

Bestimmung des instationären Druckfeldes einer freifahrenden Luftschraube¹

Von

B. Lambert, Karlsruhe

Mit 16 Textabbildungen

(Eingegangen am 23. Oktober 1967)

Zusammenfassung. Ausgehend vom Potential kreisförmig bewegter Einzelsingularitäten, wie es von VAN DE VOOREN und ZANDBERGEN angegeben wurde, wird das in einem festen Aufpunkt instationäre Druckfeld einer schwach bis mäßig belasteten, freifahrenden Luftschraube dargestellt, wobei die einzelnen Propellerflügel durch flächenhaft verteilte Singularitätenbelegungen ersetzt werden. Die Verdrängungswirkung wird durch Singularitäten des Geschwindigkeitspotentials, die Auftriebswirkung durch entsprechende Singularitäten des Beschleunigungspotentials beschrieben.

Die jeweiligen Belegungsfunktionen wurden aus vorliegenden Schnittzeichnungen von Originalluftschrauben mit Hilfe des Mehrschnittverfahrens gewonnen. Im Falle mäßiger Belastung wurde die Effektivanströmung einer Korrektur unterzogen, die sich aus einer Integrodifferentialgleichung vom PRANDTLschen Typus ergibt. Die darin auftretenden CAUCHYschen Hauptwerte wurden nach einem von ALEF angegebenen Verfahren bestimmt.

Die numerischen Ergebnisse der so gewonnenen Druckfeldgleichungen werden mit Druckmessungen im aerodynamischen Nahfeld axial angeströmter Originalluftschrauben verglichen. Es wird dazu eine Meßmethode angegeben, die den instationären Druckverlauf in der stromaufwärts gelegenen Nahfeldzone mit Hilfe einer speziellen Sonde quantitativ zu erfassen gestattet. Die Kenntnis des Druckverlaufs ist insofern von Bedeutung, als dessen FOURIERzerlegung Aufschluß gibt über den Beitrag der einzelnen Flügelschnitte zur spektralen Zusammensetzung des Schallfeldes.

Summary. Starting from the potential of circulatory moving point singularities as given by VAN DE VOOREN and ZANDBERGEN the pressure field, non-stationary at a fixed point of a weakly to moderately loaded free moving airscrew is presented with propeller blades being replaced by surface singularities. The displacement effect is described by singularities of the velocity potential while the lift is described by singularities of the acceleration potential.

The corresponding weight functions were obtained from blueprints of the original airscrews with the aid of the multi-section method. For the case of moderate loading the effective flow was corrected using an integro-differential equation of the PRANDTL type. The CAUCHY principal values were determined with the aid of a method proposed by ALEF.

Numerical results obtained for the pressure field are compared with measurements in the aerodynamic proximity of the original airscrews in axial flow. To this effect, a method is developed for measuring the nonstationary pressure distribution in the upstream zone of aerodynamic proximity with the aid of a special sounding equipment. A FOURIER expansion of this pressure distribution renders the contribution of each blade section to the spectral composition of the sonic field.

¹ Gekürzte Fassung der gleichlautenden Dissertation des Verfassers, Universität Karlsruhe 1967.

Einleitung

In einem Beitrag zu dem Problem der theoretischen Vorausbestimmung der Schallerzeugung durch Axialmaschinen versuchte PESCHKA [1] das Schallfeld mehrerer, in ein Rohr endlicher Länge eingebauter Axialstufen zu beschreiben, wobei das einzelne Laufrad durch ein „actuator-disc“-Modell ersetzt wird. Durch lineare Superposition von Partikulärlösungen der Wellengleichung kann ein allgemeines Integral aufgebaut werden, das gewissen Randbedingungen genügt. Während die Randwerte an der Rohrwand und an den Rohrenden vorgegeben werden können, ist dies hinsichtlich der Druckrandwerte in den einzelnen Laufradebenen im allgemeinen nicht der Fall, da sowohl Form als auch Amplitude des Druckverlaufs bisher nur qualitativ bekannt waren. Deshalb mußte sich PESCHKA bei seinen Untersuchungen auf den idealisierten Fall einer rechteck- bzw. sinusförmigen Druckstörung beschränken. Das aus diesen Annahmen resultierende Schallspektrum entspricht zwei Grenzfällen: im Fall der Rechteckstörung besteht das Spektrum aus unendlich vielen, diskreten Spektrallinien, deren Intensität mit steigender Ordnungszahl abnimmt; im Fall der rein sinusförmigen Störung entartet das Spektrum zu einer einzigen Spektrallinie. Eine genaue Kenntnis des Druckrandwertes ist aber zur quantitativen Erfassung insbesondere der höheren Frequenzanteile des Spektrums erforderlich. Obwohl diese Komponenten mit zunehmender Frequenz intensitätsmäßig mehr oder weniger stark abnehmen, sind sie zur Beurteilung derartiger Schallfelder doch von Bedeutung, da das menschliche Ohr für höhere Frequenzen um ein Vielfaches empfindlicher ist als für niedrige Frequenzen gleicher Intensität.

Es erscheint daher notwendig, das aerodynamische Nahfeld² genauer zu erfassen. Zur mathematischen Behandlung des Problems ist es zunächst zweckmäßig, sich auf den idealisierten Fall einer freifahrenden, zwei-flügeligen Luftschraube zu beschränken, die als ein vereinfachtes Modell eines Axialgitters angesehen werden kann. Sie unterscheidet sich von einem üblichen Laufrad im Prinzip dadurch, daß weder ein Wandeinfluß noch eine Wechselwirkung mit etwaigen Leitvorrichtungen vorhanden ist. Außerdem dürfen wegen der geringen Anzahl von Flügeln der Gittereinfluß und wegen des kleinen Nabenvhältnisses der Nabeneffekt vernachlässigt werden. Überdies kann bei einer freifahrenden Luftschraube im allgemeinen von der Berücksichtigung der Kontraktion des Propellerstrahls abgesehen werden.

1. Theoretischer Teil

Die Druckfeldgleichungen

Zur genaueren Bestimmung des aerodynamischen Nahfeldes muß statt der vereinfachenden Vorstellung des „actuator-disc“-Modells die verfeinerte Betrachtungsweise eines wirklichen Axialgitters gewählt werden.

² Unter Nahfeld sollen dabei Punkte verstanden werden, deren kleinster Abstand von der Laufradebene in der Größenordnung der mittleren Flügeltiefe liegt.

von den jeweiligen Flügel-Hauptachsen H. A. beschrieben wird (siehe Abb. 1).

Unter Flügelhauptachse soll diejenige Linie verstanden werden, längs der die einzelnen Flügelschnitte aufgereiht sind. In der Regel ist dies der Radius durch den Schwerpunkt des Nabenschnittes.

Die Verdrängungswirkung der Propellerflügel wird wie üblich durch Geschwindigkeitsquellen, die Auftriebswirkung jedoch durch Beschleunigungsdipole beschrieben. Letztere werden wegen des linearen Zusammenhangs zwischen Stördruck und Beschleunigungspotential der besseren Anschaulichkeit halber auch als Druckdipole bezeichnet. Die „Druckquellen“ sind dabei auf der Druckseite, die „Drucksenken“ auf der Saugseite des Flügels angeordnet.

Der Druckdipol, der in seiner aerodynamischen Wirkung einem gebundenen Wirbelelement samt dessen freier Wirbelschleppe äquivalent ist, findet deshalb Verwendung, weil das Geschwindigkeitspotential des Wirbels nicht geeignet ist, den hier behandelten instationären Vorgang zu beschreiben.

Das allgemeine Quellpotential $\psi_Q(x, r, \varphi, t)$ solcher Singularitäten, die mit konstanter Geschwindigkeit auf Kreisbahnen umlaufen und gleichzeitig einer konstanten Anströmung in Richtung der Drehachse unterliegen, wurde von VAN DE VOOREN und ZANDBERGEN [3] angegeben zu

$$\psi_Q(x, r, \varphi, t) = -\frac{Q}{4\pi\sigma} \quad (1)$$

mit

$$\sigma = s + \frac{\omega}{c} r_0 r \sin \alpha, \quad (2)$$

$$s^2 = (x - x_0)^2 + \beta^2 (r^2 + r_0^2 - 2 r r_0 \cos \alpha), \quad (3)$$

$$\varphi + \omega t = \alpha + \varphi_0 + \frac{\omega}{\beta^2 c} (s - M(x - x_0)), \quad (4)$$

$$\beta^2 = 1 - M^2, \quad (5)$$

$$M = \frac{U}{c}. \quad (6)$$

Dabei bedeuten:

- x, r, φ = Aufpunktskoordinaten,
- x_0, r_0, φ_0 = Quellpunktskoordinaten,
- c = Schallgeschwindigkeit,
- Q = Quellstärke,
- U = axiale Anströmgeschwindigkeit,
- ω = Kreisfrequenz des Umlaufs um die Drehachse.

Nach Ausführung einfacher Differentiationsprozesse erhält man aus dem allgemeinen Potential ψ_Q das Druckfeld der Geschwindigkeitsquellen

und Druckdipole und daraus wiederum durch geeignete Superposition das Druckfeld der gesamten, flächenhaften Singularitätenbelegungen.

Bedeutet ψ_Q einmal das Geschwindigkeitspotential, so gilt für das Druckfeld einer Geschwindigkeitsquelle:

$$P_Q = -\varrho_0 \left(\frac{\partial \psi_Q}{\partial t} + U \frac{\partial \psi_Q}{\partial x} \right). \quad (7)$$

Bedeutet ψ_Q das Beschleunigungspotential, so gilt für das Druckfeld eines Druckdipols:

$$P_D = \varrho_0 \lim_{h \rightarrow 0} \text{grad } \psi_Q = -\varrho_0 \psi_D = -\frac{E}{4\pi} \left(\cos \gamma \frac{\partial}{\partial x} - \frac{\sin \gamma}{r_0} \cdot \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) \frac{1}{\sigma} \quad (8)$$

mit

$$\lim_{h \rightarrow 0} Q \cdot h = E,$$

wobei E das Dipolmoment, ϱ_0 die Dichte des Mediums und $-\gamma$ den Winkel zwischen Dipolachse und der positiven x -Achse (siehe Abb. 2) bedeuten.

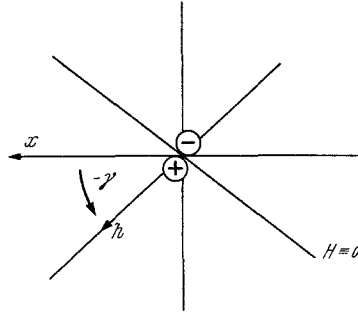


Abb. 2. Orientierung der Achse des Druckdipols

Für den Druckanteil P_q infolge der Verdrängungswirkung ergibt sich dann nach Integration über die Projektion O der Flügelfläche auf die Schraubenfläche H

$$P_q = \int \int_0 P_Q d\sigma. \quad (9)$$

Analog hat man für den Druckanteil der Auftriebswirkung

$$P_\tau = \int \int_0 P_D d\sigma. \quad (10)$$

Die Integration wird jedoch nicht über die räumliche Belegungsfläche O , sondern über deren Projektion in die r, φ -Ebene (Drehenebene) ausgeführt, so daß für das Flächenelement $d\sigma$ die Beziehung gilt:

$$d\sigma \cos \gamma = r_0 dr_0 d\varphi_0, \quad (11)$$

wobei γ den Projektionswinkel der einzelnen Flächenelemente do bedeutet. Bezieht man alle Längenabmessungen auf den Außenradius R der Luftschraube, so gelten für die Integrationsvariablen folgende Grenzen:

$$\begin{aligned} r_N &\leq r_0 \leq 1, \\ \varphi_{0V}(r_0) &\leq \varphi_0 \leq \varphi_{0H}(r_0), \end{aligned} \quad (12)$$

wobei r_N den normierten Nabenradius, $\varphi_{0V}(r_0)$ bzw. $\varphi_{0H}(r_0)$ die φ -Koordinate der Vorder- bzw. Hinterkante der projizierten Belegungsfläche bedeuten.

Für die numerische Auswertung der Integrale erweist es sich als zweckmäßig, die Koordinate φ_0 durch die trigonometrische Variable Θ zu ersetzen, die durch die Beziehung

$$\varphi_0(r_0) = \varphi_m(r_0) - \varphi_t(r_0) \cos \Theta \quad (13)$$

mit

$$\begin{aligned} 2 \varphi_t(r_0) &= \varphi_{0H}(r_0) - \varphi_{0V}(r_0), \\ 2 \varphi_m(r_0) &= \varphi_{0H}(r_0) + \varphi_{0V}(r_0) \end{aligned} \quad (14)$$

gegeben ist. Die Beziehungen (11) und (12) gehen dann über in

$$do \cos \gamma = r_0 dr_0 \varphi_t(r_0) \sin \Theta d\Theta \quad (11')$$

und

$$r_N \leq r_0 \leq 1; \quad 0 \leq \Theta \leq \pi. \quad (12')$$

Für den Propeller mit K symmetrisch angeordneten, geometrisch gleichen Flügeln ergeben sich dann für den Stördruck des Verdrängungs- bzw. Auftriebsanteils der Luftschraube die Beziehungen

$$\begin{aligned} P_q &= \frac{-\varrho_0 c}{4\pi} \sum_{i=1}^K \int_{r_N}^1 \frac{r_0 \varphi_t(r_0)}{\cos \gamma(r_0)} \int_0^\pi q(r_0, \varphi_0(\Theta) + \\ &+ \frac{2\pi}{K}(i-1)) \left(\frac{d + M(x - x_0)}{\sigma^3} \right) \sin \Theta d\Theta dr_0 \end{aligned} \quad (15)$$

bzw.

$$\begin{aligned} P_\tau &= \frac{\varrho_0}{4\pi} \sum_{i=1}^K \int_{r_N}^1 \frac{r_0 \varphi_t(r_0)}{\cos \gamma(r_0)} \int_0^\pi \tau(r_0, \varphi_0(\Theta) + \\ &+ \frac{2\pi}{K}(i-1)) \left(\frac{a - b}{\sigma^3} \right) \sin \Theta d\Theta dr_0 \end{aligned} \quad (16)$$

mit

$$a = (x - x_0) \cos \gamma - \beta^2 r \sin \alpha \sin \gamma, \quad (17)$$

$$b = M_R r r_0 \cos \alpha \left(\frac{s}{r_0} \sin \gamma + \cos \gamma \left(\frac{M_R}{\beta^2} (x - x_0 - M s) - M \tan \alpha \right) \right), \quad (18)$$

$$d = M_R r r_0 \cos \alpha \left(\tan \alpha + \frac{M_R}{\beta^2} (s - M(x - x_0)) \right), \quad (19)$$

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{\lambda}{r_0}, \quad (20)$$

$$x_0 = \lambda \varphi_0, \quad (21)$$

$$M_R = \frac{\omega R}{c}, \quad (22)$$

$$\lambda = \frac{U}{\omega R}. \quad (23)$$

Die Größen σ , s , α , β und M sind bereits durch die Beziehungen (2) bis (6) und φ_t durch (14) definiert. Die Größe λ wird als Fortschrittsgrad bezeichnet. Die Funktionen q und τ bedeuten die flächenhaften Belegungsfunktionen der Geschwindigkeitsquellen bzw. Druckdipole.

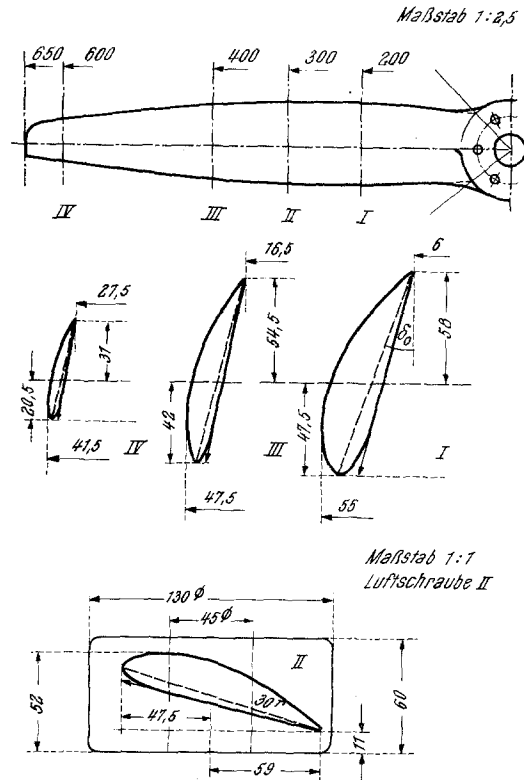


Abb. 3. Auszug aus der Konstruktionszeichnung einer der beiden untersuchten Luftschrauben

Eine geschlossene Darstellung dieser Integrale ist wegen des komplizierten Aufbaues der Integranden nicht möglich. Es muß daher ein numerisches Integrationsverfahren herangezogen werden. Dazu wird der Integrationsbereich durch ein geeignet gewähltes Netz überzogen, dessen Maschenweite vom jeweiligen Abstand zwischen dem Feldpunkt und den

einzelnen Punkten der Belegungsfläche abhängt. Dies ist durch das aus der Singularitätentheorie bekannte Verhalten der Integranden bedingt, die bei Annäherung des Aufpunktes an die Belegung polartigen Charakter besitzen. Zur Erfassung dieser besonderen Struktur und zur Beschränkung des numerischen Aufwandes hat sich bei der Integration sowohl in r - als auch in φ -Richtung das GAUSS-LEGENDRESche Quadraturverfahren als sehr vorteilhaft erwiesen.

Um die Druckfeldgleichungen (15) bis (23) jedoch numerisch auswerten zu können, müssen sowohl die Belegungsfunktionen der Singularitäten q und τ als auch die Funktion $\varphi_t(r_0)$ bekannt sein. Da dies für die beiden Luftschrauben, an denen die experimentellen Untersuchungen durchgeführt wurden, jedoch nicht der Fall war, mußten diese Funktionen aus der vorgegebenen Kontur einzelner Flügelschnitte (siehe Abb. 3) zuvor ermittelt werden.

Bestimmung der Belegungsfunktionen

Während die der Flügeltiefe proportionale Größe φ_t längs der gesamten Flügelstreckung unmittelbar aus den Konstruktionszeichnungen entnommen werden kann, müssen die beiden Belegungsfunktionen auf relativ aufwendige Weise aus der Kontur einzeln vorgegebener Flügelschnitte berechnet werden. Dies geschieht näherungsweise mit Hilfe des sogenannten „Mehrschnittverfahrens“. Dabei wird ein Flügelschnitt im rotierenden System als Element eines unendlich langen, ebenen Tragflügels aufgefaßt und die Randbedingungen an diesem Profilschnitt durch das Geschwindigkeitsfeld geeigneter Singularitätenverteilungen erfüllt. Im Rahmen der vorausgesetzten Linearisierung können Verdrängungseffekt und Auftriebswirkung getrennt voneinander behandelt werden.

Für den Verdrängungseffekt gestaltet sich die Bestimmung der Belegungsfunktion einfach, da zur Erfüllung der Randbedingung die Normalgeschwindigkeit an der Kontur des symmetrischen Dickenanteils des Propellerflügels benutzt werden kann. Dies führt zu einer Quellverteilung, deren Belegungsdichte der lokalen Kontursteigung des Dickenanteils proportional ist.

Die Belegungsfunktion der Druckdipole ebenfalls über die Normalgeschwindigkeit an der tragenden Fläche auf numerischem Wege zu bestimmen, ist bisher noch nicht gelungen, da bei der Berechnung des Geschwindigkeitsfeldes erhebliche mathematische Schwierigkeiten auftreten, sobald Aufpunkt und Ort der Belegung zusammenfallen. Dieses Problem wird derzeit von VAN MANEN und BAKKER [4] behandelt, indem sie die von SPARENBERG [5] angegebene Integralgleichung für den Zusammenhang zwischen Kontur und flächenhafter Dipolbelegung unter Vorgabe *spezieller* Verteilungsfunktionen zu integrieren versuchen. Insbesondere erweist sich die numerische Behandlung dabei auftretender HADAMARDScher Hauptwerte vor allem bei *allgemeinen* Auftriebsverteilungen als sehr schwierig.

Diese Schwierigkeiten lassen sich näherungsweise dadurch umgehen, daß man nach dem Mehrschnittverfahren zunächst die gebundene Wirbelverteilung γ_τ berechnet, die nach KUESSNER [6] auch im instationären

Fall mit der gesuchten Druckdipolverteilung τ durch die einfache Beziehung

$$\tau = u_{\infty} \gamma_{\tau} \quad (24)$$

verknüpft ist, wobei u_{∞} die sehnensparallele Komponente der Relativanströmung bedeutet.

Zur Bestimmung der Verteilungsfunktionen an einem vorgegebenen Profilschnitt werden die von GLAUERT [7] und ALLEN [8] angegebenen trigonometrischen Reihen für die Quellverteilung

$$q(\Theta) = u_{\infty} \left(B_0 \left(\operatorname{ctg} \frac{\Theta}{2} - 2 \sin \Theta \right) + \sum_{i=2}^{\infty} B_i \sin i \Theta \right) \quad (25)$$

einerseits und für die gebundene Wirbelverteilung

$$\gamma_{\tau}(\Theta) = \frac{2}{\beta_R} u_{\infty} \left(A_0 \operatorname{ctg} \frac{\Theta}{2} + \sum_{i=1}^{\infty} A_i \sin i \Theta \right) \quad (26)$$

andererseits herangezogen. β_R bedeutet den PRANDTL-Faktor der Relativanströmung.

Die Koeffizienten A_i und B_i der einzelnen Reihenglieder sind zunächst noch unbestimmt. Setzt man diese Reihen in die bekannten vereinfachten kinematischen Strömungsbedingungen ein, so erhält man nach Integration für den Zusammenhang zwischen der vorgegebenen Kontur $h_d(\Theta)$ des Dickenanteils des betreffenden Profilschnitts und den freien Koeffizienten B_i der Quellverteilung die Beziehung

$$h_d(\Theta) = \frac{l}{2} \left(B_0 \left(\sin \Theta + \frac{1}{2} \sin 2 \Theta \right) + \sum_{i=2}^{\infty} B_i \left(\frac{\sin(i-1)\Theta}{2(i-1)} - \frac{\sin(i+1)\Theta}{2(i+1)} \right) \right). \quad (27)$$

Analog ergibt sich für den Zusammenhang zwischen der Wölbung der Skelettlinie $h_s(\Theta)$ und den freien Koeffizienten A_i der gebundenen Wirbelverteilung

$$h_s(\Theta) = \operatorname{tg} \varepsilon - \frac{l}{2} \left(-A_{00} (1 - \cos \Theta) + A_1 \frac{\sin^2 \Theta}{2} + \sum_{i=2}^{\infty} A_i \left(\frac{\cos(i-1)\Theta}{2(i-1)} - \frac{\cos(i+1)\Theta}{2(i+1)} - \frac{1}{i^2 - 1} \right) \right). \quad (28)$$

ε bedeutet dabei den Anstellwinkel des Profilschnittes gegenüber der ungestörten Relativanströmung. Da die Gleichungen (27) und (28) im Bereich der gesamten Profiltiefe l zu erfüllen sind, benötigt man im allgemeinen Fall unendlich viele Koeffizienten. Für praktische Zwecke genügt es jedoch, sich auf eine relativ geringe Anzahl von Koeffizienten zu beschränken, da der Beitrag der höheren Glieder der beiden Reihen bei den üblichen

aerodynamischen Profilen relativ rasch abnimmt. Damit können die Randbedingungen nur an so vielen diskreten Aufpunkten erfüllt werden, wie Reihenglieder berücksichtigt werden. Die zunächst noch unbekannten Koeffizienten bestimmen sich somit aus zwei inhomogenen Gleichungssystemen, deren zugehörige Belegungsfunktionen den betreffenden Profilschnitt repräsentieren. Indem dieser Prozeß an einer genügenden Anzahl von Schnitten durchgeführt wird, ist der Verlauf der einzelnen Gewichtsfaktoren der Belegungsfunktionen nach Interpolation auch an den Zwischenschnitten, d. h. in radialer Richtung bekannt. Es zeigt, sich daß die vorgegebenen Profilschnitte durch jeweils 5 Reihenglieder mit genügender Genauigkeit beschrieben werden können. Ein solcher Verlauf der Gewichtsfunktionen ist für eine der beiden untersuchten Luftschrauben in Abb. 4 wiedergegeben.

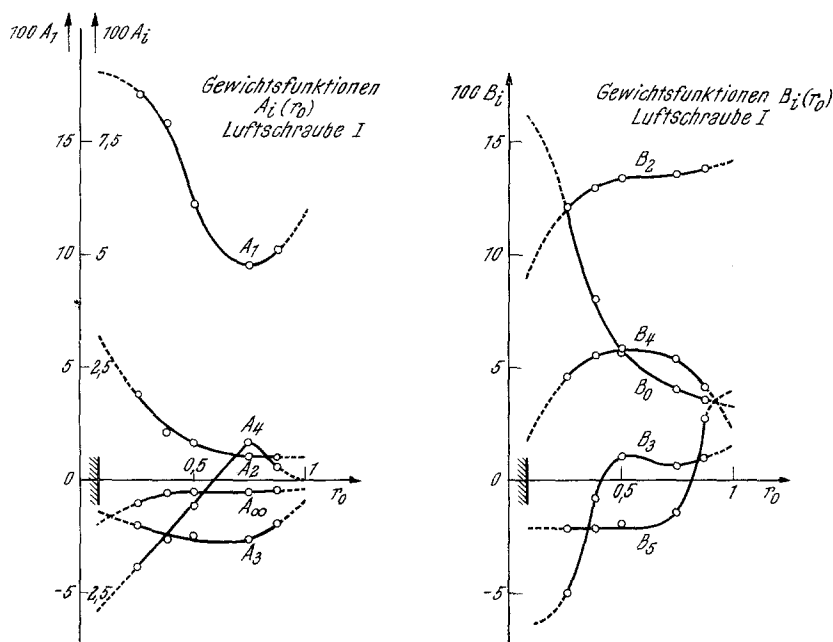


Abb. 4. Verlauf der Gewichtsfunktionen $A_i(r_0)$ und $B_i(r_0)$ der einen Flügel repräsentierenden Singularitätengrundverteilungen

An den Flügelenden muß das Mehrschnittverfahren naturgemäß versagen; dies kann näherungsweise durch entsprechende Korrekturfaktoren ausgeglichen werden, wie sie auch in der Theorie der Schiffspropeller auf Ergebnisse angewandt werden, die nach der zweidimensionalen Theorie gewonnen wurden.

Die nach dem Mehrschnittverfahren gewonnenen Belegungsfunktionen bedürfen in der Regel jedoch noch einer Ergänzung. Und zwar muß die Wirkung des freien Wirbelsystems berücksichtigt werden, welches sich im Propellernachstrom ausbildet und mit dem Medium abschwimmt. Je

nach Belastung der Luftschraube induziert dieses Wirbelsystem in der Umgebung der Flügel eine Zusatzgeschwindigkeit u_i , die sich der ungestörten Anströmgeschwindigkeit w_∞ überlagert, was zu einer Änderung der Anströmverhältnisse führt. Die Strömungsverhältnisse an einem Profilschnitt im Abstand r_0 von der Drehachse sind in Abb. 5 wieder gegeben.

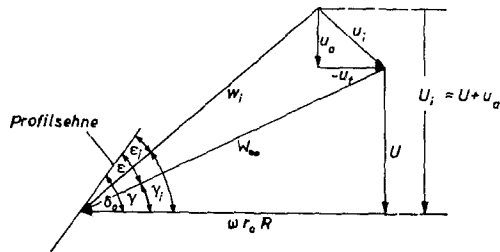


Abb. 5. Schematische Darstellung der vom freien Wirbelsystem induzierten Zusatzgeschwindigkeit u_i an einem Profilschnitt im Abstand r_0 von der Drehachse

Es bedeuten:

$\omega r_0 R$ = Umfangsgeschwindigkeit des umlaufenden Profilschnittes,

w_∞, w_i = Geschwindigkeit der ungestörten bzw. effektiven relativen Anströmung,

u_a = Komponente der induzierten Geschwindigkeit u_i in Richtung der Drehachse,

u_t = Komponente von u_i in peripherer Richtung,

δ_0 = geometrischer Anstellwinkel des Profilschnittes,

U = Grundanströmung in Richtung der Drehachse,

γ, γ_i = Steigungswinkel der ungestörten bzw. effektiven Relativanströmung,

$\varepsilon, \varepsilon_i$ = Anstellwinkel gegenüber der ungestörten bzw. effektiven Relativanströmung.

Dabei wurde angenommen, daß die flächenhafte Belegung auf eine tragende Linie, zweckmäßigerweise auf die Hauptachse des Propellerflügels, konzentriert sei (lifting line), was wegen der bei Luftschrauben großen Flächenverhältnisse als gerechtfertigt erscheint. Diese Annahme vereinfacht die Bestimmung der induzierten Geschwindigkeit u_i in erheblichem Maße. Man geht dazu von der Beziehung

$$\Gamma(r_0) = w_i(r_0) \frac{l(r_0)}{2} \frac{2\pi}{\beta_R} R \cos \varepsilon_i(r_0) \left(A_0(r_0) + \frac{A_1(r_0)}{2} \right) \quad (29)$$

aus, die den Zusammenhang zwischen der Zirkulation und der Geometrie sowie dem effektiven Anstellwinkel ε_i des betrachteten Profilschnittes

² Die Größe R tritt hier deshalb auf, weil alle Längenabmessungen nach Voraussetzung auf den Propellerradius R bezogen sind.

beschreibt. Setzt man die Beziehungen

$$\varepsilon_i = \delta_0 - \gamma_i, \quad (30)$$

$$w_i \cos \gamma_i = \omega r_0 R - u_t, \quad (31)$$

$$w_i \sin \gamma_i = U + u_a \quad (32)$$

in (29) ein, so erhält man daraus nach Division mit $2\pi R$ die dimensionslose Darstellung

$$G(r_0) = \frac{l(r_0)}{2} \frac{1}{\beta_R} \left\{ K_1(r_0) \left(\frac{\omega r_0}{U} - \frac{u_t(r_0)}{U} \right) + K_2(r_0) \left(1 + \frac{u_a(r_0)}{U} \right) \right\} \quad (33)$$

mit

$$G(r_0) = \frac{\Gamma(r_0)}{2\pi R U}.$$

K_1 und K_2 sind Funktionen, die nur von der lokalen Profilgeometrie abhängen. Setzt man außerdem für u_t und u_a nach LERBS⁴ [9] die Beziehungen

$$\frac{u_t}{U} = \frac{1}{2} \beta \int_{r_N}^1 \frac{\partial G(r_1)}{\partial r_1} \frac{i_t(r_0, r_1, \lambda_i, K)}{r_0 - r_1} dr_1, \quad (34)$$

$$\frac{u_a}{U} = \frac{1}{2} \beta \int_{r_N}^1 \frac{\partial G(r_1)}{\partial r_1} \frac{i_a(r_0, r_1, \lambda_i, K)}{r_0 - r_1} dr_1$$

in (33) ein, dann ergibt sich für G eine Integrodifferentialgleichung vom PRANDTLschen Typus. i_a und i_t bedeuten die LERBSschen Induktionsfaktoren. Wegen des Auftretens des sogenannten induzierten Fortschrittsgrades λ_i , der durch die Beziehung

$$\operatorname{tg} \gamma_i(r_0) = \frac{\lambda_i(r_0)}{r_0} = \frac{U + u_a(r_0)}{\omega r_0 R U_t(r_0)} \quad (35)$$

definiert ist, und somit von u_a bzw. u_t , d. h. von G selbst abhängt, ist diese Integrodifferentialgleichung nichtlinear; sie kann auf iterativem Wege gelöst werden. Die in (34) auftretenden CAUCHYSchen Hauptwerte können nach einem Verfahren von ALER [10] behandelt werden.

Die Berücksichtigung dieser Zusatzgeschwindigkeit u_i , die physikalisch zu einer Änderung der lokalen Anströmgeschwindigkeit führt, bedingt potentialtheoretisch eine zusätzliche Dipolbelegung, die den nach dem Mehrschnittverfahren gewonnenen Belegungsfunktionen hinzugeschlagen werden muß.

Aus Abb. 5 ist zu ersehen, daß außerdem folgende Größen eine Änderung erfahren:

1. Die Anströmgeschwindigkeit U ; U geht über in $U + u_a$;
2. der Steigungswinkel γ der ungestörten Relativanströmung; γ geht nach (35) über in γ_i .

⁴ LERBS beschränkt sich auf den Fall $\beta = 1$.

$\omega r_0 R$ kann näherungsweise als konstant angesehen werden, da nach Voraussetzung $|u_t| \ll \omega r_0 R$ sein soll.

Diese Modifikationen sind bei der numerischen Auswertung der Gleichungen (15) bis (23) zu berücksichtigen.

2. Experimenteller Teil

Die Luftschrauben

Der in einem raumfesten Aufpunkt instationäre Druckverlauf wurde im Nahfeld zweier Luftschrauben mittels spezieller Druckgeber, die im nächsten Abschnitt näher beschrieben werden, ausgemessen. Bei den Meßobjekten handelt es sich um zwei zweiflügelige, nicht verstellbare Holzpropeller mit verschiedenen geometrischen und aerodynamischen Eigenschaften. Die größere der beiden Luftschrauben wird in der Folge als Luftschraube I, die kleinere als Luftschraube II bezeichnet. Ihre äußeren Abmessungen sind in Abb. 6 wiedergegeben.

Bezeichnung	Nabenradius r_n	Außenradius R	Nabenverhältnis
I	0,065 m	0,80 m	0,08125
II	0,065 m	0,65 m	0,1

Abb. 6. Äußere Abmessungen der untersuchten Luftschrauben

Meßmethode und Versuchsanordnung

Das Prinzip der Meßmethode beruht darauf, daß ein Druckgeber stromaufwärts unmittelbar vor der rotierenden, in Richtung der Drehachse angeströmten Luftschraube angeordnet und der gemessene zeitliche Druckverlauf oszillographisch registriert wird. Dieses Verfahren wurde erstmals von ERNSTHAUSEN [11], [12] für Intensitätsmessungen im aerodynamischen Nahfeld an nicht oder nur schwach angestellten Modellluftschrauben *im Stand* in einem schalltoten Raum angegeben.

Bei der im vorliegenden Falle gewählten Versuchsanordnung wurde die jeweils zu untersuchende Luftschraube mit dem vorderen Ende einer auf einer stabilen Stahlkonstruktion zweifach gelagerten Welle fest verbunden. Das Ganze wurde über eine auf das hintere Wellenende aufgesetzte Keilriemenscheibe durch einen stufenlos regelbaren Gleichstrommotor angetrieben. Durch Einbringen in die offene Meßstrecke des instituts-eigenen Windkanals [13] ließ sich nach entsprechender Justierung eine über die Propellerebene konstante Anströmung in Richtung der Drehachse erzielen. Die Druckgeber waren unmittelbar vor der Drehebene der Luftschraube auf einem Stativ fixiert. Mit Hilfe eines Feintriebes konnte der Abstand zwischen Sonde und Meßobjekt bis auf weniger als 0,5 mm bestimmt werden.

Die Windkanalgeschwindigkeit wurde mittels eines PRANDTL-Rohres bestimmt.

Die Drehzahlmessung erfolgte auf elektronischem Wege. Das Schalt-schema ist in Abb. 7 wiedergegeben.

Sobald die Vorderkante der einzelnen Propellerflügel einen auf die Photozelle fallenden Lichtstrahl unterbricht, entsteht ein Impuls, der nach entsprechender Verstärkung von einem Impulszähler registriert wird. Die dabei gemessene Impulsrate ist der Drehzahl der Luftschraube unmittelbar proportional. Der verstärkte Photozellenimpuls dient gleichzeitig zur Triggerung der Horizontalablenkung des Oszillographen. Indem das verstärkte Ausgangssignal der Drucksonde auf die Vertikalablenkung des

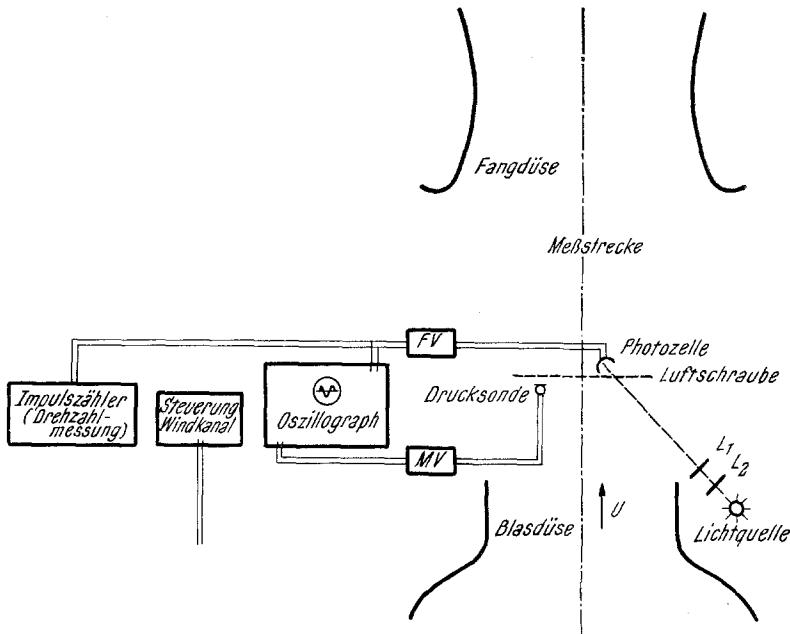


Abb. 7. Prinzipskizze und Schaltschema der Versuchsanordnung

Oszillographen gegeben wird, kann der von dem Geber registrierte zeitliche Druckverlauf in ein räumliches Nebeneinander auf dem Bildschirm des Oszillographen übertragen werden. Darüber hinaus kann auf diese Weise jedem Zeitpunkt der Horizontalablenkung des Oszillographen eine bestimmte räumliche Lage des Flügels zugeordnet werden.

Die Ablenkgeschwindigkeit wurde so gewählt, daß jeweils zwei Druckimpulse, d. h. ein ganzer Umlauf der Luftschraube gleichzeitig auf dem Bildschirm erscheinen.

Die einzelnen Oszillogramme wurden mittels einer Polaroidkamera festgehalten.

Die Druckgeber

Bei den experimentellen Untersuchungen fanden zwei verschiedene Druckgeber Verwendung, die in Abb. 8 wiedergegeben sind.

Bei dem auf der linken Seite abgebildeten Geber handelt es sich um ein Kondensatormikrophon der Fa. G. Neumann, Berlin, mit der Typenbezeichnung MM5u, das speziell als Meßmikrophon ausgebildet ist. Es

zeichnet sich sowohl durch einen in weitem Bereich gradlinigen Frequenzgang des Übertragungsmaßes als auch durch einen sehr hohen Grenzschalldruck aus, der bei etwa 140 db (bezogen auf $2 \cdot 10^{-4} \mu\text{b}$) liegt. Die letztgenannte Eigenschaft vor allem sowie die geringen Abmessungen der Mikrophonkapsel (Außendurchmesser 12,5 mm, Membrandurchmesser 7,5 mm) waren für seine Verwendung bei den vorliegenden Untersuchungen bestimmend.

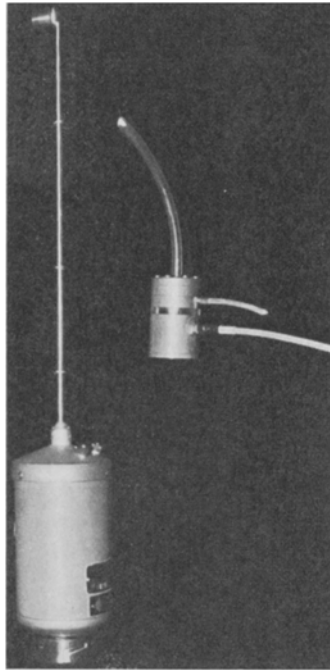


Abb. 8. Die Druckgeber
Links: Kondensatormikrophon MM5u von G. NEUMANN, Berlin
Rechts: Drucksonde von RÜCKAUER [14]

Auf der rechten Bildseite der Abb. 8 ist ein Druckgeber wiedergegeben, der im Labor des Instituts für Strömungslehre und Strömungsmaschinen für spezielle Meßzwecke entwickelt wurde. Es handelt sich im Prinzip ebenfalls um ein Kondensatormikrophon, dessen Membran in einen zylindrischen Messingkörper (Länge 47 mm, Durchmesser 30 mm) eingebettet ist. Nähere konstruktive Einzelheiten sowie eine genaue Beschreibung der Arbeitsweise sind bei RÜCKAUER [14] angegeben.

Um dieses Gerät als Meßsonde verwenden zu können, wurde der Membrankörper mit Hilfe eines 100 mm langen Schlauches aus Hartplastik (Innendurchmesser 2,5 mm) an das Druckfeld der Luftschraube angekoppelt. Die Schlauchlänge ist sowohl aus Gründen der mechanischen Steifigkeit als auch zur Vermeidung von Resonanzerscheinungen begrenzt. Die in [14] angegebene Eichkurve besitzt dann keine Gültigkeit mehr, da insbesondere wegen des geringen Innendurchmessers des Sonden-

schlauches das von der Sonde aufgenommene Signal zwischen Schlauchöffnung und Membran einer frequenzabhängigen Dämpfung unterliegt. Daher erfolgte die Eichung durch Amplitudenvergleich mit dem bereits beschriebenen Meßmikrophon, das als Vergleichsnormale diente.

Die Verwendung von zwei verschiedenen Druckgebern liegt darin begründet, daß der Wechselspannungsverstärker des Meßmikrophons den Gleichdruckanteil eines Druckimpulses nicht zu übertragen vermag, so daß der registrierte Druckverlauf am Verstärkerausgang zwar *amplitudengetreu*, jedoch *nicht ganz formtreu* wiedergegeben wird. Daher wurde zusätzlich die von RÜCKAUER entwickelte Drucksonde herangezogen, deren Gleichspannungsverstärker die Übertragung auch des Gleichdruckanteils gestattet, so daß die Verstärkerausgangsspannung den Druckimpuls außerdem noch formgetreu wiedergibt.

3. Vergleich zwischen numerischen und experimentellen Ergebnissen

Die Drehzahl der Luftschrauben betrug 10 Umdrehungen pro Sekunde. Die axiale Anströmgeschwindigkeit lag zwischen 5,1 m/s und 9,72 m/s, was einem Fortschrittsgrad λ zwischen 0,1052 und 0,1938 entspricht.

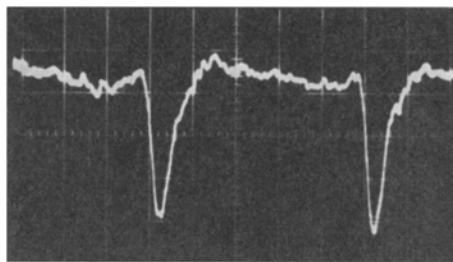


Abb. 9. Oszillogramm des Druckverlaufs im aerodynamischen Nahfeld der Luftschraube I bei einer vollen Umdrehung, wie er vom Meßmikrophon wiedergegeben wird. $x = -0,128$, $r = 0,625$, $U = 9,72$ m/s; $n = 10$ s $^{-1}$; $\lambda = 0,1933$

Die Druckmessungen im aerodynamischen Nahfeld der Luftschraube I wurden mit Hilfe des Meßmikrophons MM5u durchgeführt. Der Druckverlauf bei einer vollen Umdrehung der Luftschrauben, wie er vom Meßmikrophon wiedergegeben wird, ist aus Abb. 9 zu ersehen. Dabei entspricht 1 cm (5 Teilstriche) auf dem Bildschirm in vertikaler Richtung 0,112 mb. Die Zeitablenkung in horizontaler Richtung wurde in allen Fällen so gewählt, daß 1 cm 10 ms entsprechen, so daß der Impulsabstand bei 10 Umdrehungen pro Sekunde 5 cm beträgt.

In Abb. 10 sind mehrere Punkte des Druckverlaufs von Abb. 9 zusammen mit den zugehörigen numerischen Ergebnissen der Druckfeldgleichungen (15) bis (23) aufgetragen. Die ausgezogene Kurve stellt die gesamte Druckwirkung dar, die sich aus der Auftriebswirkung (strichpunktierte Kurve) und der Verdrängungswirkung (gestrichelte Kurve) additiv zusammensetzt. Der Stördruck P ist dabei auf den Staudruck an der Flügelspitze, die Zeit t auf die Umdrehungsdauer T der Luftschraube

bezogen. Die Auftragung der Kurven beschränkt sich auf einen t/T -Bereich zwischen $-0,14$ und $0,14$.

Die Übereinstimmung der durch ausgefüllte Kreise gekennzeichneten Meßwerte mit den numerischen Ergebnissen kann im Gebiet der mit

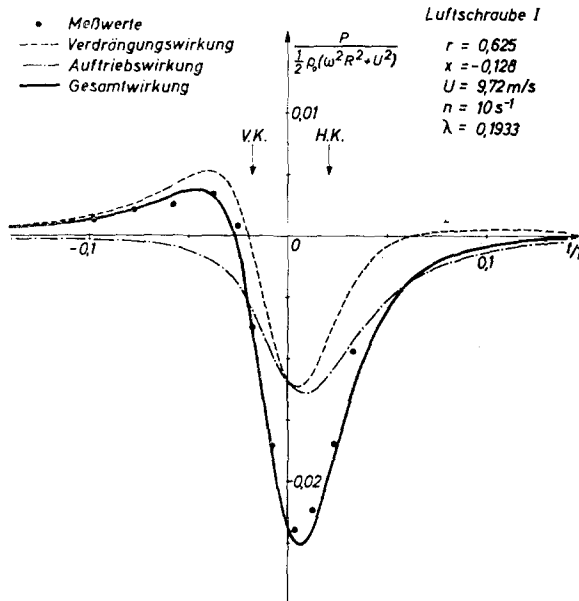


Abb. 10. Vergleich zwischen den numerischen Ergebnissen der Druckfeldgleichungen (15) bis (23) mit dem vom Meßmikrophon in Abb. 9 wiedergegebenen Druckverlauf

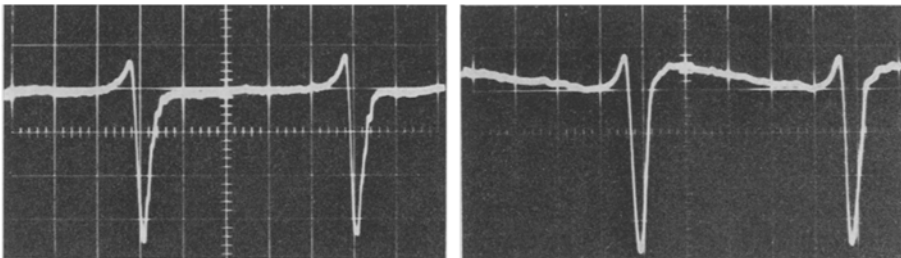


Abb. 11. Oszillogramme des Druckverlaufs im gleichen Feldpunkt und unter gleichen Anströmverhältnissen, wie er von der Drucksonde (links) und dem Meßmikrophon (rechts) wiedergegeben wird. $x = -0,0645$, $r = 0,615$; $U = 6,5$ m/s, $n = 10$ s $^{-1}$; $\lambda = 0,1582$

V. K. bezeichneten Vorderkante bis etwa zur halben Flügeltiefe als gut bezeichnet werden. In der Umgebung der Hinterkante H. K. jedoch gibt der vom Meßmikrophonverstärker gelieferte Impuls den rechnerisch ermittelten Druckverlauf nicht mehr formgetreu wieder; die Impulskurve „schwingt über“. Daher wurden die betreffenden Meßwerte nicht weiter aufgetragen.

Die Erscheinung des Überschwingens ist durch das Auftreten einer Gleichdruckkomponente bedingt, die, wie bereits erwähnt, durch den Wechselspannungsverstärker des Mikrophons nicht wiedergegeben werden kann. Sie tritt dann auf, wenn der FOURIER-Koeffizient a_0 des Druckverlaufs von Null verschieden ist, d. h. wenn die Flächeninhalte der periodischen Funktion ober- und unterhalb der Zeitachse voneinander ver-

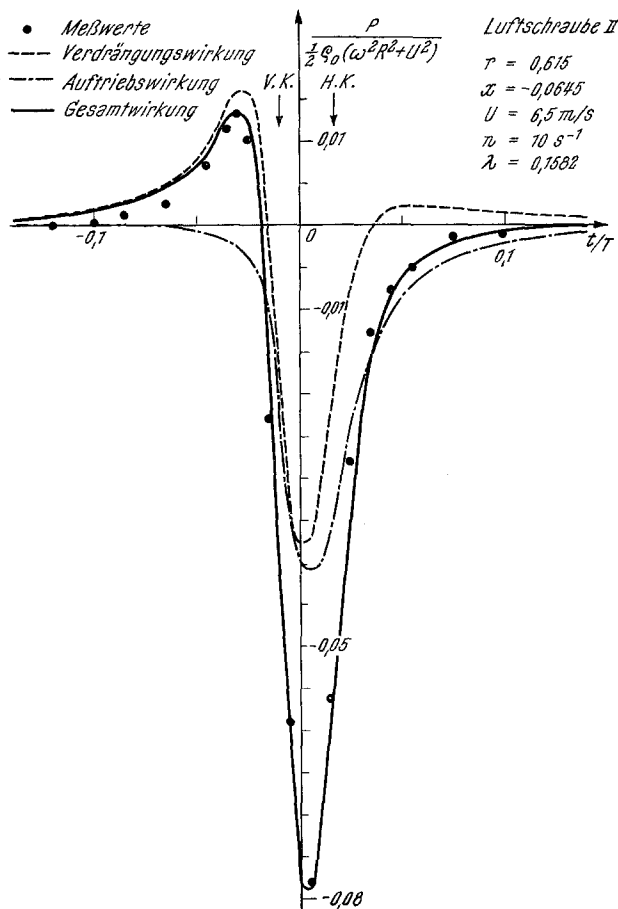


Abb. 12. Vergleich zwischen den numerischen Ergebnissen der Druckfeldgleichungen und dem von der RÜCKAUERSCHEN Drucksonde wiedergegebenen Druckverlauf

schieden sind. Da die Asymmetrie allein durch die Auftriebswirkung bedingt ist, kann das Überschwingen als ein Maß dafür angesehen werden. Bei ERNSTHAUSEN [11], [12], der ebenfalls mit einem Kondensatormikrophon arbeitete, traten die gleichen Phänomene auf, die aber offenbar nicht erkannt wurden, weil ERNSTHAUSEN einerseits nur Intensitätsmessungen bei geringer Anstellwirkung vornahm, andererseits der Druckverlauf, wie ihn die Druckfeldgleichungen (15) bis (23) wiedergeben, damals noch nicht bekannt war.

Aus den Oszillogrammen ist zu ersehen, daß die vom Mikrophon zusammen mit den einzelnen Druckimpulsen registrierten Störungen mit zunehmender Anströmgeschwindigkeit U stärker werden und durch Überlagerung zu einer Amplitudenverfälschung führen. Diesem Umstand wurde

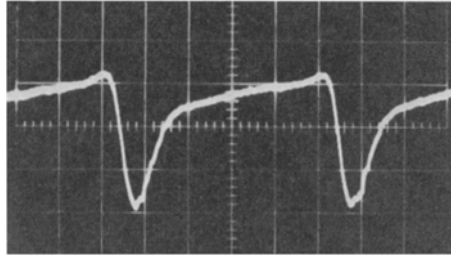


Abb. 13. Oszillogramm des Druckverlaufs im aerodynamischen Nahfeld der Luftschraube II, wie er von der RÜCKAUERSCHEN Drucksonde wiedergegeben wird.
 $x = -0,088$; $r = 0,318$; $U = 4 \text{ m/s}$, $n = 10 \text{ s}^{-1}$; $\lambda = 0,0979$

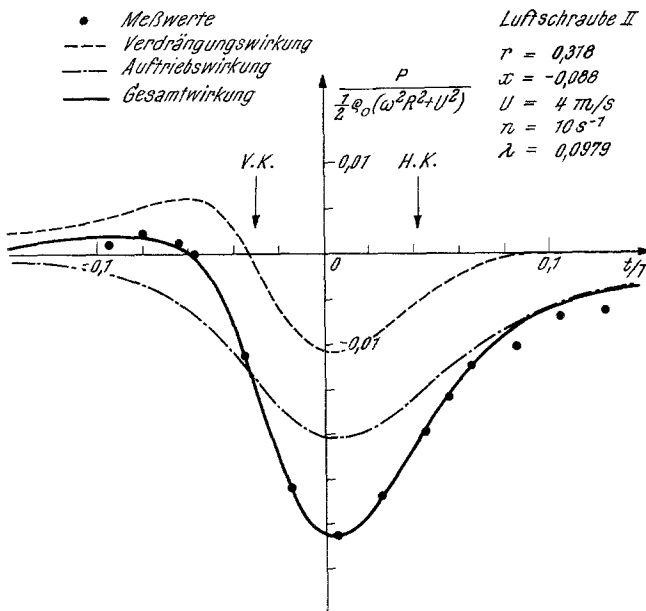


Abb. 14. Vergleich zwischen den numerischen Ergebnissen der Druckfeldgleichungen (15) bis (23) und dem von der Drucksonde in Abb. 13 wiedergegebenen Druckverlauf

dadurch zu begegnen versucht, daß die jeweiligen Impulspaare punktweise gemittelt und dann erst mit den zugehörigen numerischen Ergebnissen verglichen wurden.

Die Störkomponenten rühren daher, daß die Mikrophonmembrane zur Drehebene der Luftschraube hin orientiert war, so daß die hinter der Mikrophonkapsel im Totwassergebiet auftretende Verwirbelung mitregistriert wurde. Eine Drehung der Mikrophonkapsel um 180° ist wegen

der fast kugelsymmetrischen Richtcharakteristik des Mikrophons prinzipiell möglich, wurde aber nicht vorgenommen, da von einer weiteren Verwendung des Meßmikrophons zur Nahfeldbestimmung abgesehen wurde. An seine Stelle trat die von RÜCKAUER entwickelte Drucksonde.

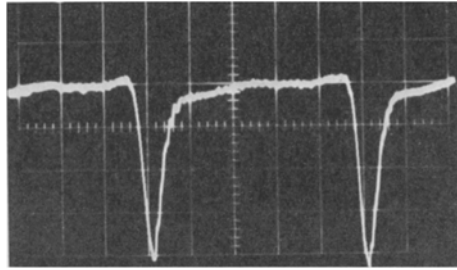


Abb. 15. Originalimpulse zu Abb. 16

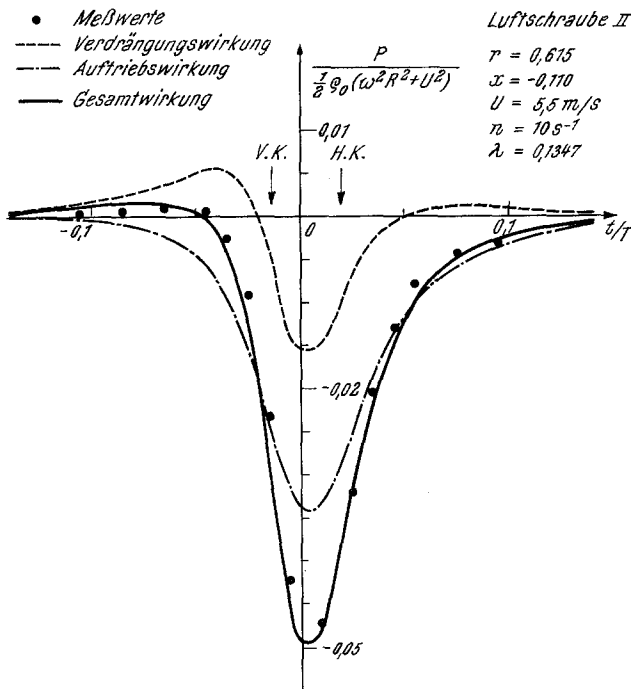


Abb. 16

Da zum Zeitpunkt der Inbetriebnahme dieses Gerätes die Luftschraube I nicht mehr zur Verfügung stand, beschränken sich die Messungen mit dieser Sonde auf die Luftschraube II.

Abb. 11 zeigt zwei Oszillogramme des Druckverlaufs, wie er im gleichen Feldpunkt und unter gleichen Anströmverhältnissen von der Drucksonde (links) und dem Meßmikrophon (rechts) wiedergegeben wird. Der auf-

fällige Unterschied im Druckverlauf in der Umgebung der Hinterkante ist evident. Ein Vergleich mit den numerischen Ergebnissen der Druckfeldgleichungen in Abb. 12 zeigt, daß selbst in unmittelbarer Nähe der Luftschraube II ($x = -0,0654!$) die RÜCKAUERSche Drucksonde den gesamten Druckverlauf sehr gut wiedergibt. Diese Übereinstimmung konnte bei allen durchgeführten Experimenten festgestellt werden, von denen zwei weitere Beispiele in den Abb. 13 bis 16 wiedergegeben sind.

Die um etwa 10% größere Amplitude des Mikrophonimpulses in Abb. 11 rührt daher, daß bei dem geringen Abstand der Mikrophonmembran von der Drehebene der Luftschraube (42 mm) infolge der endlichen Ausdehnung des Mikrophons bereits eine Wechselwirkung zwischen Flügel und Mikrophonkapsel auftritt, die sich bei der Drucksonde der geringen Öffnungsweite des Sondenschlauches wegen bei den vorliegenden Versuchsverhältnissen außerhalb der Meßgenauigkeit noch nicht bemerkbar macht. Diese Wechselwirkung zwischen Sonde und Meßobjekt äußert sich nach BRESLIN und KOWALSKI [15] darin, daß bei Annäherung auf dem Mikrophongehäuse und damit auch auf der Membran selbst ein sogenanntes Teilbild des Meßobjekts erzeugt wird, dessen Intensität bei dem hier vorliegenden Abstandsbereich vom Verhältnis aus Sondendurchmesser und Meßabstand eine lineare Abhängigkeit aufweist. Dieser Effekt ist mit einer Erhöhung des registrierten Drucksignals verbunden. Eine genaue analytische Erfassung wird als äußerst schwierig angesehen. Statt dessen wird eine Näherungsformel für die Drucküberhöhung $P_{\text{üb}}$ angegeben zu

$$\frac{P_{\text{üb}}}{P} = 1 + \frac{2 r_M}{d},$$

wobei r_M den Radius der Mikrophonmembran und d den Abstand zwischen Mikrophonmembran und dem Ort der den Stördruck erzeugenden Singularität bedeuten. Bei den ausgeführten Experimenten lag d zwischen 0,064 m und 0,1031 m, was bei dem Meßmikrophon einer relativen Drucküberhöhung zwischen 1,073 und 1,17 entspricht.

Die Tatsache, daß den von der Drucksonde registrierten Drucksignalen nur geringfügige Störungen überlagert sind, beruht darauf, daß in die Öffnung des Sondenschlauches ein kleiner Wattepfropf eingebracht wurde, der die Störungen, die hier streng periodisch auftreten, stark dämpft.

Aus der sehr guten Übereinstimmung der mit der Drucksonde gewonnenen Meßergebnisse und den numerischen Ergebnissen der Druckfeldgleichungen (15) bis (23) kann geschlossen werden, daß mit der Drucksonde ein Meßgerät vorliegt, mit dessen Hilfe das aerodynamische Nahfeld einer Luftschraube mit großer Genauigkeit erfaßt werden kann. Es darf angenommen werden, daß sich die vorliegende Meßmethode auch auf allgemeinere Axialgitter anwenden läßt.

Fehlerabschätzung

Eine genaue Fehlerabschätzung läßt sich nicht durchführen. Während bei den numerischen Ergebnissen im Rahmen der vorgenommenen Vernachlässigungen von der Angabe eines Fehlers abgesehen werden kann, liegen

die durch die Meßgeräte bedingten Fehler einschließlich der Ablesefehler bei etwa 5%.

Eine bedeutendere Fehlerquelle stellen die Druckschwankungen dar, die dem wahren Druckverlauf überlagert sind. Es handelt sich dabei einmal um relativ hochfrequente Störungen, die vom Sondenotwasser herrühren, und beim Meßmikrophon sehr ausgeprägt, bei der Drucksonde dagegen infolge der vorgenommenen Dämpfungsvorkehrungen relativ gering sind. Diese Störungen wurden durch Glättung der Impulskurven zu eliminieren versucht. Zum anderen handelt es sich um relativ niederfrequente Druckschwankungen, die nicht vom Sondenotwasser herrühren, sondern dem System von außen her aufgeprägt sind. Die dadurch bedingte Verfälschung der Druckamplituden kann bis zu 10% betragen. Dieser Fehler wurde durch arithmetische Mittelung der entsprechenden Punkte der jeweiligen Impulspaare zu reduzieren versucht.

Literatur

- [1] PESCHKA, W.: Der Axialverdichter als Schallquelle. Österr. Ing. Arch. Bd. 10, H. 1, 80—96 (1956).
- [2] MERBT, H. und H. BILLING: Der Propeller als rotierende Schallquelle. ZAMM Bd. 29, 10, 301—311 (1949).
- [3] VAN DE VOOREN, A. I. and P. J. ZANDBERGEN: Noise Field of a Rotating Propeller in Forward Flight. AIAA Journ. Vol. 1, No. 7, 1518—1526 (1963).
- [4] VAN MANEN, J. D. and A. R. BAKKER: Numerical Results of Sparenbergs Lifting Surface Theory for Ship Screws. Internat. Shipbuild. Progr. Vol. 10, Nr. 104, 111—118 (1963).
- [5] SPARENBERG, J. A.: Application of Lifting Surface Theory to Ship Screws. Internat. Shipbuild. Progr. Vol. 7, Nr. 99 (1960).
- [6] KUESSNER, H. G.: Allgemeine Tragflächentheorie. Lufafö Bd. 17, Nr. 11 und 12, 370—378 (1940).
- [7] GLAUERT, H.: The Elements of Aerofoil and Airscrews Theory. 2. Aufl. Cambridge 1948.
- [8] ALLEN, H. J.: General Theory of Airfoil Sections having Arbitrary Shape or Pressure Distribution. NACA T.R. 833 (1945).
- [9] LERBS, H.: Ergebnisse der angewandten Theorie des Schiffspropellers. Jahrb. STG Bd. 49, 163—206 (1955).
- [10] ALEF, W.: Über die numerische Berechnung der induzierten Geschwindigkeiten an Propellerflügeln. Schiffstechnik Bd. 6, H. 30, 42—48 (1959).
- [11] ERNSTHAUSEN, W.: Zur Entstehung des Luftschraubengeräusches. Lufafö Bd. 13, 433—440 (1937).
- [12] ERNSTHAUSEN, W.: Der Einfluß aerodynamischer Eigenschaften auf Schallfeld und Strahlungsleitung einer Luftschraube. Lufafö Bd. 18, 289—304 (1941).
- [13] MARCINOWSKI, H., K. VON SANDEN und J. ZIEREP (Herausgeber): Einrichtungen und Arbeiten des Strömungslaboratoriums. Mitt. d. Instituts f. Strömungslehre und Strömungsmaschinen und des Lehrstuhls für Theoretische Strömungslehre der TH Karlsruhe, H. 1, 17—20 (1962).
- [14] RÜCKAUER, Ch.: Untersuchungen über das zeitliche Abklingen von Stoßwellen bei Mehrfachreflexionen. (Wird demnächst veröffentlicht.)
- [15] BRESLIN, J. P. and T. KOWALSKI: Experimental Study of Propeller-Induced Vibratory Pressures on Simple Surfaces and Correlation with Theoretical Predictions. Journ. of Ship Research Vol. 8, Nr. 3, 15—28 (1964).

Dr. B. Lambert

*Technische Hochschule der Universität Karlsruhe
Institut für Strömungslehre und Strömungsmaschinen
Kaiserstraße 12, D-75 Karlsruhe*