Zur Bemessung einstufiger Axialgeräte

Autor(en): **Grossmann, K.H.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Schweizerische Bauzeitung**

Band (Jahr): **107/108 (1936)**

Heft 16

PDF erstellt am: **22.09.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-48389

Band 108 Der S. I. A. ist für den Inhalt des redaktionellen Teils seiner Vereinsorgane nicht verantwortlich. Nachdruck von Text oder Abbildungen ist nur mit Zustimmung der Redaktion und nur mit genauer Quellenangabe gestattet. Nr. 16

Zur Bemessung einstufiger Axialgebläse

Dank der vereinfachten Theorie der Axialgebläse, wie sie in der Dissertation von Curt Keller[1]) dargelegt ist, lässt sich an dem Beispiel dieser Maschine besonders gut erläutern, wie man bei solchen der Rechnung zugänglichen Konstruktionsaufgaben dann vorgehen kann, wenn es sich — etwa beim Entwurf einer neuen Maschinenserie — lohnt, das im Einzelfall vielleicht raschere, auf die Dauer aber mehr Zeit raubende Probieren durch eine Methode zu ersetzen. Zur Fixierung der Vorstellung diene die den Aufbau und den Druckverlauf im Gebläse darstellende Abb. 1[2]). An dem Flügelschnitt Abb. 2[2]) zeigt sich schon die Hauptvereinfachung der Theorie: Die koaxialen Zylinderflächen, längs denen das Gas im Leit- und Laufrad strömt, werden aufgewickelt, und statt der wirklichen Bewegung des Gases das rektifizierte Strömungsbild betrachtet.

1. *Der Druckanstieg.* In Abb. 2 ist ε der Gleitwinkel, β_∞ der Winkel zwischen der mittleren relativen Anströmgeschwindigkeit w_∞ und der Umfangsrichtung. Das Verhältnis $\cot(\beta_\infty + \varepsilon)$ der Vertikalkomponente dS zur Horizontalkomponente dT der vom Gas auf ein Flügelelement von der Breite dr ausgeübten Kraft dR ist, wie der Impulssatz für die in dem Volumen $ABCD$ von der Breite dr eingeschlossene Gasmasse lehrt, gleich dem Verhältnis des Druckanstiegs Δp_l im Laufrad zur horizontalen Impulsänderung $\varrho\, c_m\, \Delta c_u$ (ϱ = Gasdichte, Δc_u = Geschwindigkeitsumlenkung, c_m = axiale Durchtrittsgeschwindigkeit):

$$\Delta p_{lr} = \varrho\, c_m\, \Delta c_{ur} \cot(\beta_{\infty r} + \varepsilon).$$

Der Index r deutet an, dass die betreffenden Grössen sich mit dem Abstand r von der Radaxe ändern[3]). Eine erste Approximation erhält man bei Vernachlässigung der Radreibung: $\varepsilon = 0$, $\cot \beta_{\infty r} = (u_r + \Delta c_{ur}/2)/c_m$ (Abb. 2, u_r = Umfangsgeschwindigkeit im Radius r);

$$\Delta p_{lr}{}^* = \varrho\, \Delta c_{ur}\,(u_r + \Delta c_{ur}/2).$$

Von diesem Wert unterscheidet sich der Stufendruckanstieg $\Delta p_{st}{}^*$ im reibungslosen Idealfall um den Druckverlust im Leitrad $\varrho\, \Delta c_{ur}{}^2/2$:

$$\Delta p_{st}{}^* = \varrho\, u_r\, \Delta c_{ur} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Soll der Stufendruckanstieg über dem ganzen Rad der selbe sein, so muss somit die Geschwindigkeitsumlenkung Δc_{ur} umgekehrt proportional mit dem Abstand von der Radaxe variieren. Diese von *Leonhard Euler* stammende Bedingung wird mit Einführung der Zirkulation Γ der Relativströmung um einen Flügel, z. B. längs des Weges *CDAB* —

$$\Gamma = t_r\,(w_{1u} - w_{2u})_r = t_r\, \Delta c_{ur} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

($t = 2\pi r/z$ = Gitterteilung, z = Flügelzahl):

$$\Delta p_{st}{}^* = \varrho\, u_r \frac{\Gamma}{t_r} = \varrho\, n\, \Gamma z \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

(n = sekundliche Drehzahl). Die Euler'sche Vorschrift besagt also, dass längs des Flügels die Zirkulation konstant sein soll. Der Stufendruckanstieg ist ausser der Drehzahl dem Produkt aus Zirkulation und Flügelzahl proportional. Nach der Tragflügeltheorie von *Kutta-Jukowski* hängt die Zirkulation mit der mittleren Anströmgeschwindigkeit w_∞, der Flügeltiefe l und dem Auftriebskoeffizienten c_a so zusammen:

$$\Gamma = \frac{c_{ar}}{2}\, l_r\, w_{\infty r}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

womit die Euler'sche Bedingung folgende Form erhält:

$$(c_a\, l)_r = \frac{2\, \Delta p_{st}{}^*}{\varrho\, n\, z}\, \frac{1}{w_{\infty r}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Mit besserer Genauigkeit ist $\cot(\beta_\infty + \varepsilon) = \cot \beta_\infty - \frac{\varepsilon}{\sin^2 \beta_\infty}$. Vernachlässigt man $\Delta c_{ur}/2$ neben u_r und ersetzt $\sin \beta_\infty$ wegen der Kleinheit von β_∞ durch $\operatorname{tg} \beta_\infty$, so erhält man mit der Abkürzung $\varphi_r = c_m/u_r$ und bei Einführung des *Liefergrades* $\varphi = c_m/u$ (u = Umfangsgeschwindigkeit) wegen $r\varphi_r = r_s \cdot \varphi$ (r_s = Laufradradius):

$$\cot(\beta_{\infty r} + \varepsilon) \cong \frac{1}{\varphi_r}\left(1 - \frac{\varepsilon}{\varphi_r}\right),$$

und

$$\Delta p_{st\,r} \cong \Delta p_{lr} = \varrho\, c_m\, \Delta c_{ur} \frac{1 - \varepsilon/\varphi_r}{\varphi_r} = \Delta p_{st}{}^*\left(1 - \frac{\varepsilon}{r_s\, \varphi}\, r\right). \quad (6)$$

Die Radreibung hat also zur Folge, dass der Stufendruckanstieg bei Beachtung der Euler'schen Vorschrift $\Delta p_{st}{}^*$ = const angenähert linear mit der Entfernung von der Radaxe abfällt.[4])

Der Unterschied zwischen dem mittleren Stufendruckanstieg $\overline{\Delta p_{st}}$ und dem totalen Druckanstieg Δp_{tot} (Abb. 1) ist durch den „Saugrohr-Wirkungsgrad" η_s bestimmt. Er gibt an, welcher Bruchteil des im Einlauf theoretisch erlittenen Druckverlustes $\frac{\varrho}{2}\, c_m{}^2$ im Saugrohr zurückgewonnen wird[5]):

$$\overline{\Delta p_{st}} - \Delta p_{\text{tot}} = (1 - \eta_s)\, \frac{\varrho}{2}\, \varphi^2 u^2 \quad . \quad . \quad (7)$$

2. *Die Verluste.* Der für eine vorgeschriebene Leistungsabgabe N des Gebläses erforderliche Leistungsaufwand N' (= von den Flügeln an das Gas abgegebene Leistung) wächst mit den Verlusten, worunter im Folgenden der Quotient $V = (N' - N) : N$ verstanden werden soll. Man kann die Verluste in zwei Bestandteile, die „kinetischen" und

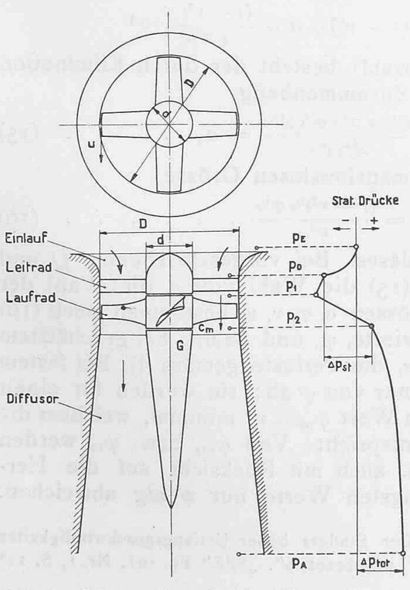

Abb. 1. Schema eines Axialgebläses mit Diffusor, Anordnung Leitrad-Laufrad.

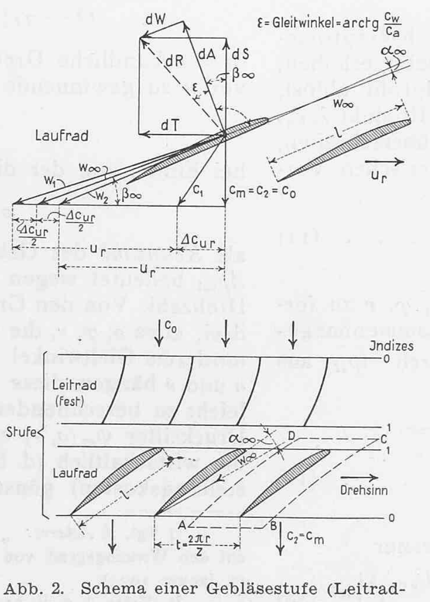

Abb. 2. Schema einer Gebläsestufe (Leitrad-Laufrad) mit zugehörig. Geschwindigkeitsplan.

[1]) „Axialgebläse vom Standpunkt der Tragflügeltheorie", Zürich 1934. Mitteilung des Instituts für Aerodynamik an der E. T. H.

[2]) Diese Abbildungen entstammen (mit geringfügigen Abänderungen) der erwähnten Dissertation, ebenso Abb. 7.

[3]) Für das in Wirklichkeit gleichfalls variable ε wird der Einfachheit halber ein fester Mittelwert angenommen.

[4]) Vergl. die Messungen von Keller, l. c. S. 155, 159, 160.

[5]) Zur Vereinfachung setzen wir die Geschwindigkeit am Anfang und am Ende des Gebläses gleich null.

die „Radreibungs"-Verluste zerlegen: Die vom ganzen Gebläse abgegebene Leistung N ist kleiner als die von der Stufe Leitrad-Laufrad gelieferte Leistung N_{st}, weil die im Einlauf gewonnene kinetische Energie sich im Saugrohr nur unvollkommen in Druckenergie zurückverwandeln lässt. Daher die *kinetischen Verluste*

$$V_k = \frac{N_{st} - N}{N}.$$

Sie lassen sich mit Rücksicht auf (7) als Funktion des Liefergrades und der *Druckziffer* $\psi = 2\,\Delta p_{\text{tot}}/\varrho u^2$ schreiben, da die Förderleistungen der Stufe und des Gebläses sich zu einander wie $\overline{\Delta p_{st}}$ zu Δp_{tot} verhalten:

$$V_k = (1 - \eta_s)\frac{\varphi^2}{\psi} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8a)$$

Wegen der Radreibung ist ferner die von den Flügeln an das Gas abgegebene Leistung N' grösser als N_{st}, entsprechend den *Radreibungsverlusten*

$$V_r = \frac{N' - N_{st}}{N}.$$

Die elementare Förderleistung dN_{st} durch eine Ringfläche von der Breite dr im Axabstand r ist nach (6) $2\pi\, r\, dr\, c_m\, \Delta p_{si}^* \left(1 - \frac{\varepsilon}{r_s \varphi} r\right)$, während die elementare Leistung dN', welche die über dem selben Kreisring gelegenen Flügelelemente an das Gas abgeben, nach dem Impulssatz, angewandt auf unsere rotationsfreie Ersatzbewegung, sich zu $2\pi\, r\, dr\, \varrho\, c_m\, \Delta c_{ur}\, u_r$ oder $2\pi\, r\, dr\, c_m\, \Delta p_{st}^*$ ergibt. Die Radreibungsverluste bekommt man aus der integrierten Differenz:

$$N V_r = 2\pi\, c_m\, \Delta p_{st}^* \frac{\varepsilon}{3\varphi} r_s^2 (1 - \nu^3)$$

(*Nabenverhältnis* $\nu = r_\nu / r_s$, r_ν = Radius der Nabe). Wegen $N = \pi\, c_m\, r_s^2 (1 - \nu^2)\, \Delta p_{\text{tot}}$ und der aus (7) mit $\overline{\Delta p_{st}} \cong \Delta p_{st}^*$ folgenden Beziehung

$$\frac{\Delta p_{st}^*}{\Delta p_{\text{tot}}} = 1 + \frac{(1 - \eta_s)\varphi^2}{\psi} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

wird

$$V_r = \frac{2\varepsilon}{3\varphi}\frac{(1 - \nu^3)}{(1 - \nu^2)}\left(1 + \frac{(1 - \eta_s)\varphi^2}{\psi}\right) \quad . \quad . \quad . \quad (8b)$$

Die Gesamtverluste V sind

$$V(\psi, \varphi, \nu) = V_k + V_r \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (I)$$

3. *Die Nabenbedingung.* Zur Vermeidung schädlicher Beeinflussungen durch Nachbarflügel soll das Ueberdeckungsverhältnis λ, d. h. das Verhältnis der Profiltiefe l zur Gitterteilung t (Abb. 2) nicht zu gross sein. λ ergibt sich aus dem Vergleich der beiden Ausdrücke (2) und (4) für die Zirkulation:

$$\lambda_r = \left(\frac{l}{t}\right)_r = \frac{2\,\Delta c_{ur}}{c_{ar} w_{\infty r}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

Der Auftriebskoeffizient c_a lässt sich aber (durch Vergrösserung des Anstellwinkels α_∞, Abb. 2) nicht beliebig erhöhen, ohne dass sich die Strömung vom Flügelprofil ablöst, wobei der Profilwiderstand emporschnellt. Das Produkt $\lambda_r c_{ar}$ darf daher einen gewissen Grenzwert c nicht überschreiten, auch nicht an der Nabe, wo nach der Euler'schen Vorschrift (1) Δc_{ur} am grössten wird:

$$\frac{\Delta c_{ur}}{w_{\infty \nu}} \leqq \frac{c}{2}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

(Der Index ν bezieht sich auf die Nabe.)
Um diese Bedingung in den Gebläsedaten ψ, φ, ν zu formulieren, bedient man sich des genannten Zusammenhanges (1), in dem man näherungsweise Δp_{st}^* durch $\overline{\Delta p_{st}}$ aus Gl. (7) ersetzt:

$$\Delta c_{ur} = \frac{1}{\varrho u_r}\left[\Delta p_{\text{tot}} + (1 - \eta_s)\frac{\varrho}{2}\varphi^2 u^2\right] = \frac{r_s u}{2r}\left[\psi + (1 - \eta_s)\varphi^2\right] \quad . \quad . \quad (12)$$

($u_r = r\, u / r_s$).
Nach dem Geschwindigkeitsplan Abb. 2 ist ferner

$$w_{\infty r}^2 = c_m^2 + \left(u_r + \frac{\Delta c_{ur}}{2}\right)^2 = \left[\varphi^2 + \left(\frac{r}{r_s} + \frac{\Delta c_{ur}}{2u}\right)^2\right] u^2 \quad (13)$$

An der Nabe ($r = \nu r_s$) ergeben diese Werte, in (11) eingesetzt:

$$N(\psi, \varphi, \nu) = \frac{\psi + (1 - \eta_s)\varphi^2}{\sqrt{\varphi^2 + \left(\nu + \frac{\psi + (1 - \eta_s)\varphi^2}{4\nu}\right)^2}} \frac{1}{\nu} \leqq c. \qquad (II)$$

4. *Die Flügelspitzenbedingung.* Mit Annäherung an die Schallgeschwindigkeit macht sich der Einfluss der Kompressibilität schädlich bemerkbar[6]), weshalb im Interesse des Wirkungsgrades die grösste Relativgeschwindigkeit $w_{\max}$ einen gewissen, unter der Schallgeschwindigkeit gelegenen Grenzwert a auch an der Flügelspitze nicht überschreiten soll:

$$w_{\max} \leqq a$$

Auch diese Bedingung lässt sich durch die Gebläsedaten ausdrücken. Bei Annahme einer elliptischen Verteilung der Relativgeschwindigkeit über ein dünnes Profil ist die Zirkulation nämlich einerseits zu $\pi\,(w_{\max} - w_\infty)$[7]), andrerseits nach Gl. (4) zu $c_a w_\infty$ proportional; Gleichsetzung liefert an der Flügelspitze (Index s) mit Rücksicht auf (10):

$$w_{\max} = w_{\infty s}\left(1 + \frac{c_{as}}{\pi}\right) = w_{\infty s} + \frac{2}{\pi \lambda_s}\Delta c_{us}.$$

Setzt man hierin die Werte aus (12) und (13) mit $r = r_s$ ein, so erhält man, φ^2 gegenüber 1 vernachlässigend, die Bedingung

$$u\left\{1 + \left(\frac{1}{4} + \frac{1}{\pi \lambda_s}\right)\left[\psi + (1 - \eta_s)\varphi^2\right]\right\} \leqq a.$$

Da $u = \sqrt{2\,\Delta p_{\text{tot}}/\varrho\psi}$ und $(1 - \eta_s)\varphi^2 << \psi$, kann man die Flügelspitzenbedingung auch so formulieren:

$$F(\psi, \lambda_s) = \frac{1 + \frac{\psi}{\pi\lambda_s}}{\sqrt{\psi}} \leqq k \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (III)$$

$$k = \frac{a}{\sqrt{2\,\Delta p_{\text{tot}}/\varrho}}$$

Abb. 3 gibt in der ψ, λ_s - Ebene einige Kurven $F(\psi, \lambda_s)$ = const. wieder. Ist z. B. $k = 2$, so bedeutet die Flügelspitzenbedingung, dass den zulässigen Wertepaaren ψ, λ_s jene Punkte in der ψ, λ_s - Ebene entsprechen, die auf der einen (durch Schraffur hervorgehobenen) Seite der Kurve $F(\psi, \lambda_s) = 2$ liegen.

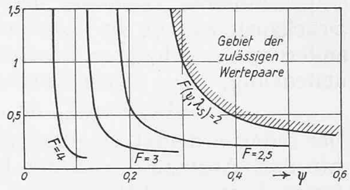

Abb. 3. Flügelspitzenbedingung für $k = 2$.

5. *Dimensionierung.* Zwischen der totalen Druckerhöhung

$$\Delta p_{\text{tot}} = \psi \frac{\varrho u^2}{2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (14)$$

und dem sekundlichen Fördervolumen

$$Q = \pi r_s^2 (1 - \nu^2)\varphi u = \frac{(1 - \nu^2)\varphi}{4\pi n^2} u^3$$

(n = sekundliche Drehzahl) besteht der durch Elimination von u zu gewinnende Zusammenhang

$$\frac{Q^{1/2}\, n\, \pi^{1/2}\, \varrho^{3/4}\, 2^{1/4}}{\Delta p_{\text{tot}}^{3/4}} = \sigma, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (15)$$

bei Einführung der dimensionslosen Grösse

$$\sigma = \frac{(1 - \nu^2)^{1/2}\varphi^{1/2}}{\psi^{3/4}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (16)$$

als *Kennzahl* des Gebläses. Bei vorgeschriebenem Q und Δp_{tot} bedeutet wegen (15) die Wahl von σ die Wahl der Drehzahl. Von den Grössen σ, φ, ν, ψ bestimmen nach (16) drei, etwa σ, φ, ν, die vierte, ψ, und damit, bei geschätztem mittlerem Gleitwinkel ε, die Verluste gemäss (I). Bei festem σ und ν hängen diese nur von φ ab; sie werden für einen leicht zu berechnenden Wert $\varphi_m(\sigma, \nu)$ minimal, welchem die Druckziffer $\psi_m(\sigma, \nu)$ entspricht. Von φ_m, bzw. ψ_m werden die wirtschaftlich (d. h. auch mit Rücksicht auf die Herstellungskosten) günstigsten Werte nur wenig abweichen.

[6]) Vgl. *J. Ackeret*: „Der Einfluss hoher Umfangsgeschwindigkeiten auf den Wirkungsgrad von Luftschrauben", „SBZ" Bd. 101, Nr. 1, S. 11* (7. Januar 1933).

[7]) *Keller*, l. c. S. 51.

Setzt man sie in die Nabenbedingung (II) ein, so wird diese zu einer Bedingungs-Ungleichung zwischen σ und ν:

$$N\left[\psi_m(\sigma,\nu),\ \varphi_m(\sigma,\nu),\ \nu\right] = L(\sigma,\nu) \leq c.$$

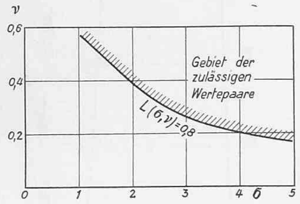

Abb. 4. Nabenbedingung für $\eta_s = 0{,}8$, $\varepsilon = 0{,}03$ und $c = 0{,}8$.

In der σ, ν-Ebene liegen also die den zulässigen Wertepaaren zugeordneten Punkte auf einer Seite der Grenzkurve

$$L(\sigma,\nu) = c \quad . \quad . \quad (17)$$

Sie ist in Abb. 4 für $\eta_s = 0{,}8$, $\varepsilon = 0{,}03$ und $c = 0{,}8$ aufgetragen.

Die Dimensionen des Gebläses werden offenbar umso geringer, je kleiner man ν wählt. Desto kleiner werden aber auch, bei gegebener Kennzahl σ, die aus (I) mit $\varphi = \varphi_m(\sigma,\nu)$, $\psi = \psi_m(\sigma,\nu)$ resultierenden Verluste.[8]) Man wird also bei vorgegebenem σ das entsprechend der Kurve (17) kleinstzulässige ν aussuchen. Damit sinkt die Zahl der freien Variablen auf zwei, etwa σ und φ: Aus σ folgt ν nach (17), aus σ, ν und φ nach (16) die Druckziffer ψ.

Setzt man (nach angenommenem Saugrohr-Wirkungsgrad und Gleitwinkel) ν als Funktion von σ, ψ als solche von σ und φ in (I) ein, so wird V zu einer Funktion von σ und φ. In Abb. 5 sind einige Niveaulinien der theoretischen Fläche $V(\sigma,\varphi)$ eingetragen. Sie bildet über dem in Betracht fallenden Bereich des σ,φ-Quadranten eine sich gegen oben links senkende Mulde, deren Umriss bei Beleuchtung parallel zur φ-Axe in der Projektion auf die σ, φ-Ebene als die strich-punktiert eingezeichnete Kurve $\varphi_m(\sigma)$ erscheint. Diese Kurve liefert zu jedem σ jenen Wert φ_m, der die Verluste minimal macht. Die Existenz eines solchen Minimums rührt davon her, dass, während bei festem σ mit abnehmendem φ zwar die kinetischen Verluste gemäss (8a) und (16) sinken, der Einfluss des Liefergrades auf die Reibungsverluste ein doppelter ist: Diese sind nach dem Obigen proportional dem Quotienten $\Delta p_{st}^*/\varphi$, der gemäss (9) und (16) mit sinkendem φ zunächst ab-, dann aber wieder zunimmt. — Infolge der gemachten Vereinfachungen übertreffen die wirklichen die nach (I) berechneten theoretischen Verluste; in dem unten angeführten Beispiel um etwa 15 % des theoretischen Wertes.

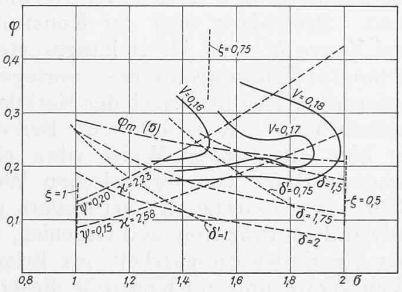

Abb. 5. Verluste V, Druckziffer ψ, bezogene Umfangsgeschwindigkeit $\varkappa$, bez. Raddurchmesser δ, bez. Nabendurchmesser δ', bez. Zirkulationszahl ζ in Funktion der Kennzahl σ und des Liefergrades φ. Kurve minimaler Verluste $\varphi_m(\sigma)$. Vorausgesetzt: $\eta_s = 0{,}8$, $\varepsilon = 0{,}03$.

Von der in unsrer Darstellung nach links oben ansteigenden Fläche $\psi(\sigma,\varphi)$ sind in Abb. 5 zwei Niveaulinien eingezeichnet. Es sind zugleich Niveaulinien der Fläche $\varkappa(\sigma,\varphi)$, wenn gemäss (14) mit

$$\varkappa = \frac{1}{\sqrt{\psi}} = \frac{u}{\sqrt{2\,\Delta p_{tot}/\varrho}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (18)$$

die auf die Geschwindigkeit $\sqrt{2\,\Delta p_{tot}/\varrho}$ bezogene Umfangsgeschwindigkeit bezeichnet wird. Diese Fläche fällt gegen links oben zu ab.

Von Interesse ist auch, wie sich der Raddurchmesser

$$2 r_s = \frac{u}{\pi n} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (19)$$

oder, besser, der auf die Strecke $\sqrt{2^{3/2} Q \varrho^{1/2} / \pi\, \Delta p_{tot}^{1/2}}$ bezogene Durchmesser δ mit σ und φ ändert. Nach (19), (18) und (15) ist

$$\delta = \frac{2 r_s}{\sqrt{0{,}9\, Q \varrho^{1/2} / \Delta p_{tot}^{1/2}}} = \frac{\varkappa}{\sigma} \quad . \quad . \quad . \quad (20)$$

[8]) Siehe *Keller*, l. c., S. 41 fg.

Bei Fortschreiten längs einer Linie konstanter Umfangsgeschwindigkeit $\varkappa$ in Richtung fallender Drehzahl σ nimmt der Durchmesser zu; daher der durch einige Niveaulinien veranschaulichte Anstieg der Fläche $\delta(\sigma,\varphi)$ gegen die links unten gelegenen Punkte unseres Quadranten hin. $\delta' = \nu\,\delta$ ist der auf die selbe Strecke bezogene Nabendurchmesser. Die Fläche $\delta'(\sigma,\varphi)$ ist in Abb. 5 durch zwei Niveaulinien angedeutet.

Das Produkt aus Zirkulation und Flügelzahl folgt angenähert aus (3) und (9) zu

$$\Gamma z = \frac{\Delta p_{tot}}{\varrho n}\left(1 + \frac{(1-\eta_s)\,\varphi^2}{\psi}\right),$$

oder, auf die Zirkulation $\sqrt{2^{1/2} \pi\, Q\, \Delta p_{tot}^{1/2} / \varrho^{1/2}}$ bezogen, zu

$$\zeta = \frac{\Gamma z}{\sqrt{4{,}45\, Q\, \Delta p_{tot}^{1/2} / \varrho^{1/2}}} = \frac{1 + \frac{(1-\eta_s)\,\varphi^2}{\psi}}{\sigma} \quad . \quad . \quad (21)$$

Auch die Gestalt der Fläche $\zeta(\sigma,\varphi)$ geht aus drei in Abb. 5 skizzierten Niveaulinien hervor; bei Gleichsetzung von Δp_{st}^* mit Δp_{tot} wäre sie ein Zylinder, die Niveaulinien Geraden parallel zur φ-Axe. Da es uns hier nur auf das Prinzipielle ankommt, genüge diese ungefähre Kennzeichnung der Fläche $\zeta(\sigma,\varphi)$. Zur praktischen Berechnung der Flügelprofile genügt sie nicht; für diese ist in Gl. 3 Δp_{st}^* durch einen genaueren, die Radreibungseinflüsse berücksichtigenden Wert zu ersetzen [9]).

Eine genauere Darstellung der verschiedenen, in Abbildung 5 nur skizzierten Flächen würde erschöpfenden Aufschluss darüber geben, wie sich unter den gemachten Voraussetzungen, bei beliebig vorgeschriebenem Q und Δp_{tot}, die Hauptkonstruktionsdaten — abgesehen von der noch freibleibenden Flügelzahl — mit der Kennzahl und dem Liefergrad ändern. Mit der Wahl dieser Grössen ist auch der Geschwindigkeitsplan in jedem Radius festgelegt, nicht bloss u_r und $c_m = \varphi u$, sondern auch die durch (1) und angenähert durch (9) — genauer durch eine verbesserte Beziehung [9]) — bestimmte Geschwindigkeitsumlenkung Δc_{ur} und damit die mittlere Anströmgeschwindigkeit w_∞.

Nach Wahl von σ und φ, und damit von ζ, ist die Zirkulation Γ, und damit das in (4) auftretende Produkt $(c_a l)_r$, umgekehrt proportional zur Flügelzahl z. Ist auch diese gewählt, so kann das gemäss (5) in jedem Radius festgelegte Produkt $c_a l$ innerhalb der durch Formgebung, Festigkeit, Ablösungsgefahr und die Bedingung (III) gezogenen Schranken auf den Auftriebskoeffizienten c_a und die Profiltiefe l verteilt werden [10]). Nach Wahl eines geeigneten Profils folgt der jeweilige Anstell- und Gleitwinkel aus dem in den Profilbüchern dafür niedergelegten Zusammenhang zwischen Anstellwinkel, Auftrieb und Widerstand.

Mit Rücksicht auf die Herstellungskosten wird man die Flügelzahl tunlichst klein wählen. Allerdings kann man die Verringerung von z schon deshalb nicht zu weit treiben, weil die dadurch bedingte Steigerung der Zirkulation, d. h. der Flügeltiefe l, den einzelnen Flügel schwerer macht.

Der Nutzen einer Uebersicht in der Art von Abb. 5 für den Konstrukteur wird von seiner Kenntnis des Einflusses der verschiedenen Grössen auf die Herstellungskosten abhängen. Eine solche Kenntnis wird ihm, bei gegebener Drehzahl σ_1, eine Abschätzung der durch ein Abweichen von dem Punkte $\varphi_m(\sigma_1)$ — dem Punkt geringster Verluste — zu gewinnenden Kostenersparnis erlauben. Oder auch, bei Verharren auf der Kurve $\varphi_m(\sigma)$ minimaler Verluste, eine Abschätzung der Verteuerung des Rades, mit welcher die aus einer niedrigeren Drehzahl zu holende Verbesserung des Wirkungsgrads erkauft wird.

Ein ausgeführtes, in der erwähnten Dissertation eingehend berechnetes Luftgebläse [11]) (Abb. 6) möge das Gesagte verdeutlichen. Es ist für 4,6 m³/sec Fördervolumen und 78,5 mm WS bei 2880 U/min = 48 U/sec gebaut. Mit $\varrho = 0{,}12$ kg m^{-4} sec^2 wird nach (15) $\sigma = 1{,}7$. Gemäss Abb. 4 wäre ein Nabenverhältnis von 0,44 noch zulässig;

[9]) Siehe Keller, l. c., S. 16.

[10]) Ein Beispiel die Berechnungen Kellers, l. c, S. 121, zu dem in Abb. 7 wiedergegebenen Flügel.

[11]) Rad No. 3, l. c., S. 115 fg.

gewählt wurde $\nu = 0{,}458$. Der gewählte Liefergrad $\varphi = 0{,}23$ liegt nach Abb. 5 etwas über φ_m. Nach (16) wird die Druckziffer $\psi = 0{,}16$, woraus nach (18) $\varkappa = 2{,}5$ und nach (20) $\delta = 1{,}47$ folgt, entsprechend einem Raddurchmesser von 0,598 m, ausgeführt zu 600 mm, und einem Nabendurchmesser von 0,275 m, ausgeführt zu 280 mm. Die Umfangsgeschwindigkeit beträgt demnach 90,4 m/sec. Da die in (III) auftretende Schranke k sich mit $a = 300$ m/sec zu 8,3 berechnet, ist die Flügelspitzenbedingung, wie ein Blick auf Abb. 3 lehrt, für jedes praktisch denkbare Verhältnis λ_s längstens erfüllt. Die Grössen Δp_{st}, Δc_{ur} und ζ würden, nach (9), bezw. (1) und (21) berechnet, um rd. 12 % zu klein. Mit einem korrigierten Wert von $\Delta p_{st} = 92$ mm WS wird $\zeta = 0{,}69$ und $\Gamma z = 15{,}6$. Bei der gewählten Flügelzahl $z = 10$ hat demnach jeder Flügel eine Zirkulation von 1,56 m²/sec zu bewältigen. Abb. 7 veranschaulicht das Ergebnis der weiteren Berechnung und Auswahl, auf deren Einzelheiten schon in Anm. 10 verwiesen wurde. — Unter den vorgeschriebenen Umständen erreichte das Gebläse den Gesamtwirkungsgrad $\eta = 0{,}837$, entsprechend $V = 1/\eta - 1 = 0{,}195$, gegenüber dem nach Abb. 5 zwischen 0,16 und 0,17 liegenden theoretischen Wert.[12])

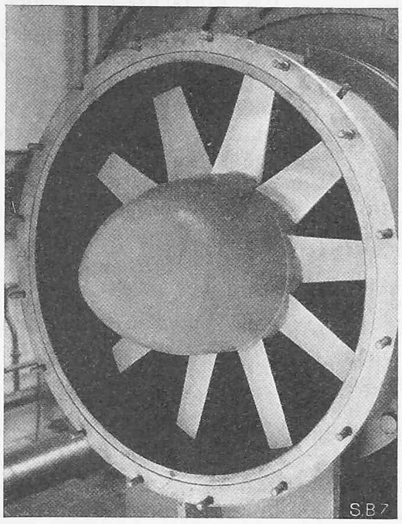

Abb. 6. Propellertyp-Laufrad für 4,6 m³/sec Luft und 78,5 mm WS Druckerhöhung bei 2880 U/min. Bauart Escher Wyss.

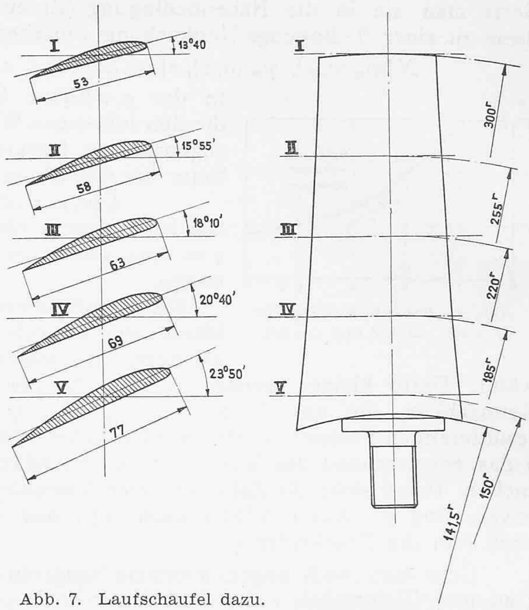

Abb. 7. Laufschaufel dazu.

6. *Bemerkung*. Diese Ausführungen sollen nicht etwa zeigen, wie man eine neue Maschine „errechnen" kann — das kann man nicht —, sondern nur, wie man einen, wenigstens in der Idee, schon vorhandenen Maschinentyp mit Hilfe einer Rechnung zweckmässig bemisst. Bestenfalls wird der Konstrukteur dem Kaufmann eine Kurve $K(\eta)$ — Herstellungskosten K in Funktion des verlangten Wirkungsgrades — vorlegen können mit der Aufforderung, darauf den nach der Marktlage passendsten Punkt auszusuchen. — Aber auch eine Berechnung après coup in der hier entworfenen Weise wäre ohne eine bereits feststehende Reihe von numerischen Werten und Annahmen hilflos. Die Dissertation Curt Kellers gibt ein Bild von dem Aufwand an Präzision und Geschick, wie ihn vorliegendenfalls die Entwicklungsarbeit zur Erlangung dieser numerischen Werte und zur Kontrolle dieser Annahmen in einem modernen Laboratorium erheischt.

K. H. Grossmann.

[12]) Keller, l. c., S. 132, Abb. 92. Die Abweichung rührt wesentlich von der Vernachlässigung der Spaltverluste her.

Die Anwendung der Stereophotogrammetrie bei Architekturaufnahmen

von M. ZURBUCHEN, Grundbuchgeometer, Bern

Aus einem Referat, gehalten an der diesjährigen Hauptversammlung der Schweiz. Gesellschaft für Photogrammetrie in Bern

Die architektonische Vermessung und zeichnerische Darstellung eines bestehenden Bauwerkes ist keine einfache Sache und umso schwieriger, je detaillierter der Aufbau und je unzugänglicher das darzustellende Objekt ist. Die Einmessungen mit Schnurgerüsten, mit Messband, Senkel und Meter, und besonders die notwendige Gerüsterstellung dazu sind sehr kostspielig und lassen an Genauigkeit oft zu wünschen übrig, vielleicht weniger in den Einzelheiten als in den Hauptmassen.

Schon Meister wie Leonardo da Vinci, Michelangelo und Raffael haben sich mit der Aufnahme und zeichnerischen Darstellung der antiken Bauwerke befasst. 8000 Originalzeichnungen, die in der Galleria degli Uffizi in Florenz aufbewahrt sind, zeugen von der Wichtigkeit, die sie der masstäblichen Wiedergabe der dem Zerfall geweihten Bauwerke beilegten. Was für eine gewaltige Arbeit in diesen Aufnahmen steckt, kann nur der ermessen, der selber ähnliche Arbeiten ausgeführt hat.

Mit dem Aufkommen der Photographie und damit auch der Photogrammetrie hat sich die Architekturvermessung bedeutend vereinfacht, zuerst mit Hilfe wilder Photographien, später mit fest orientierten Photogrammen.

Es war besonders der Architekt Meydenbauer in Deutschland, der schon 1858 die ersten photogrammetrischen Architekturaufnahmen ausführte und später als Leiter der königlich preussischen Messbildanstalt mehr als tausend Objekte systematisch aufnahm. Diese bisherigen Aufnahmen werden noch heute nach der von Meydenbauer entwickelten graphischen Methode, der sogenannten Messtischphotogrammeterie, ausgewertet.

Von zwei photographischen, nach Lage und Höhe genau bestimmten Stationen aus werden stark konvergente Aufnahmen der selben Bauteile gemacht, aus den Photographien Horizontal- und Höhenwinkel entnommen und so identische Punkte auf graphischem Wege vorwärts eingeschnitten. Es werden also nur Einzelpunkte konstruiert; gebogene Linien müssen durch mehrere Punkte dargestellt werden. Die photogrammetrischen Stationen, die um ein aufzunehmendes Gebäude herum gelegt werden, sind durch einen Polygonzug miteinander verbunden, ebenso sind einige notwendige Kontrollpunkte am Gebäude durch Täfelchen signalisiert und an das Polygon angeschlossen.

Als Vorteile gegenüber der direkten Einmessung mit dem Masstab sind zu nennen: das Wegfallen der teuren Einrüstung, Erhöhung der Genauigkeit, verhältnismässige Raschheit, Festhaltung des Baues durch die übersichtlichen photographischen Bilder und damit die Möglichkeit einer scharfen Trennung der Aufnahme- und der Planarbeiten.

Wie sich seinerzeit die Messtischphotogrammetrie für die Darstellung des Geländes zur Stereophotogrammetrie entwikkelt hat, dank dem Stereokomparator von Pulfrich und den späteren automatischen Auswertegeräten, so lässt sich nun auch in der Architekturphotogrammetrie der gleiche Weg beschreiten, mit dem Ergebnis einer erneuten Vereinfachung, d. h., Verkleinerung des Arbeitsaufwandes, Erhöhung der Zuverlässigkeit (Fehlerausschaltung auf ein Minimum), und Steigerung der Genauigkeit. Ein grosser Vorteil ist im besonderen die Möglichkeit der genauen Darstellung gebogener Linien von Ornamenten und Figuren durch kontinuierliche Linien.

Bereits wurden vereinzelte Arbeiten nach dem stereophotogrammetrischen Verfahren im Ausland ausgeführt. Ich erwähne nur die vollständige Aufnahme des Münsters in Konstanz, des Ramesseums in Aegypten und die Aufnahme des Löwendenkmals in Luzern.

Die Ausführung der hier näher beschriebenen Aufnahme der *ehemaligen Hauptwache in Bern* entsprang dem Wunsche,