

ARCHIV

Vom Verfasser überreicht!

Sonderabdruck aus

Jahrbuch der Schiffbautechnischen Gesellschaft

45. Band 1951.

Springer-Verlag, Berlin / Göttingen / Heidelberg.

Printed in Germany.

Lab. v. Scheepsbouwkunde
Technische Hogeschool
Delft

O. Grim

Das Schiff in von achtern auflaufender See.

Nicht im Handel.

Nachdruck ohne Genehmigung der Schiffbautechnischen Gesellschaft, Hamburg, nicht gestattet.

XVIII. Das Schiff in von achtern auflaufender See.

Von Dipl.-Ing. Otto Grim, Hamburg.

Die Hamburgische Schiffbau-Versuchsanstalt hat seit kurzem wieder das Studium des Verhaltens der Schiffe im Seegang in ihr Arbeitsprogramm aufgenommen. Ich möchte nun über eines der behandelten Probleme sprechen und hoffe damit zeigen zu können, daß solchen Arbeiten nicht nur eine wissenschaftliche, sondern auch eine praktische Bedeutung zukommen kann.

Das Verhalten eines Schiffes im Seegang kann unter verschiedenen Gesichtspunkten betrachtet werden: Kleine und angenehme Bewegungen, trockenes Deck, zusätzlicher Widerstand, Sicherheit

und anderes mehr. Für die Gesamtbeurteilung eines Schiffstyps müßten natürlich alle diese Eigenschaften berücksichtigt werden. In diesem Vortrag wird jedoch ein Problem behandelt, das nur für die Sicherheit und Stabilitätsbeanspruchung im Seegang von Bedeutung ist. Dieses Problem der Sicherheit und Stabilitätsbeanspruchung im Seegang konnte trotz vieler Bemühungen bisher nicht befriedigend gelöst werden, andererseits muß aber eine Beschäftigung mit diesem Problem als dringend erwünscht gelten, da doch eine Reihe von Unfällen kleinerer Schiffe in See als Stabilitätsunfälle anzusehen sind.

Es ist bekannt, daß der gefährlichste Zustand eines Schiffes in See dann zu erwarten ist, wenn die See von achtern oder schräg von achtern kommt. Die übliche Erklärung hierfür ist, daß dann für die Rollschwingung der Resonanzzustand eintritt. Ich möchte im folgenden nun einen anderen Zustand behandeln, der ebenfalls bei See von achtern zu erwarten ist und der vermutlich gefährlicher werden kann als der Resonanzzustand. Dieser Zustand ist in der Praxis wohl bekannt, er ist aber bisher wissenschaftlich nicht behandelt worden. Es muß daher erwünscht sein, wenn durch eine wissenschaftliche Bearbeitung die Bedingungen festgestellt werden, die für das Zustandekommen dieses gefährlichen Zustandes zutreffen müssen.

Die bisher durchgeführten bekannten wissenschaftlichen Untersuchungen über das Schiff im Seegang beschäftigen sich zum großen Teil mit dem Fall, daß das Schiff senkrecht zu den Wellenkämmen der See entgegenläuft. Über den Fall, daß das Schiff mit den Wellen

läuft, daß also die See genau von achtern kommt, ist mir nur eine 1948 veröffentlichte Arbeit von Davidson bekannt, die zusammen mit dem Stabilitätsunfall des Dampfers „Fidamus“ den unmittelbaren Anstoß zu diesen Untersuchungen gab. Ich werde auf diese Arbeit von Davidson später noch zurückkommen. Zuerst werde ich nun die durchgeführten Versuche besprechen und anschließend daran die Bedeutung dieser Versuchsergebnisse an Hand theoretischer Überlegungen behandeln, obwohl der Weg der Untersuchungen tatsächlich in der umgekehrten Reihenfolge beschritten wurde.

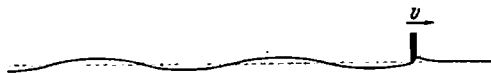


Bild 1. Erzeugung der Wellen.

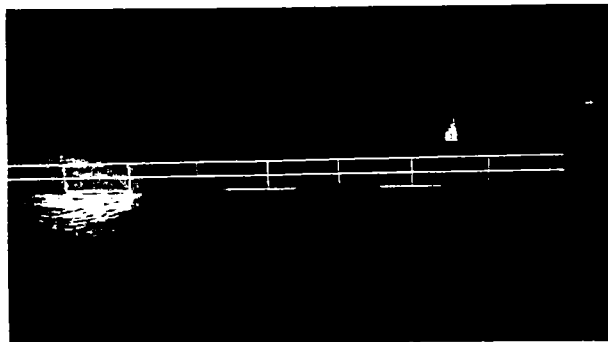


Bild 2. Geschwindigkeit 1,01 m/sek.

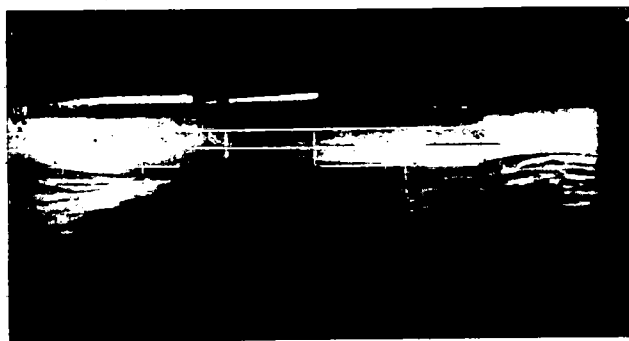


Bild 3. Geschwindigkeit 1,19 m/sek.

läuft, daß also die See genau von achtern kommt, ist mir nur eine 1948 veröffentlichte Arbeit von Davidson bekannt, die zusammen mit dem Stabilitätsunfall des Dampfers „Fidamus“ den unmittelbaren Anstoß zu diesen Untersuchungen gab. Ich werde auf diese Arbeit von Davidson später noch zurückkommen. Zuerst werde ich nun die durchgeführten Versuche besprechen und anschließend daran die Bedeutung dieser Versuchsergebnisse an Hand theoretischer Überlegungen behandeln, obwohl der Weg der Untersuchungen tatsächlich in der umgekehrten Reihenfolge beschritten wurde.

Der Fall, daß das Schiff mit den Wellen und gerade so schnell wie die Wellen läuft, ist der einfachste Fall des Schiffes in Wellen, denn dieser Bewegungszustand ist stationär. Alle dynamischen Größen, wie Eigenperioden, Beschleunigungen, Massenträgheitsmomente, mitschwingende Wassermassen usw. sind hierfür ohne Bedeutung. Auch aus diesem Grunde schien es reizvoll, diesen Fall als einfachsten und besonders ausgezeichneten zu untersuchen. Leider schien es zunächst so, als ob mit den zur Zeit zur Verfügung stehenden Mitteln die Durchführung von Versuchen nicht möglich wäre. Diese Möglichkeit war erst dann gegeben, als eine bisher in Versuchsanstalten nicht angewandte Methode zur Erzeugung von Wellen gefunden wurde. Diese Methode besteht darin, daß an der Vorderkante des Schleppwagens ein senkrecht zur Fahrtrichtung stehendes Brett so eingespannt ist, daß die Unterkante wenige Millimeter unter die Wasseroberfläche reicht (Bild 1). Wenn damit der Wagen fährt, schiebt er vor sich das Brett her und hinterläßt sehr gleichmäßige, gut ausgebildete Wellen, die mit der gleichen Geschwindigkeit wie der Wagen laufen, und deren Kämme und Täler quer zur Fahrtrichtung liegen. Allein diese Methode der Wellenerzeugung wurde für die Untersuchungen benutzt, bei denen die Unterkante des wellenerzeugenden Brettes unter 45° angeschärft war und etwa 8 mm unter die Wasserfläche reichte.

Um zuerst die Wellen gut beobachten und ausmessen zu können, wurde hinter dem Brett in den Wagen eine in Fahrtrichtung stehende Blechtafel eingespannt, auf die ein parallel und senkrecht zur glatten Wasserfläche liegendes Liniennetz gemalt war, und auf der sich die Wellen deutlich abzeichneten. Die Photographien Bild 2—5 zeigen für vier verschiedene Geschwindigkeiten Aufnahmen der Wellen, und sie lassen erkennen, daß diese Wellen sehr gleichmäßig ausgebildet waren.

Auf diesem Wege wurden die folgenden drei Verhältnisse gefunden, durch die die entstehenden Wellen vollkommen bestimmt sind:

$$\frac{\text{Wellenlänge}}{(\text{Geschwindigkeit})^2} = \frac{\lambda}{v^2} = 0,58$$

$$\frac{\text{Wellenlänge}}{\text{Wellenhöhe}} = \frac{\lambda}{h} = 18$$

$$\frac{\text{Abstand des 1. Wellenberges vom wellenerzeugenden Brett}}{\text{Wellenlänge}} = 1,7..$$

Eigentlich hätte für das erste Verhältnis λ/v^2 nicht 0,58, sondern entsprechend der Theorie der Oberflächenwellen 0,64 gefunden werden müssen. Es ist mir keine Erklärung dafür, daß dieses nicht der Fall war, möglich. Das zweite Verhältnis $\lambda/h = 18$ zeigt, daß die erzeugten Wellen etwas steiler waren als die, mit denen im Schiffbau zu meist gerechnet wird.

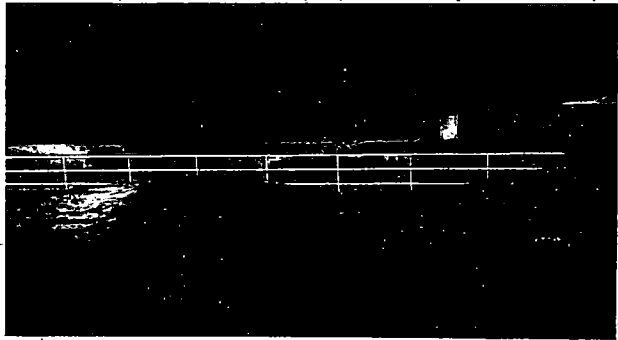


Bild 4: Geschwindigkeit 1,47 m/sek.

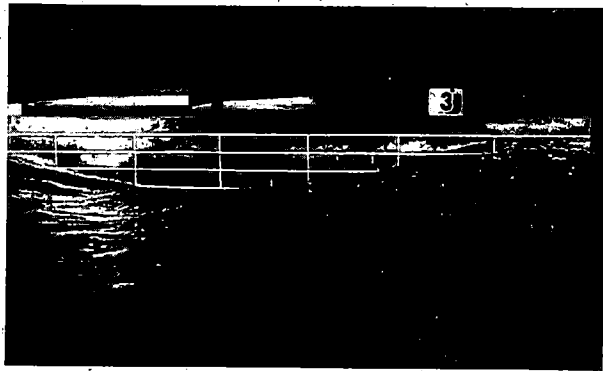


Bild 5: Geschwindigkeit 1,83 m/sek.

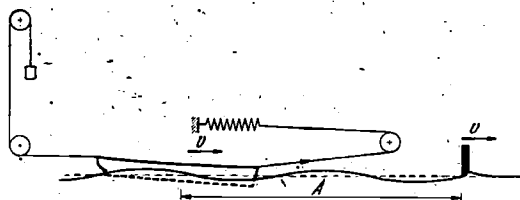


Bild 6. Versuchsanordnung.

Diese Methode der Wellenerzeugung war für die beabsichtigten Versuche besonders vorteilhaft, da nun leicht eine beliebige stationäre Lage des Schiffmodells relativ zu den Wellen erreicht werden konnte. Bei einer anderen Art der Wellenerzeugung wäre das dagegen sehr schwierig gewesen

Die Versuche wurden nun so fortgesetzt, daß in den erzeugten Wellen ein Schiffmodell geschleppt und der Widerstand gemessen wurde. Die dafür benutzte Einrichtung konnte, wie Bild 6 zeigt, sehr einfach sein.

Der Widerstand ist für diesen stationären Bewegungszustand für ein gegebenes Modell nicht nur eine Funktion der Geschwindigkeit allein, sondern außerdem eine Funktion der relativen Lage zu

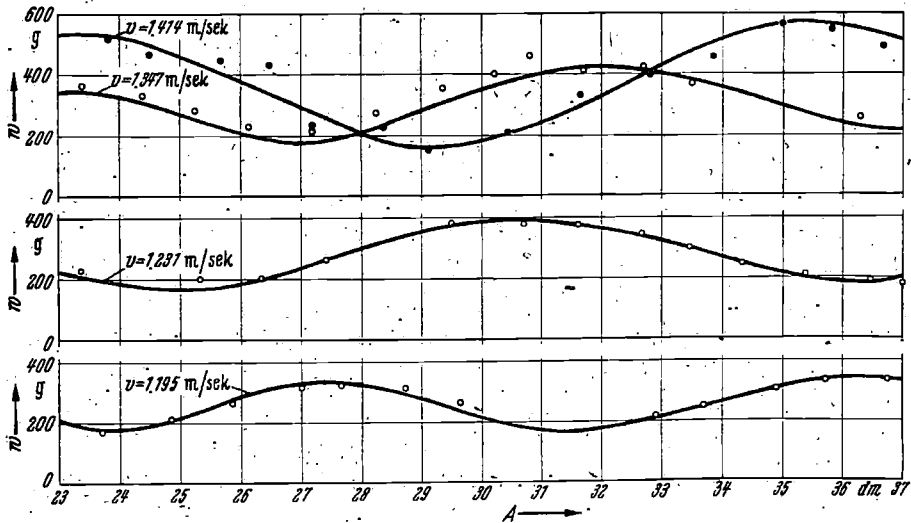


Bild 7. Widerstand in mitlaufender See, Modell 1.

den Wellen bzw. des Abstandes A von dem wellenerzeugenden Brett. Um diese Gesetzmäßigkeit erfassen zu können, waren sehr viele Messungen notwendig, denn es mußte bei mehreren Geschwindigkeiten für jede Geschwindigkeit eine Anzahl Fahrten für verschiedene relative Lagen A durchgeführt werden. Die Messungen waren nicht mit der gleichen Genauigkeit wie bei Widerstandsversuchen in ruhigem Wasser möglich, da der Widerstand um einen Mittelwert mehr oder weniger schwankte. Jedoch reichte die Genauigkeit doch sehr gut aus, um die Gesetzmäßigkeiten erfassen zu können.

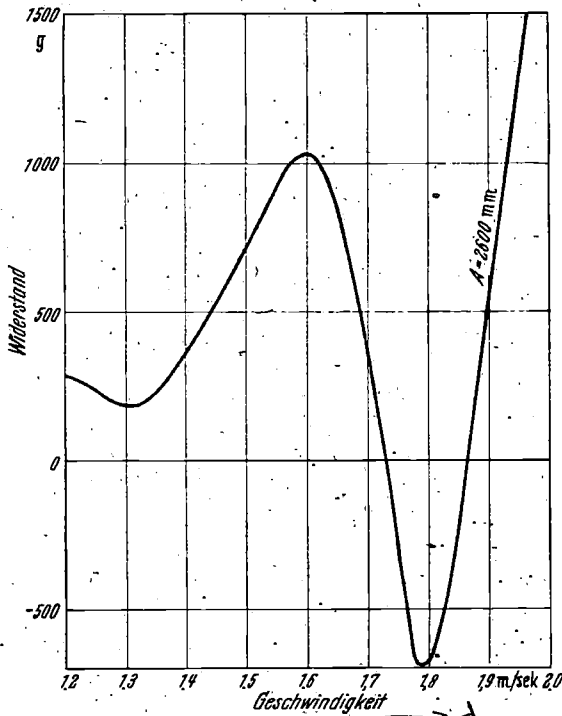


Bild 8. Widerstand in mitlaufender See, Modell 1.

Das Diagramm Bild 7 zeigt z. B., wie sich der Widerstand ändert, wenn bei einer konstant bleibenden Geschwindigkeit die relative Lage des Modells zur Wellenlage geändert wird. Das Diagramm zeigt recht gut einen sinusförmigen Verlauf des Widerstandes. Als Abszisse ist der Abstand des Modellschwerpunktes von dem wellenerzeugenden Brett aufgetragen. In dem Diagramm 8 ist dagegen der Widerstand über der Geschwindigkeit bei konstant bleibendem Abstand des Modells von dem wellenerzeugenden Brett aufgetragen. Auch in diesem Diagramm zeigt die Widerstandskurve sehr starke periodische Schwankungen entsprechend der Änderung der Geschwindigkeit und der relativen Lage des Modells zur Wellenform. Vollständiger sind die Gesetzmäßigkeiten aus den beiden weiteren Diagrammen 9 und 10 zu erkennen, in denen die

Kurven für alle Geschwindigkeiten bzw. für alle Lagen übereinander gezeichnet sind. Aus dem Diagramm 9 ist zu entnehmen, daß die Widerstandsänderung bei Änderung der relativen Lage

für alle Geschwindigkeiten annähernd sinusförmig verläuft. Die aus diesem Diagramm bestimmbare Länge der Wellen der Widerstandskurve muß natürlich identisch sein mit der Länge der Oberflächenwellen. Die Amplituden der Widerstandsänderungen wachsen, in dem untersuchten Bereich, sehr schnell mit der Geschwindigkeit. Das Diagramm 10 erscheint besonders anschaulich, weil es erkennen läßt, in welchen Grenzen der Widerstand bei einer bestimmten Geschwindigkeit

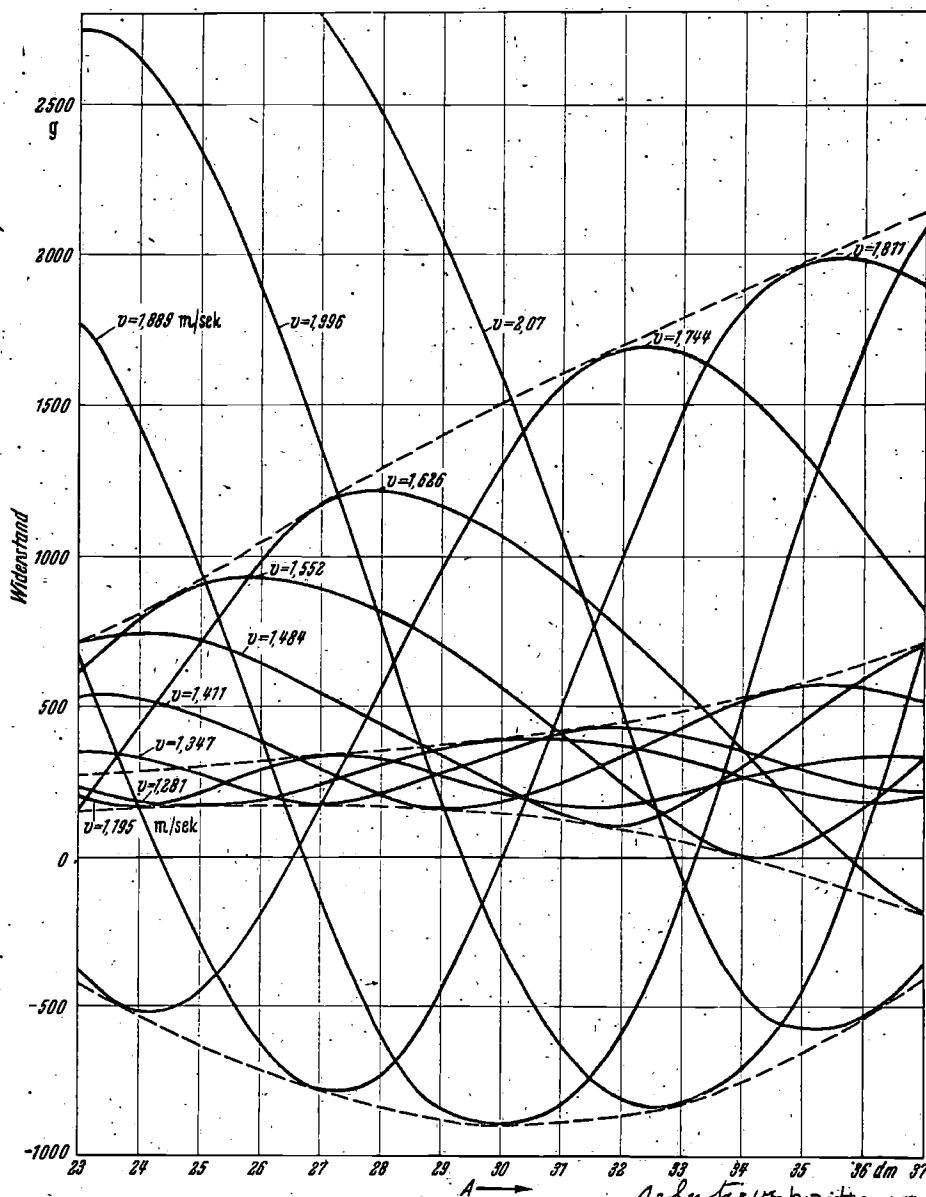


Bild 9. Widerstand in mitlaufender See, Modell 1.

relative position van schip ten opzigt by constante waterdiepte

schwanken kann. Es fällt auf, daß der Widerstand sogar negativ werden kann, d. h. also, daß in einem solchen Fall die Wellen das Modell schieben und sogar einen noch größeren Schub entwickeln, als für die Fortbewegung des Modelles notwendig ist. Dieses Ergebnis erinnert an das bekannte Vergnügen am Strand von Hawaii, wo sich Badende, auf einem Brett stehend, von einem Wellenzug an den Strand tragen lassen.

Die gezeigten Diagramme gelten für ein Modell mit den folgenden Abmessungen:

Modell 1:	Länge ü. A.	1720 mm	Seitenhöhe i. d. M.	160 mm
	Breite	240 mm	Seitenhöhe am Bug	217 mm
	Tiefgang	70 mm	Verdrängung	16,5 kg.

Gleiche Versuche wurden noch mit einem kleineren Modell durchgeführt. Die Diagramme 11, 12, 13 und 14 zeigen die mit diesem Modell gewonnenen Ergebnisse für einen Tiefgang von 50 mm und 60 mm. Die Abmessungen dieses Modells betragen:

Modell 2:	Länge ü. A.	940 mm	Seitenhöhe in der Mitte	103 mm
	Breite	156 mm		
	Tiefgang	50 mm	Verdrängung	5,1 kg
	Tiefgang	60 mm	Verdrängung	6,1 kg.

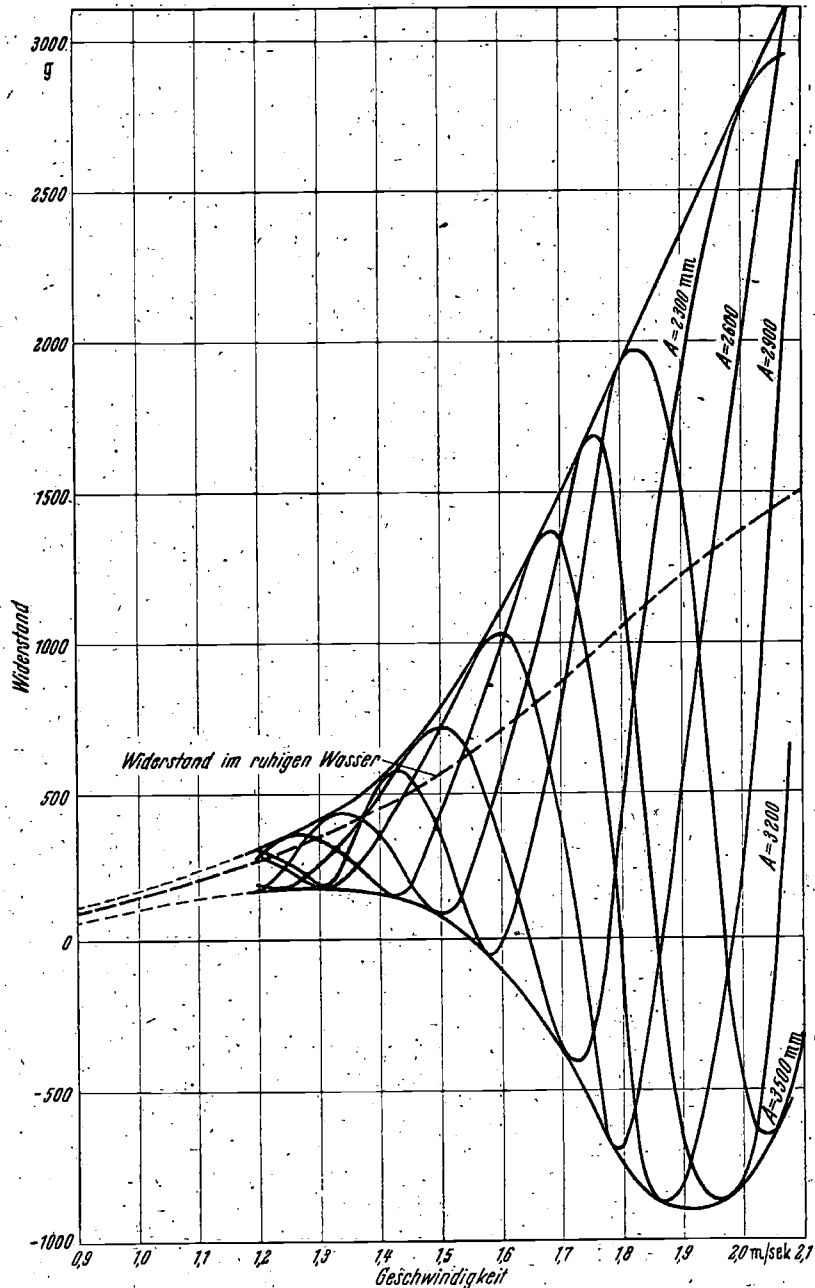


Bild 10. Widerstand in mitlaufender See, Modell 1.

Die vier Diagramme zeigen auch für dieses Modell einen ähnlichen Verlauf der gemessenen Widerstandskurven wie für das erste Modell.

Bevor nun weitere Schlüsse aus diesen Ergebnissen gezogen werden, soll versucht werden, den Einfluß der Wellen auf den Widerstand zu berechnen. Das ist in sehr einfacher Weise möglich, wenn

man die Bedingungen für das Gleichgewicht des betrachteten stationären Zustandes aufstellt, und wenn man annimmt, daß die Oberflächenform und die Druckverteilung in der Welle durch das Schiff nicht gestört wird.

Es kommen hierfür praktisch nur zwei solche Gleichgewichtsbedingungen in Frage, nämlich

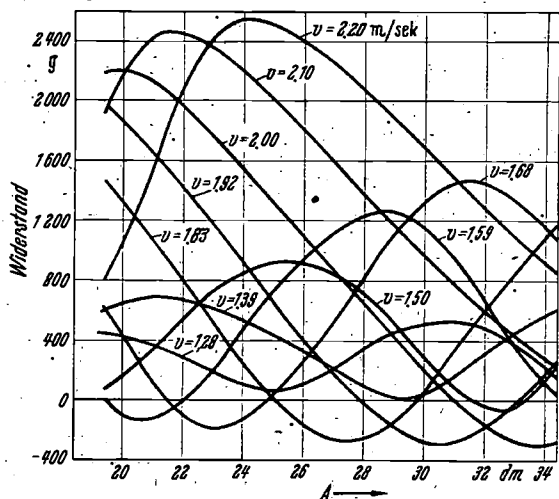


Bild 11. Widerstand in mitlaufender See, Modell 2, Tiefgang 50 mm.

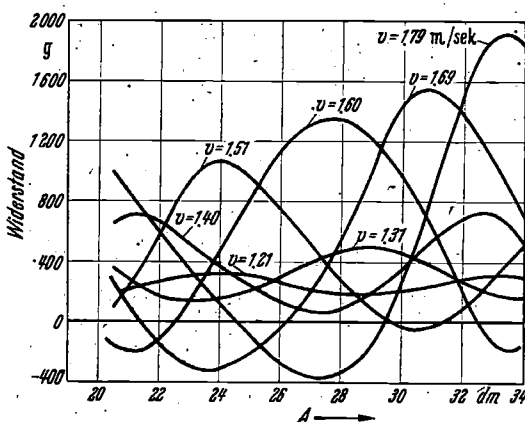


Bild 12. Widerstand in mitlaufender See, Modell 2, Tiefgang 50 mm.

die Bedingungen für die in der Längsebene liegenden Kräfte. Es werden dafür eingeführt: das Gewicht G , die Auftriebskraft A , der Widerstand W und, der Propellerschub bzw. beim Modell der Drahtzug S (Bild 15). Besonders wichtig ist es, die Richtung zu finden, in welcher die Auftriebskraft A einzuführen ist. Für die Gleichgewichtsbedingung der Kräfte in vertikaler Richtung ist diese Richtung zwar auch noch ohne Bedeutung, denn da diese Richtung nur wenig von der Vertikalen abweichen wird, spielt hierfür nur die Größe von A eine Rolle, und diese Größe muß praktisch mit dem Gewicht übereinstimmen. Für die Gleichgewichtsbedingung in horizontaler Richtung muß jedoch die Horizontalkomponente der Auftriebskraft bestimmt werden, denn diese Bedingung lautet, wenn man berücksichtigt, daß S und W klein sind im Vergleich zu G und A :

$$S = W + \text{Horizontal-} \\ \text{komponente von } A.$$

Wenn wir ein kleines Wasser- teilchen betrachten, so wirkt auf dieses Teilchen aus seiner Um- gebung eine resultierende äußere Kraft, die senkrecht zu der

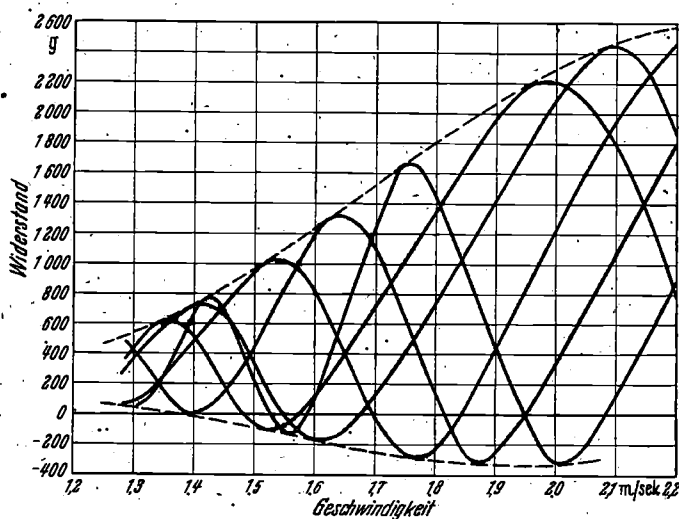


Bild 13. Widerstand in mitlaufender See, Modell 2, Tiefgang 60 mm.

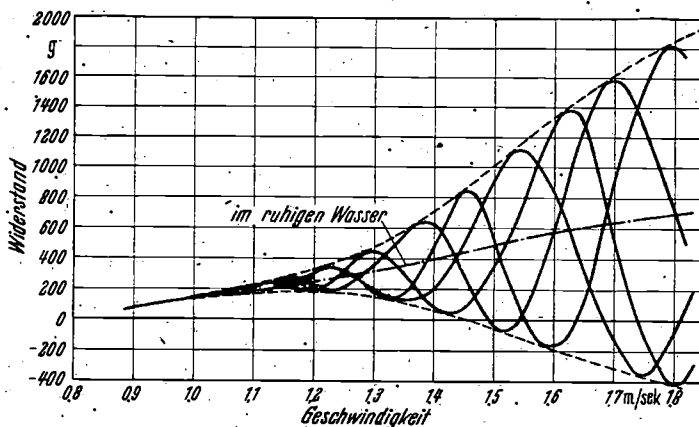


Bild 14. Widerstand in mitlaufender See, Modell 2, Tiefgang 60 mm.

Niveaufläche, das ist eine Fläche gleichen Druckes, gerichtet ist. An der Wasseroberfläche muß daher die Auftriebskraft immer senkrecht zu der jeweiligen Wasseroberfläche gerichtet sein, und das gilt natürlich auch dann, wenn die Wasseroberfläche durch Wellen gestört ist.

Die Wellenbewegung klingt mit der Tiefe ab, und die Niveauflächen sind daher um so flacher, je tiefer sie liegen. In erster Näherung kann man nun für die Berechnung der Horizontal Komponente der Auftriebskraft eines in Wellen befindlichen Schiffskörpers annehmen, daß auf jedes Teilchen dieses Schiffskörpers eine gleich große und gleichgerichtete Auftriebskraft wirkt, wie auf das entsprechende Wasserteilchen wirken würde, das an dieser Stelle liegen würde, wenn die Wellenform nicht durch den Schiffkörper gestört wäre. Die Horizontal Komponente der Auftriebskraft des in den Wellen liegenden Schiffskörpers ist demnach zu berechnen aus: (Bild 16)

$$\sim 2\pi \cdot \frac{\tau}{\lambda} \cdot e^{-\pi \frac{T_m}{\lambda}} \cdot \gamma \cdot \int_{\text{Schiffslänge}} y \cdot \left[T + z + \psi x - r \cdot \cos \left(2\pi \frac{x}{\lambda} + 2\pi \frac{\xi}{\lambda} \right) \right] \cdot \sin \left(2\pi \frac{x}{\lambda} + 2\pi \frac{\xi}{\lambda} \right) \cdot dx$$

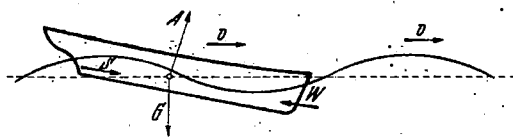


Bild 15. Auf das Schiff wirkende Kräfte.

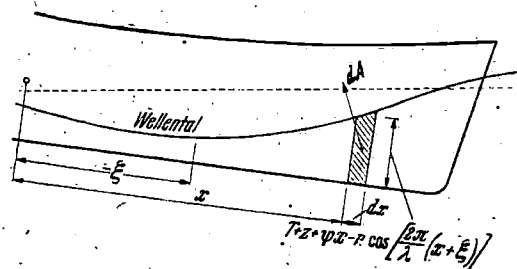


Bild 16. Richtung der Auftriebskraft.

- τ = halbe Wellenhöhe
- λ = Wellenlänge
- y = Breite der Wasserlinie
- x = Koordinate in Längsrichtung (vom Schwerpunkt aus gerechnet)
- $y \cdot T$ = Spantfläche
- z = vertikale Verschiebung gegenüber der Lage im ruhigen Wasser
- ψ = Vertrimmung gegenüber der Lage im ruhigen Wasser
- ξ = relative Lage zur Wellenform
- T_m = mittlerer Tiefgang = $\frac{\text{Verdrängung}}{\text{Wasserlinienfläche}}$

Der Faktor $e^{-\pi \frac{T_m}{\lambda}}$ ist eingeführt, da als Richtung der Auftriebskraft in einem Spantquerschnitt wegen der Abflachung der Niveaufläche mit der Tiefe nicht die Neigung der Wasseroberfläche eingesetzt werden kann, sondern besser die Neigung in der halben mittleren Tiefe. z und ψ sind

selbst wieder Funktionen der relativen Lage. Einfach periodisch nach ξ ist daher nur das Glied (Periode $\xi = \lambda$):

$$2\pi \frac{\tau}{\lambda} e^{-\pi \frac{T_m}{\lambda}} \gamma \int_{\text{Schiffslänge}} y \cdot T \cdot \sin \left(2\pi \frac{x}{\lambda} + 2\pi \frac{\xi}{\lambda} \right) dx,$$

und wenn die Spantflächenkurve in erster Näherung als symmetrisch zu $x = 0$ angesehen wird, ergibt sich für dieses Glied:

$$2\pi \frac{\tau}{\lambda} \cdot e^{-\pi \frac{T_m}{\lambda}} \cdot D \cdot \left(\frac{\epsilon}{\alpha} \right)_{\text{Spfl.}} \cdot \sin \left(2\pi \frac{\xi}{\lambda} \right),$$

wobei $(\epsilon/\alpha)_{\text{Spfl.}}$ die auf die Spantfläche bezogene Tauchfunktion nach Weinblum darstellt, die abhängig von der Spantflächenform und dem Verhältnis λ/L ist:

$$\left(\frac{\epsilon}{\alpha} \right)_{\text{Spfl.}} = \frac{\int y \cdot T \cdot \cos \left(2\pi \frac{x}{\lambda} \right) dx}{\int y \cdot T dx} = \frac{\gamma \cdot \int y \cdot T \cdot \cos \left(2\pi \frac{x}{\lambda} \right) dx}{D}$$

Die weiteren Glieder:

$$2\pi \cdot \frac{\tau}{\lambda} \cdot e^{-\pi \frac{T_m}{\lambda}} \cdot \gamma \cdot \int y \cdot \left[z + \psi x - r \cdot \cos \left(2\pi \frac{x}{\lambda} + 2\pi \frac{\xi}{\lambda} \right) \right] \cdot \sin \left(2\pi \frac{x}{\lambda} + 2\pi \frac{\xi}{\lambda} \right) dx$$

sind dagegen in Abhängigkeit von ξ durch die Funktion $\sin \left(4\pi \cdot \frac{\xi}{\lambda} \right)$ gegeben und ihr Amplitudenwert kann höchstens etwa 15% des Amplitudenwertes des obigen ersten Gliedes betragen. Das ist noch ein recht bedeutender Prozentsatz, aber trotzdem werden diese Glieder zu dem beabsichtigten

Vergleich nicht herangezogen. Denn die gemessenen Widerstandskurven lassen deutlich nur eine Abhängigkeit von der relativen Lage erkennen, die durch eine Kreisfunktion mit dem einfachen Argument $2\pi \frac{\xi}{\lambda}$ ausgedrückt werden kann. Daß die Messungen die weiteren mit $4\pi \frac{\xi}{\lambda}$ periodischen Glieder nicht so deutlich erkennen lassen, kann daran liegen, daß die Meßgenauigkeit nicht ausreichte, um auch diese Glieder feststellen zu können. Vor allem bei den großen Geschwindigkeiten, bei denen diese Glieder am deutlichsten hätten zur Geltung kommen müssen, litten die Messungen darunter, daß sich der stationäre Zustand infolge der für diese Messungen zu kurzen Meßstrecke erst knapp vor dem Ende der Meßfahrt einstellte, so daß für die Messung selbst nur eine sehr kurze Zeit blieb.

Die gemessenen Widerstände S können also verglichen werden mit den nach der Formel

$$S \cong W + 2\pi \frac{r}{\lambda} \cdot e^{-\pi \frac{T_m}{\lambda}} D \cdot \left(\frac{\epsilon}{\alpha} \right)_{\text{Spfl.}} \sin \left(2\pi \frac{\xi}{\lambda} \right)$$

berechneten Widerständen, und zwar sowohl nach der Größe als auch nach der Phase. Zunächst zeigt diese Formel, daß nach ihr die Widerstände S um den Widerstand W im ruhigen Wasser gleich weit nach oben und unten schwanken sollten. Die Diagramme zeigen, daß das bei den in dem Diagramm 14 dargestellten Messungen gut der Fall war. Bei der in dem Diagramm 10 dargestellten Meßreihe war das jedoch nur angenähert der Fall, denn in diesem Diagramm liegt die obere Einhüllende nicht so weit über der Kurve des Widerstandes in ruhigem Wasser wie die untere Einhüllende darunter liegt.

Nun habe ich aus den Diagrammen 10, 13 und 14 für jede Geschwindigkeit die Differenzwerte zwischen dem maximalen und minimalen Widerstand genommen und dividiert durch $4\pi \cdot \frac{r}{\lambda} \cdot e^{-\pi \frac{T_m}{\lambda}} \cdot D$,

wobei ich für r/λ entsprechend den Wellenmessungen $1/36$ und für $\lambda = 0,58 v^2$ eingesetzt habe. Der so berechnete Wert ist dimensionslos und sollte identisch sein mit der aus der Spantflächenkurve berechneten Tauchfunktion $(\epsilon/\alpha)_{\text{Spfl.}}$. Das Diagramm 17 enthält die so aus den drei Meßreihen berechneten dimensionslosen Werte über λ/L aufgetragen und zeigt zum Vergleich auch die für die entsprechenden Völligkeiten der Spantflächenkurven berechneten Tauchfunktionen $(\epsilon/\alpha)_{\text{Spfl.}}$. Das Diagramm läßt wohl die Ähnlichkeit der aus den Messungen gewonnenen und der theoretisch berechneten Kurven erkennen. Es muß aber sehr auffallen, daß die aus den Messungen berechneten Kurven weit über den theoretischen Kurven liegen, daß also die gemessenen Widerstandsschwankungen größer waren als die, die auf Grund der einfachen theoretischen Berechnung zu erwarten gewesen wären. Diese Feststellung erscheint mir sehr überraschend, da ich eher kleinere Widerstandsschwankungen als die theoretisch berechneten erwartet hätte. Da der dimensionslose Beiwert (ϵ/α) für die Spantflächenkurve gebildet ist, tritt an Stelle der Völligkeit der WL der Zylinderkoeffizient β .

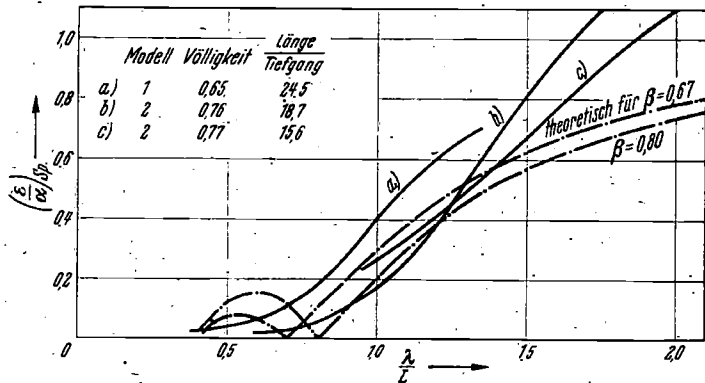


Bild 17. Vergleich der gemessenen und gerechneten Seegangskräfte.

Nun können die gemessenen Widerstände auch noch nach ihrer Phase mit den berechneten verglichen werden. Die Formel zeigt, daß theoretisch der maximale Widerstand dann zu erwarten ist, wenn der Schwerpunkt des Modells auf der ansteigenden Wellenflanke liegt, und umgekehrt der minimale Widerstand dann, wenn der Schwerpunkt auf der abfallenden Flanke liegt. Allerdings trifft das nur zu, wenn die theoretische Funktion (ϵ/α) einen positiven Wert hat. Wenn (ϵ/α) negativ ist, das ist für kleine λ/L unter 0,7 bzw. 0,8 der Fall, sollte die Phase um 180° verschoben sein, d. h. der maximale Widerstand sollte dann für die Lage des Schwerpunktes auf der abfallenden Flanke zu erwarten sein.

Die Diagramme 18, 19 und 20 zeigen nun die gemessenen Widerstände über A/v^2 aufgetragen. Wenn nämlich über dieser Abszisse die Wellenform aufgetragen wird, so ist die Phase dieser Wellenform für alle Geschwindigkeiten die gleiche. Das Diagramm 18 enthält daher auch die Wellenform

und es zeigt, daß tatsächlich die Phase der gemessenen Widerstände gegenüber der Phase der Wellenform um $\frac{1}{2}$ Wellenlänge verschoben ist, also annähernd der Erwartung entspricht. Nur für kleine Geschwindigkeiten, also für kleine λ/L ist eine Phasenverschiebung zu erkennen. Theoretisch sollte hierfür die Phasenverschiebung 180° betragen. Daß das nicht der Fall ist, kann zum Teil

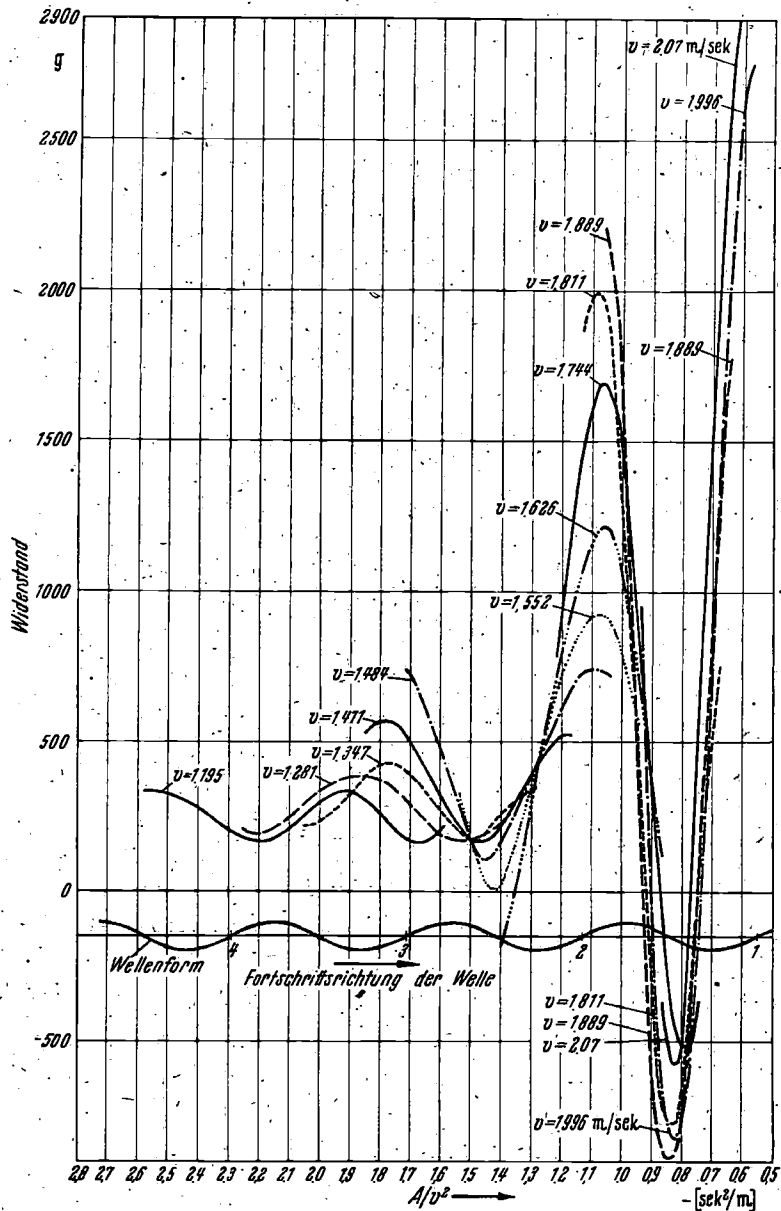


Bild 18. Widerstand in mitlaufender See, Modell 1.

daran liegen, daß die Spantflächenkurve nicht genau symmetrisch zu der Querachse durch den Schwerpunkt ist, und daß daher auch theoretisch die Phase nicht plötzlich um 180° springen kann, sondern ein stetiger Übergang erfolgen muß.

Insgesamt kann die einfache theoretische Berechnung der zusätzlichen Widerstände, wie sie hier versucht wurde, wohl als brauchbare Näherung angesehen werden, solange keine Methode zur Verfügung steht, die bessere Ergebnisse liefert. Das erscheint mir auch deswegen wichtig, weil die für diese Berechnung benutzten Annahmen auch benutzt werden, um für andere Zustände des Schiffes im Seegang die durch den Seegang erregten Kräfte zu berechnen. Und die durchgeführten

Vergleiche geben ein durch keine dynamischen Größen beeinflusstes Bild, wieweit mit diesen Annahmen richtige Ergebnisse erwartet werden können. Es würde sich wohl schon aus diesem Grunde lohnen, wenn weitere Messungen dieser Art durchgeführt werden könnten, um diese Unstimmigkeiten zwischen den Messungen und der Theorie weiter aufzuklären.

Ich möchte aber nun weitere Überlegungen anschließen, die sich auf das Verhalten eines Schiffes in einem derartigen stationären Bewegungszustand beziehen. Der Modellversuch und die freie Fahrt eines Schiffes in dem analogen Zustand sind nämlich nicht völlig identisch. Es sind zwar für beide Zustände die Gleichgewichtsbedingungen identisch, und daher können die an dem Modell gemessenen Widerstände auf das Schiff umgerechnet werden. Aber gewisse Stabilitätsbedingungen sind für die beiden Fälle sehr verschieden. Ich muß hier ausdrücklich betonen, daß ich hierbei unter Stabilität nicht die Stabilität gegenüber dem Kentern meine, sondern vielmehr die Stabilität der relativen Lage zur Wellenform. Beim Modell ist diese Stabilität durch einen vorn und hinten angreifenden Drahtzug, in den auch noch die Meßfeder eingeschaltet ist, von vornherein sichergestellt. Anders ist es jedoch beim Schiff. Dieses kann sich einerseits in der Längsrichtung relativ zur Wellenform verschieben, und es kann sich auch verdrehen, d. h. aus dem Kurs laufen. In bezug auf diese beiden Bewegungsmöglichkeiten müssen die Stabilitätsbedingungen erfüllt sein, wenn das Schiff in dem behandelten stationären Bewegungszustand bleiben soll. Es ist sehr interessant, sich mit diesen Stabilitätsbedingungen zu beschäftigen, denn erst dann, wenn wir sie kennen, werden wir uns ein Bild von dem Verhalten des Schiffes in diesem Zustand machen können.

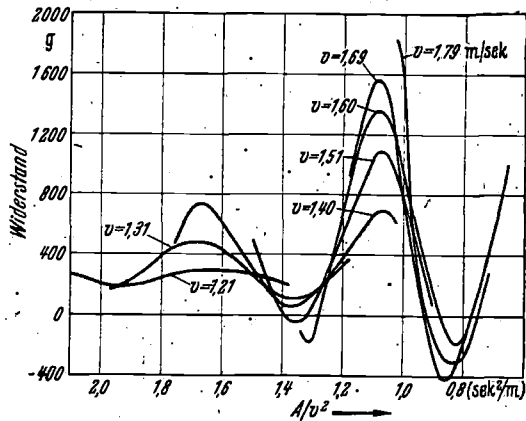


Bild 19. Widerstand in mitlaufender See, Modell 2, Tiefgang 50 mm.

Für Stabilitätsuntersuchungen ist es erforderlich, kleine Verschiebungen aus der Gleichgewichtslage vorauszusetzen, dann die hierdurch entstehenden zusätzlichen Kräfte zu berechnen und hiermit festzustellen, ob diese Kräfte bestrebt sind, die Gleichgewichtslage wiederherzustellen. In dem vorliegenden Fall ist sofort ersichtlich, daß solche zusätzlichen Kräfte nur eine Funktion des Seegangs bzw. der relativen Lage zur Wellenform sein können.

Nun sind also zwei Stabilitätsuntersuchungen durchzuführen: eine hinsichtlich der zusätzlichen Verschiebungen in der Längsrichtung, und eine weitere hinsichtlich der Verdrehungen bzw. der Kursabweichungen. Die erste der beiden Stabilitätsuntersuchungen ist in der folgenden Weise durchzuführen:

Zunächst kann man sofort erkennen, daß längs der halben Wellenkontur der Gleichgewichtszustand labil ist, und zwar immer dann, wenn der Schwerpunkt des Schiffes auf dem Wellenberg bzw. bis zu $1/4$ Wellenlänge davor oder dahinter liegt. Denn dann entstehen bei Abweichungen aus der Gleichgewichtslage Kräfte, die bestrebt sind, diese Abweichungen zu vergrößern. (Gilt nur für $(\epsilon/\alpha)_{\text{spfl.}} = \text{positiv}$; also für λ/L größer als etwa 0,7.)

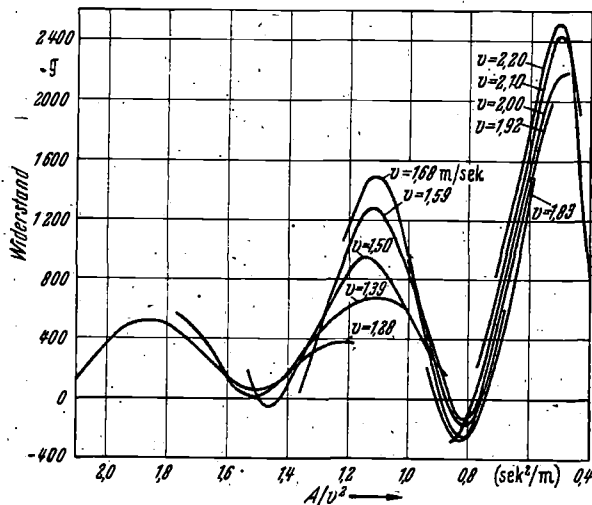


Bild 20. Widerstand in mitlaufender See, Modell 2, Tiefgang 60 mm.

Aber auch in dem verbleibenden Teil der Wellenform, also dann, wenn der Schwerpunkt des Schiffes im Wellental oder bis zu $1/4$ Wellenlänge davor oder dahinter liegt, wird der Gleichgewichtszustand nur in einem kleinen Bereich wirklich stabil sein. Um das erkennen zu können, muß die Bewegungsgleichung für diese Relativbewegung gesucht und gelöst werden.

Als Gleichgewichtsbedingung wurde oben die folgende Formel gefunden:

$$S = W + 2\pi \frac{r}{\lambda} D \cdot e^{-\pi \frac{Tm}{\lambda}} \cdot \left(\frac{\varepsilon}{\alpha}\right)_{\text{Spfl.}} \cdot \sin\left(2\pi \frac{\xi}{\lambda}\right)$$

bzw. $S = W + P \cdot \sin\left(2\pi \frac{\xi}{\lambda}\right)$, wenn wir P einführen, um die Schreibweise zu erleichtern. Um nun zu der gesuchten Bewegungsgleichung zu kommen, muß die Abweichung η von der Gleichgewichtslage ξ , die eine Funktion der Zeit t ist, eingeführt werden, und es müssen die Trägheitskraft und der zusätzliche Bewegungswiderstand eingeführt werden. Wenn der Einfachheit halber der Bewegungswiderstand proportional dem Quadrat der Absolutgeschwindigkeit gesetzt wird, lautet die Bewegungsgleichung:

$$-S + W : \frac{\left(c + \frac{d\eta}{dt}\right)^2}{c^2} + P \cdot \sin\left(2 \cdot \pi \frac{\xi}{\lambda} + 2 \cdot \pi \frac{\eta}{\lambda}\right) + M \frac{d^2\eta}{dt^2} = 0.$$

c = Wellenfortschrittsgeschwindigkeit
 W = Widerstand im ruhigen Wasser
 M = Masse des Schiffes.

Durch die Lösung dieser Differentialgleichung wird die Frage nach der Stabilität des untersuchten, durch die Lage ξ gekennzeichneten Gleichgewichtszustandes beantwortet. Diese Differentialgleichung kann nicht exakt gelöst werden. Da quantitativ an die Lösung keine hohen Ansprüche gestellt zu werden brauchen, erscheint es ohne weiteres zulässig, die Differentialgleichung durch Vereinfachungen zu einer linearen Differentialgleichung zu machen.

Ich möchte die Vereinfachung und Integration dieser Bewegungsgleichung dem Vortrag als Anhang beifügen und nun nur das Ergebnis schildern, das wohl auch so sehr verständlich erscheint:

Nur in einem sehr kleinen Gebiet in der unmittelbaren Nähe des Wellentales können die Lagen des Schiffes als stabil hinsichtlich Verschiebungen in der Längsrichtung gelten, d. h., wenn der Propellerschub gerade so groß ist, daß in einer solchen Lage ξ die Gleichgewichtsbedingung erfüllt ist, kann das Schiff in dieser Lage verharren und mit der Wellenform mitwandern. Nach einer beliebigen Störung wird das Schiff dann immer wieder in das gleiche oder in ein benachbartes Wellental zurückkehren und dort verbleiben. Außerhalb dieses kleinen stabilen Bereiches verhält sich das Schiff nach einer Störung jedoch völlig anders. Es gibt für jeden Propellerschub zwei Gleichgewichtslagen, die immer auf derselben Wellenflanke liegen. Für einen großen Schub liegen diese beiden Gleichgewichtslagen auf der ansteigenden Wellenflanke, und für einen kleinen Propellerschub liegen sie auf der abfallenden Flanke. Die obere Gleichgewichtslage ist ja in jedem Fall labil. Die untere Gleichgewichtslage ist, mit Ausnahme des wirklich stabilen Bereiches in unmittelbarer Nähe des Wellentales, nur dann stabil, wenn die Verschiebung aus dieser Lage so klein bleibt, daß die obere Gleichgewichtslage nicht überschritten wird. Nach so kleinen Störungen kehrt das Schiff dann wieder in die untere Gleichgewichtslage zurück; wenn aber die Störung so groß ist, daß die obere Gleichgewichtslage überschritten wird, kehrt das Schiff nicht wieder in die untere Gleichgewichtslage zurück und strebt dann auch nicht einer anderen stationären Gleichgewichtslage in einem anderen Wellental zu, sondern nimmt eine dauernde Relativbewegung gegenüber der Wellenform an. Ein solches Verhalten kann aber nicht als stabil angesehen werden. Die Grenzen des wirklich stabilen Bereiches werden also dadurch gekennzeichnet sein, daß nach dem Überschreiten der oberen labilen Gleichgewichtslage mit der Geschwindigkeit Null und nach dem Durchwandern des folgenden ganzen Wellenzuges das Schiff in der neuen oberen Gleichgewichtslage wieder mit der Geschwindigkeit Null ankommt. Denn auf der einen Seite dieser Grenze innerhalb des stabilen Bereiches wird das Schiff, wenn infolge einer Störung einmal die obere Gleichgewichtslage überschritten wird, wohl auch weiterwandern in das folgende Wellental, aber es wird in diesem Wellental die nächste obere Gleichgewichtslage nicht mehr erreichen, sondern vorher die Richtung der Relativbewegung ändern und in die neue Gleichgewichtslage in diesem Wellental einschwingen. Das Schiff kommt also in diesem stabilen Bereich nach einer Störung in einem Wellental zur Ruhe, wobei es natürlich von der Größe der Störung abhängt, in welchem Wellental es zur Ruhe kommt. Auf der anderen Seite der Stabilitätsgrenze, also im unstillen Bereich, kommt das Schiff jedoch nach einer Störung in der nächsten oberen Gleichgewichtslage mit einer Geschwindigkeit an, die größer ist als die Geschwindigkeit, mit der die alte obere Gleichgewichtslage überschritten wurde, so daß sich relativ zu der Wellenbewegung eine beschleunigte Bewegung herausbildet, bis sich schließlich eine mehr oder weniger konstante Relativbewegung einstellt. Die Grenzen des stabilen Bereiches sind also, es darf das wiederholt werden, dadurch gekennzeichnet, daß der Propellerschub

gerade so groß ist, daß ein Wellenzug von einer oberen Gleichgewichtslage zur nächsten so durchlaufen werden kann, daß in diesen beiden Gleichgewichtslagen die Relativgeschwindigkeit gleich Null beträgt. Und zwar gibt es eine solche Stabilitätsgrenze für einen kleinen Propellerschub bzw. eine kleinere Geschwindigkeit als die Wellengeschwindigkeit und damit für eine relative Lage, die etwas hinter dem Wellental auf der abfallenden Wellenflanke liegt ($\xi = \text{negativ}$), und dann gibt es eine weitere Stabilitätsgrenze für einen großen Propellerschub bzw. für eine größere Geschwindigkeit als die Wellengeschwindigkeit und damit für eine relative Lage, die vor dem Wellental liegt ($\xi = \text{positiv}$).

Dieses Ergebnis bedeutet, daß der Propellerschub in einem gewissen Bereich schwanken kann, ohne daß sich die Geschwindigkeit ändert. Denn in diesem Bereich wird sich dann nur die relative Lage ändern, aber die Geschwindigkeit wird gleich der Wellengeschwindigkeit bleiben, solange der zu dem Propellerschub gehörende Gleichgewichtszustand innerhalb des stabilen Bereiches bleibt. Es bedeutet ferner, daß sich die Schiffsgeschwindigkeit nicht stetig mit dem Propellerschub ändert. Denn solange der Propellerschub in dem stabilen Bereich bleibt, bleibt die Schiffsgeschwindigkeit gleich der Wellengeschwindigkeit. Wenn aber der Propellerschub die Grenze des stabilen Bereiches unter- oder überschreitet, wird die Schiffsgeschwindigkeit nicht stetig kleiner oder größer als die Wellengeschwindigkeit, sondern gleich um einen endlichen Betrag, denn die Grenzen des stabilen Bereiches sind dadurch gekennzeichnet, daß zwar in den oberen Gleichgewichtslagen die Relativgeschwindigkeiten Null sind, daß aber in dem zwischen den Gleichgewichtslagen liegenden Bereich die Relativgeschwindigkeit einen recht bedeutenden Betrag erreicht. Wenn nun die Stabilitätsgrenzen um einen geringen Betrag überschritten werden, ändert sich die mittlere Schiffsgeschwindigkeit nicht stetig, sondern sprunghaft.

Falls es mir nicht gelungen ist, mich vollkommen verständlich zu machen, möchte ich noch darauf hinweisen, daß für dieses Verhalten des Schiffes eine praktisch vollkommene Analogie besteht mit dem leichter zu verstehenden Fall eines gedämpft schwingenden Pendels, auf dessen Achse eine Seilscheibe befestigt und über die ein einseitig belastetes Seil gelegt ist (Bild 21). Einer Umdrehung des Pendels um 360° entspricht ein Weiterwandern des Schiffes um eine Wellenlänge. Auch dieses Pendel besitzt zwei Gleichgewichtslagen, von denen die obere immer labil ist. Die untere Gleichgewichtslage ist im allgemeinen auch nur für so kleine Bewegungen, bei denen die obere Gleichgewichtslage nicht überschritten wird, stabil; für größere Schwingungen ist sie dagegen nur dann als stabil zu bezeichnen, wenn die Dämpfung ausreicht, um eine dauernde Drehbewegung zu verhindern. Das ist — je nach der Größe der Dämpfung — nur für kleine einseitige Belastungen bzw. für Gleichgewichtslagen, die in der Nähe der untersten Lage des Pendels liegen, möglich.

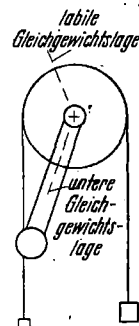


Bild 21. Gedankenmodell.

Die Funktion Propellerschub zu Geschwindigkeit für das Schiff in See von achtern muß sich daher sehr von der entsprechenden Funktion für das Schiff im ruhigen Wasser unterscheiden. Diese Funktion kann nicht mehr stetig verlaufen, sondern muß im Bereich der Wellengeschwindigkeit

einen unstetigen Bereich aufweisen (Bild 22). Das Diagramm gilt natürlich nur für eine bestimmte Wellenlänge und zeigt deutlich, daß, wenn der Propellerschub einen gewissen Wert überschreitet, das Schiff von den Wellen beschleunigt und mit der Wellengeschwindigkeit fortgeführt wird. Das Diagramm enthält des Vergleiches wegen auch die Kurve für das Schiff im ruhigen Wasser. Bei Geschwindigkeiten kleiner als die Wellengeschwindigkeit wird daher die See das Schiff schieben, und bei größeren Geschwindigkeiten wird auch bei nachlaufender See ein hemmender Einfluß sich geltend machen. Auch der bei kleinen Geschwindigkeiten aus dem Diagramm zu erkennende beschleunigende Einfluß der See läßt sich aus der Bewegungsgleichung berechnen. Diese Wirkung kommt dadurch zustande, daß das relativ zu den Wellen wandernde Schiff auf der abfallenden Wellenflanke etwas länger bleibt als auf der ansteigenden Wellenflanke. Bei einer größeren Relativbewegung wird allerdings dann auch die Stampf- und Tauchbewegung des Schiffes ihren Einfluß auf den Widerstand geltend machen. Dieser Einfluß ist bei der Berechnung des Widerstandes für das Diagramm nicht erfaßt, so daß dieses Diagramm also für sehr kleine und für sehr große Geschwindigkeiten schon aus diesem Grunde nicht mehr die Verhältnisse richtig wiedergeben wird.

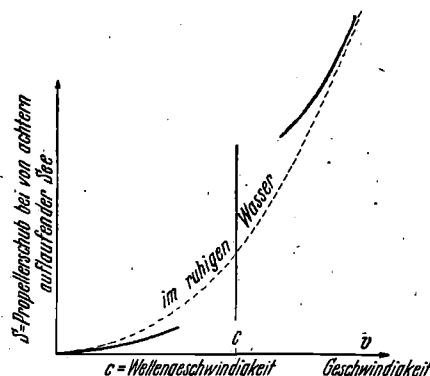


Bild 22. Propellerschub in mitlaufender See.

Selbstverständlich sind die Grenzen des stabilen Bereiches, also die Unstetigkeitsstellen in dem Diagramm Propellerschub zu Geschwindigkeit, sehr von der Wellenlänge und der Wellenschräge abhängig. Einen vollständigen Überblick über die gesuchte Stabilitätsbedingung erhält man erst, wenn man sie für alle Verhältnisse λ/L kennt. Es ist möglich, hierfür eine sehr übersichtliche, sogar dimensionslose Darstellung zu bekommen, und zwar in einem Diagramm, in dem über dem Verhältnis λ/L eine Froudesche Zahl $\frac{v}{\sqrt{g \cdot L}}$ aufgetragen ist. Zunächst kann man in dieses Diagramm die Wellengeschwindigkeit eintragen. Sie beträgt:

$$c = \sqrt{\frac{g \cdot \lambda}{2 \cdot \pi}} \quad \text{und dimensionslos}$$

$$\frac{c}{\sqrt{g \cdot L}} = \frac{1}{\sqrt{2 \cdot \pi}} \cdot \sqrt{\frac{\lambda}{L}}$$

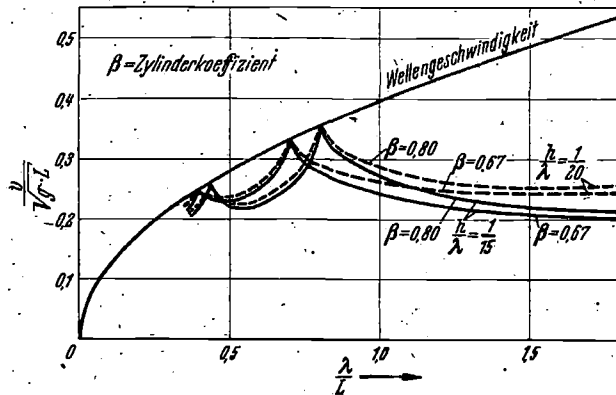


Bild 23. Grenzkurven für das Mitlaufen des Schiffes.

Außerdem kann in dieses Diagramm die untere Stabilitätsgrenze eingetragen werden, und zwar wird hierfür für jede Wellenlänge der Propellerschub ausgerechnet, bei dem diese Stabilitätsgrenze erreicht ist, und dann wird mit diesem Propellerschub die Geschwindigkeit bestimmt, die zu diesem Schub im ruhigen Wasser gehört. Man erhält dadurch für die untere Stabilitätsgrenze eine Kurve, die nur von der Wellenschräge und von der Wasserlinienform abhängig ist (Bild 23).

Da gemäß den im Anhang zu diesem Vortrag durchgeführten Berechnungen für den Propellerschub an der unteren Stabilitätsgrenze die folgende Formel:

$$S \cong W \cdot \left[1 - 5,6 \cdot \sqrt{\frac{h}{\lambda}} \cdot \left(\frac{\varepsilon}{\alpha} \right)_{\text{Spfl.}} \cdot e^{-\pi \frac{Tm}{\lambda}} + 7,5 \cdot \frac{h}{\lambda} \cdot \left(\frac{\varepsilon}{\alpha} \right)_{\text{Spfl.}} \cdot e^{-\pi \frac{Tm}{\lambda}} \right]$$

erhalten wurde, beträgt also die Geschwindigkeit, die im ruhigen Wasser mit diesem Schub erzielt würde:

$$v = c \cdot \sqrt{1 - 5,6 \sqrt{\frac{h}{\lambda}} \cdot \left(\frac{\varepsilon}{\alpha} \right)_{\text{Spfl.}} \cdot e^{-\pi \frac{Tm}{\lambda}} + 7,5 \cdot \frac{h}{\lambda} \cdot \left(\frac{\varepsilon}{\alpha} \right)_{\text{Spfl.}} \cdot e^{-\pi \frac{Tm}{\lambda}}}$$

Diese Geschwindigkeit ist also in dimensionsloser Form aufgetragen.

Das so erhaltene Diagramm erscheint mir sehr aufschlußreich, denn es läßt für alle möglichen Verhältnisse erkennen, unter welchen Bedingungen ein Mitlaufen des Schiffes mit der See möglich ist. Danach ist ein solches Mitlaufen nur möglich, wenn das Schiff im ruhigen Wasser so schnell läuft, daß seine Froudesche Zahl über der gezeichneten Grenzkurve liegt. Das Diagramm zeigt, daß ein Schiff überhaupt nur dann von den Wellen erfaßt, beschleunigt und mitgeführt werden kann wenn die Froudesche Zahl des Schiffes in ruhigem Wasser etwa 0,25 überschreitet, wobei diese Froudesche Zahl von der Wellenlänge nur wenig abhängig ist, wenn diese nur größer als etwa 0,5 der Schiffslänge ist. Endlich kann man dem Diagramm auch entnehmen, daß der Fall, daß der den Wellen entnommene Schub so groß ist, daß der Widerstand des Schiffes vollkommen überwunden wird, nicht realisiert werden kann, weil für diesen Fall zwar, wie die durchgeführten Widerstandsversuche zeigen, die Gleichgewichtsbedingung, aber nicht die Stabilitätsbedingung erfüllt werden kann. D. h. also, daß ein ohne Antrieb im Seegang liegendes Schiff nicht von den Wellen erfaßt und mitgeführt werden kann. Auf Grund der Widerstandsversuche hätte man nämlich glauben können, daß dieser Fall möglich sein müßte, und daß, da dies den Erfahrungen widerspricht, die Modellversuche ein falsches Bild ergeben. Nun ist also diese scheinbare Unstimmigkeit durch die Stabilitätsuntersuchung aufgeklärt.

Die in dem Diagramm gezeichnete Grenzkurve des stabilen Bereiches kommt tiefer zu liegen für steilere Wellen. Es sind daher die Grenzkurven außer für $\frac{h}{\lambda} = \frac{1}{20}$ auch für $\frac{1}{15}$ eingezeichnet.

Besondere Beachtung verdienen die Verhältnisse auf flachem Wasser. Auf flachem Wasser trifft nämlich das Schiff Wellen an, deren Fortschrittsgeschwindigkeit kleiner ist als auf tiefem Wasser.

und daher liegt dann nicht nur die Wellenfortschrittsgeschwindigkeit, sondern auch die Grenzgeschwindigkeit zwischen stabilem und unstabilem Bereich tiefer. Die Möglichkeit, daß das Schiff von den Wellen beschleunigt und mitgeführt wird, ist daher auf flachem Wasser größer. Die beiden weiteren Diagramme (Bild 24 u. 25) zeigen die gleichen Kurven für flaches Wasser, und zwar für die Verhältnisse $\frac{\text{Wassertiefe}}{\text{Schiffslänge}} = \frac{H}{L} = 0,2$ und $0,15$. Da auf flachem Wasser die Wellen zu-

meist auch steiler sind wie auf tiefem Wasser, ist die Möglichkeit, daß das Schiff von den Wellen fortgeführt wird, auch deswegen noch größer. Und in dem Fall $H/L = 0,15$ erscheint es bei Wellenlängen, die größer sind als $1\frac{1}{2}$ mal die Schiffslänge, sogar denkbar, daß auch das ohne Antrieb liegende Schiff von den Wellen erfaßt und mitgerissen wird. In diesem Fall muß aber der Seegang schon als Grundsee bezeichnet werden.

Damit kann nun die Untersuchung der Stabilität der Lage des Schiffes hinsichtlich Verschiebungen in der Längsrichtung zunächst als abgeschlossen angesehen werden. Vor Beginn dieser Stabilitätsuntersuchung wurde schon erwähnt, daß auch die Stabilität der Lage des Schiffes in bezug auf Kursabweichungen in dem besonderen Fall des Schiffes in mitlaufender See untersucht werden muß. Alle bisher gewonnenen Erkenntnisse können daher nur gelten, soweit sie nicht auf Grund der folgenden Stabilitätsuntersuchung korrigiert werden müssen.

Wenn ein Schiff mit der See läuft und die Längsrichtung des Schiffes mit der Fortschrittsrichtung der Wellen übereinstimmt, kommen auf das Schiff natürlich keine Querkräfte. Sobald das Schiff aber etwas schräg zu liegen kommt, entwickeln die Wellen Kräfte, die bestrebt sind, das Schiff zu drehen. Läuft das Schiff im Wellental mit den Wellen mit, so sind diese Kräfte bestrebt, das Schiff weiterzudrehen und eine ursprünglich vielleicht nur kleine Schräglage zu vergrößern. Wenn dagegen das Schiff auf dem Wellenberg mitlaufen würde, wären die Seegangskräfte bestrebt, das

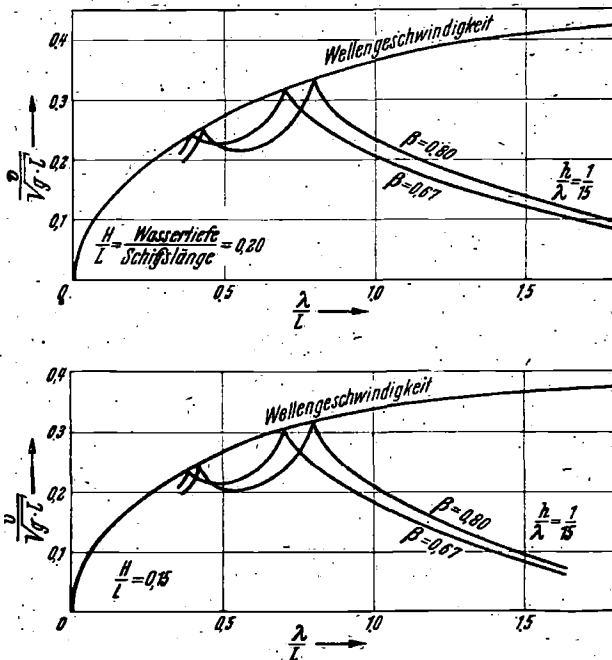


Bild 24 und 25. Grenzkurven für flaches Wasser.

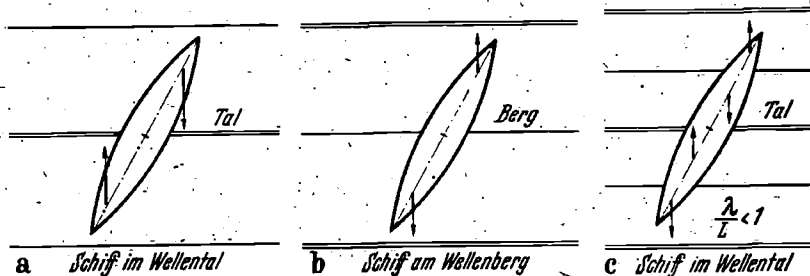


Bild 26. Seegangskräfte.

Schiff zurückzudrehen und die Schräglage zu verkleinern (Bild 26). Und wenn man sich das Ruder in seiner Mittellage festgehalten denkt, werden in dem ersten Fall die Seegangskräfte das Schiff immer weiterdrehen, bis dieses quer zu den Wellen zu liegen kommt bzw. bis das Schiff relativ zu den Wellen zurückbleibt. Das Schiff ist also in dieser Lage kursunstable. Auf dem Wellenberg dagegen würde das Schiff kursstabil sein, da die Seegangskräfte bestrebt wären, es auf dem gleichen Kurs wie die Wellen zu halten. Diese Feststellung gilt für jedes Schiff, gleichgültig, ob es für die Fahrt im ruhigen Wasser kursstetig ist oder nicht. Eine Einschränkung ist nur erforderlich hin-

sichtlich der Wellenlängen; denn für Wellen, die viel kürzer als das Schiff sind, können sich die Verhältnisse umkehren (Bild 26c).

Die Feststellung, daß das Schiff kursunstable ist, braucht allerdings noch nicht zu bedeuten, daß ein solcher Fahrtzustand unmöglich ist. Denn durch dauerndes Ruderlegen kann diese Unstabilität bekämpft und die Fahrt auf geradem Kurs erzwungen werden. In dem vorliegenden Fall muß man sich allerdings die Frage stellen, ob nicht die Seegangskräfte zu groß sind, so daß die Ruderkraft nicht ausreicht, um diesen entgegenzuwirken. Um diese Frage beantworten zu können, wird nun versucht, die Ruderwinkel zu bestimmen, die erforderlich sind, um einen bestimmten Kurs des mit den Wellen mitlaufenden Schiffes schräg zur Fortschrittsrichtung der Wellen zu erzwingen. Der Bewegungszustand soll also wieder stationär sein.

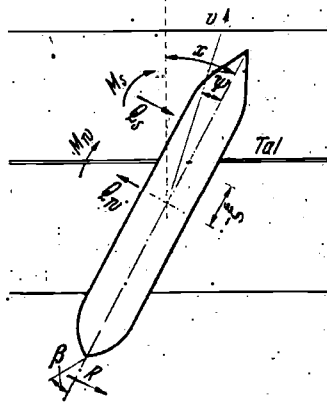


Bild 27. Auf das Schiff wirkende Kräfte und Momente.

Dieser Bewegungszustand ist nur möglich, wenn die Fahrtrichtung und die Längsrichtung des Schiffes nicht identisch sind; denn nur dann können die Gleichgewichtsbedingungen für die in Querrichtung wirkenden Kräfte erfüllt sein (Bild 27). Die folgende Untersuchung kann dadurch vereinfacht werden, daß vorausgesetzt wird, daß die Untersuchung der Gleichgewichtsbedingung für die Kräfte in Längsrichtung des Schiffes zu ähnlichen Ergebnissen führt wie die oben durchgeführte Untersuchung für das in der Richtung der Wellen laufende Schiff. Dann bleiben nur die zwei Gleichgewichtsbedingungen für die Kräfte quer zum Schiff und für die Momente um eine senkrecht stehende Achse durch den Schwerpunkt zu untersuchen. Zu berücksichtigen sind hierbei (Bild 27):

- a) Die Kräfte, die durch die Wellen erzeugt werden:

$$\text{Kraft: } Q_W = c_W \cdot 2\pi \frac{\tau}{\lambda} \cdot D \cdot \sin\left(2\pi \frac{\xi}{\lambda}\right)$$

$$\text{Moment: } M_W = c_\Theta \cdot 2\pi \frac{\tau}{\lambda} \cdot D \cdot L \cdot \cos\left(2\pi \frac{\xi}{\lambda}\right)$$

Der Winkel $2\pi \frac{\xi}{\lambda}$ bezeichnet hier wieder wie schon oben (siehe Bild 16) die relative Lage des Gewichtsschwerpunktes zu den Wellen, er beträgt Null für das Wellental und 180° für den Wellenberg. c_W und c_Θ sind dimensionslose Koeffizienten, deren Größe eine Funktion des Winkels der Längsachse des Schiffes zur Fortschrittsrichtung der Wellen α und des Verhältnisses $\lambda/L =$ Wellenlänge zu Schiffslänge ist. Diese Koeffizienten können berechnet werden; sie sind für die folgende Berechnung aber Diagrammen entnommen, die von Weinblum und Denis angegeben sind.

$2\pi \frac{\tau}{\lambda}$ ist die Wellenschräge.

- b) Die Ruderkraft:

$$\text{Kraft: } R = \frac{\partial c_R}{\partial \beta} \cdot \beta \cdot \frac{\rho}{2} \cdot v^2 \cdot F_R$$

$$\text{Moment: } M_R = R \cdot \frac{L}{2}$$

Der dimensionslose Beiwert c_R ist hierbei auf die Ruderfläche F_R bezogen.

- c) Die Strömungskräfte:

$$\text{Kraft: } Q_S = \frac{\partial c_Q}{\partial \psi} \cdot \psi \cdot \frac{\rho}{2} \cdot v^2 \cdot F_L$$

$$\text{Moment: } M_S = \frac{\partial c_M}{\partial \psi} \cdot \psi \cdot \frac{\rho}{2} \cdot v^2 \cdot F_L \cdot L$$

Die dimensionslosen Beiwerte c_Q und c_M sind hierbei auf die Fläche des Lateralplanes F_L bezogen.

Die beiden Gleichgewichtsbedingungen lauten nun

$$Q_W = R + Q_S$$

$$\text{und } M_W = M_R - M_S$$

Aus diesen beiden Gleichungen wird ψ eliminiert und der Ruderwinkel β berechnet:

$$\beta = \frac{2\pi \frac{r}{\lambda} \cdot D \cdot \left(c_y \cdot \frac{\partial c_M}{\partial \psi} \cdot \sin\left(2\pi \frac{\xi}{\lambda}\right) + c_\theta \cdot \frac{\partial c_Q}{\partial \psi} \cdot \cos\left(2\pi \frac{\xi}{\lambda}\right) \right)}{\frac{c}{2} \cdot v^2 \cdot F_R \cdot \frac{\partial c_R}{\partial \beta} \cdot \left(\frac{\partial c_M}{\partial \psi} + \frac{1}{2} \frac{\partial c_Q}{\partial \psi} \right)}$$

Die Geschwindigkeit v kann durch die Wellengeschwindigkeit $c = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi}}$ ausgedrückt werden, da das Schiff mit den Wellen laufen soll

$$v = \frac{c}{\cos(\kappa - \psi)}$$

Der Ruderwinkel β ist also eine Funktion von ξ , $\frac{\lambda}{L}$, $\frac{r}{\lambda}$, κ und von

$$\frac{V}{F_R \cdot L} = \frac{\text{Volumen des Schiffes}}{\text{Ruderfläche} \times \text{Länge des Schiffes}}$$

Denn, wenn man D ersetzt durch $\gamma \cdot V$ erhält man

$$\beta = 2\pi \frac{r}{\lambda} \cdot \frac{V}{F_R \cdot L} \cdot \cos^2(\kappa - \psi) \cdot 4\pi \frac{\lambda}{L} \cdot \frac{c_y \cdot \frac{\partial c_M}{\partial \psi} \cdot \sin\left(2\pi \frac{\xi}{\lambda}\right) + c_\theta \cdot \frac{\partial c_Q}{\partial \psi} \cdot \cos\left(2\pi \frac{\xi}{\lambda}\right)}{\frac{\partial c_R}{\partial \beta} \cdot \left(\frac{\partial c_M}{\partial \psi} + \frac{1}{2} \frac{\partial c_Q}{\partial \psi} \right)}$$

Das Diagramm Bild 28 zeigt den auf diese Weise für ein Beispiel berechneten Ruderwinkel, und zwar für $\xi = 0$ und $\left(\frac{2r}{\lambda}\right) = \frac{1}{20}$, also für das Schiff im Wellental. Hinsichtlich der Kursstabilität

der Fahrt schräg zur Fortschrittsrichtung der Wellen erlaubt dieses Diagramm die weitere Aussage, daß dieser Fahrtzustand kursunstable ist, solange der Ruderwinkel mit größer werdendem Kurswinkel größer wird.

Wenn nun dieses Diagramm auch nur für ein Beispiel gilt, so wird für andere Schiffe doch die Größenordnung der erforderlichen Ruderwinkel die gleiche sein, und es sind daher die folgenden Schlüsse berechtigt:

Es wäre vielleicht im regelmäßigen Seegang einem guten Rudergänger oder einer guten Automatik möglich, die Fahrt des mit der See mitlaufenden Schiffes in der Fortschrittsrichtung der Wellen zu erzwingen. Im natürlichen unregelmäßigen Seegang wird das dagegen bei steilen Wellen $\left(\frac{2r}{\lambda} = \frac{1}{20}\right)$ oder größer

nicht möglich sein, denn es kann dann z. B. der Fall eintreten, daß einige große Wellen das Schiff etwas schräg treffen. Diese Wellen werden erstens die Geschwindigkeit des Schiffes genau ihrer eigenen anpassen und das Schiff im Wellental mit sich fortführen und zweitens das Schiff gleichzeitig schnell querdrehen. Dieses Aus-dem-Kurs-Laufen wird dann durch nichts mehr verhindert werden können, denn die dagegen erforderliche große Ruderbewegung ist dann sicher nicht mehr rechtzeitig möglich.

Die Fahrt des Schiffes mit den Wellen ist daher — bei langen Wellen — überhaupt nicht möglich, da in keiner Lage des Schiffes relativ zu den Wellen beide Stabilitätsbedingungen erfüllt sind. Für kürzere Wellen können sich beide Stabilitätsbedingungen ändern, und da diese Änderungen nicht bei den gleichen Wellenlängen eintreten, sind dann Lagen möglich, für die beide Stabilitätsbedingungen gleichzeitig erfüllt sind. Und zwar trifft das dann zu, wenn auf dem Wellenberg die Lage des Schiffes in bezug auf Verschiebungen in Längsrichtung stabil wird, denn dafür ist die Kursstabilität ebenfalls noch positiv. Es trifft das etwa zu für die kleinere Schleife der in dem Diagramm Bild 23 bis 25 gezeichneten Grenzkurven (zwischen λ/L von etwa 0,4 bis 0,75).

Damit ist die Untersuchung so weit geführt, daß sie auch für die Beurteilung der Sicherheit eines Schiffes von Interesse wird, denn das Aus-dem-Kurs-Laufen kann so schnell erfolgen, daß es zum Querschlagen wird und daß ein großes krängendes Moment entsteht. Ein gewisses Urteil über die Größe des krängenden Momentes kann man aus dem Diagramm Bild 28 gewinnen. Denn dieses

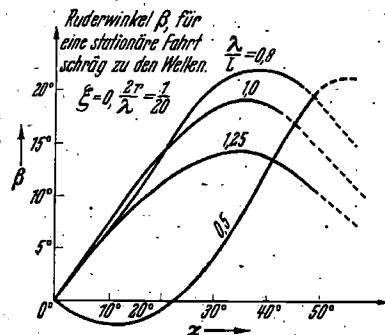


Bild 28. Diagramm für den zum Kurshalten erforderlichen Ruderwinkel.

Diagramm läßt ja gleichzeitig erkennen, daß die Seegangskräfte etwa die gleiche Wirkung haben wie die dort angegebenen Ruderlagen. Das Querschlagen kann also bei ungünstigen Umständen etwa ebenso schnell erfolgen, wie wenn das Ruder auf 25° gelegt würde und man kann dafür etwa mit dem gleichen krängenden Moment rechnen wie für den entsprechenden Drehkreis. Und wenn ein solches krängendes Moment auch im ruhigen Wasser ungefährlich ist, so kann es in dem beim Querschlagen herrschenden starken Seegang unter Umständen wahrscheinlich doch gefährlich werden. Es wird daher auf jeden Fall richtig sein, das Querschlagen zu vermeiden.

Die Diagramme Bilder 23 bis 25 lassen erkennen, bei welchen Voraussetzungen es zur Fahrt des Schiffes mit den Wellen und damit zum Querschlagen kommen kann. Sie lassen erkennen, daß das Querschlagen nur dann vermieden werden kann, wenn bei von achtern auflaufender See die Geschwindigkeit des Schiffes genügend klein, und zwar so klein bleibt, daß die Froude'sche Zahl unter

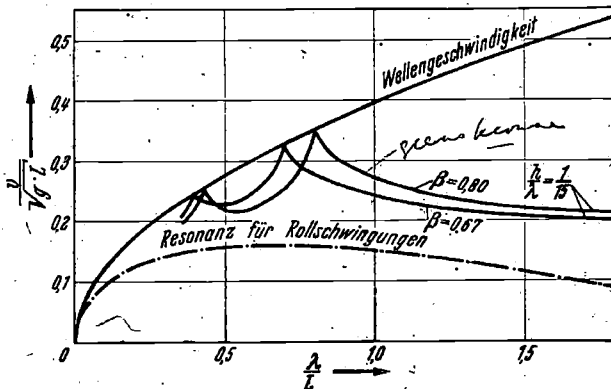


Bild 29. Gegenüberstellung der Grenzkurven und der Resonanzkurve für Rollschwingungen.

Davidson hat sich schon mit der Stabilität der Lage des Schiffes in dem besonderen Fall des Schiffes in mitlaufender See beschäftigt, und er hat hierzu auch Modellversuche gemacht.

Davidson hat hierbei das Modell genau so schnell und in der gleichen Richtung wie die Wellen laufen lassen. Der Bewegungszustand war also stationär. Er hat aber das Modell schräg gestellt und dann nicht den Widerstand, sondern nur die Querkraft und das Giermoment gemessen (Bild 30).

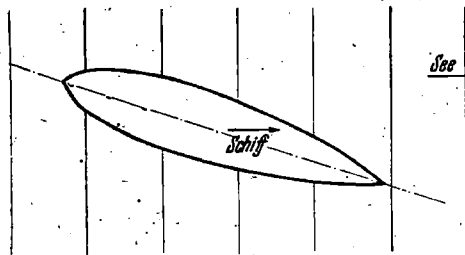


Bild 30. Lage des Modells bei den Versuchen von Davidson.

Davidson hat dann die Meßergebnisse mit den Ergebnissen einer theoretischen Berechnung verglichen und im weiteren die für die stationäre Fahrt in schräger Richtung erforderliche Ruderlage sowie die Kursstabilität berechnet. Diese Untersuchung wurde zwar nur für eine Wellenlänge und auch nur für eine relative Lage des Schiffes zu den Wellen durchgeführt. Trotzdem kann sie, da sie entsprechend den theoretischen Überlegungen verlief, als deren Bestätigung angesehen werden. Davidson kommt zu den Folgerungen (in etwas erweiterter Formulierung):

1. Wenn das Schiff im Wellental mit den Wellen läuft und etwas schräg zur Wellenfortschrittsrichtung läuft, so sind die Wellen bestrebt, das Schiff weiterzudrehen. Diese Kräfte sind sehr groß, so daß schon bei kleinen Abweichungen des Kurses von der Wellenfortschrittsrichtung große Ruderwinkel nötig sind, um diesen Kräften begegnen und den geraden Kurs erzwingen zu können.
2. Die Kursstabilität des im Wellental mit den Wellen mitlaufenden Schiffes ist immer negativ. Sie muß daher durch dauerndes Ruderlegen erzwungen werden.

Diese Ergebnisse von Davidson stimmen mit den vorstehenden Überlegungen gut überein.

Das untersuchte Verhalten des Schiffes, das Querschlagen in von achtern auflaufender See ist auch dem Nautiker wohlbekannt und man kann es an verschiedenen Stellen beschrieben finden. Es wird da auch überall die Ansicht vertreten, daß dieser Vorgang gefährlich ist und daher vermieden werden muß und daß das nur dadurch möglich ist, daß die Geschwindigkeit des Schiffes genügend klein gehalten wird. Die vorstehende Untersuchung stellt daher nur die wissenschaftliche

Behandlung eines längst bekannten Vorganges dar. Ihren Wert erblicke ich darin, daß nun die Voraussetzungen, unter denen ein solches Querschlagen erfolgen kann, besser bekannt sind, daß eine Möglichkeit gezeigt wurde, dieses Querschlagen experimentell zu untersuchen und vor allem, daß damit ein Bewegungszustand nachgewiesen ist, der eine der größten Stabilitätsbeanspruchungen im Seegang zur Folge hat.

Ich glaube, daß die gewonnenen Erkenntnisse in qualitativer Hinsicht als gesichert angesehen werden können. In quantitativer Hinsicht erscheinen natürlich Ergänzungen wünschenswert und möglich. Die Folgerung, daß die Bedingungen, die zum Querschlagen führen können, vermieden werden müssen, kann hierbei wohl als feststehend betrachtet werden.

Nun am Schluß des Vortrages möchte ich meinen Dank aussprechen dem Bundesministerium für Verkehr für die finanzielle Unterstützung, Herrn Professor Dr.-Ing. Kempf für die wohlwollende Förderung und allen Mitarbeitern der HSVA, besonders Herrn Ing. Hättendorff, für die Hilfe bei der Durchführung der Arbeit.

Schrifttum.

- [1] Davidson, K. S. M.: A Note on the Steering of Ships in Following Seas, VII. Int. Congress of Applied Mechanics London, September 1948.
- [2] Davidson, K. S. M. u. L. M. Schiff: Turning and Course-Keeping Qualities SNAME 1946.
- [3] Weinblum, G.: Über den Einfluß der Schiffsform auf die Bewegungen eines Schiffes im Seegang, WRH 1933 (siehe auch VDI 1934).
- [4] Weinblum, G. u. M. St. Denis: On the Motions of Ships at Sea, SNAME 1950.
- [5] Horn, F.: Beitrag zur Theorie des Drehmanövers und der Kursstabilität, STG 1951.

Anhang (Mathematischer Teil).

Die Differentialgleichung für die Bewegung des Schiffes in der Wellenfortschrittsrichtung lautet:

$$M \frac{d^2 \eta}{dt^2} + W \frac{\left(c + \frac{d\eta}{dt}\right)^2}{c^2} + P \cdot \sin\left(2\pi \frac{\xi}{\lambda} + 2\pi \frac{\eta}{\lambda}\right) - S = 0.$$

ξ bezeichnet die Gleichgewichtslage, für die die Stabilitätsuntersuchung durchgeführt wird und gibt den Abstand des Schiffsschwerpunktes vom Wellental für diese Gleichgewichtslage an. Es ist von der Zeit t unabhängig.

η bezeichnet die Relativbewegung zur Wellenform und gibt den Abstand des Schiffsschwerpunktes von der Gleichgewichtslage an. Es ist eine Funktion der Zeit t .

Die Integration dieser Differentialgleichung wird erschwert durch das quadratische Glied $W \frac{\left(\frac{d\eta}{dt}\right)^2}{c^2}$ und durch die Kreisfunktion $\sin\left(2\pi \frac{\xi}{\lambda} + 2\pi \frac{\eta}{\lambda}\right)$. Es wird nun versucht, die Differentialgleichung in eine lineare zu vereinfachen. Um hierbei die Fehler möglichst klein zu halten, wird das in der folgenden Weise durchgeführt.

Die Relativbewegung des Schiffes, die durch η bezeichnet ist, besteht entweder aus einem Pendeln um die dann als stabil zu bezeichnende Gleichgewichtslage oder aus einer mehr oder weniger ungleichmäßigen dauernd im gleichen Sinn ablaufenden Bewegung. Es interessiert in erster Linie, durch welche Bedingungen die Grenze zwischen den beiden so verschiedenen Bewegungsabläufen bestimmt ist.

Im ersten Fall wird die Gleichgewichtslage als stabil, im zweiten Fall dagegen als unstabil bezeichnet und die erwähnte Grenze zwischen den beiden Bereichen als Stabilitätsgrenze eingeführt.

Diese Stabilitätsgrenze wird dadurch bestimmt sein, daß für sie die Relativbewegung des Schiffes in der folgenden Weise verlaufen kann: Wenn die Bewegung an einer oberen Gleichgewichtslage beginnt, muß das Schiff eine ganze Wellenlänge ablaufen und an der nächsten oberen Gleichgewichtslage wieder ankommen, wobei am Anfang und am Ende der Bewegung die Relativgeschwindigkeit gleich Null sein muß. In diesem Fall wird aber zwischen den beiden oberen Gleichgewichtslagen das Schiff eine bestimmte endliche Relativgeschwindigkeit annehmen. Die mittlere Geschwindigkeit des Schiffes ist daher für diese Bewegung nicht gleich der Wellengeschwindigkeit,

sie soll nun mit v bezeichnet werden. Da die Bewegungsgleichung nun für diese Bewegung integriert werden soll, ist es daher richtiger, das Dämpfungsglied $W \frac{(c + \frac{d\eta}{dt})^2}{c^2}$ zur Linearisierung der Gleichung nicht in $W \cdot \left(1 + 2 \cdot \frac{\frac{d\eta}{dt}}{c}\right)$ zu vereinfachen, sondern die mittlere Geschwindigkeit einzuführen und dann nur das quadratische Glied der Abweichung der Geschwindigkeit von der mittleren Geschwindigkeit zu vernachlässigen. Es wird also in der folgenden Weise vereinfacht:

$$W \cdot \frac{\left[v + \left(\frac{d\eta}{dt} - v + c\right)\right]^2}{c^2} \cong W \cdot \frac{v^2 + 2v \left(\frac{d\eta}{dt} - v + c\right)}{c^2} = W \cdot \frac{2vc - v^2 + 2v \frac{d\eta}{dt}}{c^2}$$

Das hierbei vernachlässigte quadratische Glied $W \frac{(\frac{d\eta}{dt} - v + c)^2}{c^2}$ ist immer viel kleiner als $W \frac{(\frac{d\eta}{dt})^2}{c^2}$.

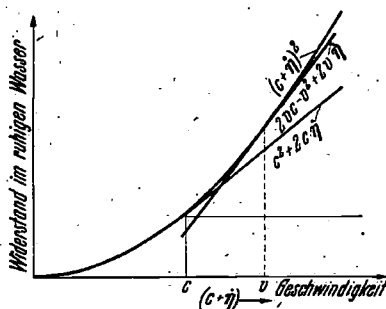


Bild 31.

Diese Vereinfachung kann auch in dem Widerstandsdiagramm sehr anschaulich dargestellt werden (Bild 31). Für die Linearisierung der Differentialgleichung ist es erforderlich, die Widerstandskurve in dem betrachteten kleinen Geschwindigkeitsbereich durch die Tangente an die Kurve zu ersetzen. Wenn der Widerstand annähernd proportional dem Quadrat der Geschwindigkeit ist, lautet die Gleichung der Tangente für den der Wellengeschwindigkeit c entsprechenden

Berührungspunkt $W \cdot \left(1 + 2 \cdot \frac{\frac{d\eta}{dt}}{c}\right)$ und für den der mittleren Geschwindigkeit v entsprechenden Berührungspunkt aber

$$W \cdot \frac{2vc - v^2 + 2v \frac{d\eta}{dt}}{c^2}$$

Als weiteres Hindernis steht der Integration der Gleichung nun noch das Glied mit der Winkel­funktion $\sin\left(2\pi \cdot \frac{\xi}{\lambda} + 2\pi \cdot \frac{\eta}{\lambda}\right)$ entgegen, das auch so umzugestalten ist, daß die Integration ermöglicht wird. Dieses Glied stellt zusammen mit dem Propellerschub und dem von der Relativbewegung unabhängigen Teil des Widerstandes eine Kraft dar:

$$P \cdot \sin\left(2\pi \cdot \frac{\xi}{\lambda} + 2\pi \cdot \frac{\eta}{\lambda}\right) + W \frac{2vc - v^2}{c^2} - S$$

Diese Kraft leistet bei dem oben beschriebenen Bewegungsablauf, also beim Durchlaufen eines Wellenzuges von einer oberen Gleichgewichtslage zu der nächsten die Arbeit:

$$P \cdot \int \sin\left(2\pi \cdot \frac{\xi}{\lambda} + 2\pi \cdot \frac{\eta}{\lambda}\right) \cdot d\eta + \left[W \frac{2vc - v^2}{c^2} - S\right] \cdot \lambda$$

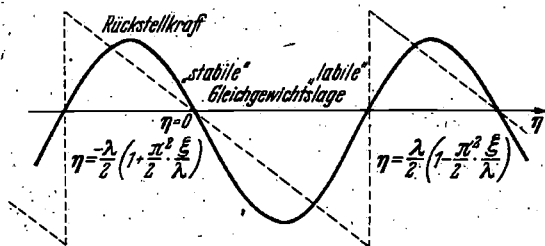


Bild 32.

Um nun eine lineare Funktion für die Kraft zu erhalten, wird die Kreisfunktion durch eine linear verlaufende Funktion ersetzt, die an den oberen Gleichgewichtslagen unstetig verläuft und die so gewählt ist, daß sowohl die positive als auch die negative Arbeit, die beim Durchlaufen eines Wellenzuges geleistet wird, die gleiche ist wie für die wirkliche Funktion (Bild 32). Es kann dann wohl erwartet werden, daß zwischen den beiden oberen Gleichgewichtslagen, also für den Bereich, in dem die Funktion

stetig verläuft, der Bewegungsverlauf durch die Vereinfachung nicht mehr sehr geändert wird.

Auf diesem Wege erhält man an Stelle der genauen Funktion für die Kraft

$$P \cdot \sin\left(2\pi \cdot \frac{\xi}{\lambda} + 2\pi \cdot \frac{\eta}{\lambda}\right) + W \cdot \frac{2vc - v^2}{c^2} - S$$

die vereinfachte Funktion

$$0,8 \cdot \pi \cdot P \cdot \frac{\eta}{\lambda},$$

die stetig ist in dem Bereich

$$-\frac{1}{2} \cdot \left(1 + \frac{\pi^2 \xi}{2 \cdot \lambda}\right) < \frac{\eta}{\lambda} < \frac{1}{2} \cdot \left(1 - \frac{\pi^2 \xi}{2 \cdot \lambda}\right).$$

Die linearisierte Differentialgleichung lautet also nun:

$$M \frac{d^2 \eta}{dt^2} + W \frac{2v}{c^2} \cdot \frac{d\eta}{dt} + 0,8 \cdot \pi \cdot P \cdot \frac{\eta}{\lambda} = 0;$$

sie darf aber nur in dem Bereich integriert werden, in dem die vereinfachte Funktion $0,8 \cdot \pi \cdot P \cdot \frac{\eta}{\lambda}$ stetig ist.

Da die Stabilitätsgrenze dadurch bestimmt ist, daß ein Bewegungsablauf in der Weise möglich ist, daß an beiden oberen Gleichgewichtslagen die Relativgeschwindigkeit zu Null wird, kann diese Stabilitätsgrenze dadurch bestimmt werden, daß die Lösung der Differentialgleichung hierfür die beiden folgenden Randbedingungen erfüllen muß:

$$\begin{aligned} t=0 & \quad \eta = -\frac{\lambda}{2} \cdot \left(1 + \frac{\pi^2 \xi}{2 \cdot \lambda}\right) & \quad \frac{d\eta}{dt} = 0, \\ t=T & \quad \eta = +\frac{\lambda}{2} \cdot \left(1 - \frac{\pi^2 \xi}{2 \cdot \lambda}\right) & \quad \frac{d\eta}{dt} = 0. \end{aligned}$$

Die allgemeine Lösung der Bewegungsgleichung lautet:

$$\eta = e^{-\frac{W \cdot v}{M c^2} t} [A \cdot \cos(\omega t) + B \cdot \sin(\omega t)] \quad \text{mit} \quad \omega^2 = 0,8 \cdot \pi \cdot \frac{P}{M \cdot \lambda} - \alpha^2; \quad \text{und} \quad \alpha = \frac{W \cdot v}{M \cdot c^2}.$$

Und wenn nun die beiden Integrationskonstanten A und B durch die obigen Randbedingungen bestimmt werden, erhält man die beiden Beziehungen:

$$\frac{\pi^2 \xi}{2 \cdot \lambda} = \mp \frac{1 - e^{-2\alpha T}}{(1 + e^{-\alpha T})^2} \quad \text{und} \quad \omega T = \pi.$$

Dadurch sind nun die Stabilitätsgrenzen vollkommen bestimmt. Welches der beiden Vorzeichen zu wählen ist, hängt davon ab, welche der beiden Stabilitätsgrenzen bestimmt werden soll. Für die untere Stabilitätsgrenze, also für den Übergang zu kleineren Geschwindigkeiten v als der Wellengeschwindigkeit c , ist das negative Vorzeichen zu wählen.

In diese Formel für die Gleichgewichtslage ξ muß die mittlere Geschwindigkeit v eingesetzt werden. Diese mittlere Geschwindigkeit ist aber nun nicht mehr unbekannt, sondern ebenfalls schon völlig bestimmt durch

$$v = c \mp \frac{\lambda}{T} = c \mp \frac{\lambda \cdot \omega}{\pi}.$$

Denn die Zeit T wird benötigt, um eine Strecke von der Wellenlänge λ zu durchlaufen. Da die Kreisfrequenz ω schon oben bestimmt wurde, ist also die mittlere Geschwindigkeit v dadurch vollkommen bestimmt.

Innerhalb des stabilen Bereiches kann das Schiff nur mit der Wellengeschwindigkeit c laufen, außerhalb des stabilen Bereiches kann es aber nur mit einer kleineren Geschwindigkeit als $\left(c - \frac{\lambda \omega}{\pi}\right)$ oder mit einer größeren Geschwindigkeit als $\left(c + \frac{\lambda \omega}{\pi}\right)$ laufen, so daß also innerhalb dieser beiden Grenzen kein Zwischenwert für die Geschwindigkeit möglich ist.

Die Gleichgewichtslage ξ , die die obige Formel ergibt, bezeichnet die Lage, für die die Stabilitätsbedingung gerade erfüllt ist. Dieser Wert ξ ist immer sehr klein gegenüber λ , d. h. das Schiff kann nur im Wellental mit den Wellen mitlaufen.

Aufschlußreich ist es, die Propellerschübe zu bestimmen, die zu den Stabilitätsgrenzen gehören. Um hierfür übersichtlichere Formeln zu erhalten, wird der Ausdruck

$$\frac{\pi^2 \xi}{2 \cdot \lambda} = \mp \frac{1 - e^{-2\alpha T}}{(1 + e^{-\alpha T})^2}.$$

vereinfacht in

$$\frac{\pi^2}{2} \cdot \frac{\xi}{\lambda} = \mp \frac{\alpha T}{2} = \mp \frac{1}{2} \cdot \frac{\pi}{\omega} \cdot \frac{W \cdot v}{M c^2}$$

Das erscheint zulässig, da die Exponenten von e immer klein sind. Aus diesen Gleichgewichtslagen ξ folgen nun die dazugehörigen Propellerschübe aus:

$$S = W \cdot (2vc - v^2) + 0,8 \cdot \pi \cdot P \cdot \frac{\pi^2}{4} \cdot \frac{\xi}{\lambda}$$

Damit sind die Grenzen für das stabile Verhalten des Schiffes vollkommen bestimmt, und zwar beträft, wenn für P eingesetzt wird

$$P = 2\pi \frac{r}{\lambda} \cdot D \cdot e^{-\pi \frac{Tm}{\lambda}} \cdot \left(\frac{\varepsilon}{\alpha} \right)_{\text{Spfl.}} = \pi \cdot \frac{h}{\lambda} \cdot D \cdot e^{-\pi \frac{Tm}{\lambda}} \left(\frac{\varepsilon}{\alpha} \right)_{\text{Spfl.}}$$

für die untere Stabilitätsgrenze:

die mittlere Geschwindigkeit $v = c \cdot \left[1 - \sqrt{5 \frac{h}{\lambda} \cdot \left(\frac{\varepsilon}{\alpha} \right)_{\text{Spfl.}} \cdot e^{-\pi \frac{Tm}{\lambda}}} \right]$

die Gleichgewichtslage $\xi = - \frac{\lambda}{\pi} \cdot \frac{W \cdot v}{M \cdot \omega}$

der Propellerschub $S = W \cdot c^2 \cdot \left\{ 1 - 5,6 \cdot \sqrt{\frac{h}{\lambda} \cdot \left(\frac{\varepsilon}{\alpha} \right)_{\text{Spfl.}} \cdot e^{-\pi \frac{Tm}{\lambda}}} + 7,5 \frac{h}{\lambda} \cdot \left(\frac{\varepsilon}{\alpha} \right)_{\text{Spfl.}} \cdot e^{-\pi \frac{Tm}{\lambda}} \right\}$

für die obere Stabilitätsgrenze:

die mittlere Geschwindigkeit $v = c \cdot \left[1 + \sqrt{5 \frac{h}{\lambda} \cdot \left(\frac{\varepsilon}{\alpha} \right)_{\text{Spfl.}} \cdot e^{-\pi \frac{Tm}{\lambda}}} \right]$

die Gleichgewichtslage $\xi = + \frac{\lambda}{\pi} \cdot \frac{W \cdot v}{M \cdot \omega}$

der Propellerschub $S = W \cdot c^2 \cdot \left\{ 1 + 5,6 \cdot \sqrt{\frac{h}{\lambda} \cdot \left(\frac{\varepsilon}{\alpha} \right)_{\text{Spfl.}} \cdot e^{-\pi \frac{Tm}{\lambda}}} + 7,5 \frac{h}{\lambda} \cdot \left(\frac{\varepsilon}{\alpha} \right)_{\text{Spfl.}} \cdot e^{-\pi \frac{Tm}{\lambda}} \right\}$

Es ist ferner möglich, aus der Bewegungsgleichung auch den an die Stabilitätsgrenze anschließenden Teil des Diagrammes Propellerschub zu Geschwindigkeit annähernd zu bestimmen. Hierfür muß die Bewegungsgleichung in der gleichen Weise wie oben integriert werden, jedoch darf an den Rändern des Integrationsbereiches die Relativgeschwindigkeit $\frac{d\eta}{dt}$ nicht Null gesetzt werden; sie soll vielmehr einen endlichen positiven Wert annehmen:

$$\begin{aligned} t=0 & \quad \eta = - \frac{\lambda}{2} \cdot \left(1 + \frac{\pi^2}{2} \cdot \frac{\xi}{\lambda} \right) & \quad \frac{d\eta}{dt} = \left(\frac{d\eta}{dt} \right)_0 \\ t=T & \quad \eta = + \frac{\lambda}{2} \cdot \left(1 - \frac{\pi^2}{2} \cdot \frac{\xi}{\lambda} \right) & \quad \frac{d\eta}{dt} = \left(\frac{d\eta}{dt} \right)_0 \\ & \quad \eta = e^{-at} \cdot [A \cdot \cos(\omega t) + B \cdot \sin(\omega t)]. \end{aligned}$$

Wieder werden die Integrationskonstanten A und B durch die Randbedingungen bestimmt und man erhält dadurch die beiden folgenden Beziehungen:

$$\frac{\pi^2}{2} \cdot \frac{\xi}{\lambda} = \pm \frac{1 - e^{-2\alpha T} + \frac{2\alpha}{\omega} \cdot e^{-\alpha T} \cdot \sin(\omega T)}{1 + e^{-2\alpha T} - 2 \cdot e^{-\alpha T} \cdot \cos(\omega T)}; \quad \left(\frac{d\eta}{dt} \right)_0 = \pm \frac{\omega \lambda \cdot e^{-\alpha T} \cdot \frac{\alpha^2 + \omega^2}{\omega^2} \cdot \sin(\omega T)}{1 + e^{-2\alpha T} - 2 \cdot e^{-\alpha T} \cdot \cos(\omega T)}$$

Für die Wahl des Vorzeichens gilt wieder, wie oben, daß für kleinere Geschwindigkeiten als c das negative, für größere Geschwindigkeiten dagegen das positive Zeichen zu wählen ist.

Für $\omega \cdot T = \pi$ nimmt die Gleichgewichtslage ein Maximum oder Minimum an und die Relativgeschwindigkeit $\left(\frac{d\eta}{dt} \right)_0$ wird zu Null. Dieser Punkt entspricht der oben bestimmten Stabilitätsgrenze. Größere Werte von T sind physikalisch bedeutungslos, da hierfür die Relativgeschwindigkeit negativ wird. Eine physikalische Bedeutung kommt nur Werten von T kleiner als π/ω zu.

Aus der obigen Beziehung zwischen T und ξ ergibt sich nun das Diagramm Propellerschub zu Geschwindigkeit, wie folgt:

Die mittlere Geschwindigkeit v ergibt sich aus

$$v = c \pm \frac{\lambda}{T}$$

und der Propellerschub aus

$$S = W(2vc - v^2) + 0,8 \cdot \pi \cdot P \cdot \frac{\pi^2}{4} \cdot \frac{\xi}{\lambda}$$

Wenn man nun z. B. für sehr kleine T die Beziehung zwischen ξ und T angenähert ausdrückt durch:

$$\frac{\pi^2}{2} \cdot \frac{\xi}{\lambda} = \mp 1,6 \frac{W \cdot v}{P} \cdot \frac{\lambda^2}{T}$$

und diesen Wert nun verwendet für die Bestimmung des Diagrammes Propellerschub zu Geschwindigkeit, erhält man hierfür den Propellerschub

$$S = W \cdot \left\{ 2vc - v^2 \pm 2 \cdot v \cdot \frac{\lambda}{T} \right\}$$

Und da man für die mittlere Geschwindigkeit v den Wert $\left(c \pm \frac{\lambda}{T} \right)$ gefunden hat, erhält man also für den Propellerschub

$$S = W \frac{v^2}{c^2}$$

d. h. also, solange für kleine T die angenäherte Funktion für $\frac{\pi^2 \cdot \xi}{2 \lambda}$ mit der genauen Funktion, die oben angeschrieben

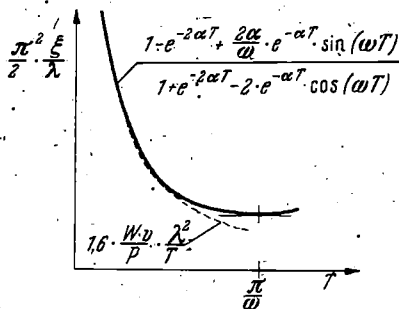


Bild 33.

ist, übereinstimmt (Bild 33), ist der Einfluß der nachlaufenden See auf den Widerstand bzw. auf den Propellerschub bedeutungslos. (Natürlich gilt das nur, weil der Einfluß der Tauch- und Stampfbewegung, der um so mehr zur Geltung kommt, je größer die Relativgeschwindigkeit zur Wellenform ist, vernachlässigt ist.)

Erörterung.

Dr.-Ing. Kurt Wendel, Hamburg:

Ich habe mich vor Jahren gleichfalls damit beschäftigt, Schiffsmodelle in Wellen zu untersuchen. Wenn es sich dabei auch nicht um die Bestimmung des Widerstandes handelte, so spielte doch die Erzeugung von gleichmäßigen Wellen und das richtige Hineinlegen des Modells in diese Wellenzüge eine ähnlich wichtige Rolle wie bei Widerstandsversuchen. Die nun vermutlich aus den Erschwerungen, unter denen die Schiffbauversuchstechnik in Deutschland zu leiden hat, entstandene Improvisation des vor dem Modell gefahrenen Wellenerzeugungsbrettes ist m. E. geistvoll, einfach und für manche Untersuchung zweckmäßig. Diese Methode, Wellen zu erzeugen, wird wohl in den festen Bestand der von den Versuchstanks verwendeten Methoden eingehen.

Dem Vortragenden ist mit diesem Hilfsmittel die theoretische Erklärung eines wichtigen bereits aus der Praxis bekannten Stabilitätsproblems gelungen. Die von ihm gemachten relativ einfachen Ansätze werden auch bei anderen Aufgaben angewendet werden können.

Mit dem neuen Wellenerzeugungsbrett kann man vielleicht auch auf einfache Weise gewisse Aufschlüsse über die Eignung einer bestimmten Schiffsform im Seegang erhalten. Nicht erschöpfend, weil die Welle ja stationär ist, also keine Tauch- und Stampfeschwingungen auftreten. Aber doch einen Anhalt. Vielleicht ergänzt man in Zukunft den üblichen Schleppversuch in glattem Wasser durch einen Versuch mit vorgeschaltetem Wellenerzeugungsbrett. An Hand von diesen beiden Versuchen wird man dann die Auswahl der wirtschaftlichsten Schiffsform zweckmäßiger treffen können.

Zwei, allerdings das Endergebnis wohl nicht grundsätzlich beeinflussende, Meßergebnisse wurden von Herrn Grim mit Überraschung festgestellt. Einmal fand er nicht das sonst theoretisch und durch viele Messungen auch praktisch gesicherte Resultat, wonach für die Wellenlänge gilt: $\lambda/v^2 = 0,64$. Er fand dies Verhältnis etwa 10% kleiner, seine Wellen wurden gewissermaßen zu kurz. Ferner fand er im Versuch viel größere Widerstände in der Welle als sie die Theorie ergibt. Ich halte es nun für möglich, ja für wahrscheinlich, daß diese Abweichungen dadurch zustande kommen, daß es sich bei der Welle, an und in der die Messungen vorgenommen wurden, nicht oder besser noch nicht um eine Tiefseewelle handelt. Für Tiefwasserwellen gelten aber die theoretischen Ergebnisse. Eine Tiefseewelle klingt nach einer Exponentialfunktion nach unten ab, die Höhe ist in $1/\lambda$ Wellenlänge Entfernung von der Oberfläche etwa halb so groß wie an der Oberfläche selbst.

Auch die Kreisbewegung der Wasserteilchen, deren Geschwindigkeiten und die kinetische Energie in der Welle klingt im selben Maße ab. An der Erzeugungsstelle der von Herrn Grim benutzten Wellen, an dem nur wenig eingetauchten Brett, muß die Bewegung aber auf eine viel dünnere Wasserschicht konzentriert sein, die kinetische Energie, die dort etwa ein Kubikzentimeter Wasser enthält, muß also viel größer sein. Erst allmählich nach mehreren Wellenlängen, wird die Energie sich so verteilt haben, wie es für die richtige Tiefwasserwelle der Fall sein muß. Eine nähere Untersuchung der Wellenentstehung wird diese Unstimmigkeiten vielleicht aufklären. Ähnliche Probleme sind wohl auch schon von Lamb und anderen Theoretikern rechnerisch untersucht worden. Man könnte natürlich auch im Versuch diesen Einfluß prüfen. Man müßte dann die Messungen nicht nur dicht hinter dem Brett, sondern vergleichsweise auch einige Wellenlängen von ihm entfernt vornehmen.

Herr Grim ging am Ende seines Vortrages auf das Schieben von Schwimmkörpern durch die Welle ein. Ein solches Schieben tritt nur selten auf, und es müssen ganz bestimmte Bedingungen erfüllt sein. Das stimmt mit den Beobachtungen überein. Aber wichtiger und praktisch sehr häufig zu beobachten ist das Antreiben von Booten oder schwimmenden Körpern an das Ufer. Hier findet doch ein tatsächlicher Transport durch die Wellen statt. Nur daß nicht eine Welle das Boot ans Ufer trägt, sondern sehr viele, jeder Berg schiebt das Boot ein Stück vorwärts und in jedem nachfolgenden Tal geht es wieder zurück. Aber nicht um dasselbe Stück, sondern um ein kleineres; es bewegt sich gewissermaßen im Pilgerschritt vorwärts. Diese Bewegung wird ja auch praktisch ausgenutzt und vielleicht kann man resultierende Geschwindigkeit und die Kursstabilität, auf die es dabei ja sehr ankommt, mit ähnlichen einfachen Ansätzen, wie sie von Herrn Grim benutzt worden sind, berechnen.

Ziviling. Hans Hoppe, Hamburg:

Herr Grim bemerkte im Zusammenhang mit der gezeigten Widerstandskurve, bei der die Einhüllenden die Grenzzustände für eine Widerstandsvermehrung bzw. -verminderung darstellten, daß diese Erscheinungen des vor der See mitlaufenden Schiffes in der Praxis noch nicht bemerkt worden sind.

Sie sind doch bemerkt worden, und zwar recht offensichtlich und recht instruktiv erkennbar in einem Falle, der mir gerade in Erinnerung kommt. Es wäre ja auch sonderbar, wenn Erscheinungen des Modellversuches nicht wenigstens qualitativ auch bei der Großausführung auftreten würden.

Ich denke gerade an den Fall des Barkassen-Rennens um das „Blaue Band“ auf der Unterelbe.

In der Spitzengruppe bemerkt man, daß hinter dem Vorläufer eine nachlaufende Barkasse geradezu festklebt. Sie kommt weder voran noch fällt sie ab. Die 10—12 m langen Boote liegen bei rund 10 kn. Fahrt in dem Wellensystem des Vorläufers mit einer Wellenlänge von rund 17 m, also gut im Wellental der Heckwelle des vorausfahrenden Bootes. In dem nachfolgenden Boot kann man sogar die Propellerumdrehungen abfallen lassen und bleibt doch auf dem gleichen Abstand liegen. Man kann die Umdrehung aber nicht so stark erhöhen, um den vorausliegenden Wellenberg zu überlaufen. Es wird in diesen Fällen dann der Kunstgriff des plötzlichen harten Ruderlegens angewendet, wobei man dann nach Erreichen einer bestimmten Kursabweichung das Verhältnis der Schiffslänge zur Wellenlänge so verändert hat, daß sich der im Wege stehende Wellenberg mit schrägem Kurs überwinden läßt. Gelegentlich glückt dieses Manöver und der Vorbeilauf. Es liegt also der im Modellversuch erzwungene Fall „Schiff in mitlaufender See“ vor, den die Praxis also leicht darstellen kann.

Eine Frage hinsichtlich der Wellenerzeugung bitte ich zu beantworten:

Wenn das vor dem Modell fahrende wellenerzeugende Brett plötzlich aus dem Wasser gehoben wird, bleibt dann das erzeugte Wellensystem hinter dem Modell stehen oder läuft die Welle mit der zur Wellenlänge gehörenden Fortschrittsgeschwindigkeit dem Modell nach, d. h. wird eine stehende oder eine fortschreitende Welle erzeugt. Bekanntlich ist der Energieinhalt dieser beiden Wellenarten unterschiedlich, so daß möglicherweise die weiteren Schlußfolgerungen des Vortrages beeinflusst werden. Ich darf hinsichtlich der Wellenerzeugung an die von mir in Versuchsanstalten angewendete, aber andersartige Methode zur Erzeugung fortschreitender Oberflächenwellen erinnern.

Baurat Dipl.-Ing. C. W. Eichler, Hamburg:

Ein ähnlicher Zustand, wie er im Vortrage erwähnt wurde, kann eintreten, wenn ein kleineres Schiff, etwa ein Boot, hinter einem größeren Schiff geschleppt wird. Namentlich ein Radschlepper erzeugt eine mit der Schiffsgeschwindigkeit mitlaufende starke Welle. Wenn dann das geschleppte Boot derart in dem Wellensystem des Schleppers liegt, daß es die Welle sozusagen herabfährt — was geschieht, wenn es mit seinem Heck in der Welle liegt —, dann kann es passieren, daß die Schleppleine, durch die man mit dem Schlepper verbunden ist, lose ins Wasser hängt. Ich habe diesen Zustand einmal selber einige Stunden lang mit meinem Boote verfolgt, das also nur durch diese mitlaufende Welle geschoben wurde. Ich hätte damals eigentlich kein Schleppgeld bezahlen müssen.

Das sogenannte Wellenreiten auf den langen Seen der Südsee dürfte übrigens eine ähnliche Erscheinung sein.

Professor Dr.-Ing. E. h., Dr.-Ing. F. Horn, Berlin (Nachträglicher schriftlicher Diskussionsbeitrag):

Ich möchte nur eine kleine Anregung geben. Vielleicht wird man die Versuche des Herrn Vortragenden gelegentlich noch dahin ergänzen können, daß man das Modell im Sinne des Wellenkamp-Systems durch einen gewichtsbelasteten, über am Schleppwagen angeordnete Rollen laufenden Draht schleppen läßt, so daß dem Modell also eine Eigenbewegung in der Längsrichtung gegenüber dem Wagen möglich ist. Man könnte dann die These des Vortragenden verifizieren, daß das Modell mit der See in einem bestimmten Geschwindigkeitsbereich mitläuft. Man kann durch Veränderung des Zuggewichts die Grenzen feststellen, jenseits deren das Modell sei es hinter den Wellen zurückbleibt, sei es sie überhört.

Dipl.-Ing. Otto Grim (Schlußwort):

Es freut mich, daß die Diskussionsredner so positiv Stellung genommen haben. Die beiden geschilderten Beispiele zeigen, daß in dem regelmäßigen Wellensystem hinter einem Schiff der große Einfluß von mitlaufenden Wellen auch in der Praxis beobachtet werden kann. Um so sicherer muß es daher erscheinen, daß sich dieser Einfluß, wenn die dafür nötigen Voraussetzungen gegeben sind, auch am Schiff im Seegang bemerkbar macht.

Den Versuch, den Herr Professor Horn vorgeschlagen hat, wollte ich auch schon durchführen, jedoch erlauben die zur Zeit zur Verfügung stehenden Einrichtungen das nicht. Ich hoffe, daß ich später, wenn wir die neue Versuchsanstalt haben, einen solchen Versuch durchführen kann.

Die Frage von Herrn Hoppe, wie sich die beim Modellversuch erzeugte Welle verhalten würde, wenn das wellenerzeugende Brett plötzlich aus dem Wasser gehoben würde, läßt sich auf Grund der Beobachtung der Welle beim plötzlichen Abstoppen des Schleppwagens am Ende jeder Fahrt leicht beantworten. Die Welle lief dann nämlich weiter und überholte den Wagen und das wellenerzeugende Brett. Sie würde also sicher auch nach dem plötzlichen Herausheben des wellenerzeugenden Brettes weiterlaufen; allerdings dabei schnell flacher werden und bald verschwinden.

Zu den Ausführungen von Herrn Dr. Wendel über die Länge der erzeugten Wellen möchte ich bemerken, daß Lamb das Problem der Erzeugung von Wellen durch einen auf die Wasserfläche wirkenden, längs einer sich mit gleichmäßiger Geschwindigkeit bewegendem Linie verteilten Druck, behandelt hat. Er hat hierbei auf theoretischem Wege gefunden, daß für die Länge der dadurch erzeugten Wellen auch gleich hinter der Wirkungslinie des Druckes das Gesetz $\lambda/v^2 = 0,64$ gilt. Allerdings gelten die Rechnungen von Lamb genau nur für sehr niedrige flache Wellen, und es könnte daher sein, daß die durch Messung festgestellte Abweichung von dem Gesetz $\lambda/v^2 = 0,64$ dadurch verursacht ist, daß die Wellen hoch und steil waren. Der Vorschlag, die Wellen nicht nur dicht hinter dem Brett, sondern auch einige Wellenlängen dahinter zu messen, läßt sich z. Z. leider nicht durchführen. Denn da der Schleppwagen nicht über die ganze Tankbreite reicht, kann auch das wellenerzeugende Brett nicht über die ganze Tankbreite geführt werden, und der störende Einfluß der Enden dieses Brettes macht sich daher einige Wellenlängen hinter dem Brett geltend.

Ich danke den Diskussionsrednern für die Beiträge und allen Zuhörern für die Aufmerksamkeit und das Ausarren bis zu der späten Stunde.

Professor Dr.-Ing. E. h., Dr.-Ing. F. Horn (Dankwort):

Mit seinem Vortrag ist Herr Dipl.-Ing. Grim regelrecht in ein Neuland der Schiffstheorie vorgestoßen. Sein Vortrag ist ein schönes Beispiel für eine Forschung, in der Theorie und Versuch gleichermaßen zu ihrem Recht kommen und sich gegenseitig ergänzen. Der Inhalt des Vortrags ist gekennzeichnet durch ebenso originelle wie gründlich durchdachte Konzeptionen und stellt auf einem wichtigen Gebiet eine Bereicherung unseres Wissens dar.

Ich danke Herrn Grim im Namen der Schiffbautechnischen Gesellschaft herzlich für seine schöne Arbeit. (Lebhafter Beifall.)