

258 | Februar 1970

SCHRIFTENREIHE SCHIFFBAU

P. Boese

**Eine einfache Methode zur
Berechnung der Widerstandserhöhung
eines Schiffes im Seegang**

TUHH

Technische Universität Hamburg-Harburg

INSTITUT FÜR SCHIFFBAU DER UNIVERSITÄT HAMBURG

Bericht Nr. 258

Eine einfache Methode zur Berechnung der
Widerstandserhöhung eines Schiffes im Seegang

von

P. Boese

Hamburg, Februar 1970

Zusammenfassung

Unter der Voraussetzung, daß die durch den Seegang an der Schiffsoberfläche erzeugten harmonischen Druckschwankungen bekannt sind, kann die auf das Schiff wirkende Längskraft und damit auch der mittlere Widerstandszuwachs berechnet werden. Hierzu wird die Integration über die Druckkräfte zunächst nur bis zur Ruhe - Wasserlinie geführt. Da aber die wirkliche Benetzungslinie um die Ruhe - WL schwankt, muß auch die in diesem Bereich entstehende Widerstandskraft berücksichtigt werden. Beide Anteile führen zu einer mittleren Längskraft zweiter Ordnung. Werden die oszillierenden Druckkräfte aus den Bewegungen des Schiffes abgeleitet, die z.B. nach der Streifenmethode berechnet wurden, so ergibt sich ein einfaches Verfahren zur Bestimmung der mittleren Widerstandserhöhung. Die Ergebnisse stimmen relativ gut mit den Ergebnissen anderer Autoren überein.

Eine einfache Methode zur Bestimmung der Widerstandserhöhung eines Schiffes im Seegang

Die wichtigste Komponente des Verhaltens eines Schiffes im Seegang im Hinblick auf die Wirtschaftlichkeit ist der Verlust an Fahrtgeschwindigkeit. Bei mäßigem Seegang beruht der Geschwindigkeitsverlust auf einer Erhöhung des Widerstandes sowie einer Verschlechterung der Propulsion, hervorgerufen durch die Wirkung der Wellen und der daraus resultierenden Bewegungen. Mit zunehmender Seegangsstärke muß die Schiffsführung dazu übergehen, die Propellerdrehzahl oder den Kurs zu ändern. Diese Maßnahmen führen zu einem "freiwilligen" Geschwindigkeitsverlust.

Für einen großen Teil der Fahrtzeit eines Schiffes ist also der durch den Seegang bedingte Widerstandszuwachs von Bedeutung. Dennoch hat die theoretische Behandlung dieses Problems noch nicht zu solch allgemein akzeptierten Ergebnissen geführt, wie die Berechnung der Tauch- und Stampfbewegung. Der Grund liegt sicherlich darin, daß es sich hierbei um Effekte höherer Ordnung handelt, die einer Berechnung weitaus schwerer zugänglich sind, als z.B. die Bewegungen, bei denen es im wesentlichen um Effekte erster Ordnung geht.

Eine der ersten Erklärungen des Widerstandszuwachses stammt von Kreitner 1939 [1]. Er führte ihn auf die Wirkung der am Vorschiff reflektierten Wellen zurück. 1940 wies Havelock [2] nach, daß dieser Effekt von untergeordneter Bedeutung ist, und daß vor allem die Tauch- und Stampfbewegung für die Widerstandserhöhung verantwortlich ist. Er zeigte, daß die auf das Schiff wirkende Längskraft als das Produkt zweier Größen erster Ordnung - erregende Kräfte und daraus resultierende Bewegungen - darstellbar ist und somit einen von Null verschiedenen Mittelwert (d.h. mittleren Widerstand) besitzt.

Nach Maruo [3] ist jedoch das Prinzip der Erhaltung der Energie bei der Havelock'schen Betrachtungsweise verletzt, wenn nicht die durch vergleichbare Bewegung im glatten Wasser entstehende Längskraft mit berücksichtigt wird. Maruo hat selbst eine oft zitierte Singularitätenmethode zur Berechnung des Widerstandes im Seegang aufgestellt [4], die inzwischen weiterentwickelt worden ist [5]. Diese Methode

setzt die Kenntnis der Amplituden und Phasenlagen der Tauch- und Stampfbewegung voraus. Diese können aus Modellversuchen oder aus theoretischen Rechnungen, z.B. nach der Streifenmethode, gewonnen werden. Der Einfluß der Wellenreflektion erweist sich auch nach Maruo als sehr gering.

Nachdem es heute möglich ist, die Tauch- und Stampfbewegung mit ausreichender Genauigkeit vorherzuberechnen, erhebt sich die Frage, ob man nicht mit einem ähnlich einfachen Ansatz wie Havelock - nur mit zuverlässigeren Ausgangsdaten - zu einer brauchbaren Berechnungsmethode für den durch die Bewegungen verursachten Widerstandszuwachs im Seegang gelangen kann. Die hierzu angestellten Überlegungen sollen im Folgenden dargelegt und zur Diskussion gestellt werden.

Druckkräfte am Schiff

Angenommen, der durch die Wellen und die Tauch- und Stampfbewegung hervorgerufene oszillierende Druck sei an jeder Stelle der benetzten Schiffsoberfläche S bekannt:

$$p(x, z, t) = \vec{p}_A(x, z) e^{i\omega t}$$

\vec{p}_A ist die komplexe Amplitude und ω die Begegnungsfrequenz^{*}).

Das Integral über die benetzte Schiffsoberfläche liefert eine resultierende Kraft, die bei Symmetrie, also bei See von vorn oder achtern, in der xz -Ebene liegt. Ihre Komponenten in x und z -Richtung lauten:

$$P_x(t) = \vec{P}_{xA} e^{i\omega t} \quad \vec{P}_{xA} = \int_S \vec{p}_A k_x dS$$

$$P_z(t) = \vec{P}_{zA} e^{i\omega t} \quad \vec{P}_{zA} = \int_S \vec{p}_A k_z dS$$

k_x und k_z ist der jeweilige Richtungskosinus der Oberflächennormalen.

Erster Widerstandsanteil

Zur Berechnung der hydrodynamischen Kräfte (z.B. bei der Streifenmethode) ist es üblich, das Integral über die Druckkräfte bis zu

^{*}) Im Folgenden hat jeweils nur der Realteil der komplexen Ausdrücke physikalische Bedeutung.

einer - im schiffsfesten System - festen Grenze zu erstrecken. Die Integration bis zur Ruhewasserlinie über die Oberfläche S^* liefert die Werte $P_x^*(t)$ und $P_z^*(t)$ mit ihren Amplituden:

$$\vec{P}_{xA}^* = \int_{S^*} \vec{p}_A k_x dS$$

$$\vec{P}_{zA}^* = \int_{S^*} \vec{p}_A k_z dS$$

Da infolge der Stampfbewegung $\Theta(t) = \vec{\Theta}_A e^{i\omega t}$ jedes Oberflächenelement und damit auch seine Normale den zusätzlichen Neigungswinkel Θ erfährt, werden auch die Komponenten der resultierenden Druckkraft um den Winkel Θ geneigt.

Solange $\Theta \ll 1$ gilt für die entsprechenden Komponenten im raumfesten, aber mit Schiffsgeschwindigkeit translatierenden x_0, z_0 -System (s. Abb. 1):

$$P_{x_0}^*(t) = P_x^*(t) + P_z^*(t) \Theta(t)$$

$$P_{z_0}^*(t) = P_z^*(t)$$

Hier interessiert die Längskraft im raumfesten, translatierenden System

$$P_{x_0}^*(t) = \vec{P}_{xA}^* e^{i\omega t} + \vec{P}_{zA}^* e^{i\omega t} \vec{\Theta}_A e^{i\omega t}$$

Nur der zweite Term besitzt einen zeitunabhängigen Mittelwert, da er von zweiter Ordnung ist:

$$\bar{P}_{x_0}^* = \frac{1}{2} (\vec{P}_{zA1}^* \Theta_{A1} + \vec{P}_{zA2}^* \Theta_{A2})$$

wobei

$$\vec{P}_{zA}^* = P_{zA1}^* - i P_{zA2}^*$$

$$\vec{\Theta}_A = \Theta_{A1} - i \Theta_{A2}$$

P_z^* bzw. $P_{z_0}^*$ ist die auf das Schiff wirkende hydrodynamische Druckkraft, die zur Berechnung der Vertikalbewegung herangezogen wird. Da bei den Bewegungen Effekte 1. Ordnung dominieren, ist es berechtigt,

das Integral nur bis zur Ruhe - WL zu erstrecken, zumal die Randbedingungen des Strömungspotentials ohnehin nur für die Mittellage des Körpers erfüllt sind. Hinzu kommt, daß die Seitenwände des Schiffes im Bereich der WL wenig geneigt sind, und somit nur einen geringen Beitrag zur Vertikalkraft leisten.

Somit bietet sich eine einfache Möglichkeit, die vertikale Druckkraft P_z^* aus der Bewegungsrechnung zu ermitteln. Diese muß zu jedem Zeitpunkt der am Schwerpunkt wirkenden vertikalen Beschleunigungskraft der Schiffskörpermasse entsprechen, d.h.

$$P_z^*(t) = m \omega_e^2 [z_0(t) + x_s \Theta(t)]$$

m = Schiffsmasse

$z_0 = \vec{z}_{0A} e^{i\omega_e t}$ Tauchbewegung am Punkt 0

x_s = Schwerpunktabstand von Punkt 0

Somit läßt sich die mittlere Längskraft aus den Bewegungsgrößen berechnen:

$$\bar{P}_{x_0}^* = \frac{1}{2} m \omega_e^2 [(z_{0A1} + x_s \Theta_{A1}) \Theta_{A1} + (z_{0A2} + x_s \Theta_{A2}) \Theta_{A2}]$$

Hier sei noch bemerkt, daß sich ein ähnlicher Widerstandsanteil, der durch die gekoppelte Roll-, Gier- und Querbewegung entsteht, berechnen läßt.

Zweiter Widerstandsanteil

Im Gegensatz zur Berechnung der Bewegungen genügt es bei dieser Betrachtung nicht, die Kräfte zu vernachlässigen, die an der nur zeitweise benetzten Oberfläche entstehen. Es muß also gewissermaßen eine Korrektur des Fehlers vorgenommen werden, der dadurch entstanden ist, daß nur bis zur Ruhe - WL integriert wurde.

Die Relativbewegung zwischen Ruhe - WL und Wasseroberfläche an einer Stelle x ist:

$$s(x,t) = \vec{s}_A(x) e^{i\omega_e t} \quad \vec{s}_A = s_{A1} - i s_{A2}$$

$$s_{A1}(x) = z_{0A1} + x \theta_{A1} - \xi_A \cos kx$$

$$s_{A2}(x) = z_{0A2} + x \theta_{A2} + \xi_A \sin kx$$

$$\xi_A = \text{Wellenamplitude}$$

$$k = \frac{\omega^2}{g} \quad \text{Wellenzahl}$$

Eine Deformation der Welle durch das Schiff wird hierbei nicht berücksichtigt.

Abb.2 zeigt einen Spantquerschnitt in zwei Situationen des Bewegungsablaufs, $s > 0$, d.h. die Ruhe - WL taucht aus, $s < 0$, d.h. die Ruhe - WL taucht ein.

Der eingezeichnete Druckverlauf über der Tiefe sei näherungsweise linear; der dynamische Druckanteil wird also vernachlässigt:

$$p(x, \eta, t) = \gamma [\eta - s(x, t)] \quad \gamma = \rho g$$

Während der Halbperiode $s > 0$ muß eine negative Druckkraft subtrahiert und während der folgenden Halbperiode $s < 0$ muß eine positive Druckkraft addiert werden. Daraus folgt, daß dieser Korrekturanteil der Druckkraft immer ins Schiffsinere gerichtet ist.

Für beide Richtungskomponenten ergibt sich der Anteil durch Integration bis zur Benetzungslinie:

$$P_x^{**} = \int_L \int_0^{s(x,t)} p(x, \eta, t) k_x(x, \eta) d\eta dx$$

$$P_z^{**} = \int_L \int_0^{s(x,t)} p(x, \eta, t) k_z(x, \eta) d\eta dx$$

Wird der lineare Druckverlauf eingeführt, und wird außerdem angenommen, daß im Bereich der oszillierenden Wasserlinie der Richtungskosinus konstant (etwa gleich dem Wert k_{x0} u. k_{z0} in der Ruhe - WL) gesetzt werden kann, so ist die Integration über η ausführbar:

$$P_x^{**} = \frac{1}{2} \gamma \int_L s^2(x, t) k_{x0}(x) dx$$

$$P_z^{**} = \frac{1}{2} \gamma \int_L s^2(x, t) k_{z0}(x) dx$$

Hier soll, wie bei der Bestimmung des ersten Widerstandsanteiles, die Komponente in x_0 -Richtung ermittelt werden:

$$P_{x_0}^{**}(t) = P_x^{**}(t) + P_z^{**}(t) \Theta(t)$$

$$= \frac{1}{2} \gamma \int_L \vec{s}(x) e^{i\omega t} \vec{s}(x) e^{i\omega t} k_{x_0}(x) dx + \frac{1}{2} \gamma \int_L \vec{s}(x) e^{i\omega t} s(x) e^{i\omega t} k_{x_0}(x) dx \vec{\Theta} e^{i\omega t}$$

Der zweite Term ist von dritter Ordnung, er soll daher unberücksichtigt bleiben. Desgleichen hätte eine nähere Untersuchung gezeigt, daß ein Abweichen von der Annahme der Linearität des Druckverlaufs und der Konstanz des Richtungskosinus im Bereich der oszillierenden Wasserlinie, ebenfalls zu Beiträgen höherer als zweiter Ordnung führt.

Der zeitunabhängige Mittelwert des Terms zweiter Ordnung lautet:

$$\bar{P}_{x_0}^{**} = \frac{1}{4} \gamma \int_L [s_{A1}^2(x) + s_{A2}^2(x)] k_{x_0}(x) dx$$

Zusammen mit dem zuerst bestimmten Anteil kann jetzt die mittlere Längskraft, die dem negativen Widerstandszuwachs entspricht, angegeben werden:

$$\bar{P}_{x_0} = P_{x_0}^* + P_{x_0}^{**}$$

Ergebnisse

Da die Widerstandserhöhung im Seegang vor allem durch die Phasenlage der Bewegungen entscheidend beeinflusst wird, darf man keine allzu großen Erwartungen in die Genauigkeit der Methode setzen. Die Phasenlagen der Bewegungen sind sowohl bei theoretischen Rechnungen als auch bei Messungen mit größeren Ungenauigkeiten behaftet als die Amplituden. Andererseits ist die Widerstandserhöhung nur eine von vielen unsicheren Komponenten der letztlich interessierenden mittleren Dienstgeschwindigkeit.

In Abb. 3 sind die Ergebnisse für die beiden Widerstandsanteile des ITTC - Standard - Modells (Series - 60 $C_B = 0.7$) in dimensionsloser Form dargestellt:

$$S_h = - \frac{\bar{P}_{x_0}}{\rho g \frac{e^2}{g_A} B^2/L}$$

Aufgrund der Phasenlage zwischen Tauchen und Stampfen bringt der erste Anteil in der Regel einen negativen Beitrag zum Widerstand. Demgegenüber ist der zweite Anteil immer positiv, da die Relativbewegung am Vorschiff immer größer ist als am Hinterschiff. Die Widerstandserhöhung zeigt im Bereich $\lambda/L = 1.25$ ein ausgeprägtes Maximum.

Vergleich mit Ergebnissen anderer Autoren

Zum Vergleich werden einige auf der 12th ITTC [5] mitgeteilten Versuchsergebnisse nach Sibul [6] und Nakamura [5] sowie Ergebnisse nach den ursprünglichen und modifizierten theoretischen Verfahren von Maruo herangezogen.

Zum Vergleich mit Maruo sollen noch die einzelnen Bewegungskomponenten in das hier gewonnene Ergebnis eingesetzt werden. Man erhält die Widerstandserhöhung in folgender Form:

$$\begin{aligned} \epsilon_n = & A_{22} Y_z^2 + A_{00} Y_0^2 + A_{20c} Y_z Y_0 \cos \epsilon_{20} + A_{2s} Y_z \sin \epsilon_{2z} \\ & + A_{2c} Y_z \cos \epsilon_{2z} + A_{0s} Y_0 \sin \epsilon_{0z} + A_{0c} Y_0 \cos \epsilon_{0z} + A_{zz} \end{aligned}$$

Die Koeffizienten A enthalten die Geometrie des Schiffes und Y_z , Y_0 sind die Übertragungsfunktionen der Tauch- und Stampfbewegung, ϵ die zugehörigen Phasenwinkel.

Das Ergebnis von Maruo [4] hat eine ähnliche Form, allerdings unterscheiden sich die Größen der einzelnen Anteile. Vor allem aber ist hier $A_{zz} = 0$, da zur Berechnung der Relativbewegung keine Deformation der Wellen entlang des Schiffes berücksichtigt wurde. Wie schon erwähnt, ist dieser Anteil jedoch gering.

In Abb.4 sind die hier gewonnenen Werte für das ITTC - Standard - Modell den Ergebnissen anderer Autoren gegenübergestellt. In allen Fällen zeigt sich ein ähnlicher Verlauf. Allerdings liegt das Maximum der hier gewonnenen Werte immer etwas höher als bei den übrigen Autoren. Wegen der großen Streuung der verschiedenen Ergebnisse dürften diese Abweichungen jedoch nicht gravierend sein.

Schlußfolgerungen

Ohne die Druckverteilung eines Schiffskörpers im Seegang im einzelnen zu kennen, wurde der Versuch unternommen, die mittlere Widerstandserhöhung aus den Seegangsbewegungen zu bestimmen. Hierbei wurden nur Anteile zweiter Ordnung berücksichtigt, obwohl auch höhere Ordnungen eine gewisse Rolle spielen können. Abgesehen davon, daß experimentelle Ergebnisse zumindest im Mittel quadratischen Zusammenhang zwischen Widerstand und Wellenhöhe zu bestätigen scheinen [7], hat die Vernachlässigung höherer Ordnungen einen unschätzbaren Vorteil: Die Berechnung der mittleren Widerstandserhöhung kann auf den unregelmäßigen Seegang ausgedehnt werden.

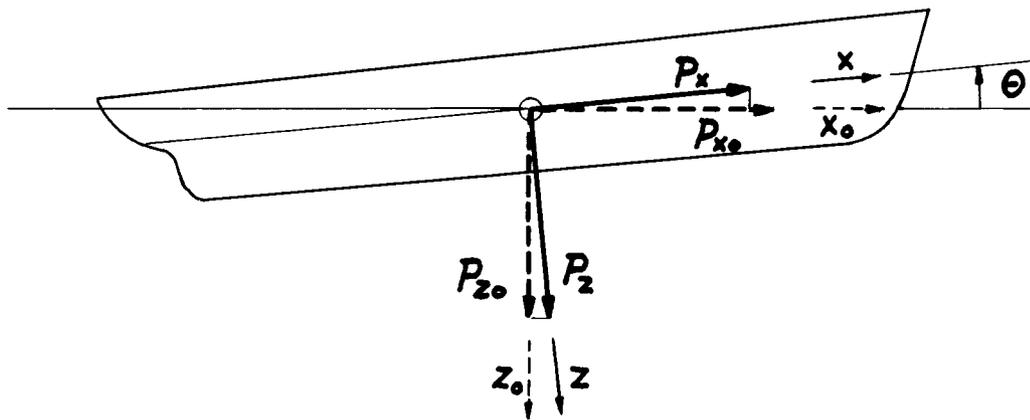
In dieser Betrachtung ist Konstanz der Geschwindigkeit vorausgesetzt worden. Diese Voraussetzung ist nur näherungsweise erfüllt, da vor allem durch die Längskräfte erster Ordnung eine oszillierende Längsbewegung entsteht. Analog zur Längsbewegung im achterlichen Seegang [8] kann hierdurch bei See von vorn ein zusätzlicher Widerstand entstehen. Dieser Anteil, der im wesentlichen ebenfalls von zweiter Ordnung ist, wird allerdings erst im Bereich langer Wellen spürbare Werte erreichen.

Noch muß wegen der Aufwendigkeit besserer Verfahren auf die Streifenmethode zur Berechnung der Seegangsbewegungen zurückgegriffen werden. Solange die dreidimensionale Druckverteilung am Schiffskörper nicht genauer berechnet werden kann, scheint es gerechtfertigt, ein einfaches Verfahren, etwa wie das hier beschriebene, zur Berechnung des Widerstandszuwachses im Seegang zu verwenden.

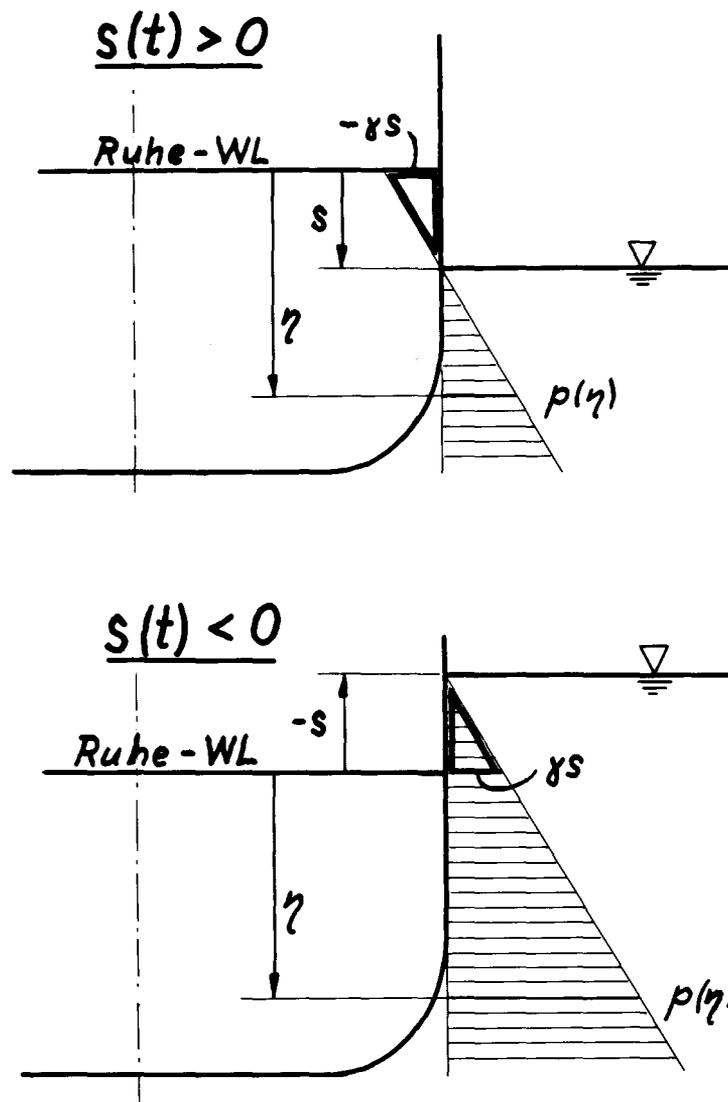
Literatur

- [1] Kreitner, J.: Heave, Pitch and Resistance of Ships in a Seaway
T.I.M.A. 81, 1939
- [2] Havelock, S.T.: The Drifting Force on a Ship among Waves.
Philosophical Magazine Vol. XXXIII 1942
Collected Papers of S.T. Havelock on
Hydrodynamics ONR/ACR - 103
- [3] Maruo, H.: Researches on Seakeeping Qualities of Ships in Japan, Chapt.5, Resistance in Waves.
60th ann. Series of Soc. of Nav. Arch. of Japan,
Vol. 8, 1963
- [4] Maruo, H.: The Excess Resistance of a Ship in Rough Seas.
I.S.P. Vol.4 No.35 1957
- [5] Nakamura, S. und Shintani, A.: Propulsive Performance of a Series 60 $c_B=0.70$ Ship Model in regular Head Waves.
12th ITTC Rome, 1969
- [6] Sibul, O.J.: Increase of Ship Resistance in Waves.
College of Eng. University of California,
Rep. No. NA-67-2, 1967
- [7] Sibul, O.J.: Ship Resistance in Uniform Waves as a Funktion of Wave Steepness and Beam of the Ship.
Inst. of Eng. Res. University of California,
Techn. Rep. No. 61, 1959
- [8] Boese, P.: Steuern eines Schiffes im schweren achterlichen Seegang.
Jahrbuch der STG 1969

Abb. 1

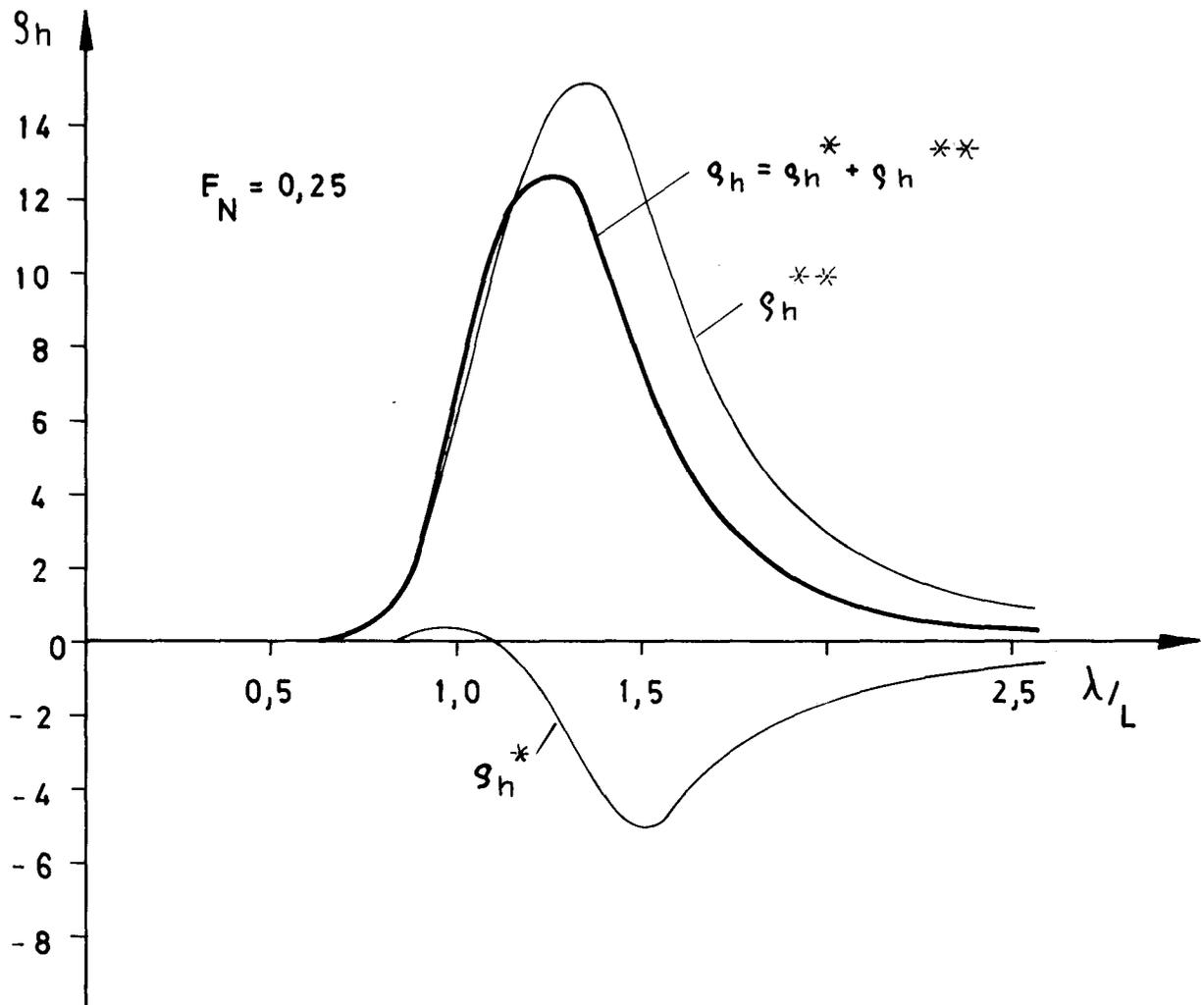


Raumfestes und schiffsfestes Koordinatensystem

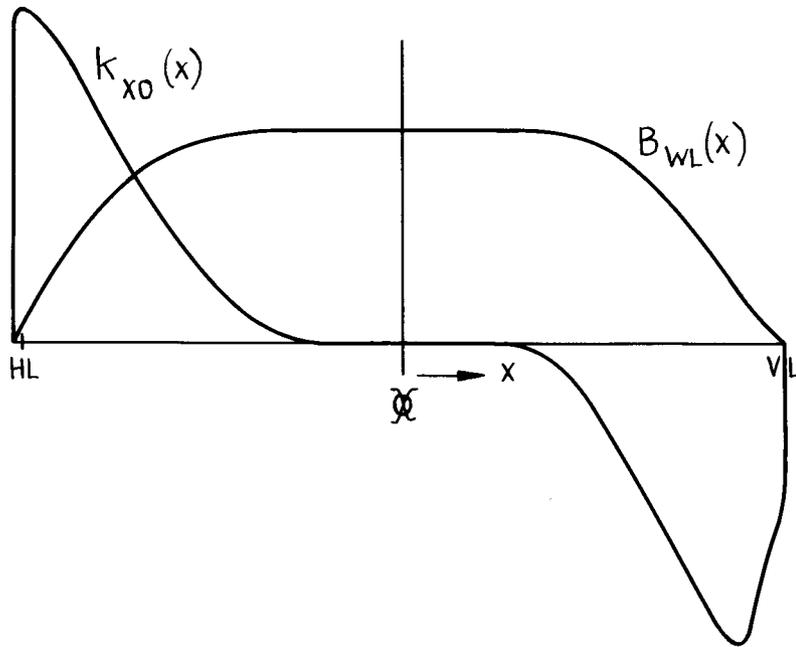


Zur Erläuterung der hydrostatischen Druckverteilung im Bereich der Wasserlinie

Abb. 3

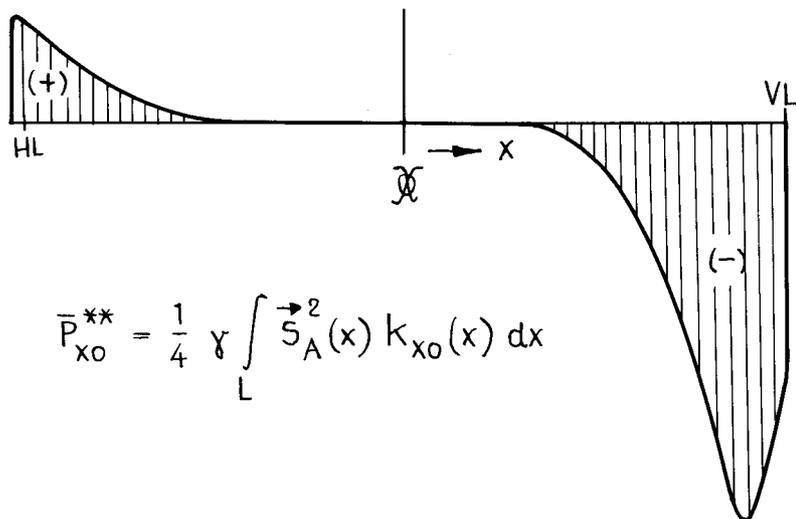
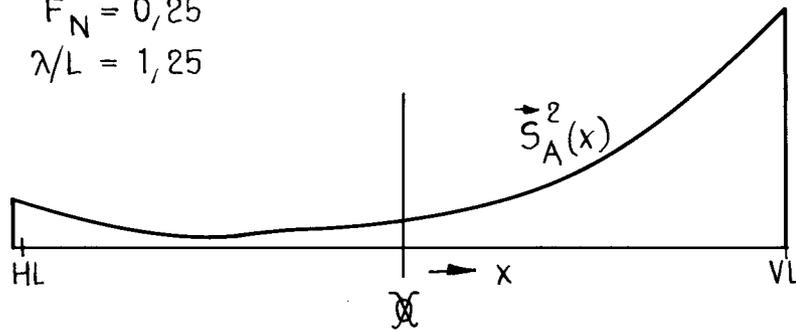


Verlauf des ersten und zweiten Widerstandsanteils über der Wellenlänge



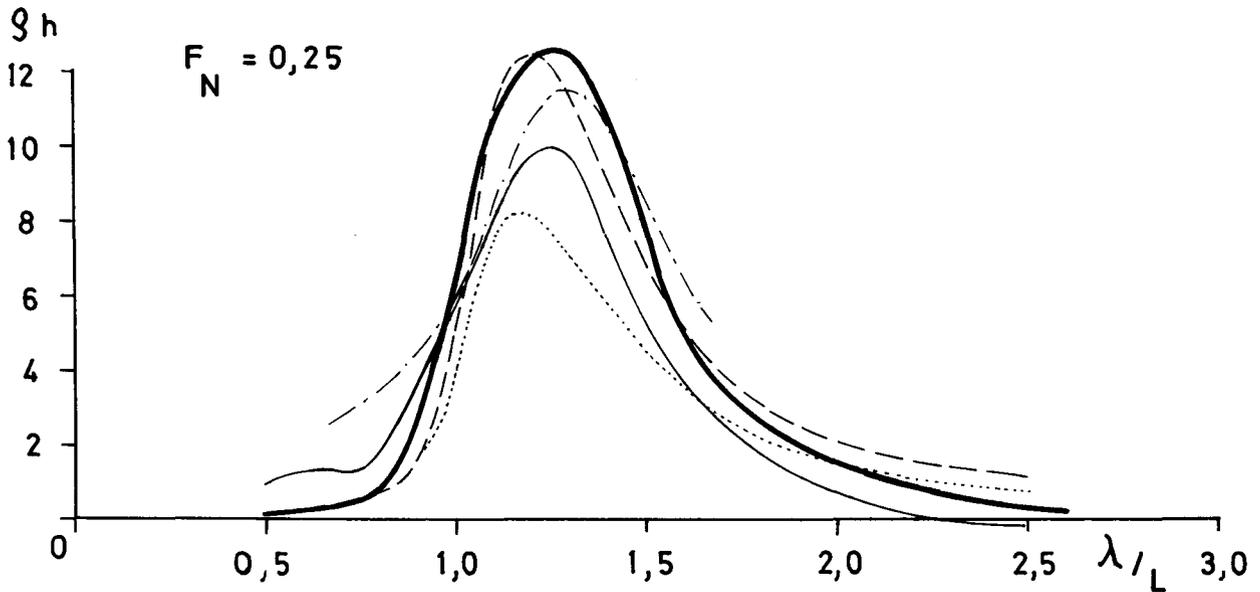
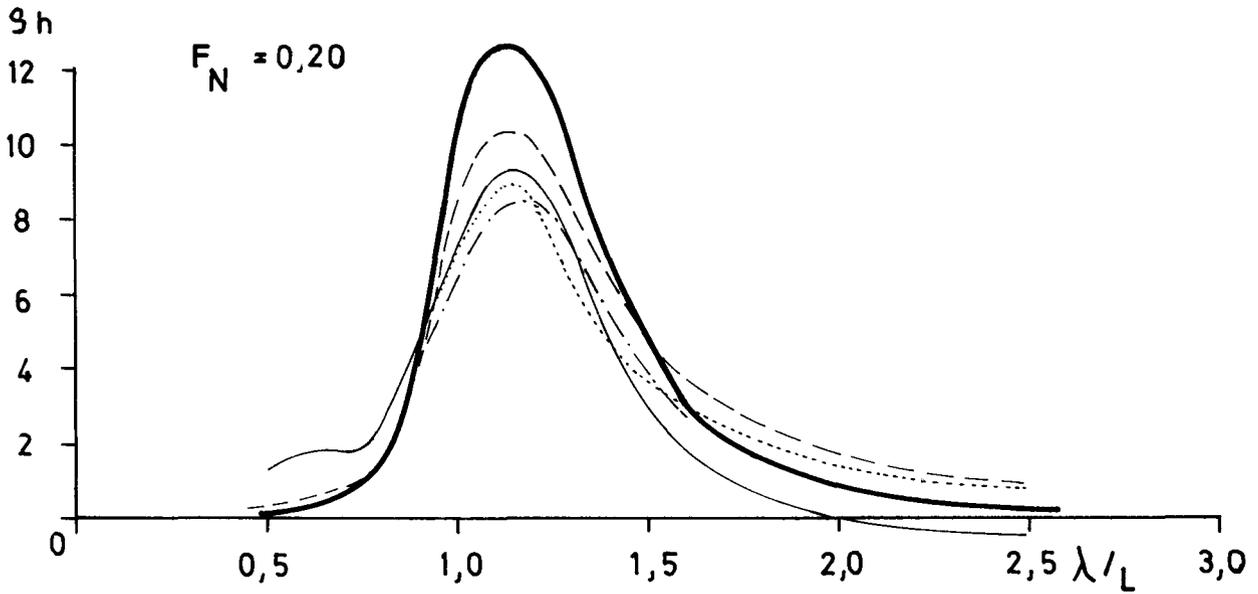
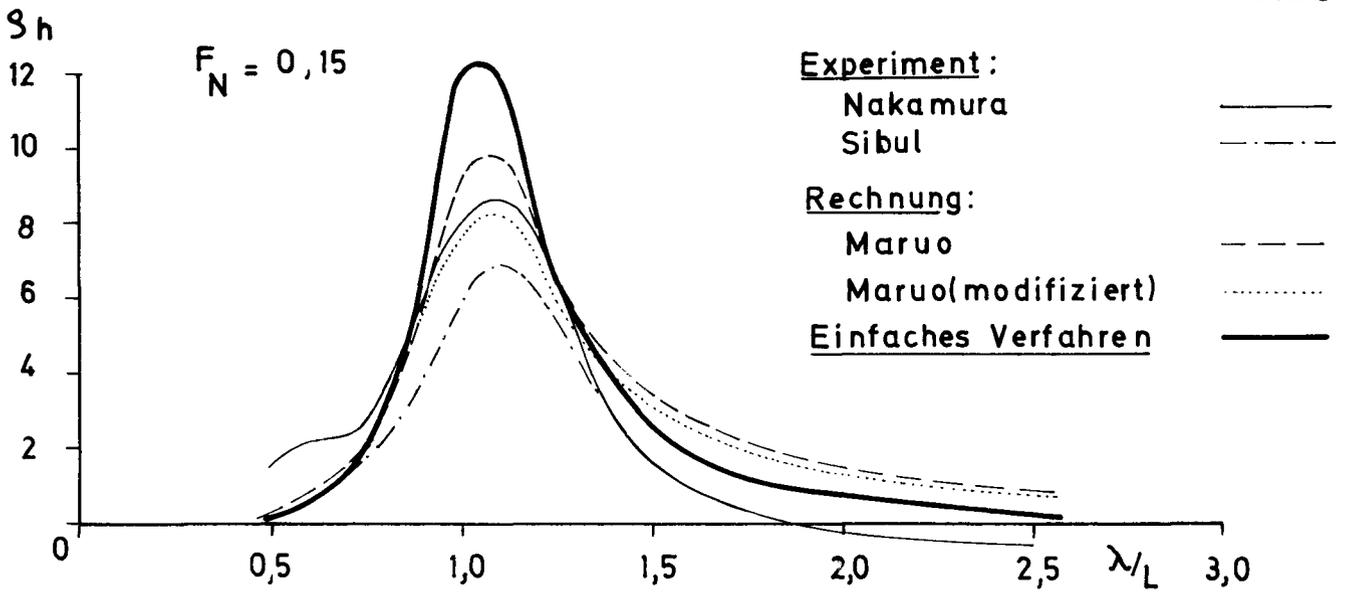
$$F_N = 0,25$$

$$\lambda/L = 1,25$$

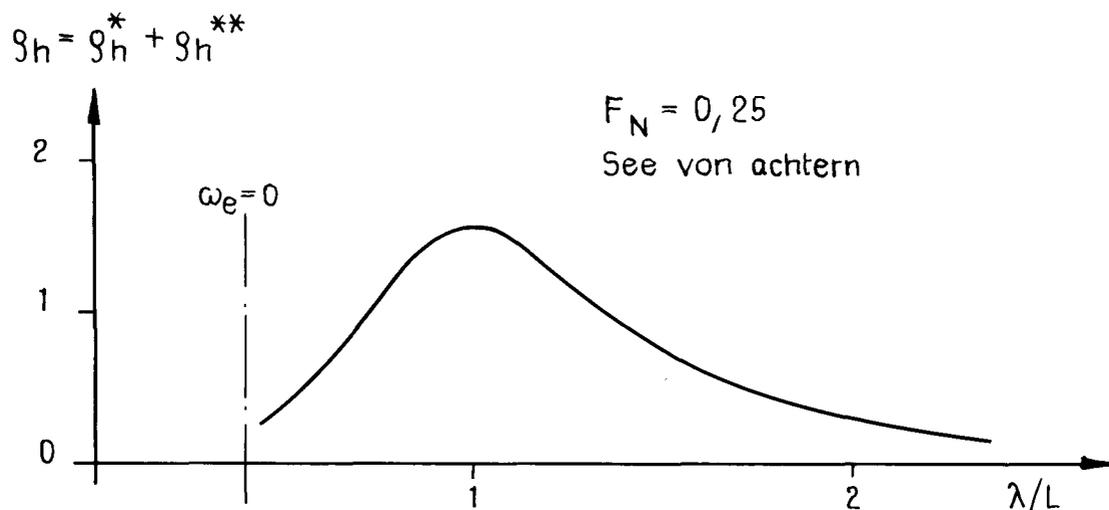


$$\bar{P}_{x_0}^{**} = \frac{1}{4} \gamma \int_L \vec{S}_A^2(x) k_{x_0}(x) dx$$

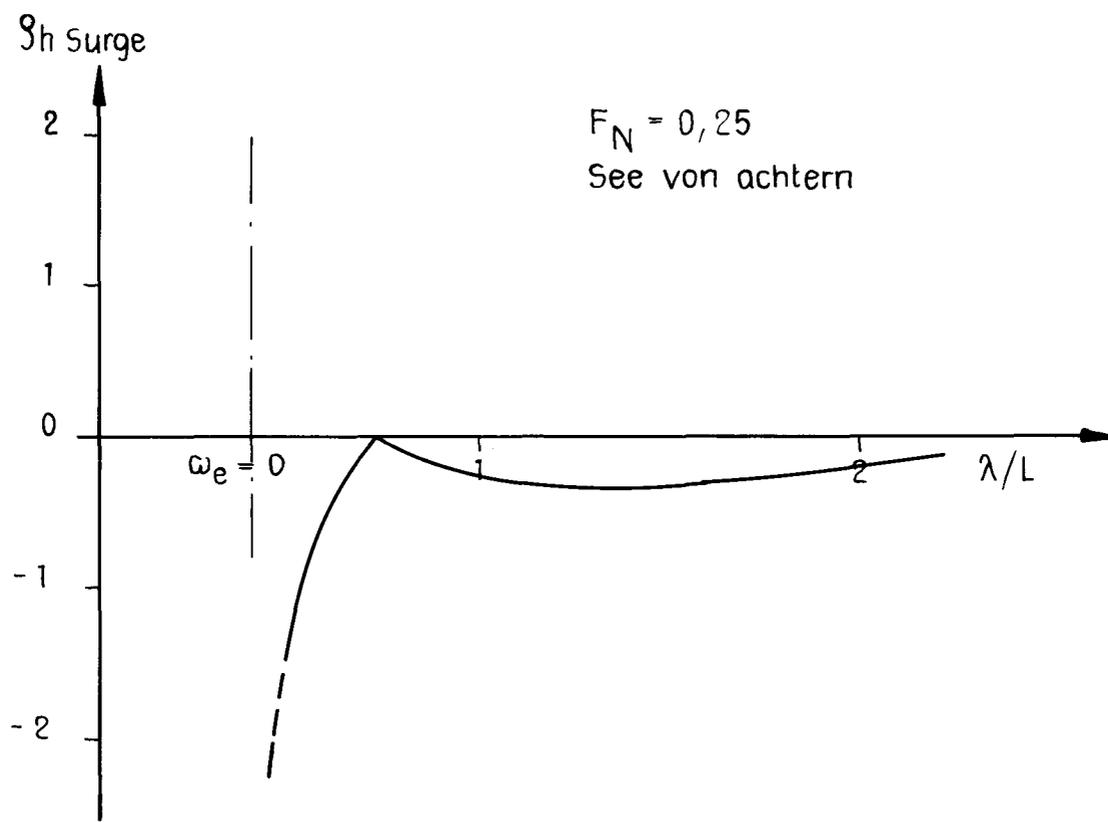
Erläuterung zur Berechnung des zweiten Widerstandsanteils



Vergleich mit den Ergebnissen anderer Autoren



Widerstand verursacht durch die Vertikalbewegung



Widerstand verursacht durch die Längsbewegung
berechnet nach der in [8] beschriebenen Methode