

Über den Einfluß der Wasseroberfläche auf die Auftriebsverteilung von Tragflügeln

S. Schuster und H. Schwanecke, Berlin (Mitteilung der Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau)

Es wird an Hand von Messungen der Druckverteilung an Tragflügelmodellen in der Nähe der freien Wasseroberfläche bei verschiedenen Tauchungen, Krängungen und Anstellungen der Einfluß des Abstandes von der Wasseroberfläche untersucht.

1. Einleitung

Um die für die Projektierung von Tragflügelbooten auf Grund der bisherigen Erfahrungen gegebenen Unterlagen für Lastannahmen und Stabilitätsrechnungen zu ergänzen, werden in der Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau zur Zeit Forschungsarbeiten durchgeführt, die einige diesbezügliche Probleme klären sollen. Es handelt sich dabei zunächst um die theoretische und experimentelle Untersuchung des Einflusses der freien Wasseroberfläche auf die Auftriebsverteilung an den Tragflügeln. Obwohl die Ergebnisse generell für alle Arten von Tragwerks-Systemen Gültigkeit haben, steht die Untersuchung der Bauweise Schertel-Sachsenberg im Vordergrund, die u. a. durch mehr oder weniger V-förmige, die Wasseroberfläche durchstoßende Flügel gekennzeichnet ist.

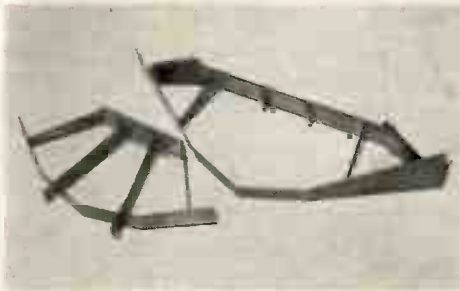


Bild 1 Modelle eines Bug- und eines Hecktragwerkes nach der Schertel-Sachsenberg-Bauweise

Das Bild 1 von den Modellen des Bug- und Heck-Tragwerkes eines Schertel-Sachsenberg-Bootes läßt erkennen, daß derartige Systeme hydrodynamisch recht kompliziert sind. Der experimentellen und theoretischen Behandlung werden sie erst nach einigen Idealisierungen zugänglich, die aber am Grundsätzlichen nichts ändern.

2. Modellversuche

Als Modelle wurden ein V-Flügel und ein ebener Flügel mit Rechteckgrundriß, d. h. konstanter Profillänge, und mit durchgehend gleichem Profil ohne Verwindung (Bild 2), sowie für eine qualitative Sonderuntersuchung eine rechteckige Platte mit zugespitzten Kanten verwendet. Den ersten beiden



Bild 2 Zu Meßzwecken vereinfachte Tragwerke

Modellen wurde ein Kreissegmentprofil gegeben, einmal, weil es den bei Tragflügelbooten verwendeten Profilen verhältnismäßig gut entspricht, zum anderen, weil es sich, aus dem Vollen gedreht, sehr genau fertigen läßt. Der bei dieser Herstellungsweise auftretende Nachteil, daß die Profile nicht beliebig groß werden können, und daß vor allen Dingen die Anzahl der nachträglich anzubringenden Druckmeßstellen bzw. Druckmeßleitungen stark begrenzt ist, wurde im Hinblick auf die Hauptforderung nach einer möglichst genauen Einhaltung der Profilaufmaße bewußt in Kauf genommen. Zur Messung der Druckverteilung wurden die Saugseite und die Druckseite der ersten beiden Modelle mit Anbohrungen von 1,5 mm Durchmesser versehen, die mit Wasserrohr-Manometern zur Druckanzeige verbunden wurden.

Die verwendeten Flügel hatten die in der folgenden Tabelle angegebenen Abmessungen:

Flügelform	ebener Flügel	V-Flügel	ebene Platte
Profil	Kreissegment	Kreissegment	—
Länge l	120 mm	100 mm	70 mm
Spannweite b	700 mm	1070 mm max.	390 mm
Dicke d	9 mm (d/l = 0,075)	6 mm (d/l = 0,06)	4 mm (d/l = 0,057)
Wölbung f	4,5 mm (f/l = 0,0375)	3 mm (f/l = 0,03)	0
Kielungswinkel	—	33°	—
Material	Messing	Messing	Messing
Anzahl der Druckanbohrungen	Saugseite: 6 Schnitte mit je 5 Bohrungen	Saugseite: 7 Schnitte mit je 4 Bohrungen	—
	Druckseite: 6 Schnitte mit je 6 Bohrungen und 2 Zusatzbohrungen in der Nähe der Eintrittskante	Druckseite: 7 Schnitte mit je 3 Bohrungen	—

Die Versuche mit dem ebenen Tragflügel und dem V-Flügel wurden in der großen Schlepprinne durchgeführt. Die Aufhängung der Modelle erfolgte an der VWS-Sechskomponentenwaage und ist in den Bildern 3 und 4 im Falle des V-Tragflügels gezeigt. Die Platte wurde in einem Strömungskanal von 395 x 400 mm Strömungsquerschnitt untersucht. Die Versuchsdaten lauteten im einzelnen:

a) ebener Flügel:

geometrischer Anstellwinkel $\alpha = -1^\circ$ bis $+6^\circ$
 Fortschrittsgeschwindigkeit $v = 3,72$ m/s ($Re = 0,34 \cdot 10^6$)
 für Sonderuntersuchungen $v = 0,4$ bis $3,7$ m/s
 Tauchung: (Mitte Druckseite unter ungestörter Wasseroberfläche) $h_0 = 30, 60, 90, 120, 240$ mm

b) V-Flügel:

geometrischer Anstellwinkel $\alpha = +1^\circ$
 Krängungswinkel $\beta = 0^\circ, 11^\circ, 22^\circ, 33^\circ$
 Fortschrittsgeschwindigkeit $v = 3,61$ m/s ($Re = 0,28 \cdot 10^6$)
 Eintauchbreite $b_E = 600$ mm

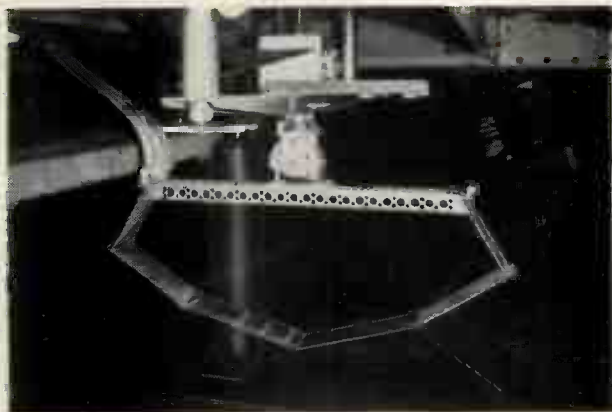


Bild 3 V-Tragflügel an der Sechskomponentenwaage des Schleppwagens (links im Bilde die Druckleitungen)

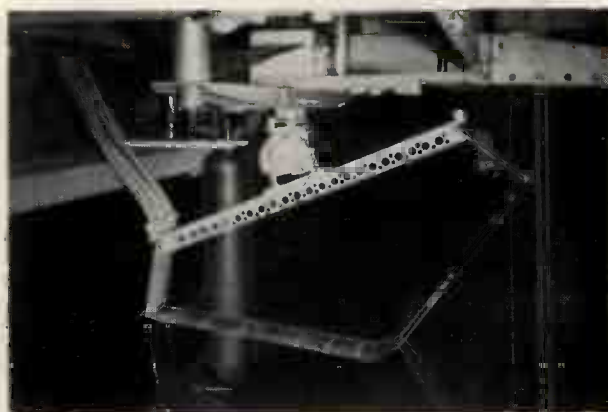


Bild 4 V-Tragflügel gekrängt

c) ebene Platte:

geometrischer Anstellwinkel $\alpha = +5^\circ$

Fortschrittsgeschwindigkeit $v = 0,5$ bis $1,0$ m/s

Tauchung: (Austrittskante unter ungestörter Wasseroberfläche) $h = 10$ bis 75 mm

Zunächst wurden an dem ebenen Flügel bei konstantem Anstellwinkel und bei verschiedenen Tauchungen und Geschwindigkeiten in einer Schnittebene Druckmessungen durchgeführt. Die Geschwindigkeiten und die zugehörigen Tauchungen wurden so gewählt, daß auch die Untersuchung eines vermuteten Flachwassereffektes, bezogen auf die Tauchtiefe, möglich war. Dabei grenzt die Froudesche Tiefenzahl $F_h = v / \sqrt{g \cdot h}$ den unterkritischen gegen den überkritischen Geschwindigkeitsbereich ab. Da bei den Abmessungen und Geschwindigkeiten der üblichen Tragflügelboote im allgemeinen der überkritische Zustand erreicht wird, wurden die Versuche, welche den Oberflächeneinfluß, den Kielungseinfluß usw. klären sollten, mit dem ebenen Flügel und dem V-Flügel im überkritischen Bereich durchgeführt. Um Aus-

sagen über den Strömungszustand an der Oberfläche zu erhalten, wurden fotografische Aufnahmen der Oberfläche über und hinter der Platte im überkritischen und im unterkritischen Geschwindigkeitsbereich gemacht.

Die bei den Versuchen an den einzelnen Meßstellen gemessenen Drücke (z. B. Bild 5) wurden, auf den Staudruck bezogen, über der Profillänge für die einzelnen Schnitte aufgetragen (z. B. Bilder 8 und 9). Durch Integration dieser Druckverläufe erhält man die örtlichen Auftriebsbeiwerte, die weiter, über die Spannweite integriert, den Gesamtbeiwert ergeben. Zur Kontrolle dieser c_a -Werte und zur Ermittlung des Widerstandes wurden Kraftmessungen durchgeführt.

3. Ergebnisse

a) Ebener Flügel

In Bild 6 sind die örtlichen Auftriebsbeiwerte, getrennt für Saug- und Druckseite, für einen Profilschnitt bei konstantem Anstellwinkel als Funktion der Froudeschen Tiefenzahl

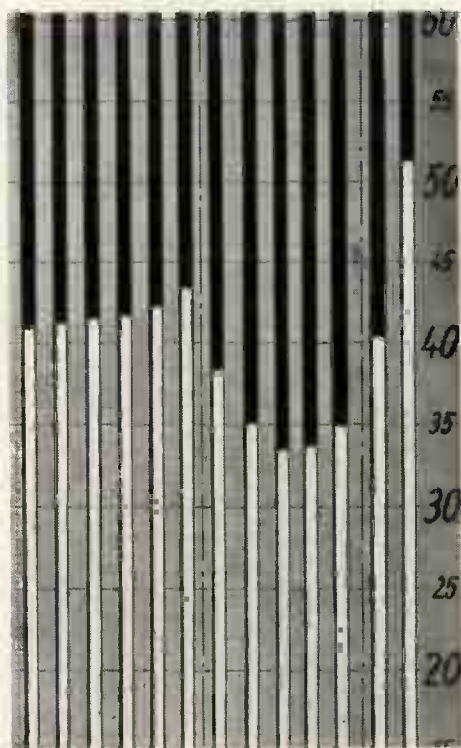


Bild 5 Manometer-Aufnahme

links: Druckseite — rechts: Saugseite — rechts außen: Bezugsdrücke

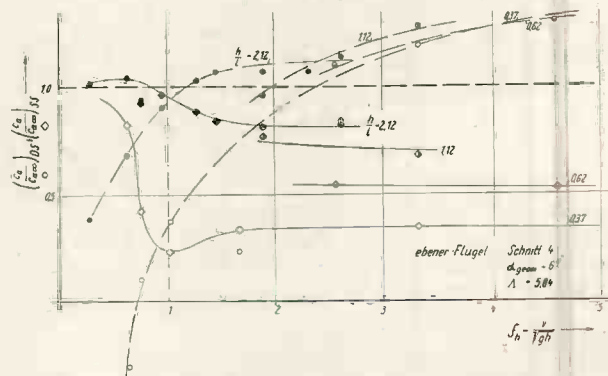


Bild 6 Örtliche Auftriebsbeiwerte der Saug- und Druckseite des ebenen Flügels bei verschiedenen Tauchungsverhältnissen

dargestellt. Als Parameter dient die mit der Profillänge dimensionslos gemachte Tauchung. Hier, wie bei den folgenden Untersuchungen und Auswertungen, ist, einem Vorschlag von Laitone [1] folgend, als Bezugstauchung der Abstand der Austrittskante von der ungestörten Wasseroberfläche gewählt. Die gemessenen Beiwerte sind auf die zugehörigen Beiwerte bei unendlicher Tauchung bezogen, die durch Extrapolation gewonnen wurden. Es zeigt sich, daß bei kleinen Geschwindigkeiten und im Bereich der kritischen Geschwindigkeit die Auftriebsbeiwerte stark von der Geschwindigkeit abhängig sind. In diesem Gebiet kann also ein Flachwassereinfluß angenommen werden. Die Tiefenzahl 1 stellt aber keine so ausgeprägte Schranke wie bei der Umströmung von

Verdrängungsfahrzeugen dar, wenn sie sich auf den Abstand der Profils von der ungestörten Wasseroberfläche bezieht. Ein Beispiel für die Druckverteilung am Profil in diesem Geschwindigkeitsbereich zeigt das Bild 7. Entsprechende Druckverläufe wurden bereits von Plesset und Parkin [2] im unterkritischen Bereich angegeben.

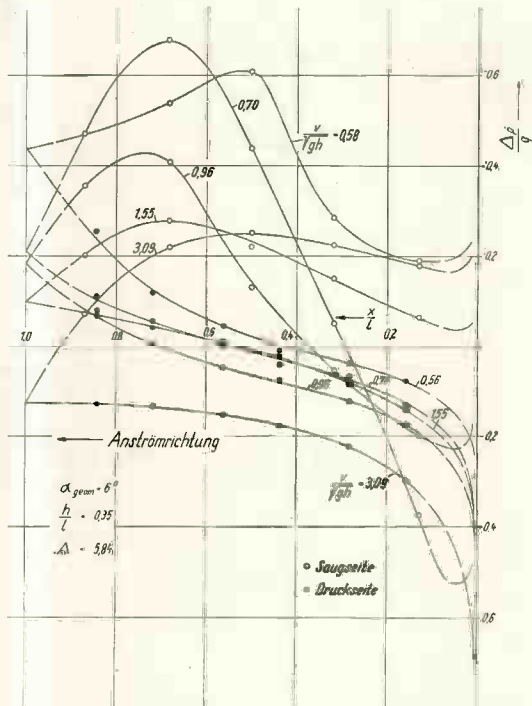


Bild 7 Druckverlauf an einem Kreissegment-Profil bei unterkritischer und überkritischer Geschwindigkeit

Bei Geschwindigkeiten, die weit genug oberhalb der durch $v/\sqrt{g \cdot h} = 1$ gegebenen kritischen Geschwindigkeit liegen, was im Betriebszustand der üblichen Tragflügelboote im allgemeinen der Fall ist, ist nur noch das Verhältnis der Tauchung zur Profillänge, im folgenden als Tauchungsverhältnis bezeichnet, für die Strömungsverhältnisse maßgebend. Für die Geschwindigkeit $v = 3,72$ m/s. (kritische Tiefe = 1,41 m; $h_{krit}/l = 11,5$) ist der Druckverlauf an einem Profilschnitt für verschiedene Anstellwinkel bei konstanter Tauchung und bei konstantem Anstellwinkel und verschiedenen Tauchungen in den Bildern 8 und 9 angegeben. Die daraus ermittelten örtlichen Auftriebsbeiwerte ergeben, entsprechend

$$c_{am} = \frac{1}{b} \int c_a(b) db,$$

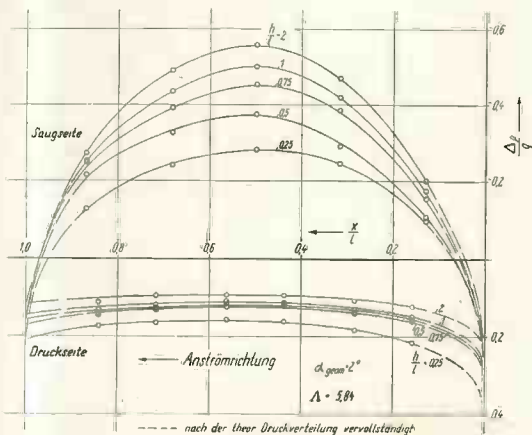


Bild 8 Druckverteilung bei $\alpha = 2^\circ$ und $h/l =$ variabel, ebener Flügel

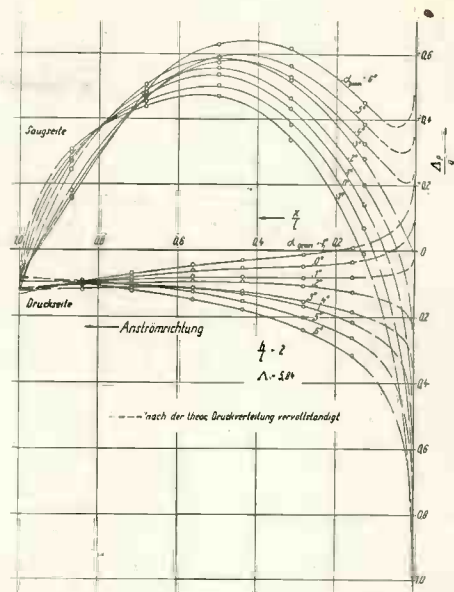


Bild 9 Druckverteilung bei $h/l = 2$ und $\alpha =$ variabel, ebener Flügel

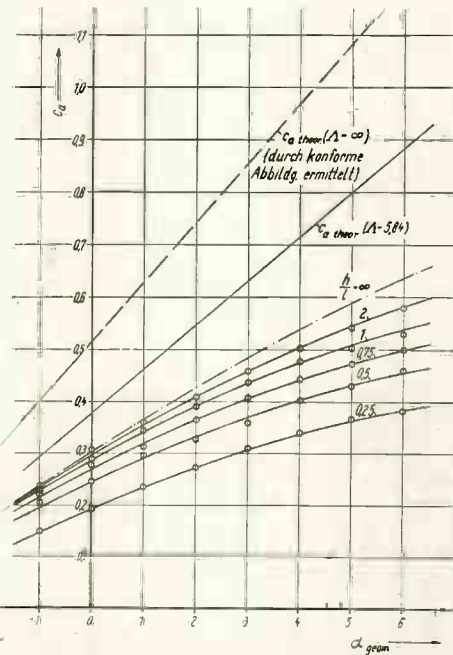


Bild 10 Auftriebsbeiwerte des ebenen Flügels

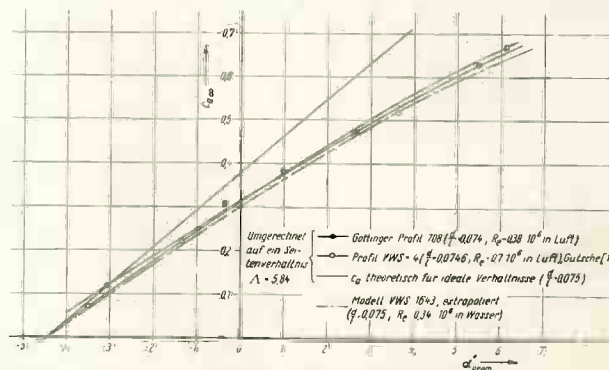


Bild 11 Auftriebsbeiwerte eines Kreissegment-Profiles im ausgedehnten Medium

die für den ganzen ebenen Tragflügel endlicher Spannweite gültigen mittleren Auftriebsbeiwerte. Sie sind in Bild 10 als Funktion des geometrischen Anstellwinkels mit dem Tauchungsverhältnis als Parameter dargestellt. Der Wert für $h/l = \infty$ ergab sich aus den Werten für endliche h/l durch Extrapolation und durch Vergleich mit den an diesem Modell durchgeführten Windkanalmessungen (Bild 11). Die Abstände der Auftriebsmittelpunkte von der Profileintrittskante in Abhängigkeit vom geometrischen Anstellwinkel sind in Bild 12

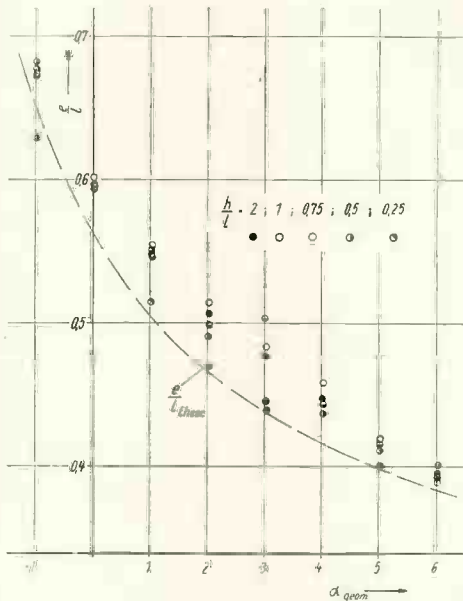


Bild 12 Abstand der Auftriebsmittelpunkte von der Eintrittskante des ebenen Flügels

für verschiedene Tauchungsverhältnisse angegeben. Es zeigt sich, daß für große Tauchungsverhältnisse der Auftriebsmittelpunkt etwas hinter dem theoretisch errechneten Punkt liegt. Mit abnehmendem Tauchungsverhältnis wandert er im Bereich kleiner positiver geometrischer Anstellwinkel leicht nach vorn.

Zur Bestimmung des Einflusses der endlichen Spannweite wurden die örtlichen Auftriebsbeiwerte auf die zugehörigen Beiwerte im unbegrenzten Medium bezogen. Dabei zeigt sich, daß bei endlichen Tauchungen die Auftriebsbeiwerte leicht zu den Flügelenden hin ansteigen (Bild 13), ein Zeichen dafür, daß der Einfluß der Oberfläche sich in der Mitte der Flügel infolge der dort herrschenden größeren Zirkulationsstärke

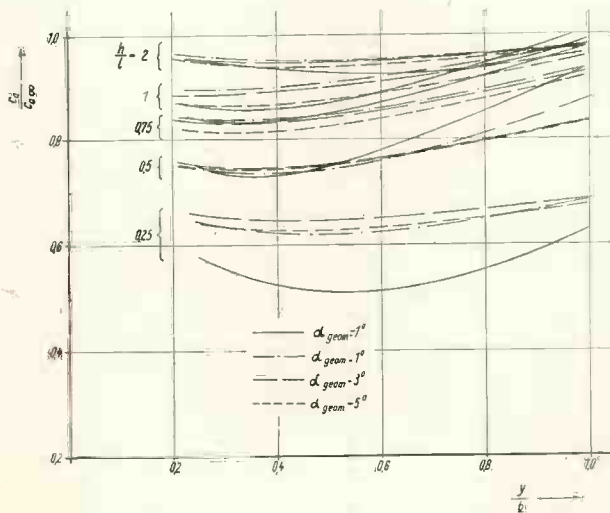


Bild 13 Auftriebsverteilung über der Spannweite des ebenen Flügels

stärker bemerkbar macht. Die bei kleinen Tauchungsverhältnissen und kleinen Anstellwinkeln zur Flügelmitte hin auftretende Vergrößerung der Auftriebsbeiwerte dürfte auf den Einfluß der Mittelstütze zurückzuführen sein. Mit ausreichender Näherung kann jedoch für geometrische Anstellwinkel, die größer sind als 2° , der Spannweiteinfluß vernachlässigt werden, wie auch von Sottorf [4] festgestellt wurde.

Mit abnehmender Tauchung nimmt der Auftriebsbeiwert der Saugseite ab und der Auftriebsbeiwert der Druckseite zu. Die Abhängigkeit dieser Änderungen vom Tauchungsverhältnis ist in Bild 14 und 15, bezogen auf die Werte in unbegrenz-

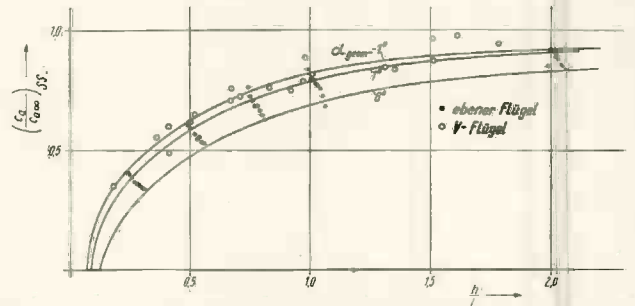


Bild 14 Auftriebsbeiwerte der Saugseite des ebenen Flügels und V-Flügels

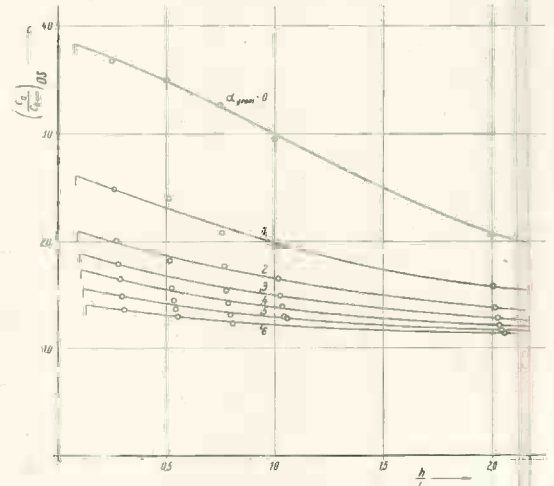


Bild 15 Auftriebsbeiwerte der Druckseite des ebenen Flügels

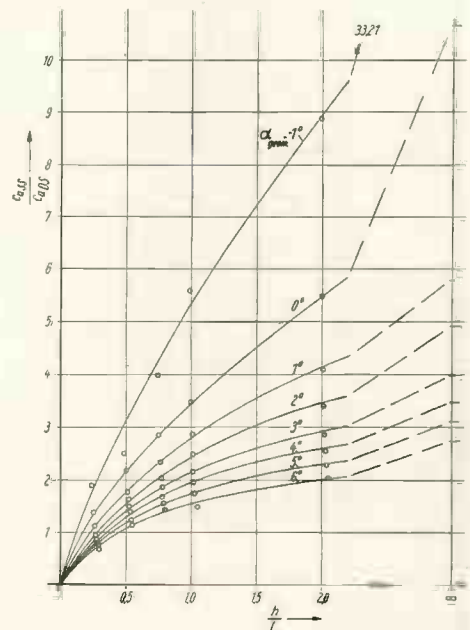


Bild 16 Verhältnis des Saugseitenauftriebes zum Druckseitenantrieb des ebenen Flügels

tem Medium, dargestellt. In das Bild 14 sind auch die entsprechenden Ergebnisse der Messungen an dem V-Flügel eingetragen, über die im folgenden Abschnitt berichtet wird. Sehr aufschlußreich ist auch die Änderung des Verhältnisses der Beiwerte von Saug- und Druckseite mit der Tauchung und der Anstellung (Bild 16). Die Ergebnisse der Widerstandsmessungen sind, ebenfalls auf die Verhältnisse im unbegrenzten Medium bezogen, in Bild 17 dargestellt. Trotz der bei geringer werdenden Tauchungsverhältnissen auftretenden Wellenbildung nimmt bemerkenswerterweise der Widerstandsbeiwert ab.

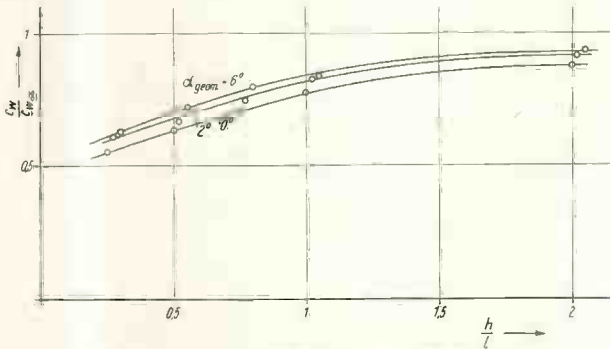


Bild 17 Widerstandsbeiwerte des ebenen Flügels

Der Einfluß der freien Oberfläche auf die Auftriebsverteilung an einem ebenen, parallel getauchten Tragflügel macht sich auf Grund der an einem Kreissegmentprofil durchgeführten Druckmessungen also folgendermaßen bemerkbar:

1. Induktion einer der Anströmrichtung entgegengesetzt gerichteten Zusatzgeschwindigkeit. Dadurch tritt eine Vergrößerung des Druckseiteneinflusses und eine Verminderung des Saugseiteneinflusses ein. Wegen des größeren Anteiles der Saugseite am Gesamtauftrieb tritt ein Abfall des Gesamtauftriebsbeiwertes ein. Infolge der geringeren Geschwindigkeit auf Saug- und Druckseite des Profils nimmt der Profilwiderstand ab (vgl. Sottorf [4]). Diese Abnahme kann genau so groß oder unter Umständen größer sein als die Zunahme des Wellenwiderstandes, so daß der Gesamtwiderstand mit abnehmender Tauchung kleiner werden kann, wie es bei den in der VWS durchgeführten Messungen der Fall war.

2. Krümmung der Strömung an der Saugseite und damit Abnahme der hydrodynamisch wirksamen Krümmung des Profils. Dadurch wird der Null-Auftriebswinkel zur positiven Richtung hin verschoben, so daß der wirksame Anstellwinkel verkleinert wird. Das Strömungsbild entspricht dann demjenigen um ein Profil mit geringerer Krümmung.

3. Infolge der Abnahme des Gesamtauftriebes verkleinert sich der induzierte Anstellwinkel, wodurch der wirksame Anstellwinkel vergrößert wird. Gleichzeitig verkleinert sich damit auch der induzierte Widerstand.

Bei dem untersuchten Profil haben die Änderung der wirksamen Anströmrichtung infolge Verminderung der wirksamen Krümmung und die Änderung der wirksamen Anströmrichtung infolge der Verkleinerung des induzierten Widerstandes nahezu die gleiche Größenordnung. Daher bleibt der Druckverlauf, insbesondere auf der Druckseite, praktisch bei allen Tauchungsverhältnissen konstant. Der Hauptanteil der Auftriebsverminderung dürfte auf Grund der vorangegangenen Überlegungen auf die durch die Oberfläche induzierte Zusatzgeschwindigkeit zurückzuführen sein.

b) V-Flügel

Bei einem V-Tragflügel, der im Winkel ϑ gekielt, um den Winkel α gegenüber der ungestörten Anströmrichtung angestellt und um den Winkel β gekrängt ist, unterscheidet sich

der Winkel α^* , unter dem die Profilschnitte tatsächlich angeströmt werden, mehr oder weniger von dem Winkel, unter dem der gesamte Tragflügel angestellt ist. Zwischen beiden Winkeln gilt die Beziehung

$$\sin \alpha^* = \frac{\operatorname{tg} \alpha \cos (\vartheta + \beta)}{\sqrt{\operatorname{tg}^2 \alpha + (\cos \beta - \operatorname{tg} \vartheta \sin \beta)^2}}$$

Für $\beta = 0$ wird daraus die von Sottorf angegebene Beziehung

$$\sin \alpha^* = \sin \alpha \cos \vartheta.$$

Ist der Anstellwinkel hinreichend klein, so gilt

$$\alpha^* \approx \alpha \cos \vartheta,$$

die Krängung spielt dann keine Rolle mehr. Im vorliegenden Fall ist $\alpha = 1^\circ$, also eine kleine Größe. Mit dem Kielungswinkel $\vartheta = 33^\circ$ ergibt sich dann als tatsächlicher geometrischer Anstellwinkel der Profilschnitte $\alpha^* = 0,84^\circ$.

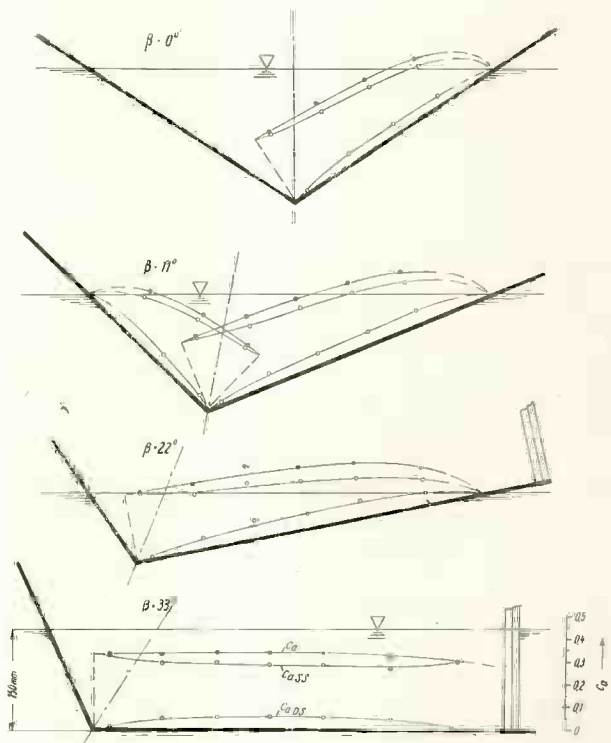


Bild 18 Auftriebsverteilung des V-Tragflügels

Die örtlichen Auftriebsbeiwerte sind für die Krängungswinkel $\beta = 0^\circ, 11^\circ, 22^\circ$ und 33° in Bild 18 normal zur Tragflügelenebene angegeben. Die Druckverteilung in Profil-Längsrichtung ist ähnlich wie bei dem ebenen, vollgetauchten Flügel. Bemerkenswert ist, daß auch hier praktisch keine Drehung der wirksamen Anströmrichtung bei Annäherung an die Wasseroberfläche auftritt.

Der Einfluß der Kielung macht sich in einem Ansteigen des Saugseitenbeiwertes in der Nähe des angrenzenden Flächenstückes infolge dessen Saugseiteneinflusses bemerkbar. Gleichzeitig tritt ein Abbau der Druckseite in Richtung der Kielungskante ein, so daß der örtliche Gesamtauftrieb nahezu gleich bleibt. Im Fall $\beta = 33^\circ$ tritt derselbe Effekt auch in der Nähe der eingetauchten profilierten Stütze ein. In allen Fällen, in denen die Wasseroberfläche von den Tragflügelenden durchstoßen wird ($\beta = 0^\circ, 11^\circ, 22^\circ$), tritt ein Abbau der Saugseite und der Druckseite in Richtung des Wasseroberflächen-Durchtritts ein.

Während der Abbau der Saugseite im wesentlichen auf den Oberflächeneinfluß zurückzuführen ist, tritt der Abbau der Druckseite im allgemeinen erst in der Nähe der Wasserober-

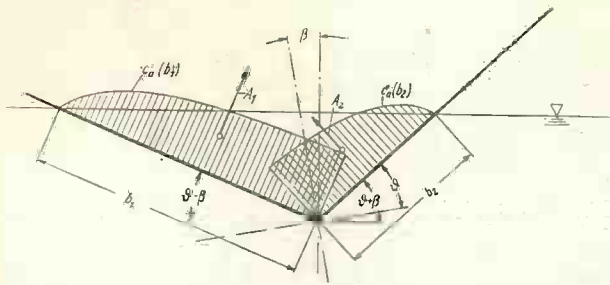


Bild 19 Ermittlung des Gesamtauftriebes eines V-Tragflügels

fläche auf und ist offenbar eine Folge der in diesem Bereich möglichen Verformung der Wasseroberfläche.

Für $\beta = 0^\circ$ und im Falle des steilstehenden Flügelstückes bei $\beta = 11^\circ$ (Bild 18) ist der Auftriebsbeiwert der Druckseite erheblich niedriger als in den anderen Fällen, während derjenige der Saugseite nicht wesentlich kleiner ist. Es handelt sich hierbei um Flügelstücke mit verhältnismäßig geringer Teilstreckung, wenn diese als Verhältnis der Breite des zwischen zwei Knicken oder einem Knick und dem Durchstoß durch die Wasseroberfläche liegenden Tragflügelstückes zur Profillänge definiert wird. Der Abbau der Druckseite zum Durchstoßpunkt und zum Kielungspunkt hin wirkt sich hier auf die gesamte Druckseite aus.

Der Gesamtauftrieb des gekielten und gekrängten Tragflügels ergibt sich durch Integration über die Spannweite entsprechend dem Kielungswinkel und dem Krängungswinkel (Bild 19) zu:

$$A = A_1 \cos(\vartheta - \beta) + A_2 \cos(\vartheta + \beta) \\ = (A_1 + A_2) \cos \vartheta \cos \beta + (A_1 - A_2) \sin \vartheta \sin \beta$$

Dabei ist

$$A_1 = \frac{\rho}{2} v^2 l \int_{(b_1)} c_{n_1}(b_1) db_1$$

bzw.

$$A_2 = \frac{\rho}{2} v^2 l \int_{(b_2)} c_{n_2}(b_2) db_2$$

Die örtlichen Auftriebsbeiwerte der Saugseite sind, bezogen auf die Werte für unbegrenztes Medium, in Bild 14 zusammen mit den Ergebnissen des ebenen Tragflügels eingetragen. Die Auswertung dieser Versuche war infolge der geringeren Anzahl von Meßpunkten etwas weniger genau als im Falle des ebenen Flügels, so daß die Ergebnisse naturgemäß stärker streuen. Allgemein liegen die zu dem V-Flügel gehörigen Punkte etwas über den Punkten des ebenen Flügels bei gleichem geometrischen Anstellwinkel. Das ist darauf zurückzuführen, daß infolge der Kielung einerseits und des Durchtretens durch die Wasseroberfläche andererseits eine Umströmung der Tragflügelenden und damit ein Ausgleich der Druckseite zur Saugseite hin nur in sehr geringem Maße auftritt. Die Verhältnisse auf der Saugseite des V-Tragflügels entsprechen offenbar mehr denjenigen des ebenen Falles.

Um einen Vergleich der Auftriebsbeiwerte des V-Tragflügels mit denen des ebenen Tragflügels zu ermöglichen, wurden im ersten Fall die örtlichen Gesamtauftriebsbeiwerte und im zweiten Fall die für den gesamten Flügel gültigen mittleren Gesamtauftriebsbeiwerte auf die zugehörigen Auftriebsbeiwerte in unbegrenztem Medium bezogen. Die Ergebnisse sind in Bild 20 dargestellt. Hierbei zeigt sich, daß bei dem ebenen Flügel eine Abhängigkeit vom Anstellwinkel besteht, die bei Tauchungsverhältnissen in der Nähe des Wertes $h/l = 1$ verhältnismäßig groß ist. Diese Abhängigkeit kann mit dem relativ großen Wölbungsverhältnis $f/l = 0,0375$ erklärt werden.

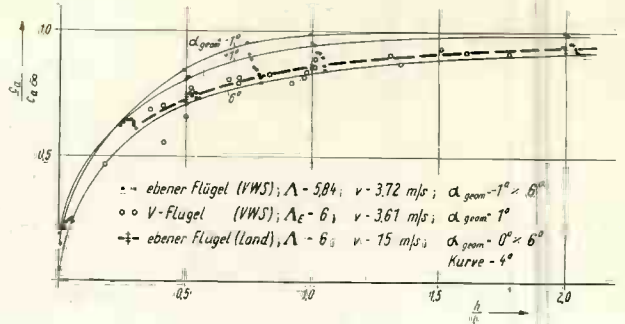


Bild 20

Auftriebsbeiwerte in Abhängigkeit vom Tauchungsverhältnis

Die örtlichen Auftriebsbeiwerte des V-Flügels haben grundsätzlich den gleichen Verlauf wie diejenigen des ebenen Flügels, liegen aber allgemein etwas tiefer als die zu dem gleichen geometrischen Anstellwinkel gehörigen Beiwerte des ebenen Flügels. Da bei dem Vergleich der Saugseiten allein (Bild 14) die Auftriebsbeiwerte des V-Flügels über denen des ebenen Flügels lagen, kann die Verkleinerung des Gesamtauftriebsbeiwertes auf die geringere Wirksamkeit der Druckseite im Falle des V-Tragflügels zurückgeführt werden. Wie schon erwähnt, spielen dabei der Kielungswinkel und die Teilstreckung eine Rolle. Die sehr tief liegenden Punkte des V-Flügels in Bild 20 gehören ausnahmslos zu geringen Teilstreckungsverhältnissen. Offenbar ergeben sich für V-Flügel mit großem Kielungswinkel oder kleinem Teilstreckungsverhältnis geringere Auftriebsbeiwerte als bei einem ebenen Tragflügel, wenn das Streckungsverhältnis des ebenen Flügels und das mit der Eintauchbreite gebildete mittlere Streckungsverhältnis des V-Flügels gleich sind.

Als weitere Vergleichsmöglichkeit sind die von Land [3] veröffentlichten Messungen an dem NACA-Profil 66 S-209 (Laminarprofil) in Bild 20 angegeben. Diese Messungen wurden im Geschwindigkeitsbereich $v = 6$ bis 30 m/s, also bei Geschwindigkeiten, wie sie bei Tragflügelbooten üblich sind, durchgeführt. Die hier angegebenen Versuche wurden bei $v = 15$ m/s gefahren. Die Übereinstimmung mit den Ergebnissen der VWS ist als gut zu bezeichnen. Die Winkelabhängigkeit ist geringer und derart, daß, im Gegensatz zu den VWS-Messungen, die kleineren Winkel tiefer liegen, was auf die geringere Wölbung von etwa $1,1\%$ und auf die abweichende Profilform zurückzuführen ist.

Abschließend kann gesagt werden, daß ein Vergleich der örtlichen Auftriebsbeiwerte eines V-Tragflügels mit den Auftriebsbeiwerten eines ebenen Tragflügels in entsprechenden Tiefen grundsätzlich möglich erscheint.

c) Ebene Flügel

Den Strömungszustand an der Wasseroberfläche über bzw. hinter der Platte bei einem Anstellwinkel $\alpha = 5^\circ$, ebener Strömung und einem Tauchungsverhältnis $h/l = 0,67$ zeigen die Bilder 21 bis 24 im unterkritischen und überkritischen Bereich. Bei kleinen Fortschrittsgeschwindigkeiten ist die Oberfläche kaum gestört. Mit zunehmender Fortschrittsgeschwindigkeit tritt im Bereich der Hinterkante ein scharfer Wechselsprung mäßiger Höhe auf. Die Oberfläche hinter der Platte bleibt dabei praktisch ungestört. Wird die Fortschrittsgeschwindigkeit weiter gesteigert, so wandert die am Ort des Wechselsprungs auftretende Deckwalze weiter nach hinten. Gleichzeitig macht sich eine Störung der Oberfläche hinter der Platte bemerkbar. Schließlich verschwindet die Deckwalze völlig und an ihre Stelle tritt der erste Wellenberg eines nachlaufenden Systems normaler Tiefwasserwellen. Den Beginn dieses Stadiums zeigt Bild 24. Der Abstand der Deckwalze bzw. des ersten Wellenberges von der Austrittskante der

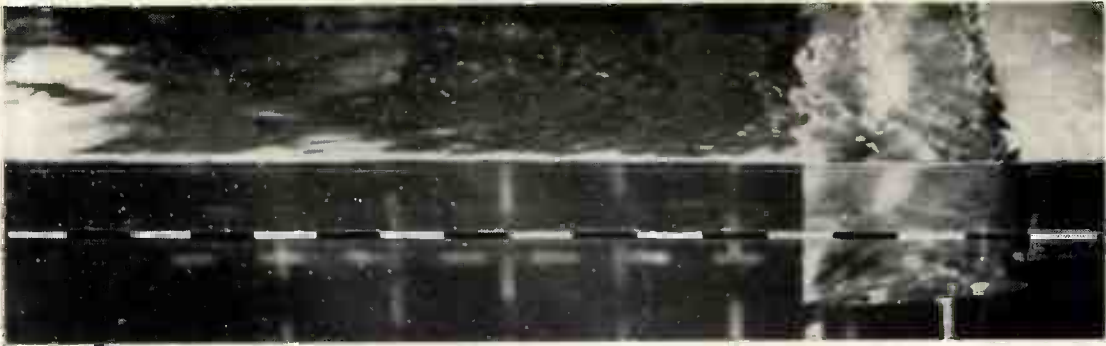


Bild 21 Ebene Strömung an einer Platte; $v = 0,4 \text{ m/s}$, unterkritisch; $\tilde{\sigma}_h = 0,57$; $\tilde{\sigma}_h^{**} = 0,76$



Bild 22 Ebene Strömung an einer Platte; $v = 0,5 \text{ m/s}$, kritisch; $\tilde{\sigma}_h = 0,71$; $\tilde{\sigma}_h^{**} = 0,96$



Bild 23 Ebene Strömung an einer Platte; $v = 0,63 \text{ m/s}$, überkritisch; $\tilde{\sigma}_h = 0,90$; $\tilde{\sigma}_h^{**} = 1,20$



Bild 24 Ebene Strömung an einer Platte; $v = 0,75 \text{ m/s}$, überkritisch; $\tilde{\sigma}_h = 1,07$; $\tilde{\sigma}_h^{**} = 1,43$

Platte ist im wesentlichen geschwindigkeitsabhängig. Das Tauchungsverhältnis spielt offenbar nur eine geringe Rolle. Weiterhin ist aus diesen Bildern ersichtlich, daß der Abstand der Austrittskante unter der ungestörten Oberfläche und die ungestörte Fortschrittsgeschwindigkeit innerhalb des kritischen Bereiches zur Bildung einer Kenngröße für den Strömungszustand, wie es von Laitone vorgeschlagen wird, nur wenig geeignet sind. Es ergeben sich damit zu niedrige Werte der Froudeschen Tiefenzahl. Ganz allgemein konnte festgestellt werden, daß der Strömungszustand an der Oberfläche bei gleichen Froudeschen Tiefenzahlen, wenn diese einmal durch Variation der Geschwindigkeit und zum anderen durch Variation der Tiefe gebildet wurde, in der Mehrzahl der Fälle nicht übereinstimmte.

Bei Tauchungsverhältnissen, die kleiner als 1 sind, kann näherungsweise die infolge der Anstellung des Profiles auftretende Zusatzgeschwindigkeit als über der gesamten Wassertiefe über dem Profil wirksam angesehen werden (vgl. [1]). Mit der im Profildbereich geringsten Wassertiefe über dem Profil kann dann eine örtliche Froudesche Tiefenzahl gebildet werden. Es ist

$$\Gamma = \oint c \, ds,$$

für dünne Profile wird daraus mit der Profillänge l und der Zusatzgeschwindigkeit Δv

$$\Gamma = 2l \Delta v.$$

Andererseits ist für dünne Profile

$$\Gamma = v l \sin \alpha \int_{-1}^{+1} \sqrt{\frac{1-x}{1+x}} \, dx = v l \sin \alpha \pi$$

so daß

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{\pi}{2} \sin \alpha$$

wird und auf der Profiloberseite

$$v^* = v \left(1 + \frac{\pi}{2} \sin \alpha \right)$$

wirksam ist.

Nach der auf der Profiloberseite gültigen Kontinuitätsgleichung tritt infolge der Übergeschwindigkeit eine Verminderung der Wassertiefe ein. Ist h^* der Abstand der Eintrittskante unter der ungestörten Wasseroberfläche, dann kann für kleine Winkel α die geringste Wassertiefe h^{**} über dem Profil näherungsweise ermittelt werden aus

$$v^* h^{**} \approx v h^* \\ h^{**} \approx \frac{v h^*}{v^*} = \frac{h^*}{1 + \frac{\pi \sin^2 \alpha}{2}}$$

Verdrängungseffekte bleiben dabei unberücksichtigt.

Mit v^* und h^{**} ergibt sich dann eine Froudesche Tiefenzahl

$$\mathcal{F}_h^{**} = \frac{v \left(1 + \frac{\pi}{2} \alpha \right)}{\sqrt{g \cdot h^* \frac{1}{1 + \frac{\pi}{2} \alpha}}} = \frac{v}{\sqrt{g h^*}} \left(1 + \frac{\pi}{2} \alpha \right)^{3/2}.$$

Für $\alpha = 5^\circ$ wird

$$\mathcal{F}_h^{**} = \frac{v}{\sqrt{g h^*}} \cdot 1,21.$$

Diese Kennzahl entspricht dem in den Bildern 21 bis 24 dargestellten Vorgang erheblich besser.

Die Versuche mit der Platte ergaben weiterhin, daß ein Wechselsprung, wie er in den Bildern 22 und 23 gezeigt ist, nur bei verhältnismäßig niedrigen Geschwindigkeiten im kriti-

schen Bereich auftritt. Bei höheren Geschwindigkeiten ist auch bei Froudeschen Tiefenzahlen in der Nähe von 1 ein mitlaufendes Wellensystem vorhanden.

Die hier wiedergegebene Wellenbildung hinter der Platte wurde in ganz ähnlicher Weise bei dem ebenen Tragflügel mit endlicher Spannweite beobachtet. Bei den Versuchen mit überkritischer Geschwindigkeit trat stets ein mitlaufendes System von Querwellen hinter dem Tragflügel auf.

4. Zusammenfassung und Schlußfolgerungen

Bei Auftriebs- und Widerstandsmessungen an verschiedenen Tragflügeln bestätigte sich, daß bei Geschwindigkeiten unterhalb der durch $v/\sqrt{g \cdot h} = 1$ gekennzeichneten kritischen Geschwindigkeit Flachwassereffekte auftreten, wie aus Messungen von Laitone, Plesset und Parkin bereits bekannt ist. Bei Geschwindigkeiten oberhalb der kritischen Geschwindigkeit verschwindet die Abhängigkeit von der Froudeschen Tiefenzahl nahezu völlig und an ihre Stelle tritt eine Abhängigkeit vom Tauchungsverhältnis, wodurch die Verbindung zu den Meßergebnissen von Land, die für Geschwindigkeiten in der Größenordnung derjenigen moderner Tragflügelboote gelten, hergestellt ist.

Die mit der Annäherung an die Oberfläche eintretende Abnahme des Auftriebes dürfte in erster Linie auf eine durch die freie Oberfläche induzierte und der Anströmrichtung des Profiles entgegengesetzt gerichtete Zusatzgeschwindigkeit zurückzuführen sein, und erst in zweiter Linie auf eine Änderung der wirksamen Anströmrichtung infolge der Strömungskrümmung. Unterstützt wird diese Annahme durch die starke Vergrößerung des Überdruckes auf der Druckseite mit geringer werdendem Abstand von der Wasseroberfläche. Die infolge der induzierten Zusatzgeschwindigkeiten hervorgerufene Verminderung der Geschwindigkeit am Profil kann dabei so groß werden, daß, wie im Fall der vorliegenden Messungen, die Abnahme des Profilverwiderstandes größer ist als die Zunahme des Wellenwiderstandes. Die Auftriebsverteilung über der Spannweite ändert sich bei geometrischen Anstellwinkeln über 2° nur wenig mit dem Tauchungsverhältnis, so daß der Spannweiteinfluß praktisch der gleiche ist wie im unbegrenzten Medium. Allgemein kann festgestellt werden, daß bei gleichem Tauchungsverhältnis der Einfluß der Oberfläche um so stärker ist, je stärker die Zirkulation selbst ist.

Grundsätzlich die gleichen Schlußfolgerungen können auch aus den mit dem V-Tragflügel durchgeführten Messungen gezogen werden. Als weitere Einflußgrößen treten hier der Kielungswinkel und die Teilstreckung hinzu. Auf Grund der Meßergebnisse kann festgestellt werden, daß bei stärker gekielten Tragflügeln und kleinen Teilstreckungen, wie sie bei Krängungen auftreten können, der Anteil der Saugseite größer und der Anteil der Druckseite geringer ist als beim ebenen Flügel. Der Gesamtauftriebsbeiwert des V-Flügels ist gleich oder etwas geringer als der des ebenen Flügels.

Ein Vergleich der örtlichen Auftriebsbeiwerte eines V-Tragflügels mit denen eines ebenen Flügels gleichen Streckungsverhältnisses, wobei das Streckungsverhältnis des V-Flügels mit der Eintauchbreite gebildet wird, erscheint zulässig.

Abschließend werden einige qualitative Untersuchungen der Oberfläche im Bereich eines parallel getauchten Tragflügels diskutiert. Im überkritischen Bereich tritt im ebenen Fall und im räumlichen Fall ein mitlaufendes System von Tiefwasserwellen auf.

Die Auseinandersetzung mit den bekannten Theorien über das Problem des Oberflächeneinflusses bei Wassertragflügeln, von Possio [9], Krienes [6], [7] und Weinig [5], sowie der Versuch einer Theorie unter Berücksichtigung der endlichen Profillänge sollen Gegenstand weiterer Arbeiten sein.

Schrifttum

- [1] Laitone, E. V. "Limiting Pressure on Hydrofoils at small Submergence Depths." *Journal of applied Physics* 25 (1954) pp. 623/626.
- [2] Plesset, M. S./Parkin, B. R. "Hydrofoils in Noncavitating and Cavitating Flow." *Cavitation in Hydrodynamics*, National Physical Laboratory 1955.
- [3] Land, N. S. "Characteristics of an NACA 66, S-209 Section Hydrofoil at several Depths" National Advisory Committee for Aeronautics NACA W. R. L — 757, May 1943.
- [4] Lottorf, W. „Experimentelle Untersuchungen zur Frage des Wassertragflügels I.“ DVL-Bericht 1940.
- [5] Weinig, F. „Zur Theorie des Unterwassertragflügels und der Gleitflächen.“ *LuFo* 14 (1937) S.314.
- [6] Krienes, K. „Die von einem tragenden Wirbel an der Flüssigkeitsoberfläche hervorgerufene Wellenbewegung.“ Bericht Nr. 8 der Forschungsabt. KBR des MSP 1946.
- [7] Krienes, K. „Die tragende Fläche in einer Strömung mit freier Flüssigkeitsoberfläche.“ Habilitationsschrift TH, Dresden, 1951.
- [8] Abbott/von Doenhoff. "Theorie of Wing Sections." Mc Graw Hill Corporation 1954.
- [9] Possio, C. Campo di velocità creato da un vortice in un fluido pesante a superficie libera in moto uniforme. R. Accademia Della Science, Torino 1941.
- [10] F. Gutsche: Versuche über die Profileigenschaften der Blattsschnitte von Schiffsschrauben und ihr Einfluß auf deren Entwurf und Auswertung, Mitteilungen der Preussischen Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau, Berlin. Heft 10 (1933).

The Theory of Slender Surfaces Planing at High Speeds

M. P. Tulin, Washington, D. C.

This paper was specifically written as a contribution to the volume of *Forschungshefte für Schiffstechnik* which honors Prof. Dr.-Ing. Georg Weinblum of Hamburg University on the occasion of his 60th birthday. In this way respect is paid to a man who has been and continues to be pre-eminent in utilizing and extolling the use of scientific methods in the design and development of naval vessels, and who has had, especially during the last decade, a marked and beneficial influence on ship research in the United States. The subject of this paper has been chosen to reflect one of his own early interests; I hope the paper may give my friend the same pleasure in the reading that I have had in writing it.

Abstract

The steady planing of slender three-dimensional surfaces at high speeds has been considered theoretically. It has been shown how the assumptions of slenderness and small trim allow the general three-dimensional flow problem to be phrased in terms of a two-dimensional problem in the cross-flow plane. The solution of the two-dimensional problem allows a prediction of the general features of the flow and pressure distribution on the surface bottom, particularly near the leading edges, and of the spray plume position just outboard of the leading edges. The lift is found to vary nonlinearly with surface trim angle; these non-linear effects are interpreted. The quantitative dependence of lift and drag on the surface configuration is revealed, and the quantitative division of total drag into spray drag and induced drag is made. The reduction of spray and spray drag is discussed.

Introduction

A natural curiosity about the process of water planing is easily acquired, for one's attention must certainly be caught by the sight of the process being practiced and enjoyed by persons who allow themselves to be towed on water skis behind small boats, as the author has. Then, too, scientific attention should now naturally be drawn to high speed planing for there is a resurgence of interest in waterbased aircraft.

Man first succeeded in sustaining himself by planing action on water in 1906, a year after the first successful hydrofoil boat flight, and three years after the Wright brothers had made their first successful powered flights in air. Those first hydroplane pilots were Crocco and Ricaldoni, the former destined to achieve fame as an aeronautical pioneer and scientist. Their success was quickly followed by application of the planing process to small high speed surface vessels and water-based aircraft, and it came to be that scientific inter-

est in planing phenomena ebbed and flowed with the changing fortunes of the seaplane. The technical problems and developments involved have been well summarized, first by Barillon who punctuated seaplane development with a discussion particularly interesting for remarks made about theory and experiments on simple planing flows, Reference 1, and very recently by Parkinson who described the present status of water-based aircraft hydrodynamics in Reference 2.

An attempt to summarize the considerable scientific work, both experimental and theoretical, which has been done in connection with planing flows will not be attempted here, but a few important papers must be mentioned. In 1930, Georg Weinblum, Reference 3, treated planing surfaces of finite ships with the aid of results previously obtained by Havelock and Hogner relating to the wave flow produced by a surface pressure distribution. This ambitious approach allowed for the inclusion of complicated wave effects, but offered difficulties, particularly in the proper treatment of the spray. In 1932 and 1933, References 4 and 5, Herbert Wagner reported on his studies of impact and planing phenomena on water, which "were made with reference to the take-off and landing of seaplanes". In these remarkable papers Wagner discussed both two and three dimensional planing. He showed that except in the immediate neighborhood of the leading edge the high speed flow past a two-dimensional planing surface was like that beneath a fully wetted airfoil; that the lift and spray drag of high speed two-dimensional planing plates could be estimated with the results of the airfoil theory; and that by proper use of camber, lift could be produced without spray or spray drag. He treated effects of finite width of plate and showed how Prandtl's lifting line theory could be used to reveal such effects for high or moderate aspect ratios. He discussed the behavior of spray at a leading edge which is skewed to the planing direction, and anticipated results obtained in this paper. He remarked that in the limit of zero aspect ratio the total drag of a flat plate was divided equally between spray

drag and induced drag, and, most remarkable, he arrived at this result by an application of linear slender body theory. He discussed how drag could be reduced by proper use of camber for low aspect ratio surfaces and thus set the real theme for the present work. He also discussed the effects caused by gravity at lower Froude numbers. Wagner's work remains predominant in the field of planing flows, and is still a treasure trove for the engineer confronted with planing phenomena. In 1936, A. E. Green, Reference 6, treated "the gliding of a plate on the surface of a stream" with the use of methods devised for the treatment of free streamline problems and thus gave an exact result to accompany an approximate result of Wagner's. Green's work is interesting in that it allows for a complete determination of the flow in the spray region. Recently H. Maruo has published a number of papers on planing theory, for both two and three dimensional surfaces; these have emphasized the effect of wavemaking. They are well discussed in Reference 7.

The present paper concerns itself with high speed planing flows past slender surfaces. It discusses for such surfaces the estimation of bottom flow patterns, spray plume position, bottom pressures, and the calculation of lift, spray drag, and induced drag; it yields results pertaining to the effect of plan form shape and camber distribution on all of these things, as was its aim.

Slender Planing Surface Theory

The Problem Defined: A cambered surface of arbitrary but slender planform is assumed to be planing on the surface of unrestricted water at a high constant speed. This planing surface is described by an ordinate distribution

$y_0(x, z)$, defined only for $|z| < \frac{s(x)}{2}$, where $s(x)$ is the local

surface span (See Fig. 1). The surface may have small deadrise, but for reasons of simplification only it is assumed to be untwisted, i. e., $y_0 = y_0(x)$, and unyawed. The extension of the theory herein developed, particularly to the case of yawed surfaces, should be readily accomplished.

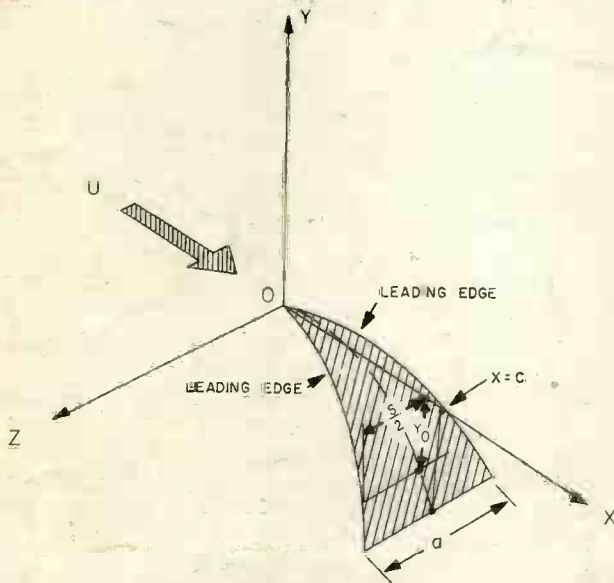


Fig. 1 A slender planing surface

The assumption of slenderness requires that the streamwise changes in load on the surface be small. Effects of deviation from slenderness can possibly be dealt with, but they are not the subject of the present work. Neither are effects of gravity discussed here.

As the planing surface moves forward it causes the water in its path to move ahead, downward, and to either side in such a way that constancy of pressure is maintained on the free water surface. The downward velocity of the water directly at the planing surface is approximately $+U dy_0/dx$; the ahead and sideways velocities remain to be determined.

The Slenderness Approximation: As is well known, a consequence of the lifting surface's slenderness is that the flow about it may be simply resolved into a sequence of flows in the transverse or cross-flow planes. Expressed mathematically this means that the solution for the perturbation velocity potential $\Phi(x, y, z)$, where $\Phi_{xx} + \Phi_{yy} + \Phi_{zz} = 0$, can with close approximation be expressed as $\varphi(y, z; x)$, where $\varphi_{yy} + \varphi_{zz} = 0$; the streamwise co-ordinate, x , then appears in the solution only due to its effect on the boundary conditions in the various cross-flow, i. e., $(y-z)$, planes.

The Cross Flow: The cross-flow is very roughly indicated in Fig. 2.

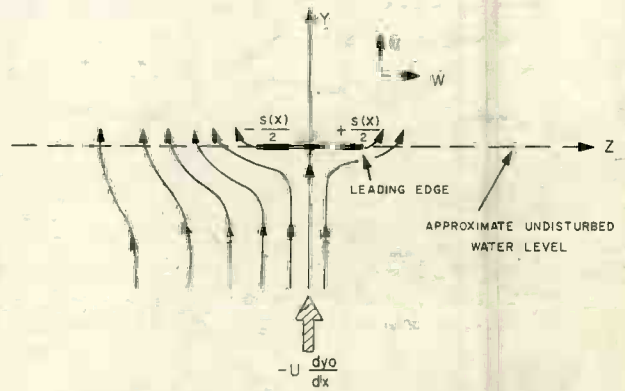


Fig. 2 Approximate flow in transverse plane

The solid horizontal line represents the trace of the planing surface on the transverse plane. The co-ordinate system is hereafter chosen to be at rest relative to that trace, and therefore an apparent vertical flow with an upward velocity $-U dy_0/dx$ exists. The surface trace does not generally lie in the same plane as the undisturbed water far to the sides, being for the most part somewhat depressed relative to that water. Under the condition that dy_0/ds is small, however, the depression, y_0 , remains small relative to the local surface span, s , and the neglect of such depression may be made. As an example, for a flat, delta shaped surface, the requirement is that the angle of attack be small compared to the surface apex angle.

Bernoulli's Equation: To the slender body approximation, Bernoulli's equation becomes:

$$p = -\frac{1}{2} \rho q^2 - \rho U \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{1}{2} \rho U^2 \left(\frac{dy_0}{dx} \right)^2 \quad (1)$$

where:

p is the static pressure, and is zero at infinity,
 q is the speed of the flow in the cross-flow plane, being

$$\text{equal to } \sqrt{w^2 + \left(v - U \frac{dy_0}{dx} \right)^2}$$

v and w are the vertical and horizontal components of the perturbation velocity in the cross-flow plane, measured relative to the trace of the planing surface on the transverse plane; w and v both vanish at infinity.

φ is the perturbation potential, defined such that $v = \partial \varphi / \partial y$ and $w = \partial \varphi / \partial z$; it vanishes at large distances from the planing surface.