

DER EINFLUSS DES WELLENGANGES AUF DEN REIBUNGSWIDERSTAND EBENER PLATTEN

Von

B. BALOGH

Lehrstuhl für Wasserkraftmaschinen, Technische Universität, Budapest

(Eingegangen am 24. April 1962)

Vorgelegt von Prof. Dr. J. VARGA

Einleitung

Der Reibungswiderstand von Schiffen und Modellen wird anhand der für ebene Platten gültigen Zusammenhänge bestimmt, doch beziehen sich diese auf Strömungen, die an den ebenen Flächen konstante Geschwindigkeiten aufweisen. Bei Wellen auf der Wasseroberfläche treten als Folge der *orbitalen Bewegung der Wasserteilchen* an den einzelnen Punkten der ebenen Platte zur Fortbewegungsgeschwindigkeit die entsprechenden Komponenten der Kreisbewegung vektoriell hinzu und beeinflussen einesteils die Höhe des örtlichen Reibungskoeffizienten, andererseits den Reibungswiderstand der ganzen ebenen Fläche. Die gegenwärtige Praxis vernachlässigt den Einfluß der Wellenbewegung auf den Reibungswiderstand und rechnet demgegenüber mit einer dem Unterwasserteil des Modells oder des Schiffes und seiner Reynold'schen Zahl entsprechenden ebenen Fläche, an der entlang die Geschwindigkeit durchwegs konstant bleibt und horizontal verläuft.

Die vorliegende Arbeit setzt sich zum Ziel nachzuweisen, welche Erhöhung oder Verminderung des Widerstandes von ebenen Flächen bei Annahme von Wellengang zu erwarten ist bzw. welche Kennwerte es sein werden, mit denen man an Schiffen und Schiffsmodellen zweckmäßig eingehendere Untersuchungen über die Wirkung des Wellenganges anstellen wird.

Die Untersuchungen beschränken sich vorderhand auf ebene Platten, an denen entlang sich die Strömungsverhältnisse auch bei Wellengang mit hinreichender Genauigkeit bestimmen lassen.

Die Bemühungen um Klarstellung des Problems am Lehrstuhl für Wasserkraftmaschinen der Technischen Universität, Budapest, sind nicht ganz neu, gehen vielmehr auf Versuche zurück, die im Sommer 1956 an Modellen im Maßstab von 1 : 50 durchgeführt wurden. Da damals keinerlei Meßdaten bezüglich der Reibungskoeffizienten der Modelloberfläche zur Verfügung standen, wurden die Modelle von uns mit ebenen Platten aus Aluminiumblech gemäß *Abb. 1* versehen und mit dem zum Anstreichen des Modells verwendeten Lack überzogen. Der Widerstand der Modelle wurde mit und ohne die beschriebene Platte gemessen. Die Fläche der Platte stimmte mit der benetzten Oberfläche des Modells bis zur Wasserlinie in Ruhelage überein.

Auch hatte das Modell *dieselbe koordinatenmäßige Flächenaufteilung in Längsrichtung* wie die anmontierte Platte. (Die Breitenabmessung der Platte entsprach genau der Bogenlänge der benetzten Spanten.) Die Reibungswiderstandswerte ergaben sich als Unterschied der Widerstandswerte, die an den

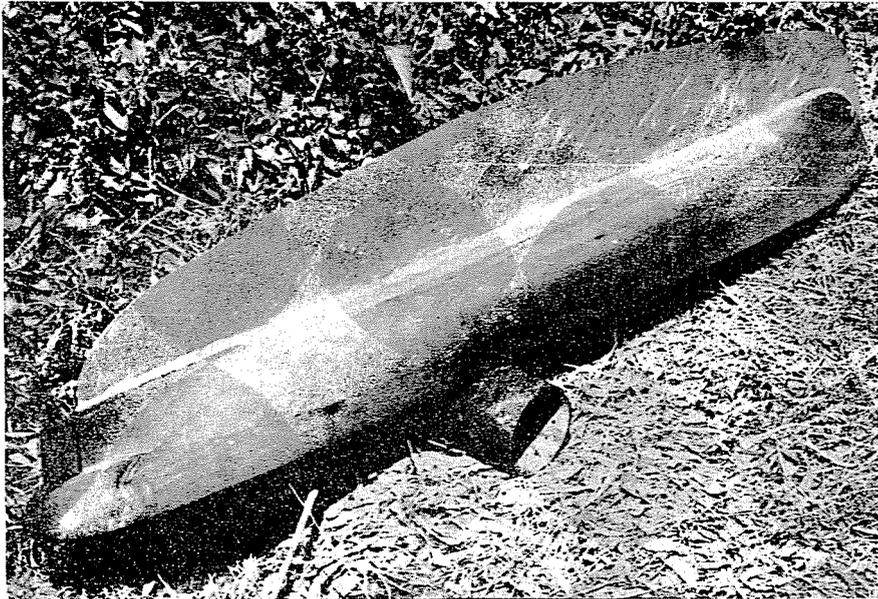


Abb. 1. Ansatzplatte an einem Modell

mit gleicher Geschwindigkeit geschleppten Modellen mit und ohne Platte gemessen wurden.

Die bei den Schleppversuchen mit zwei Modellen gewonnenen Werte des spezifischen Reibungskoeffizienten λ_m sind in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit im Diagramm gemäß Abb. 2 aufgetragen. Schon diese erste Auswertung ließ die Annahme zu, daß der charakteristische Verlauf der Kurve der Reibungswiderstandskoeffizienten nicht etwa auf Maßfehler zurückzuführen, sondern irgend einem *gesetzmäßigen Einfluß zuzuschreiben ist*. Die Geschwindigkeiten lagen in einem Bereich, in welchem es zu einer starken Wellenbildung durch die Modelle kommt. Auf die Frage, ob es *die mit den Modellen sich fortplanzenden Wellen* oder allenfalls die die Wasserfläche des offenen Beckens störenden Wellenkämme sind, die die im Diagramm dargestellte Erscheinung verursachen, gab die zur Verfügung stehende Literatur keinen Aufschluß.

Eingehendere theoretische Überlegungen gestatten die Schlußfolgerung, daß bei wellenbewegter Wasserfläche entweder die mit dem Schiff sich fort-

pflanzende Wanderwelle oder der durch den Wind erzeugte Wellengang auf die in der Fortpflanzungsrichtung der Welle bewegte Platte einen bestimmten Einfluß ausübt, der im Vergleich zu den für den glatten Wasserspiegel berechneten Widerstandswerten eine Änderung des Reibungswiderstandes zur Folge

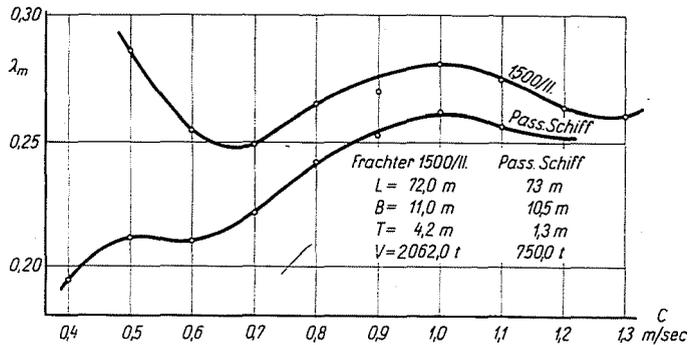


Abb. 2. Durch Messungen ermittelter Verlauf der Reibungskoeffizientenkurve

hat. Dieser Einfluß macht auch auf sich ebenen Platten geltend, die lotrecht in das Wasser getaucht sind und deren Fortbewegungsrichtung und Geschwindigkeit mit denen der Welle übereinstimmt. Hiermit wünscht sich die Arbeit eingehend zu befassen.

Bezeichnungen

- b_1 = durchschnittlich benetzte Breite [m] $b_1 = \text{konst. } c^2/g$
- $b(x)$ = benetzte Breite [m]
- $-c$ = Fortbewegungsgeschwindigkeit von ebener Platte und Welle [m/sec]
- c'_r = örtlicher Reibungskoeffizient [-] $c'_r = dR/\frac{\rho}{2} w^2 dO$
- c_m = Fortbewegungsgeschwindigkeit des Modells
- g = Erdbeschleunigung
- gr_0/c^2 = eine für die konstante Wellenamplitude kennzeichnende Konstante
- H = eine für den im wellenbewegten Wasser entstehenden Reibungswiderstand kennzeichnende Funktion
- H_0 = eine Funktion, die den bei glattem Wasserspiegel entstehenden Widerstand kennzeichnet $H_0 = \varphi_1^{0,8}/0,8$
- l = Länge der ebenen Platte [m]
- O_m = benetzte Oberfläche des Modells [m²]
- R = Reibungswiderstand, berechnet ohne Berücksichtigung der mit der Tiefe zunehmenden Dämpfung des Wellenganges [kg]
- $R_{1.}$ = Reibungswiderstand unter Berücksichtigung der Dämpfung [kg]
- R_x = örtliche Reynold'sche Zahl
- r = Radius der Kreisbahn eines Wasserteilchens im wellenbewegten Wasser [m]
- v = Umlaufgeschwindigkeit der orbitalen Bewegung eines Wasserteilchens [m/sec]
- w = Relativgeschwindigkeit eines Wasserteilchens in bezug auf die ebene Platte [m/sec]
- W'_s = Reibungswiderstand des Modells [kg]
- x = Koordinate in Längsrichtung, berechnet von der Eintrittskante [m]

- z_1 = Tiefe des Mittelpunktes der Kreisbahn eines Wasserteilchens unter dem glatten
 Wasserspiegel [m]
 0 = Index zur Bezeichnung der Wellenoberfläche
 α = Neigungswinkel der Relativgeschwindigkeit w zur Fortbewegungsrichtung
 γ = Beiwert zur Kennzeichnung der Wellendämpfung

$$\gamma = \frac{\int (w/c)^{1,8} dz}{b(x) (w_0/c)^{1,8}}$$

λ = Wellenlänge

$$\lambda = \frac{2\pi}{g} c^2$$

λ_m = Reibungskoeffizient des Modells

$$\lambda_m = \frac{W_s}{c^{1,825} O_m}$$

- v = die kinematische Zähigkeit des Wassers [m²/sec]
 π = die Ludolfsche Zahl
 ρ = die Dichte des Wassers [kg · sec²/m⁴]
 φ = ein Zentriwinkel

Rechnerische Bestimmung des Reibungswiderstandes

Bei den Berechnungen wurde auch die *orbitale Bewegung der Wasserteilchen berücksichtigt*. Der Verlauf der Erscheinungen läßt sich an *Abb. 3* verfolgen. Die in der Abbildung dargestellte ebene Platte ist mit der Geschwindigkeit der Welle in die Richtung $-x$ bewegt. Ihre Ebene steht lotrecht und fällt genau in die Richtung der Geschwindigkeit. Ihre benetzte Fläche kommt unter die Wasserlinie zu liegen, wo die nach c gerichtete Komponente der konstanten Umlaufgeschwindigkeit v der orbitalen Bewegung einen *sinusförmigen* Verlauf zeigt.

Aus Zweckmäßigkeitsgründen wird man die Untersuchung auf den Fall beschränken, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Welle genau mit der Fortbewegungsgeschwindigkeit der ebenen Platte übereinstimmt und einer der Wellenberge eben mit der lotrechten Eintrittskante zusammenfällt. In erster Annäherung *ähnelst dieser Fall dem der Wanderwelle, die sich mit dem Schiff fortbewegt*. Primär bezweckt aber die vorliegende Arbeit hieraus zumindest qualitative Schlußfolgerungen auch für Schiffe abzuleiten.

Für die mathematische Behandlung erweist es sich als überaus vorteilhaft, die Schnittlinie der Wellenoberfläche mit der ebenen Platte als *sinusförmig* anzunehmen. Auch die Fachliteratur bevorzugt diese Näherung und bedient sich ihrer in vielen Fällen [1].

Für die während der Fortbewegung der ebenen Platte in einem beliebigen Punkt P auftretende Geschwindigkeit gilt mit den Bezeichnungen der *Abb. 3* bei Betrachtung von dem zusammen mit der Welle fortbewegten Koordinatensystem aus [2] die Vektorsumme

$$w_0 = c + v_0, \quad (1)$$

d. h. der Absolutwert der die Reibung verursachenden Relativgeschwindigkeit schreibt sich zu

$$w_0 = (c^2 + v_0^2 - 2cv_0 \cos \varphi)^{1/2}. \quad (2)$$

Da $v_0 = r_0 2\pi c / \lambda = g \cdot r_0 / c$ und weil $\lambda = \frac{2\pi}{g} c^2$, hat man

$$\left(\frac{w_0}{c}\right)^2 = 1 + \left(\frac{gr_0}{c^2}\right)^2 - 2 \frac{gr_0}{c^2} \cos \varphi. \quad (3)$$

Der Zusammenhang (3) liefert das Quadrat des Quotienten aus der Geschwindigkeit w_0 zwischen ebener Platte und Wasserteilchen einerseits sowie

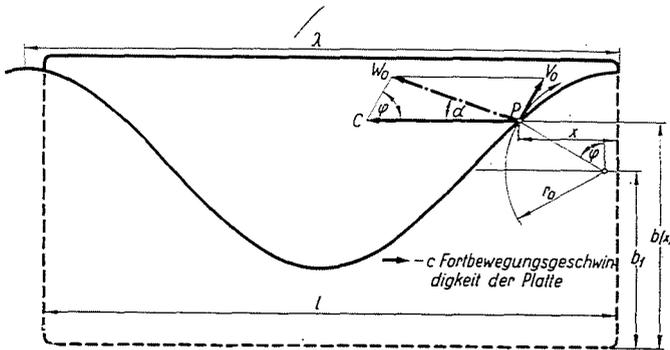


Abb. 3. Geschwindigkeitskomponenten bei Wellen auf der Wasseroberfläche

der Fortbewegungsgeschwindigkeit c der ebenen Platte andererseits. Anhand des bekannten w_0 läßt sich der Reibungswiderstand mit der örtlichen Reynold'schen Zahl unter *Annahme einer turbulenten Strömung längs der ebenen Platte* auf Grund des bekannten Zusammenhanges von KÁRMÁN [3] folgendermaßen berechnen, wenn, dem niedrigen Wert von a entsprechend, $\cos a \approx 1$ gesetzt werden kann:

$$R = \frac{\rho}{2} \int_0^l c_r w_0^2 \cdot b(x) \cdot dx, \quad (4)$$

worin

$$c_r = 0,059 \frac{1}{\sqrt{R_x}} = \frac{0,059}{\left(\frac{w_0 \cdot x}{\nu}\right)^{0,2}}. \quad (5)$$

Obzwar seit dem Erscheinen der Publikation KÁRMÁNS auf Grund neuerer Forschungen Zusammenhänge für Bereiche höherer Reynold'scher Zahlen bekannt geworden sind, soll hier Beziehung (5) verwendet werden,

weil sie sich mit ihrem expliziten Ausdruck für die Zwecke dieser Untersuchung besser eignet als es bei den logarithmischen Zusammenhängen mit ihrer impliziten Gestalt der Fall ist. Durch geeignete Wahl der in der Formel figurierenden Konstante hat man auch die Möglichkeit, für den örtlichen Reibungskoeffizienten c' Werte einzusetzen die sowohl der Modell- als auch der Schiffsgröße entsprechen.

In Gleichung (4) ist jeder der drei Faktoren des Produktes unter dem Integralzeichen von x abhängig. Als Folge der mit zunehmender Wassertiefe zustande kommenden allmählichen Abschwächung des Wellenganges ändert sich die Geschwindigkeit w zusätzlich auch mit der Koordinate z und weicht vom Wert für w_0 zunehmend ab. Diese zusammen mit der Abnahme des Halbmessers r eintretende, mit der Tiefe exponentiell wachsende Veränderung soll später in Betracht gezogen werden [siehe (11)]. Vorweg sei hier lediglich festgestellt, daß sich die Änderung in bescheidenen Grenzen hält.

Um einen von den Maßen unabhängigen (dimensionslosen) Ausdruck zu erhalten, kann der Beziehung (4) nach einiger Umgestaltung die Form

$$R = \frac{\rho}{2} \cdot 0,059 \int_0^l \left(\frac{w_0 x}{\nu} \right)^{-0,2} w_0^2 (b_1 + r_0 \cos \varphi) dx$$

gegeben werden.

Da $dx = \frac{\lambda}{2\pi} d\varphi$, ferner $gr_0/c^2 = \text{konst.}$ und da $b_1 = \text{konst.} \cdot c^2/g$, wird

$$R = \frac{0,059\rho}{2} \frac{c^{3,8}}{g} \nu^{0,2} \text{konst.} \cdot \frac{\lambda}{2\pi} \int_0^{\varphi_1} \frac{(w_0/c)^{1,8}}{\varphi^{0,2}} \cdot \left(1 + \frac{gr_0}{\text{konst.} \cdot c^2} \cos \varphi \right) d\varphi \dots \quad (6)$$

In diesen Gleichungen bezieht sich der Index 0 auf die Wellenoberfläche. Ist $r_0 = 0$, d. h. zeigen sich Wellen weder auf der Oberfläche, noch — folgerichtig — unter dieser, wird wegen $r = 0$ im Sinne von (3) $w/c = 1$, und für den Integranden und den Integralwert auf der rechten Seite von (6) hat man

$$H_0 = \int_0^{\varphi_1} \frac{d\varphi}{\varphi^{0,2}} = \frac{\varphi_1^{0,8}}{0,8} \quad (7)$$

Mit $\varphi_1^{0,8} = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^{0,8} \cdot l^{0,8}$ erhält man

$$R_0 = \frac{0,074}{\left(\frac{c \cdot l}{\nu} \right)^{0,2}} \frac{\rho}{2} c^2 b_1 l = c_r \frac{\rho}{2} c^2 \cdot S_1 \quad (8)$$

worin $S_1 = b_1 \cdot l$ die Oberfläche der einen Seite der in das ruhige Wasser ein-

tauchenden ebenen Platte bezeichnet. Der Widerstand der im wellenbewegten Wasser in lotrechter Lage geschleppten ebenen Platte läßt sich durch

$$H = \int_0^{\varphi_1} \frac{(\bar{w}/c)^{1,8}}{\varphi^{0,2}} \left(1 + \frac{gr_0}{c^2 \text{ konst}} \cos \varphi \right) d\varphi \quad (9)$$

kennzeichnen. Noch besser scheint sich hierzu die aus (7) hervorgegangene Beziehung

$$H/H_0 = \frac{0,8}{\varphi_1^{0,8}} \int_0^{\varphi_1} \frac{(\bar{w}/c)^{1,8}}{\varphi^{0,2}} \left(1 + \frac{gr_0}{c^2 \text{ konst}} \cos \varphi \right) \cdot d\varphi \quad (10)$$

zu eignen. Bei $H/H_0 < 1$ ist der Widerstand der im wellenbewegten Wasser geschleppten ebenen Platte kleiner, bei $H/H_0 > 1$ hingegen größer als der Widerstand derselben Platte bei der gleichen Geschwindigkeit c im Wasser mit glatter Oberfläche.

Die Dämpfung des Wellenganges mit zunehmender Tiefe tritt der Beziehung

$$r = r_0 \cdot e^{-\frac{2\pi}{\lambda} z_1} \quad (11)$$

gemäß mit *exponentieller Gesetzmäßigkeit* ein [4], wobei z_1 andeutet, wie tief unter dem ruhigen Wasserspiegel der Mittelpunkt jener Kreisbahn mit dem Halbmesser r liegt, die die Wasserteilchen zurücklegen. Dementsprechend ist unter einem Wellenberg, wo an der Oberfläche $(w_0/c) < 1$, in Gleichung (3) $w/c > w_0/c$, unter einem Wellental hingegen $w/c < w_0/c$ bei $\varphi = 0$ bzw. bei $\varphi = \pi$. Die Berechnung des Geschwindigkeitsquotienten w/c kann anhand folgender, aus (3) und (11) hervorgegangener Formel erfolgen:

$$(w/c)^2 = 1 + \left(\frac{gr_0}{c^2} \right)^2 \exp \left(-4 \frac{\pi}{\lambda} z_1 \right) - 2 \frac{gr_0}{c^2} \exp \left(-2 \frac{\pi}{\lambda} z_1 \right) \cos \varphi. \quad (12)$$

Die numerischen Berechnungen lassen sich vereinfachen, wenn man sich der γ -Werte bedient, die man zunächst anhand der Formel

$$(\bar{w}/c)^{1,8} = \gamma (w_0/c)^{1,8} = \frac{1}{b(x)} \int_{-r_0 \cos \varphi}^b (w/c)^{1,8} dz \quad (13)$$

berechnet. In diesem Fall ist \bar{w}/c ein Durchschnittswert, der sich für gegebene Werte von w_0/c und b_1 im voraus errechnen läßt. Mit \bar{w}/c für w_0/c hat man also statt der Gleichung (6) die Beziehung

$$R_1 = \frac{0,059g}{2} \frac{c^2}{R_1^{0,2}} b_1 \cdot l \int_0^{\varphi_1} \frac{(\bar{w}/c)^{1,8}}{\varphi^{0,2}} \left(1 + \frac{gr_0}{c^2 \text{ konst}} \cos \varphi \right) d\varphi. \quad (14)$$

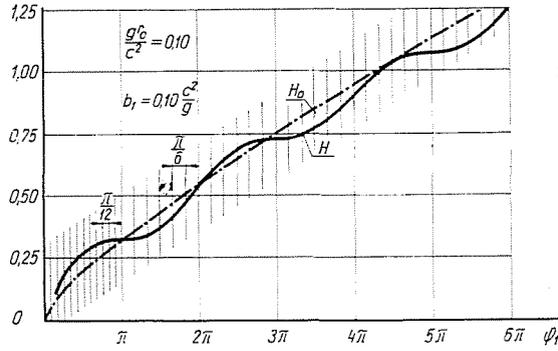


Abb. 4. Abweichung zwischen dem Widerstand einer ebenen Platte bei wellenbewegter Wasseroberfläche und dem der gleichen Platte bei glatter Wasseroberfläche

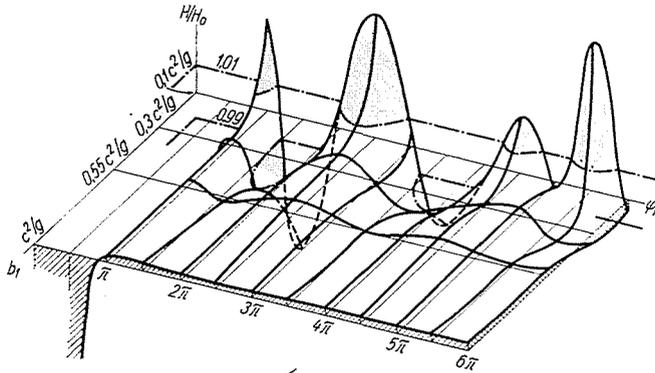


Abb. 5. Verlauf der Widerstandskurve bei kleineren Amplituden ($gr_0/c^2 = 0,05$)

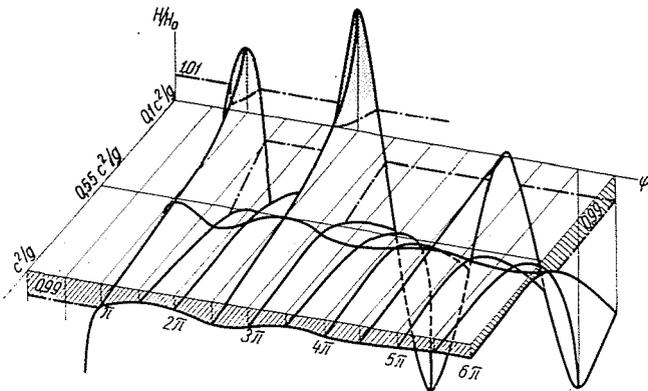


Abb. 6. Verlauf der Widerstandskurve bei größeren Amplituden ($gr_0/c^2 = 0,10$)

Die Berechnungen erfolgten auf Grund der Formel (14). Unter den unendlich vielen möglichen Varianten wurden die Amplitudenwerte zu $gr_0/c^2 = 0,05$ und $0,10$ gewählt. Der erste Wert entspricht einem mäßigen, der letztere einem stärkeren Wellengang. Die Eintauchtiefe wurde zu $b_1 = c^2/g$, $0,55c^2/g$, $0,10c^2/g$ gewählt, u. zw. in der Absicht, die innerhalb dieser Grenzen liegenden Werte durch Interpolation zu bestimmen. Die Ergebnisse der Berechnungen sind in der hier folgenden *Tabelle* zusammengefaßt. Darüber hinaus ist in *Abb. 4* die anhand der Beziehung (9) ermittelte Funktion H zusammen mit der anhand von (7) bestimmten Abhängigkeit H_0 aufgetragen. Das Schaubild läßt erkennen, daß der Reibungswiderstand im wellenbewegten Wasser bald über, bald unter dem für das ruhige Wasser kennzeichnenden H_0 -Wert liegt. Obzwar die graphische Darstellung der Funktion nur für die Werte $g \cdot r_0/c^2 = 0,10$ und $b_1 = 0,1c^2/g$ Gültigkeit hat, ist sie auch für andersgeartete Verhältnisse kennzeichnend.

In den *Abbildungen 5 und 6* sind die Funktionswerte für H/H_0 in Abhängigkeit von $b_1 - \varphi_1$, d. h. vom Ausmaß der in die Flächen der ebenen Platte fallenden Wellenberge sowie in Abhängigkeit von der benetzten Oberfläche dargestellt. Die in die positive Richtung fallenden Funktionswerte zeigen, daß der Widerstand der in wellenbewegtem Wasser geschleppten ebenen Platte höher liegt als der Widerstand derselben Platte im ruhigen Wasser bei Fortbewegung mit unveränderter Geschwindigkeit, während er bei Funktionswerten, die in die negative Richtung fallen, niedriger liegt als der Widerstand in stillem Wasser. Die schattierten Flächen veranschaulichen die über 1% liegenden Abweichungen.

Schlußfolgerungen

Wie die angestellten Berechnungen beweisen, ändert sich der Reibungswiderstand ebener Platten bei wellenbewegten Wasserspiegel im Vergleich zum Reibungswiderstand in einer mit konstanter Geschwindigkeit vor sich gehenden Strömung. Als Folge des periodischen Charakters der Wellen, *schwankt auch das Ausmaß der Änderung periodisch*, so daß es durch einen konstanten Korrektionsbeiwert nicht erfaßt werden kann.

An sich wäre der Änderung des Widerstandes ebener Platten keine besondere praktische Bedeutung beizumessen, wenn sie nicht auch darauf hinweisen würde, daß der Reibungswiderstand von Schiffen — den man bisher auf Grund des Reibungswiderstandes ebener Platten berechnete — *ähnlichen Gesetzmäßigkeiten unterliegt*. Wie unter dem Einfluß der Wellenbewegung im Vergleich zur Bewegung auf glatter Wasseroberfläche auch bei ebenen Platten und bei bestimmten Amplituden- und Oberflächenverhältnissen Änderungen auftreten können, die weit über 1% liegen, sind Abweichungen ähnlicher Größe auch bei Schiffen nicht ausgeschlossen. In derartigen Fällen

Tabelle der Funktionswerte

l/λ	φ_2	H_0	$gr_0/c^2 = 0,05$						$gr_0/c^2 = 0,1$					
			$b_1 = 0,1 \text{ c}^2/\text{g}$		$b_1 = 0,55 \text{ c}^2/\text{g}$		$b_1 = \text{c}^2/\text{g}$		$b_1 = 0,1 \text{ c}^2/\text{g}$		$b_1 = 0,55 \text{ c}^2/\text{g}$		$b_1 = \text{c}^2/\text{g}$	
			H	H/H_0	H	H/H_0	H	H/H_0	H	H/H_0	H	H/H_0	H	H/H_0
0,25	$\frac{\pi}{2}$	1,964	2,276	1,159	1,827	0,930	1,796	0,915	2,674	1,363	1,828	0,931	1,759	0,996
0,50	π	3,123	3,237	1,037	3,133	1,003	3,130	1,002	3,208	1,027	3,117	0,998	3,093	0,990
0,75	$\frac{3}{2}\pi$	4,320	4,093	0,947	4,308	0,998	4,333	1,003	3,680	0,852	4,280	0,991	4,301	0,995
1,00	2π	5,438	5,489	1,009	5,451	1,002	5,452	1,002	5,289	0,973	5,416	0,996	5,396	0,992
1,25	$\frac{5}{2}\pi$	6,501	6,821	1,049	6,537	1,005	6,518	1,003	6,826	1,050	6,499	1,000	6,443	0,991
1,50	3π	7,522	7,551	1,004	7,541	1,003	7,543	1,003	7,240	0,963	7,489	0,996	7,467	0,992
1,75	$\frac{7}{2}\pi$	8,509	8,262	0,971	8,509	1,000	8,534	1,003	7,635	0,913	8,448	0,993	8,465	0,995
2,00	4π	9,469	9,463	0,999	9,492	1,002	9,496	1,003	9,018	0,952	9,423	0,995	9,403	0,993
2,25	$\frac{9}{2}\pi$	10,404	10,635	1,022	10,448	1,004	10,434	1,003	10,372	1,003	10,376	0,997	10,327	0,993
2,50	5π	11,319	11,295	0,998	11,347	1,002	11,352	1,003	10,743	0,949	11,264	0,995	11,244	0,993
2,75	$\frac{11}{2}\pi$	12,216	11,936	0,941	12,227	1,001	12,253	1,003	11,099	0,909	12,134	0,993	12,142	0,994
3,00	6π	13,096	13,040	0,996	13,127	1,002	13,134	1,003	12,368	0,944	13,031	0,995	13,007	0,993

genügt es also nicht, den Reibungswiderstand von Schiffen und ihren Modellen anhand der bisherigen einfachen (auf dem Widerstand ebener Platten beruhenden) Zusammenhänge zu berechnen, vielmehr wird es zur Ermittlung der richtigen Widerstandswerte *eingehender Untersuchungen* bedürfen.

Berechtigt ist die Annahme, daß die Wellenbewegung in der Gestaltung des Reibungswiderstandes von Schiffen keine ins Gewicht fallende Rolle spielt, sofern das Verhältnis H/H_0 bei den für ein gegebenes Schiff kennzeichnenden Werten für $g \cdot r_0/c^2$ und $b_1 = \text{konst} \cdot c^2/g$ zwischen 0,99 und 1,01 liegt. Im entgegengesetzten Fall wird man in Kenntnis des Wellenbildes, das das Modell und das Schiff umgibt, weitere Berechnungen anstellen müssen, um dem Einfluß des Wellenganges Rechnung tragen zu können.

Zusammenfassung

Im Widerstand ebener, in wellenbewegtem Wasser geschleppter Platten zeigen sich Unterschiede gegenüber jedem Widerstand, der sich bei Annahme einer glatten Wasseroberfläche errechnet. Die auf Grund sinusförmiger Wellen rechnerisch ermittelten Werte beweisen, daß die Abweichung im allgemeinen unbedeutend ist, in Einzelfällen jedoch mehrere Prozente übersteigen kann, daß sie also nicht in jedem Falle vernachlässigt werden darf. Diese Erscheinung zeigt sich auch bei dem durch die Fahrt des Schiffes erzeugten Wellensystem, weshalb es zweckmäßig erscheint, sie mit in Betracht zu ziehen. Die an ebenen Platten durchgeführten Berechnungen lassen erkennen, in welchen Fällen bei Schiffen eine Abweichung um mehr als 1% gegenüber den nach den üblichen Methoden durchgeführten Berechnungen zu erwarten ist.

Literatur

1. TIETJENS: Strömungslehre. VI. 4. Flüssigkeitswellen. pp. 336/368. Springer-Verlag, Berlin—Göttingen, 1960.
2. PRANDTL, L.: Führer durch die Strömungslehre. II. 15. Wellen auf einer freien Flüssigkeitsoberfläche. pp. 83/84. Vieweg & Sohn, Braunschweig, 1949.
3. KÁRMÁN: Theorie des Reibungswiderstandes. Hydromechanische Probleme des Schiffsantriebs. pp. 70/71, Kempf-Foerster, Hamburg, 1932.
4. SCHLICHTING: Grenzschichttheorie. XXI. Der Reibungswiderstand der längsangeströmten Platte. pp. 497/528. Springer-Verlag, Berlin, 1958.
5. KOTSCHIN—KIBEL—ROSE: Theoretische Hydromechanik. Ebene Wellen. pp. 375/387. Akademie-Verlag, Berlin, 1954.

Prof. B. BALOGH, Budapest, XI., Stoczek u. 2. Ungarn.