

AERODYNAMISCHE PROBLEME DES HÖCHSTAUFTRIEBES

H. SCHLICHTING

Professor an der Technischen Hochschule Braunschweig
Direktor der Aerodynamischen Versuchsanstalt Göttingen
Leiter des Instituts für Aerodynamik der Deutschen
Forschungsanstalt für Luft- und Raumfahrt Braunschweig

SUMMARY

A comprehensive survey is given on the results of investigations into the aerodynamic problems of high lift of aerofoils, which have been performed in the Deutsche Forschungsanstalt für Luft- und Raumfahrt Braunschweig and in the Aerodynamische Versuchsanstalt Göttingen in the last few years.

1) *Wing profile with blowing over the trailing edge flap.* For the wing with blowing over the bend of the trailing edge flap systematic three-component measurements and pressure distribution measurements for the two-dimensional problem have been carried out extending over the regions of boundary layer control as well as of super-circulation. An analytical estimation of the momentum coefficient of blowing which avoids separation of the boundary layer was achieved (F. Thomas).

2) *Wing of finite span with jet flap.* For the wing of finite span with jet flap a lifting surface theory was established with the aid of which the lift distribution along span and chord can be determined for wings with arbitrary planforms. Here the jet angle and the coefficient of blowing momentum may be variable along span. The theory is in good agreement with measurements (A. Das).

3) *Ground effect.* For the wing with blowing over the trailing edge flap the influence of the ground on lift and pitching moment was investigated. The lift is reduced by the influence of the ground, if the distance of the wing from the ground is smaller than about 1.3 times wing chord (K. Gersten, E. Schmidt).

4) *Wing with continuously distributed suction.* In wind tunnel and flight experiments the influence of a continuously distributed suction near the nose of the wing on the maximum lift coefficient of an aerofoil was investigated. In agreement with theoretical studies it is shown that suction is most efficient

when it is confined to a narrow zone near the nose of the wing in the vicinity of the pressure minimum (F. Schwarz, W. Wuest).

5) *Slotted wing.* For a wing with slat a method to calculate the pressure distribution on both wings has been established. The method is applicable to arbitrary forms and arbitrary relative positions of main wing and slat. Thus a way is shown to analytically determine the maximum lift coefficient of a wing with slat (K. Jacob).

EINLEITUNG

Das Thema meines Vortrages bildet einen Beitrag zu dem in den letzten Jahren sehr viel bearbeiteten Gebiet der V/STOL-Flugzeuge, d. h. der Flugzeuge mit kurzer Start- und Landestrecke. Für solche Flugzeuge ist eine sehr grosse Zahl von Massnahmen zur Verkürzung der Start- und Landestrecke vorgeschlagen worden, wie z. B. Schwenkung des Triebwerkes, Drehung des Flügels, Erhöhung des Maximalauftriebes des Flügels durch Nasenklappen, Hinterkantenklappen sowie Absaugen und Ausblasen. Eine Uebersicht über diesen ganzen Problemkreis gibt der im Jahre 1960 erschienene Bericht über die NASA-Tagung über V/STOL-Flugzeuge.¹ Im folgenden möchte ich mich nur mit einem kleinen Teil dieses heute sehr ausgedehnten Forschungsgebietes befassen, nämlich mit der Erhöhung des Maximalauftriebes von Tragflügeln durch Grenzschichtbeeinflussung und durch Strahlklappen. Dabei sollen auch die damit zusammenhängenden Fragen des Bodeneinflusses kurz mit erörtert werden.

Während noch vor etwa 10 bis 15 Jahren die praktische Anwendung der Grenzschichtbeeinflussung in der Flugzeug-Aerodynamik auf sehr grosse Schwierigkeiten stiess, weil der dafür erforderliche Aufwand an Gewicht und Leistung unzulässig gross war, ist mit dem Aufkommen der Strahltriebwerke hier eine völlig neue, wesentlich günstigere Situation eingetreten. An Hand von [Fig. 1] möge zunächst eine Uebersicht über die Entwicklung der Grenzschichtbeeinflussung in den letzten fünfzig Jahren gegeben werden. Die Grenzschichtbeeinflussung ist so alt wie die Idee Grenzschicht selbst, denn bereits in seiner grundlegenden Arbeit von 1904 zeigte Prandtl, dass man beim Kreiszyylinder durch Absaugung der Grenzschicht die reibungslose Strömung mit Quertrieb verwirklichen kann.² Neben der Absaugung sind andere wirksame Massnahmen zur Grenzschichtbeeinflussung das Mitbewegen der Wand und das tangentiale Ausblasen von Luft mit hoher Geschwindigkeit.

Die sehr umfangreiche Literatur über dieses Gebiet ist seit kurzem gut zugänglich in dem von Lachmann herausgegebenen zweibändigen Werk, *Boundary Layer and Flow Control.*³

Als erste flugtechnische Anwendung der Grenzschichtbeeinflussung wurde 1922 der Vorflügel nach Betz,⁴ Lachmann,⁵ und Handley Page⁶ bekannt. Die Fragen der Erhöhung des Maximalauftriebes von Tragflügeln durch Absaugung wurden ab Mitte der zwanziger Jahre in der Aerodynamischen Versuchsanstalt Göttingen (AVA) von Ackeret,⁷ Schrenk,^{8,9} und Regenscheit¹⁰ sehr eingehend und mit grossem Erfolg bearbeitet. Da in der damaligen Zeit, um 1935, in Deutschland keine Flugzeugfirma bereit war, die im Laboratorium als sehr

erfolgreich erwießenen Massnahmen im Flugversuch anzuwenden, entschloss sich die AVA, dies selbst zu tun.¹¹ Es entstanden so die beiden Absaugeflugzeuge AF 1 und AF 2 der AVA, mit welchen der Klappenflügel mit Absaugung mit gutem Erfolg erprobt wurde.¹² Etwa ab 1940 wurde bei der AVA auch die Auftriebserhöhung durch Ausblasen eines dünnen Strahles an der Hinterkante untersucht.¹³ Eine zusammenfassende Uebersicht über die deutschen Beiträge auf diesem Gebiet hat Betz¹⁵ kürzlich in seinem Beitrag zu dem von Lachmann herausgegebenen Handbuch gegeben.

In Deutschland wurden alle diese Arbeiten mit Ende des zweiten Weltkrieges abgebrochen. Sie fanden jedoch ab 1946 eine Fortsetzung in England,¹⁶ Frankreich,¹⁷ und U.S.A.¹⁸ Dabei wurde in England von Williams²⁰ das Ausblasen über die ausgeschlagene Klappe sowie die Strahlklappe (*jet flap*) besonders eingehend untersucht. Die Arbeiten in Frankreich⁵² waren ebenfalls hauptsächlich dem Ausblasen gewidmet, während in U.S.A. von Raspet¹⁹ auch die kontinuierlich verteilte Absaugung untersucht wurde.

Vor einigen Jahren haben wir auch in Deutschland die Untersuchungen über Höchstauftrieb wieder aufgenommen, Ich möchte Ihnen heute über einige Ergebnisse dieser Arbeiten berichten, die in der Deutschen Forschungsanstalt für Luftfahrt in Braunschweig und in der Aerodynamischen Versuchsanstalt Göttingen erhalten wurden. Meine Ausführungen werden sich mit den folgenden Beiträgen befassen:

- (1) Ausblasen über die Hinterkantenklappe.
- (2) Tragflügel endlicher Spannweite mit Strahlklappe.

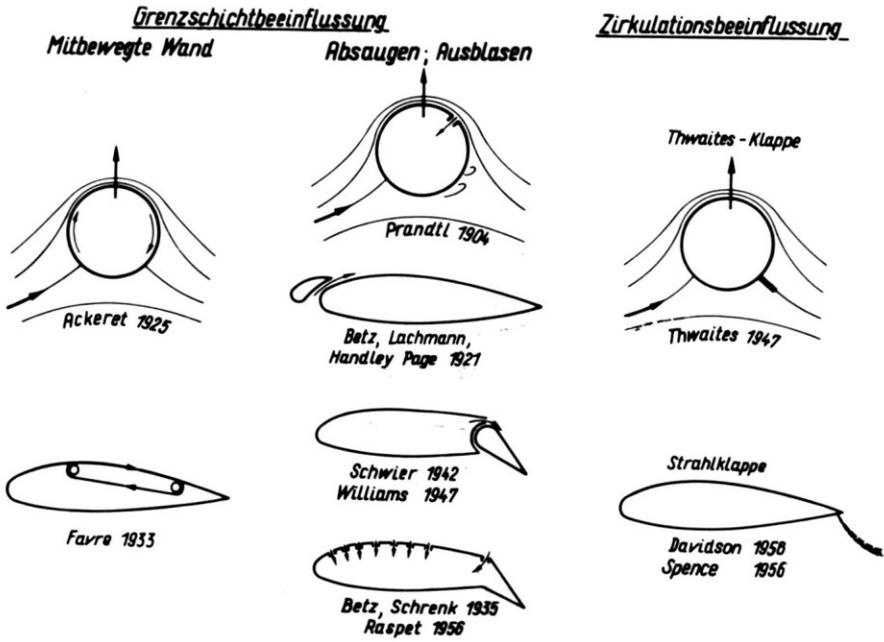


Fig. 1. Uebersicht über verschiedene Methoden der Grenzschichtbeeinflussung.

- (3) Bodeneinfluss für Tragflügel mit Ausblasen.
- (4) Flugversuche mit Nasenabsaugung.
- (5) Tragflügel mit Vorflügel.

Die meisten dieser Aufgaben haben wir sowohl theoretisch als auch experimentell bearbeitet. Dabei kam es uns sehr zu statten, dass wir durch enge Zusammenarbeit mit den britischen Forschungsanstalten Royal Aircraft Establishment und National Physical Laboratory uns über den dort in der Zwischenzeit erreichten Stand der Kenntnisse orientieren konnten.

HOECHSTAUFTRIEB VON TRAGFLUEGELN MIT AUSBLASEN UEBER DIE HINTERKANTENKLAPPE

PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN

Eine seit langem vielfach verwendete Methode zur Erhöhung des Auftriebes und insbesondere auch des Maximalauftriebes eines Tragflügels ist das Ausblasen von Klappen an der Flügelhinterkante [Fig. 2]. Insbesondere bei grossen Klappenausschlägen ist die Wirksamkeit solcher Klappen jedoch durch Ablösung der Strömung stark abgemindert [Fig. 2a]. Dies führt dazu, dass die von der Theorie der reibungslosen Strömung vorausgesagte Auftriebserhöhung bei weitem nicht erreicht wird. Ein Vergleich der Druckverteilungen eines Klappenflügels bei anliegender Strömung (Potentialtheorie) und bei abgelöster Strömung an der Klappe [Fig. 2c] lässt den Auftriebsverlust erkennen. Die Ablösung der Strömung wird verursacht durch den starken Druckanstieg der reibungslosen Druckverteilung am Klappenknie. Die Ablösung der Strömung auf der Klappe und damit der Auftriebsverlust können jedoch vermieden werden, wenn man durch Ausblasen eines dünnen Strahles hoher Geschwindigkeit tangential zur Klappe in der Nähe des Klappenknies der Grenzschicht genügend Impuls zur Ueberwindung des Druckanstieges zuführt [Fig. 2b]. Bei sehr starkem Ausblasen lässt sich durch eine solche Anordnung der potentialtheoretische Auftrieb noch übertreffen, weil dann der dünne Strahl von hoher Geschwindigkeit noch bis hinter die Klappenhinterkante erhalten bleibt und dadurch wie eine verlängerte Klappe wirkt. Man spricht in diesem Zusammenhang von einer "Strahlklappe" (*jet flap*), welche zusätzlichen Auftrieb durch Superzirkulation erzeugt. Als Mass für die Stärke des Blasstrahles hat sich nach Williams²⁰ der dimensionslose Impulsbeiwert

$$c_{\mu} = \frac{m_j v_j}{q_{\infty} F} = \frac{\rho_j v_j^2 s}{q_{\infty} l} \quad (1)$$

als geeignet erwiesen. Hierbei bedeutet m_j den Massenfluss, v_j die Ausblasegeschwindigkeit des Strahles, und ρ_j seine Dichte; ferner ist l die Profiltiefe, $F = bl$ die Flügelfläche, $q_{\infty} = \rho_{\infty} U_{\infty}^2 / 2$ der Staudruck der Aussenströmung, und s die Breite des Ausblasespalt. Für kleine Werte des Impulsbeiwertes c_{μ} hat man Auftriebserhöhung durch Grenzschichtbeeinflussung und für grosse Werte von c_{μ} Auftriebserhöhung durch Superzirkulation.

Untersuchungen über diese Art von Auftriebserhöhung durch Ausblasen sind zuerst in Deutschland vor mehr als 20 Jahren ausgeführt worden.^{13,21} Später wurden solche Untersuchungen in England von Williams²² und in Frankreich bei der ONERA^{23,24} fortgeführt.

VERSUCHSERGEBNISSE

In der umfangreichen Literatur über dieses Problem sind jedoch noch viele Fragen ungeklärt geblieben, insbesondere solche des Strömungsmechanismus in der Grenzschicht hinter dem Ausblasespalt. Ich habe deshalb meinen Mitarbeiter Thomas in Braunschweig veranlasst, einige grundsätzliche Versuche an Klappenflügeln mit Ausblasen auszuführen.²⁵ Diese Untersuchungen wurden an einem zweidimensionalen Modell eines Tragflügels mit symmetrischem Profil der

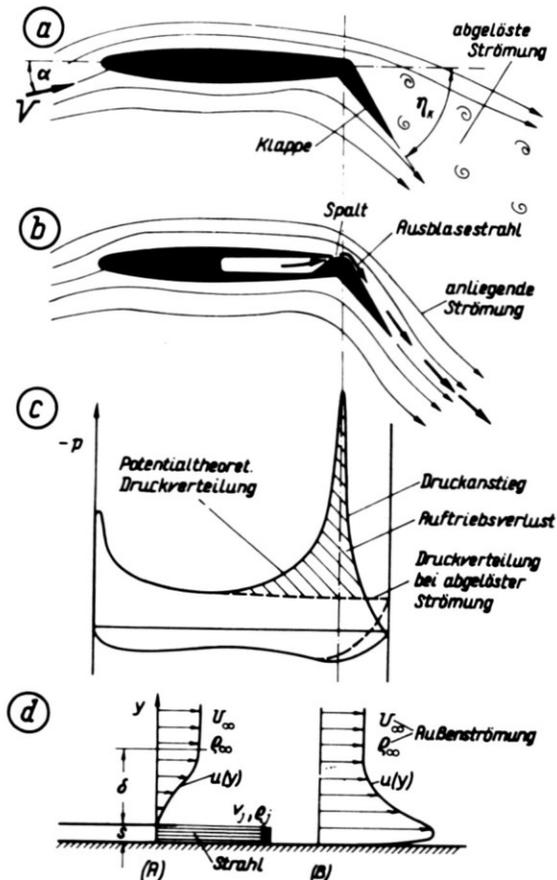


Fig. 2. Klappenflügel mit Ausblasen über die Klappe:
 (a) Klappenflügel ohne Ausblasen, abgelöste Strömung.
 (b) Klappenflügel mit Ausblasen, anliegende Strömung.
 (c) Druckverteilung.
 (d) Geschwindigkeitsverteilung in der Grenzschicht.

relativen Dicke $d/l = 0,10$ und mit einer Klappentiefe von $0,25 l$ durchgeführt, wobei ein Ausblasespalt von $s = 0,5$ mm Weite längs der ganzen Spannweite vorhanden war. Mit $l = 0,3$ m und $U_\infty = 40$ m/s war die Reynoldszahl $Re = U_\infty l / \nu = 8 \cdot 10^5$. Die Ausblasegeschwindigkeit im Spalt konnte bis zur Schallgeschwindigkeit gesteigert werden. Die Zuführung der Blasluft zum Modell wurde nach dem Vorschlag von Anscombe und Williams^{26a} ausgeführt. Es wurden ausführliche Dreikomponentenmessungen und Druckverteilungsmessungen bei verschiedenen Klappenwinkeln η_K durchgeführt.

Figur 3 zeigt die bei festgehaltenem Anstellwinkel α erzielten Auftriebsgewinne Δc_A in Abhängigkeit vom Klappenwinkel η_K und vom Impulsbeiwert c_μ .

Bei den Kurven Δc_A über c_μ sind in allen Fällen zwei verschiedene Bereiche deutlich zu erkennen: erstens ein sehr steiler Anstieg von Δc_A über c_μ bei kleinen Impulsbeiwerten bis zum Erreichen des potentialtheoretischen Wertes von Δc_A , und zweitens ein wesentlich schwächeres Ansteigen von Δc_A bei grösseren c_μ -Werten. Im ersteren Bereich liegt *Grenzschichtbeeinflussung* vor und im letzteren *Superzirkulation*. Die Grenze dieser beiden Bereiche wird gegeben durch denjenigen Impulsbeiwert, welcher die Strömung an der Klappe gerade zum Anliegen bringt, so dass also Ablösung vermieden wird.

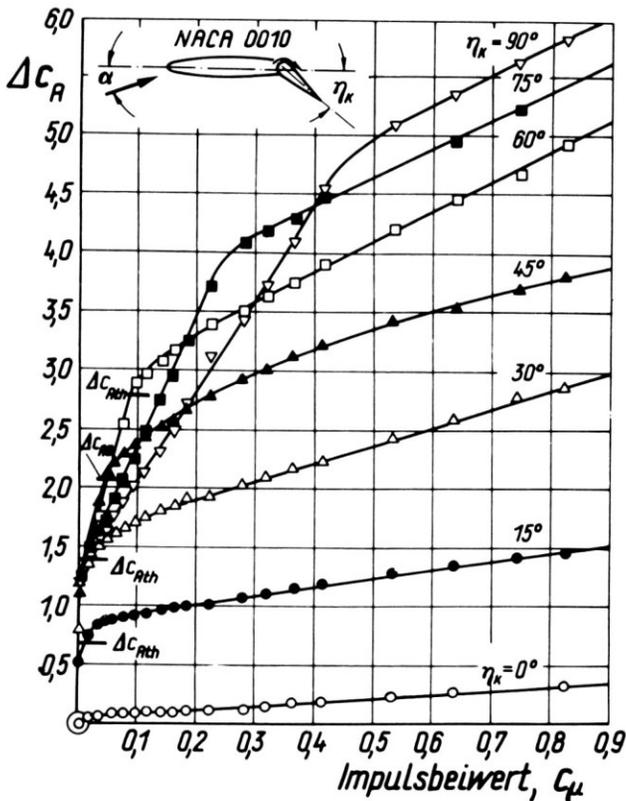


Fig. 3. Klappenflügel mit Ausblasen. Auftriebserhöhung Δc_A in Abhängigkeit vom Impulsbeiwert c_μ bei konstantem Anstellwinkel $\alpha = -5^\circ$ (nach Thomas²⁵).

Wegen des grossen Unterschiedes der Auftriebsanstiege in diesen beiden Bereichen ist es wichtig, diesen Impulsbeiwert der "vollständigen Grenzschichtbeeinflussung" $c_{\mu A}$ zu kennen. Er hängt in erster Linie vom Klappenwinkel η_K ab und ist vom Anstellwinkel α nahezu unabhängig. In Fig. 4 ist der für verschiedene Klappenwinkel gefundene Impulsbeiwert $c_{\mu A}$ mit den Werten anderer Autoren verglichen. Die zahlreichen französischen Messungen^{17,23} lassen sich wiedergeben durch die einfache Interpolationsformel

$$c_{\mu A} = 0,015 \tan \eta_K \quad (2)$$

Im ganzen ist jedoch eine starke Streuung der Messungen verschiedener Autoren vorhanden. Dies deutet darauf hin, dass ausser dem Klappenwinkel offenbar noch andere Parameter, wie z. B. die Spaltweite, einen starken Einfluss auf $c_{\mu A}$ haben. Dabei werden die günstigsten (kleinsten) $c_{\mu A}$ -Werte mit kleinen Spaltweiten, also grossen Ausblasegeschwindigkeiten erzielt.

Um den zur Verhinderung der Ablösung erforderlichen Impulsbeiwert rechnerisch vorausbestimmen zu können, wurden mit einer besonderen Versuchsanordnung eingehende Untersuchungen über die Grenzschicht hinter einem Ausblasespalt ausgeführt. Dabei wurde das Verhältnis von Strahlgeschwindigkeit zu Aussengeschwindigkeit v_j/U_∞ sowie auch die Spaltweite s variiert. In Fig. 5 sind die an verschiedenen Stellen stromabwärts vom Spalt gemessenen Grenzschichtprofile dargestellt.

Um zu einer rechnerischen Behandlung solcher Ausblasegrenzschichten zu gelangen, kann man in üblicher Weise aus den Geschwindigkeitsprofilen die Integralgrössen Verdrängungsdicke, Impulsverlustdicke und Energieverlust-

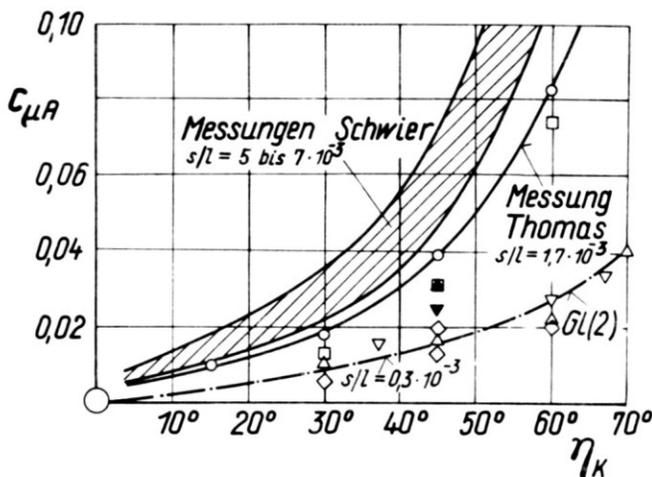


Fig. 4. Klappenflügel mit Ausblasen. Impulsbeiwert $c_{\mu A}$ für vollständige Grenzschichtbeeinflussung in Abhängigkeit vom Klappenausschlag η_K . Gl. (2) \equiv Interpolationsformel der französischen Messungen.

dicke bilden. Dabei erhält man die Impulsverlustdicke $\theta(x)$ in Abhängigkeit von der Lauflänge x längs der Wand aus

$$\theta(x)\rho_\infty U_\infty^2 = \int_0^\infty \rho u (U_\infty - u) dy \quad (3)$$

Durch das Einblasen von Impuls in die Grenzschicht ändert sich die Impulsverlustdicke am Ort des Spaltes unstetig, und zwar um den Betrag

$$\theta_j = -\frac{1}{2} c_\mu l \left(1 - \frac{U_\infty}{v_j}\right) \quad (4)$$

In Fig. 6 ist der typische Verlauf der Impulsverlustdicke, wie er sich aus den Messungen ergibt, dargestellt. Fig. 6a zeigt ein Beispiel eines gemessenen Verlaufs, und Fig. 6b eine schematisierte Darstellung.

Bis unmittelbar vor dem Ausblasespalt folgt die Impulsverlustdicke dem Verlauf der unbeeinflussten Strömung, $\theta_0(x)$; am Spalt springt sie um den Betrag θ_j nach unten und steigt unmittelbar dahinter sehr steil an um einen Betrag θ_v , der durch erhöhte Reibungsverluste bedingt ist. Von einer Entfernung von etwa $x = 150$ an hinter dem Spalt verläuft die Impulsverlustdicke $\theta(x)$ wieder

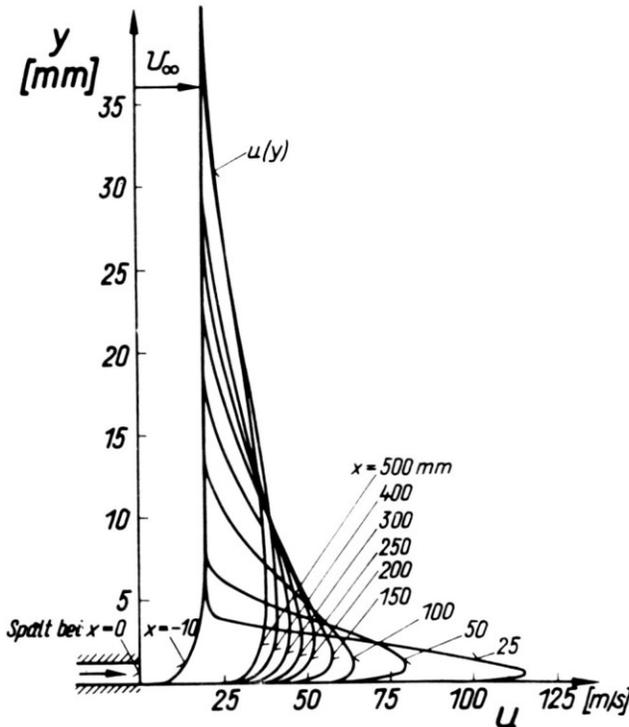


Fig. 5. Geschwindigkeitsprofile in der Grenzschicht hinter einem Ausblasespalt, $v_j/U_\infty = 8$ (nach Thomas²⁵).

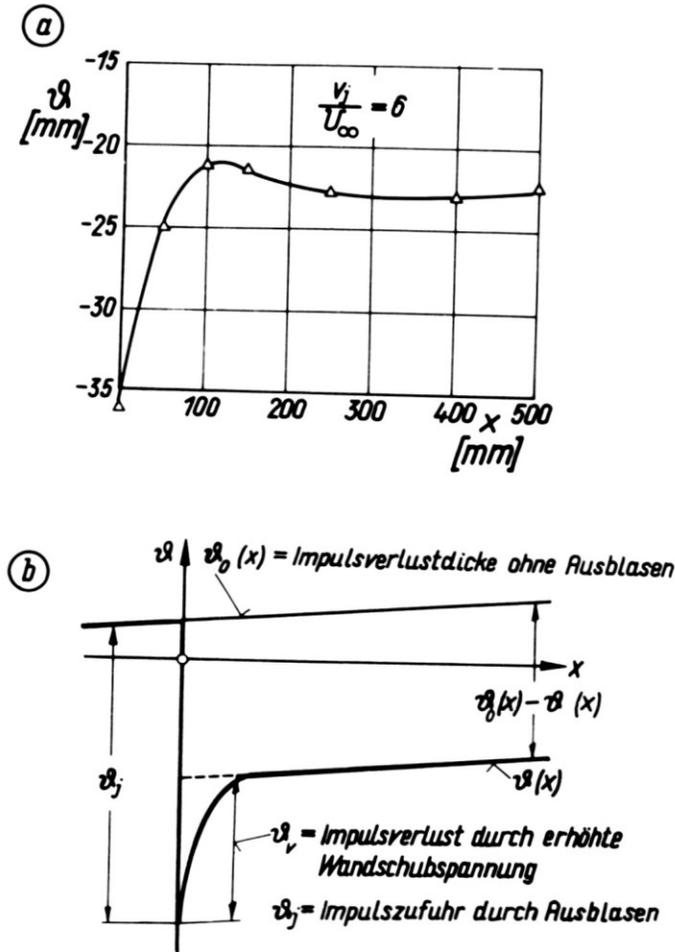


Fig. 6. Verlauf der Impulsverlustdicke in der Grenzschicht hinter einem Ausblasespalt.

Spaltweite $s = 1,3$ mm; $U_\infty = 40$ m/s.

(a) Gemessener Verlauf für $v_j/U_\infty = 6$.

(b) Schematischer Verlauf.

parallel zur Kurve $\theta_0(x)$ für die unbeeinflusste ablösungsfreie Strömung. Als anschauliches Mass für den Impulsverlust unmittelbar hinter dem Spalt kann man einen "Impuls-Wirkungsgrad des Ausblasespalt" einführen durch

$$\eta_\theta = \frac{\theta(x) - \theta_0(x)}{\theta_j} \quad (5)$$

Dabei gibt der Betrag $1 - \eta_\theta$ an, welcher Anteil des eingeblasenen Impulses durch die stark erhöhte Wandreibung nahe hinter dem Spalt verloren geht und somit für die Beschleunigung der ablösungsgefährdeten Grenzschicht nicht zur Verfügung steht.

Die Messungen zeigen nun eine sehr starke Abhängigkeit dieses Wirkungsgrades des Ausblasespaltes vom Geschwindigkeitsverhältnis v_j/U_∞ . Nach Fig. 7 lassen sich die gemessenen Werte von η_θ durch die einfache Gleichung

$$\eta_\theta = 0,85 \left(1 - \frac{U_\infty}{v_j} \right) \quad (v_j \geq 2 U_\infty) \quad (6)$$

gut interpolieren. Der für $U_\infty = 0$ eingetragene Wert stammt aus Standschubmessungen am Klappenflügel und schliesst sich gut an die übrigen Messungen an.

RECHNERISCHE ERMITTLUNG DES AUSBLASEIMPULSES ZUR VERMEIDUNG DER ABLÖSUNG

Mit Hilfe dieser experimentellen Ergebnisse über die Ausblase-Grenzschicht lässt sich nun für die Grenzschicht am Ausblase-Klappenflügel ein einfaches Rechenverfahren angeben, das die Abschätzung des Impulsbeiwertes $c_{\mu A}$ für die vollständige Grenzschichtbeeinflussung ermöglicht.

Im Zuge dieser Rechnung wird die Druckverteilung an dem Profil mit Klappenausschlag benötigt; diese lässt sich nach einem Verfahren von Martensen²⁶ ermitteln, welches die hohen Saugspitzen in der Nähe der Klappennase gut wiedergibt. Die einzelnen Schritte der weiteren Rechnung mögen an Hand von Fig. 8 verfolgt werden.

①	②	③	v_j/U_∞	① $s = 1,3 \text{ mm} ; U_\infty = 40 \text{ m/s}$
▽			2	
□		■	3	② $s = 1,3 \text{ mm} ; U_\infty = 20 \text{ m/s}$
◇	◆		4	
△	▲	▲	8	③ $s = 2,0 \text{ mm} ; v_j = 120 \text{ m/s}$
	▼		8	

○: Wert für den Klappenflügel bei $\eta_\kappa = 0^\circ ; s = 0,5 \text{ mm}$

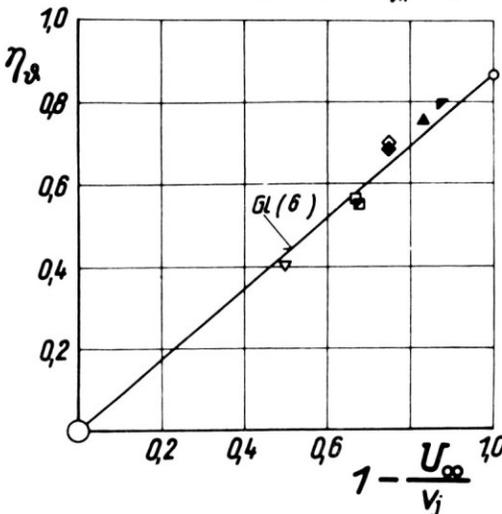


Fig. 7. Impulswirkungsgrad η_θ des Ausblasesstrahles in Abhängigkeit vom Geschwindigkeitsverhältnis des Ausblasesstrahles v_j/U_∞ . Ausgezogene Kurve nach Gl. (6) (nach Thomas²⁵).

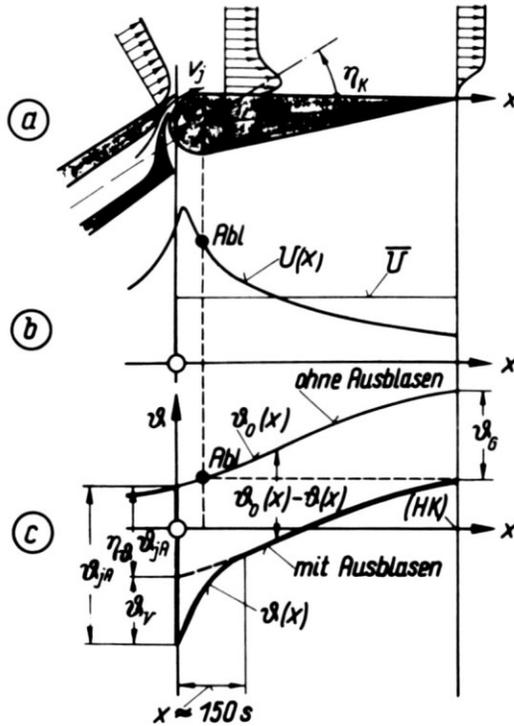


Fig. 8. Zur Ermittlung des Impulsbeiwertes $c_{\mu A}$ für vollständig anliegende Strömung (nach Thomas²⁵). *Abl* = Ablösungsstelle ohne Ausblasen.
 (a) Grenzschichtprofile vor und hinter dem Ausblasespalt mit Ausblasen.
 (b) Potentialtheoretische Geschwindigkeitsverteilung bei ausgeschlagener Klappe.
 (c) Verlauf der Impulsverlustdicke ohne Ausblasen $\vartheta_0(x)$ und mit Ausblasen $\vartheta(x)$.

Unter Benutzung der potentialtheoretischen Druckverteilung wird zunächst der Ablösungspunkt *Abl* der unbeeinflussten Grenzschicht ermittelt, der stets nahe hinter der Saugspitze liegt. Wird nun der Grenzschicht vor dem Ablösungspunkt durch den Strahl genügend Impuls zugeführt, so wird der Ablösungspunkt dadurch nach hinten verschoben. Die Ablösung wird ganz vermieden, wenn der Ablösungspunkt gerade an der Hinterkante (*HK*) des Profils liegt. Hierfür ist ein Impuls θ_G erforderlich, der sich aus der Theorie der turbulenten Grenzschicht ergibt

$$\frac{\theta_G}{l} = 0,037 \left(\frac{U_\infty l}{\nu} \right)^{-(1/5)} \left(\frac{W}{U_\infty} \right)_{HK}^{-3} \left[\int_{x_{Abl}}^{x_{HK}} \left(\frac{W(x)}{U_\infty} \right)^{3,5} \cdot d \left(\frac{x}{l} \right) \right]^{0,8} \quad (7)$$

Dabei bedeutet x_{Abl} die Lage des Ablösepunktes ohne Grenzschichtbeeinflussung. Dieser Impulsbedarf muss nun vom Ausblasestrahle unter Berücksichtigung der Verluste aufgebracht werden. Es muss somit sein

$$\eta_\theta (-\theta_{jA}) = \theta_G \quad (8)$$

Durch Einsetzen von $\theta_{j,A}$ nach Gl (4) in der Form

$$-\theta_{j,A} = + \frac{1}{2} c_{\mu A} l \left(1 - \frac{U_{\infty}}{v_j} \right)$$

und mit η_{θ} nach Gl (6) erhält man schliesslich für den Impulsbeiwert, welcher die Ablösung vollständig vermeidet:

$$c_{\mu A} = 2 \frac{\theta_G}{l} \frac{1}{0,85 [1 - (U_K/v_j)]^2} \quad (9)$$

Als Aussengeschwindigkeit wird dabei die mittlere potentialtheoretische Geschwindigkeit auf der Klappe eingesetzt (Fig. 8). Nach Gl (9) zusammen mit Gl (7) kann der Impulsbeiwert der vollständigen Grenzschichtbeeinflussung $c_{\mu A}$ in recht einfacher Weise berechnet werden. Das Ergebnis dieser Rechnung ist in Fig. 9 mit Messergebnissen verglichen. Es ergibt sich bis zum Klappenwinkel $\eta_K = 45^\circ$ eine recht gute Uebereinstimmung von Rechnung und Messung.

Als wichtiges Ergebnis der Rechnung ist anzusehen, dass sich eine starke Abhängigkeit des $c_{\mu A}$ -Wertes vom Geschwindigkeitsverhältnis des Strahles v_j/U_{∞} ergibt. Dies erklärt die starke Abhängigkeit des $c_{\mu A}$ -Wertes von der Spaltweite nach Fig. 4. Weiterhin ergibt sich die Empfehlung, mit möglichst grossen Werten von v_j/U_{∞} auszublasen, um eine gute Wirkung des Blasstrahles zu erzielen.

Abschliessend ist zu sagen, dass hiermit lediglich ein erster Versuch zur rechnerischen Bestimmung des zum Vermeiden der Ablösung erforderlichen Ausblase-Impulses gemacht werden sollte. In diesem Zusammenhang sei auch auf Untersuchungen französischer Autoren²⁴ hingewiesen, die das gleiche Problem mit ungleich grösserem mathematischen Aufwand in Angriff genommen haben.

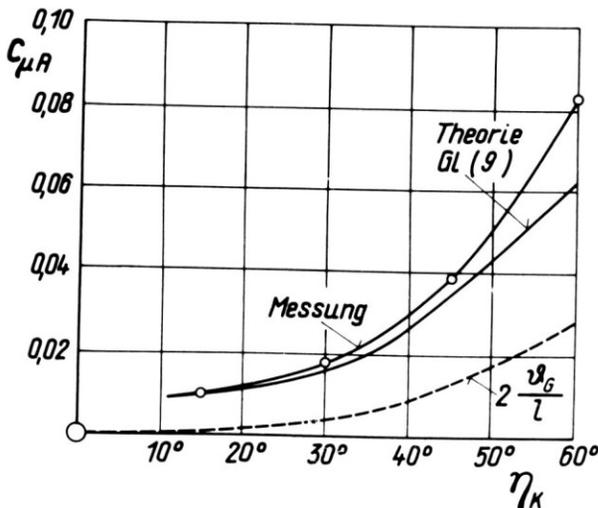


Fig. 9. Impulsbeiwert $c_{\mu A}$ für vollständig anliegende Strömung in Abhängigkeit vom Klappenaustrag η_K ; Vergleich von Messung und Rechnung nach Gl. (9).

TRAGFLUEGEL MIT STRAHKLAPPE

PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN

Ein anderes wirksames Mittel zur Erhöhung des Auftriebes eines Tragflügels ist die sogenannte Strahlklappe (*jet flap*). Bei dieser wird ein dünner Luftstrahl von Geschwindigkeit an der Flügelhinterkante unter dem Winkel η_j schräg nach unten ausgeblasen. In Fig. 10 ist diese Anordnung zusammen mit der sich dabei ergebenden Druckverteilung am Flügel und im Strahl dargestellt. Ebenso wie der Klappenflügel mit starkem Ausblasen liefert eine solche reine Strahlschicht ausser der Reaktionskraft J einen Zusatz-Auftrieb A_r , der von einer zusätzlichen Zirkulation um den Tragflügel herrührt, die man auch hier als Supertzirkulation bezeichnet.

Während die Reaktionskraft des Strahles auf elementare Weise bestimmt werden kann, muss der Anteil des Zirkulationsauftriebes nach der Tragflächen-theorie ermittelt werden. In der Strahlschicht entsteht wegen ihrer Krümmung eine Druckdifferenz, die mit einer Wirbelverteilung äquivalent ist. Massgeblich für die Wirksamkeit des Strahles ist ausser dem Strahlwinkel η_j sein Impulsbeiwert c_μ , der ebenso wie beim Strahlklappenflügel nach Gl (1) gebildet wird.

Die ersten Untersuchungen über Strahlklappenflügel wurden in England von Davidson²⁷ und Stratford²⁸ und in Frankreich von R. Legendre⁵⁰ und L. Malavard⁵¹ ausgeführt. Ausgedehnte experimentelle Untersuchungen folgten bald darauf von Williams²⁹, während die Theorie des zweidimensionalen Strahlklappenflügels schon frühzeitig von Spence³⁰ entwickelt wurde, der später auch eine Abschätzung der dreidimensionalen Theorie gab.³¹

Neuerdings hat mein Mitarbeiter Das³² in Braunschweig eine vollständige dreidimensionale Tragflächentheorie des Strahlklappenflügels entwickelt, über

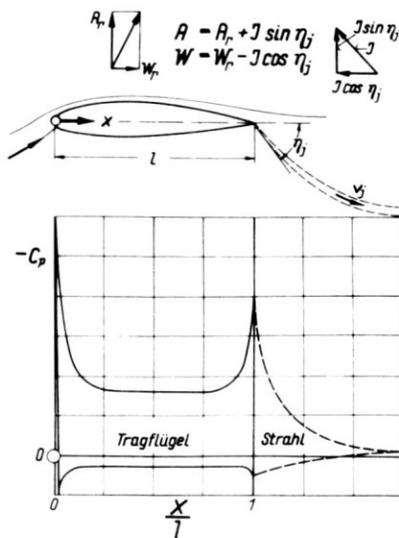


Fig. 10. Schematische Darstellung der Druckverteilung an einem Tragflügel mit Strahlklappe.

die ich hier kurz berichten möchte. Diese Theorie gestattet es, für Tragflügel mit beliebigem Grundriss bei beliebiger Verteilung des Klappenwinkels und des Strahlimpulses die Auftriebsverteilung über Flügeltiefe und -Spannweite zu berechnen.

ABRISS DER TRAGFLÄCHENTHEORIE DES STRAHKLAPPEN-FLÜGELS

Ebenso wie die Tragflächentheorie von Multhopp³³ und Truckenbrodt³⁴ arbeitet die neue Theorie von Das mit der Vorstellung einer längs Flügeltiefe und längs Spannweite stetigen Wirbelbelegung des Flügels (Fig. 11). Die Wirbelverteilung längs Flügeltiefe $\kappa(x)$ wird dabei aus der zweidimensionalen Theorie von Spence übernommen; sie erstreckt sich sowohl auf den Bereich des Flügels, $0 < x < l$, als auch auf den Strahl, $x > l$. Gegenüber der gewöhnlichen Tragflächentheorie hat man für den Strahlklappenflügel eine Wirbelverteilung zu wählen, welche an der Flügelhinterkante die Kuttasche Abflussbedingung nicht erfüllt. An der Hinterkante, wo der Strahl den Flügel unter dem Strahlwinkel η_j verlässt, ändert sich die Strömungsrichtung sprunghaft um den Winkel η_j . Dies bedingt, dass hier die Wirbelstärke κ unendlich gross wird in ähnlicher Weise wie an der Knickstelle einer geknickten ebenen Platte.

Die Theorie setzt ferner voraus, dass die Wirbelbelegung und damit auch der Auftrieb linear vom Anstellwinkel α und vom Strahlwinkel η_j abhängt, während die Abhängigkeit vom Impulsbeiwert c_μ gemäss der zweidimensionalen Theorie nichtlinear ist. Somit ergibt sich für die Wirbelbelegung der Ansatz

$$\kappa(x) = U_\infty [f_1(x; c_\mu) \cdot \eta_j + f_2(x; c_\mu) \cdot \alpha] . \tag{10}$$

Für die Funktionen f_1 und f_2 , die von Spence ermittelt wurden, gelten im Flügelbereich, $0 < x < l$, und Strahlbereich, $x > l$, verschiedene analytische Ausdrücke. Dabei besitzt f_2 eine Singularität an der Flügelvorderkante ($x = 0$) und f_1 eine solche an der Hinterkante ($x = l$), vgl. Fig. 11. Diese beiden Funktionen werden dadurch bestimmt, dass längs der Flügeltiefe und des Strahles die

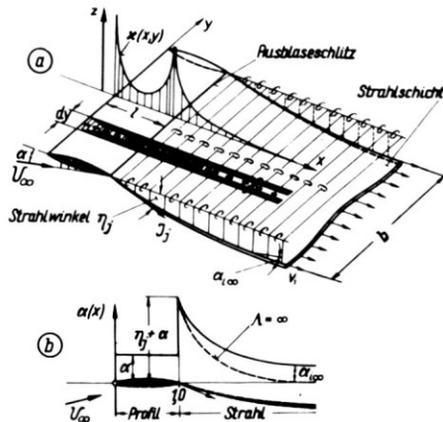


Fig. 11. Das Wirbelsystem eines Tragflügels endlicher Spannweite mit Strahlklappe.

kinematische Strömungsbedingung erfüllt wird, wie sie in Fig. 11b dargestellt ist. Beim zweidimensionalen Fall verschwindet der induzierte Abwindwinkel in der Strahlschicht weit hinter dem Flügel: $\alpha_{i\infty} = 0$.

Für die dreidimensionale Theorie wird die Wirbelbelegung auf der Tragfläche gegenüber Gl (10) in folgender Weise verallgemeinert

$$\kappa(x, y) = U_{\infty} [f_1(x, y; c_{\mu}) \cdot \eta_j + f_2(x, y; c_{\mu}) \cdot \alpha] \quad (11)$$

Die Wirbelbelegung $\kappa(x, y)$ ist so zu bestimmen, dass auf dem ganzen Flügel die kinematische Strömungsbedingung erfüllt wird:

$$\alpha(x, y) + \alpha_i(x, y) = 0 \quad (12)$$

Hierbei ist $\alpha(x, y)$ der durch die Geometrie des Flügels vorgegebene örtliche Anstellwinkel und α_i der von der Wirbelbelegung induzierte Anstellwinkel.

Weit hinter dem Flügel ist die Bedingung zu erfüllen, dass die Richtung der Strahlschicht mit der örtlichen Strömungsrichtung übereinstimmt, welche durch den induzierten Anstellwinkel in der Wirbelschicht gegeben ist. Es muss somit sein

$$\frac{dz_j}{dx}(x = \infty, y) = -\alpha_{i\infty}(y) \quad (13)$$

wobei $z_j(x, y)$ die Höhenlage der Wirbelschicht bedeutet. Beim Tragflügel endlicher Spannweite ist somit weit hinter dem Flügel die Strahlschicht nicht mehr parallel zur Anströmrichtung wie im ebenen Fall, sondern gegen diese um den Winkel $\alpha_{i\infty}$ nach unten geneigt.

Der Zusammenhang zwischen der Wirbelbelegung $\kappa(x, y)$ und dem induzierten Anstellwinkel α_i wird durch das Biot-Savartsche Gesetz gegeben, welches man nach Multhopp³³ in der Form schreiben kann

$$\alpha_i(x, y) = \frac{w(x, y)}{U_{\infty}} = -\frac{1}{4\pi U_{\infty}} \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \left[\frac{2}{\epsilon} G(x, y) - \int_{y'=-b/2}^{y-\epsilon} \frac{G(x, y, y')}{(y - y')^2} dy' - \int_{y'=y+\epsilon}^{+b/2} \frac{G(x, y, y')}{(y - y')^2} dy' \right] \quad (14)$$

Dabei bedeutet

$$G(x, y) = 2 \int_{x'=x_0(y)}^x \kappa(x', y) dx' \quad (15a)$$

$$G(x, y, y') = \int_{x'=x_0(y')}^{\infty} \kappa(x', y') \left(1 + \sqrt{\frac{x - x'}{(x - x')^2 + (y - y')^2}} \right) dx' \quad (15b)$$

mit $x_0(y)$ als Vorderkante des Flügels. Gl (14) gibt zusammen mit Gl (12) eine Integralgleichung für die gesuchte Wirbelbelegung $\kappa(x, y)$ der Tragfläche. Die

Auflösung dieser Integralgleichung geschieht nach dem von Multhopp zuerst angegebenen Quadraturverfahren. Bei diesem wird die Zirkulation in M Schnitten längs Spannweite aus einem linearen Gleichungssystem mit $(3/2)(M + 1)$ Gleichungen und einer gleichen Zahl von Unbekannten ermittelt.

VERGLEICH VON RECHNUNG UND MESSUNG

Das vorstehend skizzierte Rechenverfahren wurde von A. Das durch zahlreiche Beispielrechnungen erprobt. Dabei wurden in den meisten Fällen $M = 15$ Punkte längs Spannweite gewählt, so dass ein Gleichungssystem von 24 Gleichungen mit 24 Unbekannten zu lösen war. Einige Ergebnisse seien hier kurz referiert. Dabei werden im folgenden für Auftrieb und Kippmoment lediglich die Anteile infolge Superzirkulation dargestellt (gekennzeichnet durch Index Γ), also ohne die Reaktionsanteile.

In Fig. 12 sind für einen Rechteckflügel mit einer Strahlklappe längs der ganzen Spannweite Auftrieb und Kippmoment dargestellt, und zwar in Fig. 12a die Gesamtwerte von c_A und c_M und in Fig. 12b die Verteilung der entsprechenden örtlichen Werte längs Spannweite. Dabei bedeutet

$$C_\mu = \frac{J_j}{Fq_\infty} = \frac{\rho_j v_j^2 b s}{q_\infty F} \quad (16)$$

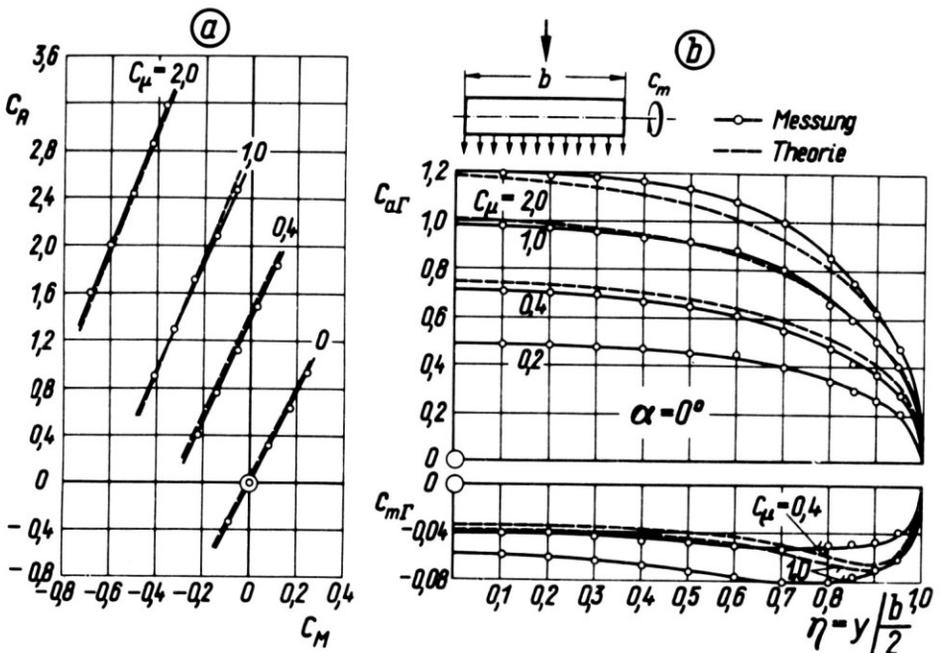


Fig. 12. Auftrieb und Kippmoment eines Rechteckflügels mit Strahlklappe für verschiedene Impulsbeiwerte c_μ (nach Das²²); Seitenverhältnis $\Lambda = 4,5$; Strahlwinkel $\eta_j = 30^\circ$.

(a) Gesamtwerte von Auftrieb und Kippmoment.

(b) Örtliche Werte von Auftrieb und Kippmoment längs Spannweite.

den Koeffizienten des Gesamtimpulses. Mit wachsendem C_μ ergeben sich naturgemäss grosse kopflastige Momente, während sich die Neutralpunktlage dc_M/dc_A mit C_μ nur wenig ändert (Fig. 12a). Für beides ist die Theorie in guter Uebereinstimmung mit den Messungen.

Weiterhin sind in Fig. 13 einige Ergebnisse für Deltaflügel angegeben. Figur 13a zeigt wiederum die Gesamtwerte des Auftriebes in Abhängigkeit von C_μ für zwei Flügel, die sich in ihrer Geometrie nur wenig unterscheiden. Dabei ist der eine nach dem Verfahren von Das und der andere nach dem elektrolitischen Verfahren von Malavard³⁵ gerechnet worden; man vergleiche hierzu auch 36, 40. Die Uebereinstimmung ist gut.

Figure 13b zeigt die Verteilung des örtlichen Auftriebsbeiwertes längs Spannweite für den einen der beiden Deltaflügel. Dabei sind zwei verschiedene Verteilungen des Impulses längs Spannweite zugrunde gelegt worden, nämlich (I) konstante Verteilung des Strahlimpulses $J = \rho_j v_j^2 s b$, und (II) eine konstante Verteilung von $c_\mu \sim \rho_j v_j^2 s / l$, also konstante örtliche c_μ -Verteilung, Gl (1).

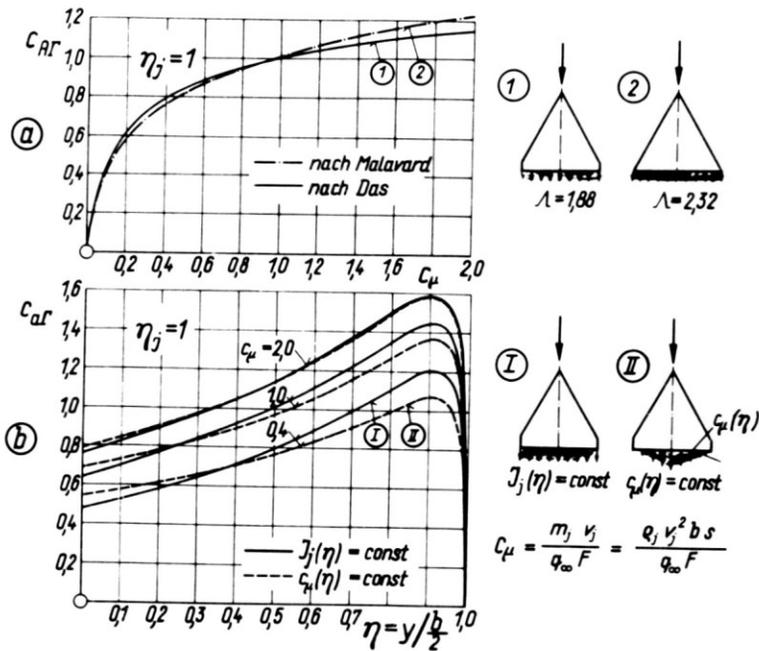


Fig. 13. Auftriebsverteilung eines Deltaflügels mit Strahlklappe.

- (a) Gesamtauftrieb c_{AR} in Abhängigkeit vom Impulsbeiwert c_μ .
 - (1) Nach Das³²—Seitenverhältnis $\Lambda = 1,88$; Strahlwinkel $\eta_j = 1$.
 - (2) Nach Malavard³⁵—Seitenverhältnis $\Lambda = 2,32$; Strahlwinkel $\eta_j = 1$.
- (b) Auftriebsverteilung längs Spannweite für einen Deltaflügel mit $\Lambda = 1,88$; $\eta_j = 1$.
 - (I) Bei konstanter Strahlgeschwindigkeit v_j längs Spannweite.
 - (II) Bei konstantem Impulsbeiwert $c_\mu \sim v_j^2 s / l$ längs Spannweite.

BODENEINFLUSS FUER TRAGFLUEGEL MIT AUSBLASEN

PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN

Da die grossen Auftriebsbeiwerte von Tragflügeln mit Strahlklappen und mit Ausblasen an der Hinterkantenklappe vor allem beim Start und bei der Landung des Flugzeuges ausgenutzt werden sollen, ist das Verhalten solcher Flügel in Bodennähe besonders wichtig.

Wie bereits oben erwähnt, wirkt ein Strahlklappenflügel wie ein Flügel mit einer festen Klappe, deren Länge vom Strahlimpuls abhängig ist. Ein Flügel mit Strahlklappe ist somit einem Flügel mit fester Wölbungsklappe gleichwertig. Für stark gewölbte angestellte Flügelprofile ist aus der Theorie der reibungslosen ebenen Strömung bekannt,^{36a} dass der Auftrieb bei Annäherung an den Boden abnimmt, während bei schwach gewölbten Profilen (z. B. bei der ebenen Platte) das Umgekehrte gilt.³⁷ Es ist daher beim Strahlklappenflügel eine Abnahme des Auftriebes bei Annäherung an den Boden zu erwarten. Hinzu kommt noch, dass bei geringen Bodenabständen oder bei grossen Ausblaseimpulsbeiwerten der Strahl den Boden trifft und dadurch eine starke gegenseitige Beeinflussung zwischen Flügel und Boden hervorruft, die die Strömung um den Flügel grundlegend ändern kann.

Nachstehend möge kurz über einige Untersuchungen berichtet werden, die von meinen Mitarbeitern Gersten und Schmidt³⁸ zu diesem Problemkreis ausgeführt wurden.

VERSUCHSERGEBNISSE MIT FESTEM BODEN

Die Versuche wurden mit dem gleichen Klappenflügel wie diejenigen von Abschn. 2 ausgeführt, wobei der Klappenausschlag von $\eta_K = 0^\circ$ bis 105° geändert wurde (Fig. 3). Die Untersuchungen wurden auf das ebene Problem beschränkt (Flügel mit Endscheiben). Der Ausblaseimpulsbeiwert wurde zwischen $c_\mu = 0$ und $c_\mu = 2,0$ variiert. Der Boden war als rollendes Band ausgebildet, so dass er mit der Geschwindigkeit der Anströmung mitlaufen konnte. Dabei konnte jeder beliebige Bodenabstand eingestellt werden. Bei einer Geschwindigkeit von $U_\infty = 12 \text{ m/s}$ wurden Dreikomponenten-Messungen sowie auch Messungen der Druckverteilung im Mittelschnitt durchgeführt.

STROEMUNGSBILD

Um bei den Untersuchungen mit Anströmung eine nähere Einsicht in den Strömungsmechanismus des Bodeneinflusses zu erhalten, wurden an dem Klappenflügel mit Ausblasen Druckverteilungsmessungen im Mittelschnitt sowie Rauchversuche ausgeführt. Einige Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in Fig. 14 dargestellt. Diese zeigen übereinstimmend, dass der Einfluss des Bodens sich erst unterhalb eines bestimmten kritischen Bodenabstandes bemerkbar macht. Dieser kritische Bodenabstand nimmt zu mit wachsendem Anstellwinkel α und mit wachsendem Klappenwinkel η_K sowie auch mit zunehmendem c_μ . Bei $\alpha = -5^\circ$ und $\eta_K = 60^\circ$ ist der kritische Bodenabstand nach etwa $h_K = 1,3l$.

Bei Annäherung des Flügels an den Boden ergibt sich die in Fig. 14 dargestellte Aenderung der Druckverteilung und des Strömungsverlaufs. Der Fall (a) entspricht einem sehr grossen Abstand vom Boden, während im Fall (b) der Bodenabstand unter dem kritischen Wert liegt. Im letzteren Fall entsteht auf der Oberseite des Flügels eine grosse Ablöseblase, wodurch die grossen negativen Drücke am Klappenknie abgebaut werden. Auf der Druckseite des Flügels ist die Strömung für alle Bodenabstände $h < h_K$ abgelöst; es bildet sich ein stehender Wirbel zwischen Flügel und Boden, der denselben Drehsinn besitzt wie die Zirkulation um den Flügel. Dabei bilden sich am Boden zwei Staupunkte aus, Fall (b).

Bei extrem kleinem Bodenabstand (Fall (c) in Fig. 14) verschwindet die Ablöseblase auf der Flügelsaugseite; die beiden Staupunkte am Boden vereinigen sich in einen einzigen, und die Strömung zwischen Flügel und Boden ist sehr ungeordnet.

AUFTRIEB

In Fig. 15 sind Auftrieb und Kippmoment in Abhängigkeit vom Bodenabstand bei festem Anstellwinkel α und Klappenwinkel η_K dargestellt. Für alle Impulsbeiwerte $c_\mu = 0,6$ bis 2 ergibt sich ein starker Abfall von Auftrieb und Kippmoment, wenn ein bestimmter Bodenabstand unterschritten wird. Dieser ist im vorliegenden Fall etwa $h_K = 1,3 l$. Es zeigt sich hier, dass die mit Strahlklappenflügeln erreichbaren hohen Auftriebsbeiwerte durch den Bodeneinfluss beträchtlich abgemindert werden.

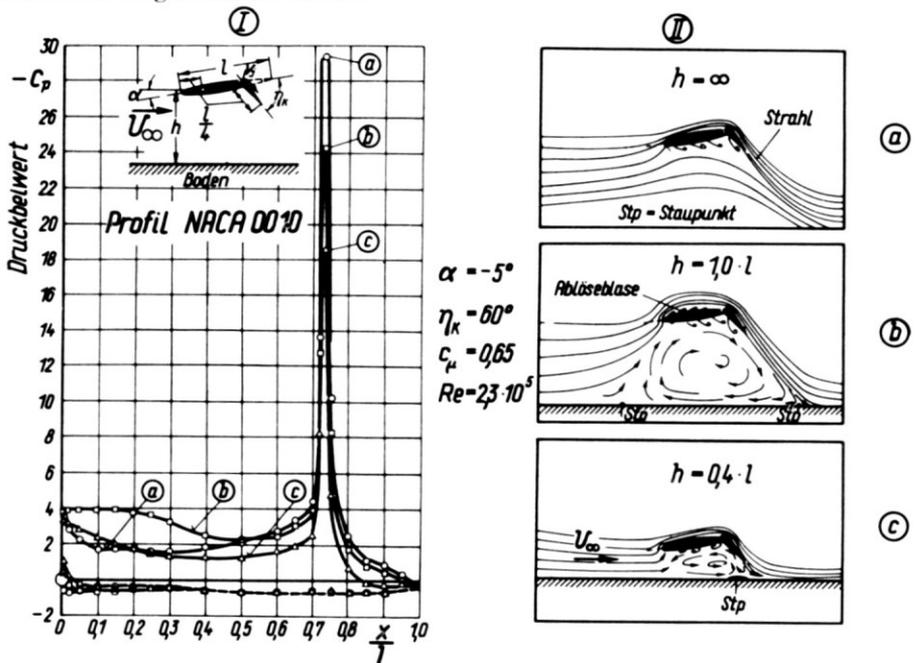


Fig. 14. Bodeneinfluss bei einem Klappenflügel mit Ausblasen (nach Schmidt³⁵).
 (I) Druckverteilungen im Flügelmittelschnitt; $c_p = (p - p_\infty) / [(p/2) U_\infty^2]$.
 (II) Strömungsbilder bei verschiedenem Bodenabstand h/l .

BEWEGUNG DES BODENS (GEGENWIND)

Bei den vorstehend besprochenen Windkanalmessungen über den Bodeneinfluss war ebenso wie bei den meisten bisher bekannt gewordenen Untersuchungen³⁹ der Boden feststehend, so dass dabei die Relativbewegung von Flugzeug und Boden nicht richtig wiedergegeben wird. Um diese Relativbewegung richtig darzustellen, muss sich im Windkanalversuch der Boden in Richtung der Anströmgeschwindigkeit mitbewegen, $U_B = U_\infty$. Um den Einfluss der Bodenbewegung festzustellen, wurden bei sonst gleicher Versuchsanordnung Untersuchungen mit festem und beweglichem Boden ausgeführt, wobei der letztere durch ein endloses rollendes Band dargestellt wurde. Dieser Vergleich für die Beiwerte von Auftrieb und Kippmoment ist in Fig. 15 mit eingetragen. Die Abweichungen zwischen ruhendem Boden und mitlaufendem Boden werden umso grösser, je kleiner der Bodenabstand ist. Bei festem Boden beginnt der Bodeneinfluss schon bei etwas grösseren Bodenabständen, was sicher auf die Verdrängungswirkung der an der festen Bodenplatte entstehenden Grenzschicht zurückzuführen ist. Ausserdem ist bei festem Boden der Bodeneinfluss etwas stärker. Messungen mit festem Boden ergeben demnach etwas zu pessimistische Aussagen über den Bodeneinfluss auf den Auftrieb.

Weiterhin sind noch in Fig. 16 die Beiwerte von Auftrieb, Widerstand und Kippmoment bei verschiedenem Bodenabstand in Abhängigkeit von dem Verhältnis Bodengeschwindigkeit zur Anströmgeschwindigkeit U_B/U_∞ dargestellt. Die Zustände $0 < U_B/U_\infty < 1$ entsprechen dem Start mit Gegenwind, und diejenigen mit $U_B/U_\infty > 1$ dem Start mit Rückenwind, während $U_B = U_\infty$ der Start ohne Wind ist. Man erkennt aus Fig. 16, dass in Übereinstimmung mit Fig. 15 der Einfluss des Gegenwindes umso stärker ist, je kleiner der Bodenabstand ist. Die durch den zusätzlichen Staudruck des Gegenwindes hervorgerufene Erhöhung des Auftriebes wird durch den Bodeneffekt wieder abgemindert.

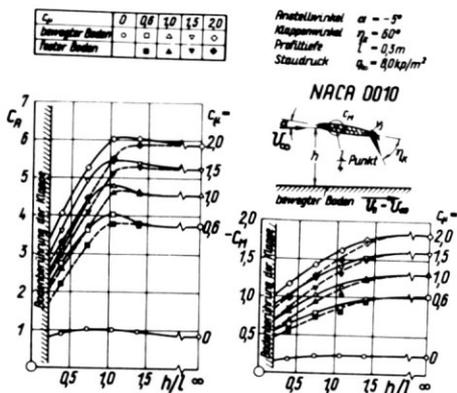


Fig. 15. Bodeneinfluss auf Auftrieb und Kippmoment eines Klappenflügels mit Ausblasen bei ruhendem und bewegtem Boden; nach E. Schmidt.³⁵

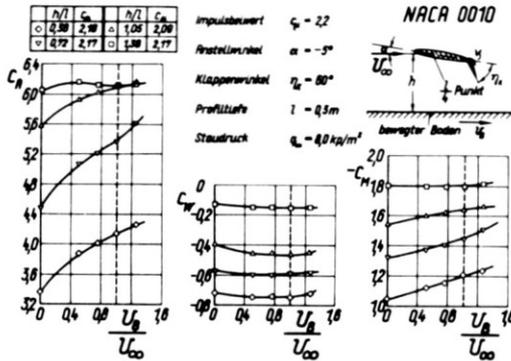


Fig. 16. Bodeneinfluss auf Auftrieb, Widerstand und Kippmoment eines Strahlklappenflügels bei verschiedenem Verhältnis von Bodengeschwindigkeit zu Anströmgeschwindigkeit U_B/U_∞ (Einfluss des Gegenwindes beim Start), nach E. Schmidt.³⁸

AUFTRIEBSERHOEHUNG VON TRAGFLUEGELN DURCH NASENABSAUGUNG

In diesem Abschnitt möge über einige in der Aerodynamischen Versuchsanstalt Göttingen in den letzten Jahren durchgeführten Untersuchungen berichtet werden, welche das Ziel haben, durch Absaugung den Maximal-Auftrieb von Tragflügeln zu erhöhen. Während früher dabei Absaugung durch Einzelschlitze verwendet wurde,¹⁴ wurde in neuerer Zeit gefunden, dass eine kontinuierlich verteilte Absaugung durch die poröse Oberfläche des Tragflügels wirksamer ist.¹⁹ Dabei ergibt sich die beste Wirkung einer kontinuierlichen Absaugung für die Erhöhung des Maximalauftriebes, wenn die Absaugezone sich in der Nähe der Flügel Nase befindet, wo sich bei grossem Anstellwinkel ein steiles Druckminimum ausbildet, welches ohne Absaugung zur Ablösung der turbulenten Grenzschicht führt.

Um diese Vorgänge rechnerisch verfolgen zu können, ist von Pechau^{41,42} ein Verfahren zur Berechnung der turbulenten Grenzschicht mit kontinuierlich verteilter Absaugung entwickelt worden. Gewisse empirische Unterlagen für dieses Rechenverfahren, insbesondere die Abhängigkeit der Wandschubspannung der turbulenten Grenzschicht mit Absaugung von der Oberflächenbeschaffenheit der porösen Wand und vom Mengenbeiwert der Absaugung wurden aus systematischen Messungen von Wuest⁴³ erhalten. Dabei zeigte sich, dass durch die Absaugung die Wandschubspannung der turbulenten Grenzschicht stark erhöht wird.

WINDKANAL-UNTERSUCHUNGEN

Als Beispiel solcher Untersuchungen zeigt Fig. 17 den Auftriebsbeiwert des Tragflügelprofils NACA 747 A 315 mit kontinuierlich verteilter Nasenabsaugung. Dabei besitzt die Flügeloberfläche in einem Streifen von 0,15 l Breite sehr viele fein verteilte Löcher von 0,5 mm Durchmesser mit einer Lochdichte von 13

Löchern auf den Quadratcentimeter. Die Stärke der Absaugung ist gegeben durch den Mengenbeiwert

$$c_Q = Q/FU_\infty \tag{17}$$

wobei Q die gesamte abgesaugte Menge und F die ganze Flügelfläche bedeuten. Für den Flügel ohne Klappenausschlag wird mit einem Mengenbeiwert von $c_Q = 0,006$ der maximale Auftriebsbeiwert $c_{A \max}$ von 0,8 auf 1,65 gesteigert, und bei einem Klappenausschlag von $\eta_K = 45^\circ$ wächst beim gleichen Mengenbeiwert $c_{A \max}$ von 1,7 auf 2,5 an. Die beigegebenen Druckverteilungen lehren, dass die vordere Absaugezone bis etwas hinter das Druckminimum reicht. Als Vorbereitung für die nachstehend beschriebenen Flugmessungen sind im 3-m Windkanal der AVA auch Windkanalversuche an einem Originalflügel des Baumusters RW 3 mit Nasenabsaugung durchgeführt worden.⁴⁴ Die in Fig. 18 dargestellten Druckverteilungsmessungen beim Anstellwinkel $\alpha = 22,8^\circ$ zeigen, dass die Druckverteilung am Profil in der Nähe der Nase durch die Absaugung erheblich beeinflusst wird, und zwar umso stärker, je näher die Absaugezone am Druckminimum liegt.

FLUGVERSUCHE

Um die Ergebnisse der Windkanalversuche im Fluge nachzuprüfen, wurden Baumusters RW 3 mit Nasenabsaugung durchgeführt worden.⁴⁴ Die in Fig. 18 von der AVA auch einige Flugversuche mit dem deutschen Flugzeugbaumuster RW 3a ausgeführt.⁴⁵ Dieses einsitzige Flugzeug mit einem Fluggewicht von

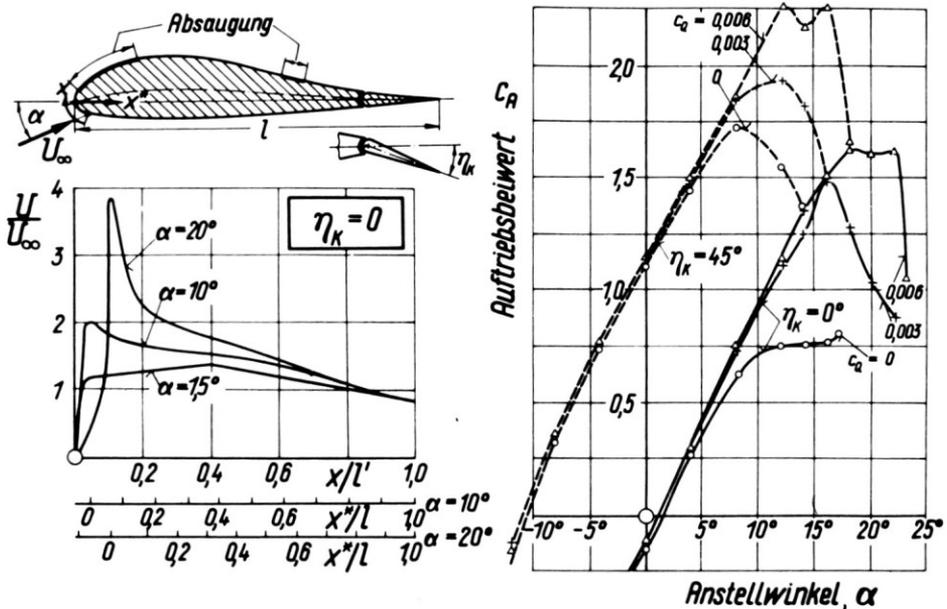


Fig. 17. Auftriebsbeiwerte des Profils NACA 747 A 315 mit kontinuierlich verteilter Nasenabsaugung nach Windkanalmessungen, nach W. Wuest.⁴³

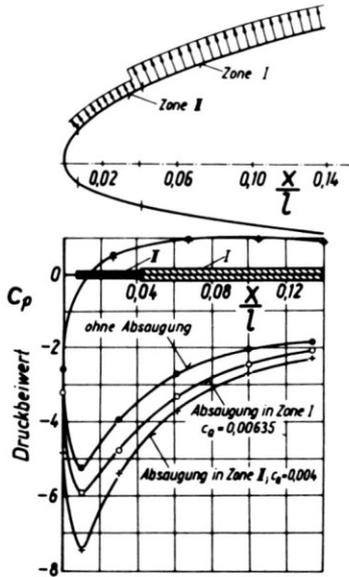


Fig. 18. Druckverteilung am Flügel des Baumusters RW 3 mit kontinuierlich verteilter Nasenabsaugung; Windkanalmessungen von W. Wuest.⁴¹

$G = 800$ kp besitzt eine im Seitenleitwerk angeordnete Luftschraube, so dass die Strömung um den Flügel (Streckung $\Lambda = 7,6$) frei ist von den Störungen des Propellerstrahles. Figure 19 zeigt eine Uebersicht dieses Flugzeuges; die Absaugzone erstreckt sich auf der Saugseite des Flügels von $0,04 l$ bis $0,22 l$ und reicht über die ganze Flügelspannweite. Das Profil des Flügels und die Anordnung der Löcher waren die gleichen wie beim Flügel von Fig. 18; die gesamte Lochfläche mit 86 000 gebohrten Löchern von $0,5$ mm Durchmesser betrug nur $1,2$ pro Mille der oberen Flügeloberfläche. Für die Absaugung der Luft aus dem Innern des Flügels dienten zwei Volkswagen-Gebläse, die im Rumpf eingebaut waren und durch einen Verbrennungsmotor mit 9 PS angetrieben wurden.

Der Einbau der Gebläse und der Luftführungen konnte nahezu ohne Krümmungen ausgeführt werden, so dass die Druckverluste in den Rohrleitungen gering waren. Die abgesaugte Luft wurde am hinteren Teil des Rumpfes durch vier Diffusoren ausgeblasen.

Weiterhin sind in Fig. 19 die erfliegenen Polaren mit und ohne Absaugung dargestellt. Es wurde ohne Klappenanschlag durch die Absaugung eine Steigerung des maximalen Auftriebsbeiwertes $c_{A \max}$ von $1,2$ auf $2,0$ erreicht. Dabei ist der im Fluge mit wachsendem c_A zunehmende Mengenbeiwert c_Q mit angegeben. Zum Vergleich ist auch die Polare des Baumusters Dornier Do 27 eingetragen, dessen Flügel zur Erreichung grosser Auftriebsbeiwerte mit einem festen Vorflügel nach der Art von Fig. 20 versehen ist. Beim Vergleich der beiden Polaren ist bemerkenswert, dass im Bereich der mittleren Auftriebsbeiwerte, die dem Reiseflug entsprechen, der Widerstandsbeiwert des Baumusters RW 3a mit Absaugung wesentlich kleiner ist als derjenige des Baumusters Do 27 mit festem Vorflügel.

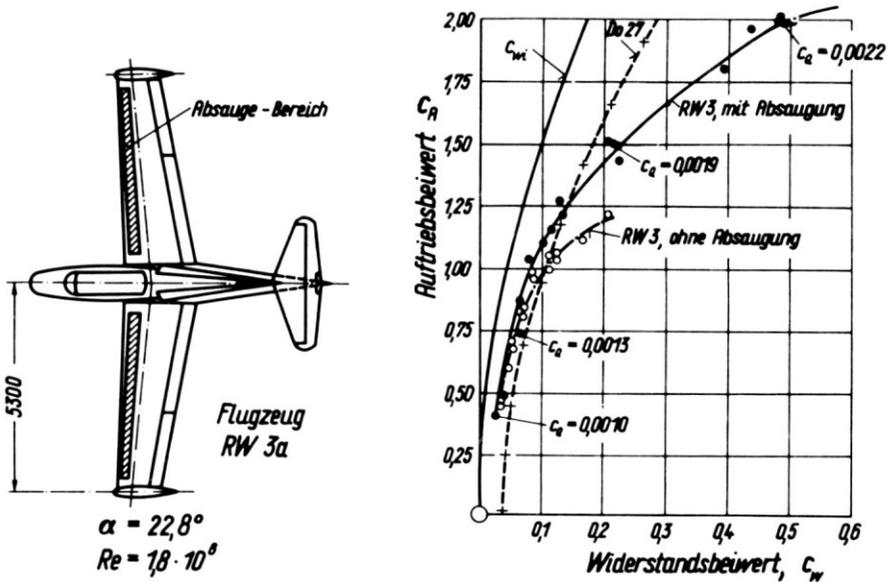


Fig. 19. Flugmessungen am Baumuster RW 3 mit Nasenabsaugung; Polare mit und ohne Absaugung, nach F. Schwarz.⁴⁵

FLUEGEL MIT VORFLUEGEL

Im Rahmen der Untersuchungen über Höchstauftrieb spielt der Flügel mit Vorflügel, wie er zuerst von Lachmann⁵ untersucht wurde, schon seit langem eine wichtige Rolle. Der Vorflügel gestattet es, die $c_A(\alpha)$ -Kurve eines normalen Profiles bis zu wesentlich grösseren Anstellwinkeln zu verlängern und dadurch erhebliche grössere $c_{A \max}$ -Werte zu erhalten. Eine theoretische Behandlung dieses Vorflügel-Effektes ist bisher noch nicht gelungen, wenn man darunter die rechnerische Ermittlung des mit dem Vorflügel erreichbaren $c_{A \max}$ -Wertes versteht. Ein wichtiger Schritt auf dem Wege zu diesem Ziel ist die Ermittlung der potentialtheoretischen Druckverteilung um die Anordnung eines Flügels mit einem davor liegenden Hilfsflügel. Für einen Einzelfall ist dieses Problem vor längerer Zeit von Strassl⁴⁶ mittels der konformen Abbildung gelöst worden. Die Methode der konformen Abbildung ist im allgemeinen für diese Aufgabe jedoch wenig geeignet, weil sie es nicht gestattet, die geometrischen Parameter der Flügel in bequemer Weise zu variieren. Es bedeutet deshalb einen wichtigen Fortschritt, wenn Jacob⁴⁷ dieses Problem jetzt mit Hilfe der Singularitäten-Methode hat lösen können. Dabei werden auf der Kontur der beliebig wählbaren Profile Wirbelbelegungen angeordnet. Figure 20 zeigt für einen Flügel mit Vorflügel die auf diese Weise berechnete Druckverteilung auf beiden Flügeln bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 8^\circ$. Dabei sind sowohl die Druckverteilungen der beiden Flügel allein als auch diejenigen bei gegenseitiger Beeinflussung angegeben. Diese theoretischen Untersuchungen bestätigen quantitativ die Erfahrungen über die Herabsetzung der Saugspitze des Hauptflügels durch die Anwesenheit des Vorflügels. Die zum Vergleich eingetragenen Messungen

stimmen sowohl beim Hauptflügel als auch beim Vorflügel gut mit der Rechnung überein, und sie bestätigen dadurch die Brauchbarkeit der Theorie.

Es verbleibt in diesem Zusammenhang die weitere Aufgabe, ausgehend von der Druckverteilung der Flügelanordnung, nunmehr auch ihre Grenzschicht zu berechnen, um auf diese Weise zu einer Vorausberechnung des maximalen Auftriebsbeiwertes zu gelangen.

ZUSAMMENFASSUNG

Es wird zusammenfassend berichtet über die Ergebnisse von Forschungsarbeiten über aerodynamische Probleme des Höchstauftriebes von Tragflügeln, die in den letzten Jahren in der Deutschen Forschungsanstalt für Luftfahrt Braunschweig und in der Aerodynamischen Versuchsanstalt Göttingen durchgeführt wurden:

(1) Für den Tragflügel mit Ausblasen am Klappenknie der Hinterkantenklappe wurden systematische Dreikomponentenmessungen und Druckverteilungsmessungen des ebenen Problems durchgeführt, die sich sowohl auf den Bereich der Grenzschichtbeeinflussung als auch auf die Superzirkulation erstrecken. Dabei gelang eine rechnerische Abschätzung desjenigen Impulsbeiwertes der Ausblase, welcher die Ablösung der Grenzschicht vermeidet (Thomas).

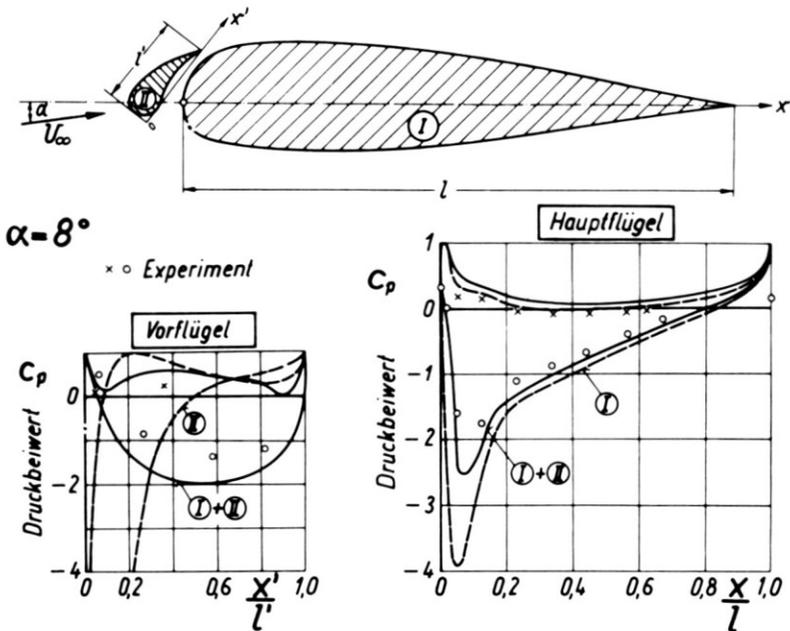


Fig. 20. Druckverteilung an einem Flügel mit Vorflügel; Vergleich von Theorie und Messung, nach K. Jacob.¹⁷

(2) Für den Tragflügel endlicher Spannweite mit Strahlklappe (*jet flap*) wurde eine Tragflächentheorie ausgearbeitet, mit Hilfe deren für Flügel von beliebigem Grundriss die Auftriebsverteilung längs Spannweite und Tiefe ermittelt werden kann. Dabei können der Strahlwinkel und der Strahlimpuls-Beiwert längs Spannweite veränderlich sein. Die Theorie ist in guter Übereinstimmung mit Messungen (Das).

(3) Für den Tragflügel mit Ausblasen über die Hinterkantenklappe wurde der Einfluss des Bodens auf Auftrieb und Kippmoment untersucht. Der Auftrieb wird durch den Einfluss des Bodens abgemindert, falls der Abstand des Flügels vom Boden kleiner ist als etwa die 1,3 fache Flügeltiefe (Gersten, Schmidt).

(4) In Windkanal- und Flugversuchen wurde der Einfluss einer kontinuierlich verteilten Absaugung in der Nähe der Flügelnase auf den maximalen Auftriebsbeiwert eines Tragflügels untersucht. In Übereinstimmung mit theoretischen Untersuchungen ergibt sich, dass die Absaugung am wirksamsten ist, wenn sie auf eine schmale Zone in der Nähe der Flügelnase, in der Umgebung des Druckminimums, beschränkt wird (Schwarz, Wuest).

(5) Für einen Flügel mit Vorfügel ist ein Verfahren zur Berechnung der Druckverteilung auf beiden Flügeln ausgearbeitet worden. Das Verfahren ist anwendbar für beliebige Form und beliebige gegenseitige Lage von Hauptflügel und Vorfügel. Damit ist ein Weg aufgezeigt, um den maximalen Auftriebsbeiwert eines Flügels mit Vorfügel rechnerisch zu ermitteln (Jacob).

SCHRIFTTUM

1. *NASA Conference on V/STOL Aircraft* (compilation of papers presented), Langley Research Center, Langley Field, Va., November 1960.
2. Prandtl, L., "Ueber Flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner Reibung," Verh. III. Intern. Math. Kongress, Heidelberg, 1904. vgl. auch Ges. Abhandlg. Vol. II, S. 575-584.
3. Lachmann, G. V. (ed.), *Boundary Layer and Flow Control*, vols. 1 and 2; London, Pergamon, 1961.
4. Betz, A., "Die Wirkungsweise von unterteilten Flügelprofilen," *Ber. u. Abhandlg. der WGL*, vol. 6, 1922.
5. Lachmann, G. V., "Die Strömungsvorgänge an einem Profil mit vorgelagertem Hilfsflügel," *Z. Flugtechn.*, vol. 14, 1923.
6. Handley Page Ltd., "The Handley Page Wing," *J. RAeS*, vol. 25, 1921.
7. Ackeret, J., "Grenzschichtabsaugung," *ZVVDI*, vol. 70, 1926.
8. Schrenk, O., "Tragflügel mit Grenzschichtabsaugung," *Luftfahrtforschung*, vol. 2, 1928.
9. Schrenk, O., "Versuche mit Absaugeflügeln," *Luftfahrtforschung*, vol. 12, 1935.
10. Regenscheit, B., "Hochauftriebsversuche mit Absaugeklappenflügeln," *Ber. A 64 der Lilienthal-Gesellschaft*, 1938.
11. Betz, A., "Beeinflussung der Reibungsschicht und ihre praktische Verwertung," *Schriften Deutsche Akad. d. Luftfahrtforschung*, vol. 49, 1939.
12. Stüper, J., "Flight Experiments and Tests on Two Airplanes with Suction Slots," *NACA TM 1232*, 1950; Englische Uebersetzung von FB 1821, 1943.
13. Schwier, W., "Versuche zur Auftriebssteigerung durch Ausblasen von Luft an einem symmetrischen Profil mit Wölbungsclappen grosser Tiefe," FB 1462, 1941. Siehe auch Riegels, F. W., *Aerofoil Sections*; London, Butterworth, 1961.
14. Regenscheit, B., "Absaugung in der Flugtechnik," *Jahrbuch der WGL* 1952.
15. Betz, A., "History of Boundary Layer Control Research in Germany," in G. V. Lachmann (ed.), *Boundary Layer and Flow Control*, vol. 1; London, Pergamon, 1961.

16. Williams, J., "A Brief History of British Research on Boundary Layer Control for High Lift," in G. V. Lachmann (ed.), *Boundary Layer and Flow Control*, vol. 1; London, Pergamon, 1961.
17. Poisson-Quinton, Ph., and L. Lepage, "Survey of French Research on the Control of Boundary Layer and Circulation," in G. V. Lachmann (ed.), *Boundary Layer and Flow Control*, vol. 1; London, Pergamon, 1961.
18. Flatt, J., "The History of Boundary Layer Control Research in the United States of America," in G. V. Lachmann (ed.) *Boundary Layer and Flow Control*, vol. 1; London, Pergamon, 1961.
19. Raspet, A., J. J. Cornish, and G. D. Bryant, "Delay of the Stall by Suction Through Distributed Perforations," *Aeron. Eng. Rev.*, vol. 15, no. 8, August 1956.
20. Williams, J., "An Analysis of Aerodynamic Data on Blowing Over Trailing Edge Flap for Increasing Lift," *ARC Current Paper 209*, 1954.
21. Schwier, W., "Versuche zur Auftriebserhöhung durch Ausblasen von Luft an einem Profil von 13% Dicke mit verschiedenen Klappenformen," *Zentr. wiss. Berichtsweesen*, Berlin FB 1658, 1942; transl. NACA TM 1148. Siehe auch Riegels, F. W., *Aerofoil Sections*; Butterworth, London, 1961.
22. Williams, J., "British Research on Boundary Layer and Flow Control for High Lift by Blowing," *Z. Flugwiss.*, vol. 6, 1958.
23. Carrière, P., E. Eichelbrenner, and Ph. Poisson-Quinton, "Contribution théorique et expérimentale à l'étude du contrôle de la couche limite par soufflage," in *Advances in Aeronautical Sciences*, Proc. of 1st International Congress, ICAS, vol. II, Madrid, 1958; London, Pergamon, 1959, pp. 620-621.
24. Carrière, P., and E. A. Eichelbrenner, "Theory of Flow Reattachment by a Tangential Jet Discharging Against a Strong Adverse Pressure Gradient," in G. V. Lachmann (ed.), *Boundary Layer and Flow Control*, vol. 1; London, Pergamon, 1961.
25. Thomas, F., "Untersuchungen über die Erhöhung des Auftriebes von Tragflügeln mittels Grenzschichtbeeinflussung durch Ausblasen" (Dissertation, Braunschweig, 1961); *Z. Flugwiss.*, vol. 10, 1962.
26. Martensen, E., "Berechnung der Druckverteilung an Gitterprofilen in ebener Potentialströmung mit einer Fredholmschen Integralgleichung," *Arch. Rat. Mech. Analysis*, vol. 3, 1959; vgl. auch MPI-Mitteilung No. 23, Göttingen, 1959.
- 26a. Anscombe, A., and J. Williams, "Some Comments on High Lift Testing in Wind Tunnel with Particular Reference to Jet Blowing Models," *J. RAeS*, vol. 61, 1957.
27. Davidson, J. M., "The Jet Flap," *J. RAeS*, vol. 60, 1956.
28. Stratford, B. S., "Early Thoughts on the Jet Flap," *Aero. Quart.*, vol. 7, 1956.
29. Williams, J., "British Research on the Jet Flap Scheme," *Z. Flugwiss.*, vol. 6, 1958.
30. Spence, D. A., "The Lift Coefficient of a Thin Jet-Flapped Wing," *Proc. RAeS (A)*, vol. 238, 1956.
31. Maskell, E. C., and D. A. Spence, "A Theory of the Jet Flap in Three Dimensions," *Proc. RAeS (A)*, vol. 251, 1959.
32. Das, A., "Tragflächentheorie für Tragflügel mit Strahlklappen," *Jahrbuch der WGL*, 1960; vgl. auch "A Lifting-Surface Theory for Jet-Flapped Wings," *Readers' Forum, J. Aerospace Sci.*, vol. 29, no. 4, April 1962, pp. 499-500.
33. Multhopp, H., "Methods for Calculating Lift Distribution of Wings (Subsonic Lifting Surface Theory)," *Rep. & Memo No. 2884*, 1953.
34. Truckenbrodt, E., "Tragflächentheorie bei inkompressibler Strömung," *Jahrbuch der WGL*, 1953.
35. Malavard, L., and L. Lepage, "Principes et résultats de calculs d'ailes à jet par analogies rhéologiques," *La Recherche Aéronautique*, ONERA No. 77, 1960; vgl. auch Lachmann, G. V. (ed.), *Boundary Layer and Flow Control*, vol. 1, and Malavard, L., "Recent Developments in the Method of the Rheoelectric Analogy Applied to Aerodynamics," *Journal of the Aeronautical Sciences*, vol. 24, no. 5, May 1957.
36. Siestrunk, R., and J. J. Bernard, "Sur une méthode de détermination numérique des potentiels de perturbation dans la théorie linéarisée du soufflage au bord de fuite des profils d'ailes," *Comptes Rendus de Séance de l'Académie de Sciences*, vol. 242, 1956.

- 36a. Tomotika, S., K. Tamado, and H. Umemoto, "The Lift and Moment Acting on a Circular-Arc Aerofoil in a Stream Bounded by a Plane Wall," *Quart. J. Mech. & Appl. Math.*, vol. 4, 1951.
37. Gersten, K., "Berechnung der aerodynamischen Beiwerte von Tragflügeln endlicher Spannweite in Bodennähe," *Abhdlg. Braunschv. Wiss. Ges.*, vol. 12, 1960.
38. Schmidt, E., "Untersuchungen des Bodeneinflusses an einem Rechteckflügel mit Ausblasen über eine Hinterkantenklappe"; *Part I: Messungen bei festem Boden. DFL Ber. No. 0124, Ber. 61/20 des Inst. f. Aerodynamik der DFL*, 1961; *Part II: Messungen mit bewegtem Boden. DFL Ber. No. 0134, Ber. No. 62/4 des Inst. f. Aerodynamik der DFL*, 1962.
39. Huggett, D. J., "The Ground Effect on the Jet Flap in Two Dimensions," *Aero. Quart.*, vol. 10, 1959.
40. Poisson-Quinton, Ph., "Einige physikalische Betrachtungen über das Ausblasen an Tragflügeln," *Jahrbuch der WGL* 1956.
41. Pechau, W., "Ein Näherungsverfahren zur Berechnung der ebenen und rotationssymmetrischen turbulenten Grenzschicht mit beliebiger Absaugung oder Ausblasung," *Jahrbuch der WGL*, 1958; vgl. auch AGARD Rep. No. 259, 1960.
42. Schlichting, H., and W. Pechau, "Auftriebserhöhung von Tragflügeln durch kontinuierlich verteilte Absaugung," *Z. Flugwiss.*, vol. 7, 1959.
43. Wuest, W., "Experimental Investigation on Boundary Layer Suction by Series of Slits and Holes," *AVA Forschungs Ber.* 60-01, 1960; vgl. auch AGARD Rep. No. 258, 1960.
44. Wuest, W., "Druckverteilungsmessungen am Profil," *NACA 747 A 315 (Gö 817) mit Absaugung, AVA Ber.* 60 A 18, 1960.
45. Schwarz, F., "Vorläufige Ergebnisse der Flugversuche mit Grenzschichtabsaugung an dem Flugzeugmuster RW 3a," *AVA Ber.* 60 A 48, 1960.
46. Strassl, H., "Die ebene Potentialströmung um ein Flügelprofil mit Vorflügel," *Jahrbuch der Deutschen Luftfahrtforschung*, 1939.
47. Jacob, K., "Berechnung der Potentialströmung um mehrere Profile mit gegenseitiger Beeinflussung," *Mitteilungen aus dem Max-Planck-Inst. f. Strömungsforschung und der Aerodynamischen Versuchsanstalt*, Göttingen, No. 27, 1962.
48. Favre, A., "Contribution à l'étude expérimentale des mouvements hydrodynamiques à deux dimensions," (Thèses, Université de Paris, 1938).
49. Hough, G. R., "Cambered jet-flap airfoil theory." Thesis, Graduate School of Aeronautics, Cornell Univ. (Sept. 1959).
50. Legendre, R., "Influence de l'émission d'un jet au bord de fuite d'un profil sur l'écoulement autour de ce profil," *Comptes Rendus de Séance de l'Académie de Sciences*, vol. 242, 1956, pp. 2438-2440.
51. Malavard, L., "Sur une théorie linéaire du soufflage au bord de fuite d'un profil d'aile," *Comptes Rendus de Séance de l'Académie des Sciences*, vol. 242, 1956, pp. 2440-2442.
52. Roy, M., "Principes d'étude de l'aile à jet," *La Recherche Aéronautique*, no. 52, 1956, pp. 3-11.

DISCUSSIONS

Author: H. Schlichting

Discussor: R. C. Pankhurst, National Physical Laboratory

Progressive changes in flow conditions as a high-lift wing approaches the ground are of great practical importance as well as of intrinsic interest. May I ask, therefore, whether more detailed information could be given about the types of flow pattern shown in Fig. 14, particularly as regards the transition from the conditions of Fig. 14*b* to those of Fig. 14*c*?

In Fig. 14c, for instance, the anticlockwise circulatory motion beneath the wing is seen to encounter the general oncoming flow from the opposite direction of a position a little below the nose of the aerofoil. Was there evidence of a free stagnation point or other flow peculiarity where the two flows met? Again, just above this position the fluid velocities on adjacent streamlines appear to be in opposite directions; this suggests the existence of a vortex sheet, but it is difficult to see how one could arise here. Did the experiments throw any light on these flow details?

Author's reply to discussion:

Recently we have obtained more experimental details about the flow phenomena beneath an airfoil very close to the ground. In the attached Fig. A the results of some careful flow investigations are described carried out by R. Löhrr for an airfoil with blowing both at the leading edge and at the nose of the flap. There exist, indeed, two vortices with opposite circulation and a free stagnation point in front of the first vortex. Furthermore, there are two stagnation points on the ground, the first one in the region between the two vortices and the second one just behind the flap, where the jet hits the ground. But it must be borne in mind that this sketch of the flow pattern can only be rather crude, since in the whole area between the airfoil and the ground the velocity is very small, so that this region resembles a wake more than a vortex flow.

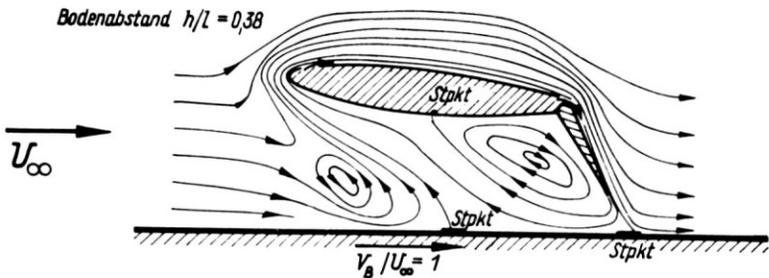


Figure A: Flow pattern of an airfoil near the ground with blowing at the leading edge and at the nose of the flap, from experiments by R. Löhrr.

Distance from the ground	$h/c = 0.38$
Angle of attack	$\alpha = 5^\circ$
Flap angle	$\eta_K = 60^\circ$
Wing profile	NACA 0010
Flow velocity	$U_\infty = 12.3 \text{ m/s}$
Momentum coefficient of blowing	
at the leading edge	$c_{\mu N} = 0.1$
at the nose of the flap	$c_{\mu K} = 1.3$

Discussor: Prof. H. Wittenberg, Aeronautical Department Technological University Delft, 10 Michael de Ruyterweg, Delft, the Netherlands

Figure 19 of the lecture shows the lift-drag curve for the RW-3 airplane as compared with the Dornier DO 27. I should like to ask whether the drag corresponding to the plumping power is included in the curve for the RW-3 with suction or not. I guess this drag is not accounted for in the figure and that the total drag of the RW-3 with suction (profile, induced and pump drag) will be higher than for the DO 27.

In this respect I would like to draw attention to the fact that a difference exists between the method of suction discussed by Prof. Schlichting and a method used by the late Dr. Raspet, who applied suction over the whole chord of wing and flap. In the latter case a lower total drag of the wing is obtained, which may be of importance when b.l.c. for high lift is used during takeoff. I should be pleased when Prof. Schlichting would be so kind to comment on the difference between the method of suction, he has discussed, and the method of Dr. Raspet.

Author's reply to discussion:

1. Hinsichtlich der Stellungnahme von Prof. H. Wittenberg zu den Flugmessungen mit dem Baumuster RW 3 ist zu sagen, dass die in Bild 19 dargestellte Polare nur den Profilwiderstand und den induzierten Widerstand, dagegen nicht den umgerechneten Widerstand der Absauganlage enthält. Da das Flugzeug ursprünglich nicht für Absaugzwecke entworfen war, mussten beim nachträglichen Einbau ungünstige Leitungsführungen und damit verhältnismässig grosse Verluste in Kauf genommen werden. Es wäre nicht sinnvoll gewesen, diese nur durch die Versuchsanordnung bedingten Verluste in der Polaren zu berücksichtigen.

2. Zu dem Unterschied der von uns verwendeten Nasenabsaugung und der von Dr. Raspet vorgeschlagenen Absaugung längs der ganzen Flügelsaugseite möchte ich folgendes sagen:

Es mag zutreffen, dass der Flügel mit Nasenabsaugung etwas grösseren Widerstand hat als mit Absaugung längs der ganzen Flügeltiefe. Bezüglich des maximalen Auftriebsbeiwertes dürfte jedoch kein wesentlicher Unterschied zwischen diesen beiden Fällen bestehen, solange man nicht auch auf der ausgeschlagenen Klappe absaugt, was am Flugzeug sehr schwierig auszuführen ist. Für die praktische Ausführung ist jedoch zweifellos die Absaugung nur in einer schmalen Zone an der Nase des Flügels der Absaugung auf der ganzen Tragfläche erheblich überlegen.

Author: H. Schlichting

Discussor: B. P. Laight, Hawker Siddeley Aviation

I am very pleased to see that work is still continuing on the low-speed problems of high lift.

At Blackburn aircraft we decided in 1954 to use one method of high lift which was discussed in the paper, the use of flap blowing for boundary layer control, the need being to achieve high lift for the Buccaneer, the naval strike aircraft. After several hundred hours of tunnel testing we found that the system looked most promising and in fact, it was so when we came to use it in flight. We had to be economical with the air used and we found it best to blow also at the wing leading edge. I think in fact that the Buccaneer is still the only aeroplane in service with full span leading edge and flap blowing.

The reason for leading edge blowing is bound up with the fact that in cases of very high lift it is often the case that the flow separates at the leading edge and attaches again at the flap, but it takes a considerable quantity of air to effect this and we felt it better not to have the flow separate in the first place.

This problem of how much air can be made available and how it should be used is a very important one in design. I wonder if Professor Schlichting has worked with leading edge slits so adding to the design information which is still not very extensive in the area of aerodynamics.

Author's reply to discussion:

The work on high lift due to blowing at the trailing edge flap as described in my paper has already been carried out by F. Thomas in 1960 and 1961. Since that time we have continued work in this field and have indeed included experiments on blowing both at the leading edge and at the trailing-edge flap. One of the main advantages of the additional blowing at the leading edge is the considerable reduction of the large nose down pitching moments as produced by the trailing edge blowing.

The results of our experiments on this subject including some theoretical considerations have been presented by my collaborators K. Gersten and R. Löhr at the Fifth European Aeronautical Congress in Venice, Italy, Sept. 12-15, 1962. They are available in the following report: *K. Gersten, R. Löhr. Untersuchungen über die Auftriebserhöhung eines Tragflügels bei gleichzeitigem Ausblasen an der Hinterkantenklappe und an der Profilnase. Bericht No. 189 der Deutschen Forschungsanstalt für Luft- und Raumfahrt (DFL), Braunschweig, 1962.*