

WIRKUNG DER DRALLVERTEILUNG AUF DIE KENN-GRÖSSEN VON AXIALVENTILATOREN

Von

L. SOMLYÓDY

Lehrstuhl für Wasserkraftmaschinen, Technische Universität, Budapest

(Eingegangen am 26. November 1970)

Vorgelegt von Prof. Dr. J. VARGA

Beim Entwurf von Ventilatoren wird ausgangsweise der Drall hinter dem Laufrad als Funktion des Radius aufgenommen. Da beim Entwurf im allgemeinen mit konstantem Drall gerechnet wird, sind längs des Radius die Meridiangeschwindigkeit und die durch die Beschau felung entstandene gesamte Druckerhöhung ebenfalls konstant, wobei die Stromflächen Zylinderflächen sind. Je nach der Aufgabe kann jedoch die Abweichung von einem konstanten Drall vorteilhaft sein; in diesem Falle wird nämlich

1. eine größere Druckzahl erreicht (siehe in folgendem), d. h. dieselben Parameter können bei kleinerer Umfangsgeschwindigkeit verwirklicht werden;

2. eine weniger verwundene Beschau felung ausgeführt werden können;

3. der Nabendurchmesser freier gewählt bzw. die Grenzbedingungen an der Schaufelwurzel [2, 3] besser befriedigt werden können; dies ist von besonders großer Wichtigkeit, wenn bei gegebenem Außendurchmesser — aus Konstruktionsgründen — auch der Innendurchmesser gebunden ist.

4. da bei der Nabe $\frac{1}{t}$ vermindert werden darf, läßt sich die Überdeckung der Schaufeln vermeiden, und das Laufrad kann aus einem Stück gegossen werden, selbst wenn bei $rc_u = \text{konstant}$ dies schon unmöglich wäre.

Nach Literaturangaben [1, 4] steht der erreichbare Wirkungsgrad dem üblichen nicht nach — die Leistungserhöhung ist dem durch den veränderlichen Drall verursachten Mehrverlusten proportional — und dabei lassen sich die unter [1, 4] erwähnten günstigen Eigenschaften realisieren. Das Ziel folgender Erörterungen ist die Untersuchung der durch den veränderlichen Drall entstandenen Verhältnisse und das Festlegen von Zusammenhängen, mit deren Hilfe die Frage leicht zu überblicken ist.

Bezeichnungen, Indizes

p	statischer Druck	N/m^2
Δp_g	gesamte Druckerhöhung	N/m^2
Q	Luftförderung	m^3/s

r	Radius	m
ω	Winkelgeschwindigkeit	l/s
$u = r \cdot \omega$	Umfangsgeschwindigkeit	m/s
c	absolute Geschwindigkeit	m/s
ρ	Dichte	kg/m ³
$\psi_g = \frac{\Delta p_g}{\frac{\rho}{2} u_A^2}$	Druckzahl	—
$\varphi = \frac{Q}{(r_A^2 - r_N^2) \pi u_A}$	Lieferzahl	—
$R = \frac{r}{r_A}$	dimensionsloser Radius	—
$\nu = \frac{r_N}{r_A}$	Nabenverhältnis	—
n	Drall exponent	—
$\left. \begin{matrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \\ K \end{matrix} \right\}$	Konstanten	—
$\left. \begin{matrix} F_1(\nu) \\ F_2(\nu) \end{matrix} \right\}$	Nabenverhältnis-Funktionen	—
q	spez. Änderung der Meridiangeschwindigkeit	—
P	Leistung	Nm/s
x	Koordinate in $\left\{ \begin{matrix} \text{axialer} \\ \text{peripheraler} \\ \text{radialer} \end{matrix} \right\}$ Richtung	
u		
r		
0	vor dem Laufrad	
3	hinter dem Laufrad	
N	Nabe	
A	Außenradius	
th	Wert im idealen Falle	

Kennzahlen hinter dem Laufrad. Mittlere Druckzahl

Zur Untersuchung der infolge der Abweichung vom konstanten Drall entstandenen Verhältnisse wird längs einer Stromlinie zwischen den Punkten 0 vor und 3 hinter dem Laufrad die Bernoullische Gleichung aufgeschrieben (Abb. 1):

$$\frac{p_0}{\rho} + \frac{c_0^2}{2} + \frac{\Delta p_{gth}}{\rho} = \frac{p_3}{\rho} + \frac{c_3^2}{2} \quad (1)$$

Im Falle dralloser Zuströmung wird

$$\frac{\Delta p_{gth}}{\rho} = u c_{3u}$$

und damit

$$\frac{p_0}{\rho} + \frac{c_0^2}{2} + u c_{3u} = \frac{p_3}{\rho} + \frac{c_3^2}{2}$$

Die Kenngrößen vor dem Laufrad sind vom Radius unabhängig, $p_0(r) =$ konstant, $c_0(r) =$ konstant, somit können beide Seiten der Gleichung nach

$r = r_3$ differenziert werden. Unter Berücksichtigung von $\varrho(r) = \text{konstant}$ und $c_3^2 = c_{3u}^2 + c_{3m}^2$ ergibt sich der Zusammenhang

$$\omega c_{3u} + u \frac{dc_{3u}}{dr} = \frac{1}{\varrho} \frac{dp_3}{dr} + c_{3u} \frac{dc_{3u}}{dr} + c_{3m} \frac{dc_{3m}}{dr}. \quad (2)$$

Zur Bestimmung des Druckgradienten hinter dem Laufrad wird die in den Zylinderkoordinaten in Richtung des Radius aufgeschriebene Eulersche

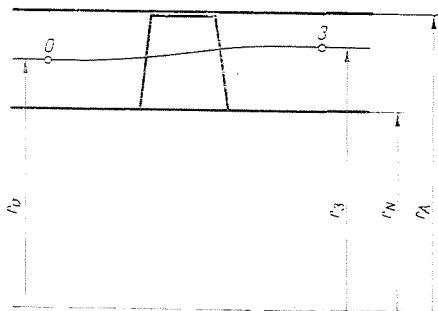


Abb. 1

Gleichung verwendet [5]:

$$c_{3r} \frac{\partial c_{3r}}{\partial r} + \frac{c_{3u}}{r} \frac{\partial c_{3r}}{\partial u} + c_{3x} \frac{\partial c_{3r}}{\partial x} - \frac{c_{3u}^2}{r} = - \frac{1}{\varrho} \frac{\partial p_3}{\partial r}.$$

Hinter dem Laufrad ist keine radiale Geschwindigkeit vorhanden $c_{3r} = 0$, ferner sind infolge der Zylindersymmetrie auch $\frac{\partial c_{3r}}{\partial u} = 0$ und $\frac{\partial c_r}{\partial x} \cong 0$ (diese Annahme ist auch gestattet, wenn hinter dem Laufrad auch ein Nachleitrad vorhanden ist [1]), und — anstatt des partiellen einen gewöhnlichen Differenzialquotienten geschrieben — vereinfacht sich die Eulersche Gleichung wie folgt:

$$\frac{1}{\varrho} \frac{dp_3}{dr} = \frac{c_{3u}^2}{r}. \quad (3)$$

Somit nimmt der Ausdruck (2) folgende Form an:

$$\omega c_{3u} + u \frac{dc_{3u}}{dr} = \frac{c_{3u}^2}{r} + c_{3u} \frac{dc_{3u}}{dr} + c_{3m} \frac{dc_{3m}}{dr}.$$

Die Meridiangeschwindigkeit ergibt sich durch Integration zwischen den Grenzen von r_N und einem beliebigen r

$$c_{3m}^2 - c_{3mN}^2 = 2 \int_{r_N}^r \left[\omega c_{3u} + (u - c_{3u}) \frac{dc_{3u}}{dr} - \frac{c_{3u}^2}{r} \right] dr. \quad (4)$$

Beim Entwurf wird ausgangsweise der Umfangskomponente der Geschwindigkeit aufgenommen, somit kann $c_{3m}(r)$ bestimmt werden. Es ist üblich die Abhängigkeit des Dralls oder der Komponente c_{3u} vom Radius in der Form r^n anzugeben [4].

Es sei das Produkt $c_{3u}r$:

$$c_{3u}r = K \left(\frac{r}{r_A} \right)^n \quad (5)$$

wo K konstant ist. Infolgedessen wird $c_{3u} = K \frac{1}{r} \left(\frac{r}{r_A} \right)^n$, und die Funktionen c_{3u} und rc_{3u} haben bei den verschiedenen Exponenten folgenden Charakter:

n	0	1	2
c_{3u}	hyperbolisch	konstant	linear
rc_{3u}	konstant	linear	parabolisch

Die Substitutionen und die vorgeschriebenen Operationen in Gleichung (4) — in Kenntnis von (5) — durchgeführt, nach Einführung der dimensionlosen Größen R und ν und unter Berücksichtigung der Gleichung

$$\psi_{gth} = \frac{\Delta p_{gth}}{\frac{\rho}{2} u_A^2} = \frac{u \cdot c_{3u}}{\frac{1}{2} u_A^2} = \psi_{gthN} \left(\frac{R}{\nu} \right)^n \quad (6)$$

ergibt sich für die Meridiangeschwindigkeit der Ausdruck:

$$c_{3m}^2 - c_{3mN}^2 = \psi_{gthN} \left[\left(\frac{R}{\nu} \right)^n - 1 \right] u_A^2 - \frac{n}{n-1} \left(\frac{\psi_{gthN}}{2\nu} \right)^2 \left[\left(\frac{R}{\nu} \right)^{2(n-1)} - 1 \right] u_A^2. \quad (7)$$

Mit der Lieferzahl $\varphi = \frac{c_m}{u_A}$ wird

$$\varphi_{3m}^2 - \varphi_{3mN}^2 = \psi_{gthN} \left[\left(\frac{R}{\nu} \right)^n - 1 \right] - \frac{n}{n-1} \left(\frac{\psi_{gthN}}{2\nu} \right)^2 \left[\left(\frac{R}{\nu} \right)^{2(n-1)} - 1 \right] \quad (8)$$

bzw. im Falle $n = 1$, wegen der Form $\frac{0}{0}$ des zweiten Gliedes, laut der Regel von Bernoulli-l'Hospital

$$q_{\frac{2}{3}}^2 - q_{\frac{2}{3N}}^2 = \psi_{gthN} \left(\frac{R}{\nu} - 1 \right) - 2 \left(\frac{\psi_{gthN}}{2\nu} \right)^2 \ln \frac{R}{\nu}. \quad (8')$$

In Gleichung (7) ist c_{3mN} aus der Kontinuität so zu bestimmen, daß durch die Meridiangeschwindigkeit die Gleichung

$$Q = 2\pi \int_{r_N}^{r_A} c_{3m} r dr = 2\pi r_A^2 \int_r^1 c_{3m} R dR \quad (9)$$

befriedigt werde; dieser Schritt ist aber nur mittels Iteration durchführbar. Um dies zu vermeiden und im folgenden leicht behandelbare Zusammenhänge zu gewinnen, wird vorausgesetzt, daß sich die Meridiangeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Radius linear verändert. Dies stellt eine sehr gute Näherung dar, da die größte Abweichung der Näherung von der Lösung der Gleichung (7) selbst bei

$$\frac{|c_{3mA} - c_{3mN}|}{c_{m0}} \approx 1 \quad 8\% \text{ unterschreitet.}$$

Sollte auch die genaue Lösung von Interesse sein, so ist es natürlich zweckmäßig, die Iteration aus dieser Annahme ausgegangen durchzuführen.

Es sei also

$$c_{3m} = \overline{c_{3m}} (\alpha R + \beta). \quad (10)$$

Der Ausdruck $\overline{c_{3m}}$ ist die mittlere Geschwindigkeit, die die Kontinuität befriedigt; $\overline{c_{3m}} = c_{0m} = c_0$, und nun soll β in folgender Form aufgeschrieben werden: $\beta = \gamma + 1$, dann wird

$$c_{3m} = c_0 (\alpha R + \gamma + 1). \quad (11)$$

In die Gleichung (9) eingesetzt, erhält man:

$$\begin{aligned} Q &= 2r_A^2 \pi \int_r^1 c_0 (\alpha R + \gamma + 1) R dR = \\ &= 2r_A^2 \pi \int_r^1 c_0 R dR + 2r_A^2 \pi \int_r^1 c_0 (\alpha R + \gamma) R dR \end{aligned}$$

und aus der Definition von c_0 folgend

$$\int_r^1 (\alpha R + \gamma) R dR = 0. \quad (12)$$

Nach Durchführung der Integration wird α bestimmt:

$$\alpha = -\frac{3}{2} \gamma \frac{1 - \nu^2}{1 - \nu^3}, \text{ und damit lautet Gleichung (11):}$$

$$c_{3m} = c_0 \left[1 + \gamma \left(1 - \frac{3}{2} \frac{1 - \nu^2}{1 - \nu^3} R \right) \right]. \quad (13)$$

Bei der Nabe bzw. am Radius r_A gelten

$$c_{3mN} = c_0 \left[1 + \gamma \left(1 - \frac{3}{2} \frac{1 - \nu^2}{1 - \nu^3} \nu \right) \right], \quad (13a)$$

$$c_{3mA} = c_0 \left[1 + \gamma \left(1 - \frac{3}{2} \frac{1 - \nu^2}{1 - \nu^3} \right) \right]. \quad (13b)$$

Aus diesen zwei Gleichungen ergibt sich

$$c_{3mA}^2 - c_{3mN}^2 = 2\gamma c_0^2 F_1(\nu) + \gamma^2 c_0^2 \frac{F_1(\nu)}{F_2(\nu)} \quad (14)$$

und daraus

$$F_1(\nu) = -\frac{3}{2} \frac{1 - \nu^2}{1 - \nu^3} (1 - \nu); \quad F_2(\nu) = \left[2 - \frac{3}{2} \frac{1 - \nu^2}{1 - \nu^3} (\nu + 1) \right]^{-1}.$$

Da $c_{3mA}^2 - c_{3mN}^2$ aus Ausdruck (7) bekannt ist, wird

$$c_{3mA}^2 - c_{3mN}^2 = \left\{ \psi_{gthN} \left[\left(\frac{1}{\nu} \right)^n - 1 \right] - \frac{n}{n-1} \left(\frac{\psi_{gthN}}{2} \right)^2 \left[\left(\frac{1}{\nu} \right)^{2(n-1)} - 1 \right] \right\} u_A^2 \quad (15)$$

ν läßt sich aus der Gleichung zweiten Grades (14) bestimmen, indem beim Radizieren das positive Vorzeichen beibehalten wird; da nämlich bei negativem Vorzeichen ein Widerspruch zu den Gleichungen (13a) und (13b) entstehen würde:

$$\gamma = -F_2(\nu) + \sqrt{F_2^2(\nu) + \frac{c_{3mA}^2 - c_{3mN}^2}{c_0^2} \frac{F_2(\nu)}{F_1(\nu)}} \quad (16)$$

wo mit der Bezeichnung $q = q_0$ anstatt $\frac{c_{3mA}^2 - c_{3mN}^2}{c_0^2}$

auch $\frac{q_{3A}^2 - q_{3N}^2}{q^2}$ geschrieben werden kann.

Die Lösung der Gleichung (16) wird in Abb. 2 veranschaulicht, mit dem Exponenten $n = 1$ und $\varphi = 0.3$ und ψ_{gthN} als Parameter.

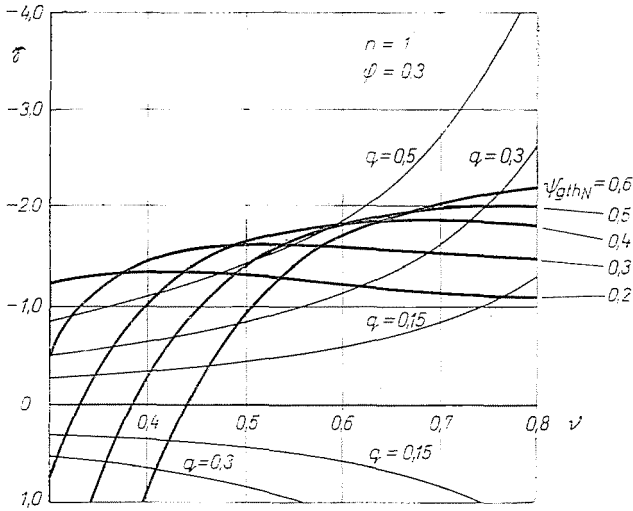


Abb. 2

Aus Gleichung (15) kann festgestellt werden, daß — insofern

$$\psi_{gthN} = 4 \frac{n-1}{n} \nu^n \frac{1-\nu^n}{1-\nu^{2(n-1)}} \tag{17}$$

gilt — $c_{3mA}^2 - c_{3mN}^2 = 0$ ist, im Falle $n = 2$ (das heißt $\psi_{gthN} = 2\nu^2$) ist sogar die Meridiangeschwindigkeit längs des Radius überall konstant, also kann auch bei $n \neq 0$ $c_{3m}(r) = \text{konstant}$ sein.

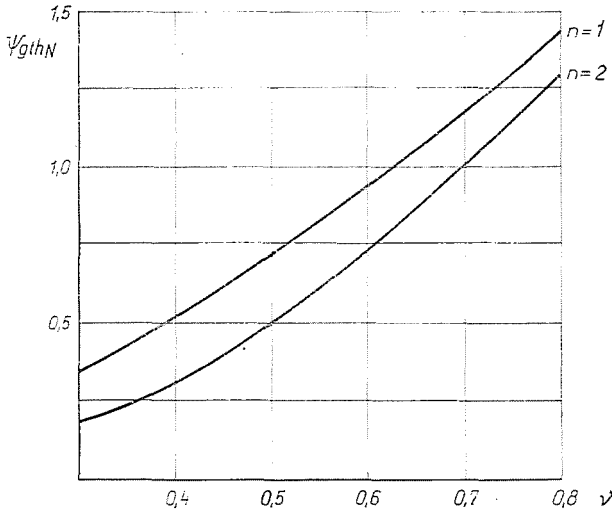


Abb. 3

Abb. 3 zeigt die Lösung der Gleichung (17) im Falle der Exponenten $n = 1$ und $n = 2$.

In Kenntnis des Faktors γ (siehe (13) und (16)) ist es leicht zu beurteilen, inwiefern sich bei gegebenen Nabenverhältnis die Verteilung der Meridiangeschwindigkeit verzerrt. Auf dieser Grundlage wird darüber entschieden, welche Methode zur Berechnung der Beschleunigung angewandt werden soll.

Die Ergebnisse der NACA [6] bewiesen, daß bis zu einer 15 prozentigen Änderung der Meridiangeschwindigkeit, auf einem Radius mit dem arithmetischen Mittel der Werte c_m vor und hinter dem Laufrad gerechnet, die zweidimensionalen Gitterergebnisse noch übertragbar sind.

Bei c_m mit linearem Verlauf hinter dem Laufrad entsteht die größte Abweichung vom Durchschnitt bei der Nabe, und zu c_0 ins Verhältnis gestellt, erhält man aus Gleichung (13a) die Kennzahl:

$$q = \frac{|c_{3mN} - c_0|}{c_0} = \left| \gamma \left(1 - \frac{3}{2} \frac{1 - v^2}{1 - v^3} v \right) \right|.$$

Deren Höchstwert vorgeschrieben, ergibt sich der Absolutwert von γ zu:

$$|\gamma| = \frac{q}{1 - \frac{3}{2} \frac{1 - v^2}{1 - v^3} v}. \quad (18)$$

In Abb. 2 wurden auch die Kurven für die Werte $q = 0.15 ; 0.3 ; 0.5$ eingetragen. Da q durch den absoluten Wert von γ definiert wurde, liegen die den Werten $q = \text{konst.}$ entsprechenden Kurven symmetrisch zur Achse v .

Abbildungen 4 und 5 zeigen den für die Verteilung von c_{3m} kennzeichnenden Faktor γ in Abhängigkeit von q , bei dem Exponenten $n = 1$ und den Nabenverhältnissen $v = 0.6$ und 0.7 . Aus diesen läßt sich γ bei gegebenen Werten von q , ψ_{gthN} , v und n sogleich bestimmen, also können auch die Veränderung der Meridiangeschwindigkeit längs des Radius und die größte Abweichung im Vergleich zur Geschwindigkeit vor dem Laufrad ermittelt werden. Aus den Abbildungen ist zu erkennen, daß — falls man an der Bedingung $q = 0.15$ festhält — nur ein ziemlich enger Bereich zur Verfügung stehen wird. Mit der Erhöhung des Nabenverhältnisses verschieben sich die γ -Kurven in Richtung der kleineren $\frac{|c_{3mN} - c_0|}{c_0}$ -Werte. Sie verhalten sich in ähnlicher Weise, wenn bei $v = \text{konst.}$ die Drallverteilung dem Wert $c_{3u}r = \text{konst.}$ genähert wird; in diesem Fall vermindert sich natürlich auch die mittlere Druckzahl (siehe Gleichung (21) und Abb. 7).

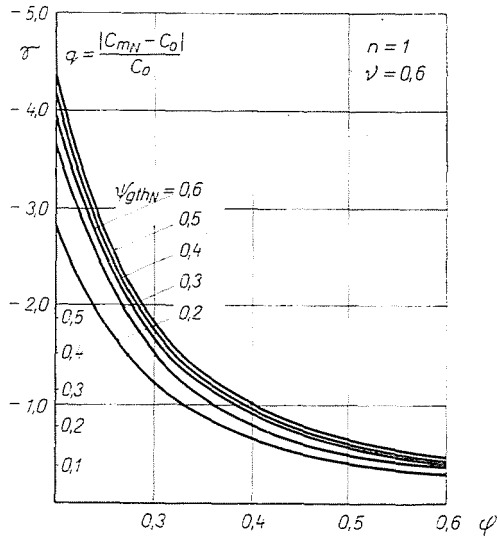


Abb. 4

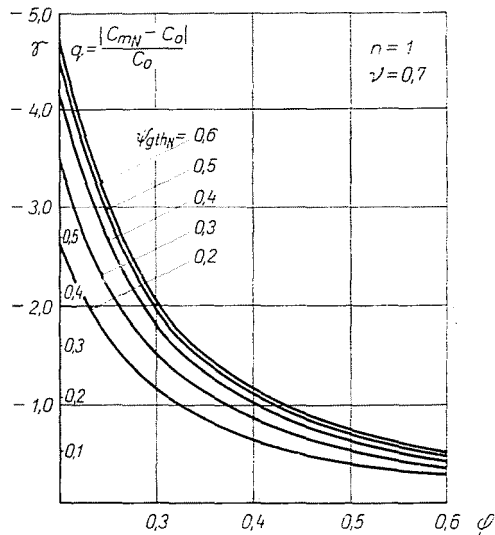


Abb. 5

Ist $q > 1$, entsteht hinter dem Laufrad eine Rückströmung. Wie aus den Abbildungen offensichtlich ist, besteht diese Gefahr bei größeren Nabenverhältnissen nicht, im allgemeinen muß nur bei kleineren Werten von ν darauf geachtet werden.

Ist die Meridiangeschwindigkeit bekannt, läßt sich auch der Radius einer Stromfläche hinter dem Laufrad bestimmen. In Abhängigkeit vom Radius ist die Fördermenge

$$Q(r_3) = 2\pi \int_N^{r_3} c_{3m} r dr.$$

Mit der dimensionlosen Koordinate $R = \frac{r}{r_A}$, und der Gleichung (13) wird

$$Q(R_3) = 2r_A^2 \pi c_0 \int_v^{R_3} \left[1 + \gamma \left(1 - \frac{3}{2} \frac{1-v^2}{1-v^3} R \right) \right] R dR.$$

Nach Integration und Umordnung der Gleichung unter Anwendung des Zusammenhanges $\frac{Q(R_3)}{Q} = \frac{q(R_3)}{q}$ ergibt sich die Gleichung dritten Grades:

$$\frac{1-v^2}{1-v^3} \gamma R_3^3 - (1+\gamma) R_3^3 - \gamma \frac{1-v^2}{1-v^3} v^3 + (1+\gamma) v^2 + \frac{q(R_3)(1-v^2)}{q} = 0 \quad (19)$$

aus welcher R_3 bei verschiedenen Verhältnissen $\frac{q(R_3)}{q}$ berechnet werden kann. Offensichtlich ist vor dem Laufrad

$$R_0 = \sqrt{\frac{q(R_0)}{q} (1-v^2) + v^2}. \quad (19a)$$

Abb. 6 stellt die Lösung der Gleichung (19) als Funktion von γ , beim Nabenverhältnis $v=0,6$ sowie den spezifischen Wert von $\frac{R_3 - R_0}{1-v}$ bei $\frac{q(R_3)}{q} = 0,5$ dar. In der Abbildung wurden auch die zu γ gehörenden q -Verhältnisse dargestellt. Es ist zu erkennen, daß bei $q=0,5$ der prozentuale Wert von $\frac{R_3 - R_0}{1-v}$ 5% beträgt, das bedeutet, daß sich die Stromfläche sogar bei verhältnismäßig großen Geschwindigkeitsänderungen nicht übermäßig verzerrt.

Zuletzt soll in Kenntnis von n und γ bestimmt werden, welche mittlere Druckerhöhung erreicht werden kann. Damit wird die Druckerhöhung gemeint, mit der berechnet, die Leistung $Q \overline{\Delta p_{gth}}$ mit der reellen übereinstimmt [7]:

$$P_{th} = 2\pi \int_{r_N}^{r_A} r c_{3m}(r) \Delta p_{gth}(r) dr = Q \overline{\Delta p_{gth}}. \quad (20)$$

Damit erhält man nach Einführung von $R = r/r_A$ und mit der bekannten Gleichung der Meridiangeschwindigkeit sowie dem Ausdruck

$$\Delta p_{gth} = \Delta p_{gthN} \left(\frac{R}{\nu} \right)^n,$$

$$\overline{\Delta p_{gth}} = \frac{2\pi r_A^2 \cdot \Delta p_{gthN}}{Q} c_0 \int_0^1 \left[1 + \gamma \left(1 - \frac{3}{2} \frac{1 - \nu^2}{1 - \nu^3} R \right) \right] \left(\frac{R}{\nu} \right)^n R dR.$$

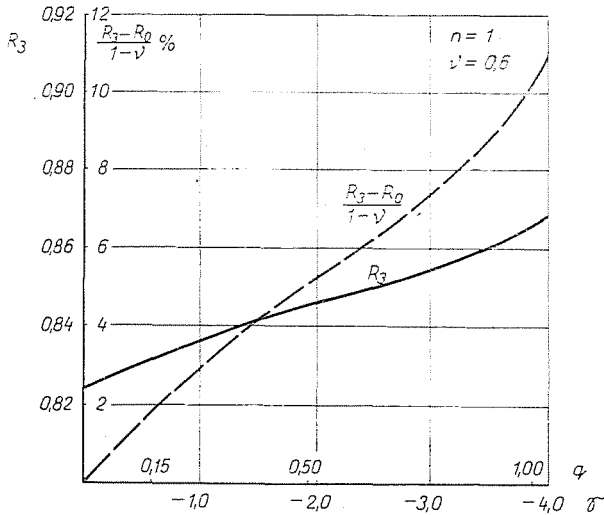


Abb. 6

Die Integration durchgeführt und das Verhältnis der beiden Druckzahlen ausgedrückt, lautet die Gleichung:

$$\frac{\overline{\psi_{gth}}}{\psi_{gthN}} = \frac{2}{\nu^n (1 - \nu^2)} \left[\frac{1 + \gamma}{2 + n} (1 - \nu^{2+n}) - \frac{3}{2} \gamma \frac{1 - \nu^2}{1 - \nu^3} \frac{1}{3 + n} (1 - \nu^{3+n}) \right]. \quad (21)$$

Bei $n = 0$ ist $\overline{\psi_{gth}}/\psi_{gthN} = 1$, also gibt die Gleichung zugleich an, welche Druckzahl im Verhältnis zu dem mit konstantem Drall gekennzeichneten Fall verwirklicht werden kann, wenn bei der Nabe die gleichen Bedingungen gewählt werden.

Dieses Verhältnis ist für den Fall $n = 1$, in Abhängigkeit von ν , bei verschiedenen Meridiangeschwindigkeitsverteilungen in Abb. 7 dargestellt. Zur Veranschaulichung der Wirkung des Drallexponenten wurde auch die zu $n = 0,5$ gehörende Kurve für den Fall $\gamma = 0$ dargestellt.

Zusammenfassend können also mit Hilfe der durch Ansätze gewonnenen Gleichungen (5) und (11) für eine gegebene Geometrie und gegebene Ausgangsparameter, nach Annahme des Drall'exponenten aus den Gleichungen (6) die Veränderung der Druckzahl längs des Radius, aus den Gleichungen (13) und (16) die Meridiangeschwindigkeitsverteilung, aus den Gleichungen (19) und (19a) die Radiusveränderung einer Stromfläche und schließlich aus dem Zusammenhang (21) die mittlere Druckzahl bestimmt werden. Mit Hilfe

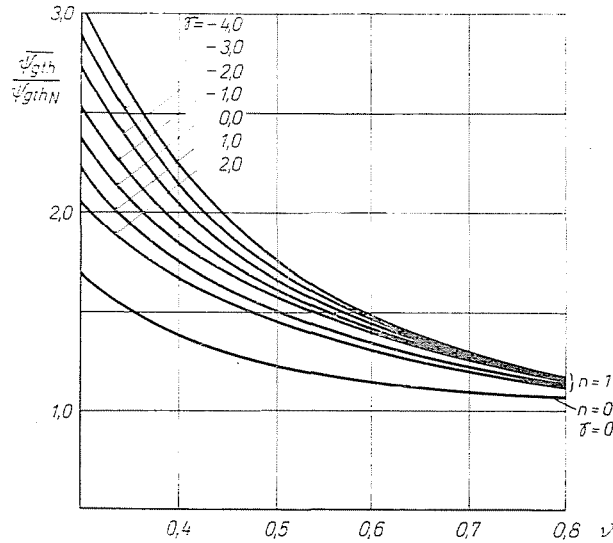


Abb. 7

der aufgrund der Gleichungen konstruierten Diagramme lassen sich die durch den veränderlichen Drall herbeigeführten Verhältnisse leicht überblicken, wobei Ansatz und Abstimmung der Ausgangsangaben aufeinander erleichtert werden.

Zusammenfassung

Axialventilatoren werden im allgemeinen für konstanten Drall längs des Radius ausgelegt. Davon kann, sogar muß jedoch oft Abstand genommen werden. In diesem Falle ist bei gegebener Drallverteilung und gegebenem Nebenverhältnis auch die Meridiangeschwindigkeit hinter dem Laufrad veränderlich und verläuft erfahrungsgemäß, mit guter Näherung, linear. In dieser Annahme und mit Hilfe einer allgemeinen Drallfunktion wurden einfache Zusammenhänge gewonnen, aus welchen sich Druckzahl, Meridiangeschwindigkeitsveränderung längs des Radius, mittlere Druckerhöhung, ferner die Verzerrung der Stromflächen berechnen lassen.

Die Zusammenhänge wurden für einige Fälle in Diagrammen dargestellt.

Diese ermöglichen einen raschen Überblick über die durch den veränderlichen Drall herbeigeführten Verhältnisse und erleichtern Ansatz und Abstimmung der Ausgangsangaben aufeinander.

Literatur

1. LINNEMANN, H.: Konstruktion **16**, 102 (1964).
2. HAUSENBLAS, H.: Heizung — Lüftung — Haustechnik **24**, 155 (1963).
3. LAUX, H.: Heizung — Lüftung — Haustechnik **19**, 170 (1961).
4. DE KOVATS-DESMUR: Pumpen, Ventilatoren, Kompressoren G. Braun, Karlsruhe, 1968.
5. SCHOLZ, N.: Aerodynamik der Schaufelgitter I. G. Braun, Karlsruhe 1965.
6. STIEFEL, W.: MTZ Jahrg. **20**, 340 (1959).
7. CZIBERE, T.: Áramlástechnikai gépek. Tankönyvkiadó Budapest, 1965.

László SOMLYÓDY, Budapest V., Guszev utca 4, Ungarn