

Zur theoretischen Berechnung des Höchstauf-
triebsbeiwertes von Tragflügelprofilen ohne und mit Auftriebs-
klappen.

Übersicht:

Zur Bestimmung von $c_a \max$ für ein vorgegebenes Profil war man bis jetzt ausschließlich auf den experimentellen Weg angewiesen. Es wird nachstehend gezeigt, dass auf der Grundlage schon bekannter Verfahren zur theoretischen Berechnung der Druckverteilung und der Reibungsschicht von Profilen, zum Teil mit Benutzung einer neuen, empirisch gewonnenen Gesetzmässigkeit für die Zirkulationsverringerung durch die Reibungsschicht eine zuverlässige Abschätzung von $c_a \ max$ möglich ist.

Gliederung:

- I. Einleitung,
- II. Profile ohne Auftriebsklappen
 - 1.) Grundsätzliches über den Gang der Rechnung
 - 2.) Die einzelnen Abschnitte der Rechnung
 - 3.) Theoretisch-empirische Ermittlung des Einflusses der Reibungsschicht auf die Zirkulation
 - 4.) Vergleich zwischen Rechnung und Messung.
- III. Profile mit Spreiz- und Wölbungsklappe.
 - 1.) Grundsätzliches
 - 2.) Vergleich zwischen Rechnung und Messung
- IV. Zusammenfassung
- V. Schrifttum
- VI. Anhang. Zur Frage der Abhängigkeit des Cruschwitzschen Ablösekriteriums vom Druckgradienten und von der Reynoldschen Zahl.

Der Bericht umfasst:

77 Seiten,
62 Bilder.

Aerodynamische Versuchsanstalt Göttingen e.V.,
Institut Windkanäle.

Der Institutsleiter:

Seifert
(R. Seifert)

Der Bearbeiter:

A. Walz
(A. Walz)

gesehen:

A. Betz
(A. Betz)

Göttingen, den 18. III. 1943
Bericht Nr. 43/W/11.

FB 1769

3112

angesetzt werden kann. Die Impulsverlustdicke δ_S an der gleichen Stelle ergibt sich nach der gehaueren Rechnung etwa um 15 % kleiner als der Wert der Rechnung I. Wir können also auch den genaueren Wert der Impulsverlustdicke aus dem Wert $(\delta/l)_I$ abschätzen:

$$\frac{(\delta/l)_S}{l} = 0,87 \frac{(\delta/l)_I}{l} \quad \dots \quad (12)$$

$x/l = 0,9$

Die Berücksichtigung von (12) bringt noch eine geringe Verkleinerung der Grösse Δ_{c_a} und damit eine Vergrösserung von c_a .

Genauer betrachtet, sind diese Korrekturen für η_{Kr} und δ/l an der Stelle $x/l = 0,9$ noch etwas abhängig von der hier vorhandenen Reibungsschichtdicke. Mit Berücksichtigung dieser Abhängigkeit bestehen nach unseren Rechnungen etwa die folgenden Beziehungen:

$$\left. \begin{aligned} \eta_{Kr} &= \eta_{Kr(6)} + 9,2 (\delta/l)_{I_{0,9}} && \text{f. Profile ohne KL.} \\ &\quad x/l = 0,9 && \end{aligned} \right\} \dots (6b)$$

$$\eta_{Kr} = \eta_{Kr(6)} + 8,0 (\delta/l)_{I_{0,9}} \quad " \quad \text{m. Spreiz-KL.}$$

$x/l = 0,9$

$$\left. \begin{aligned} (\delta/l)_T &= \frac{(\delta/l)_{I_{0,9}}}{1 + 16 (\delta/l)_{I_{0,9}}} && \text{f. Pr. ohne u. mit KL.} \dots (12a) \\ &\quad x/l = 0,9 && \end{aligned} \right.$$

An Hand des an der Stelle $x/l = 0,9$ verbesserten δ/l -Wertes kann man auch den ganzen Verlauf von δ/l (s/l) im hinteren Profilteil, und zwar mit (12a) bei allen c_a -Werten, im Sinne des Bildes 25 verbessern (die verbesserte

ten Kurven δ/l (s/l) verlaufen in der hinteren Profilhälfte offenbar stets ziemlich geradlinig bis zur Hinterkante).

3.) Theoretisch-empirische Ermittlung des Einflusses der Reibungsschicht auf die Zirkulation.

Die Zirkulation eines Tragflügelprofils ist proportional dem Sinus des auftrieberzeugenden Anstellwinkels (= Anstellwinkel gegen Nullauftriebsrichtung des Profils). Wir können daher die durch die Reibungsschicht hervorgerufene Zirkulationsverringerung gegenüber dem rein potential-theoretischen Fall durch eine Verkleinerung $\Delta\epsilon_0$ dieses Anstellwinkels, d.h. durch eine Verkleinerung des Nullauftriebwinkels, ausdrücken. Bezeichnen wir den potential-theoretischen Auftriebsbeiwert mit $c_{a\text{ th}}$ und den in Verbindung mit Reibungsschichteinflüssen sich tatsächlich einstelgenden Auftriebsbeiwert mit c_a , so ist

$$c_{a\text{ th}} = \frac{4\pi R}{l} \sin(\alpha_\infty + \beta) \quad \dots \quad (7)$$

$$c_a = \frac{4\pi R}{l} \sin(\alpha_\infty + \beta - \Delta\epsilon_0) \quad \dots \quad (8)$$

mit

- α_∞ = Anstellwinkel gegen Profilsehne
- β = Winkel zwischen Profilsehne und theoretischer Nullauftriebsrichtung des Profils
- R = Radius des Abbildungskreises
- l = Profiltiefe

In einer früheren Arbeit [7] haben wir die Grösse Δs_0 für eine Reihe von Profilen nach dieser Beziehung (8) aus $c_a (\alpha_\infty)$ - Messungen berechnet (die Grössen B , R und l liegen mit der geometrischen Form des Profils fest) und den Mittelwert aus den Rechnungen für die verschiedenen Profile in Abhängigkeit des Winkels

$$\alpha_\infty + \beta = \alpha_e^* \quad \quad (9)$$

dargestellt, Bild 8. Wir schlugen vor, diese empirische Beziehung $\Delta s_0 = f(\alpha_e^*)$ bei der Berechnung der Druckverteilung von Profilen zu benutzen, für die noch keine $c_a (\alpha_\infty)$ - Messung vorliegt, also eine genaue Berechnung von Δs_0 nach Gl. (8) nicht möglich ist.

Bei der Lösung der Aufgabe, den Verlauf von $c_a (\alpha_\infty)$ bis $c_{a \max}$ für ein vorgegebenes Profil zu ermitteln, kann uns diese Beziehung zwischen Δs_0 und α_e^* nur von beschränktem Nutzen sein. Denn es kommt uns hier gerade darauf an, den Einfluss der Formunterschiede der einzelnen Profile auf $c_a (\alpha_\infty)$ festzustellen. Dieser Einfluss ist aber in der Kurve des Bildes 6 ausgemittelt, ebenso der Einfluss der Reynoldsschen Zahl, der gerade im Bereich von $c_{a \max}$ eine grosse Rolle spielt.

Wenn wir uns fragen, von welchem mit der speziellen Profilform in Zusammenhang stehenden Grössen die Zirkulationsverringerung (ausser vom Anstellwinkel α_e^*) abhängt, so bietet sich uns zunächst die Entwölbung an, die durch das stärkere Anwachsen der Reibungsschichtdicke auf der Profilsaugseite verursacht wird; denn eine solche Entwölbung wirkt sich durch die Verkleinerung des Nullauftriebwinkels als eine Zirkulationsverringerung aus. Es liegt sogar nahe, anzunehmen, dass diese Änderung des Nullauftriebwinkels unmittelbar unsere Grösse Δs_0 ist, die nach Bild 9 aus der neuen Skeletlinie des durch die Reibungsschicht verdickten

Profils nach bekannten Verfahren zu ermitteln wäre. Eine Nachprüfung ergab jedoch, dass die so ermittelte Veränderung des Nullauftriebswinkels eines Profils nur einen Bruchteil der nach Gl. (8) berechneten Grösse $\Delta\alpha_0$ ausmacht. Offenbar wird diese Änderung des Nullauftriebswinkels nicht nur durch Vorgänge in der Reibungsschicht unmittelbar über und unter dem Profil verursacht, sondern noch stark oder sogar überwiegend von der Form des Nachlaufgebietes hinter dem Profil beeinflusst.

Man muss auf Grund von Strömungsbeobachtungen annehmen, dass das Nachlaufgebiet auf die Strömung um das Profil so einwirkt, als ob wenigstens ein endlich begrenzter Teil davon zusammen mit dem Profil eine starre, umströmte Einheit bildet, Bild 9. Die Gestalt dieses Nachlaufkörpers ist dabei, roh betrachtet, abhängig von der an der Hinterkante an kommenden Reibungsschichtdicke, seine Lage zum Profil abhängig vom Unterschied der Reibungsschichtdicken auf Druck- und Saugseite und vom Anstellwinkel, ferner, wie man sich mit Bild 10 klar machen kann, auch vom Hinterkantenwinkel δ . Dieser Körper wirkt demnach wie ein am Profilende angelenktes Kläppchen, das sich im Winde frei einstellen kann. Zur Veranschaulichung unseres Gedankenganges ist in Bild 10 und 11 ein solches Kläppchen gestrichelt in das Nachlaufgebiet eingezeichnet. Da das Nachlaufgebiet in Strömungsrichtung keine scharfe Begrenzung besitzt, ist die Tiefe des Kläppchen unbestimmt. Man kann aber von einer wirksamen Tiefe l_{NKL} dieses Kläppchens sprechen. l_{NKL} wird sich zweifellos gleichsinnig mit der Anfangsbreite des Nachlaufes d.h. mit der Reibungsschichtdicke am Profilende, ändern (Bild 1). Zugleich wird aber l_{NKL} auch von der Re-Zahl abhängen und zwar wahrscheinlich in dem Sinne, dass die wirksame Klappentiefe bei gleicher Anfangsbreite des Nachlaufes mit wachsender Re-Zahl, infolge der schnelleren Auflösung des Nachlaufes, abnimmt.

Auf der Grundlage dieser physikalischen Vorstellungen können wir zusammenfassend die durch Reibungsschicht-einflüsse hervorgerufenen Zirkulations-Änderungen als die Wirkung einer kleinen Profilendklappe deuten, deren Tiefe teils von der Summe der Reibungsschichtdicke auf Saug- und

Druckseite, teils von der Re-Zahl beeinflusst wird und deren Ausschlag im wesentlichen vom Unterschied der Reibungsschichtdicken auf Saug - und Druckseite an der Hinterkante, vom Anstellwinkel α_{∞} , sowie vom Hinterkantenwinkel δ abhängt⁵⁾. Der Einfluss der jeweiligen Profilgestalt ist dabei bis auf die zusätzliche Wirkung des Hinterkantenwinkels δ in den Reibungsschichtdicken auf Saug - und Druckseite an der Profilhinterkante enthalten.

Es muss nun möglich sein, die Zirkulationsverringerung oder die ihr entsprechende Verkleinerung $\Delta \varepsilon_0$ des Nullauftriebwinkels eines Profils als Funktion des Anstellwinkels α_{∞} oder α_e^* der Reibungsschichtdicken auf Druck- und Saugseite an der Hinterkante, der Re-Zahl und des Hinterkantenwinkels δ darzustellen. Wenn wir die Jmpulsverlustdicke ϑ als Mass für die Reibungsschichtdicke betrachten (ϑ_S = Wert von ϑ an der Hinterkante auf der Saugseite, ϑ_D entsprechender Wert auf der Druckseite), so können wir also schreiben:

$$\Delta \varepsilon_0 = f[\alpha_e^*, \frac{\vartheta_S - \vartheta_D}{l}, \frac{\vartheta_S + \vartheta_D}{l}, Re, \delta]$$

oder durch geeignetes Zusammenfassen dieser dimensionslosen Grössen

-
- 5) Da die Summe der Reibungsschichtdicken (ausgedrückt durch die Jmpulsverlustdicken ϑ) auf der Saug - und Druckseite an der Hinterkante in erster Näherung ein Mass für den Profilwiderstand darstellt, ergibt sich somit auch bei unserer Betrachtungsweise der seit langem bekannte Zusammenhang zwischen Profilwiderstand und Zirkulationsverringerung - bzw. Auftrieb (vergl. die Arbeiten von Wieselsberger [19] und Betz-Lotz [20]). Die von uns gegebene Erklärung für die Auftriebsverringerung an einem Profil gegenüber dem potential-theoretischen Fall unterscheidet sich von den bisherigen Deutungen dieser Erscheinung im wesentlichen dadurch, dass ausser dem Profilwiderstand noch die entwölbende Wirkung der Saugseiten-Reibungsschicht, die Reynoldssche Zahl und der Hinterkantenwinkel als Einflussgrössen angesetzt werden.

$$\frac{\Delta \epsilon_0}{\alpha_e^*} = F \left[\frac{\vartheta_s - \vartheta_D}{\vartheta_s + \vartheta_D}, Re \cdot \frac{\vartheta_s - \vartheta_D}{l}, \delta \right] \dots \dots (10)$$

Unter der zunächst nur probeweisen Annahme, dass der Hinterkantenwinkel δ auf $\Delta \epsilon_0$ nur einen kleinen, vom übrigen Profilumriss und von der Re-Zahl unabhängigen Einfluss ausübt, können wir aus Beziehung (10) einen Faktor herausziehen, der den Einfluss von δ in linearisierter Form zum Ausdruck bringt.

Wir schreiben also:

$$\frac{\Delta \epsilon_0}{\alpha_e^*} = (1 + c(\delta_1 - \delta)) \Phi \left[\frac{\vartheta_s - \vartheta_D}{\vartheta_s + \vartheta_D}, Re \cdot \frac{\vartheta_s - \vartheta_D}{l} \right], \dots \dots (10a)$$

wo c eine Konstante und δ_1 ein noch festzusetzender gebräuchlicher Hinterkantenwinkel bedeuten.

Von der Funktion Φ können wir nun erwarten, dass sie für jedes beliebige Profil gilt, an dem noch keine Strömungsablösung auftritt, und zwar aus folgenden Gründen:

Mit den Grössen α_e^* , $\frac{\vartheta_s - \vartheta_D}{\vartheta_s + \vartheta_D}$ und $Re \cdot \frac{\vartheta_s - \vartheta_D}{l}$ ist, wie wir sahen, die wirksame Tiefe und (bis auf den gesondert erfassten Einfluss des Hinterkantenwinkels δ) der Ausschlag des Nachlaufkläppchens festgelegt. Da nun bekanntlich die Wirkung des Ausschlages einer Klappe von bestimmter Tiefe auf den Nullauftriebwinkel bei jedem Profil nahezu gleich gross ist, vor allem wenn der Klappenausschlag klein ist, so wird auch das nur wenig ausgeschlagene Nachlauf-Kläppchen, wenn es an irgend einem Profil angebracht wird, unabhängig von den Feinheiten der Profilgestalt stets die gleiche Änderung $\Delta \epsilon_0$ des Nullauftriebwinkels und damit der Zirkulation hervorrufen.

Um die Funktion Φ und die Konstante c zu ermitteln, müssten wir eigentlich Reibungsschicht-Messungen an einigen Profilen mit verschiedenen Hinterkantenwinkeln δ bei einer Reihe von Anstellwinkeln und Re-Zahlen durchführen. Da solche Messungen recht zeitraubend sind, wollen wir uns mit schon vorhandenen, aus anderen Anlässen durchgeföhrten Messungen behelfen. Wir können uns dabei mit sorgfältigen Druck-

verteilungs - und zur Not auch mit $c_a(\alpha_\infty)$ - Messungen begnügen, da wir ja die Impulsverlustdicken δ_S und δ_D zu den gemessenen oder theoretisch nach Pinkerton gerechneten Druckverteilungen mit den beschriebenen Verfahren (Abschnitt II, 2 b) rechnerisch gewinnen können⁶⁾.

Als gut geeignet für diesen Zweck erschienen uns die im NACA Rep. 613 [21] wiedergegebenen Druckverteilungsmessungen am Profil NACA 4412 bei verschiedenen Anstellwinkeln mit Re-Zahlen von $Re = 0,03 \cdot 10^6$ bis $3,11 \cdot 10^6$ ($Re_{eff} = 0,1 \cdot 10^6$ bis $8,2 \cdot 10^6$) mit 50 Druckmeßstellen am Profil von R. Pinkerton. Für weitere Profile mit anderem Hinterkantenwinkel δ , die wir zur Ermittlung des Einflusses von δ noch heranziehen müssen, stehen uns ähnlich sorgfältige und über einen grösseren Re-Bereich sich erstreckende Druckverteilungsmessungen leider nicht zur Verfügung. Wir müssen deshalb für die Bestimmung des Einflusses des Hinterkantenwinkels δ auf Δc_o gemessene $c_a(\alpha_\infty)$ - Kurven als Grundlage benutzen, was bei der erwiesenen guten Uebereinstimmung zwischen gerechneten und gemessenen Druckverteilungen kein ins Gewicht fallender Nachteil bedeutet. Wir wählen als Profilreihe mit veränderlichem Hinterkantenwinkel die Profile NACA 23009, 12, 15, 18 und 21. Die Hinterkantenwinkel dieser Profile sind $\delta = 12^\circ, 16^\circ, 20^\circ, 24^\circ$ und 28° .

Zur empirischen Ermittlung der Funktion Φ und der Konstanten c schlagen wir nun folgenden Weg ein:

Wir wählen als δ , den Hinterkantenwinkel 16° des Profils NACA 4412. Für dieses Profil ist dann

$$\frac{\Delta c_o}{\alpha_e^*} = \Phi \left[\frac{\delta_S - \delta_D}{\delta_S + \delta_D}, Re \cdot \frac{\delta_S - \delta_D}{l} \right] \dots \quad (10b)$$

6) Wenn keine Messung von δ_S und δ_D vorliegt, so braucht dies nicht unbedingt als ein Nachteil gewertet werden. Wir wollen ja bei der Nutzanwendung der Beziehung (10) stets gerechnete Werte δ_S und δ_D einsetzen, und da die Verfahren zur Reibungsschichtberechnung nur Näherungsverfahren darstellen, kann es sein, dass durch ihre Benutzung beim Aufstellen der Beziehung (10) gewisse kleine Mängel dieser Verfahren gerade herausgeglichen werden.

Wir können also aus den gemessenen Druckverteilungen dieses Profils die Funktion $\bar{\Phi}$ in noch näher zu beschreibender Weise bestimmen. Für die übrigen ausgewählten Profile ist aus der $c_a (\alpha_{\infty})$ - Messung und der konformen Abbildung des Profils auf den Kreis der theoretische Nullauftriebwinkel δ , also auch $\alpha_e^* = \alpha_{\infty} + \delta$, und der Radius R des Abbildungskreises bekannt, so dass die Grösse $\Delta \varepsilon_0$ für jeden Anstellwinkel α_{∞} nach Gleichung (8) berechnet werden kann. Damit sind aber alle für eine theoretische Berechnung der Druckverteilung nach Pinkerton nötigen Grössen gegeben, an die dann eine Reibungsschicht-Rechnung zur Bestimmung der Grössen ϑ_S und ϑ_D der Funktion $\bar{\Phi}$ angeschlossen werden kann. Stellt sich heraus, dass bei gleichem Wert der Funktion $\bar{\Phi}$ die Grösse $\Delta \varepsilon_0 / \alpha_e^*$ einen anderen Wert als beim Profil NACA 4412 hat, so darf dieser Unterschied als Einfluss der Veränderung des Hinterkantenwinkels gedeutet und zur Bestimmung der Konstanten c benutzt werden. Es ist dann

$$c = \frac{1}{16-\delta} \left(\frac{1}{\bar{\Phi}} \frac{\Delta \varepsilon_0}{\alpha_e^*} - 1 \right) \quad \dots \quad (11)$$

Wir fanden für c den Wert - 0,026. Gl. (10a) lautet daher endgültig:

$$\frac{\Delta \varepsilon_0}{\alpha_e^*} = (1 - 0,026(16-\delta)) \bar{\Phi} \quad \dots \quad (10c)$$

Es zeigt sich hiermit, dass der Einfluss des Hinterkantenwinkels δ für übliche Werte δ zwischen 8 und 20°, wie sie den Profilen NACA 23006 bis 15 entsprechen, nur etwa von der Grössenordnung der Unsicherheit ist, die der Berechnung der Werte $\bar{\Phi}$ aus den Messungen von Pinkerton anhaftet (im Bereich von $c_a \text{ max}$ etwa $\pm 0,3^\circ$); erst bei Werten $\delta > 20^\circ$ wird dieser Einfluss von Bedeutung. Die Linearisierung der Bezie-

hung zwischen Δs_0 und δ und die Vernachlässigung des Einflusses der Re-Zahl in unseren Ansatz für den Zusammenhang dieser beiden Größen war daher berechtigt.

Aus (10c) folgt, dass eine Vergrösserung des Hinterkantenwinkels δ eine Vergrösserung von Δs_0 und damit eine Verkleinerung von $d c_a / d \alpha_\infty$ zur Folge hat, wie dies auch schon nach Bild 10 erwartet werden muss.

Man kann nun auch einsehen, dass bei einer Zunahme der Profildicke nicht unbedingt eine nach der Potentialtheorie an sich zu erwartende Vergrösserung von $d c_a / d \alpha_\infty$ einzutreten braucht, da die mit der Dickenzunahme in der Regel verknüpfte Vergrösserung des Hinterkantenwinkels der potential-theoretischen Vergrösserung von $d c_a / d \alpha_\infty$ entgegenwirkt und in der Endwirkung sogar eine Verkleinerung von $d c_a / d \alpha_\infty$ zur Folge haben kann. Zur Bestimmung der Funktion Φ aus der Druckverteilungsmessung am Profil NACA 4412 sind noch folgende Einzelheiten zu erwähnen:

Mit Rücksicht darauf, dass das Verfahren von Pinkerton zur theoretischen Berechnung der Druckverteilung in der Nähe der Hinterkante von der Messung abweichende Ergebnisse liefert (der Druckanstieg ist dort in Wirklichkeit kleiner als ihn die Rechnung ergibt), wurden für ϑ_S und ϑ_D nicht die Werte an der Hinterkante des Profils, sondern in 90 % der Tiefe gewählt. Bei grossen c_a -Werten liefert die potential-theoretische Rechnung zwar auch an dieser Stelle keine befriedigende Uebereinstimmung mit der Messung mehr; wir haben jedoch in Abschnitt II 2 d gesehen, dass an dieser Stelle der hierdurch bedingte Fehler der Grössen ϑ_S/l und η auf Grund eines in mehreren Fällen durchgeföhrten Vergleichs mit genaueren Werten gut abgeschätzt werden kann. Bei dieser Festsetzung von ϑ_S und ϑ_D nehmen wir an, dass die Entwicklung der Reibungsschicht längs des letzten Zehntels der Profiltiefe bei allen Profilen genau so wie bei Profil 4412 verläuft, eine Annahme, die wohl stets mit einer für den vorliegenden Zweck ausreichenden Genauigkeit zutrifft.

In Bild 12 bis 18 sind die gerechneten Werte ϑ_S und ϑ_D über der nach (8) ermittelten Grösse Δs_0 aufgetragen.

Die Berechnung erfolgte nach den in Abschnitt II 2 b beschriebenen Richtlinien unter Annahme einer frühest und einer spätest möglichen Lage des Umschlages der laminaren Reibungsschicht in den turbulenten Zustand. Der wirkliche Umschlagpunkt wurde dann abgeschätzt auf Grund der Forderung, dass sich bei der Auftragung von $v_s (\Delta \epsilon_0)$ und $v_D (\Delta \epsilon_0)$, sowie von $v_s (Re)$ und $v_D (Re)$ mit $\Delta \epsilon_0$ als Parameter (Bild 19 und 20) glatte Kurven ergeben müssen. Aus Bild 18 und 19 wurden dann die Auftragungen von $\Delta \epsilon_0 / \alpha_e^*$ über $(Re, \frac{v_s - v_D}{\sqrt{}})^{1/3}$ (die 3.Wurzel wurde lediglich aus Maßstabsgründen bei der Auftragung gewählt) und $\frac{v_s - v_D}{v_s + v_D}$ entworfen (Bild 21 und 22) und aus diesen schliesslich die graphische Darstellung für Gl. (10b), Bild 7, (der gestrichelte Teil der Kurven stellt Abschätzungen dar, die nachgeprüft werden können, wenn weitere Druckverteilungsmessungen ähnlich der von Pinkerton oder auch $c_a (\alpha_\infty)$ - Messungen bei Re-Zahlen über $3 \cdot 10^6$ vorliegen).

4.) Vergleich zwischen Rechnung und Messung.

a) Allgemeines über Vergleichsunterlagen und Darstellung der Rechnungsergebnisse.

Unser Verfahren zur Berechnung von $c_a \max$ gilt für ebene Strömung. Wir können daher zum Vergleich mit der Rechnung streng genommen nur solche Messungen benützen, bei denen der Verlauf von $c_a (\alpha_\infty)$ im $c_a \max$ - Bereich aus Druckverteilungsmessungen gewonnen wurde. Messungen dieser Art stehen uns ausser für Profil NACA 4412 noch für die Profile NACA 23009, 12 und 18 bei $Re \approx 2,6 \cdot 10^6$ im FB 1095 der DVL (Doetsch-Paschke [22]) zur Verfügung ⁷⁾. Um die möglichen Unterschiede zwischen Druckverteilungs- und Kraftmessungen zu veranschaulichen, wollen wir aber auch Kraftmessungen zum Vergleich heranziehen und zwar aus FB 1095, sowie aus NACA.- Rep. 610 [23].

7) Wir werden sehen, dass auch diese Messungen aller Wahrscheinlichkeit nach nicht ganz frei von räumlichen Einflüssen sind.

In Bild 32 ist zunächst der Vergleich der für eine mittlere Lage des Umschlagspunktes auf Saug- und Druckseite gerechneten $c_a (\alpha_\infty)$ - Kurven mit den entsprechenden gemessenen Kurven durchgeführt. Gleichzeitig sind in diesem Bild noch die für die Profile 23015 und 23021 gerechneten $c_a (\alpha_\infty)$ - Kurven eingetragen. Da für diese beiden Profile keine Druckverteilungsmessungen vorliegen, wurden als Ersatz hierfür einige Kraftmessungen aus NACA - Rep. 610 bei kleinen und mittleren c_a -Werten eingezeichnet (volle Kreise), die erfahrungsgemäß nach der Umrechnung des Anstellwinkels auf $\Delta = \infty$ mit den aus Druckverteilungen gewonnenen c_a -Werten gut übereinstimmen. Der Vollständigkeit halber sind solche NACA-Messpunkte auch noch für die Profile 23009, 12 und 18 eingezeichnet. (Wir hatten diese Messpunkte schon bei der Bestimmung der Konstanten c benutzt und können nun aus Bild 32 erkennen, dass die Wahl des Wertes -0,026 für diese Konstante im ganzen Profildickenbereich von $d/l = 0,09$ bis $0,21$ passend ist).

Bild 33 gibt die gerechneten und gemessenen $c_a (\alpha_\infty)$ - Kurven für die Profile NACA 0009 und 0009 - E 4) ³⁾ wieder.

Die gestrichelten Kurven in Bild 32 stellen den Verlauf von $c_a (\alpha_\infty)$ bei Vernachlässigung der Unterschiede in Hinterkantenwinkel δ der betrachteten Profile dar, d.h. wenn für alle Profile mit der an sich nur für Profile mit $\delta = 16^\circ$ gültigen Gleichung (10b) gerechnet wird. Die strichpunktierten Kurven geben den rein potentialtheoretischen Verlauf $c_{ath} (\alpha_\infty)$ (bei Vernachlässigung jeglicher Reibungsschicht-Einflüsse) wieder.

In der unteren Hälfte von Bild 34 sind dann noch die gerechneten und gemessenen $c_{a max}$ -Werte über dem Dickenverhältnis d/l aufgetragen, wobei aufgezeigt ist, welche Veränderungen von $c_{a max}$ theoretisch als Folge der möglichen

3) 9 o/o dickes Profil mit 40 o/o Dickenrücklage und elliptischem Nasenteil, Nasenradius nur etwa das 0,65-fache des Nasenradius von NACA 0009, Hinterkantenwinkel $\delta=13,5^\circ$ (Profil nach einem Vorschlag der Firma Messerschmitt A.G.)

Verschiebungen des Umschlagpunktes auf Saug- und Druckseite zwischen dem Jndifferenzpunkt und der laminaren Ablösestelle auftreten können (vergl. II 2 b). Die Wirkung der Umschlagpunktverschiebungen ist für Saug- und Druckseite getrennt ersichtlich. Der theoretisch mögliche $c_a \text{ max}$ - Bereich ist schraffiert gezeichnet; er verbreitert sich mit wachsendem Dickenverhältnis, da der Jndifferenzpunkt und die laminare Ablösestelle bei dicken Profilen mit dem verhältnismässig flachen Druckminimum weiter auseinanderliegen als bei dünnen Profilen mit scharf ausgeprägter Saugspitze. ^{eine Verschiebung}

Bemerkenswert ist, dass nach unserer Rechnung des Umschlagpunktes auf der Saugseite entgegen der Strömungsrichtung $c_a \text{ max}$ -verringernd, eine gleichsinnige Verschiebung auf der Druckseite aber $c_a \text{ max}$ -erhöhend wirkt (eine Verdickung der Reibungsschicht wirkt wie eine Spreizklappe⁹⁾.

Die Druckverteilung wurde in allen Fällen nur mit der ersten Näherung für Δc_o , Gl. (10 a), nach dem normalen Verfahren von Pinkerton (d.h. ohne Verdickung des Profils durch die Reibungsschicht und ohne Anfügen eines Nachlaufkörpers) berechnet. Mit der aus dieser Druckverteilung gewonnenen zweiten Näherung für Δc_o wurde dagegen eine zweite Näherung für c_a nach Gl. (8) ermittelt. $c_a \text{ max}$ ergab sich dann an Hand der Auftragungen des Formparameters η der turbulenten Reibungsschicht über der Profilabwicklung s/l , Bild 35 und 43. Um den bei der Druckverteilungsrechnung vernachlässigten Einfluss der Profilverdickung durch die Reibungsschicht wenigstens in einer rohen Abschätzung zu erfassen, wurde bei den Profilen NACA 23009 bis 21 und 4412

9) Dieses Ergebnis deckt sich nicht ganz mit den bekannten Messungen von Wieselsberger [30] an einem Profil mit rauer Druckseite, nach denen die Verdickung die Reibungsschicht auf der Druckseite zwar eine c_a -Erhöhung bei kleinen und mittleren Anstellwinkeln brachte, jedoch $c_a \text{ max}$ erniedigte. Eine physikalische Erklärung für diese gemessene Umkehrung der Wirkung der Reibungsschichtverdickung auf der Druckseite im Bereich von $c_a \text{ max}$ konnte nicht gefunden werden.

Gl. (6 a) als Ablösekriterium benutzt. Da dieser Einfluss nur etwa im hinteren Drittel des Profils von Bedeutung ist, war bei den Profilen NACA 0009 und 0009-E 4 mit der schon im vorderen Profilteil einsetzenden Strömungsablösung (vergl. Bild 42 und 43) das Kriterium der Gl. (6) genau genug.

b) Besprechung des Vergleichs.

Zu dem in Bild 32 und 34 durchgeführten Vergleich zwischen Rechnung und Messung ist im einzelnen noch folgendes festzustellen:

Die Übereinstimmung zwischen den Rechenergebnissen und den Druckverteilungsmesswerten ist bei den Profilen 23012 und 18 recht gut, nicht dagegen bei Profil 23009. Für dieses Profil liefert die Rechnung einen um etwa $\Delta c_a = 0,15$ tieferes $c_{a \max}$ als die Messung.

Zur Erklärung dieses Unterschiedes zwischen Rechnung und Messung betrachten wir noch die in Bild 34 eingebrachten, an den gleichen Modell-Flügeln (Rechteckflügel $A = 6$) durch Kraftmessung bestimmten $c_{a \max}$ -Werte der genannten DVL-Messung. Während sich nach der Druckverteilungsmessung für 23009 ein um etwa $\Delta c_a = 0,02$ höheres $c_{a \max}$ als bei 23012 ergibt, hat nach der Kraftmessung 23009 ein um $\Delta c_a = 0,07$ kleineres $c_{a \max}$ als 23012. Der örtliche c_a -Wert im Druckverteilungsmessschnitt (etwa in Flügelmitte) liegt also beim Profil 23009 wesentlich höher über dem Kraftmittelwert als beim Profil 23012. Dies erscheint uns nur dadurch erklärlich, dass in Spannweitenrichtung eine (vielleicht bei allen Messungen vorhandene, aber hier besonders starke) Bewegung von Reibungsschichtmaterial aus dem Messschnitt heraus stattfand, die hier, als selbsttätige Absaugung wirkend, die Ablösegefahr verringerte und damit einen höheren $c_{a \max}$ -Wert ermöglichte. Diese Erklärung wird durch eine Reibungsschichtberechnung für die bei $c_a = 1,57$, $\alpha_{\infty} = 15,7^\circ$ am Flügel 23009 gemessene Druckverteilung (FB 1095, Seite 27, Bild 12) gestützt. Der Formparameter η überschreitet nach dieser Rech-

nung schon in 30 % der Tiefe den kritischen Wert (nach Gl. (6) ist an dieser Stelle $\eta_{kr} = 0,865$) und erreicht in 90 % der Tiefe den Wert $\eta = 1,15$. Die Druckverteilung erscheint somit ohne Reibungsschichtbeeinflussung gar nicht möglich. Eine Unsicherheit des Ablösekriteriums von einem Ausmass, dass $\eta = 1,15$ noch keine Ablösung zu bedeuten braucht, ist unwahrscheinlich.

Wenn man annimmt, dass der Unterschied zwischen den aus Druckverteilungs- und Kraftmessung gewonnenen $c_a \text{ max}$ Werten für Profil 23009 ebenso gross ist, wie für die Profile 25012 und 25018, nämlich $\Delta c_a = 0,13$, so ist ein mit der theoretischen Rechnung zu vergleichender Messwert von $c_a \text{ max} = 1,47$ für 23009 wahrscheinlich. Dieser Wert liegt dann allerdings immer noch um $\Delta c_a = 0,08$ über dem gerechneten Werten $c_a \text{ max} = 1,39$.

Zur Erklärung dieses restlichen Unterschiedes zwischen Rechnung und Messung wurde noch rechnerisch untersucht, welche Folgen eine Verschiebung des Umschlagpunktes auf der Druckseite vor seine theoretisch frühest mögliche Lage hat. (Auf der Saugseite sind Zweifel über die Lage des Umschlagpunktes wegen der hohen Saugspitze an der Profilnase nicht möglich). Bei der Rechnung, die zu dem Wert $c_a \text{ max} = 1,39$ führte, hatte sich ergeben, dass die Reibungsschicht auf der Druckseite infolge eines leichten Druckabfalls bis zur Hinterkante hin laminar bleibt. Es zeigte sich nun, dass $c_a \text{ max} = 1,47$ auch rechnerisch erreicht werden kann, wenn von 60 % der Tiefe ab turbulente Reibungsschicht angenommen wird (die dickere turbulente Reibungsschicht im hinteren Teil der Druckseite wirkt wie eine kleine Spreizklappe c_a - erhöhend). Ob diese Annahme - vielleicht durch das Vorhandensein einer kleinen Störung auf der Druckseite - bei der Messung zutraf, kann natürlich nicht entschieden werden; sie würde jedenfalls ausreichen, um diese restlichen Unterschiede zwischen Rechnung und Messung zu erklären.

In Bild 34 sind noch die durch Kraftmessung bestimmten $c_a \text{ max}$ - Werte dieser Profile nach NACA-Rep. 610 für $Re = 3,1 \cdot 10^6$ ($Re_{eff} = 8,3 \cdot 10^6$), ohne und mit der

NACA-Korrektur für den Flügelendeinfluss eingetragen (strichpunktiert); sie liegen etwa um $\Delta c_a = 0,20$ über den entsprechenden DVL-Messwerten und den Werten unserer Rechnung bei Annahme einer mittleren Lage des Umschlagpunktes auf Saug- und Druckseite. Zur Deutung dieser hohen c_a -Werte reichen die möglichen Verschiebungen des Umschlagpunktes auf Saug- und Druckseite und die etwas höhere Re-Zahl ($Re = 3,1 \cdot 10^6$ gegenüber $2,6 \cdot 10^6$) nicht aus.

Es muss angenommen werden, dass die NACA-Korrekturen bei der Übertragung der am Rechteckflügel $\Lambda = 6$ gemessenen $c_{a \max}$ -Werte auf $\Lambda = \infty$ wenigstens teilweise zu gross sind. Beim Profil 4412 ist dies z.B. mit Sicherheit der Fall; nach der Druckverteilungsmessung von Pinkerton [21] bei $Re = 3,1 \cdot 10^6$ ist $c_{a \max} = 1,69$ (wir errechneten bei $Re = 2,4 \cdot 10^6$ $c_{a \max} = 1,66$, Bild 37), nach der Kraftmessung NACA-Rep. 460 bei der gleichen Re-Zahl = 1,65, der Unterschied zwischen Wägung und Druckverteilungsmessung ist hier also nur $\Delta c_a = 0,04$, während nach der üblichen NACA-Korrektur etwa $\Delta c_a = 0,1$ anzusetzen wäre. Wenn diese für das Profil 4412 gemachte Feststellung verallgemeinert werden darf, so folgt daraus, dass ungefähr die unkorrigierten $c_{a \max}$ -Werte der NACA-Messung (d.h. die untere der zwei strichpunktierten Kurven in Bild 34) mit unserer Rechnung zu vergleichen sind. Diese Kurve verläuft teilweise noch etwas oberhalb des nach unserer Rechnung zu erwartenden $c_{a \max}$ -Bereichs. Verschiebungen des Umschlagpunktes auf der Druckseite um 20 % der Profiltiefe vor dem rechnerischen Jndifferenzpunkt (der infolge kleiner Unterschiede zwischen der rechnerischen und tatsächlichen Druckverteilung vielleicht zu weit hinten errechnet wurde) zur Profilnase hin genügen jedoch, um diese Unterschiede zwischen unserer Rechnung und der NACA-Messung zu überbrücken.

Wenn man die geschilderten Unsicherheiten der Vergleichsunterlagen in Betracht zieht, so kann gesagt werden, dass die Rechnung die für die Profilreihe NACA 230 vorliegenden Messungen befriedigend wiedergibt.

Bemerkenswert ist, dass die Rechnung in Ueber-einstimmung mit der Messung für Dickenverhältnisse $d/l = 0,12$ bis $0,15$ die grössten $c_{a \max}$ -Werte liefert.

Bei Dickenverhältnissen grösser als $d/l = 0,2$ deutet die Rechnung wieder einen Anstieg von $c_{a \max}$ an. Für die NACA - Profile der Reihe 230 lässt sich dieses Ergebnis mangels Messungen für Dickenverhältnisse über $0,21$ zwar nicht experimentell bestätigen. Eine solches Wiederansteigen von $c_{a \max}$ bei grossen Profildicken ist jedoch, wie Regenschmidt [25] feststellte, bei anderen Profilreihen, z.B. bei den von O. Schrenk experimentell untersuchten Joukowsky-Profilen [26] schon gemessen worden und erscheint auch theoretisch erklärlich (vergl. Abschnitt II 4 c).

Für Profil 23015 wurde noch die Aenderung von $c_{a \max}$ mit der Re-Zahl rechnerisch untersucht. Unter der Voraussetzung, dass der Umschlagpunkt auf der Druck - und Saugseite unabhängig von der Re-Zahl eine mittlere Lage beibehält, ergibt sich für $Re = 0,8 \cdot 10^6$ $c_{a \max} = 1,40$, für $Re = 3,1 \cdot 10^6$ $c_{a \max} = 1,48$, also eine $c_{a \max}$ -Zunahme um $\Delta c_{a \max} = 0,08$ beim Vergrössern der Re-Zahl von $0,8 \cdot 10^6$ auf $3,1 \cdot 10^6$.

Da die Re-Zahl selbst auch noch Einfluss auf die Lage des Umschlagpunktes hat in dem Sinne, dass eine grosse Re-Zahl den Umschlagpunkt auf Saug - und Druckseite nach vorne wandern lässt, so kann sich dieses Ergebnis noch etwas ändern. Es kann hierbei sowohl eine zusätzliche Vergrösserung als auch eine Verkleinerung von $c_{a \max}$ eintreten, je nachdem, ob der Einfluss des druckseitigen oder des saugseitigen Nachvorne-Wanderns der Umschlagpunkte überwiegt. An sich ist eine Zunahme von $c_{a \max}$ um etwa 0,1 bei einer Erhöhung der Re-Zahl von $0,8 \cdot 10^6$ auf $3,1 \cdot 10^6$ von einer der Messung entsprechenden Grössenordnung.

Als Beispiele dafür, dass $c_{a \max}$ auch durch eine turbulente Strömungsablösung im vorderen Profilteil festgelegt sein kann, sind die Rechnungen für die Profile NACA 0009 und 0009 - E 4 bei $Re = 1,10^6$ und zum Teil $8,3 \cdot 10^6$ [10]

10) Für diese Re-Zahl musste mit dem extrapolierten Teil der Kurven in Bild 7 gearbeitet werden. Die für $Re=8,3 \cdot 10^6$ gewonnenen Ergebnisse sind daher etwas unsicher.

Bezeichnungen.

Längen [m]:

- x Koordinate in Richtung der Profilsehne
s Profilabwicklung
- y Abstand von der Profiloberfläche
- l Profiltiefe
- l_{KL} Tiefe einer Spreiz- oder Wölbungsklappe
- l_{NKL} Wirksame Tiefe eines gedachten Nachlauf-kläppchens
- l_s Länge des Totwasser-Schwanzstückes bei Profi-filen mit Spreizklappe
- R Radius des Profil-Abbildungskreises
- δ Impulsverlustdicke
- δ_S Impulsverlustdicke auf der Saugseite an der Stelle $x/l = 0,9$
- δ_D Impulsverlustdicke auf der Druckseite an der Stelle $x/l = 0,9$
- δ^* Verdrängungsdicke

Geschwindigkeiten [m/sec]

- U_∞ ungestörte Anströmgeschwindigkeit
- U Geschwindigkeit an der äusseren Grenze der Reibungsschicht (Potentialgeschwindigkeit)
- u Geschwindigkeit in der Reibungsschicht.

Drücke [kg/m²]

$$q_\infty = (\varrho/2) U_\infty^2 \quad \text{Staudruck der ungestörten Strömung}$$

$$q = (\varrho/2) U^2 \quad \text{Staudruck der örtlichen Geschwindigkeit}$$

Andere physikalischen Grössen:

ϱ Dichte [$\frac{\text{kg sec}^2}{\text{m}^4}$]

μ Zähigkeit [$\frac{\text{kg sec}}{\text{m}^2}$]

ν kinematische Zähigkeit [$\frac{\text{m}^2}{\text{sec}}$]

Winkel

α_∞	Anstellwinkel gegenüber der Profilsehne
β	Winkel zwischen Profilsehne und theoretischer Nullauftriebsrichtung des Profils
$\alpha_e^* = \alpha_\infty + \beta$	
$\Delta\alpha_e$	durch Reibungsschichteinflüsse bedingte Veränderung des Nullauftriebwinkels
η_{Kl}	Ausschlag-Winkel einer Spreiz- oder Wölbungsklappe gegenüber dem Profilumriss
η_{Nkl}	Ausschlag-Winkel eines gedachten Nachlaufkläppchens gegenüber der Profilsehne
δ	Hinterkantenwinkel des Profils (ganzer Winkel)

Dimensionslose Größen.

$Re = \frac{U_\infty l}{v}$ mit der Profiltiefe l und der ungestörten Anströmgeschwindigkeit U_∞ gebildete Reynoldssche Zahl

$Re_\vartheta = \frac{U \vartheta}{v}$ mit den örtlichen Werten der Umpulsverlustdicke ϑ und der äusseren Potentialgeschwindigkeit gebildete Reynoldssche Zahl

$\lambda^* = \frac{dU}{ds} \frac{\vartheta^2}{v}$ Formparameter der laminaren Reibungsschicht

$\eta = 1 - \left(\frac{u}{U}\right)^2$ Formparameter der turbulenten Reibungsschicht bei $y=\vartheta$

η_{Kr} Wert η , bei dem Strömungsablösung eingesetzt

Λ Streckungsverhältnis.

I. Einleitung.

Die Profilforschung war bisher hinsichtlich des Höchstauftriebsbeiwertes $c_a \max$ von Profilen und des Verlaufs von c_a über den Anstellwinkel α ganz auf das Experiment angewiesen.

Seitdem Verfahren zur theoretischen Berechnung der Druckverteilung und der Reibungsschicht beliebiger Profile vorlagen, waren wesentliche Voraussetzungen auch für eine theoretische Berechnung von $c_a \ max$ und $c_a(\alpha)$ eines beliebigen Profils erfüllt. So hat schon J. Stüper [1] 1933 den grundsätzlichen Gang einer solchen Rechnung beschrieben und den Verlauf von $c_a(\alpha)$ für ein Joukowsky-Profil bis in die Nähe von $c_a \ max$ in befriedigender Übereinstimmung mit der Messung berechnet. Ferner haben sich Th.v. Karman und C.B. M illikan [2, 3, 4, 5], sowie L.H. Howarth [6] mit dieser Aufgabe befasst. Der Zeitaufwand für die Durchführung solcher Rechnungen war jedoch noch so gross, dass ihre weitere Nutzanwendung, soweit bekannt, unterblieb.

Inzwischen sind nun die Verfahren zur Druckverteilungs- und Reibungsschicht-Berechnung wesentlich vereinfacht und zugleich verbessert worden [7, 8, 9, 10, 11, 14, 15], sodass eine Inangriffnahme der Aufgabe, den Höchstauftriebsbeiwert eines Profils auf theoretischem Weg zu berechnen, wieder lohnend erscheint.

Nachstehend wird nun ein neues, mit erträglichem Zeitaufwand (etwa 50 Arbeitsstunden für ein Profil) und guter Genauigkeit arbeitendes Rechenverfahren zur Bestimmung von $c_a \ max$ einschließlich des ganzen Verlaufs von $c_a(\alpha)$ und der zugehörigen Druckverteilungen für Profile ohne und mit Spreiz- oder Wölbungsklappe mitgeteilt.

Wir beschreiben den grundsätzlichen Rechnungsgang zunächst für Profile ohne Auftriebsklappen.

II. Profile ohne Auftriebsklappen.

1.) Grundsätzliches über den Gang der Rechnung.

Die Begrenzung des Höchstauftriebes ist bekanntlich durch Vorgänge in der Reibungsschicht an der Profiloberfläche bedingt, diese wiederum hängen von der Druckverteilung längs

der Tiefe des Profils ab. Dabei findet noch eine Rückwirkung der Reibungsschicht auf die Druckverteilung in dem Sinne statt, dass die Gesamtzirkulation des Profils verringert wird und der wirksame Profilumriss durch die der Verdrängungs dicke der Reibungsschicht entsprechende Verdickung kleine Formänderungen erfährt, die wieder Druckänderungen bedingen.

Hiermit sind nun schon die Hauptabschnitte gekennzeichnet, in die sich eine Berechnung von $c_a \max$ gliedern muss:

- a) Berechnung der Druckverteilung des Profils
- b) Berechnung der zugehörigen Reibungsschicht einschl. Abschätzung des Umschlagpunktes laminar/turbulent und Berechnung des Ablösepunktes der turbulenten Reibungsschicht
- c) Bestimmung der Zirkulationsverringerung durch die Reibungsschicht
- d) Bestimmung der Änderung der Druckverteilung, die sich aus der Zirkulationsverringerung und aus der Verdickung des Profils durch die Reibungsschicht ergeben.

Es ist auch schon ersichtlich, dass man nur auf dem Weg einer schrittweisen Verbesserung von Näherungsergebnissen der einzelnen Rechenschritte zum Ziel gelangen wird. Man kann z. B. mit der rein potentialtheoretischen Berechnung der Druckverteilung beginnen und findet hierzu mit den Rechnungen b) bis d) erste Näherungen für die Reibungsschicht und ihre Rückwirkung auf die Druckverteilung. Mit der verbesserten Druckverteilung können dann die Ergebnisse der Rechnungen b) bis d) verbessert werden usw.

Die Verfahren für die Rechnungen a) und b) sind, wie schon erwähnt, in den letzten Jahren wesentlich vereinfacht und zugleich verbessert worden. Da diese Neuerungen an anderer Stelle bereits ausführlich dargestellt wurden [7 bis 11, 14, 15], können wir uns im folgenden meist mit einem Hinweis auf diese Stellen oder mit einer kurzen Beschreibung begnügen.

Für die unter c) genannte Rechnung entwickeln wir ein neues Verfahren, bei dem empirisch gewonnene Zusammenhänge zwischen Reibungsschichtgrößen, Reynoldsscher Zahl, Anstellwinkel und Zirkulationsverringerung benutzt werden¹⁾.

Die Rechnung d) führen wir im wesentlichen nach einem von R. Pinkerton angegebenen, ebenfalls schon oft besprochenen Verfahren [9, 7, 10] durch. Dieses Verfahren ist dadurch ausgezeichnet, dass es zur Berechnung der von der Reibungsschicht beeinflussten Druckverteilung eines Profils nur die Kenntnis der Zirkulationsverringerung durch die Reibungsschicht voraussetzt und im übrigen dem für die Rechnungen a) gut brauchbaren potential-theoretischen Verfahren zur Druckverteilungsberechnung von Theodorsen [8] entspricht. Wir können daher die Rechnungen a) und d) praktisch in einem Rechnungsgang zusammenfassen.

2.) Die einzelnen Abschnitte des Verfahrens.

a) Berechnung der Druckverteilung eines beliebigen Profils.

Zur Durchführung dieser Aufgabe stehen heute an sich eine Reihe brauchbarer Verfahren zur Verfügung, z.B. [27, 28, 29], die alle leicht nach dem Gedankengang von Pinkerton zur Berechnung der Druckverteilung einschließlich des Einflusses der Reibungsschicht erweitert werden können. Wir haben bei unseren bisherigen Rechnungen dem Verfahren von Theodorsen den Vorrang gegeben, weil dieses Verfahren auch für die Behandlung von Profilen mit Spreiz- und Wölbungs-klappe geeignet ist. Bezuglich der praktischen Durchführung können wir auf die Arbeit von O.S. Schreink und A. Walz verweisen [7].

1) J. Stüper [1] setzte zur Berechnung des Einflusses der Reibungsschicht auf die Druckverteilung, der strömungsmechanisch gesehen auf einer Abdrängung der Stromlinien von der Profiloberfläche beruht, eine Quellverteilung längs der Profilkontur an, die sich aus der Verdrängungsdicke der Reibungsschicht durch eine schrittweise zu verbessерnde Näherungsrechnung bestimmen lässt. Auch die zugehörige Zirkulationsverminderung wird hierbei gefunden. Die praktische Durchführung einer Rechnung dieser Art ist jedoch ziemlich zeitraubend.

Ueber den Grad der Uebereinstimmung zwischen gerechneten und gemessenen Druckverteilungen geben die Bilder 24, 27 und 30 Aufschluss. Vergl. außerdem [9, 10, 11, 21].

b) Berechnung der Reibungsschicht.

a) Laminare Anlaufstrecke.

Vom vorderen Staupunkt an bis etwa zum Geschwindigkeitsmaximum ist die Reibungsschicht theoretisch und auch praktisch stets laminar. Wir berechnen die Impulsverlustdichte δ nach der im Bericht LGL 141 [15] entwickelten einfachen Formel

$$(\frac{\delta}{l})^2 \text{Re} = a \left(\frac{U}{U_\infty} \right)^b \int_{s=0}^s \left(\frac{U}{U_\infty} \right)^{b-1} d(s/l) \dots \dots \quad (1)$$

Hierin bedeuten

$$\begin{aligned} a &= 0,441 \\ b &= 5,165 \end{aligned} \quad \left. \begin{array}{l} \text{Konstanten} \\ \text{} \end{array} \right\}$$

U = örtliche Geschwindigkeit an der Profiloberfläche

U_∞ = Anblasgeschwindigkeit

$\text{Re} = U_\infty l / \nu$ = mit der Profiltiefe l gebildete Reynoldssche Zahl

s = Profilabwicklung
($s = 0$ vorderer Staupunkt)

Der Formparameter des laminaren Geschwindigkeitsprofils - wir bezeichnen ihn mit λ^* - ist definiert als

$$\lambda^* = \frac{U' \delta^2}{\nu} = \frac{d(U/U_\infty)}{d(s/l)} \left(\frac{\delta}{l} \right)^2 \text{Re} \quad (2)$$

Im Staupunkt ist $\lambda^* = 0,0854$, im Geschwindigkeitsmaximum = 0, im (laminaren) Ablösepunkt = -0,0682 (nach Hartree [16, 15]) oder -0,0841 (nach Howarth [17, 15]).^{1a)}

Den Verlauf von δ/l längs der Profilabwicklung kann man also nach Formel (1) durch eine graphische Integration (Planimetrierung) bestimmen. Die Potenzen $(U/U_\infty)^{5,165}$

^{1a)} Man kann praktisch mit $\lambda_{\text{Abl.}}^* = -0,08$ rechnen.

können aus dem Nomogramm, Bild 1, abgelesen werden. Zur Bestimmung des Formparameters λ^* muss die vorgegebene Geschwindigkeitsverteilung U/U_∞ nach s/l differenziert werden, jedoch in der Regel nur im Gebiet negativer λ - Werte, da erst dort Umschlags - bzw. Ablösegefahr auftritt.

3) Umschlagspunkt laminar/turbulent.

Die genaue Bestimmung der Stelle am Profil, an der die laminare Reibungsschicht in den turbulenten Zustand umschlägt, ist z.Zt. noch nicht mit erträglichem Zeitaufwand möglich. Dagegen können die Grenzen des Bereiches, in dem der Umschlagspunkt liegen muss, mit wenig Rechenaufwand verhältnismässig sicher festgelegt werden. Als späteste Umschlagstelle (stromabwärts gesehen) kann der laminare Ablösepunkt, d.h. die Stelle, an der λ^* den Wert $-0,0682$ bzw. $-0,0841$ erreicht, betrachtet werden. Für die Stelle des frühest möglichen Umschlages haben H.Schlichting und J.Pretsch [14, 15, 31] (auf der Grundlage der Methode der kleinen Schwingungen) ein recht einfaches Kriterium entwickelt. Man braucht nur den Wert einer mit der Impulsverlustdicke δ gebildeten Reynoldsschen Zahl

$$Re_g = \frac{U_\infty \delta}{\nu} \quad \quad (3)$$

sowie den Formparameter λ^* zu verfolgen. Wenn Re_g bei einem bestimmten Wert λ^* oberhalb der in Bild 2 dargestellten Kurve $Re_g \text{ krit } (\lambda^*)$ zu liegen kommt (die Kurve ist der Arbeit von Schlichting entnommen), so bedeutet dies, dass nun die in der Reibungsschicht vorhandenen kleinen Störungsgeschwindigkeiten (solche sind praktisch stets da) angefacht werden. $Re_g = Re_g \text{ krit}$ bedeutet Jndifferenz (Jndifferenzpunkt). Wann der Umschlag tatsächlich erfolgt, hängt dann noch ab von der Re - Zahl $\frac{U_\infty l}{\nu}$, vom Turbulenzgrad des Windstromes und von der Oberflächenrauhigkeit. Hohe Re -Zahl, hoher Turbulenzgrad und grosse Oberflächenrauhigkeit begünstigen das Umschlagen, lassen also erwarten, dass der Um-

schlagpunkt näher an seine vorderste Grenze rückt. (Bei starker Oberflächenrauhigkeit im Gebiet der laminaren Reibungsschicht kann natürlich der Umschlagpunkt auch vor dem Jndifferenzpunkt liegen). Kleine Re-Zahl, geringer Turbulenzgrad und glatte Oberfläche verzögern hingegen das Umschlagen und zwar in manchen Fällen so, dass erst die laminare Ablösung den Anstoss zum Turbulentwerden gibt.

Bei der Durchrechnung von Beispielen zeigte sich (vergl. Bild 33 und 34), dass dem Wandern des Umschlagpunktes auf Saug - und Druckseite innerhalb dieser theoretischen Grenzen Änderungen im Verlauf von c_a (α_∞) und von $c_a \max$ von einer Größenordnung entsprechen, wie sie bei Messungen z.B. als Einfluss von starken Änderungen der Re-Zahl oder des Turbulenzgrades festgestellt werden. Die Kenntnis der beiden theoretischen Grenzlagen des Umschlagpunktes ist somit bei nicht zu rauher Oberfläche des Flügels ein befriedigender Ersatz für die fehlenden Aussagen über die richtige Lage des Umschlagpunktes.

X) Turbulente Reibungsschicht.

Zur Berechnung der turbulenten Reibungsschicht benutzen wir das Verfahren von E. Gruschtz [12] in der vom Verfasser vorgeschlagenen vereinfachten Form [14]²⁾. Hier nach kann die Berechnung der Impulsverlustdicke δ und des Gruschwitzschen Formparameters η für das turbulente Geschwindigkeitsprofil abschnittweise nach den Beziehungen

$$\delta_2 = A \delta_1 \dots \dots \dots \quad (4)$$

$$\eta_2 = B \eta_1 + C \dots \dots \dots \quad (5)$$

2) Vor kurzem hat A. Kehl [13] auf Grund von Reibungsschichtmessungen über einen grossen Bereich Reynoldsscher Zahlen eine Verbesserung des Gruschwitzschen Verfahrens vorgeschlagen, bei der in die Berechnung des Formparameters η die mit der Impulsverlustdicke Re_δ gebildete Reynoldssche Zahl nach (3) eingeht. Diese Verbesserung wirkt sich nach der Feststellung von Kehl dahin aus, dass man die Berechnung des Gruschwitzschen Formparameters η im Umschlagpunkt mit dem physikalisch sinnvollen Wert $\eta = 1,0$ anstatt mit dem etwas willkürlichen Wert $\eta = 0,1$ beginnen kann und dann auch unmittelbar hinter dem Umschlagpunkt gute Übereinstimmung mit gemessenen η - Verläufen erhält (die nach Gruschwitz gerechneten η - Kurven passen sich bekanntlich erst nach einer gewissen Laufstrecke den gemessenen η -Kurven an). Eine Nutzanwendung dieser Verbesserung ist im Rahmen unserer Arbeit nicht erfolgt, da bei der vorliegenden Aufgabe nur der η -Verlauf in der Nähe des turbulenten Abtösepunktes, d.h. erst nach einer Laufstrecke interessiert, nach der die mit den Annahmen $\eta = 1,0$ (Fortsetzung S. 10)

erfolgen, wobei A, B und C feste, in Kurven- bzw. Nomogrammform gegebene Funktionen der Veränderlichen q_2/q_1 und $\Delta s/v_1$ sind (Bild 3, 4 und 5). Index 1 bezieht sich auf den Anfang, Index 2 auf das Ende eines Abschnittes Δs mit durch eine Gerade angenähertem Druckverlauf.

Wir wollen hier noch das Ergebnis einiger im Anhang näher besprochenen Versuche und Rechnungen vorweg nehmen, die die Frage betreffen, welcher Wert des Gruszwitzschen Formparameters η als Ablösekriterium gelten soll.

Wie schon Schmidbauer [18] feststellte, liefert der von Gruszwitz vorgeschlagene Wert $\eta_{Kr} = 0,8$ meist einen etwas zu frühen Ablösepunkt. Bei schwachem Druckanstieg im Gebiet der Ablösung, wie er im hinteren Teil von Tragflügelprofilen fast immer vorliegt, konnte er sogar Werte $\eta_{Kr} = 0,95$ beobachten. In Anlehnung an unsere Untersuchungen halten wir eine vom örtlichen Druckgradienten abhängige Festsetzung von η_{Kr} für zweckmäßig von der Form

$$\eta_{Kr} = 0,8 + \frac{0,2}{1 - 0,5 \frac{d(q/q_2)}{d(s/L)}} \quad \dots \quad (6)$$

8) Zusammenhang zwischen c_a max und Ablösestelle.

Mit der Kenntnis der Ablösestelle der Strömung am Profil bei den verschiedenen Anstellwinkeln ist nun zu-

nach Kehl und $\eta = 0,1$ nach Gruszwitz gerechneten η - Kurven praktisch miteinander übereinstimmen.

Das Verfahren hat überdies noch den Nachteil, dass es nur für Reynoldssche Zahlen $Re > 500$ brauchbar ist. An Tragflügelprofilen treten aber bei hohen c_a - Werten im Umschlagpunkt oft wesentlich kleinere Re - Werte ($Re_p = 50$ und weniger) auf, für die die Kehlschen Ansätze nicht mehr gelten (in einem solchen Fall wurden mit dem Kehlschen Verfahren kurz nach dem Umschlagpunkt Werte $\eta > 1$, d.h. Strömungsablösung, errechnet, obwohl nach der Messung- und auch nach Gruszwitz - noch lange keine Ablösung auftrat).

Die Frage des Ablösekriteriums der turbulenten Reibungsschicht wird in der Arbeit von Kehl nicht behandelt.

nächst noch keine Aussage über den Höchstauftriebsbeiwert $c_a \max$ des Profils gewonnen. Gruschwitz sprach die Vermutung aus [12], dass $c_a \max$ dann erreicht ist, wenn an der Profilhinterkante Ablösung auftritt. Dies trifft jedoch nicht immer zu. Bei dicken oder stark gewölbten Profilen kann man z.B. beobachten, dass c_a mit dem Anstellwinkel trotz Strömungsablösung im hinteren Profilteil noch weiter (wenn auch nur wenig) ansteigt. Andererseits ist bekannt, dass bei dünnen symmetrischen Profilen mit spitzer Nase der Auftriebsbeiwert durch eine Strömungsablösung im vorderen Profilteil, die plötzlich und meist unmittelbar hinter der Profilnase einsetzt, begrenzt wird. (Für solche Profile durchgeföhrte Rechnungen zeigen (vergl. Abschn. II-4), dass es sich hierbei tatsächlich um eine Ablösung der turbulenten Reibungsschicht handeln kann. Eine Ablösung der laminaren Reibungsschicht als Ursache der $c_a \max$ - Begrenzung bei dünnen Profilen scheint nur bei kleinen Re-Zahlen in Betracht zu kommen.

Nach diesen Feststellungen erscheint es richtig, $c_a \max$ bei theoretischen Rechnungen dann als erreicht zu betrachten, wenn der Wert η_{Kr} nach Gl. (6) auf der Profilsaugseite irgendwo zwischen vorderem Staupunkt und der Stelle $x/l = 0,9$ auftritt (die Wahl der Stelle $x/l = 0,9$ ist dabei etwas willkürlich, sie hat sich aber als zweckmäßig erwiesen).

e) c_a - Bereich mit abgerissener Strömung.

Der c_a - Bereich mit abgerissener Strömung ist einer theoretischen Berechnung zur Zeit noch nicht zugänglich. Doch ist, wie die folgende Ueberlegung zeigt, für den Fall, dass die Strömungsablösung im hinteren Profilteil beginnt, auf verhältnismässig einfache Weise eine gewisse Abschätzung möglich, ob c_a mit wachsendem α plötzlich oder langsam (auf Werte etwa zwischen 0,7 und 1,0, die bei Strö-

mungsablösung bis zur Profilnase auftreten) abfällt 3).

Der c_a - Abfall bei Strömungsablösung kommt dadurch zustande, dass der wirksame Profilumriss (= tatsächlicher Profilumriss einschließlich Totwasser) gegenüber dem tatsächlichen stark entwölbt ist. Versucht man nun diesen c_a - Abfall durch Vergrössern des Anstellwinkels auszugleichen, so wandert die Ablösestelle notwendig weiter nach vorne. Die mit diesem Vorrücken der Ablösestelle verknüpfte weitere Entwölbung des Profils wiegt nun in manchen Fällen die zirkulationserhöhende Wirkung der Anstellwinkelvergrösserung nicht ganz auf, so dass mit wachsendem α noch eine c_a - Zunahme stattfindet. Solche Fälle sind dann zu erwarten, wenn die Saugspitze an der Profilnase und damit der Druckanstieg im vorderen Profilteil, mit wachsendem α nur wenig grösser wird, d.h. bei Profilen mit grossem Nasenradius oder stark nach unten gezogenem vorderen Profilteil. Ueber die Frage, ob die Nasensaugspitze im $c_{a \max}$ Bereich im Einzelfall mit α rasch oder langsam wächst und die Ablösestelle entsprechend rasch oder langsam mit α nach vorne wandert, kann uns nun eine Druckverteilungs- und Reibungsschicht-Berechnung Aufschluss geben, wenn wir voraussetzen, dass c_a bei einem Vergrösserung von α unverändert bleibt. (Das Verfahren von Pinkerton [9] erlaubt es, die Druckverteilung unter dieser Voraussetzung in einfacher Weise zu berechnen). Die Reibungsschichtberechnung zeigt dann, um welchen Betrag $\Delta s/l$ die Ablösestelle bei Vergrösserung von α , z.B. $\Delta \alpha = 1^\circ$, nach vorne wan-

3)

Wenn $c_{a \max}$ infolge einer Strömungsablösung im vorderen Profilteil von vorneherein den Wert 1,0 nicht übersteigt, wie z.B. bei dünnen symmetrischen Profilen, so kann c_a mit wachsendem α natürlich nur noch wenig abfallen. Der Verlauf von $c_a(\alpha)$ eines solchen Profils nach dem Überschreiten von $c_{a \max}$ ist dann ebenso flach wie bei einem dicken gewölbten Profil mit grossem Nasenradius.

dert. Führt man diese Rechnung für verschiedene Profile durch und vergleicht die Strecken $\Delta s/l$, um die der Ablösepunkt für $\Delta\alpha = 1^\circ$ vorwandert, so zeigt sich, dass diese Strecke z.B. für dicke Profile mit grossem Nasenradius wesentlich kleiner ist als für dünne, Bild 6 (für ein unendlich dünnes Profil, $d/l = 0$ ist $\Delta s/l = 1$). Man kann nun diese Strecke $\Delta s/l$ in Zusammenhang mit dem für diese Profile gemessenen Verlauf von $c_a(\alpha)$ im Bereich von $c_{a \max}$ bringen und darf dann bei noch nicht im Windkanal untersuchten Profilen aus der gerechneten Strecke $\Delta s/l$ mit einiger Sicherheit auf das Abreissverhalten dieser Profile schliessen.

Die verhältnismässig geringe Zahl der z.Zt. nach diesem Gedankengang schon theoretisch untersuchten Profile lässt noch keine sichere, allgemein gültige Zuordnung der theoretischen Wanderstrecke $\Delta s/l$ des Ablösepunktes und der Abreisseigenschaften eines Profils zu. Wir müssen uns deshalb hier mit der Darstellung des Weges begnügen, auf dem man durch theoretische Rechnung Aufschluss darüber gewinnen

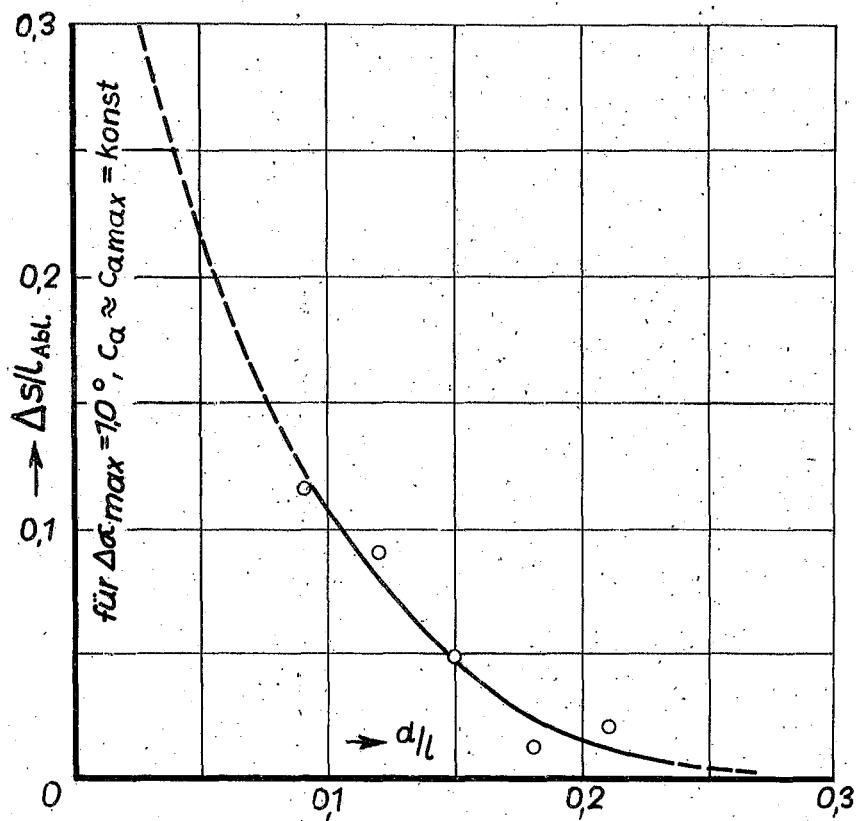


Bild 6: Strecke $\Delta s/l$ um die der turbulente Ablösepunkt bei einer Vergrösserung des Anstellwinkels α_{max} um $\Delta\alpha = 1^\circ$ und unverändertem c_a nach vorne wandert, abhängig vom Dickenverhältnis (gerechnet für NACA 230-Reihe).

kann, ob der c_a - Abfall nach Ueberschreiten von $c_{a \max}$ mit wachsendem α rasch oder langsam erfolgt.

c) Ermittlung der Zirkulationsverringerung durch die Reibungsschicht.

Der theoretisch - - empirischen Behandlung dieser Aufgabe widmen wir ein besonderes Kapitel (II.3), wollen aber im Rahmen dieses Ueberblicks über die einzelnen Abschnitte der $c_{a \max}$ - Rechnung schon das für die Nutzanwendung wesentliche Ergebnis dieses Kapitels herausstellen. Es ist in dem Kurvenblatt Bild 7 zusammengefasst. Man findet aus Bild 7 zu gegebenen Werten der Impulsverlustdicken auf Saug - und Druckseite in der Nähe der Profilhinterkante (die aus einer 1. Näherung der theoretisch berechneten Druckverteilung gewonnen werden) sowie zu der gegebenen Reynoldsschen Zahl $Re = \frac{U_\infty l}{\nu}$, dem Hinterkantenwinkel δ und dem Anstellwinkel α_e^* (= Anstellwinkel gegen die theoretische Nullauftriebsrichtung des Profils) einen Wert der Grösse $\Delta \varepsilon_0$, der nach Gl. (8) ein Mass für die Zirkulationsverringerung darstellt.

Bei der Berechnung der ersten Näherung der Druckverteilung benützt man zur Beschleunigung der Konvergenz unseres Verfahrens zweckmässig eine Abschätzung für $\Delta \varepsilon_0$. Als solche hat sich die folgende erwiesen:

$$\Delta \varepsilon_0^{(1)} = 0,2 (1 - 0,026(16 - \delta)) \alpha_e^* \quad \dots \quad (10d)$$

d) Bestimmung der Aenderungen der Druckverteilung, die sich aus der Verdickung des Profils durch die Reibungsschicht ergeben.

Mit der Kenntnis der Zirkulationsverringerung, die die Reibungsschicht hervorruft, sind nach Pinkerton [9] die Voraussetzungen gegeben, um eine längs des grössten Teils der Profiltiefe der Messung recht nahe kommende Druckverteilung zu berechnen. Meist nur etwa im letzten Viertel der Profiltiefe treten grössere Abweichungen zwischen Theorie und Messung auf, die darauf zurückzuführen sind, dass das

Verfahren die Verdickung des Profils durch die Reibungsschicht nur teilweise, nämlich nur die entwölbende Wirkung der ungleichen Verdickung auf Saug - und Druckseite, berücksichtigt und den Einfluss des Hinausrückens des hinteren Staupunktes von der Hinterkante weg in das Nachlaufgebiet garnicht erfasst. Wir können jedoch diese Abweichung zwischen Rechnung und Messung wesentlich verkleinern, wenn wir die Druckverteilungsrechnung (wieder mit dem Pinkerton-Verfahren für einen um den Nachlaufkörper verlängerten und um den Betrag der Verdrängungsdicke δ^* ⁴⁾ verdickten Profilumriss wiederholen.

Wir beschreiben nachfolgend den Gang einer solchen Rechnung, wollen jedoch gleich darauf hinweisen, dass man auf Grund des Ergebnisses einiger solcher Rechnungen praktisch auch mit einer Abschätzung der Verbesserung, die die genauere Rechnung bringen kann, auskommt.

Die Form des Nachlaufkörpers ist etwa nach Bild 9 zu entwerfen. Seine Länge kann man stets mit etwa 15 bis 20 o/o der Profiltiefe annehmen (sie hat auf den Druckverlauf am Profil, der ja allein interessiert, keinen grossen Einfluss). Die noch unbekannte Stellung des Nachlaufkörpers zum Profil ist zwar für die Nulllauftriebsrichtung und damit für die Zirkulation, die das ergänzte Profil rein potentialtheoretisch haben müsste, entscheidend; da uns aber diese Zirkulation im Anschluss an die Rechnung I für Druckverteilung und Reibungsschicht (ohne Verdickung und ohne Verlängerung durch den Nachlaufkörper) mit dem aus Bild 7 folgenden Wert A_s bekannt ist, so tritt im Verlauf der Druckverteilungsrechnung ganz zwangsläufig eine Berichtigung der zunächst vielleicht nicht ganz richtig gezeichneten Stellung des Nachlaufkörpers zum Profil ein, ohne dass eine

4) Wir wollten die Ergebnisse der Rechnungen ohne bzw. mit Verdickung des Profils um δ^* und Ergänzung durch den Nachlaufkörper mit dem Index I bzw. II kennzeichnen. Innerhalb dieser Rechnungsgruppen ist dann durch Iteration zwischen Druckverteilungs - und Reibungsschicht-Berechnung noch jeweils eine Verbesserung der Näherungsergebnisse möglich, die wir mit hochgestellten, in Klammern gesetzten, arabischen Ziffern andeuten wollen.

zeichnerische Verbesserung entworfen zu werden braucht.

Mit der verbesserten Druckverteilung kann man nun eine bessere Näherung für die Verdrängungsdicke, δ_{II}^+ (1), bestimmen und mit dieser die Profilverdickung verbessern. (Die Hinterkante des Nachlaufkörpers lässt man dabei der Einfachheit halber an der gleichen Stelle liegen und ändert nur den Verlauf der Umrisskurve auf der Saugseite, vergl. Bild 23). Zugleich findet man eine zweite Näherung für die Werte ϑ_g/l und ϑ_D/l (Jmpulsverlustdicke in 90 % der Tiefe des wirklichen Profils auf Saug - und Druckseite), mit der man die Grösse Δs_0 und damit den c_a - Wert bei gegebenem α_∞ noch etwas verbessern kann. Nach einem oder nach zwei weiteren Schritten kann dieses Iterationsverfahren in der Regel abgebrochen werden.

Der hier beschriebene Rechnungsgang, der auch ohne weiteres auf Profile mit Spreizklappe anzuwenden ist, ist ziemlich zeitraubend. Wir müssen uns daher fragen, ob der Genauigkeitsgewinn gegenüber den Ergebnissen der Rechnung I ohne Profilverdickung und ohne angefügten Nachlaufkörper den Zeitaufwand lohnt.

Bei der Durchrechnung von Beispielen, u.a. Bild 23 bis 31, zeigte sich nun, dass die genauere Rechnung II etwa im letzten Viertel der Profiltiefe etwas niedrigere Werte für den Formparameter η und für die Jmpulsverlustdicke ϑ liefert als die Rechnung I, so dass $c_a \max$ nach der genaueren Rechnung etwas höher ausfällt (η_{Kr} nach (6) wird erst bei höherem c_a erreicht) als wenn man nur die Rechnung I durchführt. Da nun der Unterschied zwischen der Rechnung I für η und dem genaueren η - Verlauf in verschiedenen Fällen im Bereich von $c_a \ max$ ungefähr gleich gross ausfiel, vergl. Bild 25, 28, 31, können wir auch schon mit η_I auskommen, wenn wir den Wert η_{Kr} nach (6) um diesen Unterschied grösser ansetzen. Dieser Unterschied beträgt an der von uns gewählten Kontrollstelle (in 90 % der Profiltiefe) rund 0,1, so dass an dieser Stelle im Bereich von $c_a \ max$ für η_{Kr} der Ausdruck

$$\eta_{Kr} = 0,9 + \frac{0,2}{1 - 0,5 \frac{d(q/q_\infty)}{d(1/l)}} \quad \quad (6a)$$

$x/l = 0,9$

Bild 42 und 43, zu betrachten. Aus diesen Bildern geht deutlich hervor, dass der Formparameter η im Nasenteil des Profils eher kritische Werte erreicht, als im hinteren Profilteil. Mit wachsender Re-Zahl deutet sich allerdings eine Verschiebung der Ablösegefahr zum hinteren Profilteil hin an (das Extremum der Kurve $\eta(s/l)$ im Nasenteil verschwindet), Bild 42, wobei gleichzeitig noch weitere $c_{a \max}$ - Erhöhungen möglich erscheinen.

Zum Vergleich mit den Rechnungen stehen uns hier nur Kraftmessungen zur Verfügung und zwar für das Profil 0009 die Messung des NACA - Rep. 586 [24], für 0009-E 4 eine eigene (noch nicht veröffentlichte) Messung. Die Rechnung ergibt bei $Re = 1 \cdot 10^6$ für das Profil 0009 $c_{a \max} = 1,06$, für 0009 - E 4 $c_{a \max} = 0,83$ (der mit 0009 verglichen kleinere $c_{a \max}$ - Wert ist durch den kleineren Nasenradius und den grösseren Hinterkantenwinkel bedingt). Die hiermit zu vergleichenden Werte der Kraftmessungen sind $c_{a \max} = 0,88$ und 0,75. Wenn man annimmt, dass die Druckverteilungsmessung wie bei den Profilen der Reihe 230 ein um 0,13 höheres $c_{a \max}$ als die Kraftmessung ergibt, so können $c_{a \max} = 1,01$ für 0009 und $c_{a \max} = 0,88$ für 0009 - E 4 als Vergleichsmesswerte gelten. Das Ergebnis der Rechnung ist unter dieser Voraussetzung als befriedigend zu bezeichnen.

Die Erhöhung von $c_{a \max}$ beim Uebergang von $Re = 1 \cdot 10^6$ auf $3 \cdot 10^6$ beträgt für Profil 0009 rechnerisch 0,11, nach der NACA - Messung 0,41 ($c_{a \max} = 1,50$). Setzt man in der Rechnung die bei der NACA - Messung vorhandene effektive Re-Zahl $Re_{eff} = 8,3 \cdot 10^6$ als wirkliche Reynoldsche Zahl ein, so ergibt sich $c_{a \max} = 1,24$, d.h. eine $c_{a \max}$ - Erhöhung von nur 0,18. (Eine stichhaltige physikalische Begründung für ein Gleichsetzen von Re und Re_{eff} lässt sich allerdings nicht angeben). Dass die rechnerischen $c_{a \max}$ - Werte bei grossen Re-Zahlen zu klein ausfallen, hängt (ausser mit dem beschränkten Re-Bereich von Bild 7) offenbar damit zusammen, dass unser Ablösekriterium, Gl. (6), als unabhängig von der Re-Zahl angenommen wurde, während eine Verringerung der Ablösegefahr mit wachsender Re-Zahl wahrscheinlich ist (vergl. VI 2).

e) Erklärung der festgestellten Änderung von $c_{a \max}$ mit dem Dickenverhältnis.

Die Rechnung ergab in Uebereinstimmung mit der Messung für Profile mit einem Dickenverhältnis $d/l = 0,12$ bis $0,15$ Bestwerte für $c_{a \max}$. Wenn wir nach einer Erklärung für diesen Sachverhalt suchen, so können uns die gerechneten Kurven $\eta (s/l)$, Bild 35 bis 43, einige Aufschluss geben. Bei der Kurve $\eta (s/l)$ für das dünne Profil 23009 fällt auf, dass η im Nasenteil gleich verhältnismässig grosse Werte η erreicht, um dann zur Hinterkante hin nur noch wenig anzusteigen. Bei dem dicken Profil 23021 dagegen bleibt η im Nasenteil infolge des geringen Druckanstieges (grosser Nasenradius) klein, wächst aber dann im hinteren Profilteil wegen des durch den grossen Hinterkantenwinkel bedingten starken Druckanstieges schnell an, so dass der im Nasenteil erhaltenen Gewinn an Sicherheit gegen Strömungsablösung wieder aufgewogen wird. Es gibt dann offenbar ein bestimmtes Profildickenverhältnis zwischen $0,09$ und $0,21$, bei dem der Druckanstieg auf den Nasen- und Schwanzteil des Profils so verteilt ist, dass η an der Hinterkante (bezw. an der von uns gewählten Kontrollstelle in 90% der Tiefe) einen Kleinstwert und damit $c_{a \max}$ einen Höchstwert annimmt.

Mit wachsendem Dickenverhältnis findet zugleich eine Verschiebung des Druckminimums in Strömungsrichtung statt, die durch die Verkürzung der Laufstrecke der turbulenten Reibungsschicht wieder $c_{a \max}$ erhöhend wirkt. Offenbar beginnt dieser Einfluss etwa von $d/l = 0,20$ ab, den $c_{a \max}$ verringérnden Einfluss des grösser werdenden Hinterkantenwinkels zu übertreffen, so dass in der Endwirkung mit wachsender Profildicke wieder ein $c_{a \max}$ -Anstieg einsetzt.

Zusammenfassend erscheint es wichtig festzustellen, dass ausser dem Druckanstieg im Nasenteil und der Lage des Druckminimums auch der mit dem Hinterkantenwinkel wachsende Druckanstieg im Schwanzteil eines Profils auf $c_{a \max}$

entscheidenden Einfluss hat

Die übliche Spreizklappe hebt den Druckanstieg im Schwanzteil auch bei grossen Hinterkantenwinkeln weitgehend auf. Dadurch kann der Vorteil des grossen Nasenradius und der grossen Rücklage des Druckminimums dicker Profile zur Geltung kommen und $c_a \max$, wie bekannt, bei über $d/l = 0,15$ wachsendem Profildickenverhältnis noch weiter ansteigen. Zu diesem Ergebnis führte uns auch die Berechnung von $c_a \max$ für Profile mit Spreizklappe, mit der wir uns im folgenden Abschnitt befassen werden.

III. Profile mit Spreiz - und Wölbungsklappe.

1.) Grundsätzliches.

Hinter Profilen mit Spreizklappe und (wenn der Klappenausschlag α_{Kl} grösser als etwa 20° ist) auch mit Wölbungsklappe bildet sich ein Totwasser aus, dessen Breite und Tiefenerstreckung vom Klappenausschlag abhängen. Diesem Totwasser überlagert sich noch der von der Reibungsschicht herrührende Nachlauf. Totwasser und Reibungsschicht-Nachlauf stellen dann ein Gebilde dar, das in seiner aerodynamischen Wirkung dem in Abschnitt II 2) definierten Nachlaufkläppchen entspricht. Es stellt sich wie dieses windfahnenartig bei jedem Profilanstellwinkel anders zum Profil ein und beeinflusst dadurch je nach seiner Breite und wirk samen Länge mehr oder weniger stark die am Profil auftretende Zirkulation.

Die Aufstellung einer allgemein gültigen Beziehung für die Zirkulation ist hier gegenüber dem in Abschnitt II 2) behandelten Fall von Profilen ohne Auftriebsklappe dadurch erschwert, dass die Klappentiefe und der Klappenausschlag der Spreiz- oder Wölbungsklappe als neue Einfluss grössen hinzutreten. Um die hier gestellte Aufgabe wenigstens einer Teillösung zuführen zu können, wollen wir uns auf die praktisch hauptsächlich interessierenden grossen

Klappenausschläge- η η_l etwa 45° und mehr - einer 0,2 l tiefen Klappe beschränken. In diesem Fall wird die Aufgabenstellung insofern vereinfacht, als der Einfluss des Reibungsschichtnachlaufs auf die Zirkulation gegenüber dem des viel breiteren Totwassers der Klappe allein gering und vernachlässigbar wird. Dies bedeutet aber, dass die bei einem bestimmten Anstellwinkel am Profil sich einstellende Zirkulation nicht mehr von kleinen Besonderheiten der Profilgestalt, sondern hauptsächlich von der Tiefe und vom Ausschlag der Klappe und in geringem Masse von den Haupt-Formgrößen des Profils (im wesentlichen vom Dickenverhältnis und Nullauftriebwinkel) abhängt. Der Höchstauftriebsbeiwert bleibt dagegen immer noch von den auf die Druckverteilung sich auswirkenden Feinheiten der Profilform abhängig. Im besonderen wirkt sich auch hier (wie bei Profilen ohne Klappe) die Verdickung des Profils durch die Reibungsschicht auf der Saugseite aus.

Wir haben daher bei Profilen mit stark ausgeschlagener und damit grosses Totwasser bildenden Spreiz- (und auch Wölbungs-) Klappe die Möglichkeit, den Verlauf von $c_a(\alpha_\infty)$ für irgend ein theoretisch zu untersuchendes Profil auf Grund schon vorhandener Messungen an ähnlichen Profilen mit gleicher Klappenordnung abzuschätzen [11]. Mit bekanntem Verlauf von $c_a(\alpha_\infty)$ kann aber dann die Druckverteilung des Profils bei den verschiedenen Anstellwinkeln nach dem in [11] beschriebenen Verfahren berechnet und durch Reibungsschichtberechnungen festgestellt werden, bei welchem Anstellwinkel $c_{a \max}$ auftritt.

Es wird also z. B. möglich sein, den Einfluss einer Änderung des Nasenradius, der Dickenrücklage oder anderer Formänderungen eines Profils mit Spreiz- oder Wölbungsklappe auf $c_{a \max}$ zu berechnen.

[11)

In einer früheren Arbeit [11] hat der Verfasser einen Weg für eine rein theoretische Abschätzung der Zirkulation von Klappenprofilen mit Totwasser entwickelt. Die Ergebnisse dieser Abschätzung haben sich jedoch nicht in allen Fällen als befriedigend erwiesen, so dass die hier vorgeschlagene, sich an Messungen anlehrende Abschätzung vorzuziehen ist. Eine Verbesserung des rein theoretischen Verfahrens erscheint jedoch durchaus möglich, wenn auf die in [11] gemachten, stark vereinfachenden Annahmen bei der mathematischen Fassung des **Grundgedankens** verzichtet wird.

Der Einfluss der Verdickung des Profils durch die Reibungsschicht der Saugseite auf $c_a \max$ und auf die Impulsverlustdicke δ lässt sich bei Profilen mit Spreizklappe, wie aus Bild 23 bis 31 hervorgeht, wieder näherungsweise mit Gl. (6a) bzw. (12) oder etwas genauer mit Gl. (6b) und (12a) erfassen. Bei Profilen mit Wölbungsklappe beginnt das Totwasser bereits am Klappenknick, also i.a. schon in etwa 80 % der Profiltiefe. Hier muss man dann mit dem Ablösekriterium der Gl. (6) arbeiten.

2.) Vergleich zwischen Rechnung und Messung.

Zur Nachprüfung dieses Verfahrens haben wir $c_a \max$ für die Profile NACA 23009, 15, 18 und 21 berechnet, ausgehend von der angehähert geltenden Beziehung für $c_a (\alpha_\infty)$

$$c_a = K \sin(\alpha_\infty + \beta)$$

mit den nachstehenden, aus NACA - Rep. 610 entnommenen, z.T. interpolierten Werten k und β

Profil	k	B
23009	5,27	14,0
23015	5,10	14,6
23018	5,32	15,0
23021	5,56	15,3

Die erhaltenen $c_{a\max}$ Werte sind im oberen Teil von Bild 34 eingezeichnet. Die zugehörigen Kurven $\eta (s/l)$ zeigen die Bilder 44 bis 47. Zum Vergleich sind wieder DVL - und NACA - Messungen eingetragen.

Die Rechenergebnisse liegen verglichen mit der DVL - Druckverteilungsmessung und der auf $\Lambda = \infty$ umgerechneten NACA - Kraftmessung bei mittleren Dickenverhältnissen et-

was zu tief. In den Messungen deutet sich ein Bestwert von $c_a \text{ max}$ etwa bei $d/l = 0,2$ an, während nach der Rechnung $c_a \text{ max}$ ziemlich linear mit d/l weiter ansteigt 12). Wenn man in Betracht zieht, dass auch zwischen den DVL- und den NACA-Messwerten beträchtliche Unterschiede festzustellen sind, so kann das Ergebnis der Rechnung wenigstens bis zu Dickenverhältnissen $d/l = 0,2$ als gut brauchbar bezeichnet werden.

Zu bemerken ist noch, dass die Lage des Umschlagpunktes auf der Druckseite bei grossen Spreizklappen-Ausschlägen (auf die wir uns hier ja beschränkt haben) praktisch keinen Einfluss auf die Zirkulation hat. Auf die Berechnung der Reibungsschicht der Druckseite konnte daher verzichtet werden.

Zusammenfassung.

Aufbauend auf bekannte Verfahren zur Berechnung der Druckverteilung und der Reibungsschicht von Profilen wird ein Weg zur rechnerischen Bestimmung des Verlaufs von $c_a (\alpha_\infty)$ und von $c_a \text{ max}$ eines beliebigen Profils, ohne und mit Spreiz- oder Wölbungsklappe, für Reynoldssche Zahlen bis $3 \cdot 10^6$ und - wenn man etwas Unsicherheit in Kauf nimmt - bis etwa $8 \cdot 10^6$ beschrieben.

Die für eine grössere Zahl von Beispielen durchgeführten Rechnungen zeigen zum überwiegenden Teil befriedigende Übereinstimmung mit den Messungen. Die Genauigkeit des Verfahrens kann noch verbessert werden, wenn es gelingt, über die hier gegebenen Verbesserungsvorschläge hinaus ein genaueres, vor allem die Re-Zahl berücksichtigendes Ablösekriterium für die turbulente Reibungsschicht aufzustellen.

Der Rechnungsgang gliedert sich in der Reihenfolge seiner Durchführung in nachstehende Abschnitte:

12)

Die Beschränkung von $c_a \text{ max}$ bei grossen Profildicken ist hier wahrscheinlich auf eine entwölbend wirkende (auch rechnerisch feststellbare) Strömungsablösung auf der Druckseite vor dem Klappenknick zurückzuführen, da der Druckanstieg in diesem Bereich mit zunehmender Profildicke wächst.

1.) Profile ohne Klappe.

a) Berechnung der Druckverteilung des vorgegebenen Profils,

nach dem Verfahren von Theodore von - P i n k e r t o n [7] bei verschiedenen Anstellwinkeln mit einer ersten Näherung für die Grösse $\Delta \epsilon_0$ (Gl. (10d)), die den Einfluss der Reibungsschicht auf die Zirkulation und auf die Druckverteilung erfasst.

b) Berechnung der Reibungsschicht auf Saug- und Druckseite.

a) Laminare Reibungsschicht

nach Gl. (1) und (2)

b) Umschlagpunkt laminar/turbulent

frühest möglicher Umschlagpunkt = Jndifferenzpunkt nach Bild 2 mit Gl. (3), spätester Umschlagpunkt = laminare Ablösestelle ($X_{Abl} \approx -0,08$).

c) Turbulente Reibungsschicht.

Nur Impulsverlustdicke δ/l (s/l) nach Gl. (4), ausgehend von einer mittleren Lage des Umschlagpunktes zwischen Jndifferenzpunkt und laminarer Ablösestelle, berechnen.

e) Bestimmung einer zweiten Näherung der Grösse $\Delta \epsilon_0$.

aus den Impulsverlustdicken $(\delta_s/l)^{(1)}$ und $(\delta_D/l)^{(1)}$ auf Saug- bzw. Druckseite an der Stelle $x/l = 0,9$ mit Bild 7 und Gl. (10c).

a₁) Berechnung einer zweiten Näherung der Druckverteilung.

Ist der Unterschied zwischen $\Delta \epsilon_0^{(2)}$ und $\Delta \epsilon_0^{(1)}$ grösser als etwa $0,5^\circ$, so ist die Druckverteilungsrechnung mit $\Delta \epsilon_0^{(2)}$ zu wiederholen und eine neue Reibungsschichtberechnung, wie beschrieben, durchzuführen. (In der Regel kommt man mit der

von $\Delta \epsilon_0^{(1)}$ ausgehenden Druckverteilungsrechnung aus und braucht $\Delta \epsilon_0^{(2)}$ nur noch zur Berichtigung von c_a nach Gl. (8)

b₁) Berechnung einer zweiten Näherung der Reibungsschicht.

Die Berücksichtigung der Verbesserungen der Druckverteilung nach a₁) bringt nur noch geringe Änderungen von s/l und δ_D/l . Nun berechnet man für die Saugseite auch noch den Verlauf des Formparameters η nach Gl. (5) mit Berücksichtigung von Pkt b) B) und entwirft die Auftragungen $\eta(s/l)$, $\eta_{x/l=0.9}^{(c_a)}$, vergl. Bild 35 bis 47, sowie $\eta_{\text{Krit}}(c_a)+0.1$ an der Stelle $x/l = 0.9$ (ist nicht gleich $s/l = 0.9$) nach Gl. (6a). Der Schnittpunkt der Kurven $\eta(c_a)$ und $\eta_{\text{Krit}}(c_a)+0.1$ für die Stelle $x/l = 0.9$ ergibt c_a^{\max} . Wenn η schon im Nasenteil des Profils den Wert 0,8 überschreitet, so ist η_{Krit} nach Gl. (6) für die ablösegefährdetsten Stellen (vergl. Bild 42) über c_a aufzutragen. c_a^{\max} ist in diesem Fall durch den Schnittpunkt dieser Kurve $\eta(c_a)$ mit der Kurve $\eta_{\text{Krit}}(c_a)$ gegeben.

2.) Profile mit Spreiz- oder Wölbungsklappe.

$$(l_{\text{KL}}/l \geq 0.2, \eta_{\text{KL}} \geq 45^\circ)$$

a) Abschätzung des Verlaufs von $c_a(\alpha_\infty)$ auf Grund von Messungen an ähnlichen Profilen, z.B. in der Form

$$c_a = k \sin(\alpha_\infty + \beta)$$

b) Berechnung der Druckverteilung

des Profils mit Totwasser-Schwanzstück nach [11].

c) Berechnung der Reibungsschicht

auf der Profilsaugseite wie für Profile ohne Klappen, jedoch gleich einschließlich des Verlaufs von $\eta(s/l)$. Auffinden von c_a^{\max} wie für Profile ohne Klappe.

VI. Anhang:

Zur Frage der Abhängigkeit des Gruschwitzschen
Ablösekriteriums η_{Kr} vom Druckgradienten und von
der Reynoldsschen Zahl.

1.) Allgemeines.

Zur Berechnung der turbulenten Reibungsschicht gilt z.Zt. das Verfahren von E. Gruschwitz [12], allenfalls in der neuerdings von A. Kehl [13] vorgeschlagenen, verbesserten Form (vergl. Fussnote 2)) immer noch als das geeignete. Nicht ganz geklärt ist bei diesem Verfahren allerdings die Frage, bei welchem Wert des Formparameters $\eta = 1 - (\frac{u_0}{U})^2$ (u_0 = Geschwindigkeit in der Reibungsschicht im Wandabstand $y = \delta$, δ = Impulsverlustdicke, U = Potentialgeschwindigkeit am Rande der Reibungsschicht) Ablösung eintritt.

Die Messungen von H. Schmidbauer [18] zeigten, dass der ursprünglich von Gruschwitz angegebene Wert $\eta_{Kr} = 0,8$ als Kriterium für Strömungsablösung, wenigstens in Fällen mit schwachem Druckanstieg im Ablösungsgebiet, zu niedrig ist und dass selbst bei $\eta = 0,95$ noch keine Ablösung einzutreten braucht. η_{Kr} ist also offenbar vom Druckanstieg im Ablösungsgebiet und wahrscheinlich auch von der Reynoldsschen Zahl abhängig.

2.) Abhängigkeit vom Druckgradienten.

Zur Nachprüfung der Abhängigkeit des Ablösekriteriums vom Druckanstieg erscheinen einige Druckverteilungsmessungen mit Strömungsbeobachtung am Profil NACA 23015 im grossen Wasserkanal der AVA [26], Bild 48 bis 53, und daran angeschlossene Reibungsschichtberechnungen, Bild 54, geeignet.

Die Strömungsaufnahme Bild 51, Anstellwinkel $\alpha_{\infty} = 11^\circ$, lässt keine Strömungsablösung erkennen. In Bild 52, $\alpha_{\infty} = 13^\circ$,

deutet die unregelmässige Aufhellung des Farbfadens im hinteren Profilteil auf Ablösung, etwa von der mit Pfeil bezeichneten Stelle ab, hin. Bild 53, $\alpha_{\infty} = 14^\circ$, ist ein Beispiel einer schon im vorderen Profilteil abgelösten Strömung. Zu den bei diesen Anstellwinkeln gemessenen Druckverteilungen, Bild 48 bis 50 und Zahlentafel 1, wurde nun der Verlauf der Impulsverlustdicke δ und des Gruschwitzschen Formparameters η nach dem vereinfachten Gruschwitz-Verfahren [14] (siehe Abschnitt II 2 b) berechnet (Bild 54) mit den Voraussetzungen: $\frac{\tau_0}{U_\infty^2} = 0,002$, $\delta^*/\delta = 1,5$, Fortsetzung des linearen Zusammenhangs zwischen η und $\frac{\delta}{q} \frac{dq}{ds}$ über $\eta = 0,8$ hinaus. Die laminare Reibungsschicht wurde nach (1) und (2), Abschnitt II 2b)a), ermittelt. Der Umschlag der laminaren Reibungsschicht in den turbulenten Zustand wurde im Geschwindigkeitsmaximum angenommen, das praktisch bei allen 4 Anstellwinkeln etwa an der gleichen Stelle ($s/l = 0,02$, s vom Schnittpunkt der Auftragssehne mit dem Profilumriss gemessen) lag.

Während im Fall $\alpha_{\infty} = 13^\circ$ mit Strömungsablösung bei schwachem Drückanstieg ($d(q/q_{\infty})/d(s/l) \approx -2 \approx \text{konst.}$ von $s/l = 0,62$ bis $0,72$) im hinteren Profilteil (Bild 52) der Ablösestelle ein Wert η von etwa 0,90 zugeordnet ist, erreicht η im Fall $\alpha_{\infty} = 14^\circ$, Bild 53, mit Ablösung bei starkem Drückanstieg ($d(q/q_{\infty})/d(s/l) \approx -16 \approx \text{konst.}$ von $s/l = 0,119$ bis etwa $0,200$) im vorderen Profilteil an der Ablösestelle nur einen Wert von etwa 0,80 (diese η - Werte können infolge der beschränkten Genauigkeit der Druckverteilungsmessung um etwa 1 bis 2 Einheiten der zweiten Kommastelle unsicher sein).

Dieses Ergebnis steht im Einklang mit den Feststellungen von Schmidbauer [18].

Bemerkenswert ist noch, dass die Ablösestelle in beiden Fällen durch ein Maximum der Kurve $\eta(s/l)$ gekennzeichnet erscheint.

Es liegt nun nahe, die Veränderlichkeit des Ablösekriteriums η_{Kr} mit dem Druckgradienten im Ablösebereich (der bei unseren Messungen allerdings nicht genau zu bestimmen ist) unter Vernachlässigung eines wahrscheinlich noch vor-

handenen Einflusses der Re-Zahl durch eine empirische Formel auszudrücken. Wenn man noch annimmt, dass den Grenzwerten $\frac{d(q/q_\infty)}{d(s/l)} = \infty$ und 0 die Werte $\eta = 0,8$ bzw. 1,0 zugeordnet sind, so erfüllt die Formel

$$\eta_{kr} = 0,8 + \frac{0,2}{1 - 0,5 \frac{d(q/q_\infty)}{d(s/l)}} \quad \dots \quad (6)$$

den gewünschten Zweck.

Diese Formel kann natürlich nur ein Notbehelf sein, vor allem, da der zu vermutende Einfluss der Re-Zahl auf η_{kr} noch nicht darin zum Ausdruck kommt.

Erwünscht ist nach wie vor ein das Gruschwitz-Verfahren ablösendes Verfahren, das auf genaueren physikalischen Grundlagen aufbaut. Die schon besprochene Arbeit von A. K e h l [13] stellt einen Fortschritt in dieser Richtung dar, bedarf jedoch noch der Ergänzung durch Untersuchungen bei sehr kleinen Re-Zahlen ($Re_g < 500$ bis etwa 10), wie sie praktisch im Bereich des Druckminimums vorkommen können, sowie durch Untersuchungen über das Ablösekriterium.

3.) Abhängigkeit von der Re-Zahl.

Die Druckverteilungsmessungen von Pinkerton am Profil NACA 4412 bei verschiedenen Re-Zahlen [21] geben uns, wenn auch mit einiger Unsicherheit, die Möglichkeit, auf mittelbarem Weg nachzuprüfen, ob eine Abhängigkeit des Gruswitzschen Ablösekriteriums von der Re-Zahl besteht.

Wir berechnen zu diesem Zweck für die gemessenen Druckverteilungen den Verlauf von η längs der Profilabwicklung s mit dem bei allen unseren Rechnungen benützten vereinfachten Gruswitzschen-Verfahren (Abschnitt II 2 b).

Die bei den Messungen von Pinkerton nicht näher bezeichnete Stelle der turbulenten Strömungsablösung ist dann, wie wir im vorhergehenden Abschnitt 2) feststellten, ziemlich eindeutig an einem Maximum von η (s) erkennbar,

Bild 55 bis 61. Vergleicht man nun diese Maximalwerte von η bei verschiedenen Re-Zahlen an Stellen s, an denen bei allen Re-Zahlen gleicher Druckgradient $\frac{d}{d}(\frac{q}{q_\infty})$ herrscht, so können die Unterschiede dieser Werte $\eta_{\max} = \eta_{Kr}$ als Einfluss der Re-Zahl gedeutet werden. Eine solche Stelle ist die Profilhinterkante und, wenn man kleine Unterschiede im Druckgradienten zulässt, auch der ganze Bereich von $x/l = 0,9$ bis 1,0. Bild 62 zeigt die Auftragung der in diesem Bereich aus den Bildern 55 bis 61 entnommenen Werte η_{Kr} über der mit den zugehörigen Werten ϑ gebildeten Re-Zahl (Zahlenwerte siehe Zahlentafel 2).

η_{Kr} fällt hiernach mit wachsender Re-Zahl zunächst ab und zwar von $\eta_{Kr} = 0,93$ bei $Re_\vartheta = 460$ auf 0,84 bei $Re_\vartheta = 10^4$, um dann wieder ziemlich rasch auf Werte über 0,9 anzusteigen. Bei $Re_\vartheta \approx 29000$ ist schon $\eta_{Kr} = 0,97$ erreicht.

Das Minimum von η_{Kr} bei $Re_\vartheta = 10000$ ist etwas fragwürdig. Es steht auch im Widerspruch zu den Messungen am Profil NACA 23015 im Wasserkanal, auf deren Grundlage für $\frac{d}{d}(\frac{q}{q_\infty}) = -0,65$ nach Gl. (6) ein Wert $\eta_{Kr} = 0,95$ errechnet wird ($Re_\vartheta \approx 8300$).

Dieses Ergebnis erscheint zu wenig gesichert, um daraus Schlüsse bezüglich einer Abhängigkeit des Wertes η_{Kr} von der Re-Zahl abzuleiten. Wir dürfen jedoch aus Bild 62 mit einiger Sicherheit herauslesen, dass η_{Kr} nicht stark von Re_ϑ abhängig ist, so dass die Beziehung (6) als Faustformel zu Recht besteht.

Zahlentafel 1

NACA 23015 mit Spreizklappe, $\frac{l_{KL}}{l} = 0,2$, $\eta_{KL} = 60^\circ$,
 Druckverteilungsmessung im grossen Wasserkanal der AVA
 $(0,75 \times 1,0 \text{ m}^2)$ [26].

s/l	$\alpha = 11^\circ$			13°			14°		
	$(U/U_\infty)^2$	v/l	η	$(U/U_\infty)^2$	v/l	η	$(U/U_\infty)^2$	v/l	η
-0,507	0,58			0,58			0,51		
-0,408	0,39			0,35			0,39		
-0,308	0,64			0,64			0,58		
-0,209	0,20			0,14			0,20		
-0,155	0,14			0,08			0,08		
-0,085	0,02			0,08			0,02		
-0,044	0,08			0,27			0,08		
-0,026	0,39			0,76			0,59		
0	4,59			6,20			3,42		
0,020	7,93	$0,60 \cdot 10^4$	0,1	9,48	$0,58 \cdot 10^4$	0,1	6,26	$0,69 \cdot 10^4$	0,1
0,043	7,38	1,18	0,490	8,49	1,22	0,497	5,40	1,42	0,490
0,066	6,51	1,97	0,544	7,25	2,14	0,556	4,84	2,22	0,535
0,119	5,27	4,16	0,586	5,77	4,51	0,591	3,54	5,24	0,622
0,198	3,99	8,86	0,636	4,22	9,86	0,661	2,24	14,1	0,800
0,295	3,17	15,5	0,676	3,30	17,4	0,719	2,12	17,0	0,703
0,420	2,68	25,7	0,684	2,55	30,1	0,813	2,06	20,8	0,633
0,519	2,31	33,0	0,732	2,18	41,6	0,864	2,00	23,9	0,607
0,622	2,12	41,2	0,740	2,00	49,3	0,877	2,00		
0,720	1,94	50,3	0,760	1,81	61,9	0,912	1,94		
0,809	1,94	52,9	0,728	1,75	67,5	0,908	1,94		
0,887	1,75	65,6	0,774	1,69	72,9	0,894	1,94		
0,935	1,81	63,8	0,742	1,75	70,0	0,831	1,94		
1,008	1,75	75,3	0,762	1,69	73,5	0,838	2,00		

s/l = 0 = Schnittpunkt der Auftragungs-Sehne mit Profilumriss

s/l = 1,045 = Hinterkante.

Zahrentafel 2

Zahlenwerte zu Bild 62.

$Re = \frac{U_{\infty} l}{\nu}$	v/l	$\frac{d (q/q_{\infty})}{d (s/l)}$	$Re_{\theta} = \frac{U \theta}{\nu}$	$n_{Kr} (=n_{max})$
$0,038 \cdot 10^6$	$122,0 \cdot 10^4$	-0,85	462	0,93
0,091.	96,5.	-0,77	877	0,90
0,171.	85,7.	-0,68	1460	0,89
0,682.	75,5.	-0,51	4740	0,85
1,288.	66,9.	-0,53	8620	0,84
2,385.	92,6.	-0,68	22100	0,91
3,11.	91,7.	-0,55	28520	0,97

Schrifttum.

- [1] J. Stupper, Auftriebsverminderung eines Flügels durch seinen Widerstand. ZFM 1933 Nr. 16 (3).
- [2] Th. v. Karman, Quelques problemes actuels d'aérodynamique. Journée internationale de l'aérodynamique, Paris 1932.
- [3] C.B. M illikan und A.L. Klein, The effect of turbulence. An investigation of maximum lift coefficient and turbulence in Wind-tunnels and in flight - Aircraft Eng., Bd. 5 (1933), S. 169.
- [4] Th. v. Karman und C.B. M illikan, A theoretical investigation of the maximum lift coefficient. Journal ApplMechn. 2 A 21 - A 27 (1935).
- [5] C.B. M illikan, Further experiments on the variation of the maximum lift coefficient with turbulence and Reynolds-number. Trans. Amer. Soc. mech. Engr. (1934).
- [6] L. Howarth, The theoretical determination of the lift coefficient for a thin elliptic cylinder. Proc. Roy. Soc. Lond. A 868, Bd. 149 (1935), S. 558.
- [7] O. Schrenk und A. Walz, Theoretische Verfahren zur Berechnung von Druck - und Geschwindigkeitsverteilungen, Jahrb.d.deutschen Luftf.Forschg. 1939 I, S. 29.
- [8] T. Theodosen und I.E. Garrick, General potential theory of arbitrary wing section NACA - Rep. 452 (1933).
- [9] R.M. Pinkerton, Calculated and measured pressure distributions over the midspan section of the NACA 4412 airfoil. NACA-Rep. 563 (1936)
- [10] W. Kochanowsky, Zur Berechnung der Druckverteilung über den Umfang beliebig geformter Flügelschnitte. Jahrb.d.deutsch.Luftf.-Forschg. 1937 I, S.52, und 1938 I, S.82, Verlag: R.Oldenbourg, München und Berlin.

- [11] A. W a l z , Berechnung der Druckverteilung von Klappenprofilen mit Totwasser, Jahrb.d.deutsch. Luftf.-Forschg. 1940 I, S. 265.
- [12] E. G r u s c h w i t z , Die turbulente Reibungsschicht in ebener Strömung bei Druckabfall und Druckanstieg. Jng.Arch.2.Ed., 1932.
- [13] A. K e h l , Untersuchungen über konvergente und divergente turbulente Reibungsschichten, Göttinger Dissertation 1942. Ing. Arch. Ed. 13 (1943) N.5.
- [14] Ueber die laminare und turbulente Reibungsschicht. Preisarbeiten des Preisausschreibens 1940 der LGL, Bericht S. 10,
- [15] Bericht über die Sitzung "Grenzschichtfragen" am 28. und 29.Oktober 1941 in Göttingen, Bericht LGL 141.
- [16] D.R. H a r t r e e , On an equation according in Falkner and Skan's approximate treatment of the equations of the boundary layer. Proc.Cambridge Philos. Soc Vol. 33. part II (April 1937).
- [17] L. H o w a r t h , On the solution of the laminar boundary layer equations. Proc.Royal Soc.London, Nr.919, Vol.164 (1938).
- [18] H. S c h n i d b a u e r , Verhalten turbulenter Reibungsschichten an erhaben gekrümmten Wänden, Diss. MÜNCHEN (T.H.) 1934.
- [19] G. W i e s e l s b e r g e r , Die wichtigsten Ergebnisse der Tragflügeltheorie und ihre Prüfung durch den Versuch. Vorträge auf dem Gebiet der Hydro- und Aerodynamik (Innsbruck 1922) Berlin 1924.
- [20] A. B e t z und J. L o t z , Verminderung des Auftriebes von Tragflügeln durch den Widerstand. ZFM 1932, S. 277.
- [21] R.M. P i n k e r t o n , The variation with Reynolds-number of pressure distribution over an airfoil section. NACA Rep. 613 (1938).
- [22] H. D o e t s c h und A. P a s c h k e , Druckverteilungsmessungen und Wägungen an den Profilen NACA 23009, 23012 und 23018 ohne und mit Spreizkleppe im 5 x 7 m-Windkanal der DVL. FB-Nr. 1095 (1939).

- [23] E.N. Jacobs, R.M. Pinkerton, H. Greenberg, Tests of related forward-camber airfoils in the variable-density windtunnel, NACA Rep. 610 (1937).
- [24] E.N. Jacobs, A. Sherman, Characteristics as affected by variations of the Reynolds-number, NACA Rep. 586 (1937), Bericht über die Sondertagung, "Grenzschichtbeeinflussung" am 13.12.38 in Dessau, LGL A 64.
- [25] A. Walz, Versuche mit Reibungsschichtabsaugung an einem Flügelprofil NACA 23015 bei verschiedenen Lagen des Absaugeschlitzes längs Flügeltiefe FB 1611 (1942).
- [27] H.B. Helmbold und F. Keune, Beiträge zur Profilforschung. Bericht der Ernst Heinkel-Flugzeugwerke (1941).
- [28] F. Riegels und H. Wittich, Zur Berechnung der Druckverteilung von Profilen, FB 1527 (1942).
- [29] F. Ringleb, Beiträge zur Profilsystematik, FB 1496 (1941).
- [30] C. Wieselsberger, Flügel mit rauher Druckseite, Ergebnisse der AVA Göttingen, I. Lieferung IV, 4).
- [31] J. Pretsch, Die Stabilität einer ebenen Laminarströmung bei Druckabfall und Druckanstieg, Jahrb.d.deutsch.Luftf.Forschg. 1941, I S. 58.

Bildunterschriften zu Bild 1 bis 5 und 7.

(Arbeitsblätter, getrennt geheftet).

Bild 1: Nomogramm für die Potenz 5,165.

Bild 2: Zur Ermittlung des theoretisch frühest möglichen Umschlagpunktes (Jndifferenz-Punkt) nach Schlichting. Kritische Re-Zahl $Re_0 = \frac{U_0 l}{\nu}$ abhängig vom Formparameter $\lambda^* = \frac{U' \delta^2}{\nu}$ der laminaren Reibungsschicht (aus [15]).

Bild 3: Nomogramm zur schrittweisen Bestimmung der Impulsverlustdicke δ der turbulenten Reibungsschicht nach dem Schema $\delta_2 = A \delta_1 + \epsilon$.

Bild 4 und 5: Kurvenblätter zur schrittweisen Bestimmung des Formparameters η der turbulenten Reibungsschicht nach dem Schema $\eta_2 = B \eta_1 + C$.

Bild 7: Kurvenblatt zur Bestimmung der Funktion ϕ zu gegebenen Werten der Impulsverlustdicken δ_s und δ_D (an der Stelle $x/l = 0,90$ auf Saug - und Druckseite), sowie der Re-Zahl $\frac{U_\infty l}{\nu}$.

Bild 6 im Text!

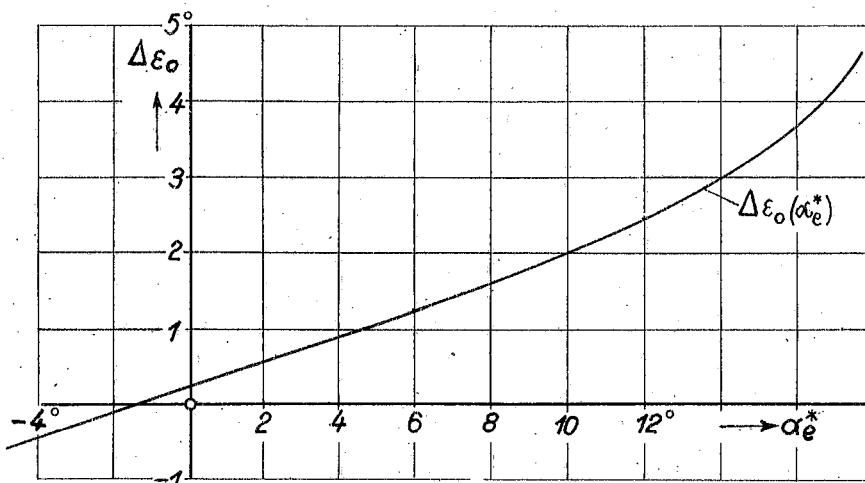


Bild 8: Verkleinerung $\Delta\epsilon_0$ des Nullauftriebswinkels, der die ϵ_0 -Verkleinerung durch Reibungsschichteinflüsse nach Gl. (8) beschreibt, abhängig vom Anstellwinkel α^* gegen die theoretische Nullauftriebsrichtung. Mittelwerte für normale Profile ohne Klappe.

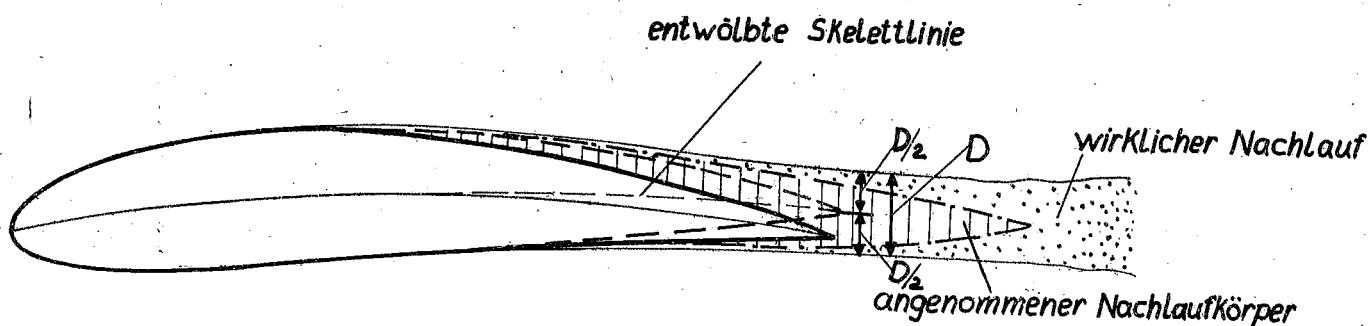


Bild 9: Schematische Darstellung der Entwölbung eines Profils durch die Reibungsschicht.

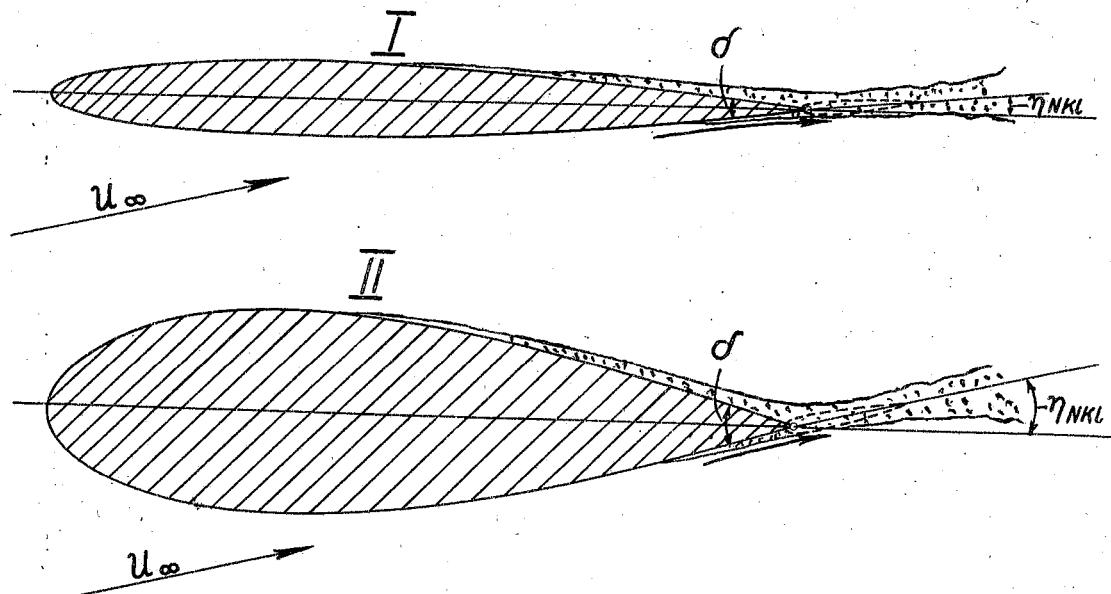


Bild 10: Veranschaulichung des Einflusses des Hinterkantenwinkels δ auf den Ausschlag des "Nachlaufkläppchens". Es ist $\eta_{NKL\text{II}} > \eta_{NKL\text{I}}$.

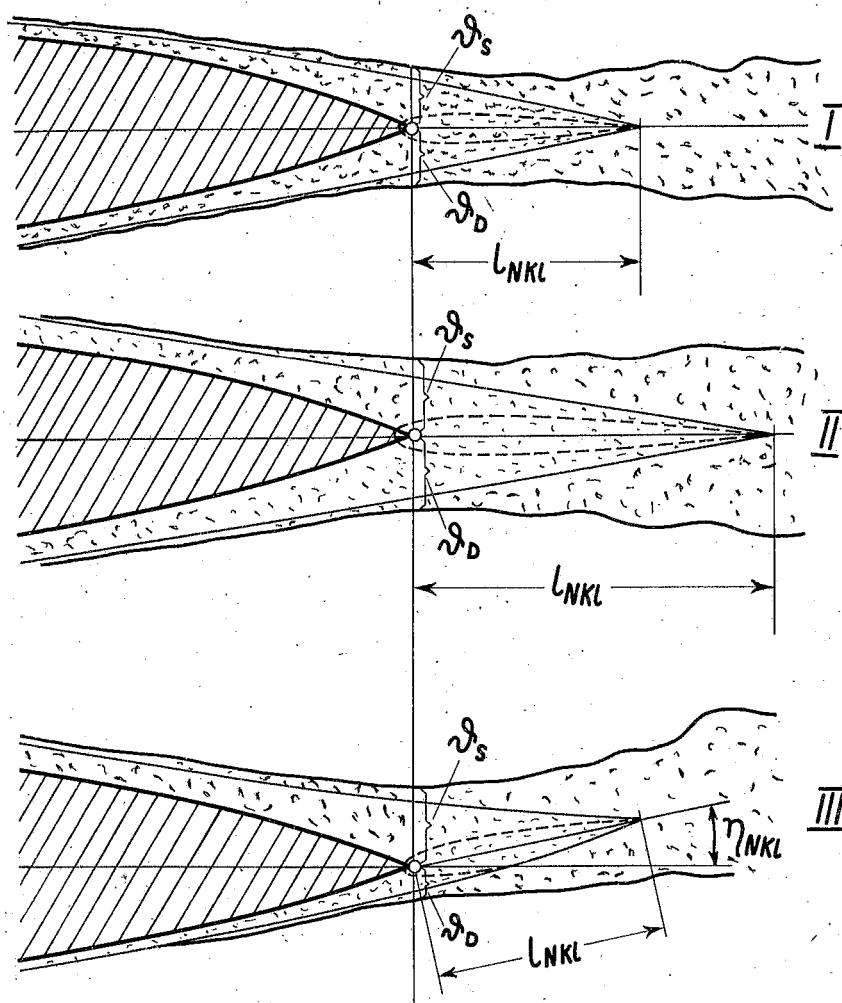


Bild 11: Veranschaulichung des Zusammenhangs zwischen den Reibungsschichtgrößen ϑ_s und ϑ_d (Jmpulsverlustdicke an der Profilhinterkante auf Saug - und Druckseite), der wirksamen Tiefe l_{NKL} und des Ausschlages η_{NKL} des Nachlaufklappchens.

Voraussetzung: $(\vartheta_s + \vartheta_d)_I < (\vartheta_s + \vartheta_d)_{II}$; Folge: $l_{NKL_I} < l_{NKL_{II}}$

$$(\vartheta_s - \vartheta_d)_I = (\vartheta_s - \vartheta_d)_{II}; \quad \eta_{NKL_{Iu.II}} = 0$$

$$(\vartheta_s + \vartheta_d)_{III} = (\vartheta_s + \vartheta_d)_I; \quad l_{NKL_{III}} = l_{NKL_I}$$

$$(\vartheta_s - \vartheta_d)_{III} > 0; \quad \eta_{NKL_{III}} < 0$$

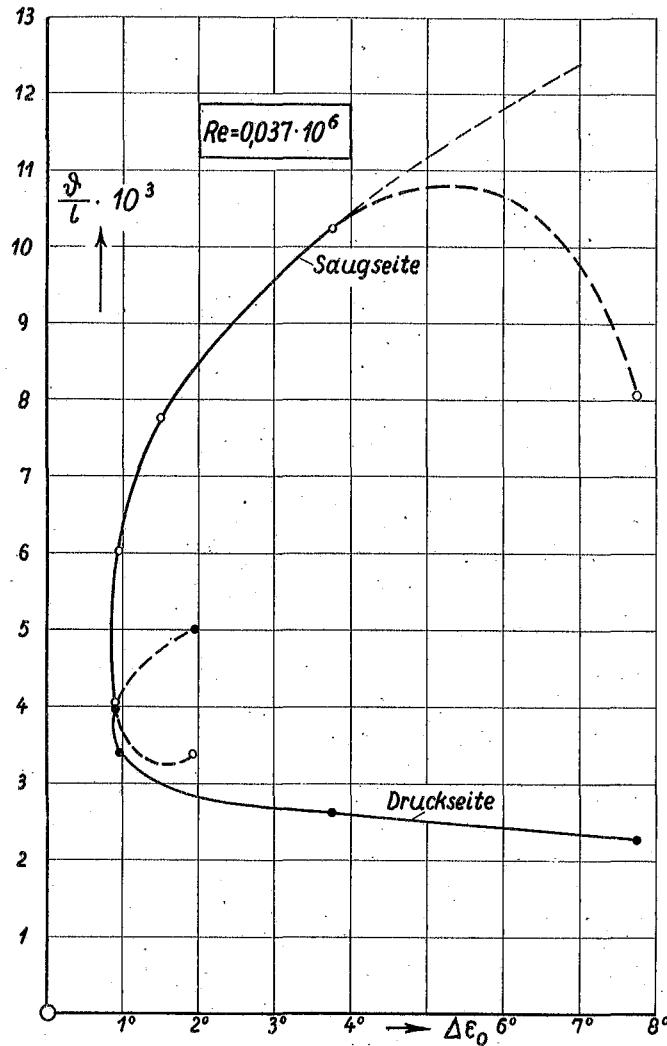


Bild 12

Bild 12 bis 18: Auf der Grundlage gemessener Druckverteilungen des Profils NACA 4412 [21] gerechnete Impulsverlustdicken δ_S und δ_D an der Stelle $x/l = 0,9$ aufgetragen über der Grösse $\Delta \epsilon_0$ bei verschiedenen Re-Zahlen.

Erläuterungen:

—○— Saugseite
—●— Druckseite

○, ● Rechnung mit Umschlagpunkt = Jndifferenzpunkt nach Schlichting.

○, ● { Rechnung unter der Voraussetzung, dass der in manchen Fällen mehr oder weniger deutlich zu erkennende kleine Buckel in der Druckverteilung (siehe) den experimentellen Umschlagpunkt kennzeichnet.

○, ● Rechnung mit Umschlagpunkt = laminare Ablösestelle . $\lambda^* \approx - 0,08$.
Abi.

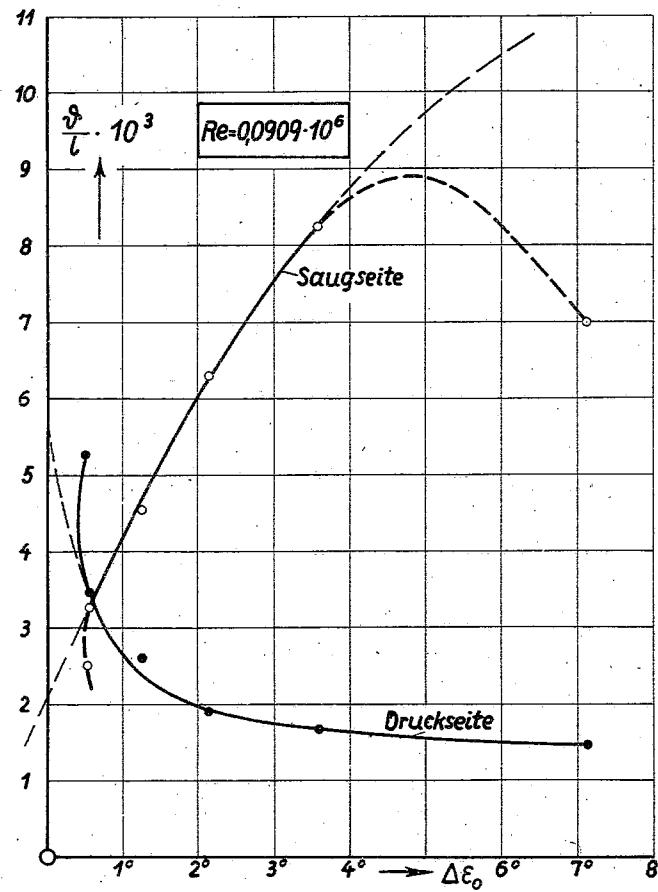


Bild 13

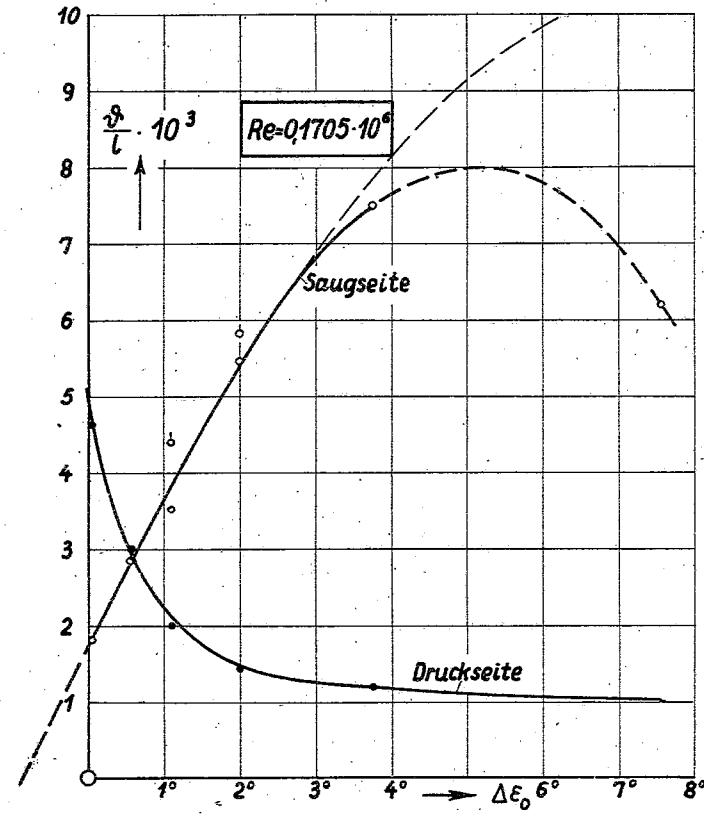


Bild 14

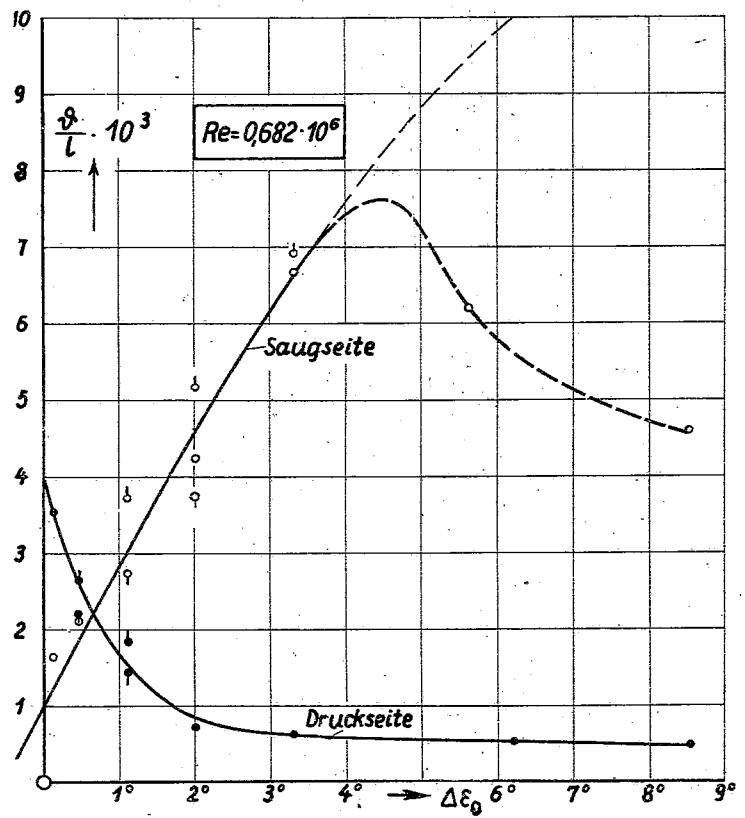


Bild 15

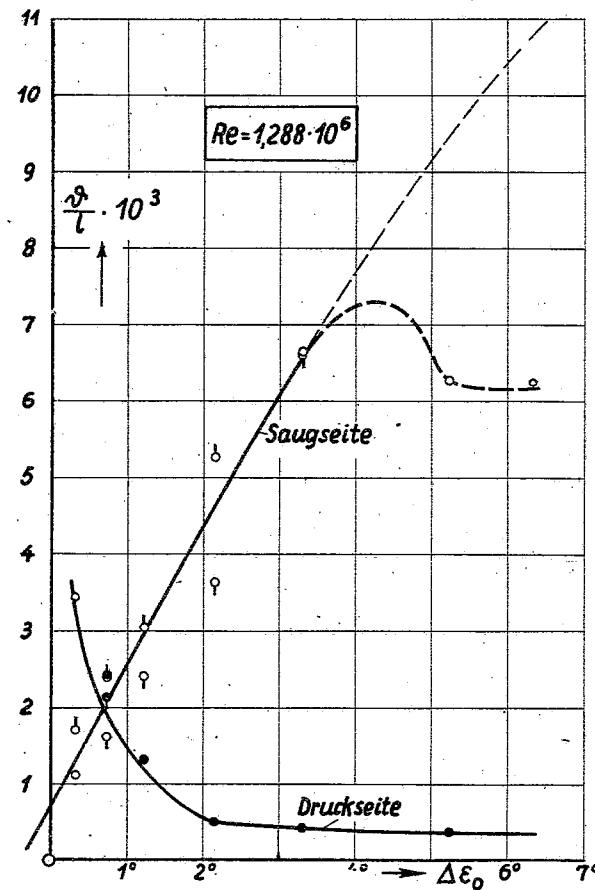


Bild 16

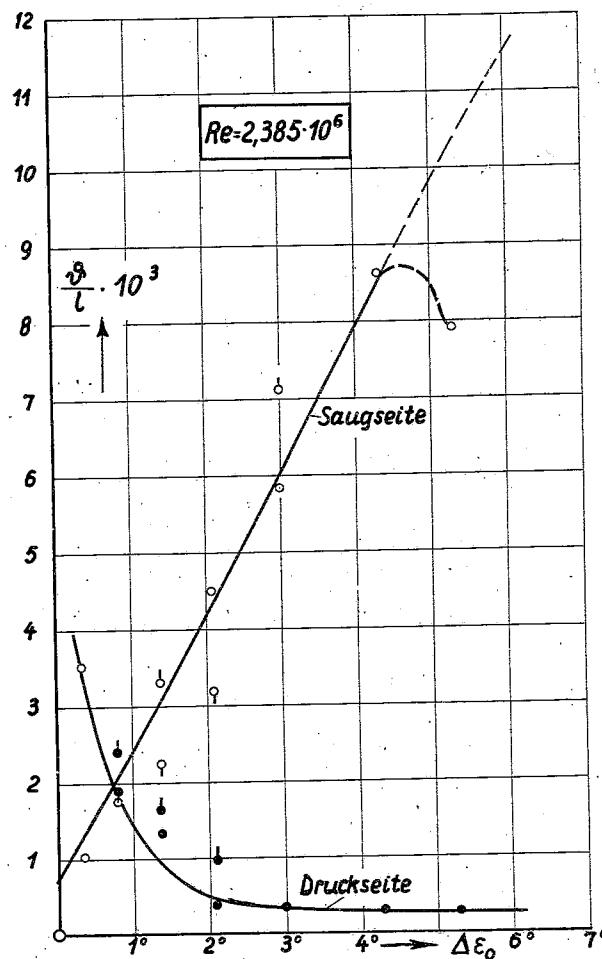


Bild 17

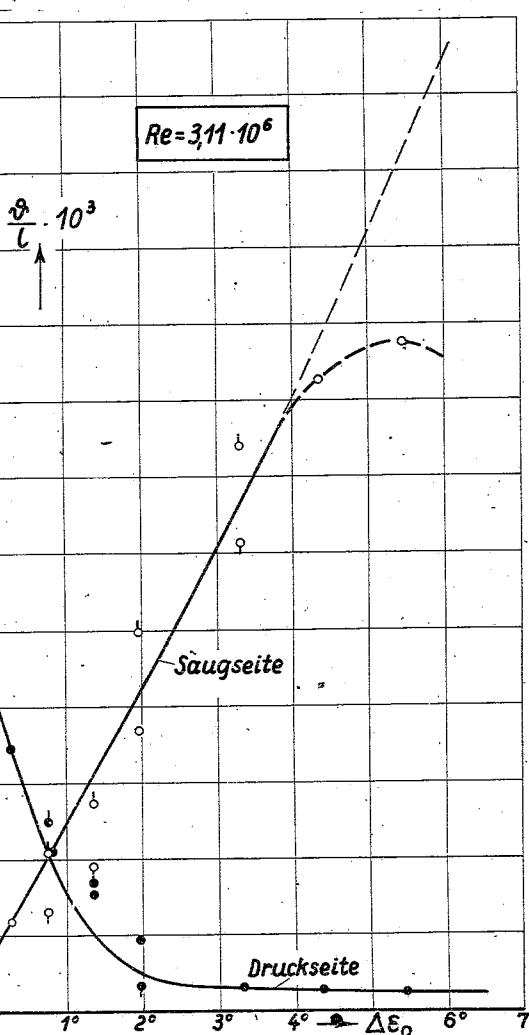


Bild 18

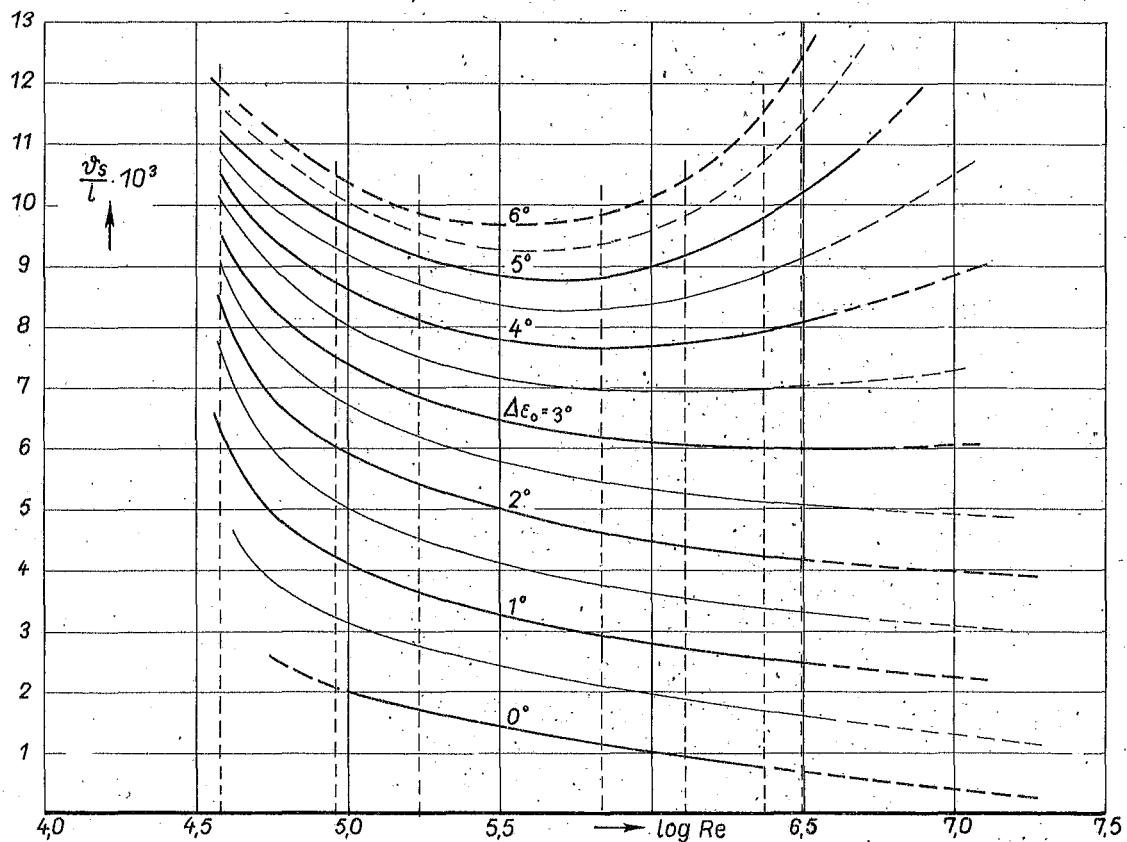


Bild 19

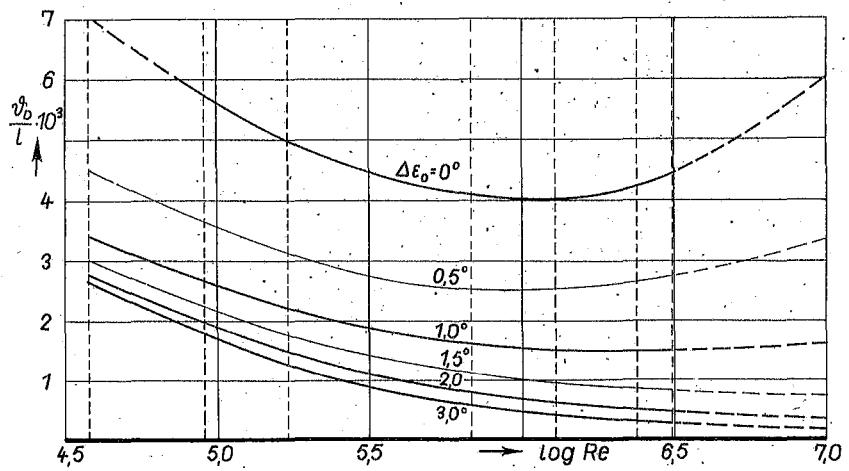


Bild 20

Bild 19 und 20: Auftragung von v_s und v_b über Re mit $\Delta\epsilon_0$ als Parameter.

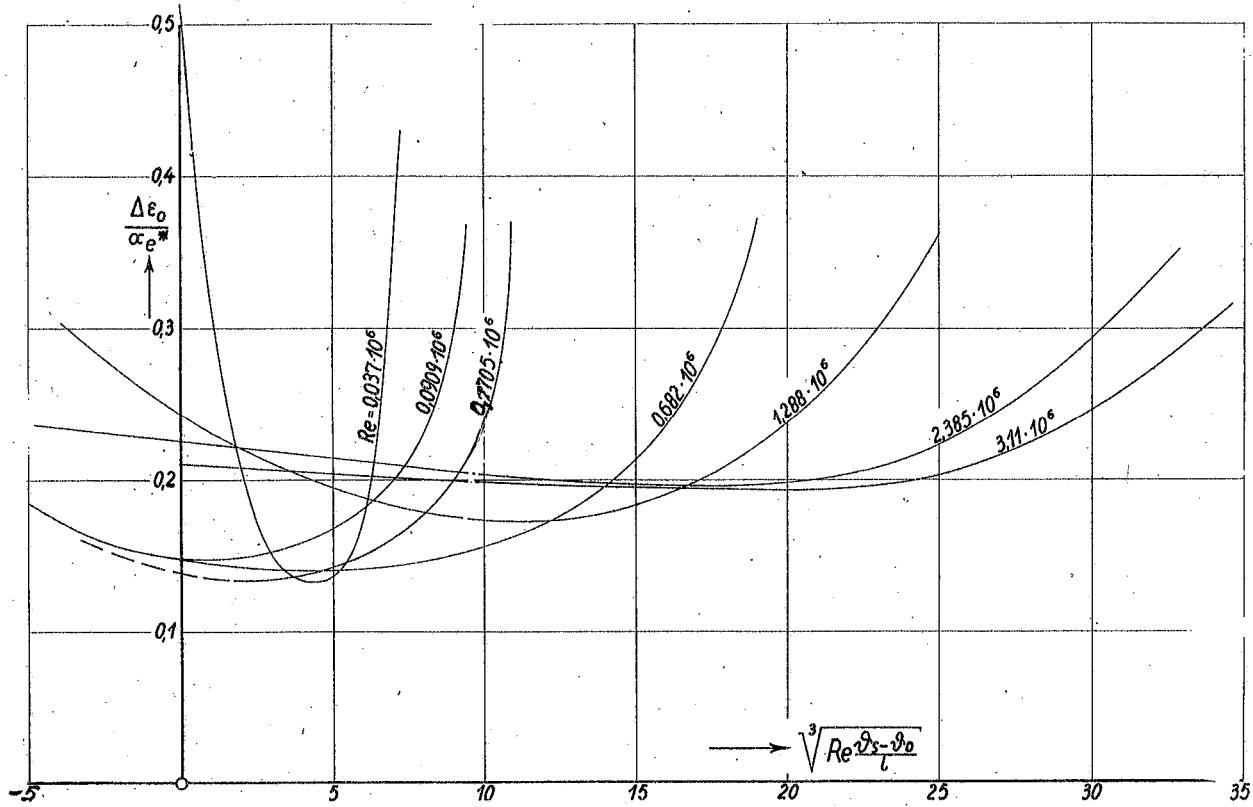


Bild 21

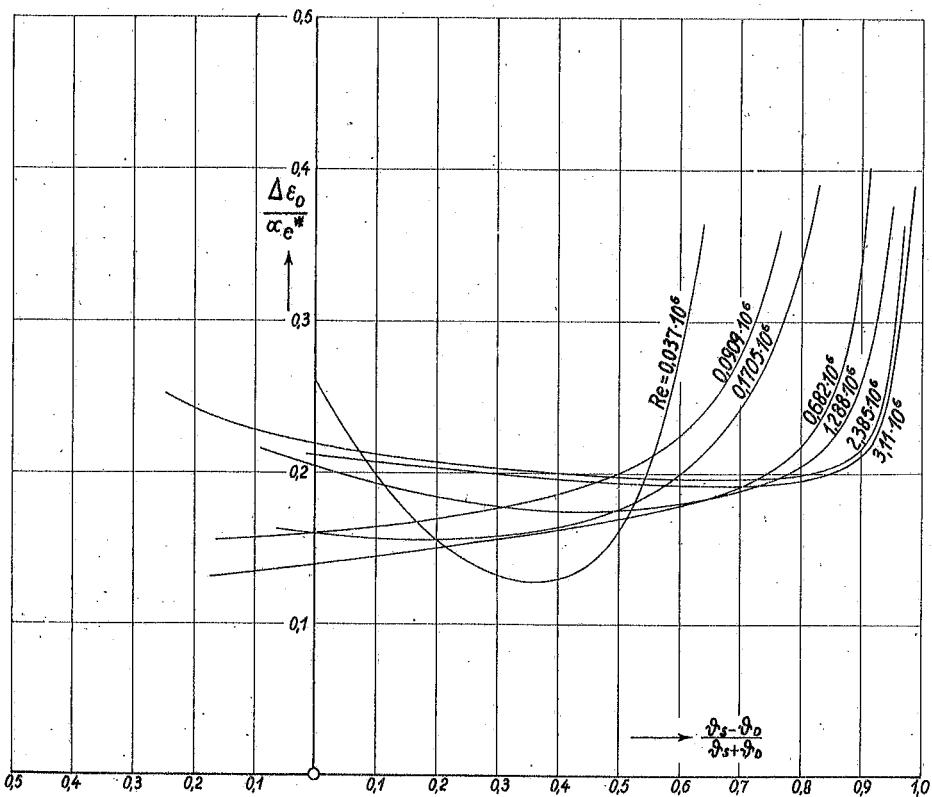


Bild 22

Bild 21 und 22: Auftragung von $(\Delta \epsilon_0 / \alpha_e^*)_{\delta=16^\circ}$ über
 $\sqrt[3]{Re} \frac{\delta_s - \delta_D}{l}$ und $\frac{\delta_s - \delta_D}{\delta_s + \delta_D}$

Bildunterschriften zu Bild 23 bis 31.

Bild 23: Profil NACA 23009. Um die Verdrängungsdicke δ^* bei $c_a = 1,35$: $\alpha_\infty = 13,6^\circ$ verdickter und mit Nachlaufkörper versehener Umriss zur Verbesserung der Druckverteilungsrechnung nach Pinkerton [7, 9].

Bild 24: Profil NACA 23009, Vergleich gerechneter Druckverteilungen mit einer Messung der DVL [22] (im vorderen Profilteil stimmt hier Rechnung I besser mit der Messung überein als Rechnung II).

Bild 25: Profil NACA 23009, Verlauf des Formparameters η und der Impulsverlustdicke ϑ/l der turbulenten Reibungsschicht auf der Profilsaugseite für die in Bild 23 dargestellten Umrisse.

Bild 26: Profil NACA 23009 mit Spreizklappe und Totwasserschwanzstück; um die Verdrängungsdicke δ^* bei $c_a = 2,20$ $\alpha_\infty = 10,7^\circ$ verdickter Umriss zur Verbesserung der Druckverteilungsrechnung nach [7, 9].

Bild 27: Profil NACA 23009 mit Spreizklappe und Totwasserschwanzstück, Vergleich gerechneter Druckverteilungen mit einer Messung der DVL [22] (Rechnung II⁽²⁾ erscheint etwas schlechter als Rechnung II⁽¹⁾; eine befriedigende Erklärung für dieses Ergebnis fehlt. Da an der uns interessierenden Stelle $x/l = 0,9$ nach Bild 28 und 3 offenbar kein wesentlicher Unterschied zwischen $\eta_F^{(1)}$ und $\eta_F^{(2)}$, sowie zwischen $(\vartheta/l)_F^{(1)}$ und $(\vartheta/l)_F^{(2)}$ besteht, ist das Ergebnis dieser Rechnung doch verwertbar). In der Nähe der Profilhinterkante ist der berechnete Druckanstieg verglichen mit dem gemessenen noch immer etwas zu gross).

Bild 28: Profil NACA 23009 mit Spreizklappe und Totwasserschwanzstück, Verlauf des Formparameters η und der Impulsverlustdicke ϑ/l der turbulenten Reibungsschicht auf der Profilsaugseite für die in Bild 26 dargestellten Umrisse.

Bild 29: Profil NACA 23018 mit Spreizklappe und Totwasserschwanzstück. Um die Verdrängungsdicke δ^* bei $c_a = 2,60$ $\alpha_\infty = 14,0^\circ$ verdickter Umriss zur Verbesserung der Druckverteilungsrechnung nach [7, 9].

Bild 30: Profil NACA 23018 mit Spreizklappe und Totwasserschwanzstück, Vergleich gerechneter und gemessener Druckverteilungen mit einer Messung der DVL [22] (vergl. auch Text zu Bild 27).

Bild 31: Profil NACA 23018 mit Spreizklappe und Totwasserschwanzstück. Verlauf des Formparameters η und der Impulsverlustdicke ϑ/l der turbulenten Reibungsschicht auf der Profilsaugseite für die in Bild 29 dargestellten Umrisse.

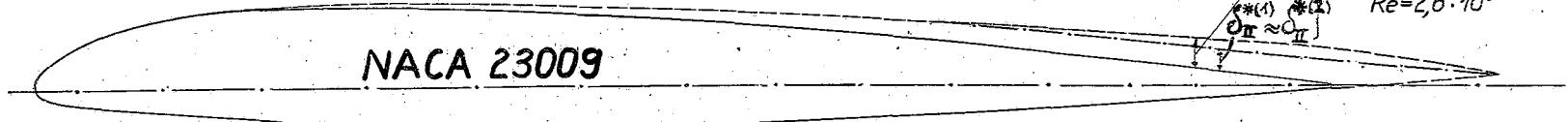


Bild 23

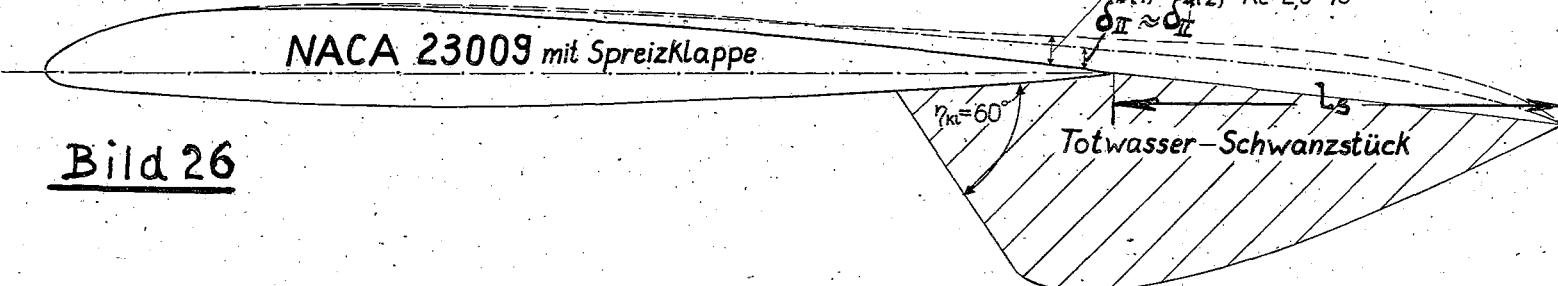


Bild 26

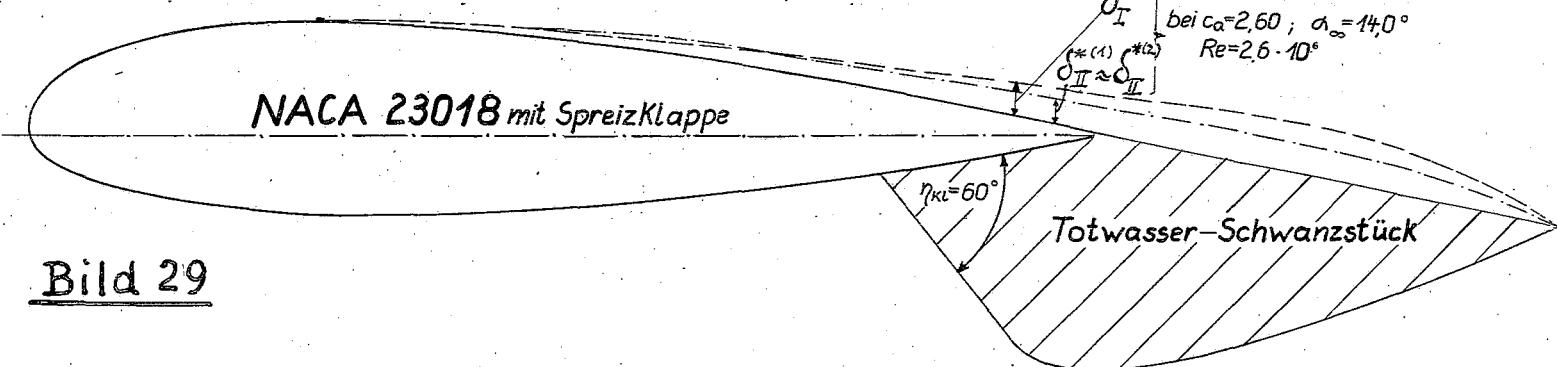


Bild 29

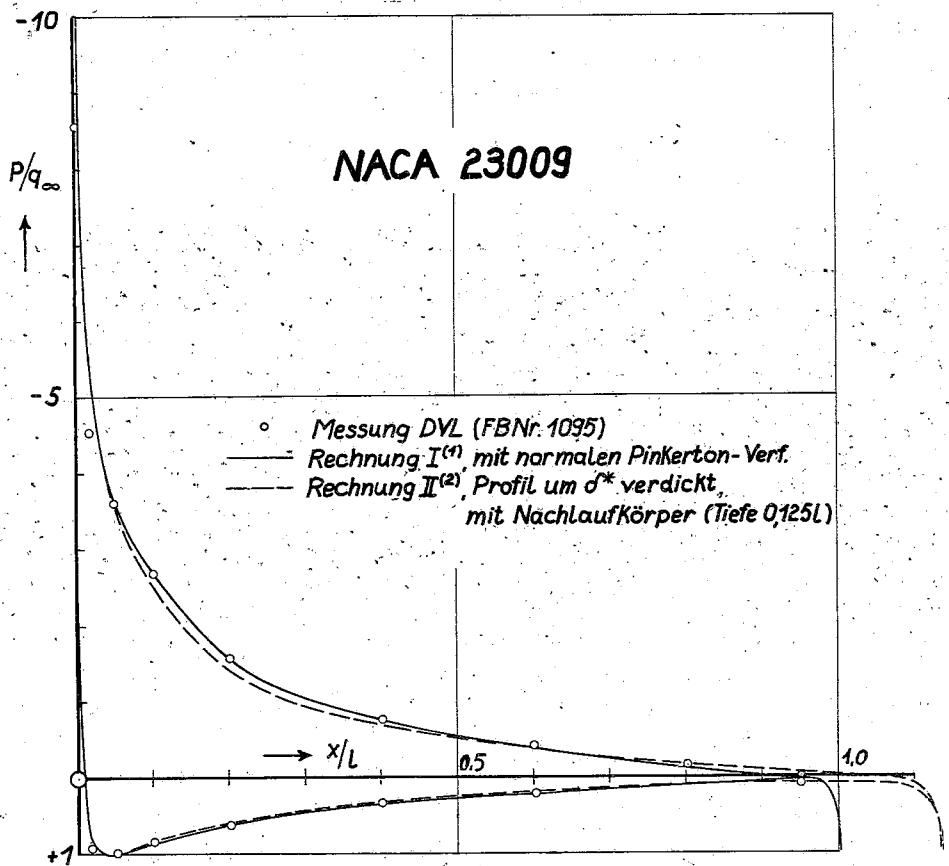


Bild 24

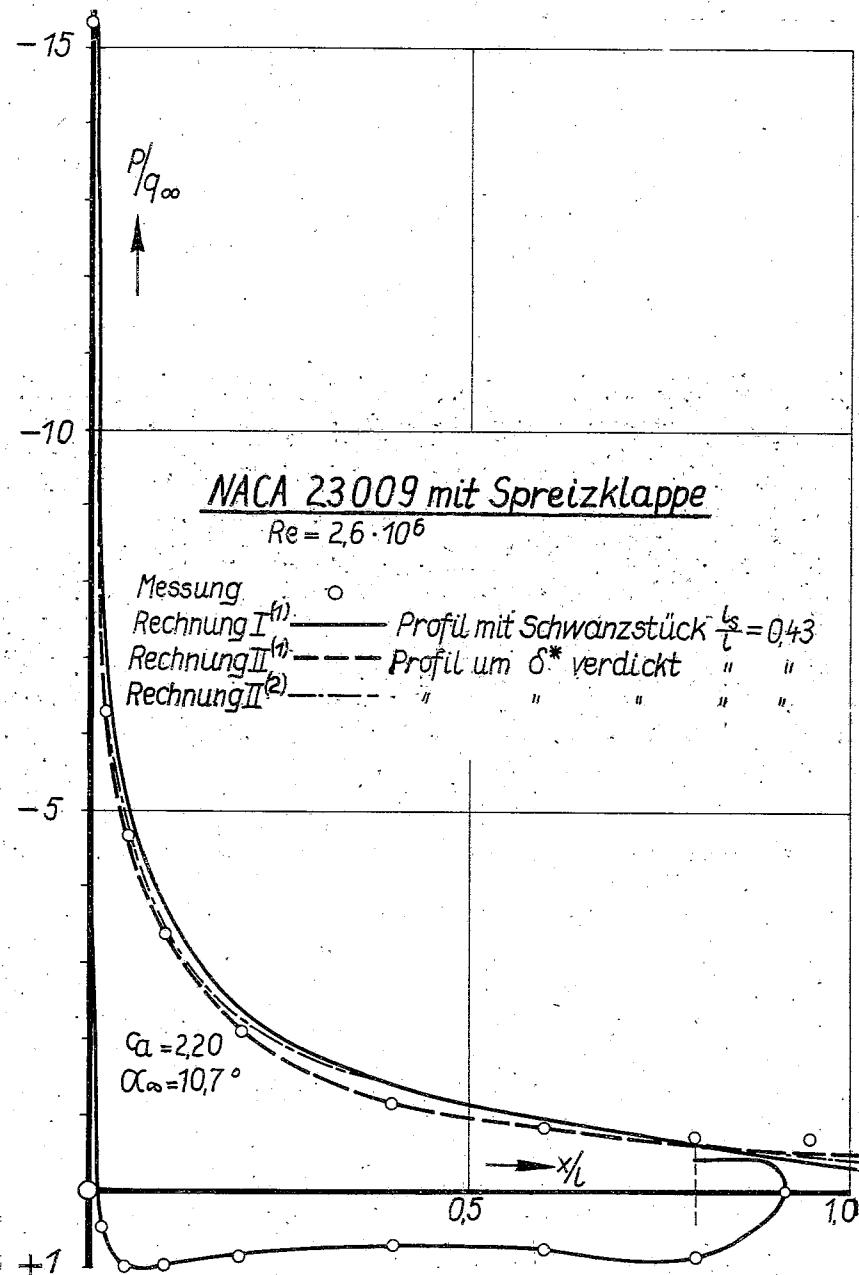


Bild 27

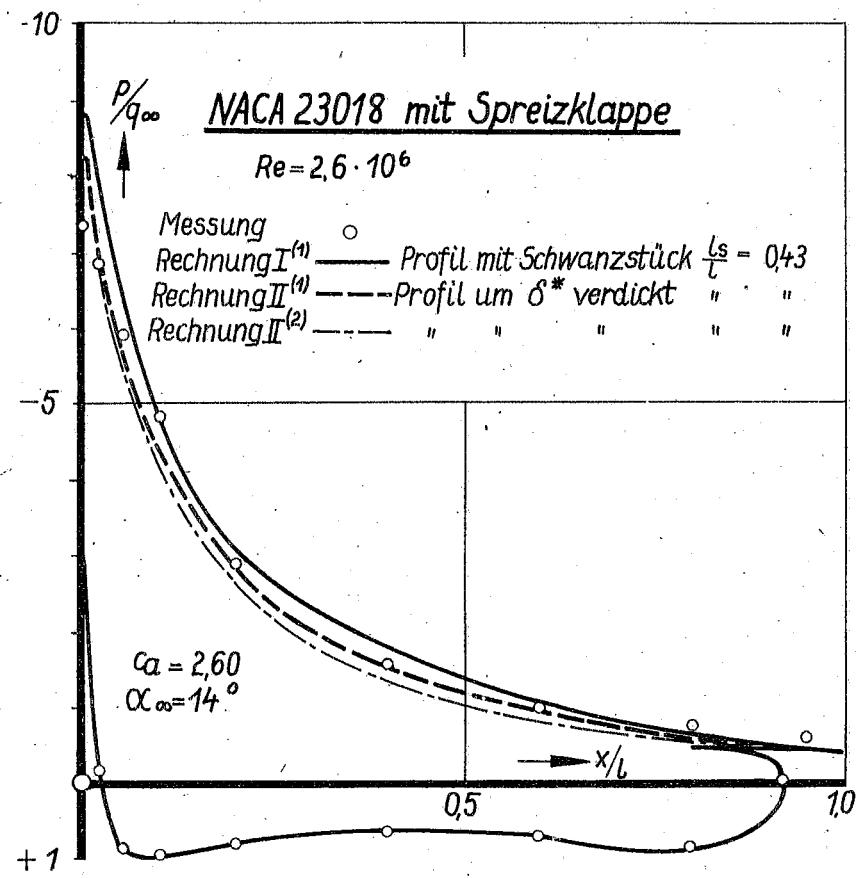


Bild 30

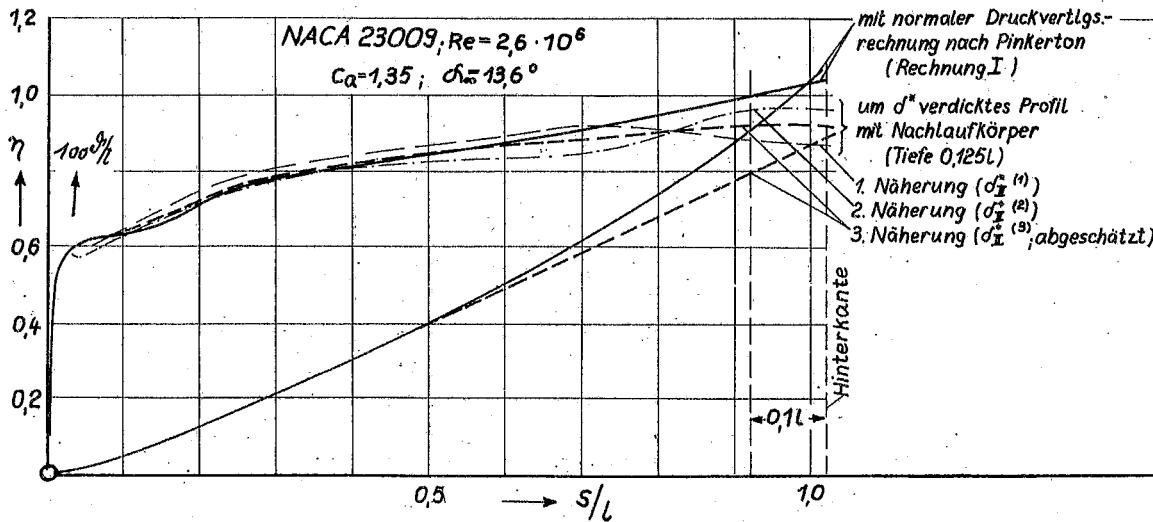


Bild 25

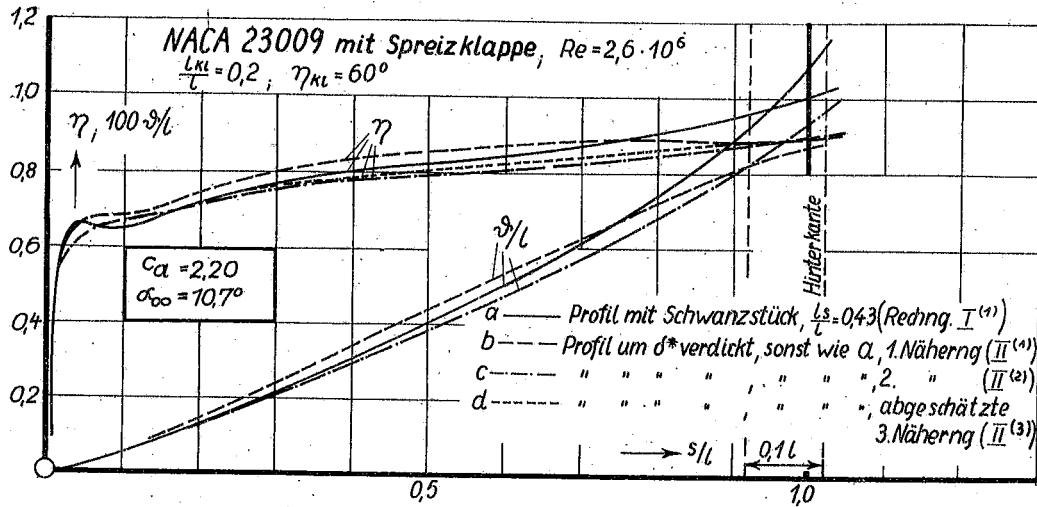


Bild 28

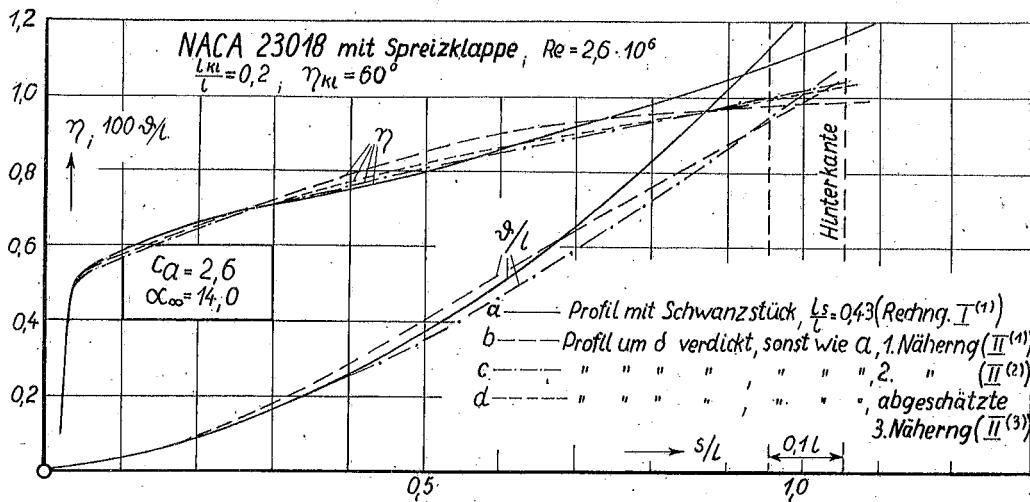


Bild 31

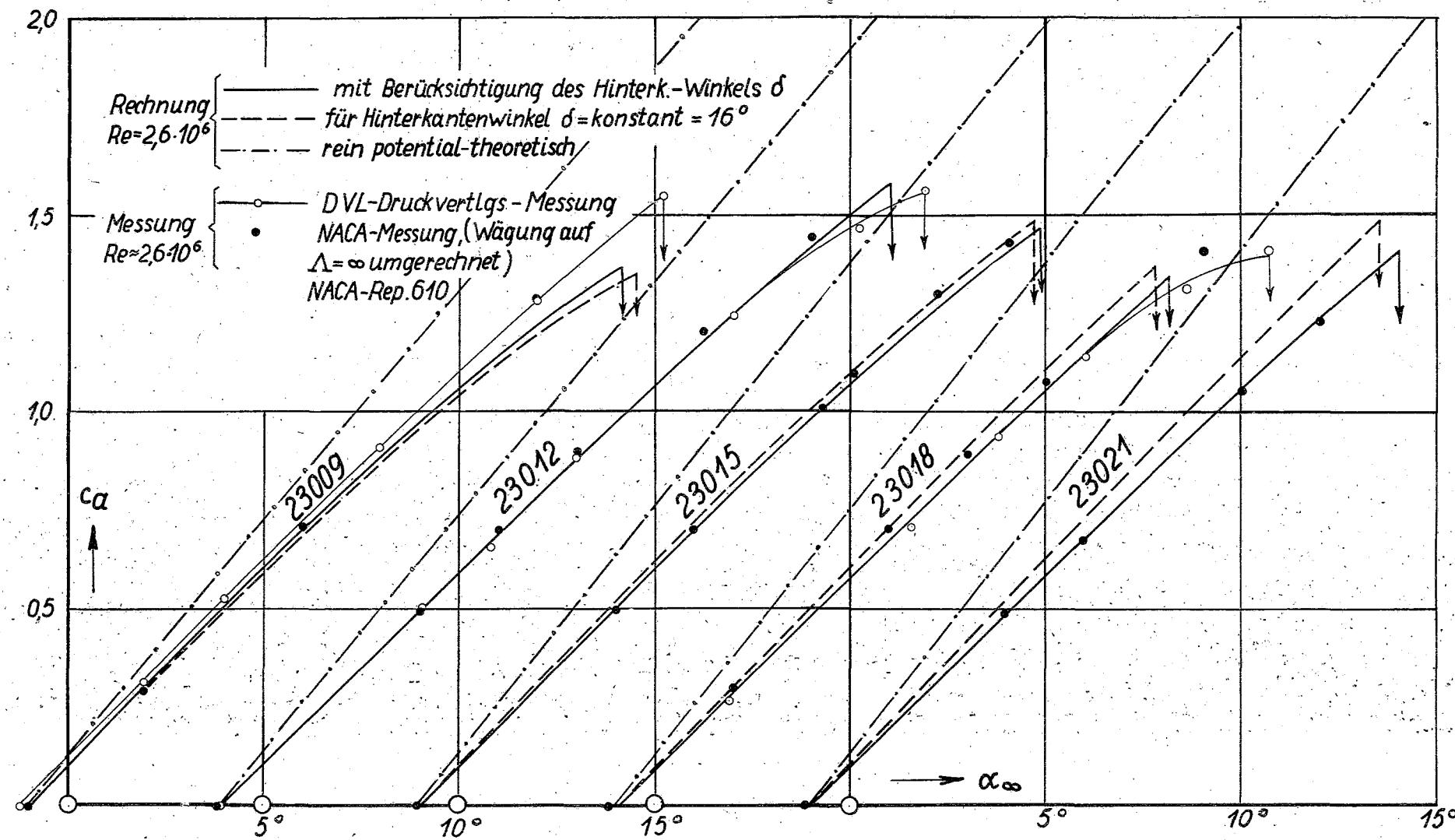


Bild 32: Gemessene und gerechnete $c_a(\alpha_\infty)$ - Kurven der Profile NACA 23009, 12, 15, 18 und 21.

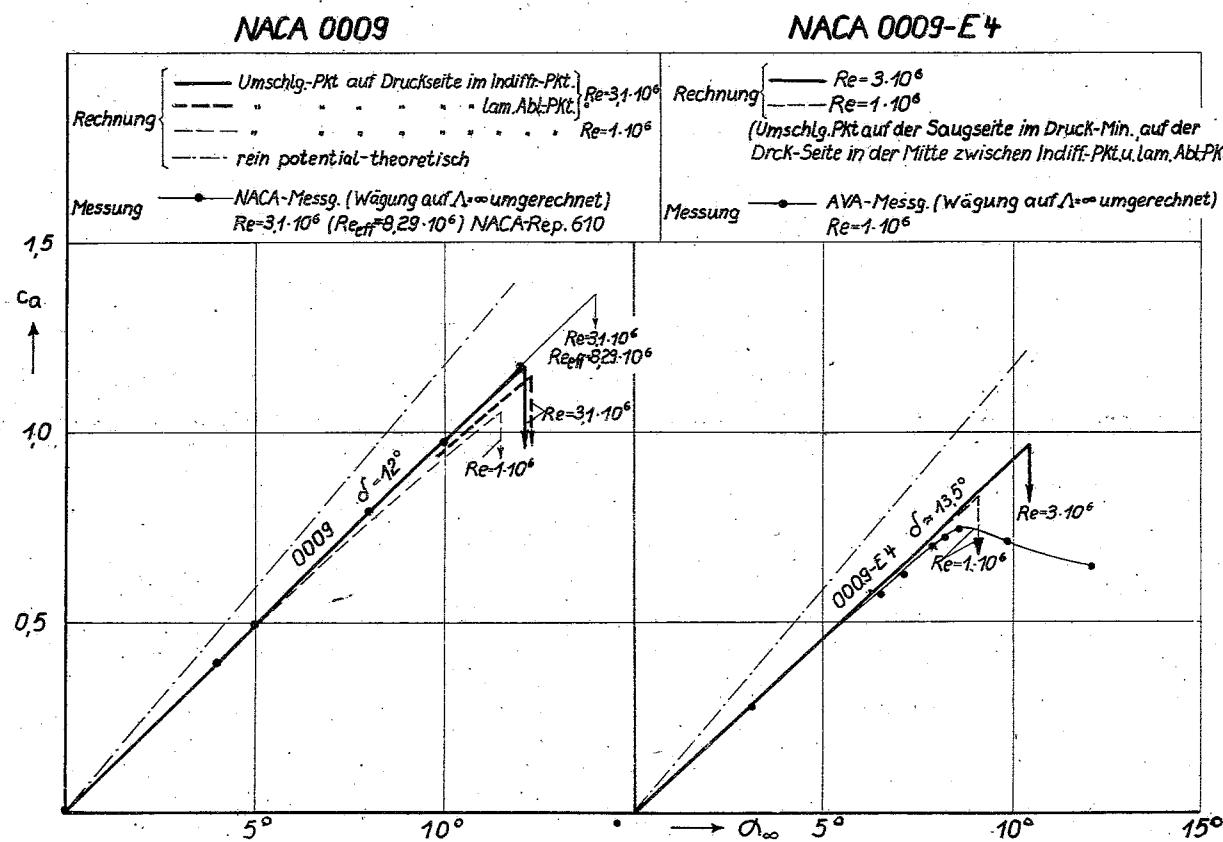


Bild 33: Gemessene und gerechnete $c_a(\alpha_\infty)$ - Kurven der Profile NACA 0009 und 0009 - E 4.

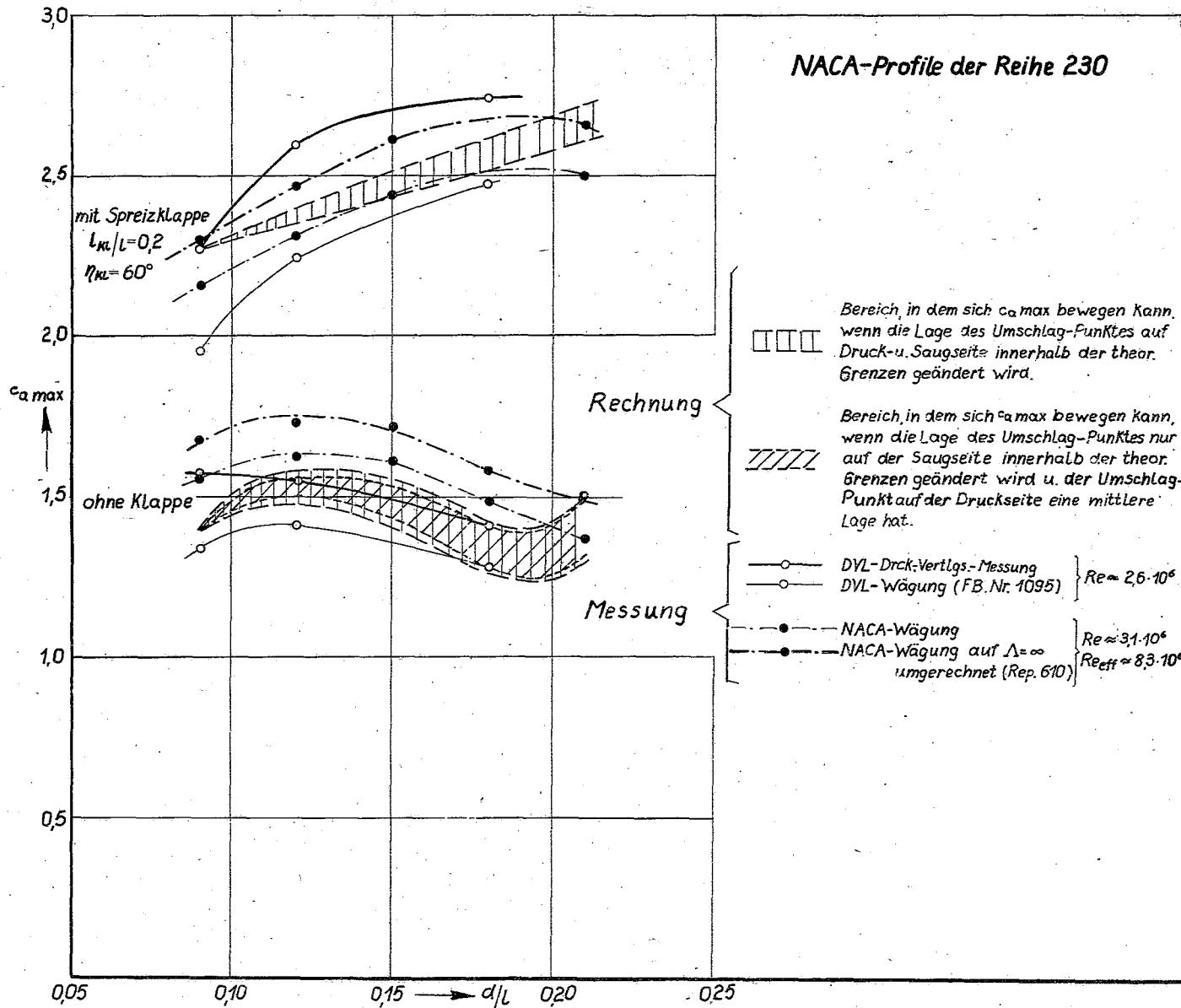


Bild 34: Gemessene und gerechnete Werte von $c_{a \max}$ für die Profile NACA 23009 bis 23021, aufgetragen über dem Dickenverhältnis d/l .

Bild 35 bis 43: Verlauf des Formparameters η über die Profilabwicklung s/l (Saugseite) für die verschiedenen, rechnerisch untersuchten Profile ohne Klappe.

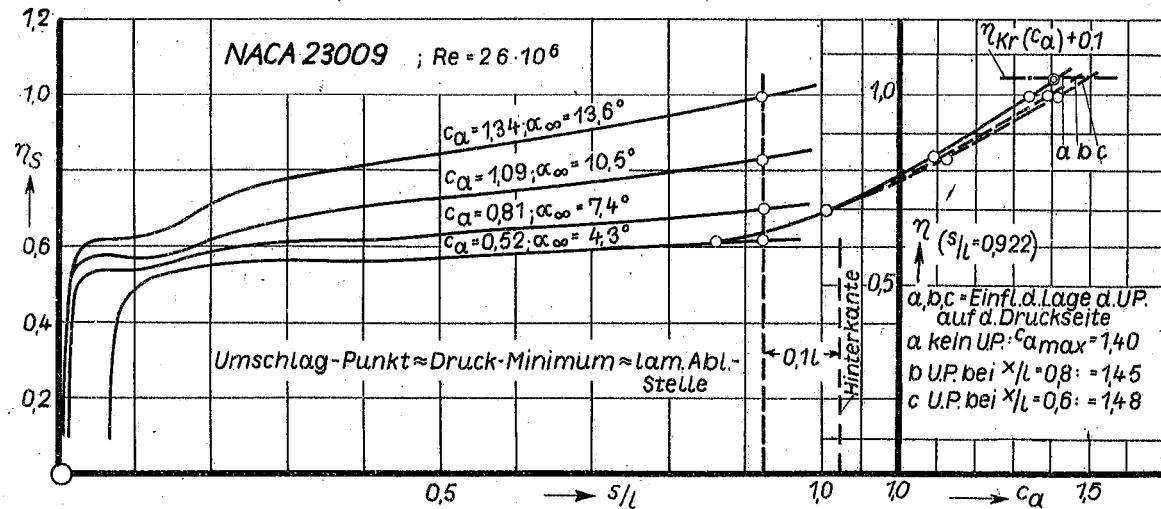


Bild 35

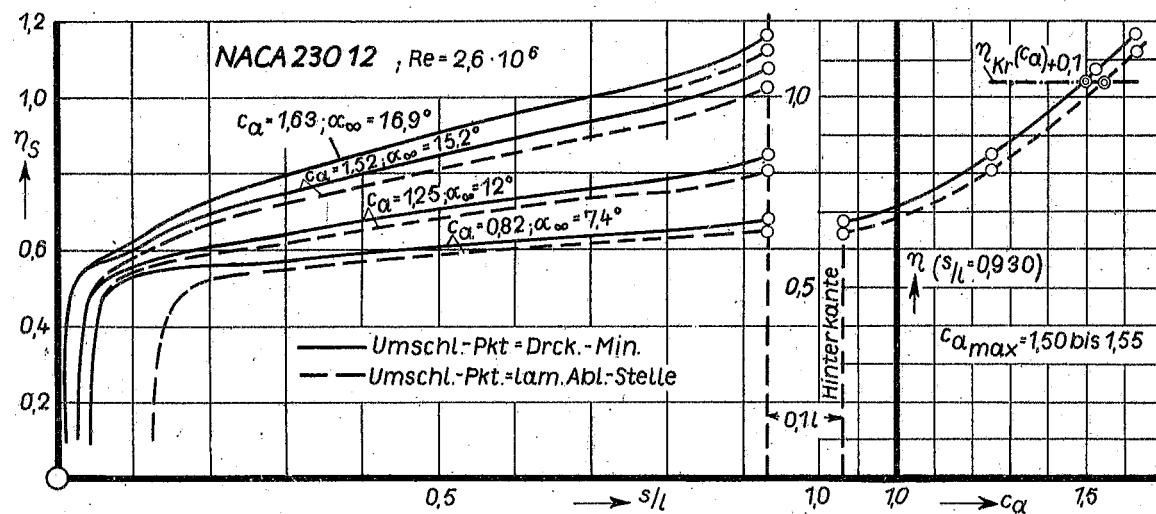


Bild 36

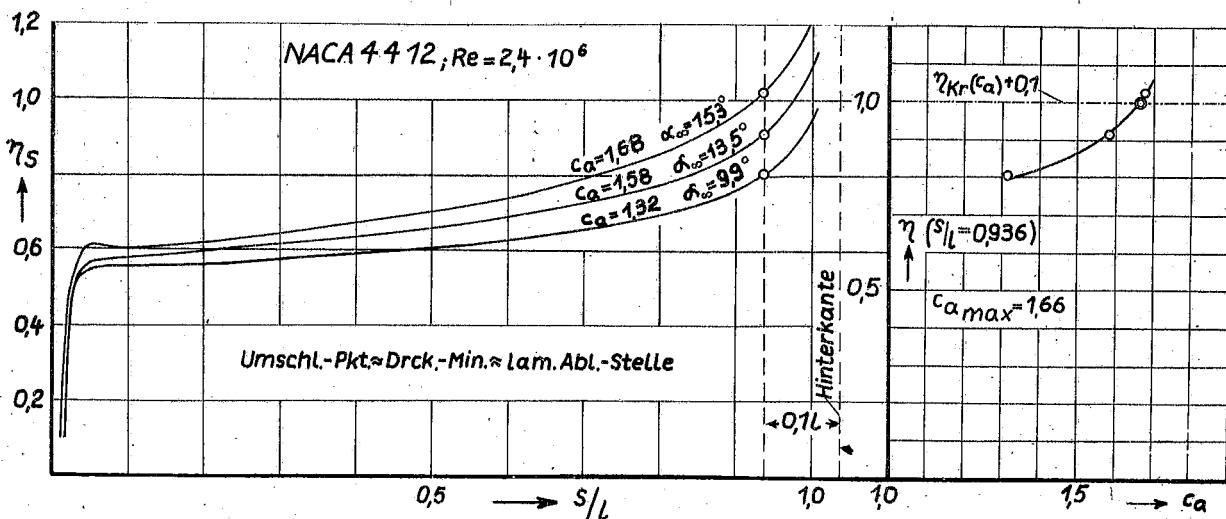


Bild 37

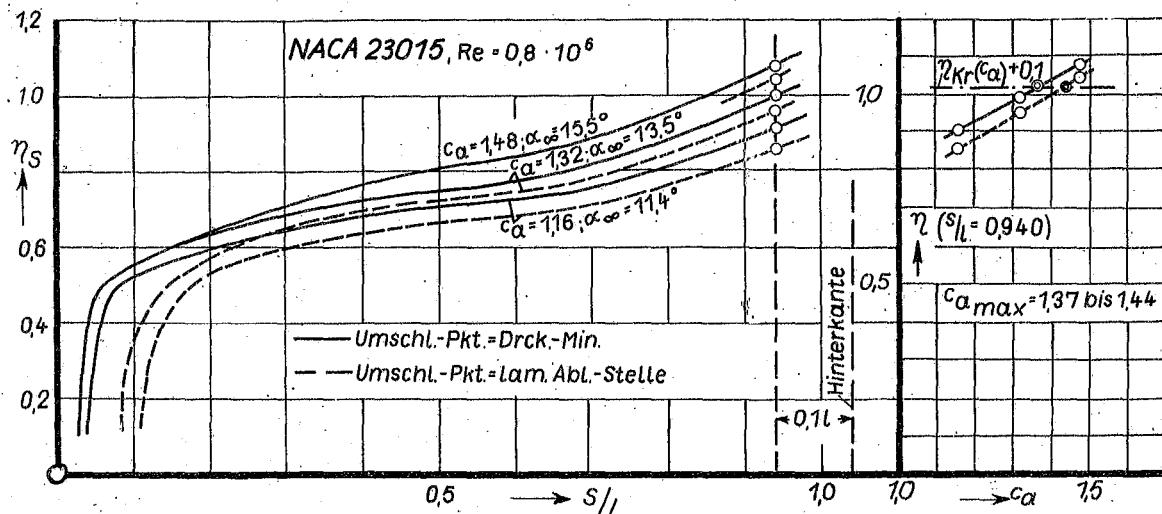


Bild 38

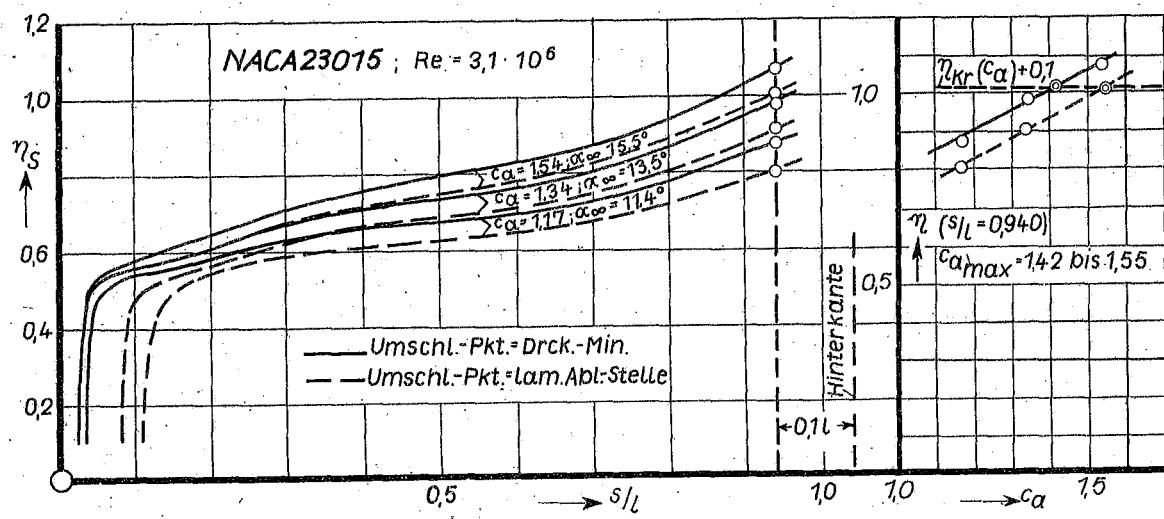


Bild 39

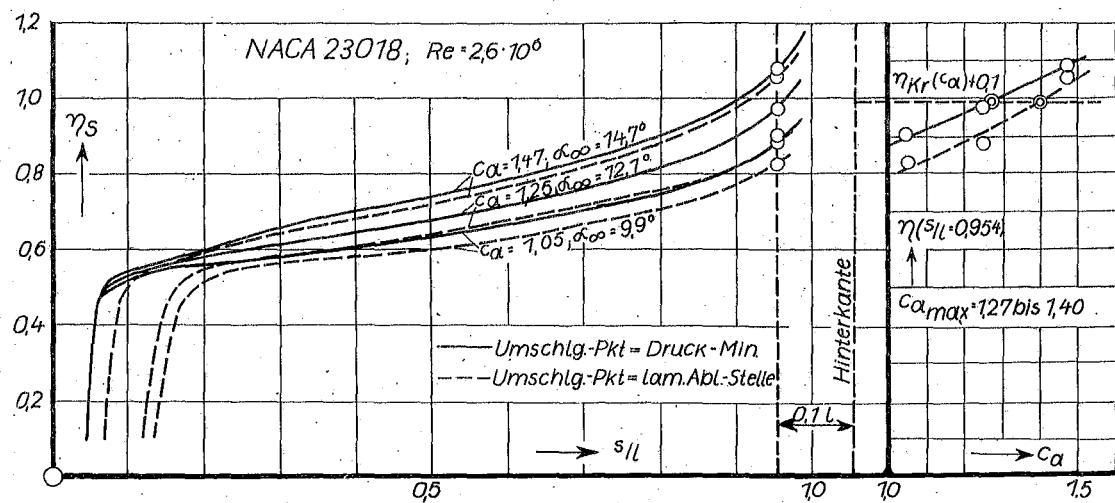


Bild 40

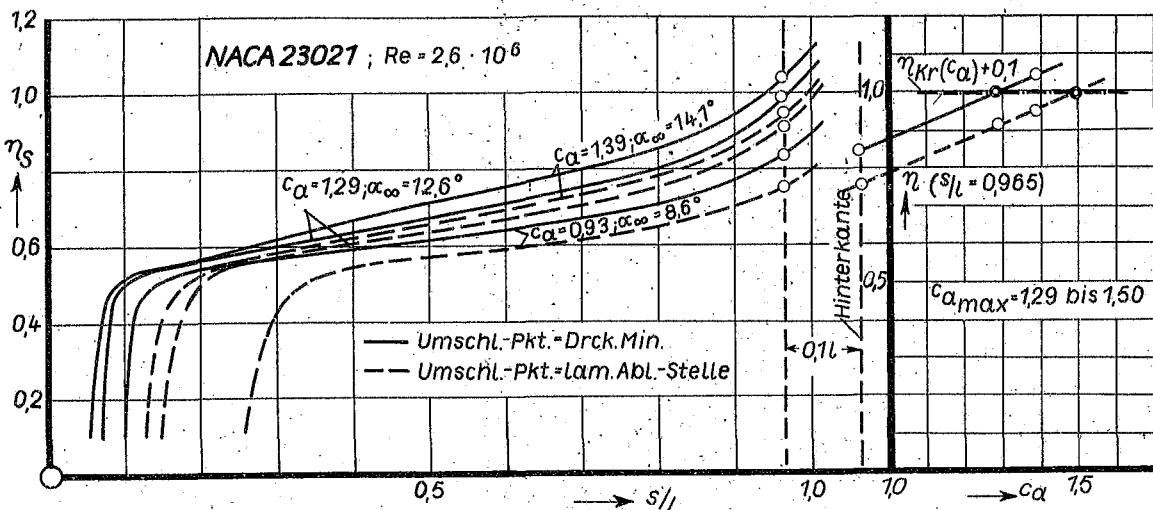


Bild 41

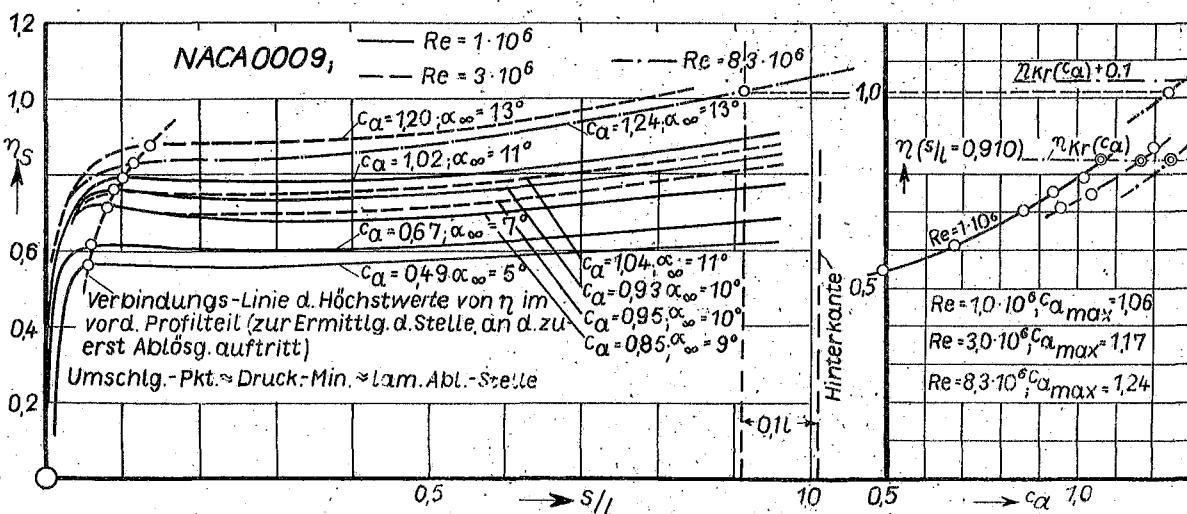


Bild 42

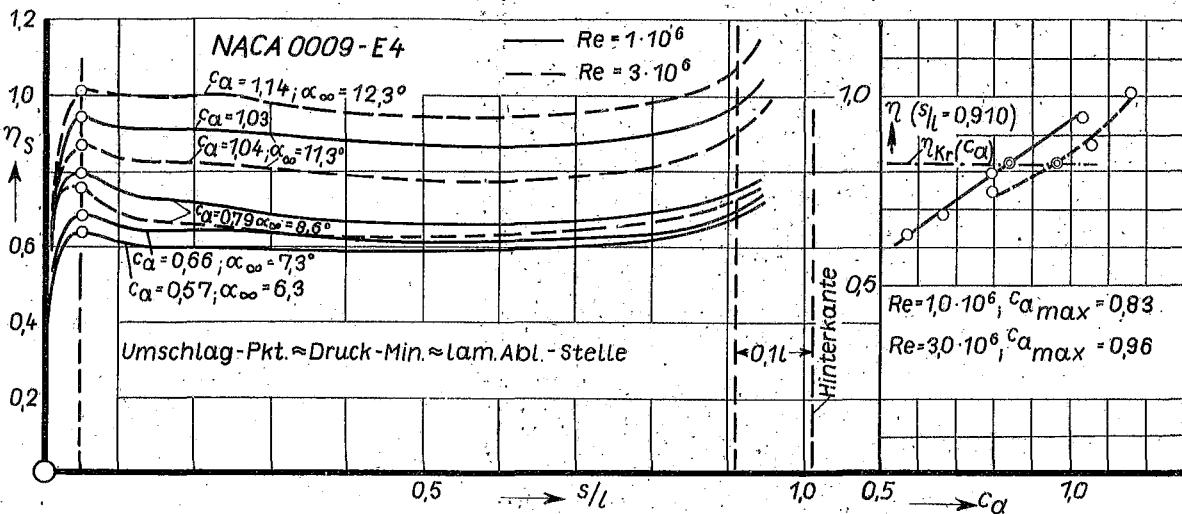


Bild 43

Bild 44 bis 47: Verlauf des Formparameters η über der Profilabwicklung s/l (Saugseite) für die Profile NACA 23009, 15, 18, und 21 mit Spreizklappe ($\frac{l_{Kl}}{c} = 0,2$, $\eta_{Kl} = 60^\circ$)

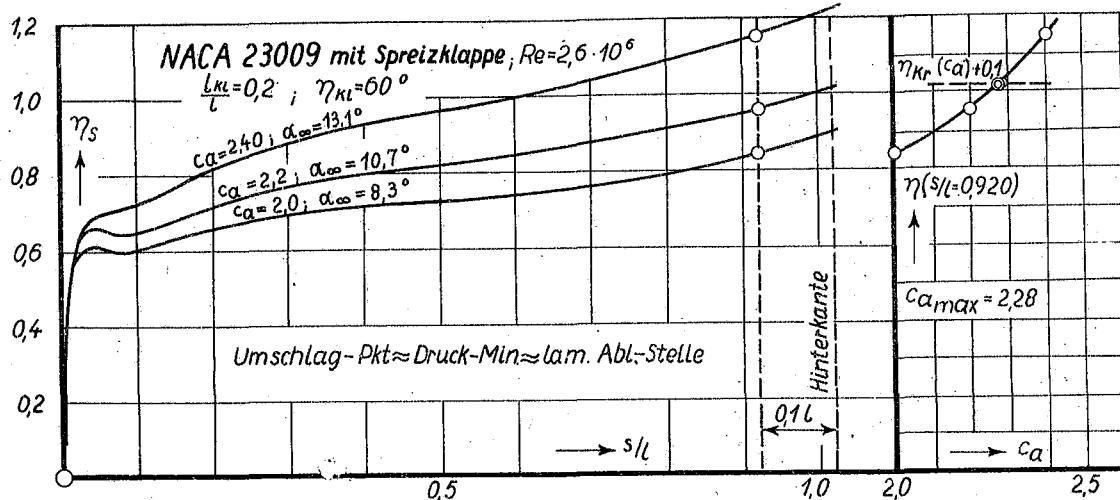


Bild 44

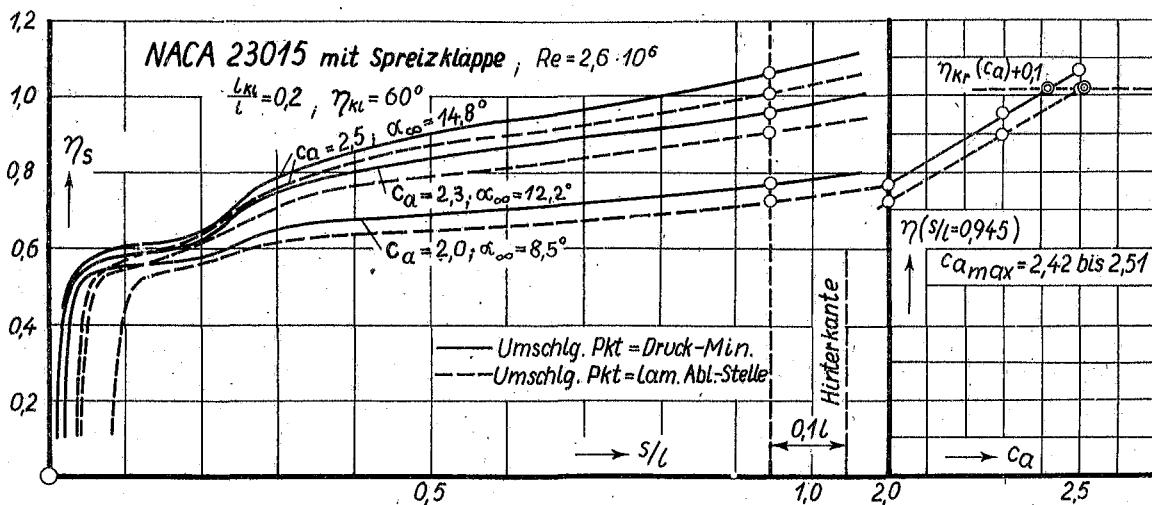


Bild 45

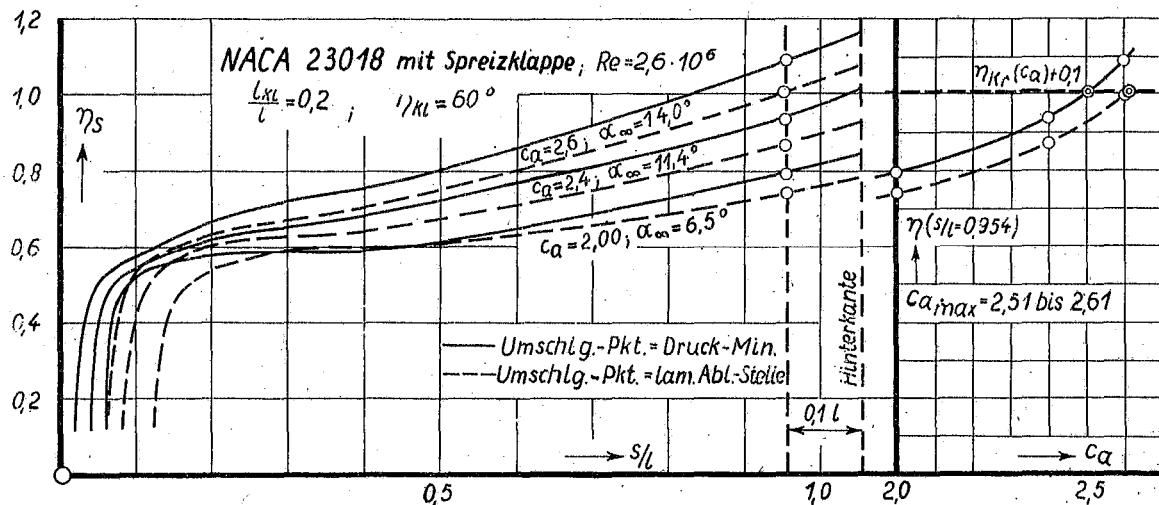


Bild 46

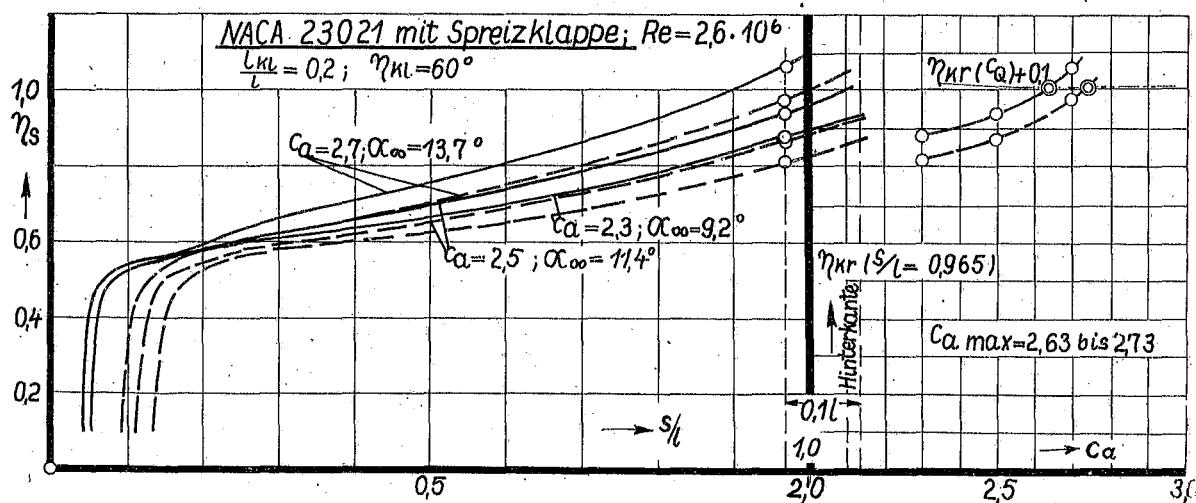


Bild 47

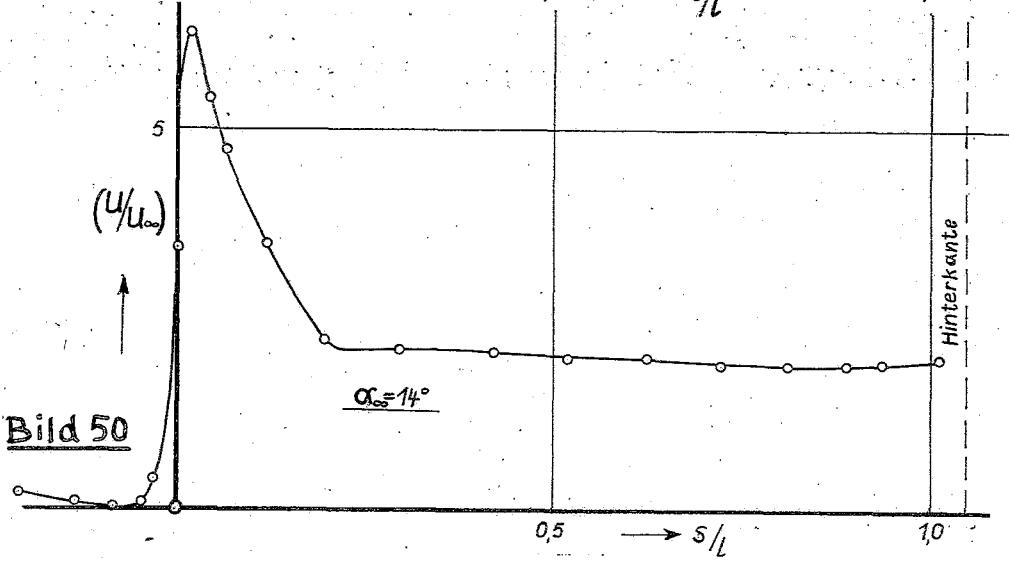
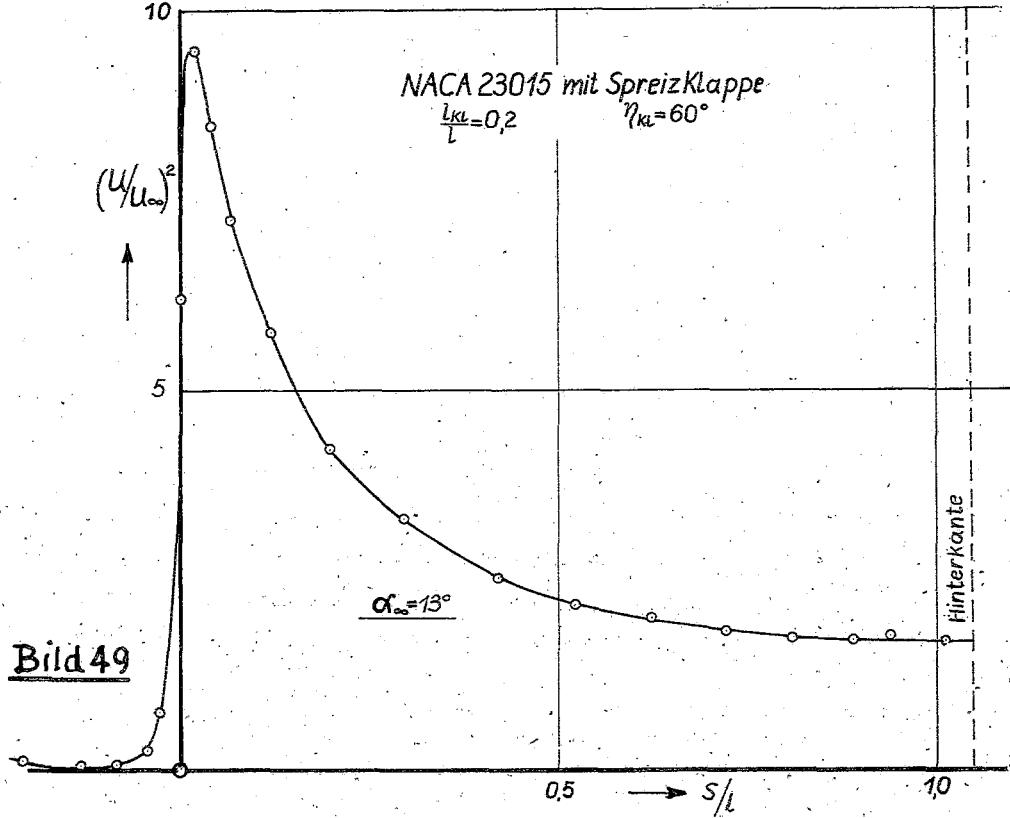
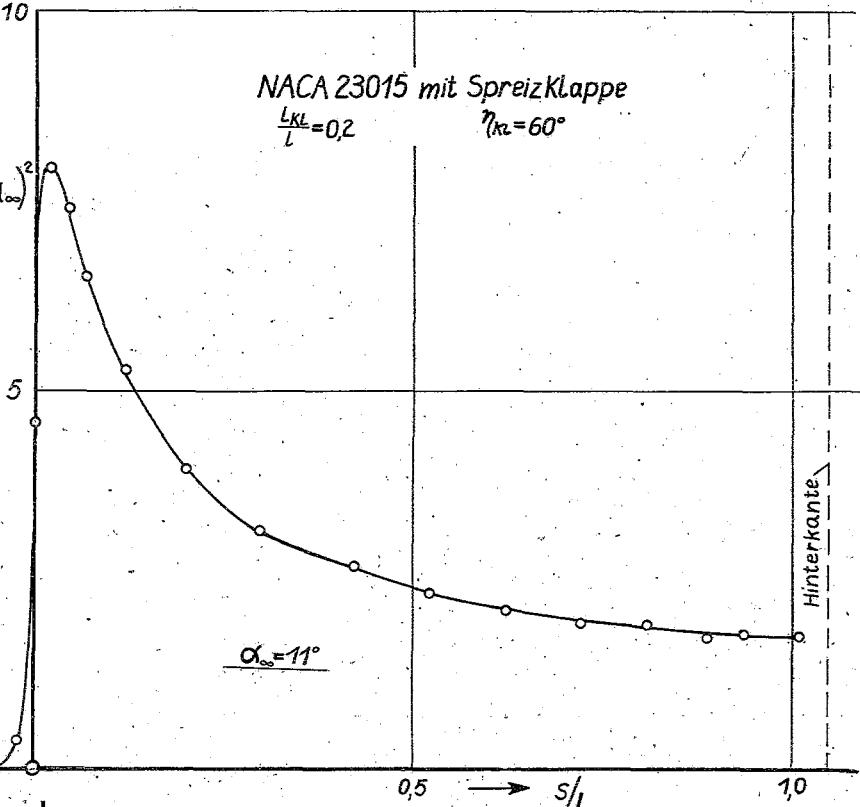


Bild 48 bis 50:

Druckverteilungen des Profils NACA 23015 mit Spreizklappe ($\frac{l_{KL}}{l} = 0,2$, $\eta_{KL} = 60^\circ$), Messung im grossen Wasserkanal der AVA [16], Saugseite.

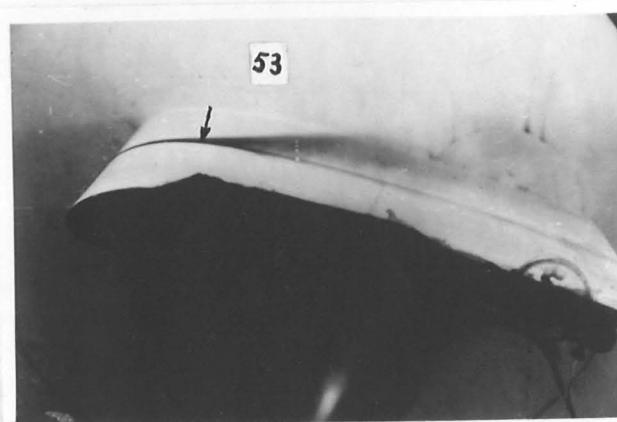
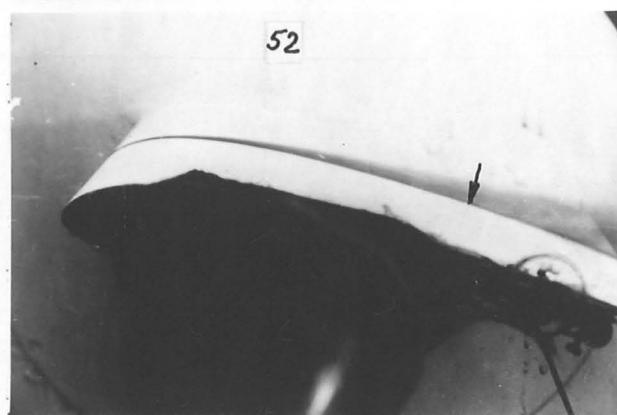
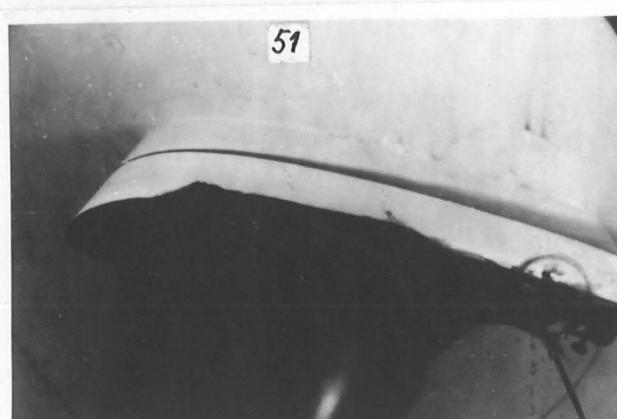


Bild 51 bis 53: Den Druckverteilungen Bild 48 bis 50 zugeordnete Strömungsaufnahmen (die eingezeichneten Pfeile entsprechen den gerechneten Stellen η_{\max} in Bild 54).

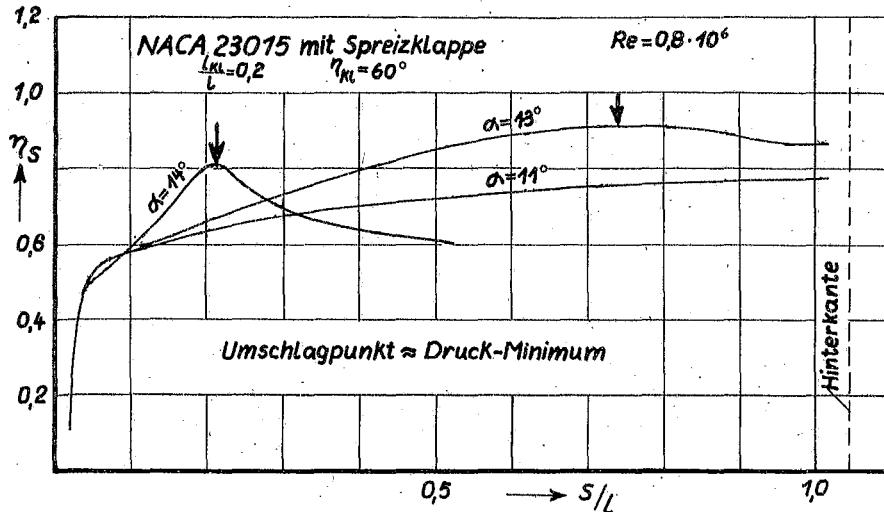


Bild 54: Zur Abhängigkeit des Gruschwitzschen Ablösekriteriums vom Druckgradienten. Zu den gemessenen Druckverteilungen, Bild 48 bis 50, gerechneter Verlauf des Formparameters η der turbulenten Reibungsschicht über der Profilabwicklung (Sauzseite).

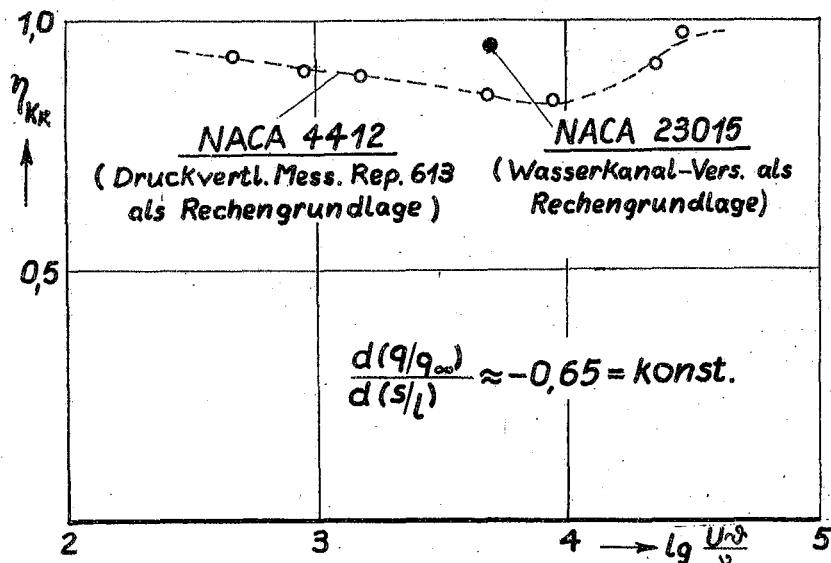


Bild 62: Zur Abhängigkeit des Gruschwitzschen Ablösekriteriums von der Re-Zahl. Aus Bild 55 bis 61 entnommene Werte η_{Kr} (unter der Voraussetzung $\eta_{Kr} = \eta_{\max}$) aufgetragen über der mit der Impulsverlustdicke θ gebildeten Reynoldsschen Zahl $Re_\theta = \frac{U_\theta}{\nu}$.

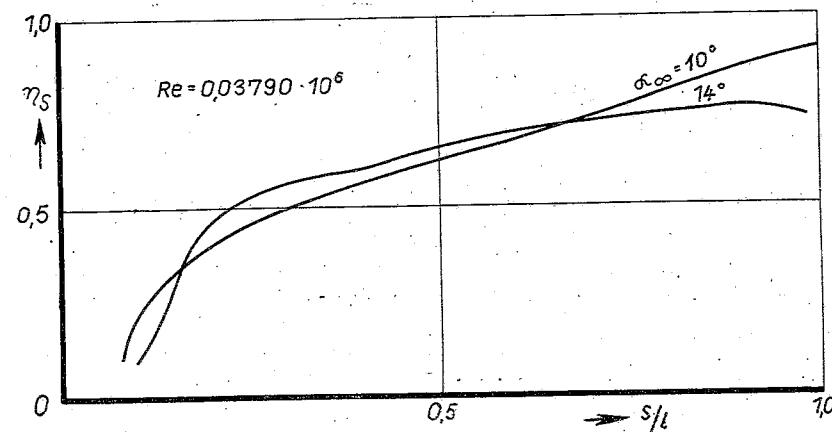


Bild 55

Bild 55 bis 61: Zu gemessenen Druckverteilungen des Profils NACA 4412 [21] gerechnete Kurven $\eta_s(s/l)$ für verschiedene Re-Zahlen und Anstellwinkel.

-76

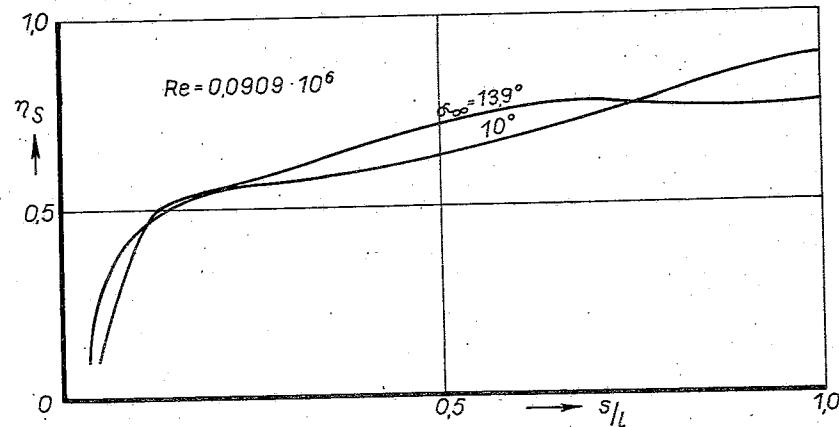


Bild 56

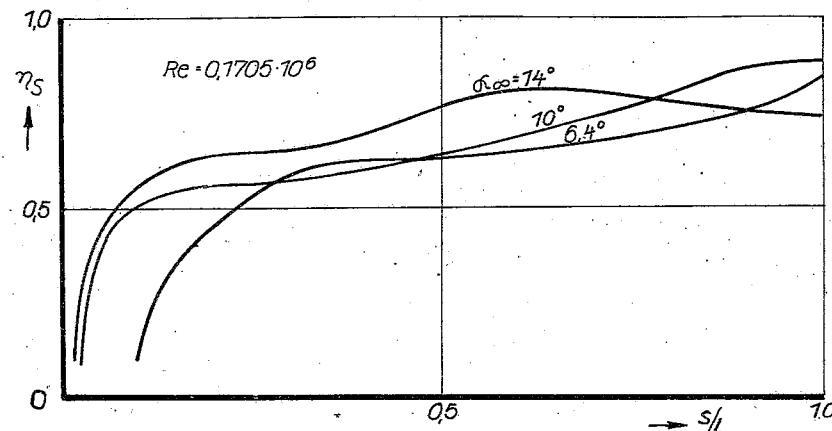


Bild 57

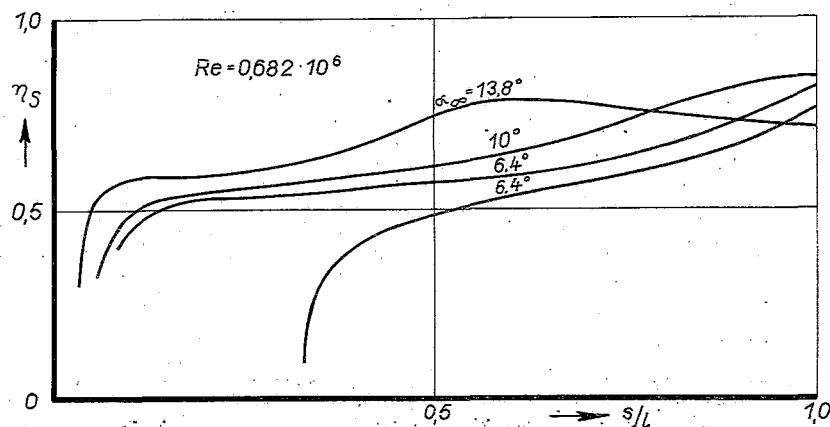


Bild 58

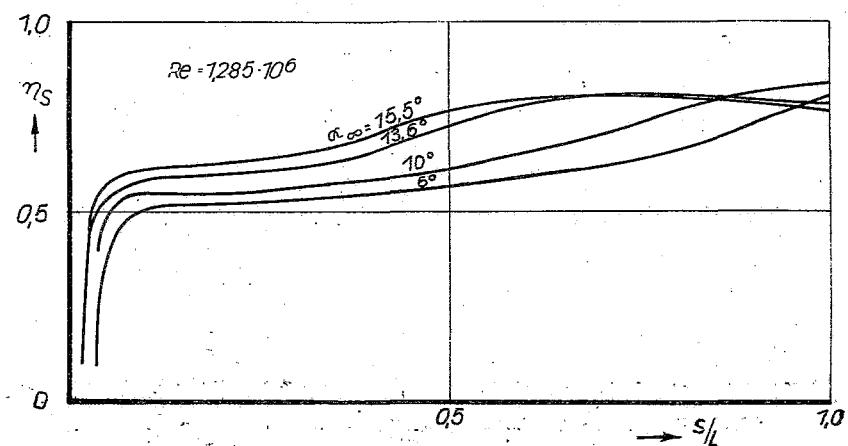


Bild 59

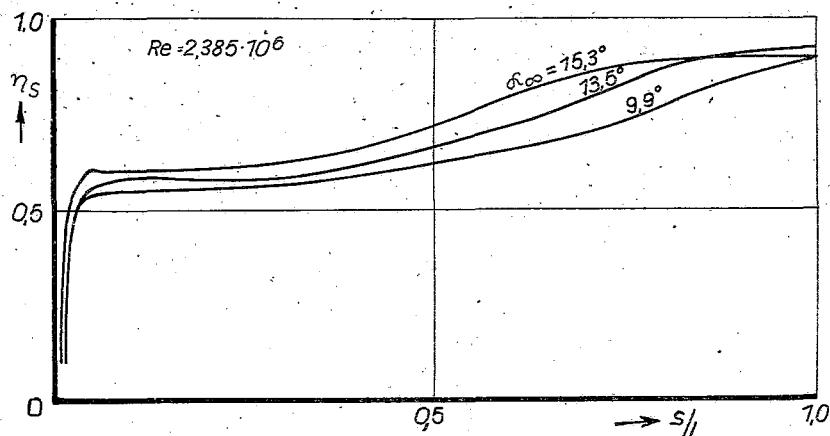


Bild 60

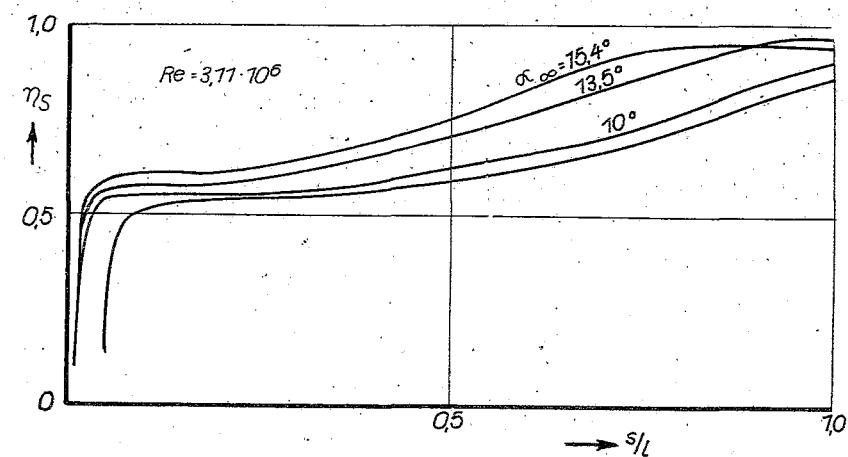


Bild 61

Bild 62 s. Seite 75

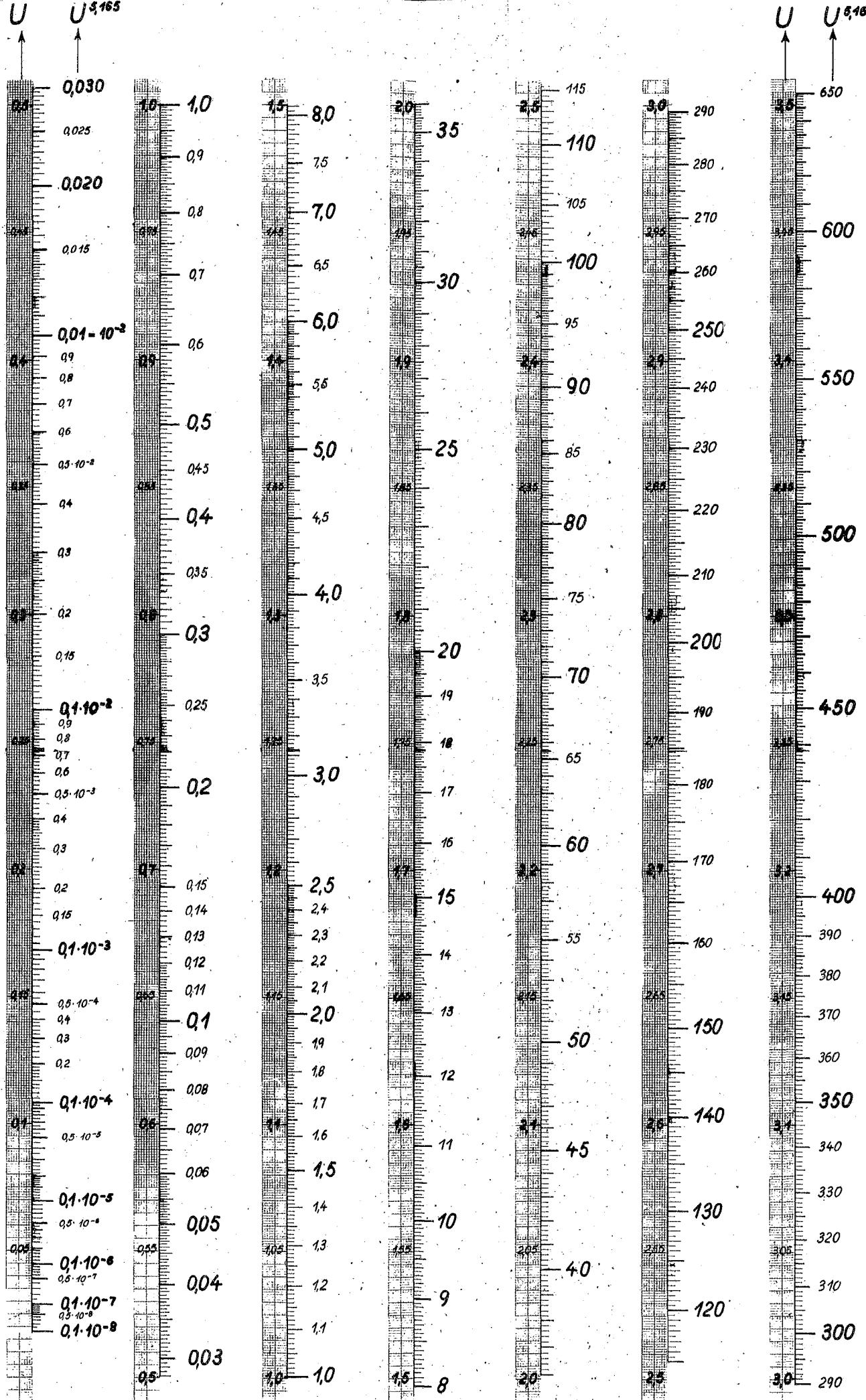


Bild 1

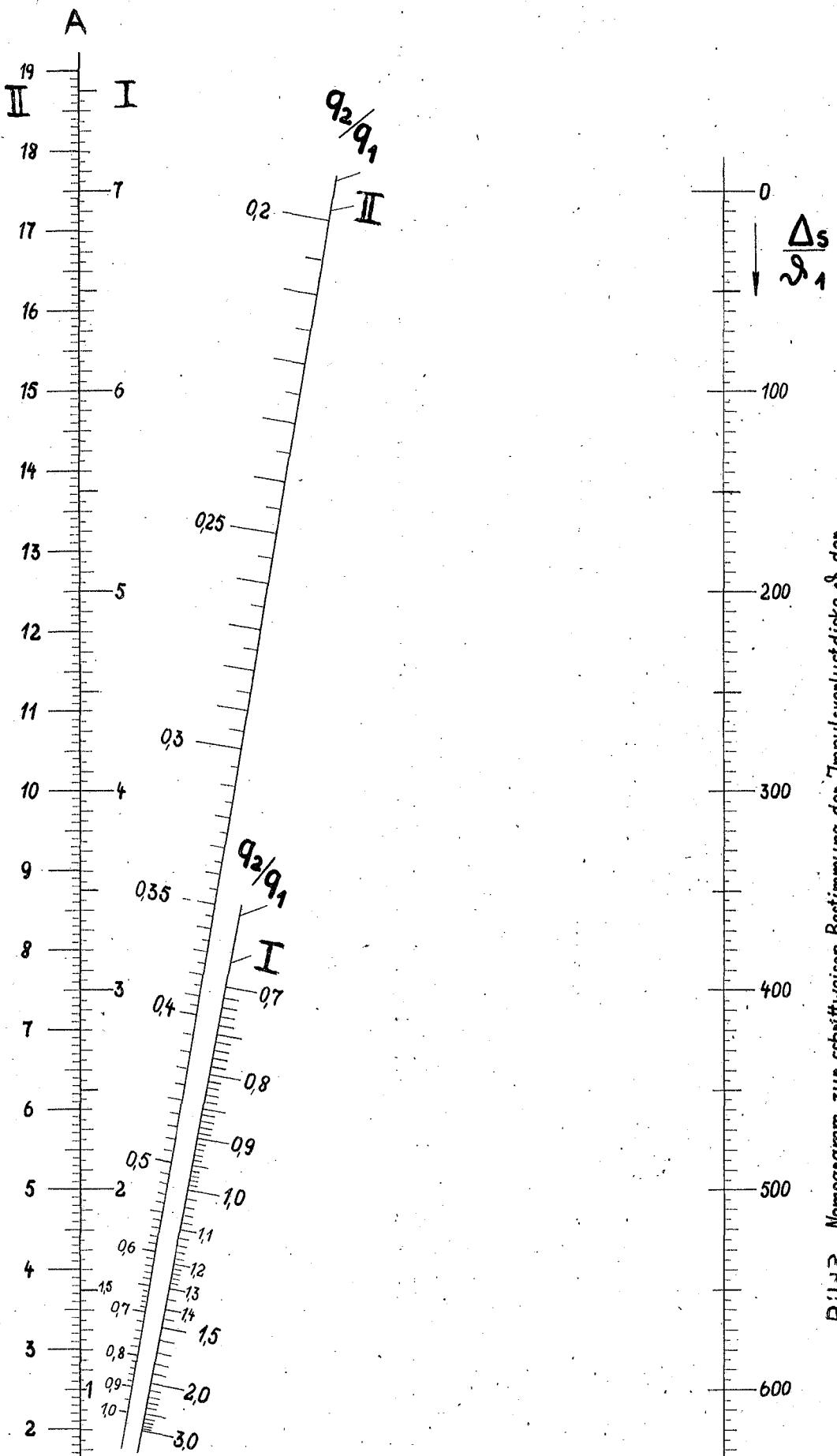


Bild 3 Nomogram zur schrittweisen Bestimmung der Impulsverlustdicke Δs der turbulenten Reibungsschicht nach dem Schema $I_2 = A q_1$

Zur Berechnung des Indifferenzpunktes

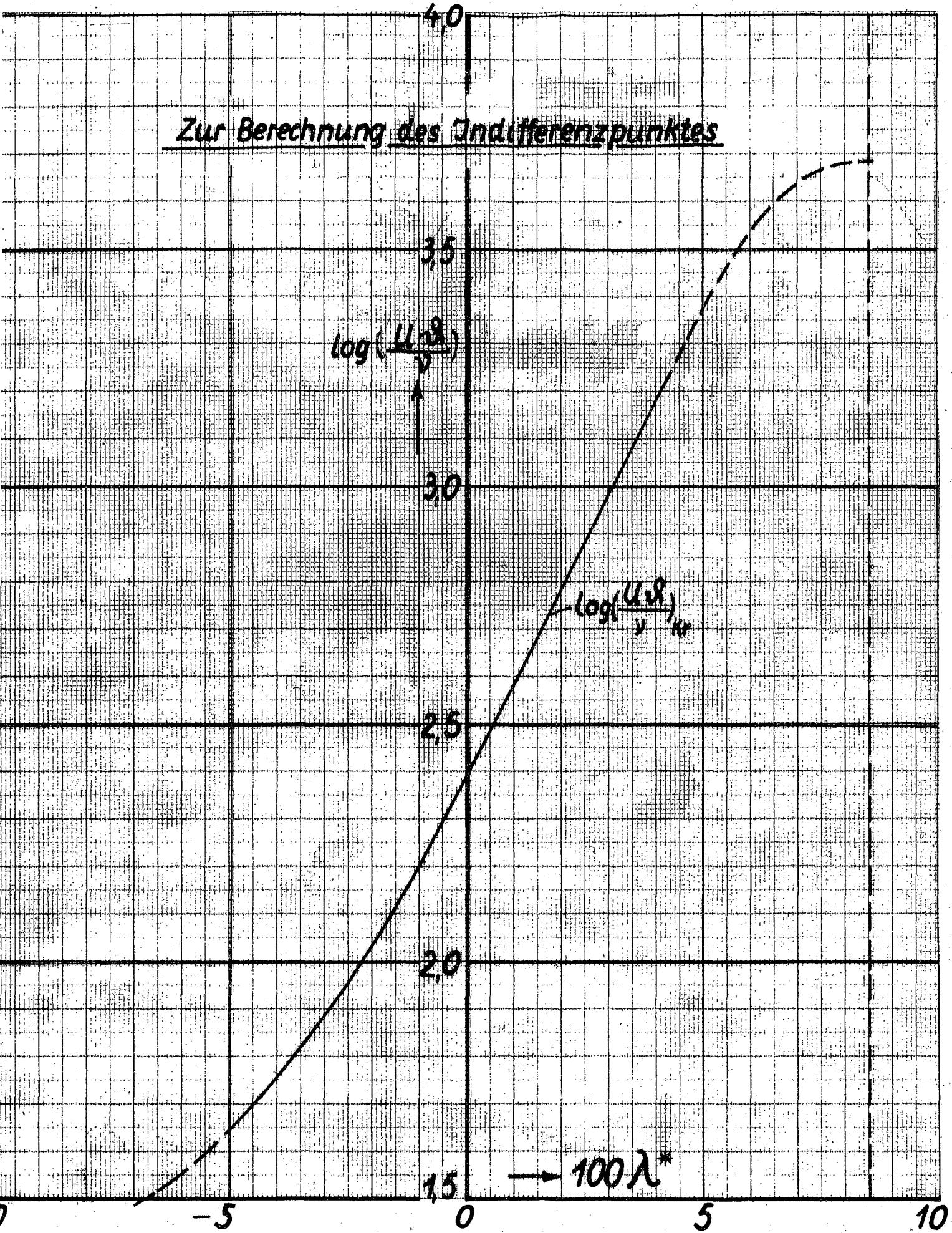


Bild 2

Bild 4

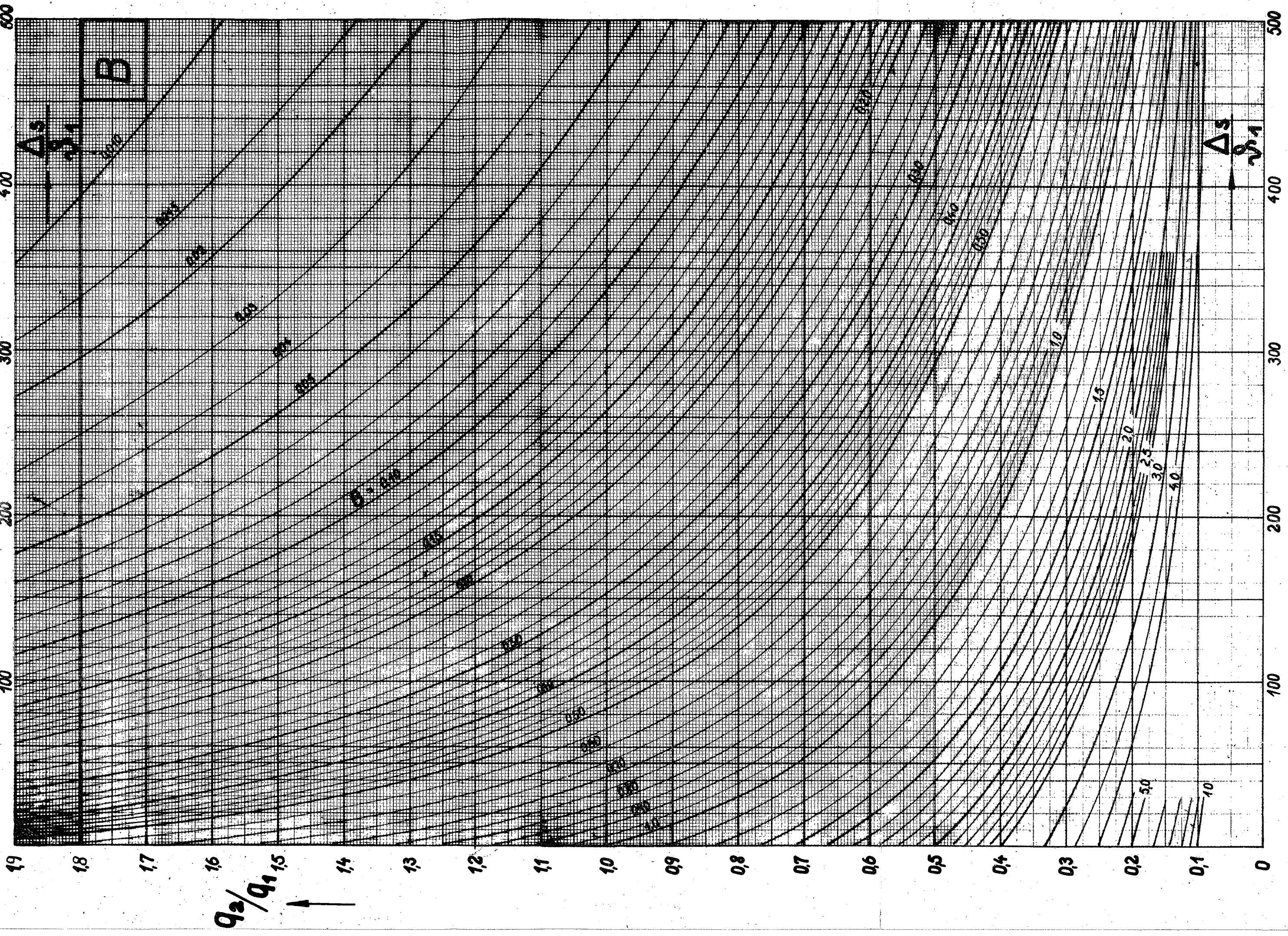
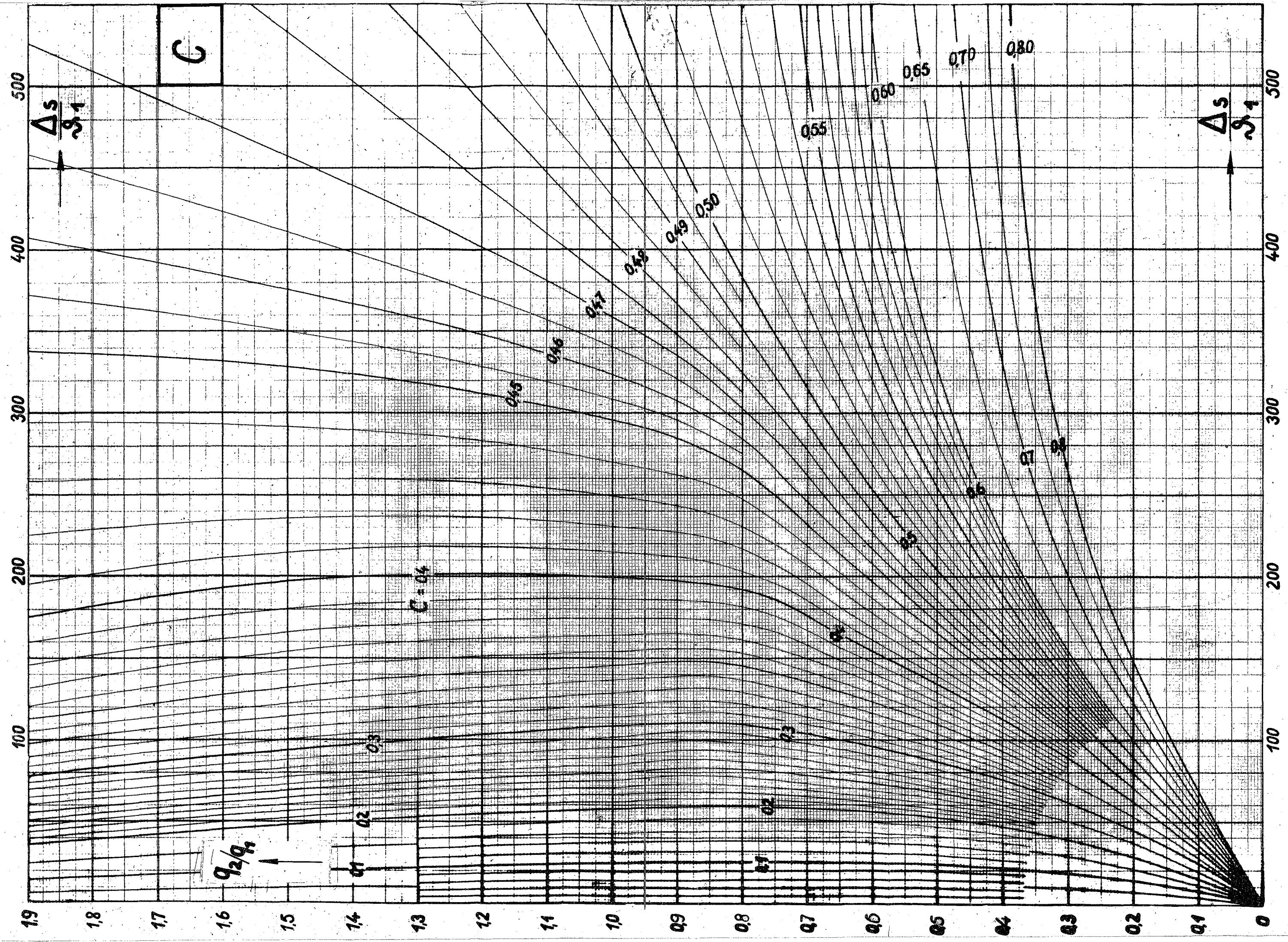


Bild 5



40

Zur Bestimmung der Zirkulations-Verringerung durch den Einfluß der Reibungsschicht

$$C\alpha = \frac{4\pi R}{l} \sin \alpha e^* (1 - \Delta e_0/e^*)$$

35

$$\sqrt{R_p \cdot \vartheta_s - \vartheta_0}$$

$$\frac{\Delta e_0}{e^*} = (1 - 0,026(16-\delta)) \Phi$$

αe^* = Anstellwinkel gegen theor.
Nullauftriebsrichtung

R = Radius des Abb.-Krauses

l = Profiltiefe

$\frac{\vartheta_s}{l}$ = Impulsverlust-Dicke auf der Saugseite
in 90% der Tiefe

$\frac{\vartheta_0}{l}$ = Impulsverlust-Dicke auf der Druckseite
in 90% der Tiefe

δ = Hinterkanteneinwinkel in Grad

25

20

15

10

5

0 0,1 0,2 0,3 0,4 0,5 0,6 0,7 0,8 0,9 1,0

$$\frac{v_s - v_0}{v_s + v_0}$$

 $v_s = v_0$ $v_s = v_0$ $v_s = v_0$ $v_s = v_0$