

532 | März 1993

SCHRIFTENREIHE SCHIFFBAU

Zaojian Zou

**Hydrodynamische Kräfte am
schrägfahrenden Schiffsrumpf bei
höheren Geschwindigkeiten im tiefen
und flachen Wasser**

TUHH

Technische Universität Hamburg-Harburg

Hydrodynamische Kräfte am schrägfahrenden Schiffsrumpf bei höheren Geschwindigkeiten im tiefen und flachen Wasser

Zaojian Zou, Hamburg, Technische Universität Hamburg-Harburg, 1993

ISBN: 3-89220-532-9

© Technische Universität Hamburg-Harburg
Schriftenreihe Schiffbau
Schwarzenbergstraße 95c
D-21073 Hamburg

<http://www.tuhh.de/vss>

INSTITUT FÜR SCHIFFBAU DER UNIVERSITÄT HAMBURG

Bericht Nr. 532

Hydrodynamische Kräfte am schrägfahrenden
Schiffsrumpf bei höheren Geschwindigkeiten
im tiefen und flachen Wasser

Zaojian Zou

März 1993

Inhalt

1.	Einleitung	1
2.	Mathematische Darstellung	1
2.1	Koordinatensysteme	1
2.2	Annahmen	1
2.3	Mathematische Formulierung	2
2.4	Linearisierung der Randbedingungen auf der Wasseroberfläche	3
3.	Numerisches Verfahren	4
3.1	Prinzip	4
3.2	Zerlegung der Bewegung	4
3.3	Symmetrische Umströmung	5
3.4	Antimetrische Umströmung	5
4.	Numerische Ergebnisse	7
	Danksagung	8
	Zusammenfassung (Abstract)	9
	Literaturverzeichnis	10
	Abbildungen	11

1. Einleitung

Für die Berechnung der hydrodynamischen Kräfte am manövrierenden Schiff werden normalerweise zwei Annahmen getroffen: Das Schiff sei schlank, so daß die Theorie schlanker Körper angewendet werden kann, und die Fahrgeschwindigkeit sei so klein, daß man die Verformung der Wasseroberfläche vernachlässigen kann. Die erste Annahme ermöglicht es, die dreidimensionale Umströmung zu einer Folge von zweidimensionalen Strömungen in den Spantebenen zu vereinfachen; dadurch verringern sich der Rechenzeit- und Speicherplatzbedarf drastisch. Die zweite Annahme befreit uns von den theoretischen und numerischen Schwierigkeiten, welche die freie Wasseroberfläche verursacht. Andererseits sind diese Annahmen nicht immer gerechtfertigt. Bei höheren Geschwindigkeiten, besonders im flachen Wasser, sind die Umströmung, die Verformung der Wasseroberfläche, die hydrodynamischen Kräfte und die Schwimmlageänderung von Schiffen oft stark und beeinflussen das Manövrierverhalten.

In dem letzten Jahrzehnt wurden viele Verfahren zur Berechnung der dreidimensionalen Schiffsumströmung mit freier Wasseroberfläche vorgestellt. Sie behandeln vor allem das Widerstandsproblem, aber bisher kaum die Manövrierfähigkeit. Ziel dieser Arbeit ist es, ein dreidimensionales numerisches Verfahren zur Berechnung der hydrodynamischen Kräfte an manövrierenden Schiffen zu entwickeln. Dabei sollen höhere Geschwindigkeiten und daraus resultierende Verformungen der Wasseroberfläche sowie flaches Wasser erfaßt werden.

2. Mathematische Darstellung

Betrachtet wird ein an der freien Wasseroberfläche in der horizontalen Ebene manövrierendes Schiff. Das Schiff hat eine Geschwindigkeit \vec{V}_0 in der horizontalen Ebene und eine Drehgeschwindigkeit r um die Hochachse. Zu berechnen sind die Strömung um das Schiff und die hydrodynamischen Kräfte am Schiff.

2.1 Koordinatensysteme

Es werden zwei rechtshändige Koordinatensysteme benutzt: das erdfeste System x_0, y_0, z_0 und das schiffsfeste System x, y, z . Die x_0 - y_0 -Ebene liegt in der ungestörten Wasseroberfläche; die z_0 -Achse zeigt vertikal nach unten. Das Koordinatensystem x, y, z bewegt sich relativ zu dem erdfesten System mit der Translationsgeschwindigkeit $\vec{V}_0 = (u, v, 0)$ und der Rotationsgeschwindigkeit $\vec{\Omega} = (0, 0, r)$, wobei u und v die Geschwindigkeiten des schiffsfesten Koordinatenursprungs in x - bzw. y -Richtung und r die Drehgeschwindigkeit um die z -Achse sind. Die x - y -Ebene liegt ebenfalls in der ungestörten Wasseroberfläche; z zeigt nach unten.

2.2 Annahmen

Als Voraussetzungen werden angenommen:

- 1) Das Wasser sei reibungsfrei und inkompressibel. Die Strömung relativ zum erdfesten System sei rotationsfrei außer in der freien Wirbelschicht, falls sie vorhanden ist.
- 2) Die seitlichen Bewegungen des Schiffes seien klein im Vergleich zur Längsbewegung.
- 3) Für flaches Wasser sei die Wassertiefe h konstant.

Weiterhin wird vorausgesetzt, daß die Schiffsbewegung und damit auch die Schiffsumströmung im schiffsfesten System stationär sind.

2.3 Mathematische Formulierung

Relativ zum schiffsfesten System läßt sich die Strömung als Summe aus einer (nicht rotationsfreien) ungestörten Anströmung und der rotationsfreien Störgeschwindigkeit \vec{V} mit dem Störpotential $\phi(x, y, z)$ darstellen. Es gilt

$$\vec{V} = \nabla\phi = (\phi_x, \phi_y, \phi_z).$$

ϕ muß die folgenden Bedingungen erfüllen:

1) Laplace-Gleichung:

$$\nabla^2\phi = 0 \quad \text{im gesamten Flüssigkeitsbereich} \quad (1)$$

2.1) Kinematische Randbedingung auf der Wasseroberfläche:

$$(\nabla\phi - \vec{V}_s) \cdot \nabla\zeta = \phi_z \quad \text{bei } z = \zeta(x, y) \quad (2)$$

2.2) Dynamische Randbedingung auf der Wasseroberfläche:

$$\zeta = \frac{1}{g} \left(-\vec{V}_s \cdot \nabla\phi + \frac{1}{2} \nabla\phi \cdot \nabla\phi \right) \quad \text{bei } z = \zeta(x, y) \quad (3)$$

Hierin ist $\vec{V}_s = \vec{V}_o + \vec{\Omega} \times \vec{R} = (u - ry, v + rx, 0)$ mit dem Ortsvektor $\vec{R} = (x, y, z)$; ζ ist die Wellenerhebung, g ist die Erdbeschleunigung.

3) Kinematische Randbedingung an der Schiffsoberfläche S_B :

$$\nabla\phi \cdot \vec{n} = \vec{V}_s \cdot \vec{n} \quad \text{an } S_B, \quad (4)$$

wobei \vec{n} der in den Rumpf hineinzeigende Einheitsnormalenvektor ist.

4) Kinematische Randbedingung am Wasserboden:

$$\phi_z = 0 \quad \text{bei } z = h. \quad (5)$$

5) Abklingen der Störung in großer Entfernung vom Schiff:

$$\nabla\phi = (0, 0, 0) \quad \text{im Unendlichen.} \quad (6)$$

Darüber hinaus muß das Potential erfüllen:

- die Strahlungsbedingung, die besagt, daß die Wellen in großer Entfernung nur in einem Sektor hinter dem Schiff auftreten; und
- die Kutta-Bedingung, die besagt, daß die Geschwindigkeit an der Hinterkante des Schiffs endlich ist.

Aus dieser Formulierung läßt sich das Potential bestimmen. Der im Stromfeld herrschende Wasserdruck relativ zum Luftdruck ergibt sich zu

$$p = \rho \left(\vec{V}_s \cdot \nabla \phi - \frac{1}{2} \nabla \phi \cdot \nabla \phi + gz \right), \quad (7)$$

worin ρ die Wasserdichte ist.

Daraus kann man die vom Wasser auf das Schiff ausgeübte Kraft und das Moment berechnen:

$$\vec{F} = \iint_{S_B} p \vec{n} dS. \quad (8)$$

$$\vec{M} = \iint_{S_B} p (\vec{R} \times \vec{n}) dS. \quad (9)$$

2.4 Linearisierung der Randbedingungen auf der Wasseroberfläche

Aus (2) und (3) läßt sich die Unbekannte ζ eliminieren. Daraus folgt die kombinierte Randbedingung an der Wasseroberfläche:

$$(\nabla \phi - \vec{V}_s) \cdot \nabla \left(-\vec{V}_s \cdot \nabla \phi + \frac{1}{2} \nabla \phi \cdot \nabla \phi \right) = g\phi_z \quad \text{bei } z = \zeta(x, y). \quad (10)$$

Die Randbedingungen auf der Wasseroberfläche sind nichtlinear, da sie einerseits nichtlineare Glieder enthalten und andererseits in der zunächst unbekanntesten Höhe der Wasseroberfläche erfüllt werden sollen. Um sie iterativ zu erfüllen, wird eine Linearisierung nach dem Verfahren von Jensen [1] eingeführt.

Es seien die Näherungen Φ und Z für ϕ bzw. ζ bekannt. Dann erhält man durch Entwicklung der Randbedingung (3) um $z = Z$ in eine nach dem linearen Glied abgebrochene Taylorreihe:

$$\zeta - Z = \frac{(\nabla \Phi - \vec{V}_s) \cdot \nabla \phi - \frac{1}{2} \nabla \Phi \cdot \nabla \Phi - gZ}{g - (\nabla \Phi - \vec{V}_s) \cdot \nabla \Phi_z} \quad \text{bei } z = Z(x, y). \quad (11)$$

Ebenso kann man (10) in eine abgebrochene Taylorreihe entwickeln. Daraus ergibt sich

$$\begin{aligned} & \nabla \left(\frac{1}{2} \nabla \Phi \cdot \nabla \Phi - \vec{V}_s \cdot \nabla \Phi \right) \cdot \nabla \phi + (\nabla \Phi - \vec{V}_s) \cdot \nabla [(\nabla \Phi - \vec{V}_s) \cdot \nabla \phi] \\ & - (2\nabla \Phi - \vec{V}_s) \cdot \nabla \left(\frac{1}{2} \nabla \Phi \cdot \nabla \Phi \right) + \nabla \Phi \cdot \nabla (\vec{V}_s \cdot \nabla \Phi) \\ & + (\zeta - Z) \left[(\nabla \Phi - \vec{V}_s) \cdot \nabla \left(\frac{1}{2} \nabla \Phi \cdot \nabla \Phi - \vec{V}_s \cdot \nabla \Phi \right) \right]_z \\ & = g\phi_z + g(\zeta - Z)\Phi_{zz} \quad \text{bei } z = Z(x, y). \end{aligned} \quad (12)$$

Setzt man (11) in (12) ein und schreibt

$$\begin{aligned} \vec{W} &= \nabla \Phi - \vec{V}_s, \\ \vec{A} &= \nabla \left(\frac{1}{2} \nabla \Phi \cdot \nabla \Phi \right), \\ B &= \frac{\left\{ \vec{W} \cdot [\vec{A} - \nabla (\vec{V}_s \cdot \nabla \Phi)] - g\Phi_z \right\}_z}{g - \vec{W} \cdot \nabla \Phi_z}, \end{aligned}$$

so erhält man

$$\begin{aligned} & [\vec{A} - \nabla(\vec{V}_s \cdot \nabla\Phi) + (\vec{W} \cdot \nabla)\vec{W} + B\vec{W}] \cdot \nabla\phi + \vec{W} \cdot [(\vec{W} \cdot \nabla)\nabla\phi] - g\phi_z \\ = & \vec{A} \cdot \vec{W} + \nabla\Phi \cdot [\vec{A} - \nabla(\vec{V}_s \cdot \nabla\Phi)] + B \left(\frac{1}{2} \nabla\Phi \cdot \nabla\Phi + gZ \right) \\ & \text{bei } z = Z(x, y). \end{aligned} \quad (13)$$

Gleichungen (11) und (13) sind die dynamische bzw. die kombinierte Randbedingung auf der Wasseroberfläche, linearisiert um die Näherungswerte. Sie können zur iterativen Lösung verwendet werden. Zu Beginn der Iteration werden Φ und Z identisch Null angesetzt. Dann vereinfachen sich die Randbedingungen (11) und (13) zu

$$\zeta = -\frac{1}{g} \vec{V}_s \cdot \nabla\phi \quad \text{bei } z = 0, \quad (14)$$

$$[(\vec{V}_s \cdot \nabla)\vec{V}_s] \cdot \nabla\phi + \vec{V}_s \cdot [(\vec{V}_s \cdot \nabla)\nabla\phi] - g\phi_z = 0 \quad \text{bei } z = 0. \quad (15)$$

3. Numerisches Verfahren

3.1 Prinzip

Hier wird eine dreidimensionale Paneel-Methode [2] verwendet. Das Potential wird durch Verteilungen von Singularitäten wie z.B. Quell-Senke, Dipol oder Wirbel dargestellt. Die Randflächen (hier nur die Schiffsoberfläche und die Wasseroberfläche) werden in Paneele diskretisiert und mit Singularitäten belegt.

Das durch die Singularitäten dargestellte Potential erfüllt die Laplace-Gleichung (1) und die Abklingbedingung (6) automatisch. Die Randbedingungen auf der Schiffsoberfläche und auf der Wasseroberfläche werden durch Bestimmung der Stärken der Singularitäten erfüllt. Dagegen wird die Randbedingung am Wasserboden durch Spiegelung aller Singularitäten erfüllt, mit dem Wasserboden als Spiegelungsebene.

Die Strahlungsbedingung und die Kutta-Bedingung sind nötig, um die Lösung eindeutig zu machen. Zur Erfüllung der Strahlungsbedingung wird die Technik der horizontalen Verschiebung der Quellpunkte relativ zu den Kollokationspunkten nach Jensen [1] verwendet. Unter der Voraussetzung kleiner Manövrierbewegungen wird die Verschiebung in der vorliegenden Arbeit wie beim Widerstandsproblem nur in der Schiffs-Längsrichtung vorgenommen.

Die Kutta-Bedingung ist nur für "auftrieberzeugende" Potentialströmungen erforderlich. Im Gegensatz zu zweidimensionalen Strömungen muß die Kutta-Bedingung bei dreidimensionaler Strömung explizit erfüllt werden. Dazu gibt es verschiedene Möglichkeiten [3]. Hier wird gefordert, daß die Wasserdrücke auf beiden Schiffsseiten an der Hinterkante des Rumpfes gleich sind.

3.2 Zerlegung der Bewegung

Bei Manövrierbewegungen ist die Umströmung des Schiffes nicht symmetrisch. Man könnte deshalb beide Schiffsseiten mit Singularitäten belegen. Dadurch wird das Gleichungssystem für die unbekannt Singularitätenstärken doppelt so groß wie im Fall der Vorausfahrt, so daß die Lösung viel Rechenzeit und Speicherplatz erfordert.

Um dies zu vermeiden, wird die Umströmung hier in einen symmetrischen Anteil infolge der Längsbewegung und einen antimetrischen Anteil infolge der Drift- und Gierbewegung aufgeteilt. Sei das Störpotential infolge der Drift- und Gierbewegung φ , so

wird unter der Voraussetzung kleiner Drift- und Gierbewegungen im Vergleich zu der Längsbewegung angenommen, daß an der Wasseroberfläche $\nabla\varphi \ll \nabla\phi$ ist. Dann kann man die symmetrische und die antimetrische Umströmung getrennt voneinander bestimmen und braucht dazu nur eine Hälfte der Randoberfläche und des Stromfelds zu berechnen.

3.3 Symmetrische Umströmung

Die symmetrische Umströmung wird ähnlich wie von Jensen [1] berechnet. Dabei wird die Schiffsoberfläche bis zu einer Höhe Z_h über der Wasserlinie im Ruhezustand mit Paneelen belegt; in jedem Paneel wird die Quellstärke konstant angesetzt. Die Wasseroberfläche wird in einem ausreichend großen Bereich um das Schiff diskretisiert. Auf einer horizontalen Ebene $z = Z_q$ oberhalb der ungestörten Wasseroberfläche werden Punktquellen angesetzt. Die Werte von Z_h und Z_q sowie die Abmessungen der Paneele auf der Schiffsoberfläche werden nach den Vorschlägen von Bertram [4] gewählt.

Das Potential am Punkt $P(x, y, z)$ durch die konstante Quellverteilung der Stärke σ_i auf dem i -ten Paneel S_i ist

$$\phi_i(x, y, z) = \sigma_i \iint_{S_i} \frac{-1}{4\pi|\vec{Q}P|} dS_Q,$$

wobei $\vec{Q}P$ der Vektor vom Aufpunkt Q bis zum Punkt P ist. Das Potential bei P durch den i -ten Quellpunkt Q_i ist

$$\phi_i(x, y, z) = -\frac{\sigma_i}{4\pi|Q_iP|}.$$

Damit kann man die symmetrische Umströmung unter Berücksichtigung der nichtlinearen Randbedingungen auf der Wasseroberfläche iterativ bestimmen und die Wellenerhebung, den Wellenwiderstand sowie die Schwimmelageänderung infolge der Vorauffahrt berechnen.

Die von einem Quell-Paneel induzierte Geschwindigkeit wird hier nicht nach Jensen's "Kugelmethode" berechnet, sondern entsprechend der Arbeit von Bai und Yeung [6]. Dabei wird jedes N -eckige Paneel in N 3-eckige Flächen aufgeteilt. Für jedes Dreieck werden die induzierten Geschwindigkeiten analytisch berechnet, wenn der Abstand zwischen Aufpunkt und Kollokationspunkt klein relativ zu den Paneelabmessungen ist. Wenn der Abstand ausreichend groß ist, wird die Quellverteilung durch einen Quellpunkt ersetzt.

Die Quellverteilung auf der Schiffsoberfläche wird für die Kollokationspunkte auf der Wasseroberfläche durch einzelne Quellpunkte ersetzt. Dies ist zulässig, wenn die Kollokationspunkte von den Quellpunkten einen Abstand haben, der groß ist im Vergleich zum Abstand der Quellen untereinander. In anderen Fällen bewirkt dies Ungenauigkeiten, die noch beseitigt werden sollen. Diese einfache Lösung wurde gewählt, weil für die Randbedingung an der Wasseroberfläche die zweiten und dritten Ableitungen des Potentials gebraucht werden; die Formeln für diese Ableitungen des Paneelpotentials sind aber recht kompliziert.

3.4 Antimetrische Umströmung

Wenn Φ und Z jetzt die nichtlineare Lösung für die symmetrische Umströmung bezeichnen, gilt für das Gesamtpotential der Störströmung

$$\phi = \Phi + \varphi.$$

Die für das antimetrische Potential φ zu erfüllenden Randbedingungen auf der Schiffsoberfläche sind

oberfläche und auf der Wasseroberfläche ergeben sich aus (4) und (13):

$$\nabla\varphi \cdot \vec{n} = \vec{V}_s \cdot \vec{n} - \nabla\Phi \cdot \vec{n} \quad \text{auf } S_B; \quad (16)$$

$$\begin{aligned} & [\vec{A} - \nabla(\vec{V}_s \cdot \nabla\Phi) + (\vec{W} \cdot \nabla)\vec{W} + B\vec{W}] \cdot \nabla\varphi + \vec{W} \cdot [(\vec{W} \cdot \nabla)\nabla\varphi] - g\varphi_z \\ &= \vec{A} \cdot \vec{W} + B \left(\frac{1}{2} \nabla\Phi \cdot \nabla\Phi + gZ - \vec{W} \cdot \nabla\Phi \right) \\ & \quad - \nabla\Phi \cdot [(\vec{W} \cdot \nabla)\vec{W}] - \vec{W} \cdot [(\vec{W} \cdot \nabla)\nabla\Phi] + g\Phi_z \quad \text{bei } z = Z(x, y); \end{aligned} \quad (17)$$

und die Wellenerhebung folgt aus der Gleichung (11)

$$\zeta = Z + \frac{\vec{W} \cdot \nabla\varphi + \vec{W} \cdot \nabla\Phi - \frac{1}{2} \nabla\Phi \cdot \nabla\Phi - gZ}{g - \vec{W} \cdot \nabla\Phi_z} \quad \text{bei } z = Z(x, y). \quad (18)$$

\vec{W} , \vec{A} und B haben dieselbe Bedeutung wie in (13).

Die antimetrische Strömung ist eine auftriebserzeugende dreidimensionale Potentialströmung. Um diese Strömung darzustellen, braucht man außer einer Quellverteilung auch eine Dipol- oder Wirbelverteilung, deren Stärke sich aus der Kutta-Bedingung ergibt. Im Folgenden wird nur die schräge Bewegung mit kleinem Driftwinkel β behandelt.

Die Paneelierung der Schiffs- und Wasseroberfläche entspricht dem symmetrischen Fall. Auf der Schiffs- und auf der horizontalen Ebene $z = Z_q$ oberhalb der ungestörten Wasseroberfläche werden zur Mittschiffsebene antimetrische Quellverteilungen bzw. einzelne Quellpunkte angeordnet. Darüber hinaus werden auf der Mittschiffsebene und der Ebene $y = 0$ hinter dem Schiff Dipole verteilt.

Wenn die Kutta-Bedingung wie hier in der Form "gleicher Druck an beiden Schiffseiten" erfüllt wird, ist sie nichtlinear und fordert zur exakten Erfüllung ein iteratives Verfahren (vgl. Nakatake et al. [7]). Unter der Voraussetzung kleiner Driftwinkel wird die Bedingung linearisiert: Aus (7) folgt

$$\nabla\Phi \cdot \nabla\varphi - u\varphi_x = v\Phi_y. \quad (19)$$

Diese Bedingung wird an den Kollokationspunkten der letzten Paneele vor der Hinterkante erfüllt.

Die Bedingung (16), die linearisierte Bedingung (17) und die Kutta-Bedingung (19) dienen zur Bestimmung der Quellstärken und der Dipolstärken. Dabei wird der nichtlineare Einfluß des Störpotentials φ in den Randbedingungen der Wasseroberfläche vernachlässigt.

Die Dipolschicht wird in vertikaler Richtung in einige etwa horizontale Streifen aufgeteilt. Die Anzahl der Streifen entspricht der Anzahl der Hinterkantenpunkte, an denen die Kutta-Bedingung erfüllt werden soll. Es wird angenommen, daß sich die Dipolstärke auf jedem Streifen proportional von Null an der Vorderkante des Schiffes bis zum Maximalwert an der Hinterkante erhöht und hinter dem Schiff konstant bleibt, so daß es für jeden Streifen nur eine Unbekannte (den Gradienten der Dipolstärke) gibt. Die Dipolschicht läßt sich durch eine Verteilung von Hufeisenwirbeln ersetzen, wobei die Stärke der gebundenen Wirbel auf einem Streifen unabhängig von der Längenkoordinate ist.

Die am Punkt $P(x, y, z)$ induzierte Geschwindigkeit durch eine Wirbellinie kann nach dem Gesetz von Biot-Savart berechnet werden. Insbesondere gilt für eine gerade Wirbellinie vom Punkt P_i bis zum Punkt P_j mit Einheitsstärke:

$$\vec{V} = \frac{\left(\frac{\vec{R}_i}{|\vec{R}_i|} - \frac{\vec{R}_j}{|\vec{R}_j|} \right) \cdot \vec{t}}{|\vec{t} \times \vec{R}_i|^2} (\vec{t} \times \vec{R}_i).$$

Hierbei ist $\vec{t} = P_i \vec{P}_j$ und $\vec{R}_i = P_i \vec{P}$. Für eine gerade Wirbellinie vom Punkt P_i in Richtung \vec{t} bis ins Unendliche gilt:

$$\vec{V} = \frac{\frac{\vec{R}_i}{|\vec{R}_i|} \cdot \vec{t} + 1}{|\vec{t} \times \vec{R}_i|^2} (\vec{t} \times \vec{R}_i).$$

Aus diesen Formeln kann man auch höhere Ableitungen der Geschwindigkeit \vec{V} nach x , y und z berechnen.

4. Numerische Ergebnisse

Um das Verfahren zu prüfen, wurden Berechnungen für ein "Wigley-Modell" in tiefem und flachem Wasser durchgeführt. Die halbe Breite y des Modells wird durch die Formel

$$y = \frac{B}{2} \left(1 - \frac{z^2}{T^2}\right) \left(1 - \frac{4x^2}{L^2}\right) \quad \text{wenn } z > 0 \quad (\text{unter Wasser})$$

$$y = \frac{B}{2} \left(1 - \frac{z^2}{T^2}\right) \quad \text{wenn } z \leq 0 \quad (\text{über Wasser})$$

beschrieben, worin L , B und T Länge, Breite und Tiefgang sind. Hier wurde angesetzt:

$$L = 10m; \quad B = 1m; \quad T = 0.625m.$$

Bild 1 und Bild 2 zeigen das Netz auf der Schiffs- bzw. Wasseroberfläche.

Gerechnet wurde für die folgenden Fälle:

- Längsbewegung im tiefen Wasser
 $F_n = 0.20, 0.22, 0.25, 0.267, 0.30, 0.319, 0.35, 0.40, 0.452;$
- Längsbewegung im flachen Wasser
 $F_n = 0.267, 0.319$, mit $\frac{h}{T} = 1.5, 2.0, 2.5;$
- Schrägbewegung im tiefen Wasser
 $F_n = 0.267, 0.319$ und $\beta = 5^\circ;$
- Schrägbewegung im flachen Wasser
 $F_n = 0.267, 0.319$ und $\beta = 5^\circ$, mit $\frac{h}{T} = 1.5, 2.0, 2.5.$

Für die Längsbewegungen konvergierte die Iteration zur Erfüllung der nichtlinearen Randbedingungen in allen Fällen außer für den Fall $F_n = 0.319$ und $\frac{h}{T} = 1.5$, bei dem das Modell den Boden berührte. Die numerischen Ergebnisse, d.h. der Wellenwiderstand R_w , die stationäre Absenkung ΔT und Vertrimmung $\Delta \vartheta$, die Querkraft Y und das Giermoment N , werden in dimensionsloser Form dargestellt:

$$C_w = \frac{R_w}{\frac{1}{2} \rho u^2 S},$$

$$\sigma = \frac{2 \Delta T}{F_n^2 L},$$

$$\tau = \frac{2 \Delta \vartheta}{F_n^2},$$

$$C_Y = \frac{Y}{\frac{1}{2} \rho U_o^2 S},$$

$$C_N = \frac{N}{\frac{1}{2} \rho U_o^2 S L},$$

worin S die benetzte Schiffsoberfläche ist, und $U_o = \sqrt{u^2 + v^2}$.

Bild 3 zeigt die berechneten Wellenwiderstandsbeiwerte im tiefen Wasser im Vergleich zu Berechnungen von Jensen [1] und Messungen von Kajatani [8]. Bild 4 und 5 zeigen die berechneten Schwimmlageänderungen zusammen mit den Ergebnissen von Jensen.

Bild 6 zeigt die Schwimmlageänderungen im flachen Wasser für die Froude-Zahlen $F_n = 0.267$ und $F_n = 0.319$. Bild 7 zeigt die Wellenwiderstandsbeiwerte im flachen Wasser für $F_n = 0.267$ und $F_n = 0.319$ für die Driftwinkel $\beta = 0^\circ$ (Geradeausfahrt) und 5° (Schrägbewegung). Bild 8 zeigt die Querkraftbeiwerte und die Momentenbeiwerte abhängig von der Wassertiefe.

Bild 9 bis 36 zeigen die berechnete Verformung der Wasseroberfläche und die Wellenerhebung an der innersten Kollokationspunktreihe auf der Wasseroberfläche für $F_n = 0.267$ und 0.319 bei den Driftwinkeln $\beta = 0^\circ$ und 5° bei verschiedenen Wassertiefen. Die Ergebnisse sehen plausibel aus; Vergleiche insbesondere für die antimetrischen Kräfte und Oberflächenverformungen mit Meß- oder Rechenergebnissen anderer Autoren stehen aber noch aus ebenso wie eine Untersuchung der Fehler in den Randbedingungen zwischen den Kollokationspunkten und ein Vergleich mit Ergebnissen der Theorie schlanker Körper.

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Söding für die stete Betreuung während der Durchführung dieser Arbeit. Außerdem bedanke ich mich bei Herrn S. Hinsch für die Hilfe bei der Auswertung der numerischen Ergebnisse und bei der Textbearbeitung.

Der DFG sei für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit gedankt.

Zusammenfassung

Es wird ein drei-dimensionales numerisches Verfahren zur Berechnung der stationären Potentialströmung und der hydrodynamischen Kräfte am einen schrägfahrenden Schiffsrumpf bei höheren Geschwindigkeiten im tiefen und flachen Wasser vorgestellt.

Das Störpotential wird durch Verteilungen von Rankine-Quellen und eine halb-unendliche Dipolschicht dargestellt. Unter der Voraussetzung kleiner Driftwinkel wird die Umströmung in einen symmetrischen Anteil infolge der Längsbewegung und einen antisymmetrischen Anteil infolge der seitlichen Bewegung aufgeteilt; die symmetrische und die antisymmetrische Umströmung werden dann getrennt voneinander bestimmt.

Rechnungen wurden für ein "Wigley-Modell" von 10 m Länge im tiefen und flachen Wasser durchgeführt. Die numerischen Ergebnisse für den Wellenwiderstand, die stationäre Absenkung und Vertrimmung, die Querkraft und das Giermoment sowie die Wellenerhebung wurden präsentiert.

Das vorgestellte Verfahren wurde durch die Testrechnungen als funktionsfähig bewiesen. Weitere Verifikation und Verbesserungen des Verfahrens sind aber noch notwendig.

Abstract

This paper describes a three-dimensional numerical approach for computing the steady potential flow and the hydrodynamical forces acting on ships of small angles of yaw at high speed in deep and shallow water.

The disturbed velocity potential is expressed by a distribution of Rankine sources and a semi-infinite dipole sheet. Based on the assumption that the angles of yaw are small, the flow is splitted into a symmetric one due to the longitudinal motion of the ship and an antisymmetric one due to the lateral motion; the symmetric flow and the antisymmetric flow are then determined respectively.

Calculations were performed for a Wigley model 10 m long. Numerical results, i.e., the wave-making resistance, the steady sinkage and trim, the lateral hydrodynamical force and the yawing moment were presented.

The proposed method was justified by the numerical investigation. However, it is necessary to verify and to improve this method further.

Literatur

- [1] Jensen, G. *Berechnung der stationären Potentialströmung um ein Schiff unter Berücksichtigung der nichtlinearen Randbedingung an der Wasseroberfläche.*
Institut für Schiffbau der Universität Hamburg, Bericht Nr.484, Juli 1988
- [2] Hess, J.L. *Panel Methods in Computational Fluid Dynamics.*
Annu. Rev. Fluid Mech. 1990, 22, pp.255-274
- [3] Hess, J.L. *The problem of the three-dimensional lifting potential flow and its solution by means of surface singularity distribution.*
Comput. Methods Appl. Mech. Eng. 1974, 4, pp. 283-319
- [4] Bertram, V. *User's Guide: SHALLOW and NEPTUN.*
Institut für Schiffbau der Universität Hamburg, Schrift Nr.2380, Juli 1990
- [5] Webster, W.C. *The Flow About Arbitrary, Three-Dimensional Smooth Bodies.*
Journal of Ship Research, Vol.19, No.4, Dec.1975 pp.206-218
- [6] Bai, K.J. & Yeung, R.W. *Numerical solutions to free-surface flow problems.*
Proc. 10th Symposium on Naval Hydrodynamics, 1974, Cambridge, Massachusetts
- [7] Nakatake, K., Ando, J., Komura, A. and Kataoka, K. *On the Flow Field and the Hydrodynamic Forces of an Obliquing Ship.*
Trans. the West-Japan society of Naval Architects, 1990, No. 80, pp. 1-12 (in Japanese)
- [8] Kajitani, H. *A Wandering in Some Ship Resistance Components and Flow.*
Schiffstechnik, Band 34, Heft 3, 1987
- [9] Zou, Z.J. *Hydrodynamische Kräfte am manövrierenden Schiff bei höheren Geschwindigkeiten im tiefen/flachen Wasser.*
in "Hydrodynamisches Seminar Sommer 1992" (Herausgeber P. Sames)
Institut für Schiffbau der Universität Hamburg, Schrift Nr.2398, Nov. 1992

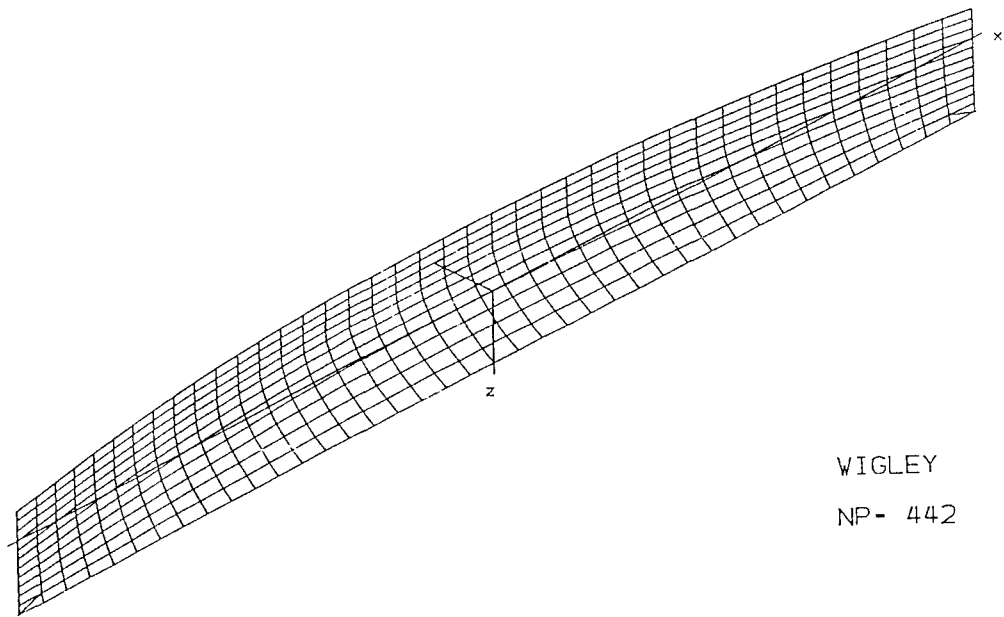


Bild 1 Netz an der Schiffsoberfläche für Wigley-Schiff

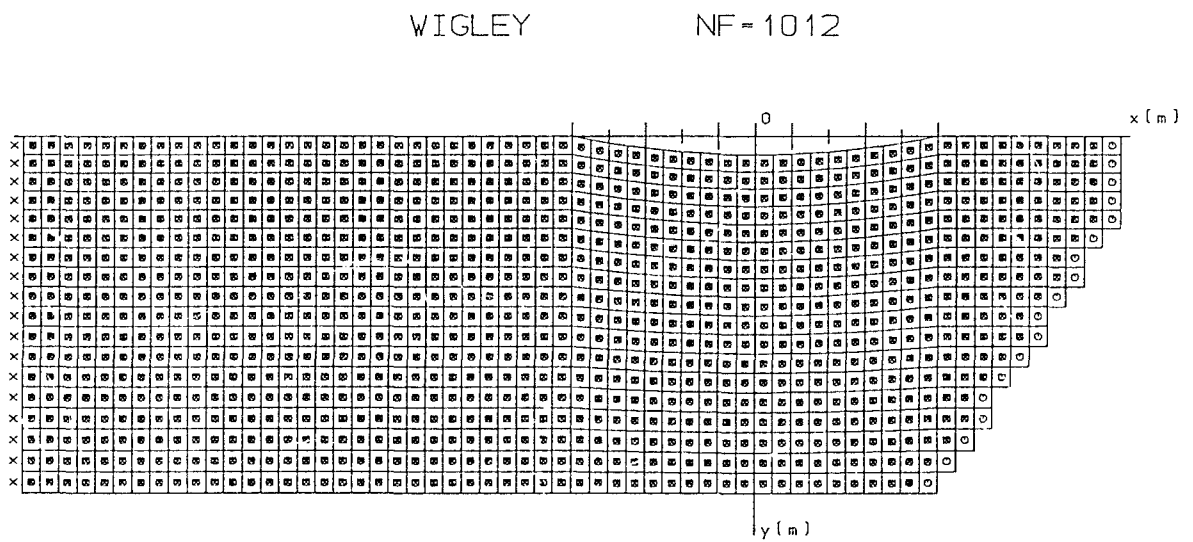


Bild 2 Netz an der Wasseroberfläche für Wigley-Schiff

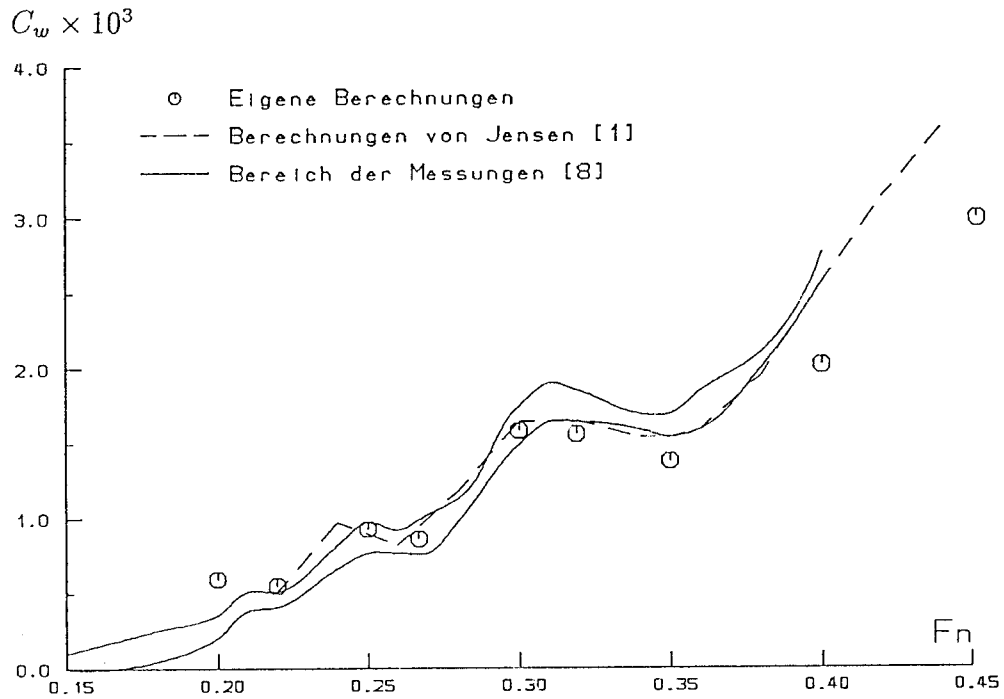


Bild 3 Wellenwiderstandsbeiwerte für Wigley-Schiff im tiefen Wasser

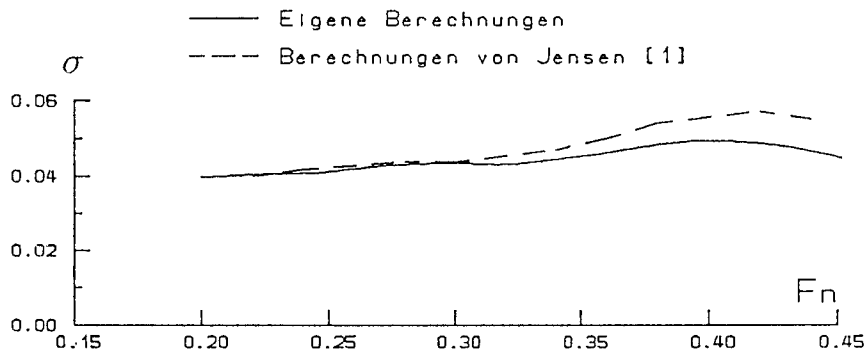


Bild 4 Absenkung σ für Wigley-Schiff im tiefen Wasser

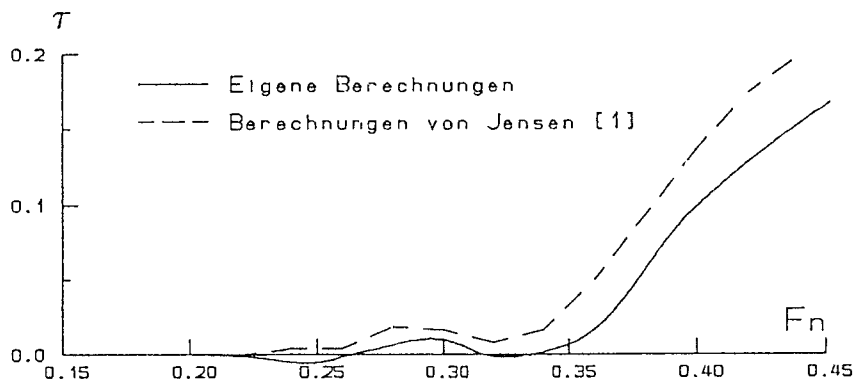


Bild 5 Vertrimmung τ für Wigley-Schiff im tiefen Wasser

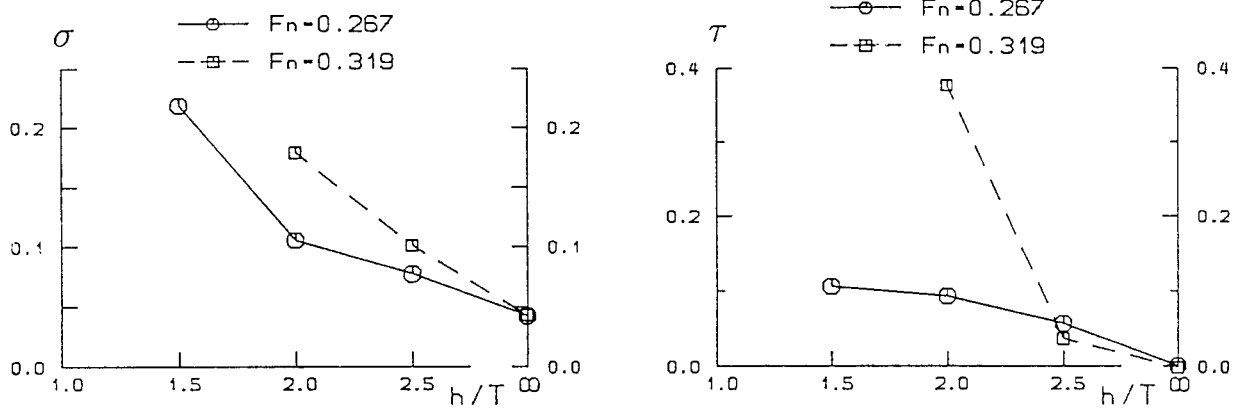


Bild 6 Schwimmelageänderungen für Wigley-Schiff in Abhängigkeit von Wassertiefen

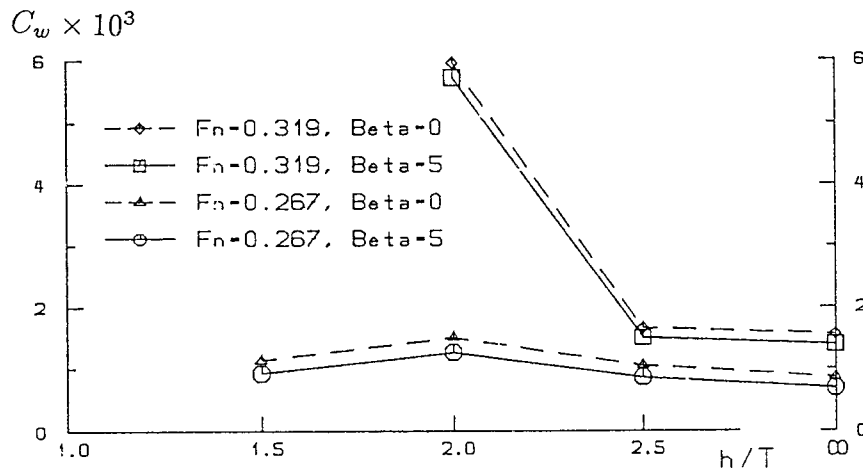


Bild 7 Wellenwiderstandsbeiwerte für Wigley-Schiff in Abhängigkeit von Wassertiefen

◇ nach Theorie des schlanken Körpers ohne Wasseroberfläche

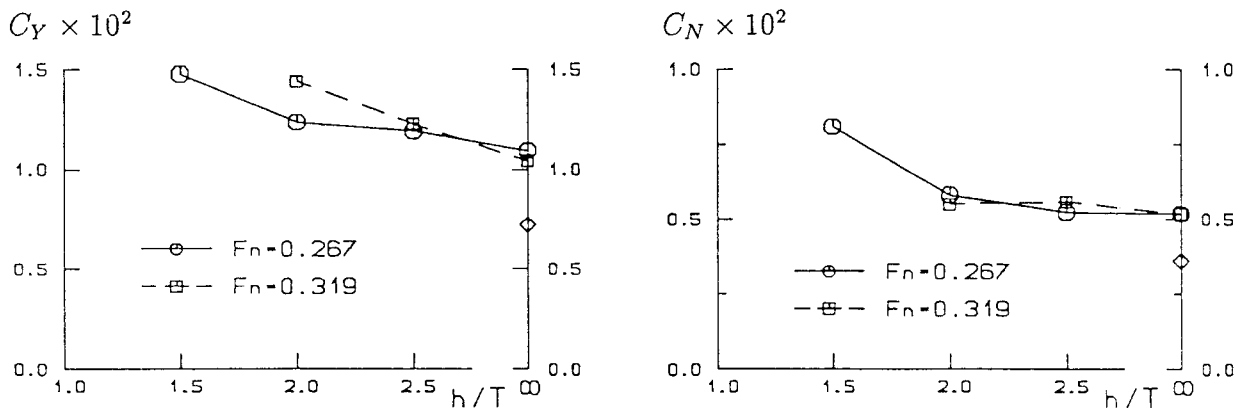


Bild 8 Querkraft- und Drehmomentsbeiwerte für Wigley-Schiff in Abhängigkeit von Wassertiefen, $\beta = 5^\circ$

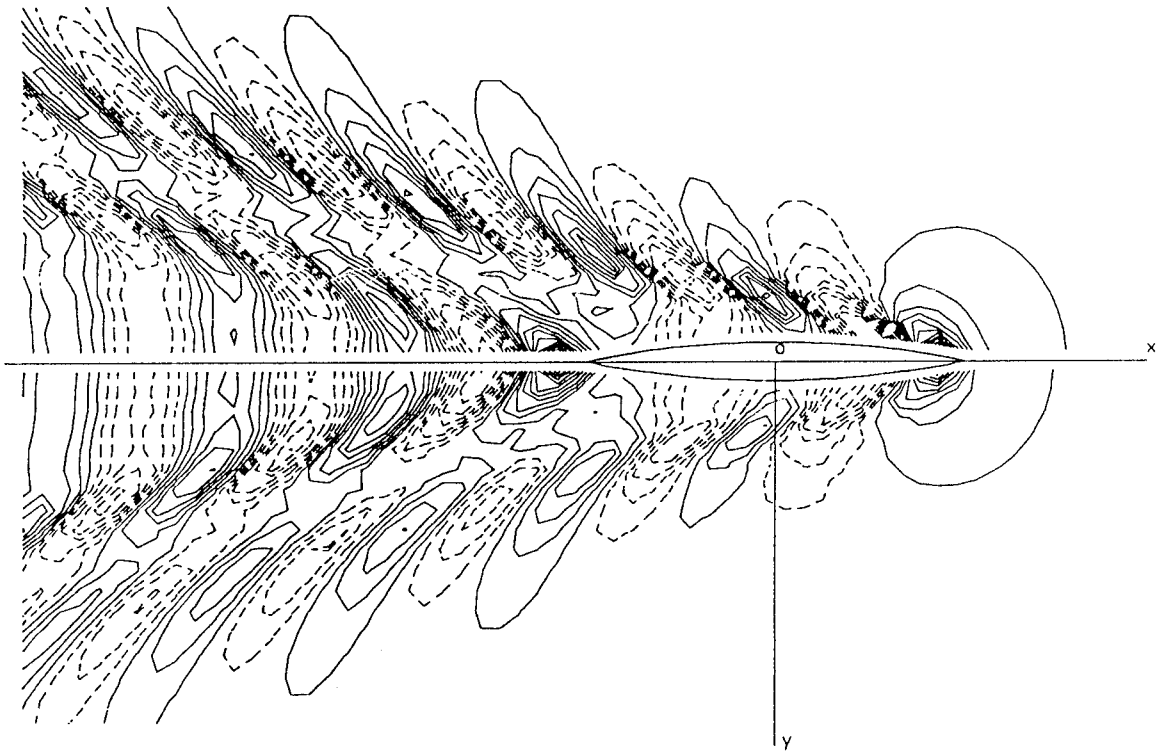


Bild 9 Höhenlinien der verformten Wasseroberfläche für Wigley-Schiff
 $F_n = 0.267, F_{nh} = 0, \beta = 0^\circ$
 Oben die nichtlineare Lösung, unten die lineare Lösung
 Der Abstand der Höhenlinien ist $0.7 \times 10^{-3} L$.

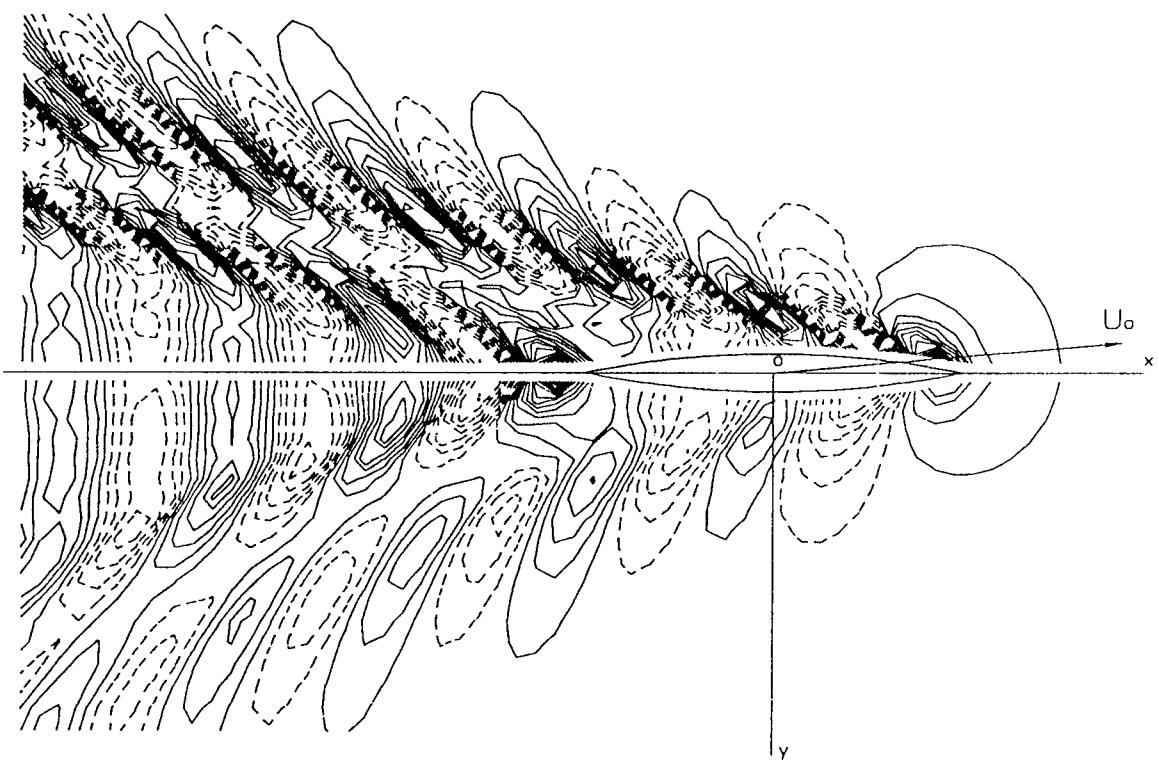


Bild 10 Höhenlinien der verformten Wasseroberfläche für Wigley-Schiff
 $F_n = 0.267, F_{nh} = 0, \beta = 5^\circ$
 Der Abstand der Höhenlinien ist $0.6 \times 10^{-3} L$.

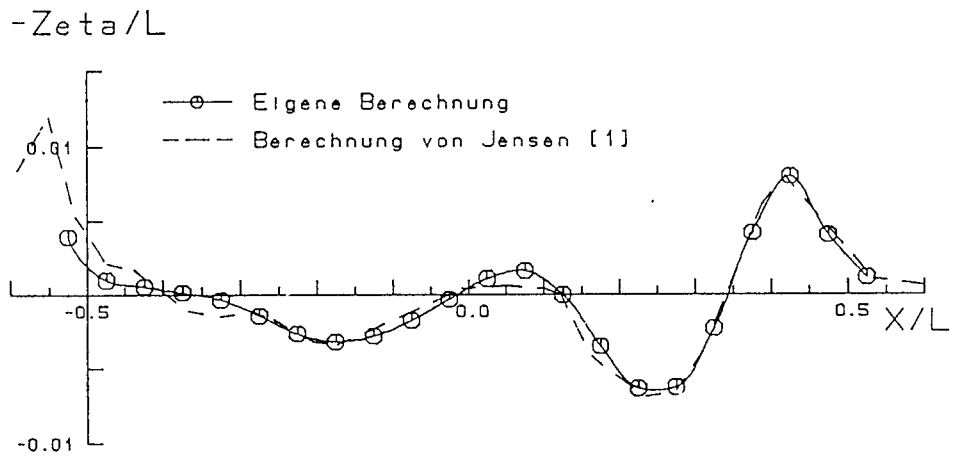


Bild 11 Wellenerhebungen für Wigley-Schiff
 $F_n = 0.267, F_{nh} = 0, \beta = 0^\circ$

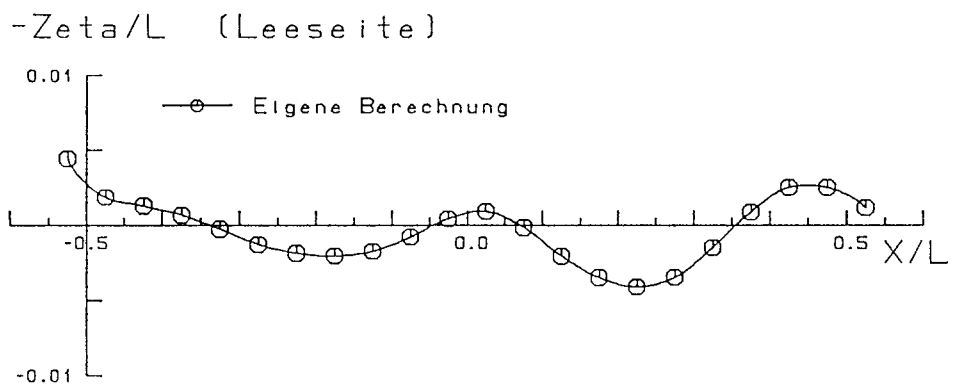
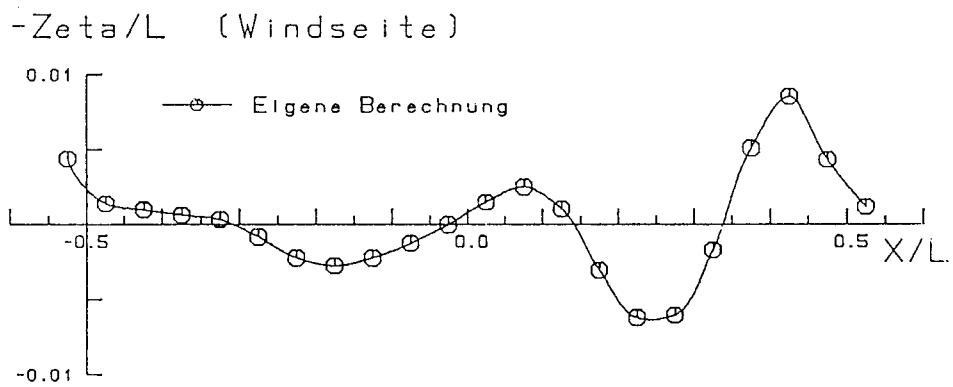


Bild 12 Wellenerhebungen für Wigley-Schiff
 $F_n = 0.267, F_{nh} = 0, \beta = 5^\circ$

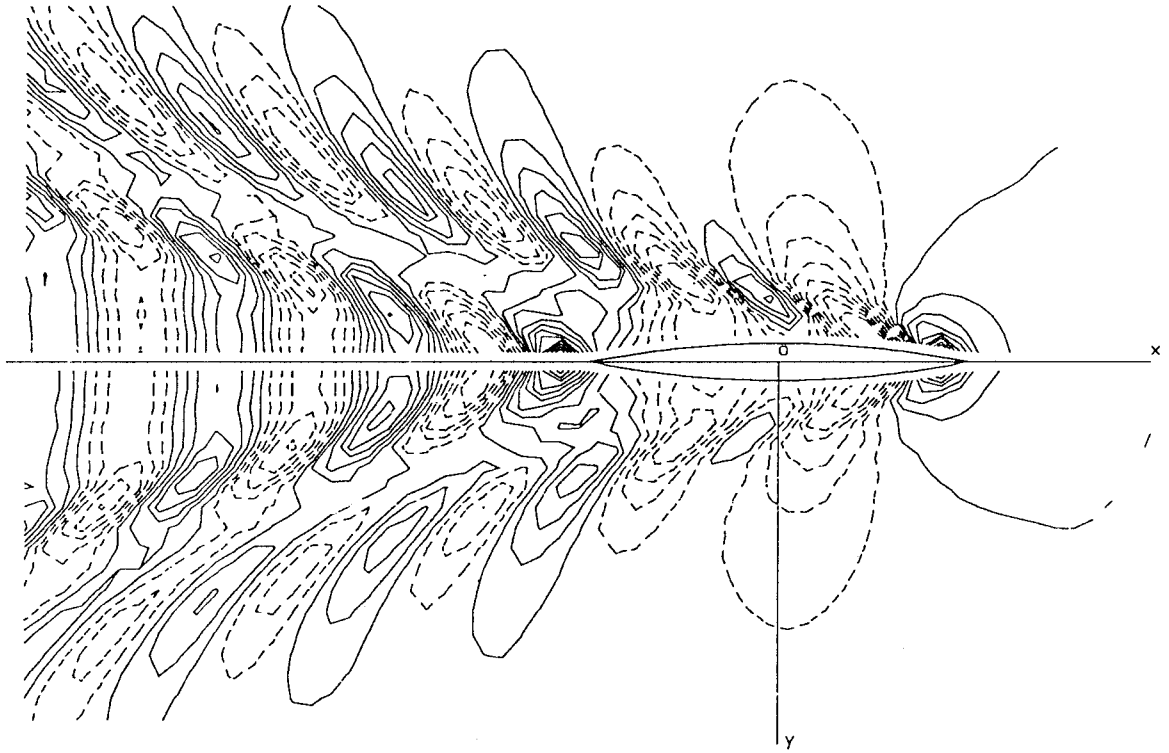


Bild 13 Höhenlinien der verformten Wasseroberfläche für Wigley-Schiff
 $F_n = 0.267$, $F_{nh} = 0.675$, $\beta = 0^\circ$
 Oben die nichtlineare Lösung, unten die lineare Lösung
 Der Abstand der Höhenlinien ist $0.9 \times 10^{-3} L$.

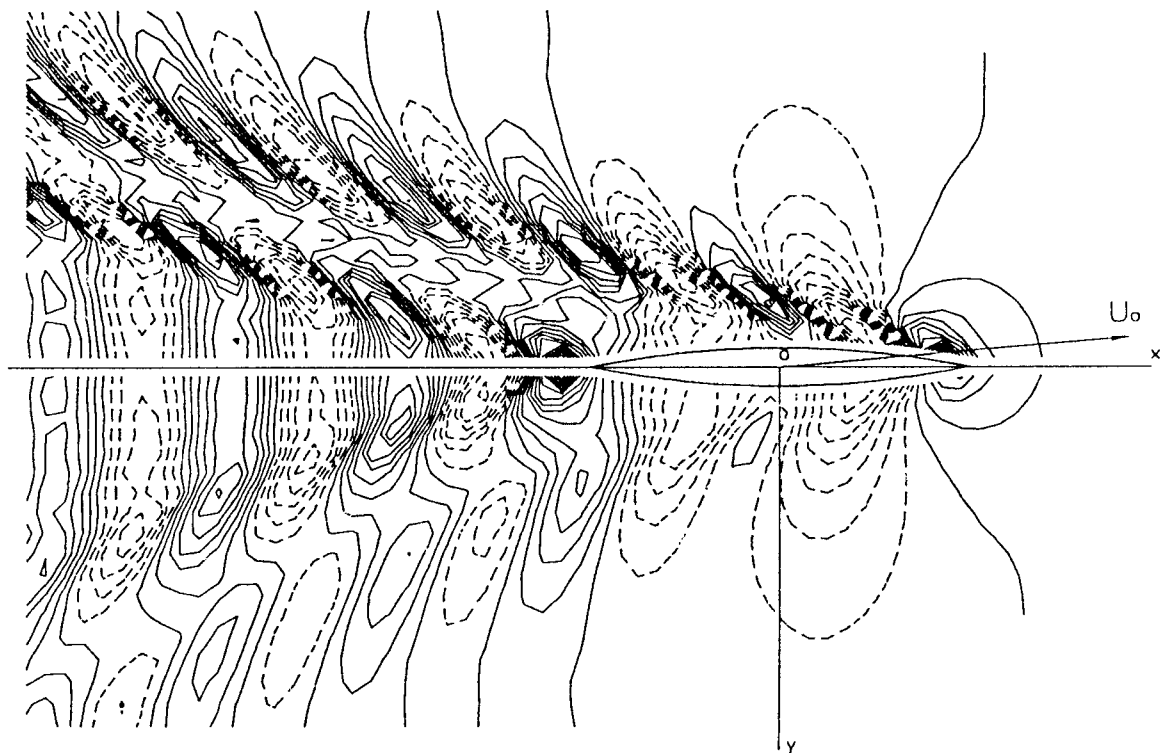


Bild 14 Höhenlinien der verformten Wasseroberfläche für Wigley-Schiff
 $F_n = 0.267$, $F_{nh} = 0.675$, $\beta = 5^\circ$
 Der Abstand der Höhenlinien ist $0.8 \times 10^{-3} L$.

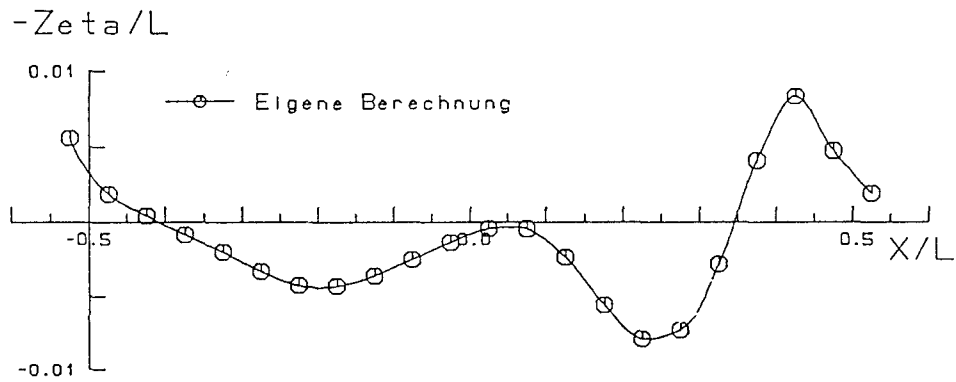


Bild 15 Wellenerhebungen für Wigley-Schiff
 $F_n = 0.267, F_{nh} = 0.675, \beta = 0^\circ$

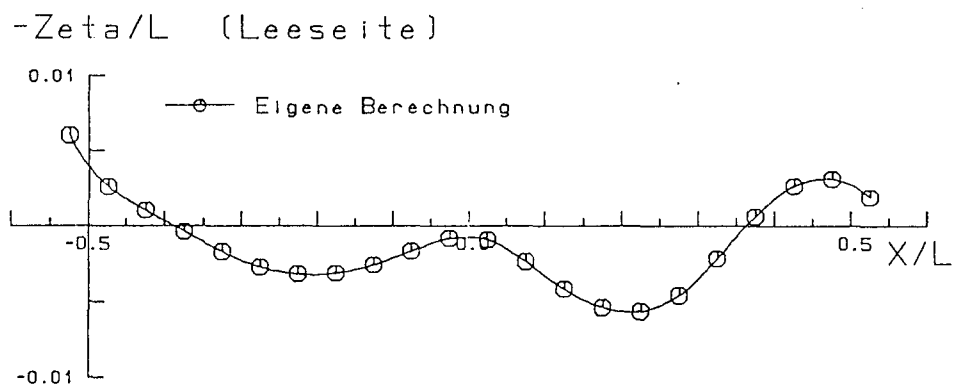
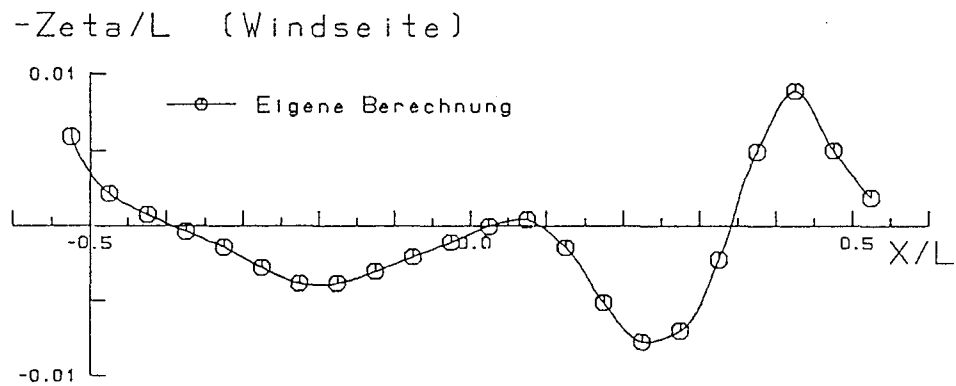


Bild 16 Wellenerhebungen für Wigley-Schiff
 $F_n = 0.267, F_{nh} = 0.675, \beta = 5^\circ$

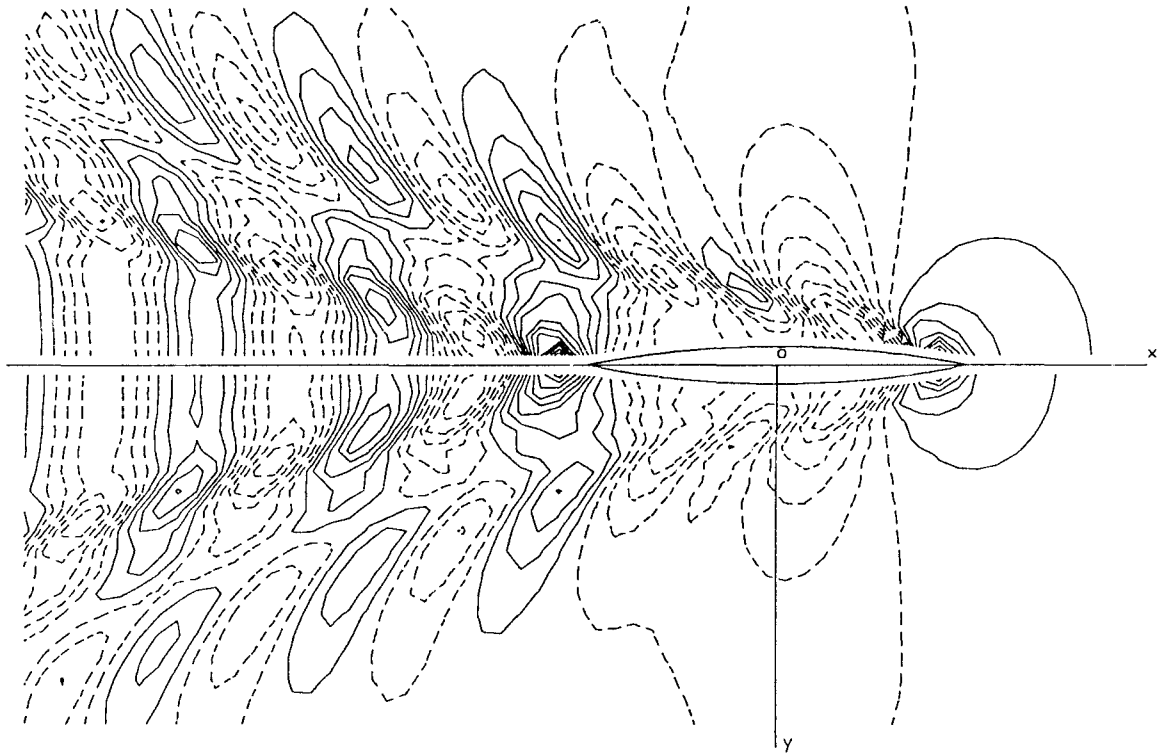


Bild 17 Höhenlinien der verformten Wasseroberfläche für Wigley-Schiff
 $F_n = 0.267$, $F_{nh} = 0.755$, $\beta = 0^\circ$
 Oben die nichtlineare Lösung, unten die lineare Lösung
 Der Abstand der Höhenlinien ist $1.1 \times 10^{-3} L$.

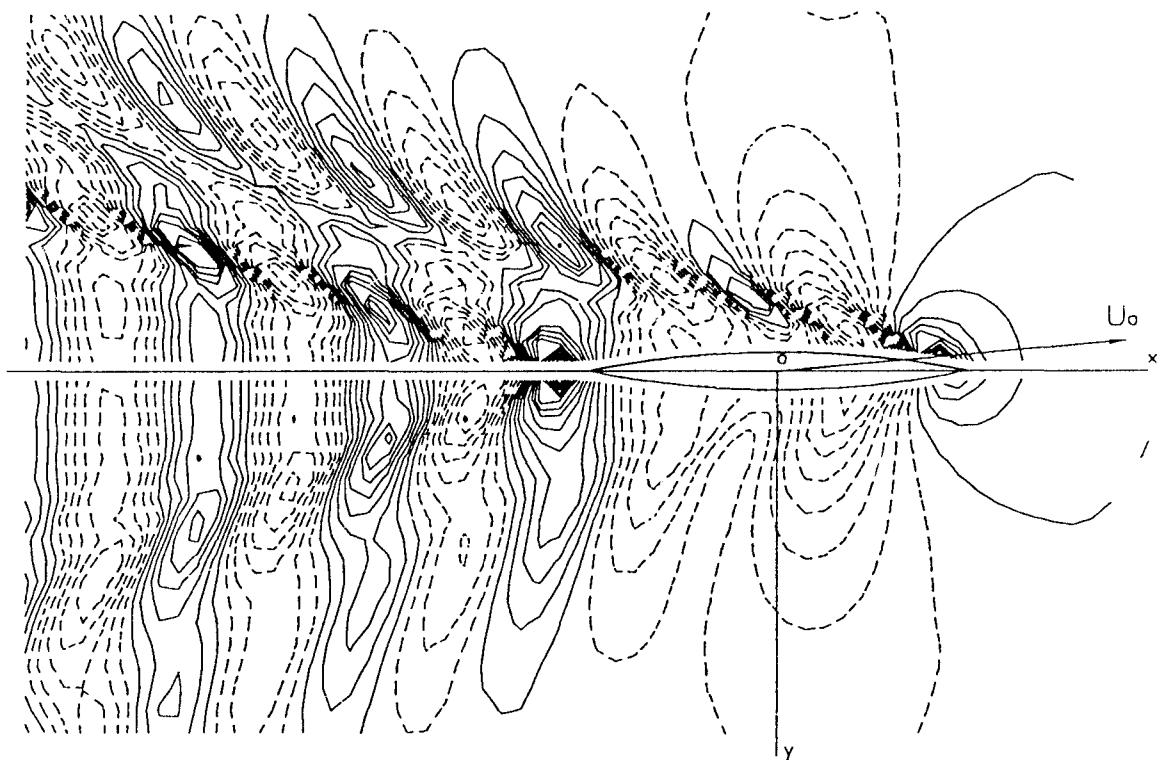


Bild 18 Höhenlinien der verformten Wasseroberfläche für Wigley-Schiff
 $F_n = 0.267$, $F_{nh} = 0.755$, $\beta = 5^\circ$
 Der Abstand der Höhenlinien ist $0.9 \times 10^{-3} L$.

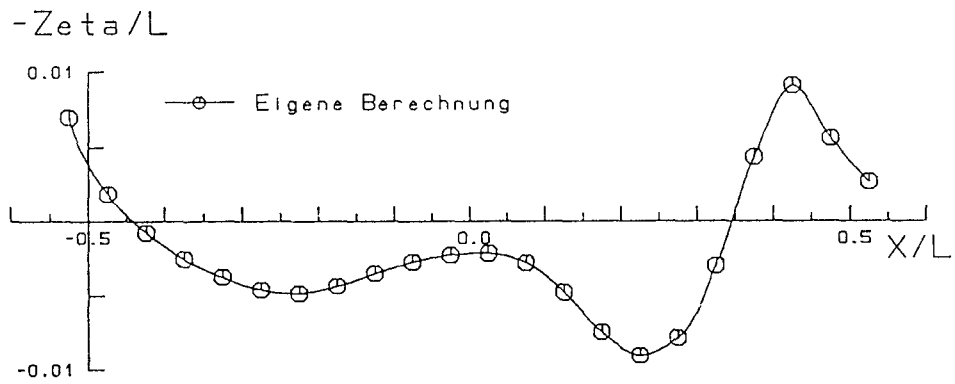


Bild 19 Wellenerhebungen für Wigley-Schiff
 $F_n = 0.267$, $F_{nh} = 0.755$, $\beta = 0^\circ$

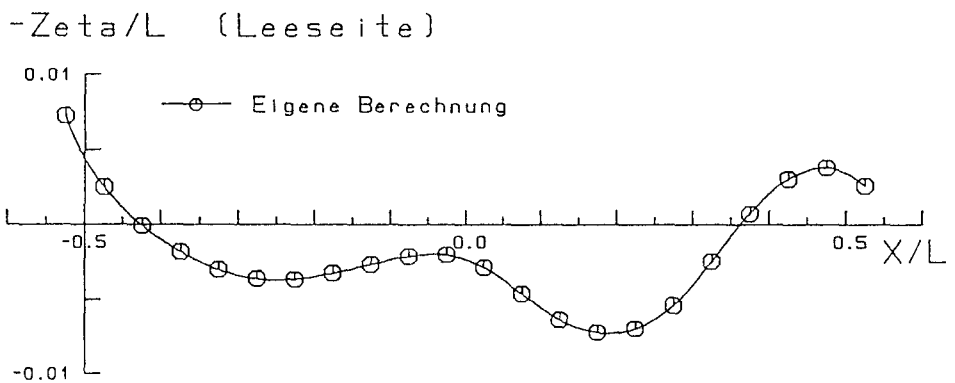
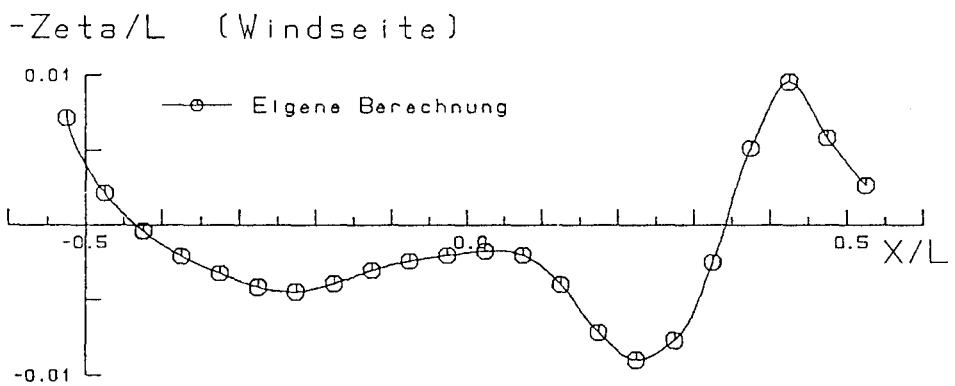


Bild 20 Wellenerhebungen für Wigley-Schiff
 $F_n = 0.267$, $F_{nh} = 0.755$, $\beta = 5^\circ$

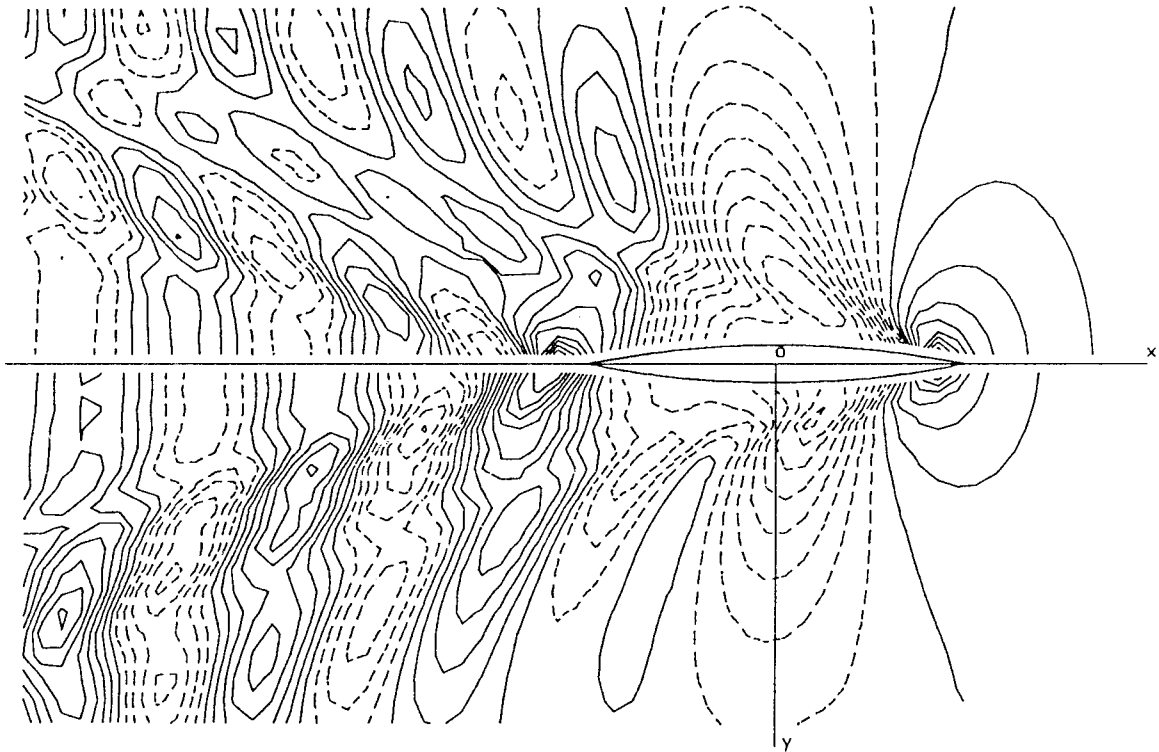


Bild 21 Höhenlinien der verformten Wasseroberfläche für Wigley-Schiff
 $F_n = 0.267$, $F_{nh} = 0.872$, $\beta = 0^\circ$
 Oben die nichtlineare Lösung, unten die lineare Lösung
 Der Abstand der Höhenlinien ist $1.4 \times 10^{-3} L$.

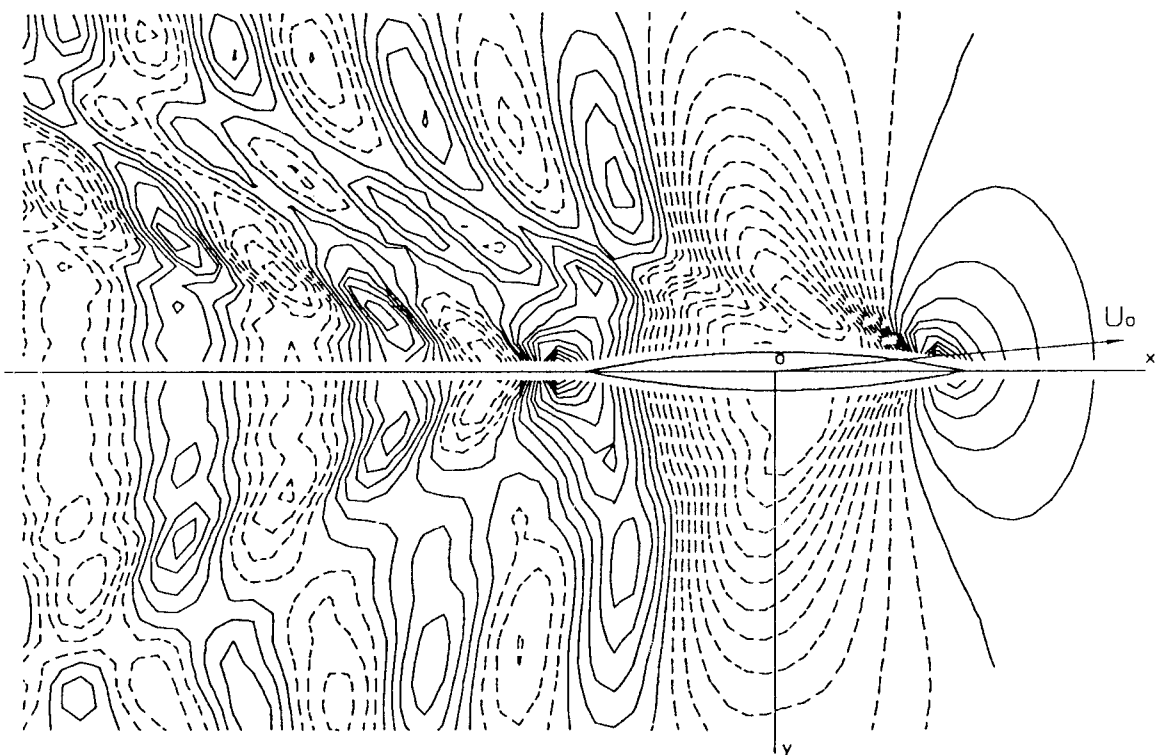


Bild 22 Höhenlinien der verformten Wasseroberfläche für Wigley-Schiff
 $F_n = 0.267$, $F_{nh} = 0.872$, $\beta = 5^\circ$
 Der Abstand der Höhenlinien ist $1.1 \times 10^{-3} L$.

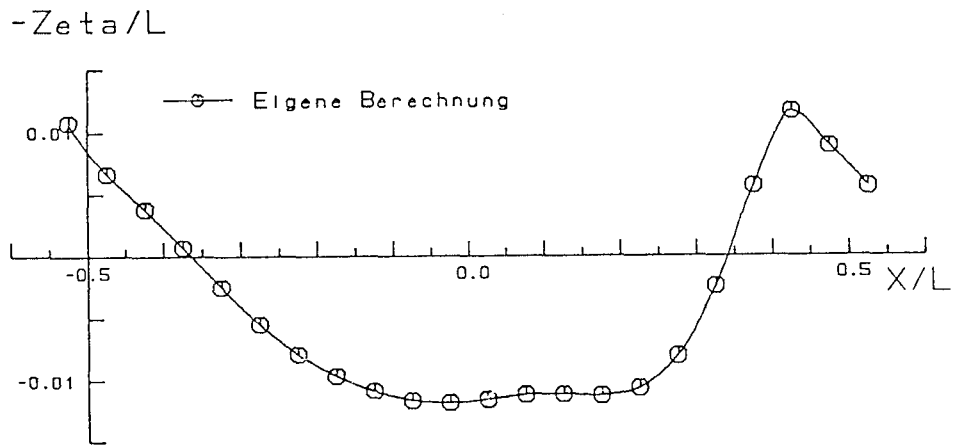


Bild 23 Wellenerhebungen für Wigley-Schiff
 $F_n = 0.267, F_{nh} = 0.872, \beta = 0^\circ$

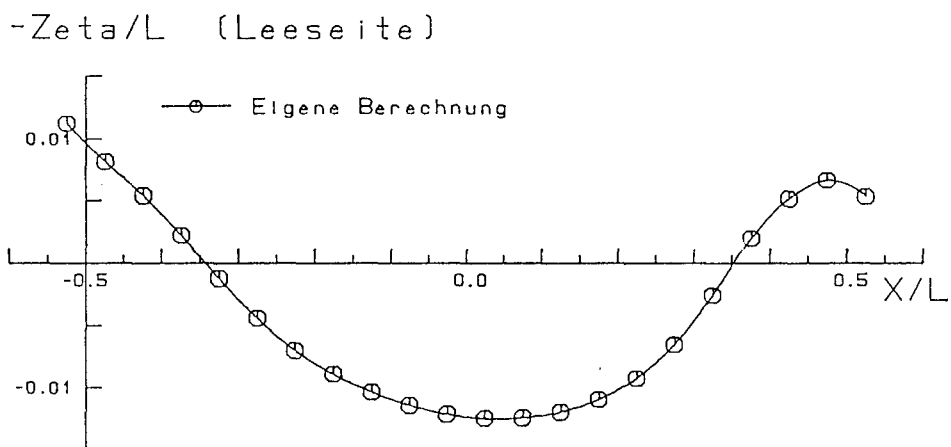
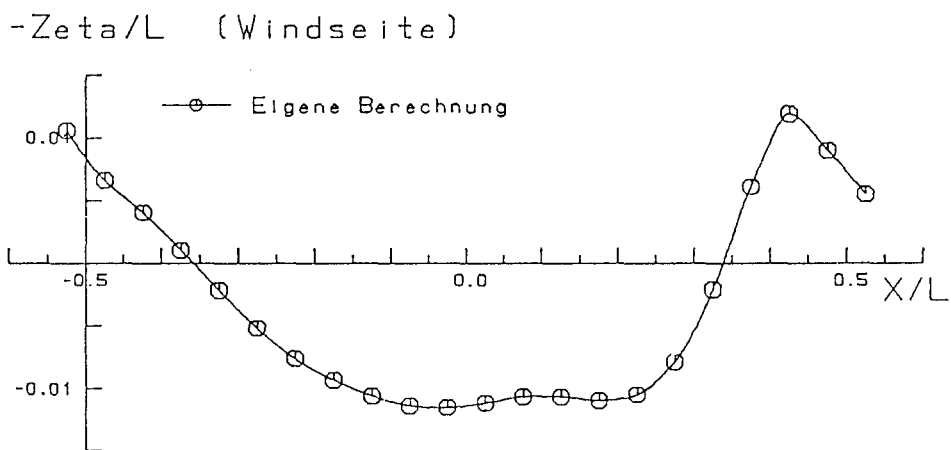


Bild 24 Wellenerhebungen für Wigley-Schiff
 $F_n = 0.267, F_{nh} = 0.872, \beta = 5^\circ$

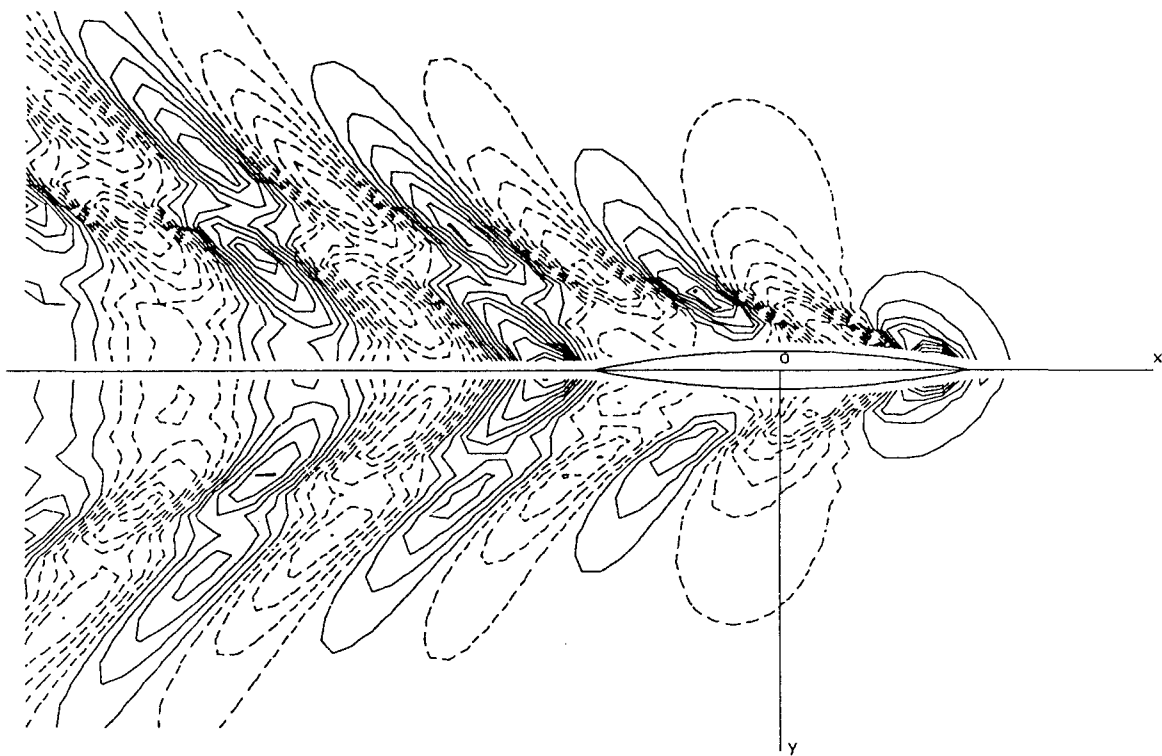


Bild 25 Höhenlinien der verformten Wasseroberfläche für Wigley-Schiff
 $F_n = 0.319$, $F_{nh} = 0$, $\beta = 0^\circ$
 Oben die nichtlineare Lösung, unten die lineare Lösung
 Der Abstand der Höhenlinien ist $0.9 \times 10^{-3} L$.

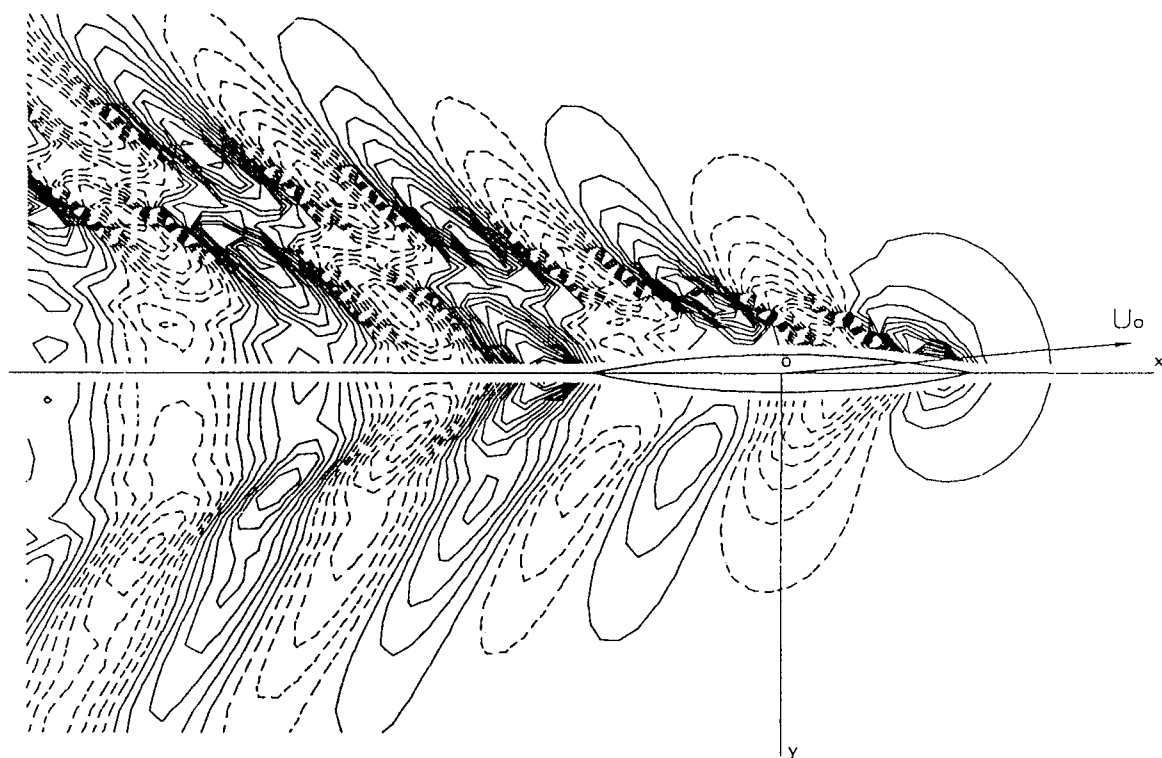


Bild 26 Höhenlinien der verformten Wasseroberfläche für Wigley-Schiff
 $F_n = 0.319$, $F_{nh} = 0$, $\beta = 5^\circ$
 Der Abstand der Höhenlinien ist $0.8 \times 10^{-3} L$.

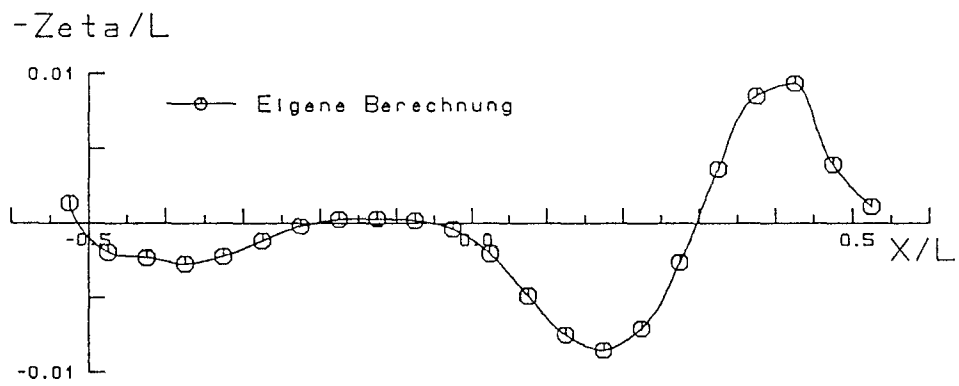


Bild 27 Wellenerhebungen für Wigley-Schiff
 $F_n = 0.319, F_{nh} = 0, \beta = 0^\circ$

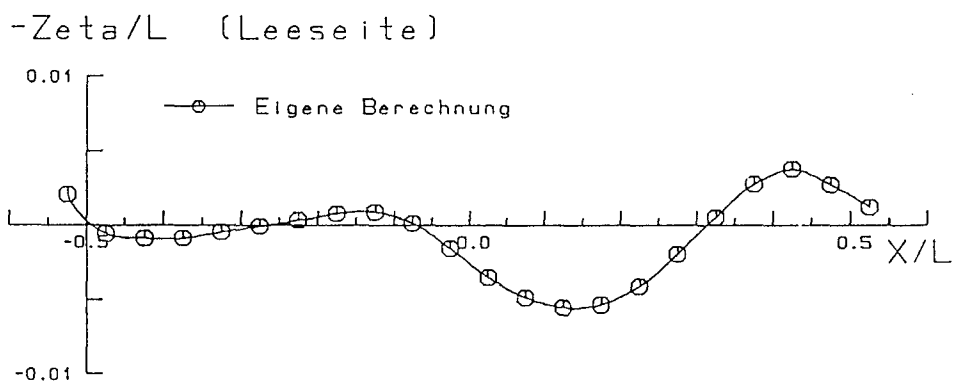
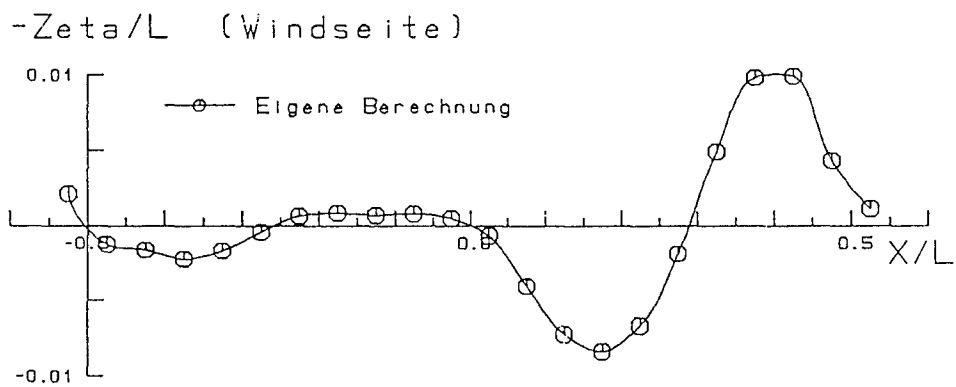


Bild 28 Wellenerhebungen für Wigley-Schiff
 $F_n = 0.319, F_{nh} = 0, \beta = 5^\circ$

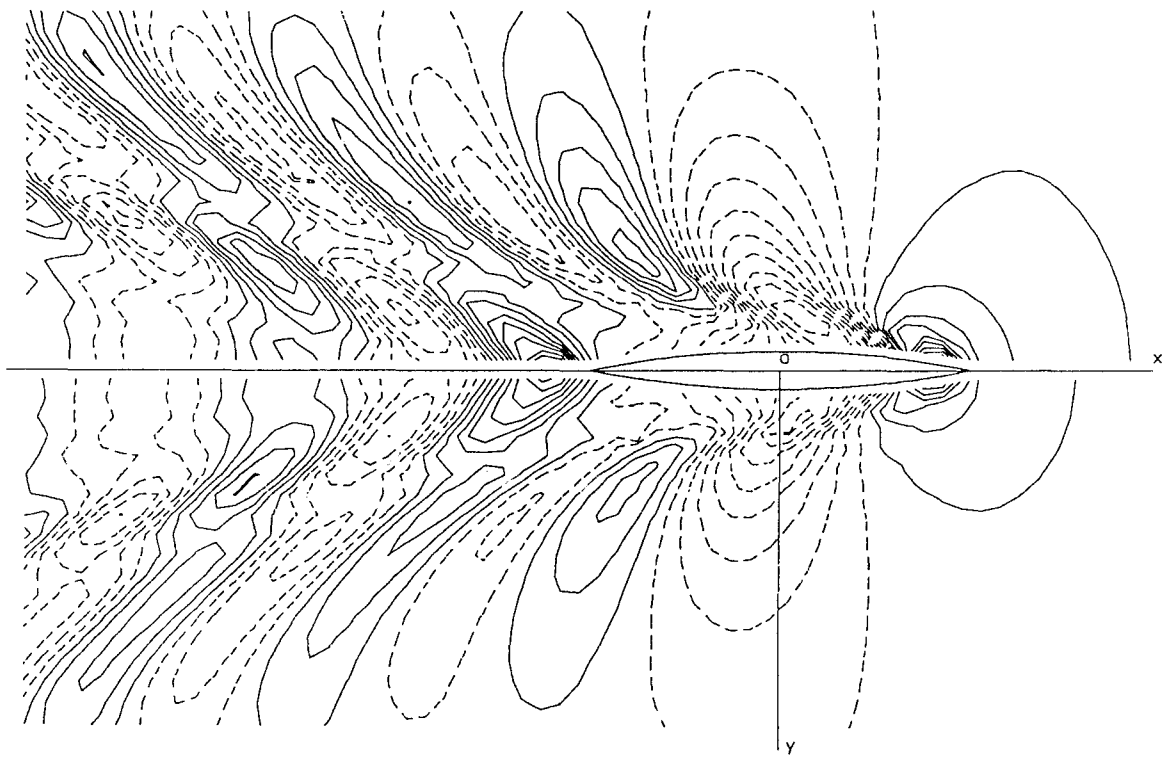


Bild 29 Höhenlinien der verformten Wasseroberfläche für Wigley-Schiff
 $F_n = 0.319, F_{nh} = 0.807, \beta = 0^\circ$
 Oben die nichtlineare Lösung, unten die lineare Lösung
 Der Abstand der Höhenlinien ist $1.3 \times 10^{-3} L$.

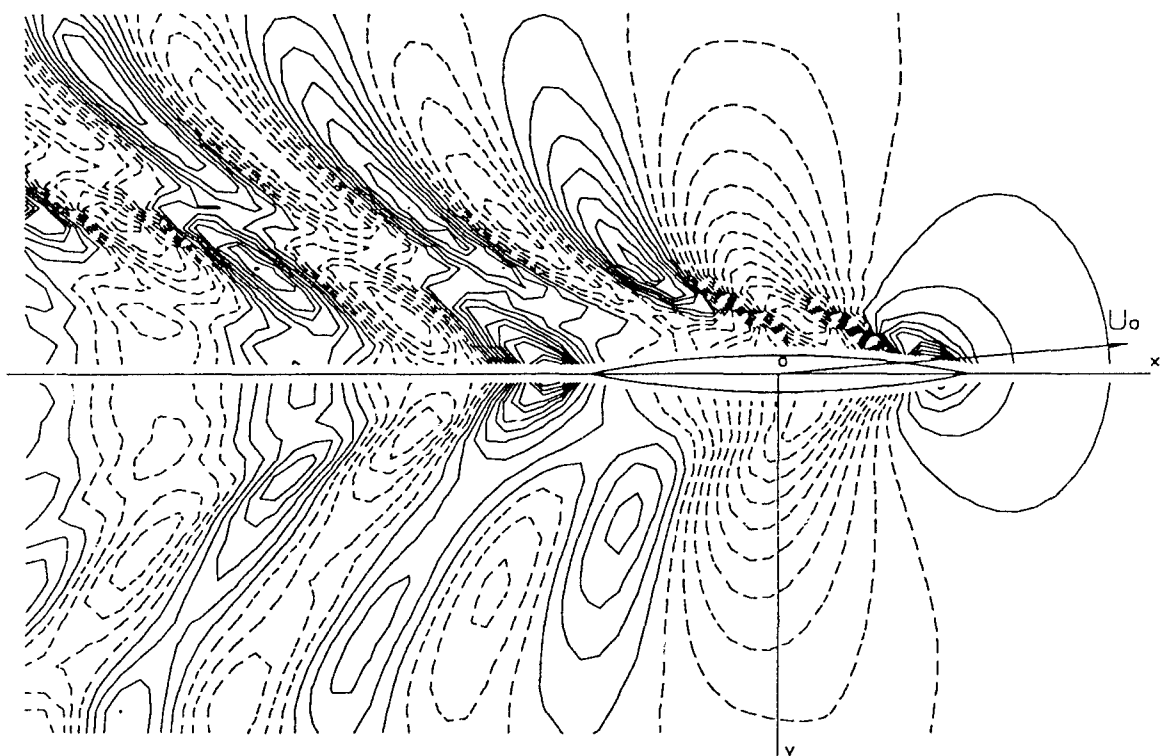


Bild 30 Höhenlinien der verformten Wasseroberfläche für Wigley-Schiff
 $F_n = 0.319, F_{nh} = 0.807, \beta = 5^\circ$
 Der Abstand der Höhenlinien ist $1.1 \times 10^{-3} L$.

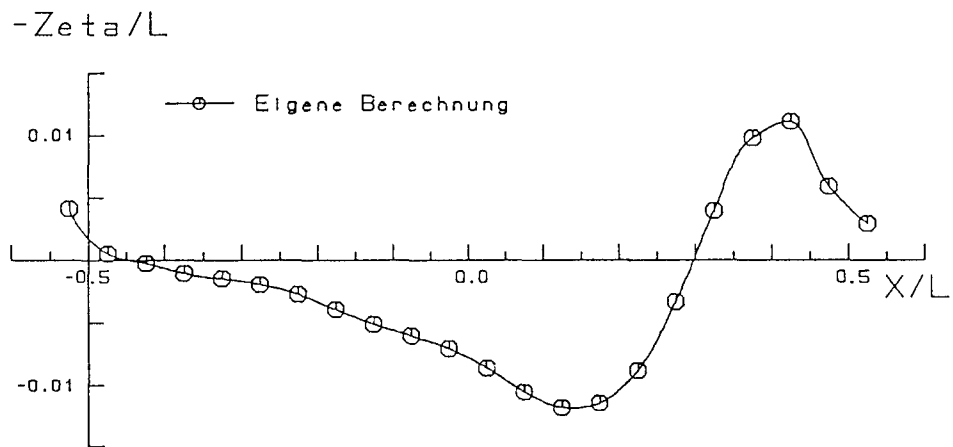


Bild 31 Wellenerhebungen für Wigley-Schiff
 $F_n = 0.319, F_{nh} = 0.807, \beta = 0^\circ$

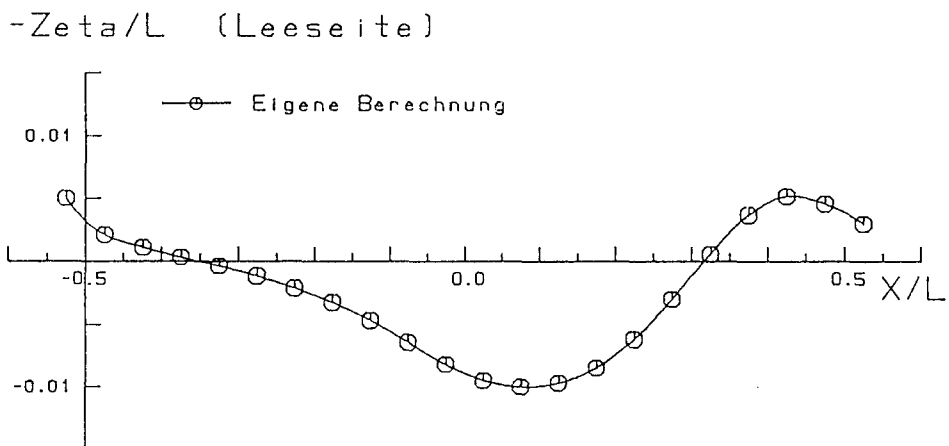
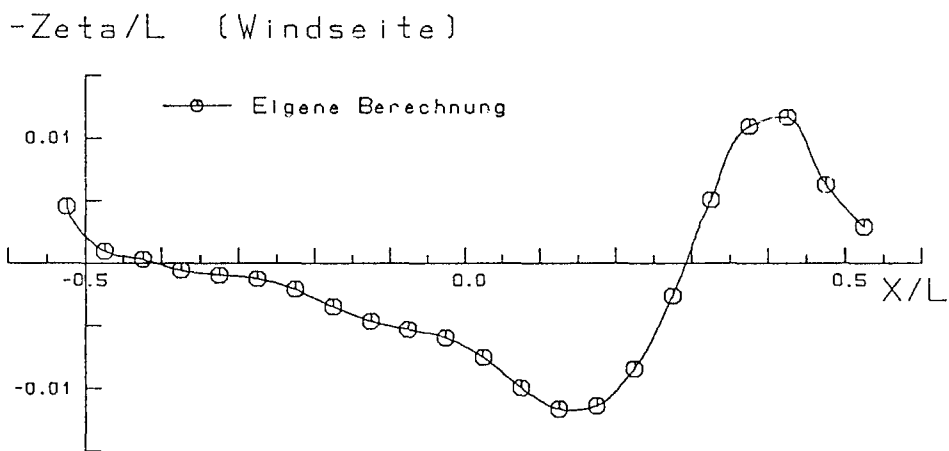


Bild 32 Wellenerhebungen für Wigley-Schiff
 $F_n = 0.319, F_{nh} = 0.807, \beta = 5^\circ$

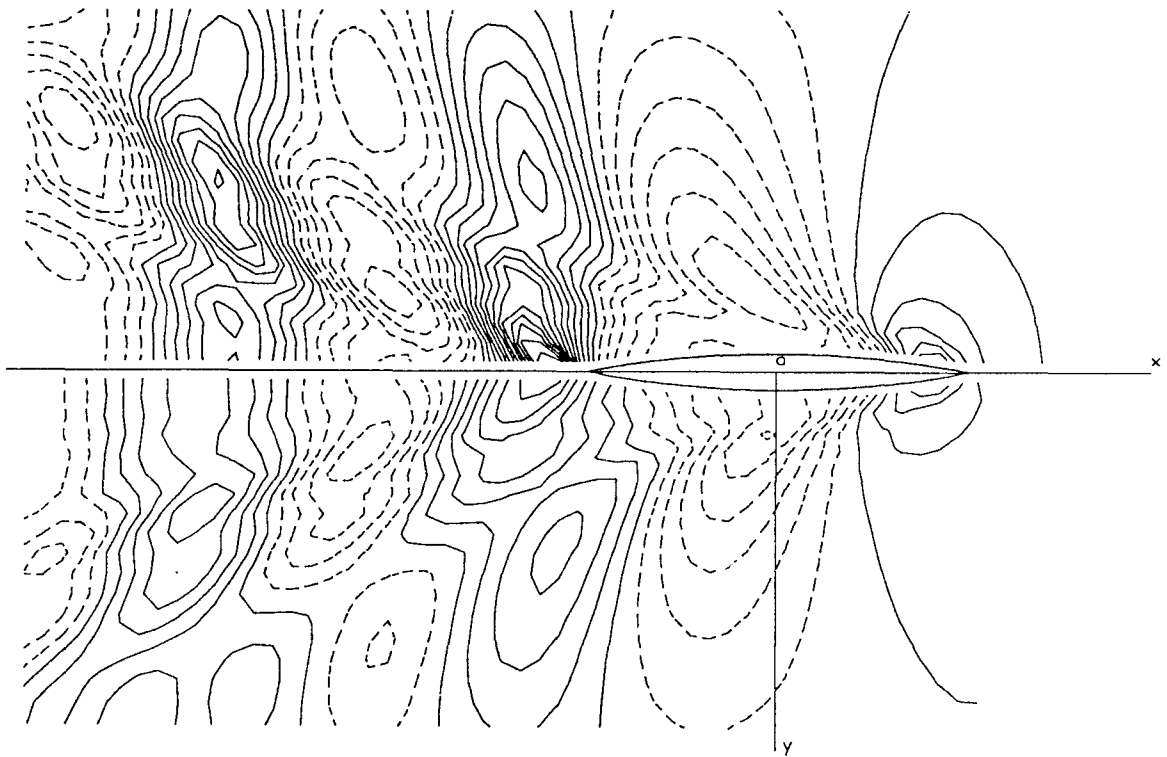


Bild 33 Höhenlinien der verformten Wasseroberfläche für Wigley-Schiff
 $F_n = 0.319$, $F_{nh} = 0.902$, $\beta = 0^\circ$
 Oben die nichtlineare Lösung, unten die lineare Lösung
 Der Abstand der Höhenlinien ist $2.4 \times 10^{-3} L$.

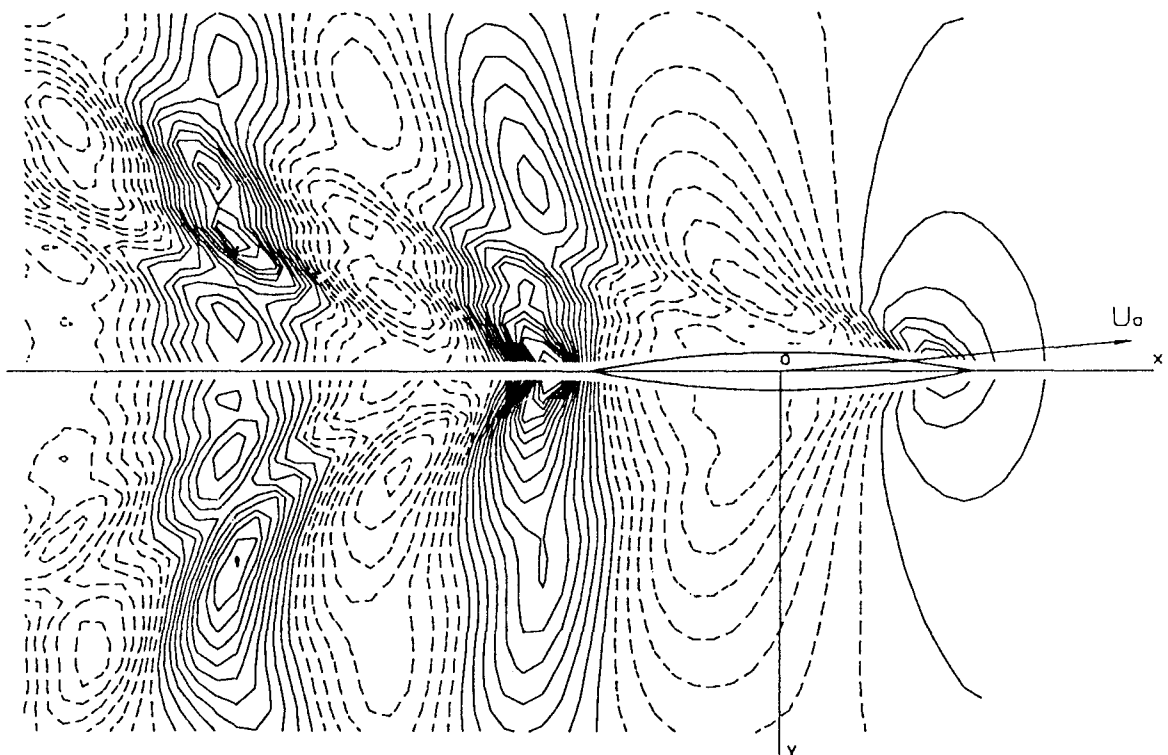


Bild 34 Höhenlinien der verformten Wasseroberfläche für Wigley-Schiff
 $F_n = 0.319$, $F_{nh} = 0.902$, $\beta = 5^\circ$
 Der Abstand der Höhenlinien ist $2.0 \times 10^{-3} L$.

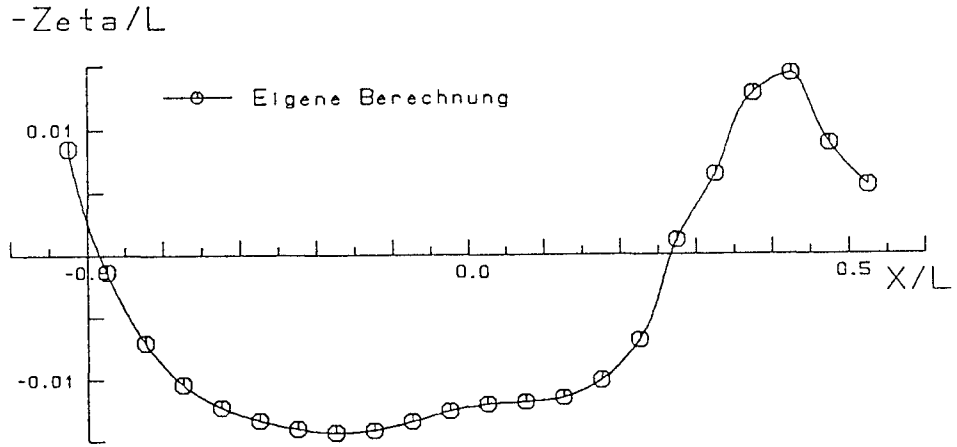


Bild 35 Wellenerhebungen für Wigley-Schiff
 $F_n = 0.319, F_{nh} = 0.902, \beta = 0^\circ$

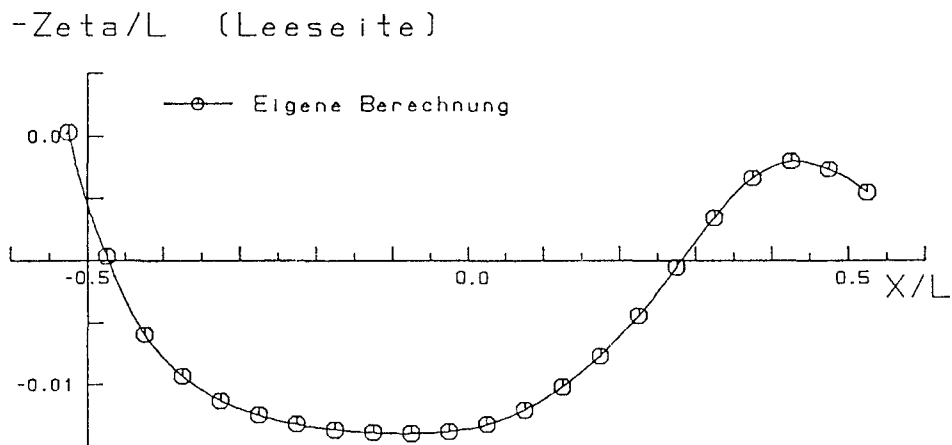
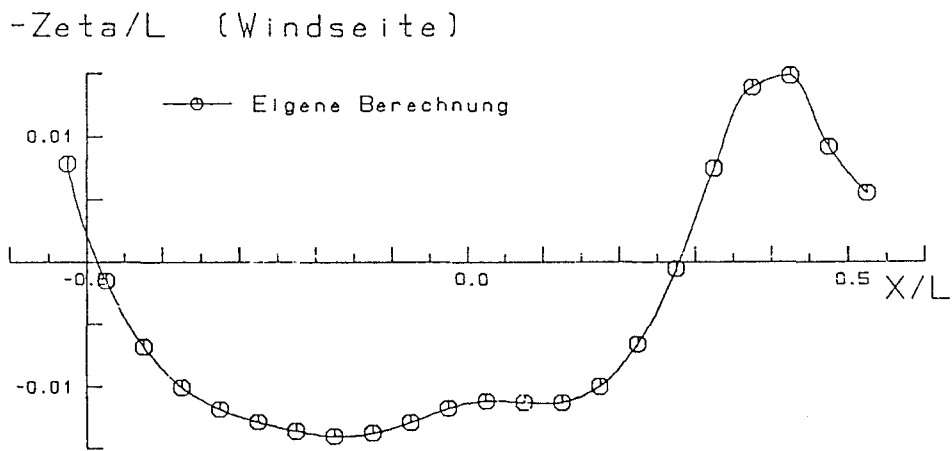


Bild 36 Wellenerhebungen für Wigley-Schiff
 $F_n = 0.319, F_{nh} = 0.902, \beta = 5^\circ$