

27 | 1955

SCHRIFTENREIHE SCHIFFBAU

Prof. Dr. K. Wieghardt

Einige Grenzschichtmessungen an Rotationskörpern

TUHH

Technische Universität Hamburg-Harburg

Einige Grenzschichtmessungen an Rotationskörpern

Prof. Dr. K. Wieghardt,

Institut für Schiffbau der Universität Hamburg

Die Berechnung turbulenter Reibungsschichten an ebenen oder rotationssymmetrischen Körpern gelingt mit halbempirischen Verfahren, so lange die wirkliche Druckverteilung mit der potentialtheoretisch berechneten gut übereinstimmt und die allgemeinen Grenzschichtvoraussetzungen noch erfüllt sind. Früher oder später trifft das aber an keinem Körper mehr zu. Besonders an schlanken Umdrehungskörpern tritt die Ablösung meist erst dann ein, wenn die üblichen Vernachlässigungen ihre Berechtigung längst verloren haben. Die Dicke der Reibungsschicht ist dort oft vergleichbar mit dem örtlichen Spanradius, und der statische Druck und selbst die Geschwindigkeitsrichtung ändern sich innerhalb der Schicht. Auch wenn praktisch keine Ablösung zu bemerken ist, kann man dann nicht mehr von einer Grenzschicht sprechen, da Reibungseinflüsse in einem so großen Gebiet wirksam sind, daß schon die Potentialströmung in ihm nicht durch eine einfache Parallelströmung angenähert werden könnte.

Nun ist aber bekanntlich die Umströmung des äußersten Hecks ausschlaggebend für den Widerstand, und beim Schiff sollen Propeller und Ruder gerade in diesem Gebiet wirken. Trotzdem scheint das komplizierte Übergangsgebiet zwischen der anfangs noch dünnen Reibungsschicht und dem Nachlauf auch experimentell wenig untersucht zu sein. Es wurde deshalb das Strömungsfeld um verschiedene drehsymmetrische Heckformen im Braunschweiger Windkanal ausgemessen, um zunächst Versuchsmaterial anzusammeln, von dem einige Ergebnisse in den folgenden Abbildungen enthalten sind.

Das Modell bestand aus einem nach vorn „unendlich“ langen Kreiszylinder ($d = 200$ mm Durchmesser), der bis in die Windkanaldüse reichte, und an dem folgende Heckkörper befestigt wurden: 1. Modell E_K , ein kurzes halbes Rotationsellipsoid 1 : 2, 2. Modell E_L , ein langes Halbellipsoid 1 : 4 und 3. Modell K, ein Übergangskörper vom Zylinder zu einem Kegel mit 15° halben Öffnungswinkel. Gemessen wurde mit einem Staurechen und einer Halbkugelsonde (mit 3 mm Durchmesser) zur punktweisen Bestimmung von Staudruck, statischen Druck und Geschwindigkeitsrichtung. Das statische Druckfeld wurde durch die Anzeigen von Druckanbohrungen in den Heckmodellen ergänzt. Leider stellte es sich heraus, daß diese Holzmodelle sich etwas verzogen hatten, so daß stets in vier Radialschnitten gemessen und gemittelt werden mußte. Die Genauigkeit der Messungen genügte daher nicht, um auch das Feld der turbulenten Schubspannungen in der Umgebung des Hecks aus Geschwindigkeits- und Druckfeld zu berechnen; wahrscheinlich könnte dies überhaupt nur mit direkten Methoden, etwa mit Hitzdrähten, genau genug ermittelt werden. Bei den schlanken Modellen E_L und K reichte ferner die Genauigkeit in der Bestimmung der Wanddrücke nicht aus, um daraus durch Integration den Druckwiderstand zuverlässig zu berechnen, der sich ja hier als Differenz zweier fast gleich großer Zahlen ergibt. Trotz all dieser Einschränkungen dürften die Ergebnisse aber doch aufschlußreich sein.

Die Kontur der drei Heckmodelle zeigt Bild 1: die wichtigsten Abmessungen sind in der Tabelle angegeben. Aus dem Anfangsprofil der Reibungsschicht an der Schulter bei $x/d = 0$

(Impulsverlustdicke 1,24 mm) ergibt sich eine fiktive Zylinderlänge davor von etwa 2,7 Durchmessern; mit den Heckkörpern zusammen entspricht das einem Verhältnis von Durchmesser zu Gesamtlänge von 3,7, 4,7 und 5,7. Mit den Reynoldszahlen des Durchmessers von $U_0 d/\nu = 0,52 \cdot 10^6$ für das Modell E_K und von $0,60 \cdot 10^6$ für E_L und K wird daher die rechnerische Re-Zahl für die gesamte Körperlänge für E_K $1,9 \cdot 10^6$, für E_L $2,8 \cdot 10^6$ und für K $3,4 \cdot 10^6$.

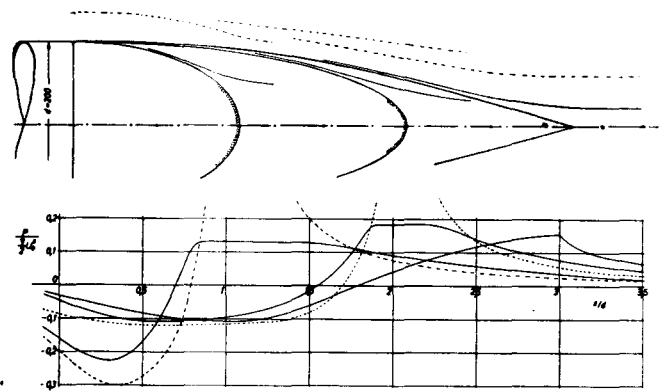


Bild 1 Untersuchte Heckformen mit Linien $g = 0,99 g_0$ u. $g = 0,50 g_0$, ($g =$ örtlicher Gesamtdruck, $g_0 =$ Gesamtdruck der Anströmung). Darunter Druckverteilungen an den Körpern und im Nachlauf längs der Achse — gemessen, - - - potentialtheoretisch

In Bild 1 sind auch die Linien gezeichnet, auf denen der gemessene Gesamtdruck g noch 99 %, bzw. 50 %, des Gesamtdrucks g_0 der Außenströmung beträgt. Während bei reibungsloser Strömung überall $g = g_0 =$ Bernoullikonstante wäre, grenzt die Linie $g = 0,99 g_0$ hier das Gebiet ein, in dem mindestens 1 % der Strömungsenergie durch Reibung dissipiert ist. Diese Darstellung ist allgemeiner, wenn auch weniger anschaulich, als durch die sonst übliche Grenzschichtdicke, bei der die wirkliche Geschwindigkeit bis auf 1 % mit der der praktisch reibungslosen Außenströmung übereinstimmt. Durch Punktierung ist schließlich das Gebiet am Körper markiert, wo die Strömung sich abgelöst hat; bei dem längsten Modell K war keine Ablösung bemerkbar.

Darunter sind in Bild 1 die Druckverteilungen an den Körpern und im Nachlauf längs der Achse aufgetragen sowie die entsprechenden Verteilungen in reibungsloser Strömung nach der Potentialtheorie. Die Abweichungen vom theoretischen Verlauf sind natürlich am größten im Totwasser, wo nur 13 bis 18 % des Staudrucks erreicht werden. Je stumpfer das Heck ist, desto weiter nach vorn unterscheiden sich auch noch die Unterdrücke. Im Totwasser hinter den Modellen E_K und E_L ist der statische Druck zunächst konstant, bis die Stromlinien sich wieder schließen. Zur Berechnung der Druckverläufe am Körper wäre also hier eine zweite potentialtheoretische Näherungsrechnung für einen entsprechend schlankeren Körper, der den wirklichen Körper sowie die Verdrängung durch die Reibungsschicht und das Totwasser mitenthelte, durchaus nötig.

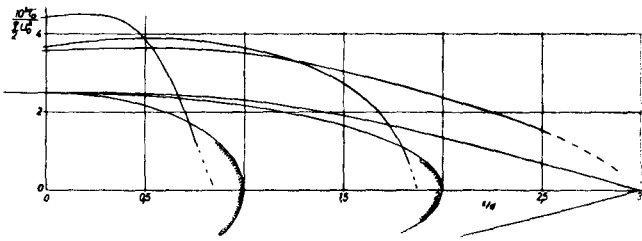


Bild 2 Wandschubspannungen τ_0 dividiert durch den Staudruck der Anströmung über dem axialen Abstand von der Schulter

Bild 2 zeigt den Verlauf der Wandschubspannung τ_0 längs der Körper, ebenfalls über dem axialen Abstand aufgetragen. Dabei ist τ_0 mit dem Staudruck der ungestörten Anströmung

$$\frac{\rho}{2} U_0^2 \text{ dimensionslos gemacht; die Kurven entsprechen also}$$

nicht dem örtlichen Reibungsbeiwert $\tau_0 / \frac{\rho}{2} U(x)^2$, sondern

sind direkt proportional der jeweiligen Wandschubspannung. Sie unterscheiden sich schon am Anfang, d. h. an der Schulter, etwas voneinander, weil dort bei fast gleichem Beiwert die Geschwindigkeit außerhalb der Reibungsschicht $U(x)$ für die drei Modelle bereits verschieden ist, wie aus den Druckverteilungen zu ersehen ist. Die Wandschubspannung wurde aus der Geschwindigkeitsverteilung senkrecht zum Körper nach der Methode von Ludwig und Tillmann [1] ermittelt; dafür werden nur Messungen in Körpfernähe benötigt, wo die Geschwindigkeit auch bei veränderlichem Druck noch logarithmisch mit

Tabelle der Modellabmessungen und Widerstandsanteile

	Ellipsoid E_K	Ellipsoid E_L	Kegel K
Zylinderdurchmesser d	0,2 m	0,2 m	0,2 m
Hauptspantfl. $F_h = \frac{\pi}{4} d^2$	0,0314 m ²	0,0314 m ²	0,0314 m ²
Länge des Hecks	0,2 m	0,4 m	0,6 m
Oberfläche des Hecks F	0,107 m ²	0,197 m ²	0,253 m ²
Volumen des Hecks V	0,00418 m ³	0,00837 m ³	0,0102 m ³
F/F_h	3,42	6,27	8,06
$V^{2/3}/F_h$	0,827	1,31	1,49
$\varphi = V/L F_h$	0,667	0,667	0,541
Anblasgeschwindigkeit U_0	35 m/s	40 m/s	40 m/s
Reynoldszahl $U_0 d/\nu$	$0,52 \cdot 10^6$	$0,60 \cdot 10^6$	$0,60 \cdot 10^6$
Reibungswiderstand W_R			
$W_R / \frac{\rho}{2} U_0^2 F_h$	0,0105	0,021	0,0266
$W_R / \frac{\rho}{2} U_0^2 F$	0,0031	0,0033	0,0033
$W_R / \frac{\rho}{2} U_0^2 V^{2/3}$	0,0127	0,016	0,0178
Druckwiderstand W_D			
$W_D / \frac{\rho}{2} U_0^2 F_h$	0,0228	0,0012 ?	0,012 ?
$W_D / \frac{\rho}{2} U_0^2 F$	0,0066	0,0002 ?	0,0015 ?
$W_D / \frac{\rho}{2} U_0^2 V^{2/3}$	0,0278	0,0009 ?	0,0081 ?

dem Wandabstand ansteigt. In der Tabelle ist angegeben, wieviel die tangentielle Reibungskraft — in axialer Richtung integriert — zum Widerstand des Hecks beiträgt: W_R . Bezieht man diesen Widerstandsanteil auf den Staudruck der Anströmung und die jeweilige gesamte Heckoberfläche, so erhält man bei allen drei Modellen fast denselben Wert, also praktisch keine Formabhängigkeit des tangentialen Reibungswiderstandes.

Der Widerstandsanteil der Normaldrucke: W_D ist in der Tabelle mit aufgeführt, doch sind leider die Werte für die beiden schlanken Modelle E_L und K aus den obenberichteten Gründen nicht zuverlässig. Wie H. Amtsberg [2] bereits 1937 feststellte, ist aber gerade der reibungsbedingte Druckwiderstand in Hinblick auf den Gesamtwiderstand schlanker Körper interessant, weshalb sorgfältigere Messungen an neuen Kunststoffmodellen im Hamburger Windkanal vorbereitet werden.

Wenn auch zur Berechnung des Widerstands nur die statischen Drucke an der Körperoberfläche selbst gebraucht werden, sind diese innerhalb der Gesamtströmung lediglich

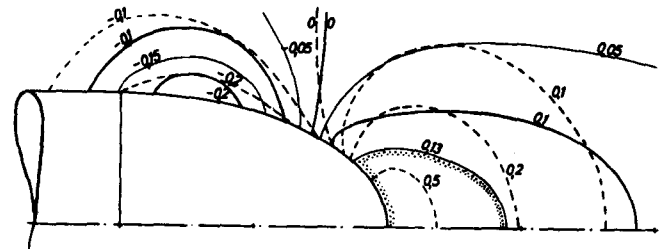


Bild 3 Druckfeld in der Umgebung des Modells E_K : — gemessen,

--- potentialtheoretisch; Linien $p_{\text{stat.}} / \frac{\rho}{2} U_0^2 = \text{const.}$

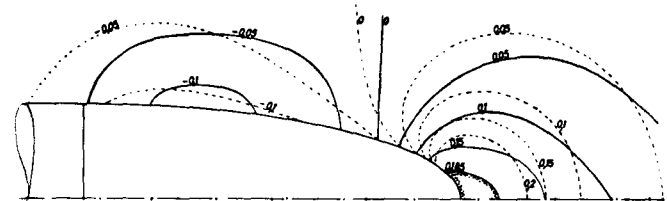


Bild 4 Druckfeld in der Umgebung des Modells E_L : — gemessen,

--- potentialtheoretisch; Linien $p_{\text{stat.}} / \frac{\rho}{2} U_0^2 = \text{const.}$

Grenzwerte. Zur besseren Veranschaulichung des Druckverlaufs sind daher in Bild 3 und 4 die Druckfelder in der Umgebung des Hecks zum Vergleich mit denen der Potentialströmung gezeichnet. In dem durch Punkte abgegrenzten Gebiet ist der statische Druck konstant; es ist aber nicht identisch mit dem Totwasser mit verschwindender Geschwindigkeit oder Rückströmung. Im Unterdruckgebiet treffen die Linien konstanten Drucks steiler auf die Körperoberfläche auf als in reibungsloser Strömung, so daß die Druckänderung senkrecht zur Oberfläche in Wirklichkeit schwächer ist als nach der Potentialtheorie zu erwarten. Das bedeutet eine Annäherung an die in der Grenzschichttheorie übliche vereinfachende Annahme eines quer durch die Schicht konstanten Drucks. Es bleibt aber natürlich noch das Problem, die gegenüber der Potentialtheorie verzerrte Druckverteilung längs des Körpers zu berechnen, für das quantitative Anhaltspunkte auch noch fehlen. Weitere Untersuchungen hierüber werden vorbereitet.

Die Durchführung dieser und ähnlicher Messungen wurde durch eine Beihilfe der Deutschen Forschungsgemeinschaft ermöglicht, für die Verf. seinen Dank auch hier ausdrücken möchte.

Schrifttum

- [1] H. Ludwig und W. Tillmann, „Untersuchungen über die Wandschubspannung in turbulenten Reibungsschichten“. Ing.-Arch. XVII (1949), 288.
- [2] H. Amtsberg, „Untersuchungen über die Formabhängigkeit des Reibungswiderstandes“. STG - Jahrbuch, Band 38 (1937), 177.