Versuch bestimmen. Das im Versuch anwendbare Meßverfahren wird durch den Charakter der Strömung bestimmt, da man nur mit einem Meßverfahren zum Ziel kommen kann, nach dem das unausgeglichene Geschwindigkeitsfeld bekannt wird. Ein Geschwindigkeitsfeld darf als bekannt betrachtet werden, wenn man in jedem einzelnen Punkt die Geschwindigkeit nach Richtung und Größe kennt. Es besteht jedoch nur die Möglichkeit, in Punkten endlicher Zahl des Geschwindigkeitsfeldes Richtung und Größe der Geschwindigkeiten zu messen.

Es wäre zweckmäßig, bei Untersuchungen an Beschleunigungsgitter-Modellen im Großmaßstab für Dampfturbinen als (Versuchs-) Strömungsmedium Dampf in den tatsächlichen Betriebsverhältnissen entsprechendem Zustand zu benutzen. Leider würden sich die Messungen mit der Anwendung von Dampf sehr verwickelt gestalten, vor allem weil, damit die Meßergebnisse durch eine etwaige Aggregatzustandsänderung des Dampfes im Gerät (in den Leitungsabschnitten mit kleinem Durchmesser) nicht verfälscht werden, zweckmäßigerweise Heizung oder ein Gebläse eingesetzt werden müßten. Die Messung wird viel einfacher und zuverlässiger sein, wenn als Versuchsmedium Luft benutzt wird. Die Vergleichsmessungen an aus verschiedenen Profilen mit verschiedenen Teilungen ausgestalteten Beschleunigungsgittern liefern

auch mit Luft richtige Ergebnisse und das Gitter mit dem besten Wirkungsgrad kann zuverlässig ausgewählt werden.

Es ist zweckmäßig, die vergleichenden Messungen für den mittleren Kanal eines geraden Gitters aus 3,5 eventuell 7 Kanälen bzw. für eine Länge gleich der Teilung t durchzuführen. Aus den so erhaltenen Meßwerten kann ein für ein unendliches Gitter gültiger Verlustbeiwert ermittelt werden.

Um die örtliche Geschwindigkeit zu bestimmen, müssen die Zustandskennwerte (p_0, t_0) der Luft vor dem Gitter, der statische Druck (p_1) nach dem

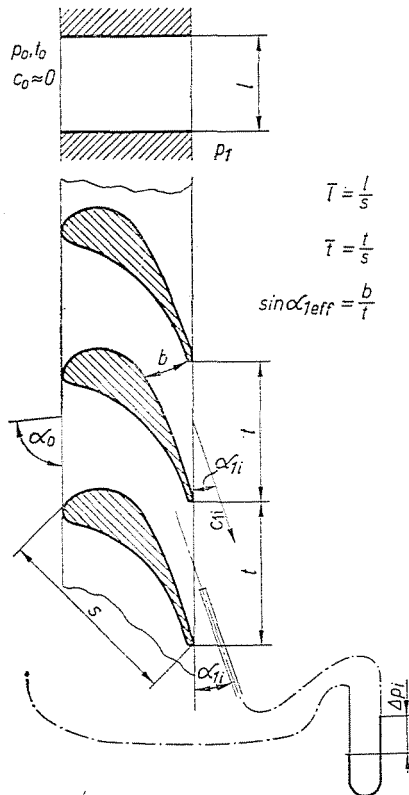


Abb. 2. Schematische Darstellung des geraden Beschleunigungsgitters, Bezeichnungen

Gitters, die Strömungsrichtung α_{1i} und die Gesamtdruckverminderung Δp_1^h gemessen werden (Abb. 2). Nach Abschnitt 3,1 wird der örtliche Verlustbeiwert mit dem funktionellen Zusammenhang $\zeta_i(B_i, \Delta p_i)$ ausgedrückt, für dessen Bestimmung die Messung der angeführten Kennwerte ebenfalls genügt. Das örtliche Druckverhältnis B_i , das das Verhältnis des Gegendrucks p_1 des Gitters zu dem mit der Pitot-Sonde gemessenen örtlichen Staudruck p_{0i}

bedeutet, lautet also

$$B_i = \frac{P_1}{P_{0i}}$$

In einem inhomogenen Geschwindigkeitsfeld kann der statische Druck (p_1) nach dem Gitter — besonders im Bereich der hohen Geschwindigkeiten — selbst mit der am sorgfältigsten ausgestalteten Sonde nur mit unsicherer Genauigkeit gemessen werden. Ein die Wirklichkeit besser annäherndes Ergebnis wird erhalten, wenn der Raum hinter dem Gitter so herausgebildet wird, daß er das Geschwindigkeitsfeld nicht störe, und der in diesem Raum herrschende Druck als Druck p_1 angenommen wird. Sowohl für die Durchführung der Messung als auch für die Genauigkeit der Ergebnisse ist es am günstigsten, wenn sich hinter dem Gitter ein freier Raum unter Umgebungsdruck befindet. Bei einem aus sich verengenden Kanälen bestehenden Beschleunigungsgitter ist die genannte Vereinfachung in Abhängigkeit vom Strömungsaustrittswinkel des Gitters nur bei einem Druckverhältnis über $0,2 \div 0,15$ zulässig.

3. Auswertung der Messungen

3.1 Bestimmung der örtlichen Geschwindigkeit und des örtlichen Verlustbeiwerts

Um die Berechnungen zu vereinfachen, wird angenommen, daß bei der Durchströmung des Beschleunigungsgitters — im Beharrungszustand — zwischen Medium und Umgebung kein Wärmeaustausch erfolgt, also mit einer reibungsbehafteten adiabatischen Zustandsänderung gerechnet werden darf. Der zugelassene Fehler übersteigt dabei nicht die Meßgenauigkeit, da sich die Zustandsänderung in sehr kurzer Zeit abspielt.

Wäre die Strömung vollkommen verlustfrei, würde sich die Luft mit den Zustandskennwerten p_0, T_0 bei dem Ausströmen in den Raum unter Druck p_1 auf die Geschwindigkeit c_{1s} beschleunigen. Anhand der Energiegleichung wird diese theoretische Geschwindigkeit, ist die Geschwindigkeit c_0 vor dem Gitter vernachlässigbar klein, aus den Formeln

$$c_{1s} = \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p_0}{\rho_0} \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right]}$$

oder

$$c_{1s} = \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa - 1} RT_0 \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right]} \quad (1)$$

berechnet. Die wirkliche örtliche Geschwindigkeit hingegen wird als eine theoretische Geschwindigkeit berechnet, die durch isentropische Expansion aus dem mit der Pitot-Sonde gemessenen, durch $p_{oi}(T_{oi} = T_0)$ bestimmten Anfangszustand entstehen würde (Abb. 3). $T_{oi} = T_0$, weil angenommen wird, daß die Zustandsänderung adiabatisch sei. Damit gilt für die örtliche Geschwindigkeit

$$c_{1i} = \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p_{oi}}{\rho_{oi}} \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_{oi}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]}$$

oder

$$c_{1i} = \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa-1} RT_0 \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_{oi}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]} \quad (2)$$

Der örtliche Verlustbeiwert läßt sich als Verhältnis der in den einzelnen Meßpunkten infolge der wirklichen Verhältnisse entstandenen Geschwindigkeitsenergieabnahme zur theoretischen Geschwindigkeitsenergie errechnen:

$$\zeta_i = \frac{c_{1s}^2 - c_{1i}^2}{c_{1s}^2} \quad (3)$$

Werden in den vorstehenden Ausdruck für ζ_i die Zusammenhänge (1) und (2) eingesetzt und die möglichen Vereinfachungen durchgeführt, erhält man

$$\zeta_i = \frac{B_i^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - B^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}{1 - B^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} \quad (4)$$

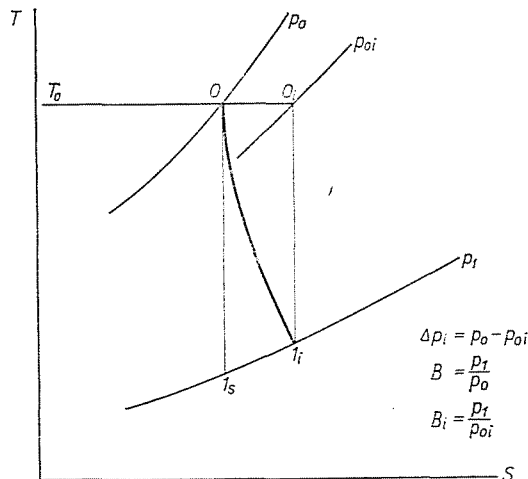


Abb. 3. Darstellung der Zustandsänderung im T-s-Diagramm

In (4) bedeuten $B = \frac{P_1}{P_0}$ das theoretische Druckverhältnis des Gitters, $B_i = \frac{P_1}{P_{0i}}$ das auf den zu den wirklichen Bedingungen gehörenden Gesamtdruck p_{0i} bezogene, sog. örtliche Druckverhältnis. Aus den Meßergebnissen können sowohl B als auch B_i bestimmt werden, es empfiehlt sich dennoch, das örtliche Druckverhältnis B_i als Funktion von B und Δp_i auszudrücken; die örtliche Gesamtdruckabnahme ist $\Delta p_i = p_0 - p_{0i}$. Es gilt also

$$B_i = \frac{P_1}{P_0 - \Delta p_i} \tag{5}$$

Diese Beziehung kann mit der Einführung des relativen Gesamtdrucks $p_{0R} = p_0 - p_1$ in der Form

$$B_i = \frac{B}{1 - \frac{\Delta p_i}{P_{0R}} (1 - B)} \tag{6}$$

geschrieben werden. Den Ausdruck von B_i gemäß (6) in (4) eingesetzt, erhält man nach der Vereinfachung

$$\zeta_i = \frac{B^{\frac{x-1}{x}}}{1 - B^{\frac{x-1}{x}}} \left\{ \frac{1}{\left[1 - \frac{\Delta p_i}{P_{0R}} (1 - B) \right]^{\frac{x-1}{x}}} - 1 \right\} \tag{7}$$

Nach (7) ist der örtliche Verlustfaktor nur von dem theoretischen Druckverhältnis B und von dem relativen Druckverlust $\frac{\Delta p_i}{P_{0R}}$ abhängig.

Ist die wirkliche örtliche M -Zahl der Strömung $M_i \leq 1$, stimmt der örtliche Druckverlust Δp_i mit der Differenz zwischen dem mit der Pitot-Sonde gemessenen Staudruck und dem theoretischen Gesamtdruck überein. Ist $M_i > 1$, übersteigt die mit der Pitot-Sonde meßbare Druckdifferenz $\Delta p'_i$ den dem Verlust entsprechenden Wert, weil bei wirklichen Geschwindigkeiten über der Schallgeschwindigkeit die durch die Sonde erzeugt Kopfwellen einen Druckabfall verursacht, der nicht vernachlässigt werden darf. Die mit der Sonde meßbare Druckdifferenz ($\Delta p'_i$) setzt sich also aus zwei Teilen zusammen

$$\Delta p'_i = \Delta p_i + (\Delta p_{fn})_i,$$

wo $(\Delta p_{fn})_i$ der infolge der Kopfwellen entstandene Druckabfall ist. Der Gesamt-

druckabfall infolge der Verluste ergibt sich also zu

$$\Delta p_i = \Delta p'_i - (\Delta p_{fh})_i,$$

oder mit relativen Werten ausgedrückt.

$$\frac{\Delta p_i}{p_{oR}} = \frac{\Delta p'_i}{p_{oR}} - \frac{(\Delta p_{fh})_i}{p_{oR}} \quad (8)$$

Aus den Eichungsergebnissen der Sonde läßt sich feststellen, daß man im (Geschwindigkeits-) Bereich $1 \leq M_1 \leq 1,6$ keinen groben Fehler begeht, wenn die Druckverminderung infolge der Kopfwelle aus dem Verhältnis der Gesamtdrücke vor und hinter der senkrechten Stoßwelle rechnerisch ermittelt wird (Abb. 4). Mit den Bezeichnungen in Abb. 5 ist p_{oi} der der verlustbehaftete-

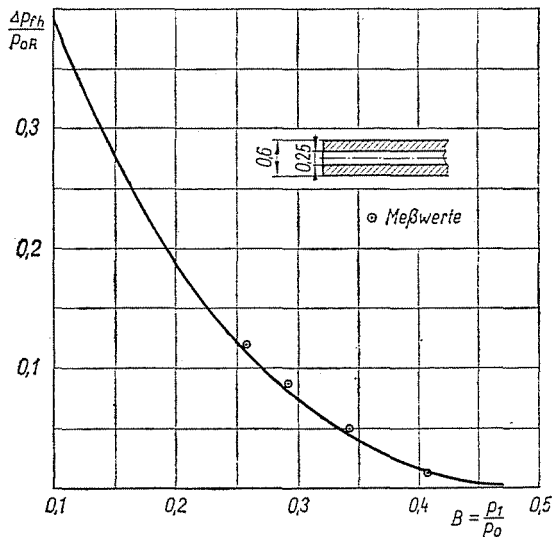


Abb. 4. Relativer Wert des Druckabfalls infolge der durch die Sonde erzeugten Kopfwelle nach Zusammenhang (11) und nach Messungen.

ten Strömung entsprechende Gesamtdruck und zugleich der Gesamtdruck vor der durch die Sonde erzeugten Kopfwelle. Der hinter der Kopfwelle meßbare, durch die Sonde angezeigte Staudruck ist p_{oi}' . Das Verhältnis dieser beiden Drücke ist von der tatsächlichen örtliche M -Zahl, von M_i abhängig:

$$\frac{p_{oi}'}{p_{oi}} = \frac{\left(\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}\right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}} M_i^{\frac{2\kappa}{\kappa-1}}}{\left(M_i^2 + \frac{2}{\kappa + 1}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \left(\frac{2\kappa}{\kappa - 1} M_i^2 - 1\right)^{\frac{1}{\kappa-1}}} \quad (9)$$

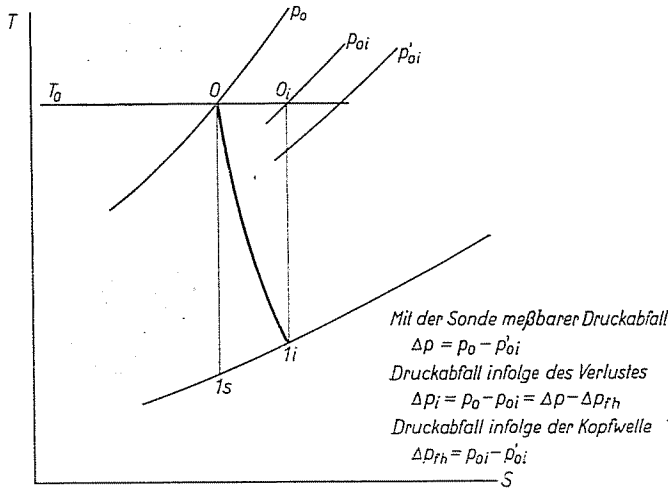


Abb. 5. Deutung der Bezeichnungen im T-s-Diagramm.

Der Druck hinter der Kopfswelle kann auch mit $(\Delta p_{fh})_i$, dem durch die Kopfswelle erzeugten Druckabfall ausgedrückt werden:

$$p_{oi}' = p_{oi} - (\Delta p_{fh})_i$$

daraus

$$\frac{p_{oi}'}{p_{oi}} = 1 - \frac{(\Delta p_{fh})_i}{p_{oi}}$$

oder auf den relativen Druckabfall übergegangen:

$$\frac{p_{oi}'}{p_{oi}} = 1 - \frac{(\Delta p_{fh})_i}{\frac{p_{oR}}{1 - B} - \frac{\Delta p_i}{p_{oR}}} \tag{10}$$

Aus den Gleichungen (9) und (10) ist der Relativwert des durch die Kopfswelle verursachten Druckabfalls

$$\frac{(\Delta p_{fh})_i}{p_{oR}} = \frac{1 - \frac{\Delta p_i}{p_{oR}}(1 - B)}{1 - B} \left[1 - \frac{\left(\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}\right)^{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}} M_i^{\frac{2\kappa}{\kappa - 1}}}{\left(M_i^2 + \frac{2}{\kappa - 1}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \left(\frac{2\kappa}{\kappa - 1} M_i^2 - 1\right)^{\frac{1}{\kappa - 1}}} \right] \tag{11}$$

Die örtliche Machzahl der verlustbehafteten Strömung ist eine Funktion des wirklichen örtlichen Druckverhältnisses.

$$M_i = \sqrt{\frac{2}{\kappa - 1} \left(\frac{1}{B_i^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} - 1 \right)}$$

Nach Einsetzen des wirklichen örtlichen Druckverhältnisses B_i nach (6) erhält man

$$M_i = \sqrt{\frac{2}{\kappa - 1} \left\{ \frac{\left[1 - \frac{\Delta p_i}{p_{oR}} (1 - B) \right]^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}{B^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} - 1 \right\}} \quad (12)$$

Bei Strömungen mit Geschwindigkeiten über der Schallgeschwindigkeit kann mit der Gesamtdrucksonde nur die Summe der Druckabfälle infolge der Verluste und der Kopfwelle gemessen werden, daher läßt sich $\frac{(\Delta p_{fh})_i}{p_{oR}}$ nur durch Iteration bestimmen. Da die Ausdrücke sehr verwickelt sind, kann die Iteration mit hinreichender Genauigkeit nur auf einer Rechenanlage durchgeführt werden.

Nach den bisherigen Ausführungen wird also der Verlustbeiwert in den Meßpunkten, wo die wirkliche Strömungsgeschwindigkeit höher als die örtliche Schallgeschwindigkeit ist, aus folgendem Zusammenhang bestimmt:

$$\zeta_i = \frac{B^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}{1 - B^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} \left\{ \frac{1}{\left[1 - \left(\frac{\Delta p'_i}{p_{oR}} - \frac{(\Delta p_{fh})_i}{p_{oR}} \right) (1 - B) \right]^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} - 1 \right\} \quad (13)$$

Abb. 6 zeigt das Berechnungsergebnis und läßt sich als Behelf benutzen, wenn in einzelnen Punkten des Austrittsquerschnitts eines Beschleunigungskanals oder Beschleunigungsgitters oder in allen Meßpunkten nur die örtliche Geschwindigkeit oder der örtliche Verlustbeiwert bestimmt werden soll, um das wirkliche Geschwindigkeitsfeld aufzuzeichnen.

3.2 Bestimmung der mittleren Geschwindigkeit und des mittleren Verlustbeiwerts aus örtlichen Größen für ein Beschleunigungsgitter mit vorgegebener Geometrie

Wie aus den vorigen Ausführungen zu erkennen war, kann das Geschwindigkeitsfeld »kartiert« und daraus können auch die örtlichen Verlustbeiwerte ermittelt werden (Abb. 1). Der mittlere Verlustbeiwert des vollen Kanals läßt sich aus der ζ_i -Verteilung auf verschiedene Weise bestimmen.

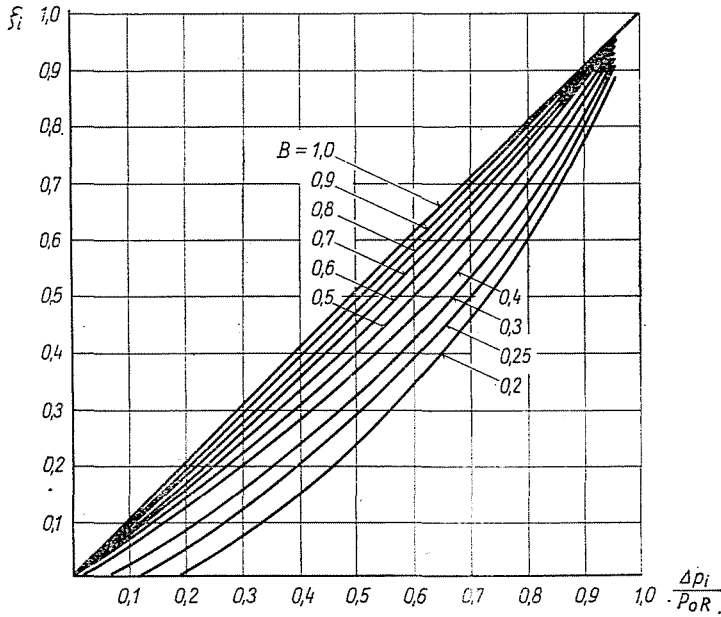


Abb. 6. Verlustbeiwert ζ_i in Abhängigkeit von dem relativen Druckabfall

Die Lage ist am einfachsten, wenn die örtliche Verlustbeiwerte voneinander nicht stark abweichen und die Meßpunkte im Austrittsquerschnitt vollkommen gleichmäßig verteilt sind. In einem solchen Fall darf das arithmetische Mittel aus den örtlichen Verlustbeiwerten mit guter Näherung als mittlerer Verlustbeiwert angenommen werden.

$$\bar{\zeta} = \frac{\sum_{i=1}^n \zeta_i}{n} \tag{14}$$

Diese einfache Methode würde jedoch in den meisten praktischen Fällen nur eine grobe Näherung ergeben. Es wäre ein besonders großer Fehler, den mittleren Verlustbeiwert des hier behandelten Beschleunigungsgitters mit geringer Schauffellänge nach diesem Verfahren zu bestimmen.

Vielfach wird für die Ermittlung des mittleren Verlustbeiwerts die Integration der Verlustbeiwertfläche benutzt, nach der

$$\bar{\zeta} = \frac{\iint \zeta_i dt dl}{t \cdot l} \tag{15}$$

Die Integration kann — ohne die Verlustbeiwertfläche aufzuzeichnen — durch einfache Summierung ersetzt werden, wenn die örtlichen Verlustbei-

werte ζ_i in einer hinreichenden Zahl der Strömungsfeldpunkte meßtechnisch ermittelt wurden; es wird dann nämlich kein großer Fehler begangen, wenn für $(\Delta t, \Delta l)_i = \Delta a_i$ Feldelemente ζ_i als konstant betrachtet wird.

$$\bar{\zeta} = \frac{\sum_{i=1}^n \zeta_i \Delta a_i}{t \cdot l} \quad (16)$$

Die Zusammenhänge (15) und (16) geben eigentlich das nach der Strömungsfläche gewogene Mittel des Verlustbeiwerts an.

Ob die Mittelwertbildung nach (15) oder nach (16) durchgeführt wird, erhält man immer für den mittleren Verlustbeiwert einen Wert über dem wirklichen. Der Fehler im Ergebnis ist umso größer, je stärker die örtlichen Verlustbeiwerte voneinander abweichen.

Einen die wirklichen Verhältnisse gut spiegelnden mittleren Verlustbeiwert erhält man in der Annahme eines mit dem wirklichen identischen Massenstromes mit homogenem Geschwindigkeitsfeld, wobei der durch diesen repräsentierte Geschwindigkeitsenergiestrom mit dem Geschwindigkeitsenergiestrom des wirklichen Massenstroms mit inhomogenem Geschwindigkeitsfeld übereinstimmt.

$$\frac{\bar{c}_1^2}{2} \iint c_{1i} \varrho_{1i} dt dl = \iint \frac{c_{1i}^2}{2} c_{1i} \varrho_{1i} dt dl \quad (17)$$

Will man mit noch größerer Genauigkeit verfahren, dann muß auch die Richtung der örtlichen Geschwindigkeit α_{1i} berücksichtigt werden. Gl. (17) wird in der Form angeschrieben:

$$\frac{\bar{c}_1^2}{2} \iint c_{1i} \varrho_{1i} \sin \alpha_{1i} dt dl = \iint \frac{c_{1i}^2}{2} c_{1i} \varrho_{1i} \sin \alpha_{1i} dt dl.$$

Auch diese Form enthält noch gewisse Vernachlässigungen, da sie voraussetzt, daß die Geschwindigkeiten in $l = \text{konst.}$ Ebenen liegen. Nach den Richtungsmessungen ist diese Annahme praktisch richtig, oft darf selbst von der Änderung von α_{1i} abgesehen werden; der Fehler verbleibt innerhalb der Meßgenauigkeit.

In der Gleichheit (17) ist \bar{c}_1 der Geschwindigkeitswert des angesetzten homogenen Geschwindigkeitsfeldes, d. h. eine fiktive Durchschnittsgeschwindigkeit. Nach der Deutung gemäß (3) des Verlustbeiwerts kann \bar{c}_1 mit Hilfe des mittleren Verlustbeiwerts $\bar{\zeta}$ und der isentropischen Geschwindigkeit c_{1s} ausgedrückt werden:

$$c_1 = \sqrt{1 - \bar{\zeta}} c_{1s} \quad (18)$$

Nach den möglichen Vereinfachungen ergibt sich der mittlere Verlustbeiwert aus (17) und (18) zu:

$$\bar{\zeta} = 1 - \frac{\int \int (1 - \zeta_i)^{3/2} \varrho_{1i} dt dl}{\int \int (1 - \zeta_i)^{1/2} \varrho_{1i} dt dl} \quad (19)$$

In Anbetracht des Charakters des wirklichen, inhomogenen Geschwindigkeitsfeldes können für das Strömungsfeld $t \cdot l$ kaum die Funktionen $\varrho_{1i} = f_1(t, l)$ und $\zeta_i = f_2(t, l)$ mit allgemeiner Gültigkeit angeschrieben werden, daher kann ein numerischer Wert lediglich durch graphische Integration nach den Flächen $(1 - \zeta_i)^{3/2} \varrho_{1i}(t, l)$ und $(1 - \zeta_i)^{1/2} \varrho_{1i}(t, l)$ gewonnen werden. Unter Anwendung der durch Messungen erhaltenen Werte für ζ_i und $(\Delta t \cdot \Delta l)_i = \Delta a_i$ kann die Gleichheit (17) in einer für die Bestimmung eines numerischen Wertes besser geeigneten Form angeschrieben werden:

$$\frac{\bar{c}_1^2}{2} \sum_{i=1}^n c_{1i} \varrho_{1i} \Delta a_i = \sum_{i=1}^n \frac{c_{1i}^2}{2} c_{1i} \varrho_{1i} \Delta a_i \quad (20)$$

und nach Einführung des elementaren Massenstroms

$$c_{1i} \varrho_{1i} \Delta a_i = \Delta \dot{m}_i$$

ergibt sich

$$\frac{\bar{c}_1^2}{2} \sum_{i=1}^n \Delta \dot{m}_i = \sum_{i=1}^n \frac{c_{1i}^2}{2} \Delta \dot{m}_i$$

Unter Berücksichtigung von (3) und (18), die möglichen Vereinfachungen durchgeführt, erhält man den Ausdruck

$$\bar{\zeta} = \frac{\sum_{i=1}^n \zeta_i \Delta \dot{m}_i}{\sum_{i=1}^n \Delta \dot{m}_i} \quad (21)$$

nach dem der mittlere Verlustbeiwert des Beschleunigungskanals bzw. Beschleunigungsgitters gleich dem nach dem wirklichen Massenstrom gewogenen Mittel der örtlichen Verlustbeiwerte ζ_i ist.

Die örtliche Dichte ϱ_{1i} , die zu dem wirklichen Zustand des Mediums im Austrittsquerschnitt des Beschleunigungsgitters gehört, läßt sich in der Annahme einer adiabatischen Strömung als der zu dem Endzustand der von dem Anfangszustand $O_i(p_{0i}, T_0)$ (Abb. 3) ausgehenden isentropischen Expansion gehörende Dichtewert bestimmen. Dieser Wert wird aus den Meßwerten

mit den Bezeichnungen in Abb. 3 mit dem Zusammenhang

$$\varrho_{li} = \frac{P_0}{RT_0} \left(B^{\frac{1}{\kappa}} - B^{\frac{\kappa+1}{\kappa}} \right) \frac{\frac{1}{1-B} \frac{\Delta p_i}{P_{0R}}}{\left[1 - \frac{\Delta p_i}{P_{0R}} (1-B) \right]^{\frac{1}{\kappa}}}$$

ermittelt.

Damit erhält der Ausdruck (21) des mittleren Verlustbeiwerts nach Durchführung der möglichen Vereinfachungen die Form:

$$\bar{\zeta} = \frac{\sum_{i=1}^n \zeta_i \Delta a_i \frac{\frac{1}{1-B} \frac{\Delta p_i}{P_{0R}}}{\left[1 - \frac{\Delta p_i}{P_{0R}} (1-B) \right]^{\frac{1}{\kappa}}} \sqrt{1-\zeta_i}}{\sum_{i=1}^n \Delta a_i \frac{\frac{1}{1-B} \frac{\Delta p_i}{P_{0R}}}{\left[1 - \frac{\Delta p_i}{P_{0R}} (1-B) \right]^{\frac{1}{\kappa}}} \sqrt{1-\zeta_i}} \quad (22)$$

Um den aus dem Verlust herrührenden Druckabfall zu erhalten, muß in den Querschnittspunkten, wo die örtliche Geschwindigkeit größer als die Schallgeschwindigkeit ist, der mit der Sonde gemessene Druckabfall um den Druckabfall infolge der Kopfwelle vermindert werden.

Der Verlustbeiwert eines Beschleunigungsgitters kann also aus den örtlichen Verlustbeiwerten mit den Zusammenhängen (16) bzw. (21) bestimmt werden.

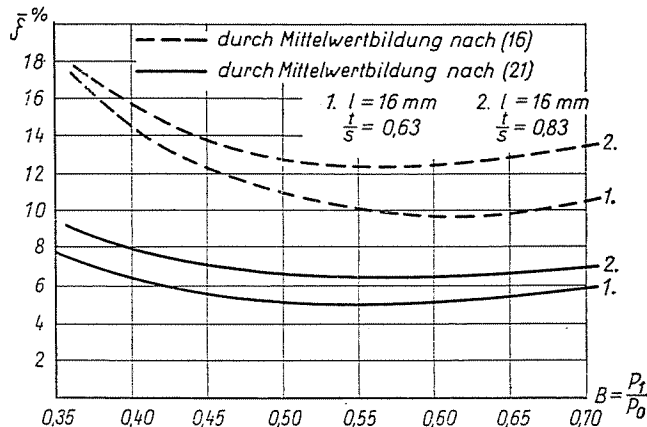


Abb. 7. Mittlerer Verlustbeiwert des Beschleunigungsgitters in Abhängigkeit von dem Druckverhältnis.

Um einen Vergleich anzustellen, wurden die Messungen an zwei Beschleunigungsgittern mit einer Schaufellänge $l = 16$ mm nach beiden Verfahren ausgewertet. Das Ergebnis ist in Abb. 7 zeichnerisch dargestellt. Offensichtlich weichen die Ergebnisse der beiden Auswertungen stark voneinander ab. Die Mittelwertbildung (16) nach dem Flächenverhältnis ergab unreal hohe Verlustbeiwerte. Die Verlustverteilung im Austrittsquerschnitt des Gitters ist bei jedem Druckverhältnis ähnlich dem in Abb. 1 dargestellten. Die Auswertung nach (21) liefert das richtige Ergebnis, das den tatsächlichen Verlust des Energiestroms repräsentiert. Der Zusammenhang (16) darf nur auf Strömungen in von Sekundärströmung freien geraden Kanälen oder in gekrümmten Kanälen mit großer Schaufellänge angewandt werden.

Zusammenfassung

Das Geschwindigkeitsfeld im Austrittsquerschnitt eines Beschleunigungsgitters mit geringer Schaufellänge ist unausgeglichen, stark inhomogen. Die Wirkung der durch die Schaufelenden erzeugten Sekundärströmung ist im vollen Strömungsquerschnitt beträchtlich. Profilverlust und Verlust infolge Sekundärströmung lassen sich voneinander nicht trennen, das Profil wird nirgends störungsfrei umströmt. Bei derartigen Beschleunigungsgittern ist der Verlustbeiwert von Maßrichtigkeit und Formtreue der Schaufelprofile, damit auch von der Fertigungstechnologie der Schaufelung stark abhängig. Die komplexen Wirkungen, die sich im Verlustbeiwert des Beschleunigungsgitters mit geringer Schaufellänge summieren, können nach mathematischen Methoden nicht bestimmt werden, daher läßt sich der Verlustbeiwert solcher Gitter in zuverlässiger Weise nur durch Messungen der Strömungsfelder tatsächlich in gleicher Weise gefertigter Schaufelgitter mit gleichen Abmessungen bestimmen.

In Kenntnis des Geschwindigkeitsfeldes (c_{1i} , α_{1i}) können die örtlichen Verlustbeiwerte (ξ_i) und mit diesen die Verlustverteilung im Strömungsquerschnitt ermittelt werden. Der mittlere Verlustbeiwert des Schaufelgitters wird aus der Verlustverteilung durch Gewichtung nach dem tatsächlichen Massenstrom bestimmt. Für Schaufelgitter mit geringer Schaufellänge liefert das noch Strömungsquerschnitt gewogene Mittel der örtlichen Verluste ein reales Ergebnis.

Literatur

1. DEITSCH, M. E.—TROJANOWSKI, B. M.: Issledowanija i rastschety stupenci osewych turbin. Isdatelstwo „Maschinstroenie“ Moskau (1964)
2. DEITSCH, M. E.—FILIPPOW, G. A.—LASAREW, L. JA.: Atlas profilei reschetok osewych turbin. Isdatelstwo „Maschinstroenie“ Moskau, (1965)
3. GRUBER J.—SZENTMÁRTONI T. JR.: Gázdinamika (Gasdynamik). Tankönyvkiadó, Budapest, (1952)
4. HUBERT, G.: Untersuchungen über die Sekundärverluste in axialen Turbomaschinen. VDI-Forschungsheft 496. (1963)
5. TRAUPEL, W.: Thermische Turbomaschinen 2. neubearbeitete und erweiterte Auflage. Springer Verlag, Berlin (1966)

András DONKÓ, H-1521 Budapest