

Auftraggeber: Arbeitsgemeinschaft industrieller Forschung
,Otto von Guericke' e.V., Köln

Zusammenfassung

Um die Wechselwirkungen zwischen hydrodynamischen Vorgängen einerseits und festen Strukturen andererseits numerisch untersuchen zu können, wurde ein effizientes Programmpaket im Rahmen des genannten Forschungsvorhabens durch ein fachübergreifendes Team entwickelt. Es basiert auf einer engen Kopplung eines rechenintensiven RANSE-Lösers für die Strömung nahe der festen Struktur, wie Schiff oder Antriebsorgane, bei feinerer Auflösung mit einer effektiven Flachwasserapproximation für ein großräumiges Strömungsgebiet, die bei gröberer Auflösung beispielsweise Wellenausbreitung oder Gezeiten- und Flussströmung beschreibt.

Die vorgesehenen Zielsetzungen wurden erreicht und die Hauptforschungsergebnisse sind gegliedert nach Teilgebieten folgend zusammengefasst.

Approximation der Strömungswirkung

Die bewährten Flachwassergleichungen vom Boussinesq-Typ zur Approximation der Ausbreitung von Schiffswellen im Flachwasser wurden hinsichtlich der Erfassung von schwachen Strömungen erweitert und numerisch implementiert. Das darauf basierende Computerprogramm kann die Überlagerung der Schiffswellen mit der vorherrschenden Strömung simulieren. Ein Vergleich mit den im Vorhaben durchgeführten Messungen zeigt deutlich, dass für starke Strömungen das parallel entwickelte Rechenverfahren, basierend auf den Euler-Gleichungen, deutlich genauere Ergebnisse liefert. Im extrem flachen Wasser, wo die Bodenreibung das Strömungsverhalten entscheidend beeinflussen kann, muss jedoch ein RANSE-Löser angewendet werden.

Entwicklung eines instationären RANSE-Lösers

Die bestehende 3D Finite-Volumen-Methode in der objekt-orientierten Plattform MOUSE wurde für die instationär inkompressible Schiffsumströmung weiterentwickelt. Der bisherige Ansatz mittels künstlicher Kompressibilität und der Verträglichkeitsbedingung aus der Massenerhaltungsgleichung mit dualer Zeitschrittmethode wurde durch ein Druckiterationsverfahren ergänzt. Dieses zeigt erheblich verbesserte Konvergenzeigenschaften. Die Zeitdiskretisierung wurde hierbei weitgehend beibehalten, jedoch musste eine kompakte Diskretisierung des Laplaceoperators zur Nachiteration des Drucks gewählt werden, um die Entkopplung des Druckfelds zu unterdrücken.

Der bewährte Level-Set-Ansatz zur Erfassung freier Oberflächen wurde in den Druckiterationsalgorithmus integriert und stellt den schwierigsten Teil der Erweiterung dar. In dieser Kombination ist der Algorithmus in der Lage, das Wellensystem umströmter Körper in flachen Gewässern in allen Froude-Zahlbereichen, insbesondere auch bei sehr kleinen Froude-Zahlen und im transkritischen Bereich, zu simulieren.

Eine besondere Fähigkeit der großräumigen Wellenausbreitung wurde u.a. anhand einer Solitonwelle im Kanal nachgewiesen. Das instationäre dreidimensionale Verfahren erreicht verglichen mit den Messungen aus dem Modellversuch noch nicht die Genauigkeit der zweidimensionalen Approximation des BESHwa Programms. Allerdings kann die Methode mittelfristig bereits für die Simulation detaillierter Strömungsprozesse, wie beispielsweise für die Optimierung von Hinterschiffsformen oder für die Simulation der Wechselwirkung zwischen Schiffswellen und Uferböschungen, genutzt werden.

Prinzipiell sind die Anwendungen im Flachwasser sehr rechenzeitintensiv. Der Grund hierfür sind hauptsächlich die auftretenden, relativ großen physikalischen Zeitskalen, wie

es beispielsweise der Entstehungszyklus von Solitonwellen zeigt. Zur Beschleunigung derartigen rechenzeitintensiven Simulationen wurden die Algorithmen parallelisiert, um eine Partitionierung der Rechengebiete und Verteilung auf mehrere CPUs zu erreichen. Das Programmpaket läuft effektiv auf relativ preiswerten, handelsüblichen PCs, die über Netzwerke zu einem PC-Cluster zusammengefasst sind.

Um den Reibungseinfluss nahe der benetzten Schiffsoberfläche zu berücksichtigen, wird die hierbei auftretende Turbulenz anhand der statistischen Turbulenzmodellierung erfasst. Im Rahmen der zu erwartenden Reynoldszahlen wird die Wirbelviskosität mittels eines Zwei-Gleichungs-Turbulenzmodells (hier: Hoch-Reynoldszahl- $k - \varepsilon$ -Modell) bestimmt. Diese Turbulenzbeschreibung ist für die Problemstellung bei relativ einfacher Handhabung hinreichend genau.

Implementierung der Kopplungstechnik

Unterschiedliche Lösungen im Innenfeld nahe dem Schwimmkörper, z.B. aus Panelverfahren, Euler- und RANSE-Lösern, können mit der Lösung im Fernfeld mittels Flachwasserapproximationen iterativ gekoppelt werden. Hierdurch wird die Problematik extrem unterschiedlicher Größenskalen, kleine Skalen in unmittelbarer Nähe eines umströmten Körpers innerhalb eines an sich sehr großen Rechengebiets, entscheidend entschärft. In der hier entwickelten Kopplungstechnik wird eine Übergangszone definiert, deren Breite so zu wählen ist, dass innerhalb eines Rechenzeitschritts keine Information über sie hinweglaufen kann. In dieser Kopplungszone bestehen somit beide Lösungen gleichermaßen, die über die jeweils gegenüberliegenden Randbedingungen angekoppelt werden.

Jede numerische Lösung ist grundsätzlich als Approximation zu verstehen, d.h. je nach Fehlerordnung und Diskretisierungsmethode des Verfahrens treten Abbruchfehler auf. Dies gilt entsprechend auch für beide Teile der hier zu koppelnden Verfahren. Für die Kopplung ist daher entscheidend, dass beide zueinander kompatibel sein müssen. Im vorliegenden Fall heißt dies, dass die Abbruchfehler beider Verfahren vom jeweils anderen nicht als Störung aufgenommen werden, die die Physik des Problems verfälscht.

Bei den hier durchgeführten Kopplungen zeigten sich insbesondere ungerade, also dispersive Fehlerordnungen als problematisch. Theoretisch erklärbar ist dieses Verhalten im Ansatz der Boussinesq-Approximation. Diese sind ursprünglich nur für lange Wellen kleiner Auslenkung gültig. Die Kopplungszone liegt aus Gründen der Wirtschaftlichkeit der Berechnungen jedoch in einem Bereich, in dem kurzwellige Störungen noch nicht vollständig abgeklungen sind. Es ist jedoch gelungen, den hieraus resultierenden Inkompatibilitäten durch zonale Anpassung der Dispersionsparameter des Boussinesq-Verfahrens zu begegnen.

Die Arbeiten zur Kopplung der Stömungsbereiche haben ein weiteres, zunächst nicht erwartetes Ergebnis hervorgebracht. So konnte der hier entwickelte 3D Löser sowohl das Primär- als auch das Sekundärwellensystem im stark unterkritischen Geschwindigkeitsbereich mit hoher Genauigkeit erfassen. Ein Strömungsbereich, in dem das potentialtheoretische Panelverfahren i.A. zu erheblichen numerischen Schwierigkeiten (Konvergenz- und Genauigkeitsproblemen) neigt. Dieses Ergebnis motiviert unter anderem zur Entwicklung hoch optimierter 3D Methoden, die unter konsequenter Ausnutzung von Beschleunigungstechniken, vor allem der Mehrgittermethode, einem Panelverfahren auch in der Rechengeschwindigkeit nicht zwingend nachstehen müssen.

Integration rotierender Antriebsorgane

Die Integration von Simulationstechniken für rotierende Antriebsorgane in die Plattform MOUSE stellte eine große Herausforderung in diesem Forschungsvorhaben dar. Im Gegensatz zu den zuvor möglichen Simulationen, steht hierbei die Relativbewegung verschiedener Objekte im Vordergrund. Anstatt der für diesen Zweck ursprünglich vorgesehenen Flussskopplungstechnik wurde eine allgemein gültigere Overset-Gitter-Methode entwickelt und implementiert. Diese Methode ermöglicht die Kopplung mehrerer, unabhängig voneinander generierter Teilnetze um verschiedene Objekte, die relativ zueinander positioniert und bewegt werden können. Die Berechnungen finden hierbei im Relativsystem des jeweiligen Netzes statt. Die Datenabhängigkeit zwischen den Teilnetzen wird über eine Interpolationskopplung sichergestellt.

Eine Wechselwirkung der Relativbewegung mit freien Oberflächen ist möglich. So konnte beispielsweise die Beeinflussung der Wasseroberfläche hinter einem Schiff durch dessen Propeller in Abhängigkeit der Drehzahl simuliert werden. Das entwickelte Rotationsmodul kann prinzipiell auch auf statische Rechengebiete aufgesetzt werden, wie beispielhafte Simulationen von Propellerfreifahrten zeigen.

Die hier entwickelte Overset-Methode eignet sich prinzipiell als Basis für weiterreichende Simulationsanwendungen mit relativ bewegten Objekten, z.B. die Berücksichtigung dynamische Absenkung und Vertrimmung oder seegangsbedingter Schiffsbewegungen sowie die Simulation des Schiffsmanövrierens.

Die Overset-Methode kann ferner auch für statische Anwendungen sinnvoll sein. Sie ermöglicht prinzipiell eine Vernetzung des Gebiets in mehreren unabhängigen Teilgittern und könnte somit das heute allen CFD-Methoden gemeinsame, sehr aufwendige Pre-Processing vereinfachen. Wird zudem auf vorwiegend kartesische Teilgitter gesetzt, kann ein besonders günstiges Verhältnis aus Rechenleistung und Genauigkeit erzielt werden.

Validierung

Für Standard-Validierung wurden Messungen aus der DST-Datenbank, z.B. Wellenprofile der Serie 60, oder auch theoretische Ergebnisse herangezogen. Im Rahmen des Forschungsvorhabens wurden Modellversuche für ein modernes Binnenschiff im DST-Großtank durchgeführt. Gemessen wurden sowohl die Integralgrößen, wie Widerstand, Absenkung und Vertrimmung, als auch Feldgrößen, wie Strömungsverteilung am Hinterschiff und Druckverteilung am Rumpf und Tankboden. Diese wurden weitergehend für die Validierung der oben genannten Programmentwicklungen verwendet und stehen auch für deren Fortentwicklung zur Verfügung. Zusätzlich wurden Versuche für die Wellenbildung der Strömung über eine Bodenstörung (eine idealisierte getauchte Buhne) durchgeführt, um unterschiedliche Verfahren zur Approximation der Strömungswirkung zu validieren.

Gittergenerierung und Postprocessing

Für die Genauigkeit der numerischen Berechnungen ist grundsätzlich eine hohe Qualität des räumlichen Berechnungsgitters gefordert. Um gleichzeitig den Erzeugungsaufwand bei größtmöglicher Flexibilität erträglich zu halten, sind überwiegend unstrukturierte Berechnungsgitter verwendet worden. Im Falle notwendiger anisotroper Verfeinerungen (turbulente Berechnungen) sind die unstrukturierten Tetraeder-Elemente durch Prismenschichten in Wandnähe bzw. Pyramiden in Übergangsbereichen ergänzt worden (hybride Gitterstrukturen). Hierdurch konnte die Prozedur der Gittergenerierung im Vergleich zu

bekannten Verfahren basierend auf abzählbare Strukturen deutlich reduziert werden. Die Berechnungsgitter wurden unter Zuhilfenahme des ICEM Tetra/Hexa Pakets generiert. An die objektorientierte Programmbibliothek MOUSE ist zur Ergebnisvisualisierung ein Postprocessor angehängt. Für große darzustellende Datenmengen der Berechnungsergebnisse (z.B. Schiffsstruktur inkl. rotierender Propeller) wurde der Postprocessor durch geeignete Werkzeuge erweitert, um die Visualisierungsgeschwindigkeit auf ein akzeptables Maß zu erhöhen. Das entwickelte BESHwa-eigene Visualisierungsprogramm verarbeitet aufgrund der reduzierten Dimension grundsätzlich kleinere Datenmengen und wurde daher zur Visualisierung instationärer Vorgänge und gekoppelter Berechnungsergebnisse erweitert.

Ausblick

Aus dem bearbeiteten Forschungsvorhaben entsteht ein Programmpaket, das zur Untersuchung und Abschätzung von hydrodynamischen Wechselwirkungen zwischen Fluiden und festen Strukturen eingesetzt werden kann. Mit den hier entwickelten Methoden steht ein Instrument zur Verfügung, das für ein weitgefächertes Anwendungsspektrum nutzbar ist. Im Blickfeld stehen alle Anwendungen, bei denen Wechselwirkungen zwischen hydrodynamischen Vorgängen und festen wie auch beweglichen Strukturen berücksichtigt werden müssen.

Die Forschungsergebnisse und erarbeiteten Methoden können beispielsweise bei der Entwicklung von wasserstraßen-angepaßten Schiffen oder bei der Erstellung von Richtlinien für die umweltschonende Schifffahrt genutzt werden. Ferner können mittelfristig Planung, Bau und Unterhalt von Wasserstraßen unterstützt werden, indem durch Simulation Vorhersagen zu wesentlichen Eigenschaften erstellt werden können. Ebenfalls können die Methoden zur Optimierung von Anlagen zur Energiegewinnung aus Gezeiten- und Flußströmungen genutzt werden.

Die Forschungsergebnisse aus den hier geförderten Arbeiten eröffnen somit eine Vielzahl an Anwendungsperspektiven, die für kleine und mittlere Unternehmen interessant sein können. Die Methoden reichen weit über klassische Verfahren zur überschlägigen Abschätzung von Strömungsvorgängen hinaus. Um die Umsetzung der Forschungsergebnisse in der Praxis schnell und sinnvoll zu verwirklichen, insbesondere bei kleinen und mittleren Unternehmen, sind jedoch weitere Entwicklungen notwendig.

- **Automatisierung bzw. Semi-Automatisierung der Gittergenerierung:** Die Gittergenerierung stellt einerseits einen erheblichen Zeitaufwand und andererseits einen Bedarf an fachspezifischem Know-How dar. Eine Vereinfachung durch Automatisierung wird die Anwendung der hier entwickelten Software in großem Umfang erleichtern.
- **Fortentwicklung der verallgemeinerten Overset-Gitter-Methode:** Die hier erfolgreich implementierte Overset-Gitter-Methode wird von den Projektpartnern als zukunftsträchtiges Verfahren für relativ positionierte und bewegte Simulationsprobleme, wie z.B. statische Kopplung, konvergente Positionierung, vorgegebene Relativbewegung und bedingte Relativbewegung, eingestuft. Eine Fortentwicklung dieser Methode hat somit weitreichende Bedeutung für derartige Problemstellungen. Hierbei ist insbesondere auch die Handhabbarkeit der Methoden anzusprechen, da Relativbewegungen zusätzliche Freiheitsgrade einbringen.

- **3D Hochleistungsmethode als Alternative zu Potentiallösern:** Die 3D Methode zeigt unter anderem gute Eigenschaften in Strömungsbereichen, in denen Potentiallöser mit erheblichen Schwierigkeiten zu kämpfen haben. Die Entwicklung einer hoch optimierten Variante der 3D Methode unter Nutzung der Mehrgittermethode ist daher eine aussichtsreiche Alternative zu klassischen Potentiallösern und stellt sich als Bindeglied zwischen Potential und Feldmethoden dar.
- **Leistungssteigerung und Parallelisierung:** Trotz laufend steigender verfügbarer Rechenleistung bei zugleich sinkenden Hardwarepreisen spielt dieses Thema eine sehr wichtige Rolle. Die hier entwickelten Methoden haben diesbezüglich noch erhebliche Verbesserungspotentiale, die genutzt werden können. Zu nennen ist hier vor allem die Parallelisierung der Overset-Methode, die aufgrund stets wechselnder Netzzuordnung aufwendig ist.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Dreidimensionale Feldlösung	4
2.1	Theoretische Grundlagen: 3D Finite-Volumen-Methode MOUSE	4
2.2	Ausgangslage: Die Methode der künstlichen Kompressibilität	5
2.3	Strömungen mit freier Oberfläche	5
2.3.1	Definitionsbereich des Level-Set	6
2.3.2	Renormalisierung	7
2.3.3	Innere Randbedingungen	9
2.3.4	Felddiskretisierung über die Oberfläche	10
2.3.5	Validierung und Anwendungen für stationäre Problemstellungen . .	10
2.4	Instationäre Strömungen: Druckiterations-Verfahren	16
2.4.1	Verfahrensablauf	17
2.4.2	Unterbindung von Entkopplungen im Druckfeld	18
2.4.3	Level-Set-Ansatz und Druckiteration	20
2.4.4	Simulationsergebnisse	20
2.5	Parallelisierung	29
2.6	Turbulente Strömungen	32
2.6.1	Grundlegende Vereinbarungen	32
2.6.2	Turbulenzmodellierung	32
2.6.3	Zwei-Gleichungsmodell: $k - \varepsilon$	33
2.6.4	Randbedingungen für die turbulenten Größen	34
2.6.5	Gittergenerierung für turbulente Berechnungen	37
2.6.6	Testrechnungen für die reibungsbehaftete Umströmung	40
2.7	Relativbewegungen, rotierende Antriebsorgane	42
2.7.1	Vernetzungs- und Kopplungsstrategien	42
2.7.2	Verallgemeinerte Overset-Gittermethode	44
2.7.3	Positionierungs- und Bewegungsmodelle	45
2.7.4	Kopplung und Informationsaustausch zwischen Teilgittern	47
2.7.5	Simulationsrechnungen im relativ bewegten System	50
2.7.6	Beispielrechnungen	52
3	Zweidimensionale Flachwasserlösung	61
3.1	Koordinatensystem	61
3.2	BEShiWa	61
3.3	Einbeziehung der Strömungswirkung	63
3.4	Validierung der Strömungswirkung	66
4	Kopplungslösung	70
4.1	Kopplung mit UNOPAM	71
4.2	Kopplung mit MOUSE	78
4.2.1	Kopplung vom Innenfeld ins Außenfeld	78
4.2.2	Kopplung vom Außenfeld ins Innenfeld	80
4.2.3	Ergebnisse der gekoppelten Berechnung	81

5	Experimentelle Untersuchungen	92
5.1	Versuchsträger: Binnenschiff-Modell M1722	92
5.2	Propeller	92
5.3	Modellversuche	92
5.3.1	Widerstandsversuch	93
5.3.2	Propulsionsversuch	93
5.3.3	Nominelle Nachstrommessung	93
5.3.4	Bodendruck- und Wellenmessungen	93
5.3.5	Druckmessungen an der Rumpfoberfläche	94
6	Literatur	96
7	Anlagen	97

1 Einleitung

Der Transportbedarf auf Binnenwasserstraßen erfordert den Einsatz zunehmend größerer und zum Teil schnellerer Schiffe. Dies gilt insbesondere für die dynamisch wachsenden Containerverkehre im Hinterland der Seehäfen. Vor wenigen Jahren erstellte Prognosen, die für den Zeitraum 1997/2010 eine Verdoppelung des Aufkommens vorhersagten (Planco, 1999), gelten aufgrund der jüngsten Entwicklungen bereits heute als überholt. Die Erfahrungen aus der Binnen- und Seeschifffahrt zeigen, daß derart enorme Aufkommenssteigerungen stets mit dem Einsatz größerer Schiffseinheiten einhergehen. Bei gegebener Wasserstraßeninfrastruktur gewinnt mit zunehmender Schiffsgröße der Sicherheits- und Umweltaspekt an Bedeutung, was sich in entsprechenden Zulassungsbestimmungen niederschlägt. Um diese Anforderungen zu erfüllen, kann das Schiff nicht isoliert betrachtet werden, sondern muß vielmehr in seiner Wechselwirkung mit der Wasserstraße untersucht werden. Insbesondere große und schnelle Schiffe können die Strömungsbedingungen in natürlichen und künstlichen Gewässern sehr stark beeinflussen. Schiffe können starke Strömungen und hohe Wellen Belastungen an Gewässersohle und Uferböschung hervorrufen. Bei fließenden Gewässern überlagern sich Schiffsumströmung und natürliche Strömungen und es treten insbesondere Wechselwirkungen zwischen Antriebsstrahl und natürlichen Fließprozessen auf. Bezüglich der Belastung der Sohle sind sowohl die Druckverteilung als auch Schubspannungen entscheidend. Dies kann einen Transport von Sand und Gestein (Erosion des Gewässerbodens) zur Folge haben und damit die Wasserstraße und das Antriebsorgan beschädigen. Die Ufer werden zudem durch starke Schiffswellen beansprucht. Im Gegenzug beeinflussen Form und Abstand von Sohle und Ufer der Gewässer ebenfalls die Umströmung eines fahrenden Schiffes. In ungünstigen Fällen kann hierdurch eine starke Absenkung und Vertrimmung des fahrenden Schiffes verursacht werden und somit die Gefahr der Grundberührung auftreten. Um sowohl die Belastung der Wasserstraßen in vertretbaren Grenzen zu halten als auch Gefahren für Schiffe sicher ausschließen zu können, ist daher eine möglichst genaue Kenntnis über die Strömungsverhältnisse des fahrenden Schiffes in dem entsprechenden Gewässer erforderlich.

Sehr verwandte Fragestellungen treten u.a. bei der Energiegewinnung in Gezeiten- und Flußlaufkraftwerken auf. Verglichen mit Schiffsantrieben arbeiten bei diesen Anlagen umgekehrte Turbinen und beeinflussen in ähnlicher Weise die natürliche Strömung des betreffenden Gewässers. Um unzulässige Belastungen auszuschließen, müssen daher die Strömungszustände möglichst genau untersucht werden. Vergleichbar der Effizienzoptimierung eines Schiffes im Hinblick auf möglichst geringen Energieverbrauch ist natürlich auch bei Tide- und Flußlaufkraftwerken eine Optimierung des Wirkungsgrads wünschenswert. Wiederum ist hierzu vor allem eine möglichst genaue Kenntnis der Zuströmung sowie der detaillierten Umströmung starrer und rotierender Bauteile erforderlich.

Die oben angesprochenen Probleme sind in erster Linie durch die Wechselwirkungen zwischen hydrodynamischen Vorgängen einerseits und festen Strukturen andererseits gekennzeichnet. Bislang werden sie vorwiegend experimentell untersucht. Hierzu werden vor allem Versuche an maßstäblich reduzierten Modellen durchgeführt. Großversuche im Naturmaßstab können aufgrund hohen Aufwands nur in Einzelfällen erfolgen, vorwiegend handelt es sich hierbei um Messungen im laufenden Betrieb. Besonders nachteilig ist

bei Modellversuchen die Nichteinhaltung der Reynolds'schen Ähnlichkeit. Üblicherweise wird die Froude-Zahl und somit das Verhältnis der Anströmgeschwindigkeit zur Geschwindigkeit der Wellenausbreitung im Modellmaßstab eingehalten, die Reynolds'sche Ähnlichkeit, maßgeblich für reibungsbedingte Schubspannungen, jedoch zwangsläufig verletzt. Dies führt somit zu dynamisch unähnlichen Strömungsverhältnissen in Modell- und Naturmaßstab. Ferner ist eine Nachbildung realer Bodenbeschaffenheit im Modell, abgesehen von den Kosten, technisch sehr aufwendig und zudem eine Übertragung auf andere geometrische Konfigurationen prinzipiell schwierig. Neben diesen grundsätzlichen Schwierigkeiten bei Modellversuchen ist auch der hohe Aufwand für die Modellanfertigung und Durchführung der Versuche zu nennen. Parameterstudien oder gar Variationen der Modellformen sind somit nur sehr eingeschränkt möglich.

Eine sinnvolle und zukunftssträchtige Entwicklung ist daher die numerische Simulation der zu untersuchenden Strömungsprozesse (CFD - Computational Fluid Dynamics). Die meisten verfügbaren Softwarepakete zeigen oft Schwächen, da sie in der Regel nicht alle relevanten Strömungsprozesse gleichzeitig erfassen. Daher kann auch auf lange Sicht das physikalische Modellexperiment nicht verzichtet werden. Vielmehr sollte eine sinnvolle gegenseitige Ergänzung experimenteller und numerischer Methoden angestrebt werden. Es besteht jedoch ein günstiger Trend für numerische Methoden: Gegenwärtig verbessert sich die Leistungsfähigkeit der Rechenanlagen bei ungefähr konstantem Preis exponentiell mit einem Faktor von ca. 1.7 pro Jahr, entsprechend rund 70% Wachstum. Somit läßt sich abschätzen, dass in naher Zukunft wesentlich genauere numerische Untersuchungen möglich sein werden als dies heute der Fall ist oder, in umgekehrter Betrachtung, heute sehr aufwendige und teure Berechnungen wesentlich preiswerter werden.

In den letzten zwei bis drei Jahrzehnten nahm die Entwicklung numerischer Methoden zur Simulation von Strömungsproblemen einen rasanten Lauf. Initiiert wurde diese Entwicklung vor allem durch die Belange der Luft- und Raumfahrttechnik, bei der Strömungsprobleme naturgemäß eine Schlüsselrolle spielen. Durch die Verfügbarkeit immer leistungsfähigerer Rechenanlagen sowie die laufende Entwicklung stets verbesserter Algorithmen sind hier ganz enorme Fortschritte erzielt worden (CFD for 21st Century, 2000).

Frühe Arbeiten zur numerischen Simulation von Schiffsumströmungen beruhen vor allem auf dimensionsreduzierten Panelmethoden. Diese Methoden wurden zunächst in den 30er Jahren verwendet, um Tragflügelprofile von Militärflugzeugen zu optimieren. Damalige Rechnungen wurden auf relaisbasierenden Rechenmaschinen durchgeführt, deren Taktfrequenzen etwa bei 1-10 Hz lagen. Es handelt sich also um numerisch äußerst effiziente Methoden, leider beschreiben diese die Physik des Problems nur näherungsweise.

Im Gegensatz dazu sind Feldmethoden zur Lösung der Erhaltungsgleichungen sehr rechenintensiv. Dafür können mit diesen Methoden jedoch prinzipiell alle wesentlichen Terme, insbesondere auch Reibungsterme erfasst werden. Der Berücksichtigung freier Oberflächen als Randbedingungen kommt hier jedoch besondere Bedeutung zu (Miyata et al, 1992).

Rotierende Bauteile, hier Schiffspropeller oder Turbinenrotor, stellen eine besondere

Schwierigkeit dar. In einem stark vereinfachten Ansatz kann deren Einfluß auf das umliegende Strömungsfeld über eine Verteilung von Impulsquellen für Drall und Schub beschrieben werden. Genauer ist hier bereits eine potentialtheoretische Approximation über den Propellerflügeln, die dann in einem wechselseitigen Ansatz an die umgebende Strömung gekoppelt werden kann (Chao, 2001). Allerdings handelt es sich bei einem Propeller um ein sehr kritisches Bauteil, dass in vielen Fällen genauer studiert werden muss. Daher müssen die Navier-Stokes-Gleichungen im Propellerbereich in einem drehenden System mitgerechnet und an die umgebende Strömung angekoppelt werden.

Für die Wellenausbreitung in flachen Gewässern kann die sogenannte Flachwasserapproximation herangezogen werden. Hierbei sind beispielsweise die Arbeiten von (Nwogu, 1993) und (Jiang, 2001) zu nennen.

Aufgrund sehr großer Rechengebiete, die z.B. das Fernfeld eines fahrenden Schiffes oder vorherrschende Strömungen/ Wellen einbeziehen müssen, ist der erforderliche Rechenaufwand jedoch sehr groß. So ist es kaum möglich, mit einer Feldmethode das komplette Problem, d.h. von der detaillierten Umströmung in der unmittelbaren Nähe des Schiffes bis zum Fernfeld mit ausreichender Genauigkeit zu behandeln. Daher wird im Rahmen des Forschungsvorhabens ein neuer Lösungsweg eingeschlagen, im dem lediglich das Nahfeld mit einem Feldverfahren berechnet und die Wellenausbreitung im Fernfeld sowie großräumigere Gezeiten- und Flussströmungen jedoch mit der effizienteren Methode der erweiterten 2D-Flachwasserapproximation simuliert werden. In der Übergangszone werden die Lösungen interaktiv gekoppelt.

Zur Durchführung dieses wissenschaftlich und numerisch anspruchsvollen, praktisch bedeutsamen Forschungsvorhabens hat sich ein fachübergreifendes Arbeitsteam zusammengefunden, das die Bearbeitung folgender Aufgaben in einer intensiven und vernetzten, teilweise simultanen Kooperation übernommen hat:

- Weiterentwicklung der Flachwasserapproximation unter Einbezug der Gezeiten- und Flußströmung sowie Bodenreibung,
- Netzgenerierung hinsichtlich der komplexen Geometrie des Binnenschiffs einschließlich des Propellers
- Weiterentwicklung der numerischen Feldmethode (RANSE) für die instationäre Umströmung am Schiff unter Berücksichtigung der freien Oberfläche,
- Entwicklung geeigneter Schnittstellen für die interaktive Kopplung eines rechenintensiven RANSE-Lösers für die schiffs- und antriebsnahe Strömung bei feinerer Auflösung mit einer effektiven Flachwasserapproximation für die großräumige Wellenausbreitung sowie Gezeiten- und Flussströmung bei gröberer Auflösung,
- Durchführung ergänzender Modellversuche und parametrischer Berechnungen sowie Validierung numerischer Ergebnisse,
- Entwicklung einer Overset-Methode zur effektiven numerischen Integration des rotierenden Antriebsorgans in das Lösungskonzept und
- Fortentwicklung von geeignetem Pre- und Postprocessing.

In den folgenden Kapiteln werden die genannten Entwicklungen eingehend beschrieben und die erzielten Forschungsergebnisse detailliert dargestellt.

2 Dreidimensionale Feldlösung

2.1 Theoretische Grundlagen: 3D Finite-Volumen-Methode MOUSE

Das Simulationspaket MOUSE ist eine objekt-orientierte Plattform zur Simulation von unterschiedlichen physikalischen Problemstellungen vor allem aber von Strömungsproblemen. Die Entwicklungen basieren auf langjährigen Erfahrungen mit unstrukturierten Gittern. Das Hauptziel ist die Bereitstellung von grundlegenden Datenstrukturen samt deren Zugriffsmethoden und Modulen für die Speicherung und Bearbeitung von Variablen unabhängig von der physikalischen Anwendung. Das Programmpaket ist GPL-lizenziert und die meisten Module sind zum Herunterladen frei verfügbar. Es sind Anwendungen in Wissenschaft und Industrie bekannt, die von inkompressiblen bis zu kompressiblen Strömungen mit Überschall reichen, Strömungen einschließlich chemischer Reaktionen, partikelbeladene Strömungen, Strömungen mit eingebetteten Diskontinuitäten wie zum Beispiel freie Oberflächen, bewegte Objekte und Diskrete-Element-Methoden (DEM). Es können Gitter verwendet werden, die strukturiert oder unstrukturiert oder hybrid oder übereinander gesetzte Gitter vom Chimera-Typ sind. Das Programmpaket befindet sich von seiten der Autoren in ständiger Weiterentwicklung. Eine Beschreibung der grundlegenden Methodik ist leider vernachlässigt worden, so daß auf die Internetseite des Projekts verwiesen werden muß. Im Folgenden wird eine kurze Beschreibung der numerischen Methoden angefügt, die in diesem Zusammenhang Verwendung finden.

Ein allgemeines, zeitabhängiges System von Erhaltungsgleichungen hat die integrale Form:

$$\frac{d}{dt} \int_V \mathbf{Q} dV + \oint_A \vec{\mathbf{H}} \cdot \vec{n} dA = \int_V \mathbf{S} dV \quad (2.1)$$

mit $\mathbf{Q}$, $\mathbf{H}$ und $\mathbf{S}$ als den Variablen, den Flüssen und den Quelltermen. Dieses Gleichungssystem (2.1) wird auf beliebigen Gitter mit einer knotenorientierten Finite-Volumen-Methode gelöst, Abbildung 2.1. Für ein diskretes Kontrollvolumen V_d schreibt sich das oben angeführte Gleichungssystem:

$$\frac{\Delta \mathbf{Q}}{\Delta t} |_{V_d} + Res_{\Delta, V_d} = 0 \quad \text{with:} \quad (2.2)$$

$$Res_{\Delta, V_d} = \frac{1}{V_{Vd}} \sum_{i=1}^{nv} \mathbf{H}_i \vec{n}_i \Delta A_i \quad (2.3)$$

mit V_d als dem Kontrollvolumen mit der Größe V_{Vd} . Die Summe wird über alle angrenzenden Segmente nv gebildet.

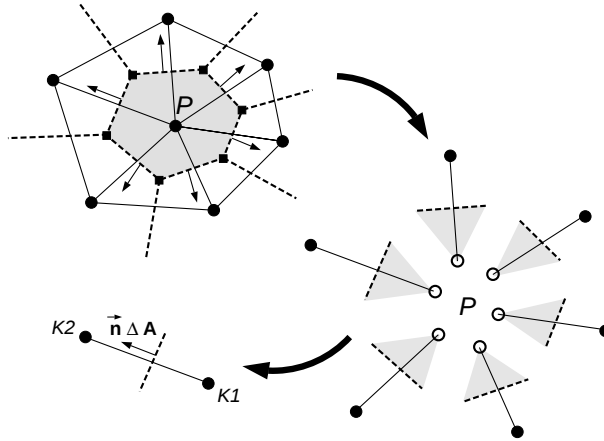


Abbildung 2.1: Kontrollvolumen

2.2 Ausgangslage: Die Methode der künstlichen Kompressibilität

Das Konzept der künstlichen Kompressibilität als Alternative zur Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen für inkompressible Fluide, das von Chorin, 1967 zuerst vorgeschlagen wurde, wird hier für stationäre Strömungen verwendet. Die ursprüngliche Massenerhaltungsgleichung

$$\nabla \cdot \vec{v} = 0 \quad (2.4)$$

wird durch Addition einer zeitlichen Ableitung für den Druck, die die künstliche Kompressibilität repräsentiert, modifiziert:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \beta^2 (\nabla \cdot \vec{v}) = 0 \quad (2.5)$$

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit von kleinen Störungen im Druck wird nun reduziert und für Werte von $\beta > 0$ ist die Strömung mit kompressibler Unterschallströmung vergleichbar. Die Lösung des Systems mit modifizierter Massenerhaltungsgleichung ist für instationäre Strömungen unphysikalisch. Für den stationären Zustand verschwindet die Zeitableitung $\frac{\partial p}{\partial t}$ und die ursprüngliche Massenerhaltungsgleichung für inkompressible Fluide kommt zum Vorschein.

2.3 Strömungen mit freier Oberfläche

In den letzten Jahren ist eine flexible Erweiterung des Programmpakets für Strömungen mit eingebetteten Diskontinuitäten entwickelt worden. Sie basiert auf der Level-Set-Formulierung von Sussmann et al., 1994 und wird für die hier gegebenen freien Oberflächen verwendet. Der Level-Set wird von einer skalaren Funktion $G(\vec{x}, t)$ beschrieben, und die Front wird durch einen diskreten Isowert repräsentiert, der hier mit $G_{dis} = 0$ gewählt ist. In Euler'scher Betrachtungsweise wird der Transport des Level-Sets, der sich mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit $\vec{c}(\vec{x}, t)$ bewegt, beschrieben durch:

$$\frac{\partial G}{\partial t} + \vec{c} \cdot \nabla G = 0 \quad (2.6)$$

Diskrete Werte für die Funktion G werden auf den Knoten des Netzes gespeichert. Die allgemeine Form der Gleichung (2.6) bietet mehrere Möglichkeiten der Diskretisierung. Unter diesen gibt es zwei, die von besonderem Interesse sind:

- Finite-Volumen-Diskretisierung
- Finite-Differenzen-Diskretisierung

Die Finite-Volumen-Diskretisierung ist äquivalent zur Diskretisierung des Systems von Feldvariablen nach Gleichung (2.3), während die Diskretisierung vom Typ der Finiten-Differenzen auf einer kantenweisen Differenzierung basiert. Letztere ist für die Ausbreitung von aktiv transportierten Diskontinuitäten entwickelt worden. Diese sind Diskontinuitäten, für die die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Diskontinuität nicht mit der Trägergeschwindigkeit zusammenfällt. Eine freie Oberfläche wird mit einer lokalen Geschwindigkeit des Fluids transportiert, die man als Trägergeschwindigkeit ansehen kann:

$$\vec{c} \equiv \vec{v} \quad (2.7)$$

Aus diesem Grund ist die Finite-Volumen-Methode angemessen und aufgrund ihrer Einfachheit auch vorzuziehen.

Aus Gründen der Stabilität wird eine einfache Upwind-Formulierung gewählt. Bezogen auf Gleichung (2.3) und Abbildung 2.1 und mit Einführung des Geschwindigkeitsvektors des Fluids $\vec{v}_i = (u_i, v_i, w_i)^T$ für eine Kante i als gemittelter Geschwindigkeit auf der Kante ergibt sich für den Fluß:

$$\mathbf{H}_i = \begin{cases} \vec{v}_i G_{K1'} & \text{for } \vec{v}_i \cdot \vec{n}_i > 0 \\ 0 & \text{for } \vec{v}_i \cdot \vec{n}_i = 0 \\ \vec{v}_i G_{K2'} & \text{for } \vec{v}_i \cdot \vec{n}_i < 0 \end{cases} \quad (2.8)$$

mit $G_{K1'}$ und $G_{K2'}$ als projizierten Werten der Funktion $G(\vec{x}, t)$ jeweils aus der Richtung von $K1$ und $K2$. In den gegenwärtigen Methoden wird eine lineare Extrapolation verwendet, um eine zweiter Ordnung genaue Rechnung ¹ zu erhalten.

2.3.1 Definitionsbereich des Level-Set

Die Level-Set-Funktion $G(\vec{x}, t)$ wird durch eine glatte Funktion im Feld definiert. Ihre einzige Aufgabe besteht in der Beschreibung der Oberfläche. Die Funktion hat ansonsten keinerlei Bedeutung. Dies ruft nach einer engbündigen Definition von G in der nahen Umgebung der Oberfläche.

Eine korrespondierende Entwicklung ist verfügbar und für die Simulation von anderen physikalischen Problemen mit Diskontinuitäten äußerst gut geeignet. Erwähnenswert sind hier die unterschiedlichen topologischen Aspekte von Stößen und Scherschichtreflexionen in der Gasdynamik. Im Fall der freien Oberfläche ist die Topologie sehr einfach in dem Sinne, daß der Level-Set zwei verschiedene Regionen trennt: Wasser und Luft. Deswegen

¹Abbruchfehler $(\Delta x)^2$; math: Genauigkeit erster Ordnung.

überwiegen die Vorteile einer vereinfachten Addressierung und Parallelisierung des Codes die Vorteile einer engbündigen Definition.

Es ist wichtig festzustellen, daß die Methoden zur Aktualisierung der diskreten Werte von G nicht für alle Knoten im Feld die gleichen sein werden. Daher führen wir einen Nachbarschaftslevel bezogen auf die Position der Knoten und Kanten relativ zur Diskontinuität ein. Abbildung 2.2 zeigt einen kleinen Ausschnitt eines hybriden Gitters mit einer Diskontinuität. Punkte und Kanten sind mit P und K markiert und die Indexnummer bezieht sich auf den Nachbarschaftslevel. Kanten vom Typ K_0 beziehen sich auf solche, die die Front durchqueren, und die Knoten, die an diesen Kanten hängen, sind aus dem ersten Nachbarschaftslevel P_1 . Andere Kanten, die mit Knoten vom Typ P_1 verbunden sind, sind selber vom Typ K_1 , usw ...

Dementsprechend haben Knoten und Kanten, die weiter entfernt liegen, einen ansteigenden Nachbarschaftslevel.

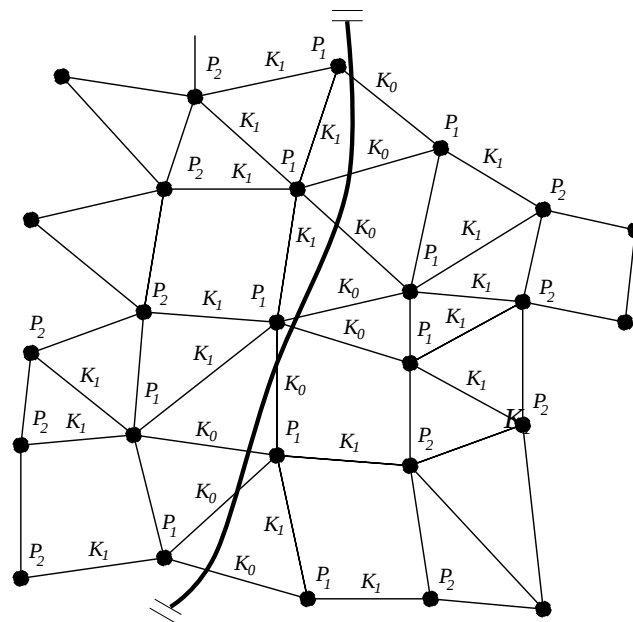


Abbildung 2.2: Diskontinuität auf einem 2-D Gitter und Zugehörigkeit von Knoten und Kanten zu den korrespondierenden Leveln

2.3.2 Renormalisierung

Die Konvektionsgleichung (2.6) ist dafür geeignet, die skalare Größe G entlang $\vec{v}$ zu transportieren. Diese Eigenschaft wird erweitert auf eine Linie (2-D) oder eine Fläche (3-D), die durch einen gegebenen Isowert einer skalaren Funktion $G(\vec{x}, t)$ repräsentiert werden. Die Präzision und Eindeutigkeit des Transportschritts hängt von den Eigenschaften von $G(\vec{x}, t)$ ab. Diese Eigenschaften zu verbessern und eine gute Genauigkeit sicherzustellen ist die Aufgabe der Renormalisierung. Die Renormalisierung kann als Vorbereitung der Funktion $G(\vec{x}, t)$ auf den nächsten Transportschritt betrachtet werden. Dementsprechend wird die Renormalisierung zwischen den Transportschritten oder gleichzeitig ausgeführt.

Aus diesem Grund soll die Level-Set-Funktion G so gesetzt werden, daß die Massenerhaltungsgleichung erfüllt ist.

$$|\nabla G| = \text{const} \quad (2.9)$$

in der die Konstante üblicherweise $\text{const} = 1$ gesetzt wird. Die oben angeführte Gleichung korrespondiert zu einer gerichteten Abstandsfunktion bezüglich einer Grenzfläche, wenn die Grenzfläche als $G_{dis} = 0$ definiert ist.

Die Renormalisierung ist eine rechnerisch aufwendige Aufgabe. Deswegen ist es nützlich, das vorgegebene Problem sorgfältig zu untersuchen, bevor man sich für eine Variante entscheidet. Zwei wesentliche topologische Aspekte müssen hier unterschieden werden:

- Einzelne oder mehrfache Grenzflächen.
- Grundorientierung verfügbar oder nicht.

Ohne brechende Wellen bildet die freie Oberfläche eine durchgängige Grenzfläche, sodaß eine einzelne Grenzfläche vorliegt. Wenn die Wellenamplituden weiterhin nur moderat sind, kann die vertikale Richtung (Erdbeschleunigung $\vec{g}$) als Basisorientierung dienen. Dies erlaubt den Einsatz einer leicht saloppen aber sehr einfachen expliziten Renormalisierungsprozedur. In der festen vertikalen Koordinatenrichtung kann eine Abstandsfunktion angesetzt werden:

$$\nabla G \cdot \frac{\vec{g}}{|\vec{g}|} = 1 \quad (2.10)$$

Bei bekannter Position der Grenzfläche zwischen den Knoten $K1$ oberhalb und $K2$ unterhalb der Oberfläche können die normalisierten Werte $G(K1)$ und $G(K2)$ verhältnismäßig einfach bezüglich der lokalen Höhe relativ zur Diskontinuität gesetzt werden. Ein geringes Problem bleibt zurück, wenn verschiedene Kanten, die an einem einzelnen Knoten hängen, die Grenzfläche durchqueren. In diesem Fall wird eine gewichtete Mittelung verwendet. Insoweit sind Knoten renormalisiert, die an der Diskontinuität anliegen. Es stellt sich die Frage, wie alle anderen Knoten des Netzes behandelt werden. Zunächst sollte man sich in Erinnerung rufen, daß eine hohe Präzision nur im nächsten Umfeld der Grenzfläche notwendig ist. Angenommen, daß aufgrund der Zeitschrittbegrenzung in jedem Zeitschritt nur ein Nachbarschaftslevel überlaufen werden kann, so wird die Genauigkeit eines Transportschritts bezogen auf Gleichung (2.6) nur von den ersten drei Nachbarschaftsleveln festgelegt². Knoten, die weiter entfernt sind, spielen keine Rolle, aber es muß sichergestellt werden, daß das Vorzeichen bezogen auf die Seite der Diskontinuität (naß oder trocken) konsistent ist. Beginnend mit einer konsistenten Anfangsbedingung wird dies durch folgenden expliziten Normalisierungsschritt sichergestellt:

$$G_i = \frac{\sum_{k \in k_i^m} (\vec{m}_{i,j(k)} \cdot \vec{g})(G_{j(k)} + 1)}{\sum_{k \in k_i^m} (\vec{m}_{i,j(k)} \cdot \vec{g})} \quad (2.11)$$

In obiger Gleichung beziehen sich die Kanten $k \in k_i^m$ auf den Satz, der mit dem Knoten i verbunden ist, sie führen zu den Knoten $j(k)$, die näher an der Grenzfläche sind als

²Die ersten beiden Levels beschreiben die Grenzfläche, der dritte wird für die Gradienten in der Upwindprojektion benötigt.

der Knoten i selbst. Der korrespondierende Kantenvektor entlang k ist $\vec{m}_{i,j(k)}$. Gemäß dieser Regel ist der Renormalisierungsprozeß für Knoten jenseits der Diskontinuität grundsätzlich hyperbolisch. Es ist beobachtet worden, daß bei Verwendung angemessener Anfangsbedingungen der Aktualisierungsablauf für die Knoten i weniger wichtig ist, allerdings wird das Schema vor allem auf unstrukturierten Gittern verwendbar.

2.3.3 Innere Randbedingungen

Auf der freien Oberfläche korrespondiert der Druck mit dem Umgebungsdruck. Diese Bedingung kann nicht direkt an der Grenzfläche gesetzt werden, weil alle Variablen auf den Knoten des Netzes gespeichert sind. Stattdessen wird der Druck auf die Knoten des ersten Nachbarschaftslevels rekonstruiert. Tests mit unterschiedlichen Varianten und Rekonstruktionen verschiedener Ordnung sind durchgeführt worden. Ein sehr kritischer Aspekt ist in diesem Zusammenhang der lokale Druckgradient, der die Geschwindigkeit im nächsten Zeitschritt aufgrund seiner Anwesenheit in den Impulsgleichungen beeinflusst. Diese gegenseitige Abhängigkeit ist verantwortlich für Stabilitätsprobleme, die bei Rechnungen mit freier Oberfläche auftreten.

Für Rechnungen mit künstlicher Kompressibilität, wie sie hier Anwendung finden, ist die innere Randbedingung am ehesten geeignet, die den Druckgradienten soweit wie möglich erhält, während eine Korrektur des lokalen Drucklevels durchgeführt wird. Dies wird durch Rekonstruktion des projizierten Drucks von der Wasserseite auf die exakte Position auf der freien Oberfläche auf einen Wert, der dann mit dem Umgebungsdruck verglichen wird. Für jede Kante k , die die freie Oberfläche durchquert, ist die Differenz zum Umgebungsdruck $p^0(h)$ am Durchtrittspunkt:

$$\Delta p_k^* = p_i + (\nabla p \cdot \vec{m}_{i,j}) \frac{G_i}{G_i - G_j} - p^0(h) \quad (2.12)$$

mit i und j als den Knoten jeweils ober- (Wasser) und unterhalb (Luft) der freien Oberfläche.

Wenn nur eine Kante, die an einem Knoten des ersten Nachbarschaftslevels hängt, die Grenzfläche durchquert, kann der Wert Δp^* direkt verwendet werden, um beide Druckwerte auf beiden Seiten der Diskontinuität zu korrigieren:

$$p_i^{corr} = p_i + \Delta p_k^* \quad (2.13)$$

$$p_j^{corr} = p_j + \Delta p_k^* \quad (2.14)$$

Vor allem im Fall unstrukturierter Gitter ist die oben gemachte Annahme nicht korrekt und unterschiedliche Kanten, die an einem Knoten i oder j hängen, können die Grenzfläche durchqueren. In diesem Fall wird eine gewichtete Mittelung bezogen auf die Normalprojektion des Kantenvektors auf die Normale der Grenzfläche herangezogen:

$$p_i^{corr} = p_i + \frac{\sum_{k \in k_i^0} \Delta p_k^* (\vec{m}_{i,j(k)} \cdot \nabla G_i)}{\sum_{k \in k_i^0} (\vec{m}_{i,j(k)} \cdot \nabla G_i)} \quad (2.15)$$

in der k_i^0 den Satz von Kanten des Levels 0 (die die freie Oberfläche durchqueren) repräsentiert, die am Knoten i hängen. Der gegenüberliegende Knoten j wird analog korrigiert.

2.3.4 Felddiskretisierung über die Oberfläche

Mit der obigen Randbedingung ist es möglich, das Residuum der Fluidgleichungen (2.3) zu diskretisieren, ohne die Grenzfläche in die Erwägung mit einzubeziehen. Dies wird im Gegensatz zu den meisten anderen physikalischen Problemen von der Level-Set-Methode behandelt, wie zum Beispiel Stöße in der Gasdynamik. Der Vorteil ist, daß alle Methoden, die für Strömungen ohne freie Oberfläche entwickelt worden sind, verfügbar bleiben, einschließlich Flußdiskretisierung und Parallelisierung.

Das Gebiet oberhalb der freien Oberfläche hat keine physikalische Relevanz. Um die Notwendigkeit einer geeigneten Randbedingung an der oberen Gebietsberandung zu vermeiden, werden die Variablen dort extrapoliert.

2.3.5 Validierung und Anwendungen für stationäre Problemstellungen

Die im vorangegangenen zusammengefasst beschriebene Formulierung zur Simulation von Strömung mit freien Oberflächen wurde zunächst anhand einfacherer Quasi-2-D-Strömungen erfolgreich getestet um anschließend das Vefahren für einen repräsentativen Binnenschiffsrumpf in stationärer Fahrt einzusetzen. Die angestrebten Verbesserungen der freien Oberflächenformulierungen beziehen sich im besondern auf die numerischen Schwierigkeiten bei der Behandlung von Rumpfformen großer Völligkeit und relativ langsamer Vorausschwindigkeit ($Fr < 0.15$). Eingeschossen sind hierbei Fahrsituationen mit nicht trocken fallendem, getauchtem Spiegelheck (hierbei wird der Spiegelbereich bei der Gittergenerierung gesondert identifiziert).

Gittergenerierung

Zur numerischen Lösung des Gleichungssystems (2.1) wird das kontinuierliche Strömungsgebiet durch eine endliche Anzahl von Teilgebieten approximiert, in denen dann die numerischen Werte der unbekannten Variablen bestimmt werden. Die diskreten Stellen werden in Form eines Gitters über das Lösungsgebiet verteilt (Gittergenerierung). Es gilt hierbei einerseits die Schiffsrumpfgeometrie möglichst exakt zu modellieren und andererseits ein gutes Gitter im Hinblick auf eine effiziente Berechnung zu erzeugen. Aufgrund möglichst großer Flexibilität bei komplexen geometrischen Formen (z.B. im Hinterschiffsbereich) werden hier unstrukturierte Tetraedergitter verwendet. Die turbulenten Strömungen erfordern aufgrund ihrer charakteristischen Eigenschaften zusätzliche Bedingungen, die gesondert im Kapitel 2.6 beschrieben sind. Prinzipiell liegen bei dieser geometriekonformen Gittergenerierung zur Formulierung der Körper Randbedingungen die Gitterknoten auf den Berandungen des Berechnungsgebietes. Bei der oben beschriebene Behandlung der freien Oberfläche ist diese allerdings keine Berandung, sondern hier kann das Gitter primitiv eine entsprechende Distanz oberhalb weitergeführt werden. Die freie Oberfläche stellt eher eine innere Randbedingung dar und damit ist eine dynamische Veränderung des Gitters während des Berechnungsverlaufs nicht notwendig.

Für die Anwendungsfälle in dieser Arbeit sind die Gitter mit dem kommerziellen Gitter-

generierungsprogramm ICEM CFD/CAE erstellt worden. Die Abbildungen 2.3 und 2.4 zeigen Ausschnitte des Berechnungsgitters mit etwa 500000 Punkten resp. 8 Millionen Tetraeder-Kontrollvolumina für die hier behandelte Referenz-Rumpfform.

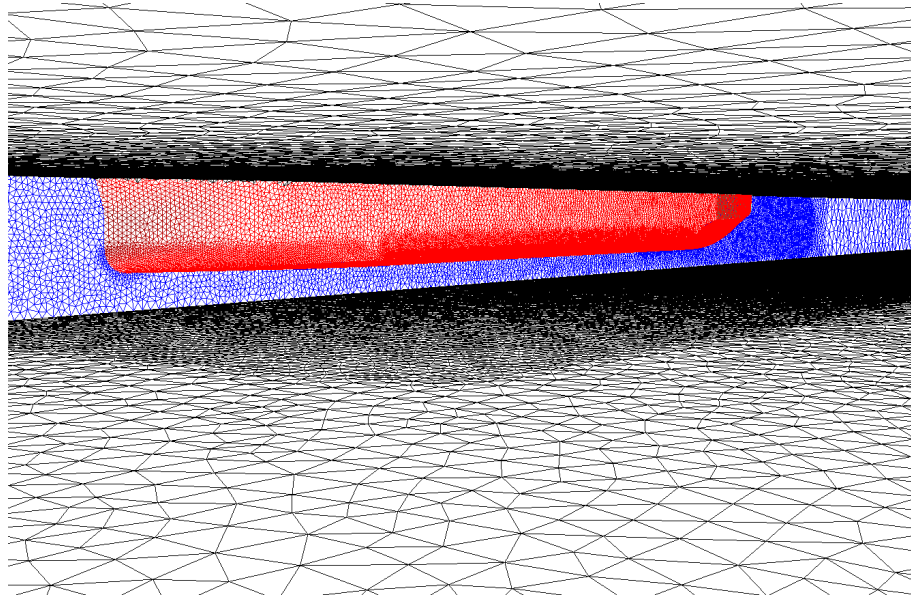


Abbildung 2.3: Berechnungsgitter für die Referenzform, Gesamtansicht, ca. 8 Mio Kontrollvolumina

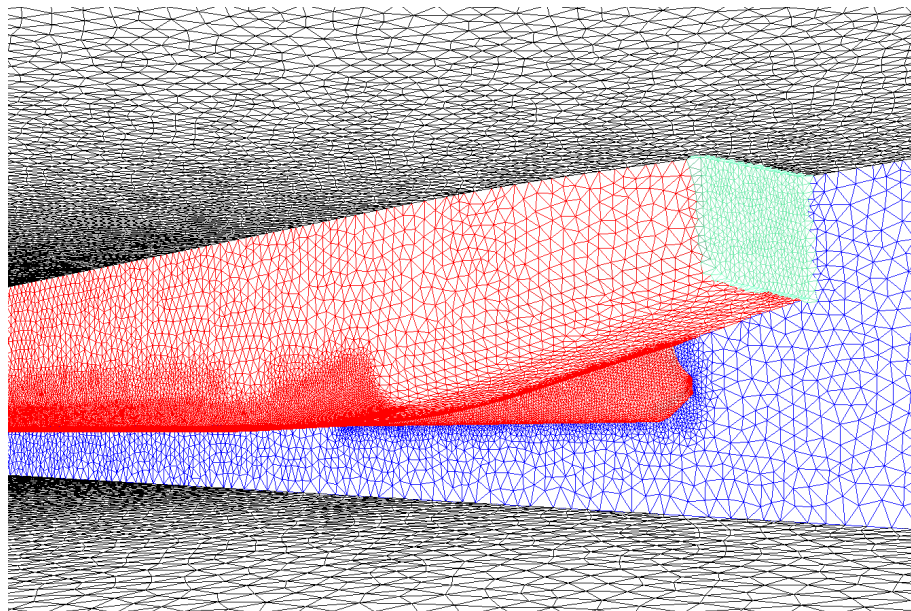


Abbildung 2.4: Berechnungsgitter für die Referenzform, Heckansicht

Beispiel einer stationären, langsamen Fahrgeschwindigkeit

Zur Validierung der Berechnungsergebnisse wurden detaillierte physikalische Modellversuche vorangestellt. Die gesamte Messreihe ist ausführlich im Kapitel 5 zusammengestellt und dokumentiert. Der im folgenden ausgewählte Fall zeigt den Binnenschiffsrumpf in unterkritischer Fahrgeschwindigkeit (Fr_h deutlich kleiner eins) im stationären Zustand. Die Abbildung 2.7 zeigt den Vergleich zwischen dem berechneten und gemessenen Druckverlauf am Boden des Schlepptanks. Die gemessene Zeitreihe der Drücke bei Vorbeifahrt des Modells wird hierbei über die konstante Schleppgeschwindigkeit in die entsprechende Positionen umgerechnet. Hierzu korrespondieren die Werte der Oberflächenverformung (s. Abb. 2.5)

Für eine unmittelbare quantitative Aussage sind durch das Berechnungsbiet entsprechend dem Modellversuch Längsschnitte gelegt. Die sich ergebenden Wellenprofile sind in Abb. 2.9 zusammen gegenübergestellt. Klar zu erkennen ist die gute Übereinstimmung des primären Wellensystems bei allen seitlichen Schnitten. Lediglich das sekundäre System zeigt im Hinterschiffsbereich Abweichungen von den Messwerten. Die Autoren vermuten die unberücksichtigte dynamische Schwimm Lage als Ursache. Versuche mit statisch veränderten Ausgangsschwimmlagen bestätigen dies - bedingen dann allerdings Fehler an anderer Stelle. Eine Erweiterung des Codes zur Berechnung dynamischer Schwimmlagen lassen daher eine deutliche Verbesserung erwarten.

Verglichen mit dem physikalischen Modellversuch können Details mit Hilfe der numerischen Simulation leichter visualisiert werden. Als typisches Beispiel sei hier die berechnete Druckverteilung am Hinterschiff der Messung gegenübergestellt. Die Druckverläufe am Heckwulst wären nur mit vergleichbar hohem Aufwand auflösbar. Die Abbildung SEE zeigt die Gegenüberstellung in Form einer Kontour-Darstellung.

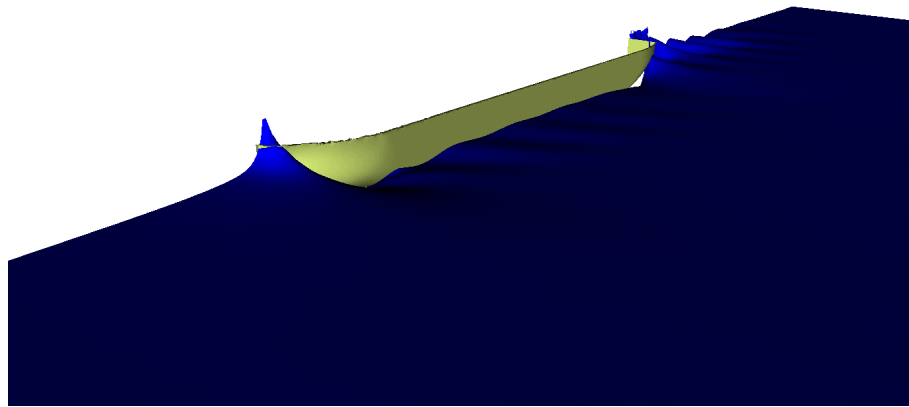


Abbildung 2.5: Berechnete Oberflächenverformung, stationäre Lösung, 6-fache Überhöhung der Wellenerhebung

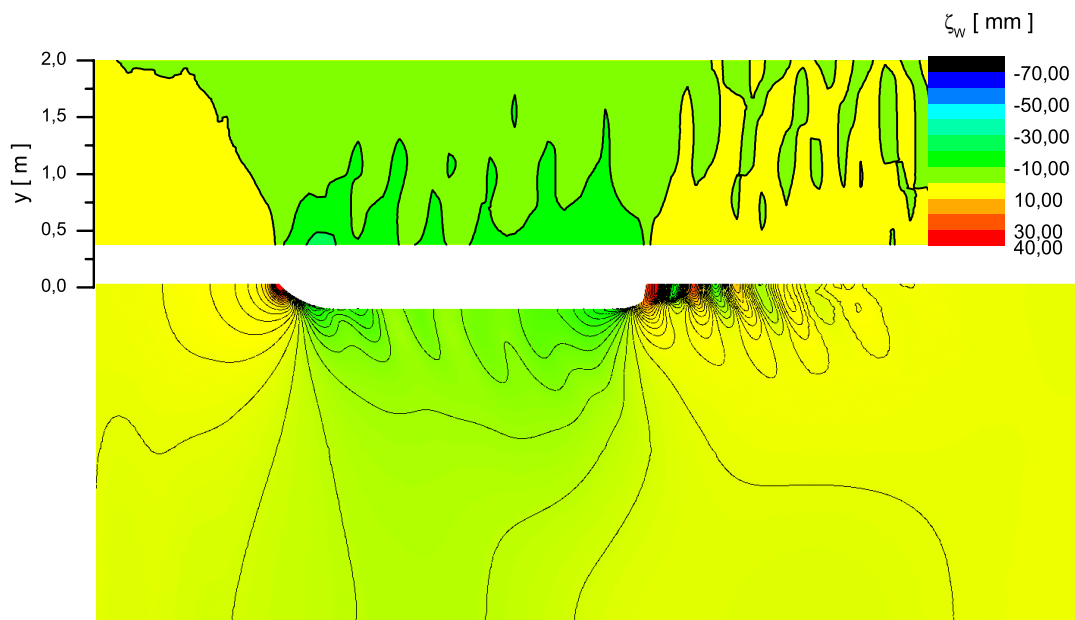


Abbildung 2.6: Berechnete Oberflächenverformung (unten), Konturdarstellung im Vergleich mit dem Modellversuch (oben), stationäre Lösung

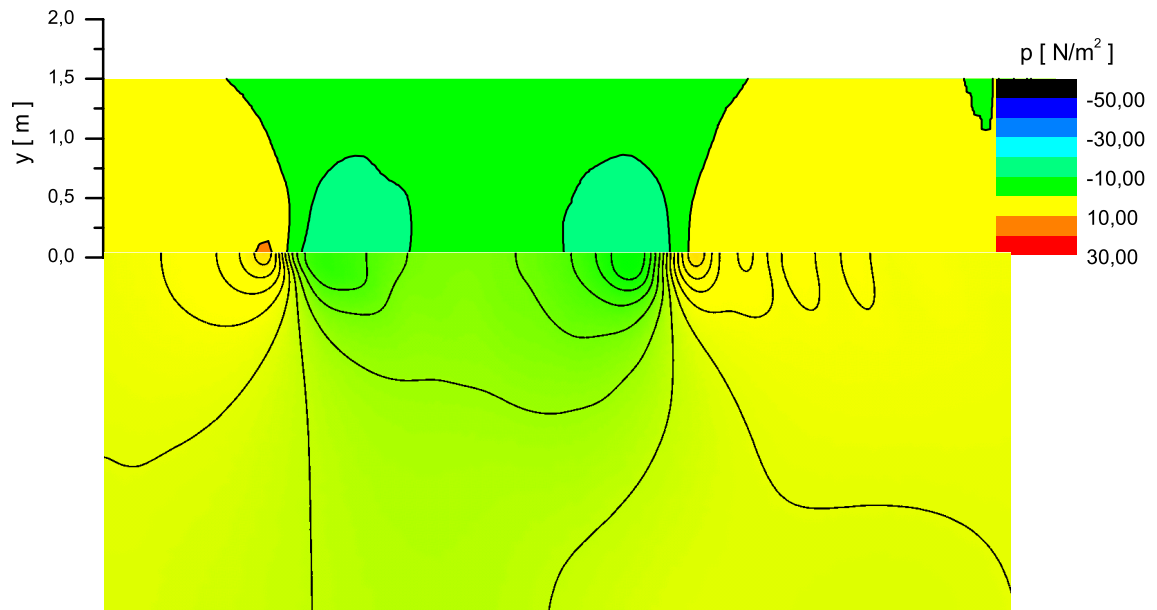


Abbildung 2.7: Berechnete Druckverteilung am Kanalboden (unten), Konturdarstellung im Vergleich mit dem Modellversuch (oben), stationäre Lösung

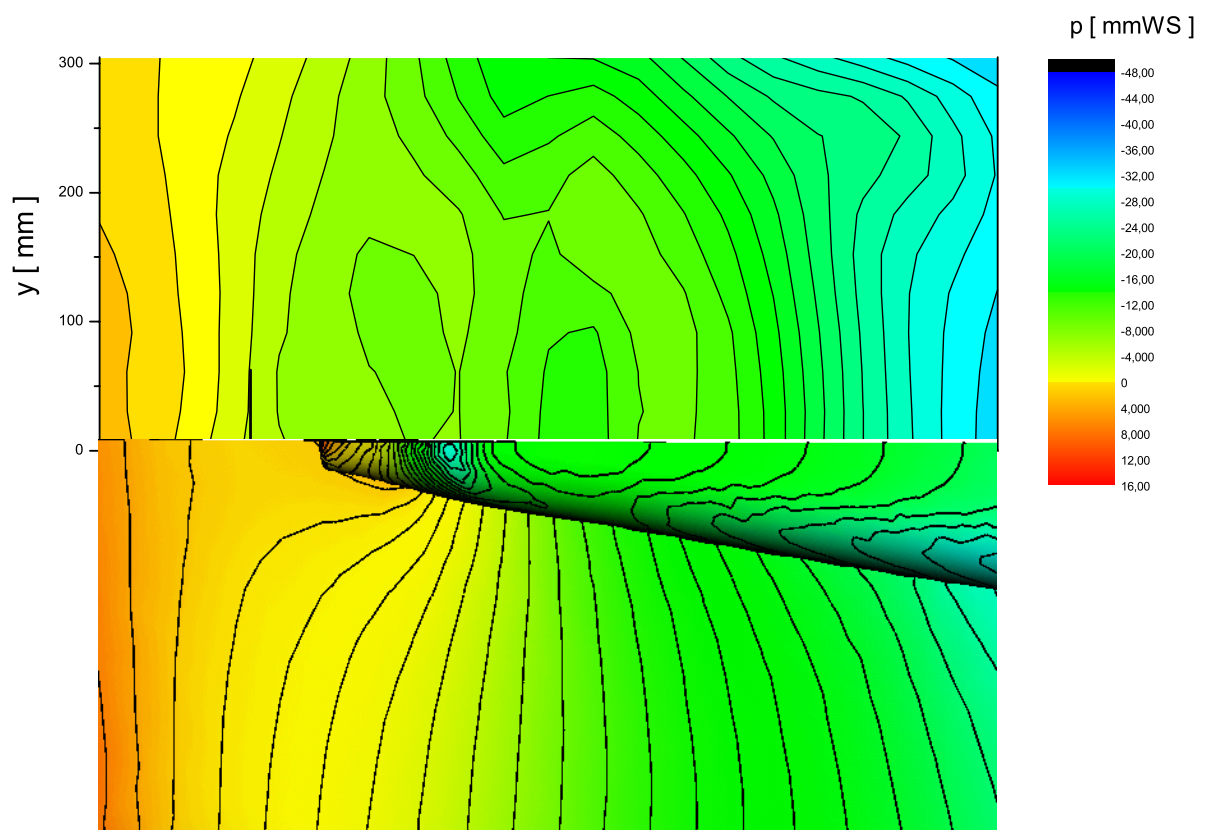


Abbildung 2.8: Berechnete Druckverteilung am Schiffsheck (unten), Konturdarstellung im Vergleich mit dem Modellversuch (oben), stationäre Lösung

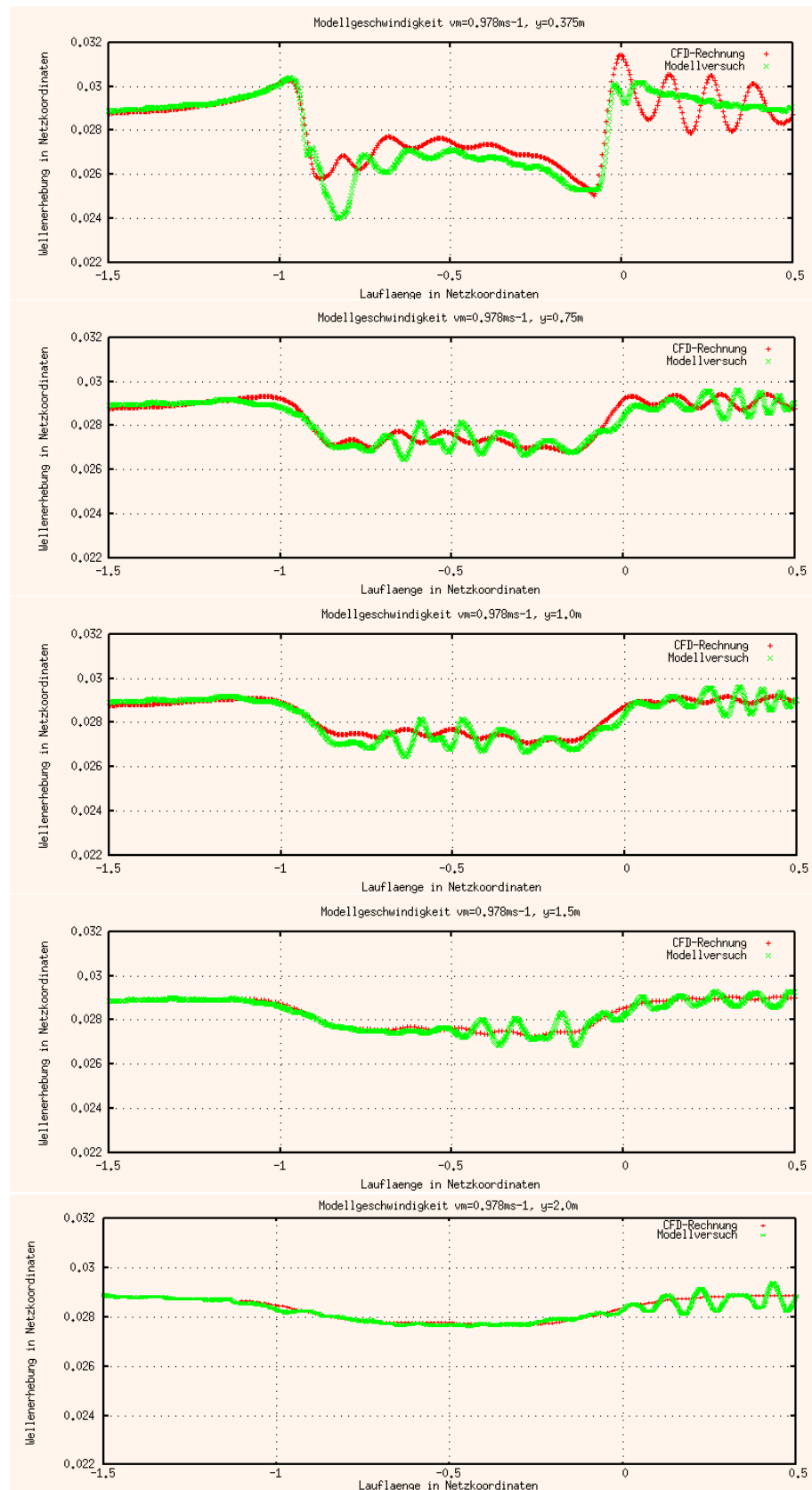


Abbildung 2.9: Quantitativer Vergleich der Wellenprofile

2.4 Instationäre Strömungen: Druckiterations-Verfahren

Druckiterationsmethoden sind prinzipiell nicht neu. Diese Verfahrensklasse greift auf Entwicklungen zurück, die teilweise bereits in den späten 60er Jahren des letzten Jahrhunderts entwickelt wurden. In der vorliegenden Arbeit wurden diese Methoden jedoch im Zusammenspiel mit der Simulation freier Oberflächen auf beliebigen Gitterstrukturen eingesetzt, was eine erhebliche Erweiterung darstellt.

Die einzelnen Bestandteile des Lösungsverfahrens sind als Klassen innerhalb einer objektorientierten Entwicklungsumgebung (*MOUSE*) implementiert. Diese Entwicklungsumgebung ist am Institut für Verbrennung und Gasdynamik entstanden und dient als gemeinsame Entwicklungsplattform für unterschiedliche numerische Anwendungen und Entwicklungsrichtungen.

In der Literatur sind unterschiedliche Varianten von Druckkorrekturverfahren bekannt. Als besonders signifikante Beispiele für solche Verfahren seien hier lediglich das *SIMPLE*-Verfahren (semi implicit method for pressure linked equations) Pantankar et al. 1972 sowie das *FractionalStep*-Verfahren Kim et al 1985 genannt. Die Verfahren unterscheiden sich in der Ausgestaltung des Prädiktorschritts (implizit / explizit), der Wahl der Korrekturgröße (gesamter Druck / Druckkorrektur), der Wahl der Gitteranordnung (versetzt / nicht versetzt, im Englischen: *staggered* / *colocated*) und der Anzahl der abzuarbeitenden Zwischenschritte innerhalb eines Zeitschritts. Die Ansätze zur Verwendung versetzter Gitteranordnungen (*staggered mesh*) werden verwendet, um Oszillationen im Druckfeld zu unterbinden. Bei nicht versetzten Gitteranordnungen (*colocated mesh*) ist die Diskretisierung des Druckanteils in den Erhaltungsgleichungen derart zu modifizieren, daß Entkopplungserscheinungen auf diese Weise unterbunden werden. Vergleiche von versetzten und nicht versetzten Gitteranordnungen können in Peric et al. 1987 gefunden werden.

Prinzipiell muss im Fall der Druckiterationsmethoden je Zeitschritt ein Druckfeld bestimmt werden, dessen Wirkung im Sinne von Beschleunigungen des Fluids am Ende des Zeitschritts zu einer divergenzfreien Lösung führt. Divergenzfrei bedeutet hierbei, dass die Massenerhaltung für jedes Fluidelement erfüllt ist. Gleichzeitig wird die Oberfläche passiv durch die vertikale Geschwindigkeitskomponente, die durch die Strömung aufgeprägt wird, transportiert und ausgelenkt. Im Gegenzug ist die Druckrandbedingung jedoch an dieser Oberfläche selbst festzulegen. Eine grundsätzliche Schwierigkeit, die in Unterkapitel 2.4.3 genauer erläutert wird.

Ausgangspunkt zur Beschreibung des Verhaltens eines inkompressiblen Fluids sind die Erhaltungsgleichungen für Masse und Impuls. Die prinzipielle Schwierigkeit bei der Lösung dieses Satzes von Erhaltungsgleichungen ist die fehlende Kopplung zwischen der Massenerhaltungsgleichung und den Impulserhaltungsgleichungen. So ist zum Beispiel ein Geschwindigkeitsfeld prinzipiell denkbar, das die Massenerhaltungsgleichung erfüllt und die Impulserhaltungsgleichungen nicht. Die notwendige Kopplung zwischen den einzelnen Erhaltungsgleichungen muß innerhalb des numerischen Verfahrens, das zur Lösung der Gleichungen herangezogen wird, bewerkstelligt werden, um am Ende des Lösungsvorgangs ein Geschwindigkeits- und Druckfeld zu erhalten, das die Erhaltungs-

gleichungen komplett erfüllt.

Alle Druckiterationsverfahren weisen die Gemeinsamkeit auf, daß sie innerhalb eines Zeitschritts mindestens einen Zwischenschritt abarbeiten und danach in einem Korrekturschritt den Zeitschritt vervollständigen. Der Ablauf innerhalb eines Zeitschritts gliedert sich in die Abfolge von Prädiktorschritt, Lösung einer Poissongleichung für die Korrekturgröße und den sich daran anschließenden Korrekturschritt. Der Prädiktorschritt stellt hierbei einen Schätzschrift dar, der ein Geschwindigkeitsfeld liefert, welches nicht divergenzfrei ist. Dieses Geschwindigkeitsfeld wird dann dazu verwendet, die Korrekturgröße so zu ermitteln, dass im Korrekturschritt ein Geschwindigkeitsfeld entsteht, dass die Massenerhaltungsgleichung erfüllt. Die Gleichung für die Korrekturgröße ergibt sich aus der diskreten Anwendung der Massenerhaltungsgleichung unter Forderung der Divergenzfreiheit des Geschwindigkeitsfeldes im nächsten Zeitschritt.

Das hier entwickelte Druckiterationsverfahren ist eine äußerst genaue und effektive Rechenmethode, wie das angefügte Beispiel einer Solitonwelle zeigt (Kapitel 2.4.4). In reibungsfreier Idealisierung kann der zeitgenaue Druckiterationsalgorithmus diese Welle über sehr große Distanzen (lange Netzabschnitte) transportieren, ohne daß eine nennenswerte Absenkung der Amplitude oder anderweitige Abweichung der theoretischen Werte eintritt. Dieses und andere Validierungsergebnisse lassen auf eine hohe Zuverlässigkeit der Methode schließen.

Die einzelnen Bestandteile des Lösungsverfahrens sind als Klassen innerhalb einer objektorientierten Entwicklungsumgebung (*MOUSE*) implementiert. Diese Entwicklungsumgebung ist am Institut für Verbrennung und Gasdynamik entstanden und dient als gemeinsame Entwicklungsplattform für unterschiedliche numerische Anwendungen und Entwicklungsrichtungen.

Das hier verwendete und entwickelte instationäre Lösungsverfahren kann sowohl als Druckkorrektur- als auch als Druckiterationsverfahren ausgeführt werden. Der Zeitschritt ist explizit, und es wird nur ein Zwischenschritt durchgeführt. Die Finite-Volumen-Ortsdiskretisierung erfolgt auf einer nicht versetzten, unstrukturierten Gitteranordnung (*colocated grid*), so daß die Entkopplungserscheinungen im Druckfeld durch geeignete Diskretisierung des Drucks innerhalb der Poissongleichung unterbunden werden müssen. Die hier verwendete Diskretisierung begrenzt den Abhängigkeitsbereich eines Punktes auf seine erste Nachbarschaftsebene und unterbindet so die ansonsten auftretenden Entkopplungserscheinungen. Aufgrund dessen ist das Lösungsverfahren auf unstrukturierten, nicht versetzten Gitteranordnungen erst einsetzbar.

2.4.1 Verfahrensablauf

Der Ablauf eines Druckkorrekturverfahrens gliedert sich grundsätzlich in die sequentielle Abarbeitung der Teilschritte Prädiktorschritt, Lösung einer Poissongleichung für den Druck oder Druckkorrektur und einen nachfolgenden Korrektorschritt. Für eine finite Volumendiskretisierung ergibt sich der Ablauf:

Prädiktorschritt

$$V \cdot \frac{\vec{u}^* - \vec{u}^n}{\Delta t} + \vec{Res}(\vec{u}^n) + \vec{Res}\left(\frac{p^n}{\rho}\right) = 0 \quad (2.16)$$

Poissongleichung

$$\Delta p' = \text{div}_K \text{grad}_I p' = \frac{\rho}{\Delta t} \text{div}_K \vec{u}^* \quad (2.17)$$

Korrektorschritt

$$V \cdot \frac{\vec{u}^{n+1} - \vec{u}^*}{\Delta t} + \vec{Res}\left(\frac{p'}{\rho}\right) = 0 \quad (2.18)$$

In diesen Gleichungen sind p der Druck, p' die Druckkorrekturgröße, n die Ebene in der Zeitdiskretisierung, Δt der diskrete Zeitschritt, ρ die Dichte, $\vec{u}$ der Geschwindigkeitsvektor in zwei oder drei Dimensionen, V das diskrete Kontrollvolumen, $\vec{Res}(\vec{u}^n)$ die Ortsdiskretisierung der konvektiven Anteile der Geschwindigkeit und $\vec{Res}\left(\frac{p^n}{\rho}\right)$ die Ortsdiskretisierung des Druckanteils in den Impulsgleichungen. Die Indices I und K sollen zum Ausdruck bringen, daß die jeweiligen diskreten Operatoren aus der Impulsgleichung (I) bzw. der Kontinuitätsgleichung (K) stammen. n steht für den alten Zeitschritt $n + 1$ für den neuen und $*$ für den Zwischenzustand, der zwar die Impulsgleichung aber (noch) nicht die Kontinuitätsgleichung erfüllt.

Ein Druckiterationsverfahren erhält man, wenn man im Prädiktorschritt die Ortsdiskretisierung für den Druck weglässt und sowohl in Poissongleichung als auch im Korrektorschritt die Druckkorrektur durch den Druck im nächsten Zeitschritt (p^{n+1}) ersetzt.

2.4.2 Unterbindung von Entkopplungen im Druckfeld

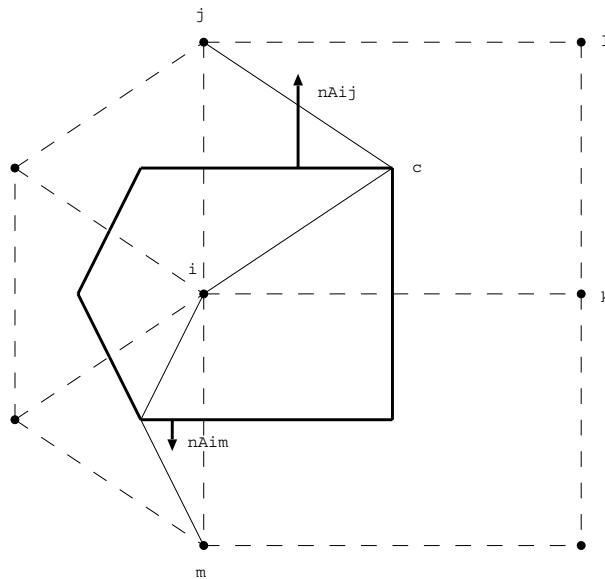


Abbildung 2.10: Ausschnitt eines hybriden Gitters

Bei Druckiterationsverfahren treten Entkopplungen im Druckfeld bei ungünstiger Diskretisierung der Poissongleichung zwangsläufig auf, wenn zum Beispiel erste und zweite Ableitungen zentral diskretisiert werden. Es gibt unterschiedliche Vorgehensweisen, um diese Entkopplungen im Druckfeld zu unterbinden. Zum Einen bietet sich die Verwendung einer versetzten Gitteranordnung (*staggered mesh*) an. Hier werden für die Diskretisierung von Druck und Geschwindigkeiten zwei unterschiedliche, gegeneinander verschobene Gitter verwendet. Dadurch liegen die Variablen jeweils dort, wo sie für die Diskretisierung der Erhaltungsgleichungen benötigt werden. Der Druck liegt dann auf der Zellwand für die Diskretisierung der Impulsgleichung und die Geschwindigkeiten auf der Zellwand für die Kontinuitätsgleichung. Dieses Konzept ist allerdings für unstrukturierte Gitter nicht ohne weiteres verwendbar, da der Aufwand zur Handhabung zweier Gitter zu groß wird.

Eine weitere Möglichkeit, die Entkopplungserscheinungen im Druckfeld zu unterbinden, ist die Wahl einer geeigneten Diskretisierung des Laplace-Operators Δ aus der Poissongleichung (Gl. 2.17) für den Druck bzw. für die Druckkorrektur. Abbildung 2.10 zeigt einen Ausschnitt aus einem hybriden Gitter in 2D. In diesem Fall handelt es sich um ein Gitter, das aus Dreiecken und Vierecken besteht. Die Kästchen symbolisieren die Gitterpunkte, die gestrichelten Linien die Gitterkanten und die durchgezogenen Linien stellen eine herausgegriffene Zelle dar. Für zwei diskrete Flächenelemente sind die dazugehörigen Normalenvektoren angegeben.

Die prinzipielle Vorgehensweise bei der Diskretisierung des Laplaceoperators in 3D ist die gleiche wie in 2D, deswegen wird sie hier an einem 2D-Gitter erläutert. Der Operator $grad_I$ wird auf Teilelementen und der Operator div_K durch Bildung des diskreten Flußintegrals über die Oberflächenanteile gebildet, die sich in den zuvor genannten Teilelementen befinden. Abbildung 2.10 verdeutlicht die unterschiedlichen Diskretisierungen anhand eines Netzausschnitts eines hybriden Netzes. Für einen Netzpunkt mit dem Index i wird der diskrete Laplaceoperator in zwei Schritten gebildet. Zunächst ist der diskrete Gradient $grad_I$ auf den Teilelementen zu bilden. Ein solches Teilelement wird beispielsweise von den Punkten mit den Indizes i , j und c gebildet. c ist selbst kein Netzpunkt sondern lediglich der Mittelpunkt des Elements, das von den Netzpunkten i , j , k und l gebildet wird. Der Wert für den Druck in diesem Mittelpunkt wird durch arithmetische Mittelung der Werte auf den Netzpunkten i , j , k und l gebildet. Für das Dreieck aus den Punkten i , j und c kann dann der diskrete Gradient des Drucks über einen Taylorreihenansatz in zwei Dimensionen, der nach dem ersten Glied abgebrochen wird, bestimmt werden. Multipliziert man diesen diskreten Gradienten für den Druck $grad_I$ mit den Normalenvektoren auf den Zelloberflächen und summiert diese auf, erhält man eine Beziehung für den diskreten Laplaceoperator $div_K grad_I$. In Abbildung 2.10 sind zwei solcher Normalenvektoren, einmal für die Kante i, j und einmal für die Kante i, m eingezeichnet.

Der große Vorteil dieser Diskretisierung liegt im verkürzten Differenzenstern. Für den Punkt i gehen zum Beispiel bei der Bildung des Laplaceoperators nur Werte seiner direkten Nachbarn ein. Außerdem muß lediglich ein Gitter verwendet werden. Die unterbundene Entkopplungsneigung kann am Druckfeld aus Kapitel 2.4.4 (Abbildung 2.12) eindeutig beobachtet werden.

2.4.3 Level-Set-Ansatz und Druckiteration

Die freie Wasseroberfläche wird hauptsächlich konvektiv durch das Strömungsfeld transportiert. Zur Beschreibung eines solchen konvektiven Vorgangs wird eine Konvektionsgleichung herangezogen. In der Natur wird auf der freien Wasseroberfläche von der Umgebung der Umgebungsdruck aufgeprägt. An diesen Gedanken anlehnd wird auch in der Simulation der Umgebungsdruck auf der Oberfläche vorgeschrieben. Um die Zeitgenauigkeit zu erhalten, muß diese innere Randbedingung geeignet innerhalb eines Zeitschritts implementiert werden. Hier bietet sich der Zwischenzustand (*) an, in dem die innere Randbedingung für den Druck vorgeschrieben werden kann. Entlang der Oberfläche wird der Wert für den Druck auf den Wert des Umgebungsdrucks gesetzt. Eine Iteration innerhalb der Druckiterationsgleichung (Gl. 2.17) ist oberhalb der Oberfläche nicht notwendig, da sich das Druckfeld oberhalb der freien Oberfläche im Vergleich zu dem unterhalb der freien Oberfläche nur unwesentlich ändert.

Der konvektive Transport des Level-Set wird vom Druckiterationsalgorithmus zunächst nicht beeinflußt. Innerhalb des Zeitschritts muß dann allerdings der Druck bzw. die Druckkorrektur derart bestimmt werden, daß sie im Korrekturschritt zu einem divergenzfreien Geschwindigkeitsfeld führen. Mit der bewegten freien Oberfläche liegt der Druck zwar entlang der freien Oberfläche, aber nicht außerhalb dieser fest. Der Druck unterhalb der freien Oberfläche wird mit Hilfe der Poissongleichung für den Druck bzw. die Druckkorrektur bestimmt. Aufgründdessen wird diese nur unterhalb der freien Oberfläche ausgewertet. Dieser Druck bzw. diese Druckkorrektur wirken dann im anschließenden Korrekturschritt als Beschleunigung in Richtung eines divergenzfreien Geschwindigkeitsfeldes und der Bewegungsrichtung der freien Oberfläche.

Das hier insgesamt vorliegende Lösungsverfahren zeichnet sich durch folgende Punkte aus:

- Zeitgenauigkeit bei der Beschreibung freier Oberflächen
- Verwendbarkeit auf unstrukturierten Gitter in drei räumlichen Dimensionen
- hohes Maß an Effektivität im Vergleich zum Verfahren der künstlichen Kompressibilität
- Verwendbarkeit auf Parallelclustern
- Geringe numerische Dämpfung des Grundlösungsverfahrens (Eulerlösung)
- Einsatz auf nicht-versetzten Gitteranordnungen

2.4.4 Simulationsergebnisse

Als Beispiele werden die inkompressible, laminare Rohrströmung, die Umströmung um einen Serie-60-Schiffsrumpf, für den experimentelle Vergleichswerte aus Versuchen im DST-Schlepptank verfügbar sind sowie die Umströmung um einen Binnenschiffsrumpf mit benetztem Spiegel simuliert.

Für alle Beispiele werden Gitter in allen räumlichen Dimensionen (3D) herangezogen. Bei den Umströmungsbeispielen um die Schiffsrümpfe wird der Code parallelisiert und das ausführbare Programm auf einem Parallelcluster ausgeführt.

Laminare Rohrströmung

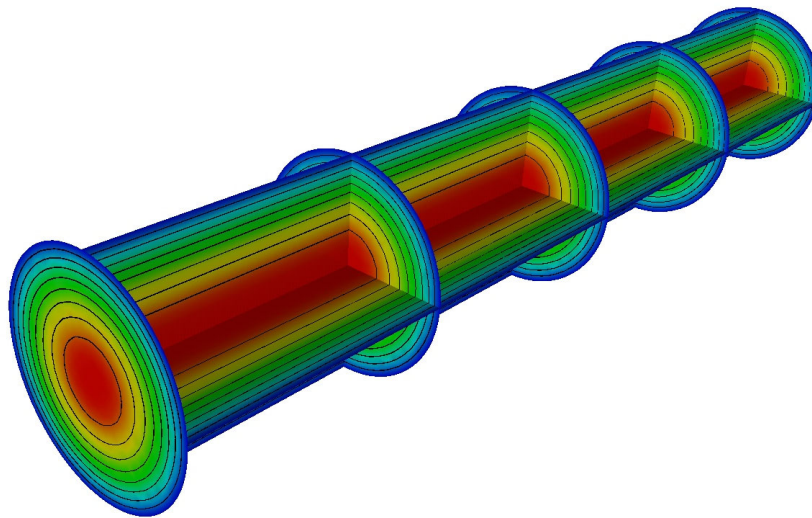


Abbildung 2.11: Axialgeschwindigkeitsverlauf im Rohr

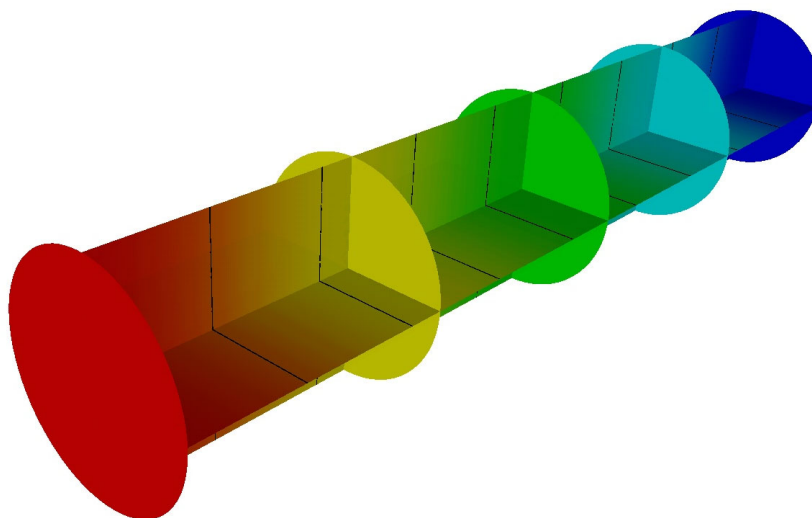


Abbildung 2.12: Druckverlauf im Rohr

Die Simulation der laminaren Strömung in einem Rohr ist für das Lösungsverfahren ein geeigneter Test, um seine Entkopplungsneigung im Druckfeld zu untersuchen. Die Abbildungen 2.11 und 2.12 zeigen den Druck- und Geschwindigkeitsverlauf der Lösung innerhalb der Rohrströmung. Die Reynoldszahl liegt hier bei $Re = 100$ und ist definiert als $Re = \frac{u_\infty D}{\nu}$ mit u_∞ als Anströmgeschwindigkeit, ν der kinematischen Viskosität und D dem Durchmesser des Rohres als charakteristischer Länge zur Bildung der Reynoldszahl.

Die Strömung fließt in den Abbildungen von links unten nach rechts oben. Als Anfangsbedingungen der Simulation werden am Eintritt ein parabolisches Geschwindigkeitsprofil und im Rohr selbst ruhende Strömung vorgegeben. Für den Druck wird als Anfangsbedingung im Feld der konstante Wert der Anströmung gesetzt. Als Randbedingungen auf den Mantelflächen wird die Haftbedingung ($\vec{u} = 0$) gesetzt. Der Druck wird am Ausströmrand während der Simulation festgehalten. Im Verlauf der Simulation bildet sich ein Druckfeld mit einem negativen Druckgradienten in Strömungsrichtung aus. Das resultierende parabolische Geschwindigkeitsfeld wird durch das Rohr von Zeitschritt zu Zeitschritt hindurchtransportiert. Dies geschieht solange, bis sowohl Massenerhaltungsgleichung als auch Impulserhaltungsgleichungen gleichzeitig erfüllt sind, und die Lösung sich von Zeitschritt zu Zeitschritt nicht mehr ändert. Aufgrund des stationären Charakters kann dann die Strömung als komplett ausgebildet und die Iteration über die Zeit als konvergiert angesehen werden.

Das in diesem Fall verwendete Gitter besteht aus Prismenelementen (37370 Punkte, 67000 Elemente), die im Rohrquerschnitt dreieckige Grundflächen besitzen und in Strömungsrichtung ausgezogen sind. Die Courantzahl der Zeitintegration liegt bei 0.3.

Dieser verhältnismäßig einfache Fall ist deswegen sehr interessant, weil für ihn eine analytische Lösung existiert. Für den Druckverlauf im Rohr kann bei gegebenem Geschwindigkeitsprofil am Eintritt sowie der Annahme laminarer Strömung (Newtonsches Fluid, Schubspannung $\tau = \eta \frac{\partial u}{\partial r}$) durch eine Impulsbilanz am Fluidelement schnell eine Beziehung hergeleitet werden. Der Zusammenhang lautet: $\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{1}{r} \frac{\partial(r \cdot \eta \frac{\partial u}{\partial r})}{\partial r}$ mit x der Strömungsrichtung, r der radialen Richtung des Rohres und η der dynamischen Viskosität des Fluids. Außer dem genauen, quantitativen Ergebnis zeigt die Lösung aus der Simulation noch eine weitere herausragende Eigenschaft. Das Druckfeld besitzt keine erkennbaren Entkopplungserscheinungen, so dass die modifizierte Diskretisierung für den Druck bzw. die Druckkorrektur auf der nicht versetzten Gitteranordnung als erfolgreich angesehen werden können.

Schiffsumströmung: Serie 60 Rumpf

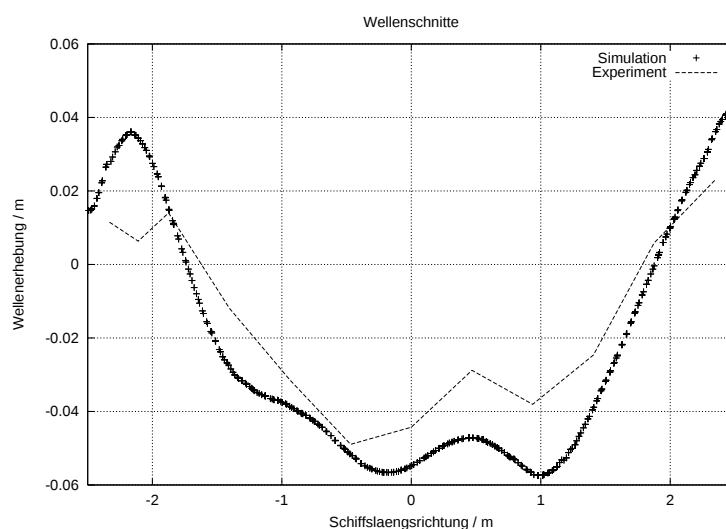


Abbildung 2.13: Wasserkontour am Serie60-Rumpf, Tiefen-Froude-Zahl: 0.7

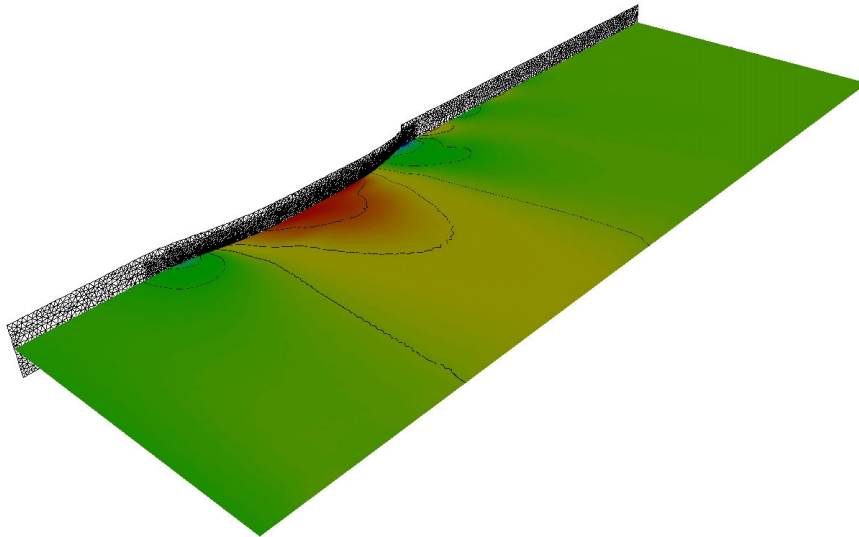


Abbildung 2.14: Levelset bei einer Tiefen-Froude-Zahl von 0.7

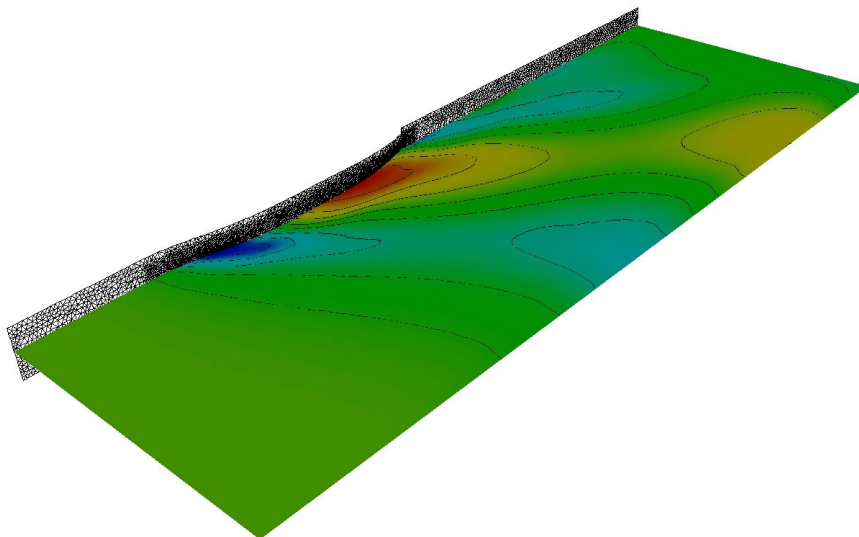
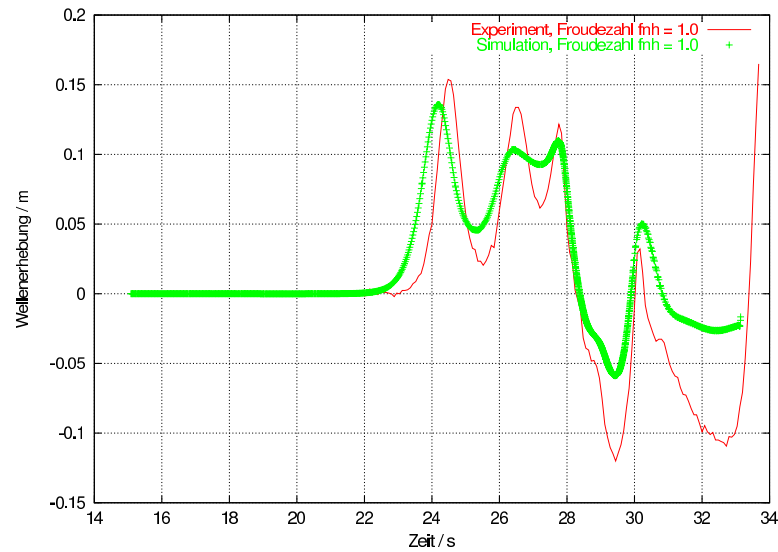


Abbildung 2.15: Levelset bei einer Tiefen-Froude-Zahl von 1.3



Abbildungung 2.16: Zeitliche Ausbreitung einer Solitonwelle

Die Simulationen der Umströmung um den Serie60-Rumpf werden mit dem Druckkorrekturverfahren samt Levelset-Ansatz für die freie Oberfläche und innerer Randbedingung für den Druck durchgeführt. Das Netz besteht in diesem Fall aus 240.000 Punkten und 1.300.000 Tetraederelementen. Die Rechnungen werden auf einem Parallelcluster mit einer Prozessoranzahl zwischen 10 und 20 durchgeführt. Die Rechenzeit für ein ausgebildetes Wellenbild beläuft sich auf ein bis zwei Tage. Die hier gezeigten Lösungen sind aus den Erhaltungsgleichungen für Masse und Impuls für reibungsfreie, inkompressible Fluide gewonnen (Eulergleichungen).

Für verschiedene Tiefen-Froude-Zahlen werden die gemessenen Wasserkontouren am Schiffsrumpf mit denen aus der Simulation verglichen. Die Tiefen-Froude-Zahl ist in diesem Zusammenhang definiert als $F_{nh} = \frac{u_\infty}{\sqrt{gh}}$, mit u_∞ der Anströmgeschwindigkeit, g der Erdbeschleunigung und h der Wassertiefe. Die Tiefen-Froude-Zahl ist somit der Quotient aus ungestörter Anströmgeschwindigkeit und der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schwerewellen in flachem Gewässer. Abbildung 2.13 zeigt die Wasserkontouren für eine Froudezahl von $F_{nh} = 0,7$. Es enthält die über der Lauflänge des Schiffs aufgetragene Wellenerhebung. In diesem Diagramm kann eine zufriedenstellende Übereinstimmung zwischen den Messwerten und den Werten aus der Simulation festgestellt werden. Die Abweichungen lassen sich im wesentlichen durch die unterschiedlichen Randbedingungen im Wasserkanal und in der Reibung erklären.

Die Abbildungen 2.14 und 2.15 zeigen jeweils Schnitte durch die Nullebene. Die Nullebene ist hier die Ebene, die auf der Höhe der ungestörten Oberfläche liegt und deren Normalenvektor in Höhenrichtung zeigt. Die Strömungsrichtung ist in den Bildern von links unten nach rechts oben festgelegt. Das weiße Gitter repräsentiert den halben Schiffsrumpf und die Symmetrieebene. Aufgrund der Symmetrieeigenschaften des Schiffsrumpfs ist die Reduktion der Simulation auf den halben Schiffsrumpf zulässig. Die blaugefärbten Bereiche für den Levelset stellen einen Wellenberg dar und die roten ein Wellental. In Abbildung 2.14 ist der unterkritische und in Abbildung 2.15 der überkritische Charakter der Strömung sehr deutlich erkennbar. Im überkritischen Fall breitet sich das Wellenbild entgegen der Strömungsrichtung gar nicht aus. Der unterkritische Fall ist dadurch

gekennzeichnet, dass sich das Wellenbild sowohl in als auch entgegen der Strömungsrichtung ausbreitet.

Abbildung 2.16 zeigt die Wellenerhebung in Abhängigkeit von der Zeit an einer ortsfesten Sonde in einem Abstand von $0,5m$ von der Schiffsmittle bzw. Symmetrieebene. Die Werte aus der Simulation sind mit Hilfe konstanter Schiffsgeschwindigkeit in die Zeitskala umgerechnet. Außerdem kann man dem Bild entnehmen, daß das Lösungsverfahren das instationäre Verhalten der Strömung, wie es im Experiment bestimmt wurde, überzeugend nachbildet.

Schiffsumströmung: Binnenschiffsrumpf

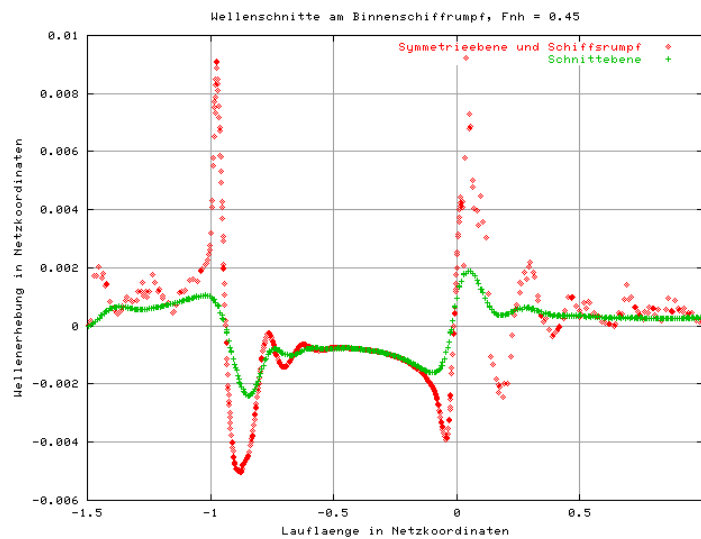


Abbildung 2.17: Binnenschiffsrumpf, $Fr_h = 0.45$

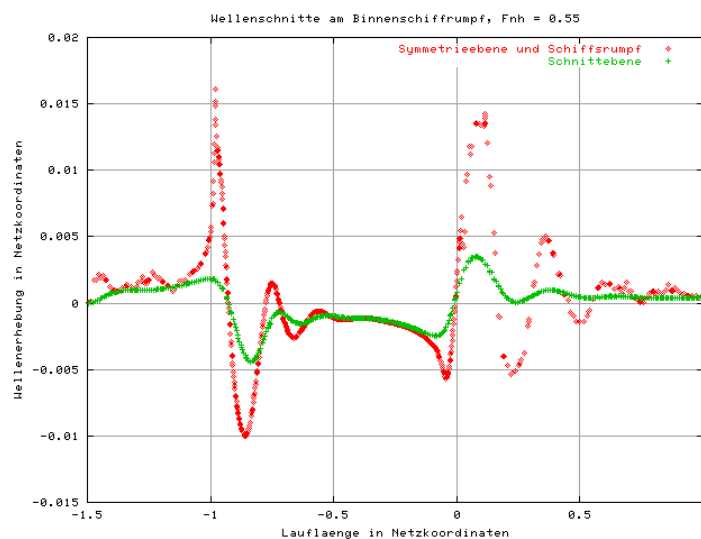


Abbildung 2.18: Binnenschiffsrumpf, $Fr_h = 0.55$

Die Strömung um den an dieser Stelle angeführten Binnenschiffsrumpf ist aufgrund des benetzten Spiegels am Heck komplexer als die des vorhergehenden Serie 60 Rumpfes. Die Simulationen werden hier für einen Tiefen-Froude-Zahl Bereich von 0,45 bis 0,55 durchgeführt. Auch für diese Simulationen wird der Parallelcluster verwendet.

Abbildungen 2.17 und 2.18 zeigen in abwechselnder Reihenfolge die Wasserkontour in der Symmetrieebene sowie am Schiffsrumpf (rote Punkte) und die Wasserkontour in einer Schnittebene, die in einem Abstand von 10 % der Kanalbreite parallel zur Symmetrieebene liegt (grüne Punkte). Das Schiff erstreckt sich in Abszissenrichtung von -1 bis 0 in Netzkoordinaten.

Solitonwelle im Kanal

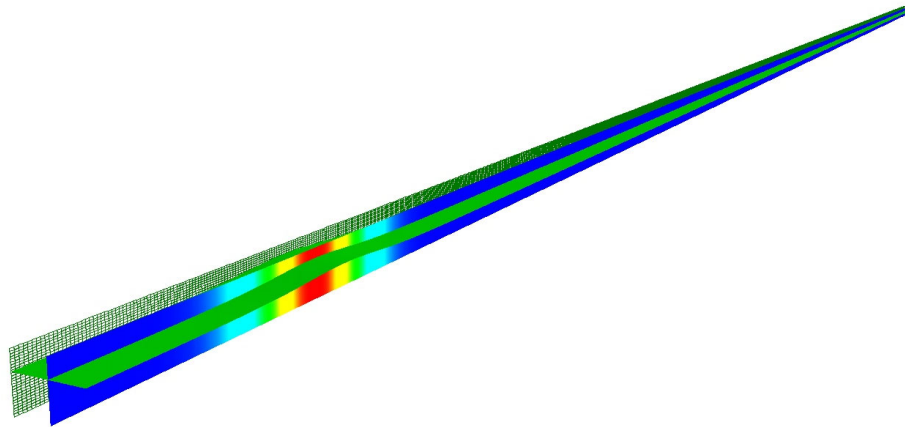
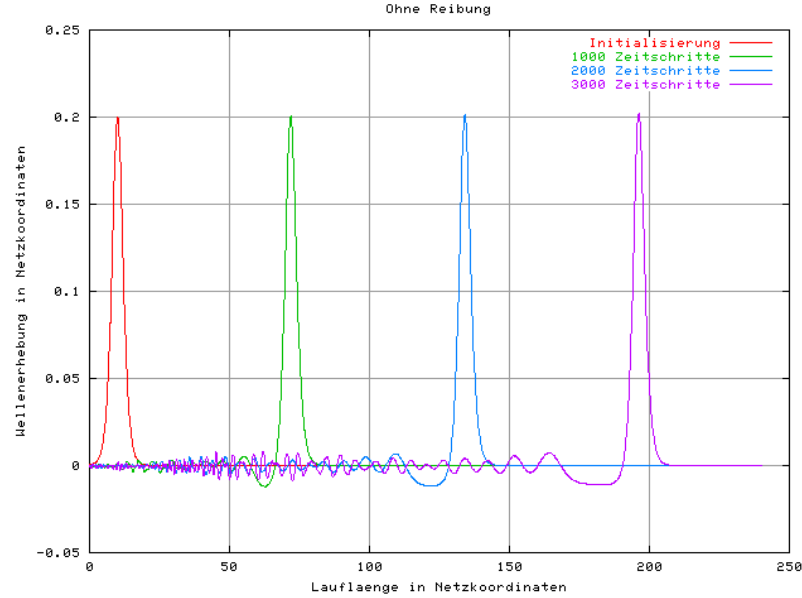


Abbildung 2.19: Initialisierung der Solitonwelle im Kanal



Abbildungung 2.20: Zeitlicher Fortschritt der Solitonwelle im Kanal

Ein weiteres Beispiel für die Eigenschaften des instationären Lösungsverfahrens ist die zeitabhängige Ausbreitung einer Solitonwelle im Kanal. Dieses Phänomen wird in Keulegan, 1948 einer analytischen und in Tang et al, 1990 einer numerischen Untersuchung (2D-Gitter mit 62 x 30 Punkten) zugeführt. Aufgrund des verfügbaren, dreidimensionalen Modells für die freie Oberfläche wird ein kartesisches 2D-Gitter in die dritte Dimension ausgezogen, so dass es in Querrichtung aus 3 Gitterpunkten besteht. Die Anfangsbedingungen für die freie Oberfläche, den Druck und die Geschwindigkeiten werden vorgegeben durch nachfolgende Gleichungen:

$$\psi(x) = \psi_0 \operatorname{sech}^2 \left[\frac{1}{2}(x - x_0) \sqrt{\frac{3\psi_0}{h^3}} \right] \quad (2.19)$$

$$u = \sqrt{\frac{g}{h}} \left[\psi(x) - \frac{\psi^2(x)}{4h} + \left(\frac{h^2}{3} - \frac{y^2}{2} \right) \frac{d^2\psi(x)}{dx^2} \right] \quad (2.20)$$

$$v = -y \sqrt{\frac{g}{h}} \left[\left(1 - \frac{\psi(x)}{2h} \right) \frac{d\psi(x)}{dx} + \frac{1}{3} \left(h^2 - \frac{y^2}{2} \right) \frac{d^3\psi(x)}{dx^3} \right] \quad (2.21)$$

$$w = 0 \quad (2.22)$$

$$p = \rho g \left[\frac{(h + \psi(x))^2 - y^2}{2} \frac{d^2}{dx^2} \left(\psi(x) + \frac{\psi(x)^2}{2h} + \frac{h^2}{2} \frac{d^2\psi(x)}{dx^2} \right) - \frac{h^4 - y^4}{24} \frac{d^4\psi(x)}{dx^4} + \frac{h^2 - y^2}{2h} \left(\frac{d\psi(x)^2}{dx^2} - \psi(x) \frac{d^2\psi(x)}{dx^2} \right) \right] \quad (2.23)$$

Abbildungung 2.19 zeigt die Initialisierung für diesen Fall. Die Strömungsrichtung verläuft in diesem Bild von links unten nach rechts oben. Im hinteren Teil ist ein Teil des Gitters in gelber Farbe sichtbar. Die freie Oberfläche ist als grüne Isofläche zu erkennen.

Durch den Kanal ist ein Schnitt in Höhenrichtung hindurchgelegt, der den Druckverlauf im Strömungsquerschnitt darstellt.

Abbildung 2.20 zeigt den Verlauf der freien Oberfläche in Abhängigkeit der ausgeführten Zeitschritte. Der Fortschritt der freien Oberfläche wird hier ohne Reibungseinfluß simuliert. Die Amplitude der Welle sinkt im Verlauf der Simulation nur in äußerst geringem Umfang. Dies ist ein Indiz für die äußerst geringe numerische Viskosität des Lösungsverfahrens.

Zwei besonders hervorstechende Eigenschaften des Lösungsverfahrens können anhand dieses Beispiel deutlich gemacht werden. Ein Aspekt ist die äußerst geringe numerische Viskosität, die sich an der über weite Strecken kaum absenkenden Amplitude der Welle erkennen läßt. Der andere Aspekt ist die Eigenschaft, instationäre Effekte zeitgenau zu beschreiben.

2.5 Parallelisierung

Zur Steigerung der Leistungsfähigkeit eines numerischen Verfahrens bietet sich die Parallelisierung an. Das Rechengebiet wird hierbei ausgehend von einem ursprünglichen (großen) Gitter in kleinere Gitter zerlegt. Die einzelnen, kleineren Gitter werden einzelnen Prozessoren zugeordnet und Rechenoperationen werden ausschließlich auf diesen einzelnen Prozessoren ausgeführt. In den Grenzflächen der einzelnen Rechengebiete müssen in wiederkehrenden Abständen Werte zwischen den einzelnen Prozessen ausgetauscht werden. Für eine schnelle Zerlegung des Gitters steht die Bibliothek *METIS* zur Verfügung und für den reibungslosen Austausch der Daten zwischen den einzelnen Prozessoren im Cluster wird die *MPI*-Bibliothek herangezogen.

Um eine Simulation parallel durchzuführen, muß zunächst das Netz in kleinere Netze zerlegt werden. Bei der Zerlegung ist darauf zu achten, daß die einzelnen Netzabschnitte in sich zusammenhängend sind, weil ansonsten inselartige Netzabschnitte entstehen, die aufgrund der vergrößerten Austauschgrenzflächen einen unnötig erhöhten Datenaustausch hervorrufen, der die Leistungsfähigkeit des Algorithmus insgesamt ausbremst. Wie bereits erwähnt wird für die Zerlegung des Gitters bevorzugt die Funktionalität der Bibliothek *METIS* herangezogen. Die mit Hilfe dieser Bibliothek erzeugten Einzelgitter sind im Allgemeinen in sich zusammenhängend.

Sobald die einzelnen Gitter erzeugt sind, müssen die Überlappungsgebiete und deren Zuordnung festgelegt werden. Diese Informationen werden im Anschluß an den Zerlegungsprozeß in Dateien abgelegt und bei der Ausführung des parallel-lauffähigen Programms dazu verwendet, den Austausch der Variablen zwischen den Rechenschritten zu gewährleisten. Insgesamt werden hierfür pro Gitter drei Referenzdateien erzeugt. Die erste enthält für jeden Punkt des globalen Gitters den Punktindex in der globalen Punkteliste, den Index für die Partition (bzw. den verantwortlichen Prozessor) und den Punktindex in der lokalen Punkteliste (innerhalb der Partition). Die zweite Datei enthält für alle Partitionen (Prozessoren) und Punkte die Informationen, in welcher Partition (Prozeß) er sich befindet, welchen Index er in der lokalen Punkteliste hat, zu welchem Überlappungslevel er gehört und welchen Punktindex der Punkt in der globalen Punkteliste hat. Die dritte und letzte Referenzdatei enthält die Informationen, wieviele Partitionen (Prozessoren) und wieviele Überlappungslevel es gibt. Es erscheint der Index für den sendenden Prozessor, der Index für den empfangenden Prozessor, der Index für den Überlappungslevel und zuletzt die Anzahl der betreffenden Knoten. Darauf folgt jeweils das Indexpaar für die lokalen Adressen von Sender und Empfänger.

Mit Hilfe der hier angegebenen Informationen kann nun der Austausch der Variablen in den Überlappungsgebieten vollzogen werden. Der Informationsaustausch gestaltet sich deswegen prinzipiell so komplex, weil sowohl in zwei als auch in drei räumlichen Dimensionen unstrukturierte Gitter verwendet werden. Die Addressierung sowie Indizierung der einzelnen Gitterpunkte ist im Fall der unstrukturierten Gitter grundsätzlich aufwendig.

Abbildung 2.21 zeigt die prinzipielle Anordnung eines unstrukturierten Gitters in zwei Dimensionen. Das Gitter besteht in diesem zweidimensionalen Fall aus Dreiecken

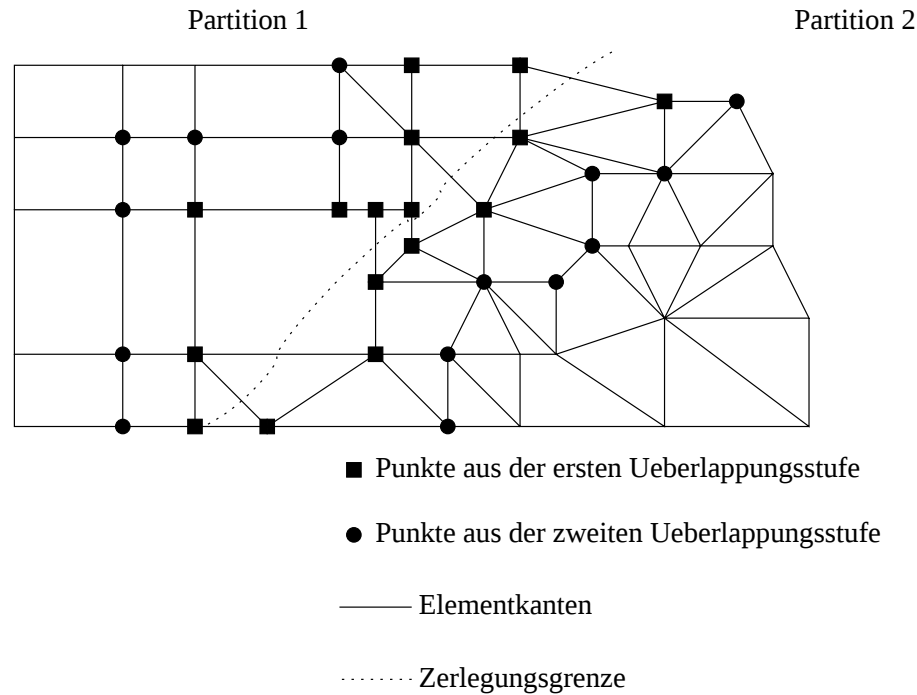


Abbildung 2.21: Gitteranordnung und Parallelisierungskonzept

und Vierecken und kann als unstrukturiert angesehen werden. Die gestrichelte Linie verdeutlicht die Gebiets- bzw. Zerlegungsgrenze und die durchgezogenen Linien sind die Elementkanten des Netzes. Durch die Zerlegung erhält man links und rechts von der Zerlegungslinie zwei Partitionen (Partition 1 und Partition 2). Entlang der Gebietszerlegung müssen nun Punkte definiert werden, die zum Überlappungsbereich gehören. Dieser Überlappungsbereich ist notwendig, um den Austausch von Informationen zwischen den einzelnen Berechnungsgebieten (Partitionen) zu bewerkstelligen. Innerhalb des Zerlegungsprogramms können unterschiedliche Stufen von Überlappungsgebieten definiert werden. Zur ersten Überlappungsstufe gehören alle Punkte, die zu Elementen gehören, die von der Zerlegungslinie geschnitten werden. In Abbildung 2.21 sind dies all die Punkte, die mit einem ausgefüllten Viereck gekennzeichnet sind. Punkte aus der nächsten Überlappungsstufe erhält man durch Heraussuchen der Elemente, die die Punkte der ersten Überlappungsstufe enthalten. Die Punkte, die nicht zur letzten bzw. niedrigeren Überlappungsstufe in diesen Elementen gehören, gehören zur gesuchten Überlappungsstufe. In Abbildung 2.21 sind dies die Punkte, die mit einem ausgefüllten Kreis gekennzeichnet sind.

Punkte, die im definierten Überlappungsbereich einer einzelnen Partition liegen, werden bei der Gebietszerlegung der einzelnen Partition zugeordnet. Sämtliche Rechenoperationen werden dann auf den einzelnen Prozessoren und Rechengebieten durchgeführt, wobei von Schritt zu Schritt die Werte für die Variablen in den Überlappungsgebieten aktualisiert werden müssen. Die Anzahl der Überlappungsstufen, der Zeitpunkt des Austauschs und die auszutauschende Variable selbst sowie das betreffende Feld werden von Fall zu Fall festgelegt.

Die hier für zweidimensionale Gitter vorgebrachten Ausführungen sind für drei Dimensionen sinngemäß übertragbar. Der Unterschied liegt dann lediglich darin, daß die Elemente nicht mehr nur Dreiecke und Vierecke sind sondern Tetraeder, Prismen, Pyramiden, Hexaeder und sonstige denkbare Elemente in drei Dimensionen. Die Überlegungen zur Zerlegungssystematik und der Definition der Überlappungsebenen gelten analog.

Die Konvergenzgeschwindigkeit des Lösungsverfahrens erhöht sich aufgrund der Parallelisierung erheblich. Von einer Skalierbarkeit des Verfahren kann zwar leider nicht gesprochen werden, schließlich ist von Anwendung zu Anwendung ein Optimum zu suchen. Eine steigende Zahl von Zerlegungen bedeutet also nicht automatisch einen Effizienzgewinn im Lösungsverfahren. Der Grund hierfür ist darin zu suchen, daß bei steigender Zahl der Zerlegungsgebiete auch die Größe der Austausch- und Überlappungsflächen zwischen den Rechengebieten insgesamt steigt und damit einhergehend der Datenverkehr zwischen den Prozessen überproportional zunimmt. Ein Optimum ist von Fall zu Fall und Gitter zu Gitter zu suchen.

Die nachfolgende Tabelle 2.5 zeigt eine Gegenüberstellung von Prozessorenanzahl und Laufzeit für 1000 Zeitschritte auf dem Gitter aus Kapitel 2.4.4. Es ist deutlich zu erkennen, daß zwischen der Anzahl der Prozessoren und der Laufzeit des Programms keine lineare Abhängigkeit besteht. Die Verdoppelung der Anzahl der Prozessoren geht nicht zwangsläufig mit einer Halbierung der Laufzeit einher. Für diesen Fall ist eine Prozessorenanzahl zwischen 10 und 20 als optimal anzusehen.

Prozessoren	Laufzeiten
1	02:43:50
5	01:13:32
10	00:44:43
20	00:29:51

Tabelle 2.5: Anzahl der Prozessoren und Laufzeiten

2.6 Turbulente Stömungen

2.6.1 Grundlegende Vereinbarungen

Hinsichtlich der im folgenden behandelten Gleichungen zur Turbulenzmodellierung sei an dieser Stelle als zweckmäßige Formulierung zur Darstellung von Vektoren und Tensoren die Tensor-Notation angewendet:

- Indizes i, j, k von 1 bis 3 entsprechend x, y, z
- Ortsvektor $x_j = (x_1, x_2, x_3)^T \hat{=} (x, y, z)^T \quad j = 1, 2, 3$
- Geschwindigkeitsvektor $\vec{v} \equiv v_j = (v_1, v_2, v_3) \hat{=} (u, v, w)^T$
- Über doppelt auftretende, gleiche Indizes wird summiert
- Eine Größe mit 2 Indizes ist ein Tensor
- Der Einheitstensor wird als Kronecker Symbol $\delta_{j,k}$ dargestellt

$$\delta_{j,k} = \begin{cases} 0 & j \neq k \\ 1 & j = k \end{cases}$$

2.6.2 Turbulenzmodellierung

Die allgemeinen Erhaltungsgleichungen für Masse und Impuls beschreiben prinzipiell auch turbulente Strömungen vollständig. Bei einer numerischen Lösung ohne gesonderte Turbulenzbehandlung (DNS: Direkte numerische Simulation) müssen allerdings auch die kleinsten Zeit- und Längenskalen der Turbulenz in Form von Dauer und Größe der kleinsten Turbulenzwirbel, in denen kinetische Energie dissipiert wird, durch die Diskretisierung aufgelöst werden. Die dafür erforderliche Anzahl an Gitterzellen und die sehr kleinen Zeitschritte machen dieses Vorgehen auf heutigen Rechnern für die meisten technischen Anwendungen nicht durchführbar. Entsprechend einer Plausibilitätsabschätzung ergäbe sich eine erforderliche Zellenzahl von $N \approx Re^{\frac{9}{4}}$. Für für Schiffsumströmungen mit Reynolds-Zahlen zwischen 10^7 – 10^9 fehlt jeder Praxisbezug. Selbst eine Fokussierung auf die größeren transportrelevanten Größen (Grobstruktursimulation, LES) sprengt derzeit die Möglichkeiten aktueller Rechnerkapazitäten.

Ausgangspunkt für die daher hier angewendete statistische Turbulenzmodellierung sind die Reynoldsschen Gleichungen:

$$\frac{\partial \bar{v}_k}{\partial x_k} = 0 \quad (2.24)$$

$$\frac{\partial \bar{v}_j}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\bar{v}_j \bar{v}_k + \overline{v'_j v'_k} - \nu \left(\frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_k} + \frac{\partial \bar{v}_k}{\partial x_j} \right) \right] + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} = f_j \quad (2.25)$$

Einerseits vereinfacht die statistische Mittelung die allgemeinen Erhaltungsgleichungen, andererseits kommen mit den gemittelten Produkten der Schwankungen $\overline{v'_j v'_k}$ (Korrelation der jeweiligen Größen) einige neue Unbekannte hinzu. Um das Gleichungssystem (2.24)–(2.25) nach den Mittelwerten zu lösen, müssen geeignete Approximationen für die Korrelationen formuliert werden (Turbulenzmodellierung).

Den im Rahmen dieses Forschungsvorhabens untersuchten Turbulenzmodellen ist die Annahme des Zusammenhangs zwischen turbulenten Spannungen und der mittleren Deformationsrate des Fluides gemeinsam (Boussinesq):

$$(\sigma_{jk})_t = -\overline{\rho v'_j v'_k} = \rho \nu_t \left(\frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_k} + \frac{\partial \bar{v}_k}{\partial x_j} \right) \quad (2.26)$$

mit ν_t der turbulenten Viskosität, die im Gegensatz zur kinematischen Viskosität ν eine von der Strömung selbst abhängige Variable ist (Wirbelviskositätshypothese). Es existieren verschiedene Ansätze unterschiedlicher Komplexizität zur Bestimmung der turbulenten Viskosität. Hierzu zählen zunächst Null-Gleichungsmodelle mit einer zu bestimmenden turbulenten Mischungsweglänge. Für eine Vielzahl von Strömungen lassen sich damit bereits gute Ergebnisse erzielen. Als prinzipieller Nachteil bleibt die lokale Betrachtung der Strömung für die Berechnung der Wirbelviskosität. Die Mischungsweghypothese impliziert ein örtliches Gleichgewicht zwischen Produktion und Dissipation der Turbulenz was zu einer Vernachlässigung von Transportvorgängen im Strömungsfeld führt. Bei den Ein-Gleichungsmodellen wird zur Berechnung der charakteristischen Geschwindigkeit meistens eine Transportgleichung für die kinetische Energie der Turbulenz $\bar{k}$ gelöst. Im Rahmen einer überschaubaren Anwendbarkeit kann zusätzlich eine weitere Transportgleichung für eine auf das turbulente Längenmaß bezogene Größe gelöst werden (Zwei-Gleichungsmodelle).

2.6.3 Zwei-Gleichungsmodell: $k - \varepsilon$

Grundlage des in dieser Arbeit verwendeten $k - \varepsilon$ Modells ist die Annahme der Gültigkeit der Boussinesq-Approximation für inkompressible Fluide:

$$\overline{v'_j v'_k} = -\nu_t \left(\frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_k} + \frac{\partial \bar{v}_k}{\partial x_j} \right) + \frac{2}{3} \delta_{jk} k \quad (2.27)$$

mit k der turbulenten kinetischen Energie, welche definiert ist durch

$$k = \frac{1}{2} \overline{v'_j v'_j}.$$

Durch die Beziehung (2.27) ist das Problem der Schließung des Gleichungssystems (2.24)-(2.25) noch nicht gelöst, da ν_t und k ebenfalls Unbekannte sind. Eine weitere Annahme des $k - \varepsilon$ Modells setzt nun ν_t in Beziehung zu k und der Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie ε :

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.28)$$

Hierbei ist C_μ eine empirische Konstante (aus experimentellen Untersuchungen bestimmt). Die Dissipationsrate ε ist definiert durch

$$\varepsilon = \nu \overline{\frac{\partial v'_j}{\partial x_k} \frac{\partial v'_k}{\partial x_j}}.$$

Durch weitere Modellannahmen lassen sich für beide Größen k und ε Transportgleichungen ableiten, die die gleiche Form wie eine allgemeine skalare Transportgleichung besitzen (nur die Diffusionskoeffizienten und Quellterme sind spezifisch):

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\bar{v}_k k - \left(\nu + \frac{\nu_t}{Pr_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_k} \right] = \mathbf{P} - \varepsilon \quad (2.29)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\bar{v}_k \varepsilon - \left(\nu + \frac{\nu_t}{Pr_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right] = C_{\varepsilon 1} \mathbf{P} \frac{\varepsilon}{k} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2.30)$$

Die Gleichungen (2.32), (2.32) und (2.28) bilden zusammen den verbreitetsten Vertreter der Zwei-Gleichungs Turbulenzmodelle, das Standard- $k - \varepsilon$ Modell (Launder et al 1974). Die Konstanten des hier verwendeten Standardmodells sind:

C_μ	Pr_k	Pr_ε	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$
0.09	1.0	1.3	1.44	1.92

2.6.4 Randbedingungen für die turbulenten Größen

Zu jedem Rand des Integrationsbereiches gehört ein spezieller Satz von Randbedingungen. Die Transportgleichungen für k und ε des in dieser Arbeit verwendeten Modells besitzen aufgrund des Diffusionsterms elliptischen Charakter wonach sich die folgenden Randbedingungen formulieren lassen:

1. Einströmränder: Ist die ankommende Strömung laminar, dann gilt $k = 0$ und $\varepsilon = 0$. In der numerischen Rechnung führt diese Bedingung zu ‘Startschwierigkeiten’, weshalb ein kleiner Turbulenzgrad $T_u \sim 10^{-2}$ vorgegeben wird. Aus Experimenten oder Erfahrungswerten ist manchmal der Turbulenzgrad bekannte und mittels dieser Größe kann für k folgende Abschätzung angegeben werden:

$$k \approx T_{uu}^2 \bar{v}_j^2.$$

Ein Problem stellt sich bei der Vorgabe der Dissipationsrate ε , da diese Größe in der Regel nicht direkt messbar ist. In der Literatur wird deshalb häufig auf ein physikalisch interpretierbares turbulentes Längenmaß L_T (Maß für die Größe der Wirbel in der turbulenten Strömung) zurückgegriffen und durch einen Schätzwert vorgegeben. Hieraus kann dann ε gemäß

$$\varepsilon \approx \frac{k^{\frac{2}{3}}}{L_T}$$

bestimmt werden. Ungenauigkeiten in den Einstromwerten von k und ε machen sich nicht allzu negativ bemerkbar, da in den Gleichungen die Quellterme dominieren, so dass die Produktionsrate stromabwärts vergleichsweise groß ist.

2. Ausström-/ Symmetrieränder: Hier sind Verträglichkeitsbedingungen zu definieren, die die Randwerte als Funktion der inneren Lösung ausdrücken. Als einfachster Fall wird für k und ε eine verschwindende Normalableitung in Richtung des Ausströmrandes angenommen.

3. Feste Wände: Im Bereich einer Wand existiert eine sehr dünne laminare Schicht in der die Annahmen des Turbulenzmodells nicht mehr gelten. Eine Möglichkeit wäre, diese Schicht durch ein hinreichend feines Gitter aufzulösen und zusätzliche Modifikationen des Modells vorzunehmen (s. Low-Reynolds-Number Model). Da die laminare Schicht mit wachsender Reynoldszahl immer schmaler wird, ist diese Vorgehensweise bei größeren Re -Zahlen nicht mehr praktikabel, da dies eine viel zu große Anzahl von Gitterpunkten zur Folge hätte. Bei einer High-Reynolds-Number Formulierung kann die Integration der Modellgleichungen unter Berücksichtigung des abschätzbar universellen Verhaltens der Strömung in Wandnähe vermieden werden und so die laminare Schicht überbrückt werden.

(a) Hoch-Reynolds-Zahl Modell

Durch die Verwendung des logarithmischen Wandgesetzes, nach dem sich die Geschwindigkeit gerade außerhalb der laminaren Unterschicht in einem gewissen Bereich logarithmisch verhält

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+ E) , \quad (2.31)$$

können geeignete Werte für k und ε formuliert werden (Launder et al, 1974). Hierbei werden für die Von Karman's Konstante κ und den Rauheits Parameter E für glatte Wände die Werte $\kappa \approx 0.4$ bzw. $E \approx 9$ angegeben. y^+ und u^+ sind dimensionslose Größen für den Wandabstand δ bzw. die tangentielle Komponente der Geschwindigkeit $\bar{v}_t$:

$$y^+ = \frac{u_\tau \delta}{\nu} \quad \text{und} \quad u^+ = \frac{\bar{v}_t}{u_\tau}$$

mit der Schubspannungsgeschwindigkeit bzw. der Wandschubspannung

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad \tau_w = \rho \nu \frac{\partial \bar{v}_t}{\partial x_j} n_j.$$

Unter der Annahme lokalen Gleichgewichts von Produktion und Dissipation turbulenter kinetischer Energie und eines konstanten Verlaufs der Reynold-schen Spannungen lassen sich für k und ε in einem Bereich von etwa

$$30 \leq y^+ \leq 300$$

folgende wandnahe Beziehungen angeben:

$$k = \frac{u_\tau^2}{\sqrt{C_\mu}} \quad \text{bzw.} \quad \varepsilon = \frac{u_\tau^3}{\kappa x_j n_j}$$

Damit liegen die Beziehungen für einen wandnahen Punkt zur Bestimmung der Randbedingungen fest.

(b) Niedig-Reynolds-Zahl Modell

Bei kleinen Reynolds-Zahlen oder in der viskosen Unterschicht verliert die Annahme des logarithmischen Wandgesetzes ihre Gültigkeit und das oben beschriebene Randbedingungskonzept kann so nicht eingesetzt werden. Neben

der jetzt notwendigen räumlichen Auflösung der Grenzschicht sind einige Modifikationen der $k - \varepsilon$ -Transportgleichungen erforderlich, die im wesentlichen aus Wand-Dämpfungstermen bestehen. Damit wird sichergestellt, dass bei kleinen Reynolds-Zahlen oder in laminaren Schichten die Spannungen aus turbulenten gegenüber denen molekularen Ursprungs an Bedeutung verlieren. Einen Überblick liefert z. B. PATEL et al 1985. Die Transportgleichungen für das Niedrig-Reynolds-Zahl Modell erhalten damit die Form

$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\bar{v}_k k - \left(\nu + \frac{\nu_t}{P_{r_k}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_k} \right] &= \mathbf{P} - \varepsilon \\ \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\bar{v}_k \varepsilon - \left(\nu + \frac{\nu_t}{P_{r_\varepsilon}} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right] &= C_{\varepsilon 1} f_1 \mathbf{P} \frac{\varepsilon}{k} - C_{\varepsilon 2} f_2 \frac{\varepsilon^2}{k} \\ \nu_t &= C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \end{aligned}$$

Die Wand-Dämpfungsterme f_μ, f_1 und f_2 sind ihrerseits Funktionen der turbulenten Reynolds-Zahl $Re_t = \frac{U_T L_T}{\nu} = \frac{k^2}{\nu \varepsilon}$ sowie des Parameters

$Re_y = \frac{k^{1/2} y}{\nu}$ und werden beispielsweise nach Lam et al 1981 angegeben mit:

$$\begin{aligned} f_\mu &= [1 - \exp(-0.0165 Re_y)]^2 \left(1 + \frac{20.5}{Re_t} \right); \\ f_1 &= \left(1 + \frac{0.05}{f_\mu} \right)^3; \quad f_2 = 1 - \exp(-Re_t^2) \end{aligned}$$

Die Randbedingungen der turbulenten Größen können jetzt formuliert werden zu

$$\bar{v}_j = 0; \quad k = 0; \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} n_j = 0.$$

Die Formulierung eines Niedrig-Reynolds-Zahl Modells bedingt, wie bereits oben angedeutet die vollständige Auflösung der Grenzschichtströmung. Dieses ist derzeit nicht im Sinne einer praktischen Anwendungsmöglichkeit für gesamte Schiffsstrukturen sondern bleibt auf Detailuntersuchungen beschränkt und entspricht weniger der Zielsetzung dieses Forschungsprojektes.

2.6.5 Gittergenerierung für turbulente Berechnungen

Die wesentliche Motivation zur Erzeugung unstrukturierter Berechnungsgitter im Rahmen dieses Forschungsprojektes ist die Simplifizierung des Gittergenerierungsprozesses bei größtmöglicher Flexibilität bezüglich komplexer Geometrien (Hinterschiffssektionen, Propeller) und der Möglichkeit überlagerte Gitterstrukturen einbinden zu können. Aufgrund der zu erwartenden kleinen Strukturen in turbulenten Grenzschichten ist selbst unter Anwendung des logarithmischen Wandgesetzes zur Randbedingungsformulierung der turbulenten Strömungsgrößen eine deutliche Verkleinerung der räumlichen Diskretisierung in Wandnähe zu erwarten. Eine entsprechende isotrope Verfeinerung auf unstrukturierten Tetraedergittern führt zwangsweise zu einer unbeherrschbaren Gitterpunktzahl wohingegen Punktverdichtungen in Wandnormalenrichtung zu ungünstigen geometrischen Verhältnissen führen.

Daher wurde hier die Generierung hybrider Gitter, bestehend aus Prismen/ Pyramiden in unmittelbarer Wandnähe und Tetraeder im äußeren Feld, verwendet. Diese Gitter sind mit relativ einfachen Mitteln realisierbar und erfordern verglichen mit beispielsweise traditionellen Multiblockstrukturen einen wesentlich geringeren Generierungsaufwand.

Im folgenden sind für eine Testschiff-Kanalkonfiguration einige Ausschnitte aus dem hybriden Gitter dargestellt. Die Besonderheit sind hierbei die spitzen Wasserlinieneinläufe. Die Prismenschichten können in diesem Fall nicht in Form eines O-Gitters angeordnet werden, sondern 'verlieren' sich im Inneren des Berechnungsfeldes. Zur Realisierung der Übergänge an den Stirnflächen der Prismenschichten werden diese schrittweise aufgeweitet, so dass die Übergangselemente vom Typ 'Pyramide' nur akzeptable Verzerrungen erfahren.

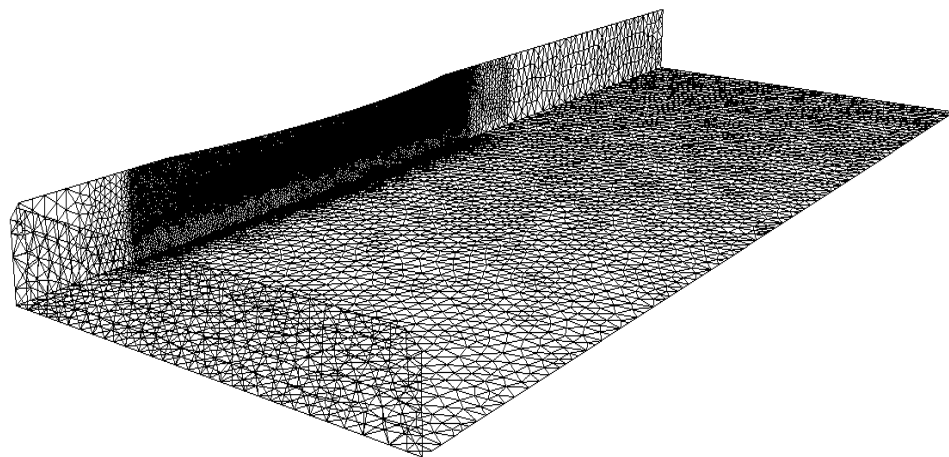


Abbildung 2.22: Hybrides Gitter des Testrumpfes in der Gesamtansicht, ca. 250000 Elemente

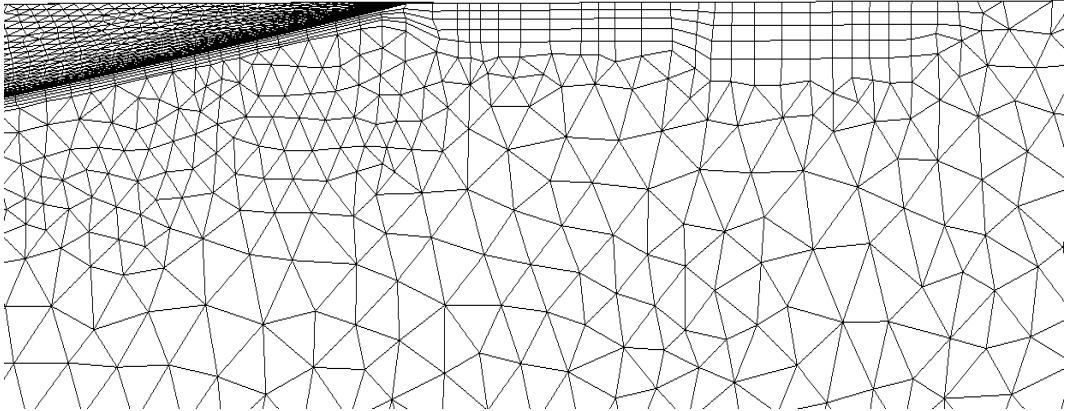


Abbildung 2.23: Hybrides Gitter: Spitzer Wasserlinieneinlauf und Aufweitung der Prismenschichten

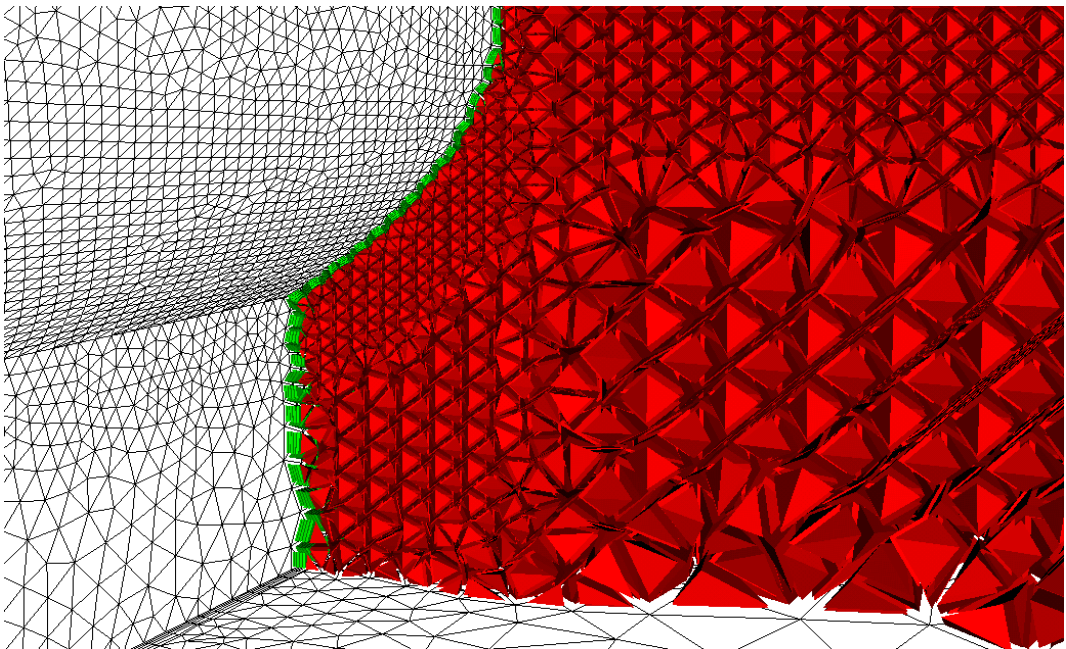


Abbildung 2.24: Hybrides Gitter: Fortführung der Prismenschichten auf der Symmetrieebene

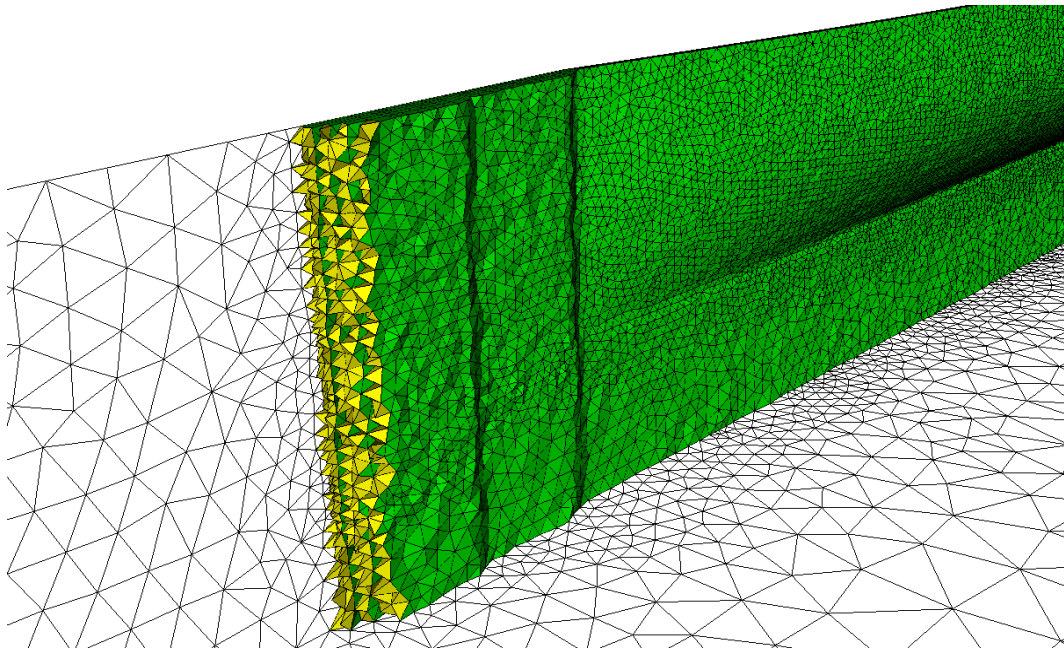


Abbildung 2.25: Hybrides Gitter: Aufweitung der Prismenschichten, spitzer Wasserlineinlauf

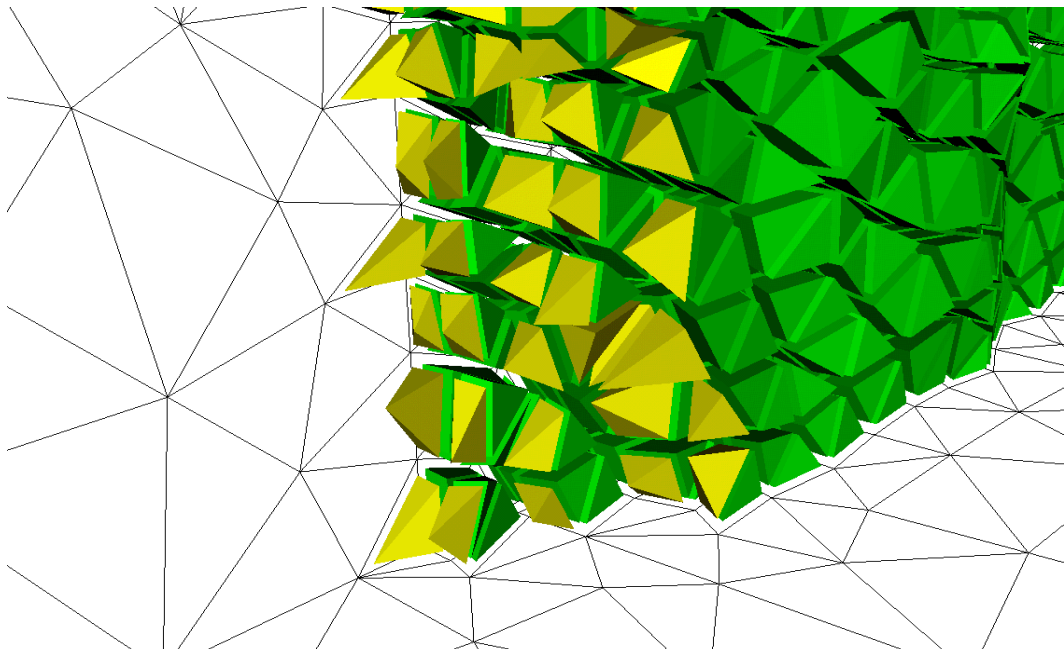


Abbildung 2.26: Hybrides Gitter: Übergangselemente (Pyramiden) Prismenschicht – Tetraeder

2.6.6 Testrechnungen für die reibungsbehaftete Umströmung

Für die reibungsbehaftete turbulente Schiffsumströmung wird zunächst das parallel angeströmte, tiefgetauchte Doppelmodell betrachtet. Da zum einen die Berechnung der turbulenten Schiffsumströmung mit zunehmender Reynoldszahl komplexer wird und zum anderen ein Vergleich mit den Messergebnissen nur im Modellmaßstab möglich ist, werden die reibungsbehafteten Berechnungen mit der Reynoldszahl $Re = 5.53 \cdot 10^6$ durchgeführt. Die Widerstandskoeffizienten ergeben sich nach Integration über die benetzte Rumpfpberfläche in normalen (C_{vp}) bzw. in tangential (C_f) Richtung. In Abb. 2.27 sind für beide Widerstandsanteile die Berechnungsverläufe in Abhängigkeit der Zeitschritte aufgetragen. Der berechnete Reibungswiderstandsbeiwert ist in vergleichbarer Größenordnung mit der ITTC 1957 Reibungskorrelationslinie $C_{F_{ITTC'57}} = \frac{0.075}{(\lg Re - 2)^2}$:

	ITTC'57	berechnet
1000 C_F	3.334	3.112

Anstelle einer Druckverteilung ist in Abb. 2.28 als anschauliche turbulente Kenngröße die spezifische kinetische Energie der Turbulenz $k = \frac{1}{2} \overline{v'_j v'_j}$ dargestellt.

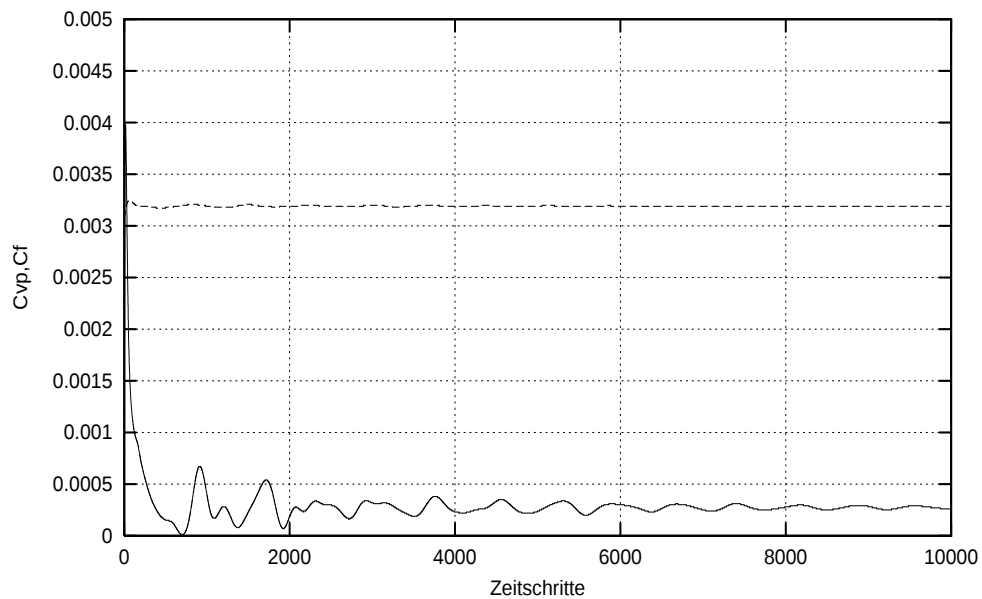


Abbildung 2.27: Berechneter viskoser Druckwiderstandsbeiwert C_{vp} und Reibungsbeiwert C_f , Doppelmodell, $Re = 5.53 \cdot 10^6$

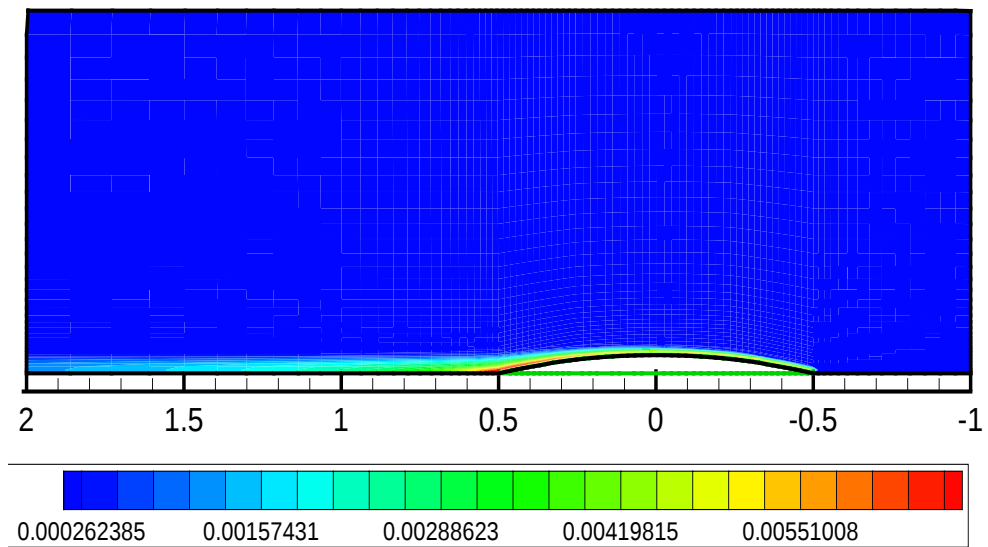


Abbildung 2.28: Konturdarstellung berechneter spezifischer turbulenter kinetischer Energie, Doppelmodel, $Re = 5.53 \cdot 10^6$

2.7 Relativbewegungen, rotierende Antriebsorgane

Gegenstand der Arbeiten ist unter anderem die Erweiterung der Simulationen unter Berücksichtigung rotierender Antriebsorgane. Als besondere Schwierigkeit ist hierbei die Relativbewegung und gekoppelte Simulation verschiedener Objekte, im vorliegenden Fall also Schiff und Propeller, zu nennen.

Die Entwicklungen erfordern die Lösung folgender Teilaufgaben:

- Positionierung und Relativbewegung der Objekte zueinander durch geeignete Bewegungsmodelle.
- Lösung der Erhaltungsgleichungen auf relativ bewegten Koordinatensystemen.
- Kopplung der Simulation auf relativ zueinander bewegten Objekten.

Oben skizzierte Bausteine eröffnen eine Vielzahl möglicher Lösungsansätze. Da die Entwicklungen in ein 3D-Lösungskonzept eingearbeitet werden, ist vor allem die Kopplungsstrategie entscheidend. Diese wiederum führt auf verschiedene Vernetzungskonzepte.

2.7.1 Vernetzungs- und Kopplungsstrategien

Mit wenigen Ausnahmen, die sich als reine Forschungsentwicklungen verstehen, erfolgen Strömungssimulationen stets auf Rechengittern. Diese Gitter stellen eine Parzellierung des Rechengebiets, also des Raums in dem die Strömung simuliert werden soll, dar. In der überwiegenden Mehrzahl aller Anwendungsfälle ist dieses Gebiet statisch, d.h. nicht veränderlich. Es kann somit vorab vernetzt werden und muss, außer ggf. zum Zweck der Adaption, nicht mehr verändert werden. Dies trifft im Fall relativ bewegter Systeme nicht zu.

Zur Lösung dieses Problems sind drei typische Grundkonzepte möglich:

- Flusskopplung zwischen inneren Berandungen von Teilnetzen.
- Bewegtes Einzelgitter.
- Overset-Netzanordnung.

Flusskopplung auf inneren Rändern von Teilnetzen:

In diesem Fall wird ein Gebiet aus dem Haupt-Rechennetz ausgespart, in das ein relativ bewegtes Netz eingepasst wird. Inneres und äusseres Netz sind jeweils starr, können jedoch entlang der trennenden, inneren Oberfläche übereinander abgleiten. Abbildungsreihe 2.29 zeigt dies schematisch. Der äussere Rand des inneren Netzes um den Propeller läuft hierbei über das äussere Netz, was zu sich laufend verändernden Flusszuordnungen führt.

Die Methode der Flusskopplung ist geeignet, falls sich zwischen den relativ bewegten Gittern eine feste Berandung definieren lässt. Im Fall der Simulation eines rotierenden Antriebsorgans ist dies prinzipiell möglich, da um den Propeller ein Rechengebiet mit rotationssymmetrischer, äusserer Berandung definiert werden kann, dessen Achse zugleich die Drehachse ist. Eine allgemeinere Bewegungsform lässt sich bedingt formulieren, wenn der innere Rand des umgebenden Gitters, in der Skizze durch grüne Randzellen dargestellt, veränderlich ist. Die Methode geht dann in eine flussgekoppelte Overset-Strategie

über.

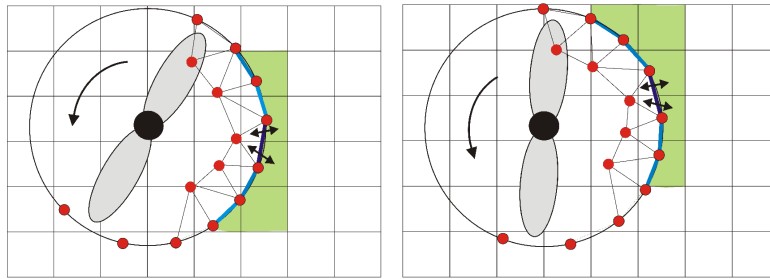


Figure 2.29: Methode der Flusskopplung: Die Fluss-Zuordnung der Zellen ist veränderlich.

Bewegtes Einzelgitter:

Alternativ können Simulationsrechnungen auf einem einzelnen Gitter erfolgen, falls dieses in Grenzen durch Verzerrung beweglich ist, Abbildungsreihe 2.30. Der Vorteil dieser Methode ist, dass prinzipiell alle denkbaren Relativbewegungen erfasst werden können, falls die betreffenden Gleichungen entsprechend auf bewegten Gittern formuliert werden. Nachteil ist vor allem ein hoher laufender Vernetzungsaufwand, der eine durchgängige Parallelisierung sehr schwierig macht. Ferner sind die Berechnungen auf logisch unstrukturierte Gitter beschränkt ³.

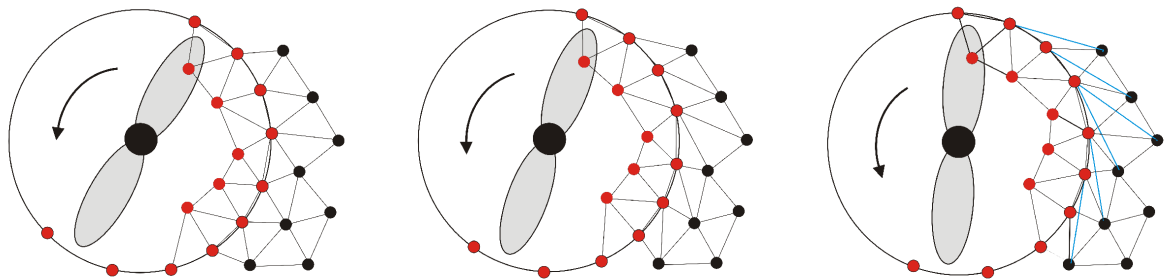


Figure 2.30: Bewegtes Einzelgitter: Zellen des Netzes, entweder gesamt oder in dezidiert Koppelzone werden verzerrt bis eine Umverknüpfung erfolgt.

Overset-Gitterstrategie:

Bei der Overset-Gitterstrategie werden starr vernetzte Gitter für alle relativ bewegten Objekte erzeugt und übereinander gelegt. Eine Kopplung zwischen den Netzen erfolgt entweder über eine wechselseitige Interpolation oder über eine Flusskopplung. Eine wechselseitige Interpolation ist sehr allgemein und ohne Eingriff in die Gestalt der diskretisierten Gitterzellen möglich, Abbildungen 2.31. Hierbei bewegen sich die anzukoppelnden Zellen und Gitterpunkte übereinander hinweg. Es ist daher ein leistungsfähiger Such- und Interpolationsalgorithmus erforderlich. Die Overset-Gitterstrategie erlaubt beliebige Relativbewegungsmodelle, entsprechend auch den Spezialfall der Rotation um eine starre Achse. Sehr vorteilhaft ist die Austauschbarkeit und freie Kombinierbarkeit verschiedener Objekte. Z.B. können im vorliegenden Fall verschiedene, jeweils einzeln vernetzte Propeller vorgehalten werden, und nach Bedarf in entsprechende Schiffsnetze eingesetzt werden. Die Methode bietet sich somit in besonderem Maße für Optimierungsaufgaben an. Aufgrund dieser Vorteile wurde bereits in einer frühen Projektphase für die Overset-Technik votiert. Insbesondere ist die Overset-Technik mittelfristig auch für weitere, schiff-

³Es sind prinzipiell auch Koppelzonen innerhalb strukturierter Gitter denkbar. Grundsätzlich müssen aber Umverknüpfungen der Gitter möglich sein.

bzw. wasserbaulich relevante Problemstellungen einsatzfähig, z.B. Absenkung, Vertrimmung und durch Seegang hervorgerufene Bewegungen. In einer verallgemeinerten Form ist diese Methode den anderen Optionen hinsichtlich der Flexibilität überlegen.

Overset-Methoden, auch Chimera-Methoden genannt, sind insbesondere im Zusammenspiel mit unstrukturierten und hybriden Gittern relativ neue und noch wenig erforschte Methoden. Hervorzuheben sind z.B. Arbeiten von Togashi et al. [Togashi, 2001] und Wang et. al. [Wang, 2005], bei denen Relativbewegungen von Flugkörpern untersucht werden. Die überwiegende Zahl der marktüblichen CFD-Pakete hingegen basiert derzeit auf konformen, geschlossenen Gittertypen.

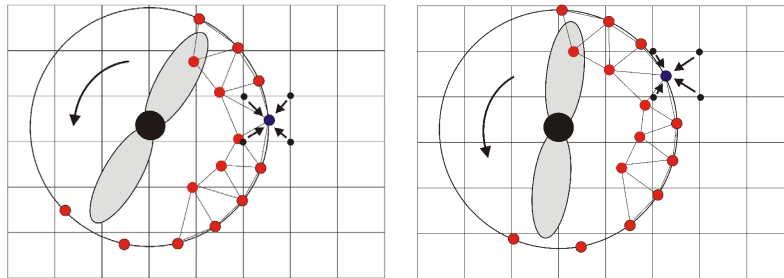


Figure 2.31: Overset-Gitterstrategie: Starre Teilgitter mit wechselseitiger Informationsübertragung bei veränderlicher Zuordnung.

2.7.2 Verallgemeinerte Overset-Gittermethode

Bei der Overset-Gitteranordnung handelt es sich um eine wesentliche Erweiterung des methodischen Basispakets der Programmierungsumgebung MOUSE, auf dem die Entwicklungen im Rahmen des vorliegenden Projekts beruhen. Die bisher öffentliche Version von MOUSE basiert, wie fast alle zur Zeit gängigen Programmpakete, auf Einzelgittern, die jedoch im Fall von MOUSE zur Erzielung hoher geometrischer Flexibilität bereits aus verschiedenen Elementtypen aufgebaut sein können.

Die Implementierung der Overset-Gittermethode erfordert eine grundsätzliche Abkehr von der Eingitter-Strategie, da mehrere Teilgitter unabhängig voneinander berechnet werden, deren wechselseitige Abhängigkeiten jedoch durch geeignete Ankopplung berücksichtigt werden müssen. Im vorliegenden Fall der Simulation von Schiffen mit Propellerantrieben ist zumindest ein statisches, d.h. schiffsfestes Teilgitter und ein rotierendes, also propellerfestes Teilgitter erforderlich, die getrennt berechnet, jedoch laufend angekoppelt werden müssen.

Es ist abzusehen, dass eine reine Zweigitter-Strategie ebenfalls schnell an ihre Grenzen stoßen wird. Im Sinne einer Verallgemeinerung des Konzepts kann daher ein hierarchischer Baum nicht konformer Teilgitter angelegt werden, Abbildung 2.32. Statt also lediglich vereinzelt, rotierende oder anderweitig bewegliche Untergitter zu betrachten, besteht nun die Möglichkeit, bereits das Grundgitter aus verschiedenen, nicht konform überlappenden Teilgittern aufzubauen. Ebenso können auch die bewegten Untergitter aus mehreren Teilblöcken zusammengesetzt werden.

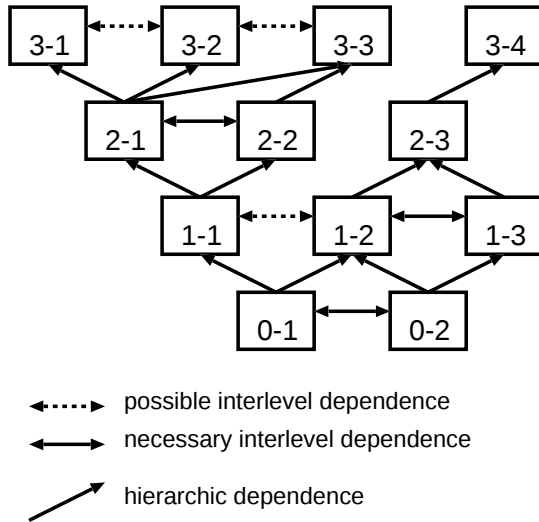


Figure 2.32: Hierarchischer Aufbau und Abhängigkeit der Overset-Gitteranordnung. Jedes Kästchen steht für einen Gitterblock.

Obige Verallgemeinerung der Oversetmethode entspricht einer laufenden Entwicklung. Im Rahmen des vorliegenden Projekts werden diese Entwicklungen bisher nur im Sinne eines Zwei-Gitterkonzepts genutzt, wie es für die gekoppelte Berechnung eines Schiffes mit rotierendem Propeller erforderlich ist.

2.7.3 Positionierungs- und Bewegungsmodelle

Vorangehend skizzierte, hierarchische Gitterstruktur ermöglicht die Datenhaltung für mehrere, zunächst unabhängig vernetzte, sich gegenseitig überlappende Teilgitter.

Die Positionierung eines Teilgitters A in der Hierarchieebene K wird über eine Translation und Rotation (in dieser Folge) bezüglich des betreffenden Teilgitters B der darunter liegenden Hierarchieebene $K - 1$ dargestellt. Hierbei sei $\mathbf{x}_{A,ref}$ ein Punkt auf der Drehachse des Teilgitters A im Koordinatensystem dieses Gitters. Nach Translation, Translationsvektor $\mathbf{t}_{A \rightarrow B}$, und Rotation, Rotationsmatrix $\mathbf{R}_{A \rightarrow B}$ kann ein Ortsvektor $\mathbf{x}_A$ des Teilgitters A im darunter liegenden Koordinatensystem von B wie folgt dargestellt werden:

$$GEO_{A \rightarrow B}: \quad \mathbf{x}_B = \mathbf{t}_{B \rightarrow A} + \mathbf{R}_{B \rightarrow A} \cdot (\mathbf{x}_A - \mathbf{x}_{A,ref}) \quad (2.32)$$

Bei Gitteraufbauten, die aus mehreren relativ zueinander bewegten Systemen bestehen, können durch rekursive Transformation die Koordinaten jedes Punktes im untersten, stets inerten, kartesischen Koordinatensystem bestimmt werden.

Eine Netzbewegung ist grundsätzlich als zeitliche Ableitung seiner Positionierung zu verstehen. Unveränderlich sind hierbei alle $\mathbf{x}_A$ und $\mathbf{x}_{A,ref}$, da nur in sich starre Teilgitter verwendet werden:

$$\dot{\mathbf{x}}_B = \dot{\mathbf{t}}_{B \rightarrow A} + \dot{\mathbf{R}}_{B \rightarrow A} \cdot (\mathbf{x}_A - \mathbf{x}_{A,ref}) \quad (2.33)$$

$\dot{\mathbf{x}}_B$ ist somit als relative, örtliche Netzgeschwindigkeit des Teilgitters A im Koordinatensystem des darunterliegenden Teilgitters B zu verstehen.

Gemäss der physikalischen Vorgaben können Positionierung und Relativbewegung der Teilgitter in folgende Modelle eingeteilt werden:

- **Statische Kopplung:** Es tritt keine Relativbewegung auf; die Positionierung ist fest. Dies ist typisch für Netzgenerierungsaufgaben, auch Netzadaptation, mit der Overset-Methode.

- **Konvergente Positionierung** ist geeignet für stationäre Berechnungen, falls die konvergente Lage der Objekte ein Teil der Lösung darstellt und somit zunächst unbekannt ist. Beispiele hierfür sind Absenkung und Vertrimmung von Schiffen in stationären Betriebszuständen.
- **Vorgegebene Relativbewegung:** Die Bewegung bezüglich eines darunter liegenden Objekts (Translation und/oder Rotation) ist kinematisch vorgegeben. Entsprechend ist die Positionierung vorab als Funktion der Zeit bekannt. Typisch für rotierende Antriebsorgane.
- **Bedingte Relativbewegung:** Die Bewegung und Position hängen von äußeren Einflüssen ab, die ihrerseits aus der Simulation gewonnen werden können. Diese führt, numerische Stabilität vorausgesetzt, im stationären Fall auf das Modell der konvergenten Positionierung. Als Beispiel kann ein Schiff im Seegang betrachtet werden, bei dem über eine Druck bzw. Spannungsintegration auf der Oberfläche die Kinetik der Bewegung integriert werden kann.

Obige Variationsbreite deckt alle erdenklichen Simulationsanwendungen mit Relativbewegungen ab, wobei eine Reduktion einzelner Freiheitsgrade, z.B. durch Lager möglich ist. Der Programmierung liegt daher eine abstrakte Schnittstelle zugrunde, so dass dezidierte Bewegungsmodelle je nach Anwendung integriert werden können.

Relativbewegungen über mehrere Ebenen können kumuliert werden. Als schiffbaulich relevantes Beispiel kann ein Schiff im Seegang betrachtet werden, bei dem zusätzlich ein Antriebspropeller simuliert werden soll. In diesem Beispiel würde zunächst das Schiff eine Bewegung (z.B. durch Seegang bedingt) relativ zu einem erdfesten Koordinatensystem ausführen. Der Propeller dreht sich dann ferner relativ zum Schiff. Schematisch ist dies in Abbildung 2.33 dargestellt. Die Vorschriften $GEO_{I \rightarrow S}$ und $GEO_{S \rightarrow P}$ stehen hierbei entsprechend für die Transformationen vom Inertssystem zu Schiff bzw. von Schiff zu Propeller.

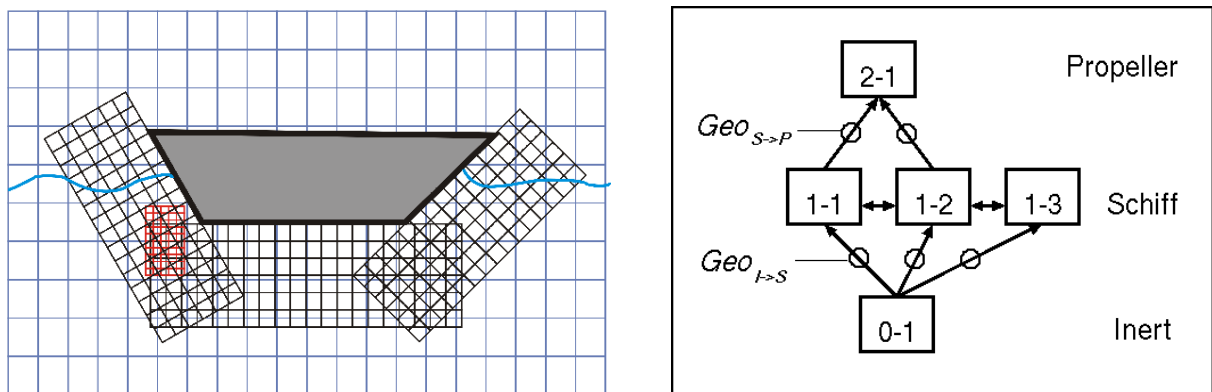


Figure 2.33: Beispiel einer Relativbewegung in drei Ebenen: Inertsystem (blau), Schiff (schwarz), Propeller (rot). Skizze (links) und schematische Anordnung der Gitterteile (rechts). Dieses Beispiel soll lediglich die prinzipielle Methode darstellen. Vorliegende Arbeit beschränkt sich auf Systeme mit zwei Gitterebenen.

Zum derzeitigen Stand der Entwicklungen ist die in obigem Beispiel angeführte Relativbewegung eines Schiffes gegenüber einem Inertsystem noch nicht möglich. Es werden

somit zunächst nur zwei Netzebenen verwendet, bestehend aus je einem inerten (Index i), zugleich schiffsfesten Koordinatensystem und einem Relativsystem (Index r) für den Propeller. Die konstante Rotationsbewegung des Propellers entspricht hierbei dem oben definierten Typ der vorgegebenen Relativbewegung. Die allgemein formulierten Indizes A und B in den obigen Gleichungen (2.32) und (2.33) sind entsprechend durch r und i auszutauschen. Die translatorische Positionierung $\mathbf{t}_{r \rightarrow i}$ ist konstant und somit ist die Translationsgeschwindigkeit $\dot{\mathbf{t}}_{r \rightarrow i} = 0$. Für die relative Positionierung und Bewegung eines Punktes des Propellergitters in Inertkoordinaten lautet dies:

$$\mathbf{x}_i = \mathbf{t}_{i \rightarrow r} + \mathbf{R}_{i \rightarrow r} \cdot (\mathbf{x}_r - \mathbf{x}_{r,ref}) \quad (2.34)$$

$$\dot{\mathbf{x}}_i = \dot{\mathbf{R}}_{i \rightarrow r} \cdot (\mathbf{x}_r - \mathbf{x}_{r,ref}) \quad (2.35)$$

Der Term $\mathbf{x}_r - \mathbf{x}_{r,ref} \equiv \mathbf{r}_r$ stellt hierbei einen Radiusvektor im rotierenden Koordinatensystem dar und es gilt

$$\dot{\mathbf{R}}_{i \rightarrow r} \cdot \mathbf{r}_r = \omega \times (\mathbf{R}_{i \rightarrow r} \cdot \mathbf{r}_r) = \omega \times \mathbf{r}_i \quad (2.36)$$

Hierbei ist ω die vektorielle Winkelgeschwindigkeit um die definierte Drehachse. Somit nimmt die Geschwindigkeit der Relativbewegung in Inertkoordinaten die bekannte, einfache Form an:

$$\dot{\mathbf{x}}_i = \omega \times \mathbf{r}_i \quad (2.37)$$

Im Verlauf einer Simulationsrechnung wird das propellerfeste, rotierende Netz laufend in den Zeitschritten des Rechenfortschritts umpositioniert indem alle Punkte gemäss Gleichung (2.34) versetzt werden. Auf die örtliche Bewegungsgeschwindigkeit der Knoten kann dann gemäss Gleichung (2.37) zugegriffen werden.

Obwohl, wie in Unterkapitel 2.7.5 dargestellt, die Simulationsrechnung im Relativsystem erfolgt, werden alle vektoriellen Grössen, d.h. Geschwindigkeitsvektoren, Randnormalen, usw ... im inerten Koordinatensystem, Index i dargestellt.

2.7.4 Kopplung und Informationsaustausch zwischen Teilgittern

In der vorliegenden Version des Overset-Algorithmus erfolgt die Kopplung verschiedener Hierarchieebenen durch einen Interpolationsansatz. Um einen wirtschaftlichen und sicheren Datenaustausch zwischen einzelnen Teilgittern zu gewährleisten ist hierfür ein strenges Regelwerk der gegenseitigen Abhängigkeiten erforderlich.

In Überlappungsbereichen hat stets das in einer höheren Hierarchieebene liegende Gitter Vorrang und bestimmt somit den Strömungszustand. Die Hierarchieebenen sind also als Prioritätsebenen auszufassen. Im Fall der hier simulierten Zweigitter-Systeme (inert und rotierend), wird dem Propeller die höhere Priorität zugewiesen. Dies gilt jedoch nicht für äussere Randpunkte des Teilgitters höherer Priorität. An diesen werden die Strömungsvariablen des darunter liegenden Gitters per Interpolation heran gezogen. Um die wechselseitige Datenübertragung sicher zu stellen ist noch ein entsprechender Abstand, also eine Schutzzone erforderlich, in der die Lösungen auf beiden Gittern existieren. Ist das Hintergrundgitter, wie hier üblich, durchgängig, so bedeutet dies, dass in einem randnahen Gebiet des darüber liegenden Gitters höherer Priorität eine Rückinterpolation vermieden werden muss. Abbildung 2.34 zeigt zwei Teilgitter A und B in den Hierarchieebenen K

und $K - 1$, welche als Prioritätsebenen aufzufassen sind. Zur Vereinfachung hier für ein zweidimensionales Problem skizziert.

Es entsteht somit eine wechselseitige Abhängigkeit. Von einem Teilnetz A höherer Priorität aus gesehen lautet die Vorschrift somit:

- Datenübertragung von darunter liegendem(n) Teilnetz(en) B auf die äusseren Ränder von A . Hierzu sind Interpolationszugriffe in B erforderlich.
- Datenübertragung aus dem Kernbereich von A auf B . Hierfür sind Interpolationszugriffe in A erforderlich.

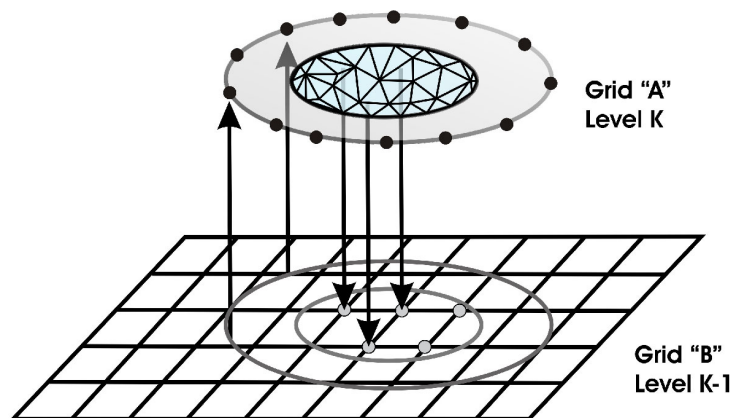


Figure 2.34: Schematische 2-D Darstellung der Interpolationskopplung in zwei Hierarchieebenen $K - 1$ und K . Die Pfeile geben die Richtung der Datenübertragung an. Eine Schutzzone in der keine Datenübertragung stattfindet, hier grau dargestellt, ist erforderlich.

Such- und Interpolationsalgorithmen

In der bisherigen Entwicklungsstufe werden stets Gitterpunkte auf Elementen interpoliert. Als Schwierigkeit hinsichtlich allgemeiner Gittertypen hat sich die Interpolation selbst gezeigt, da die Elementanordnung regellos ist. Es ist daher zunächst eine Suchaufgabe zu lösen, d.h. es muss das geeignete Element, in dem der zu interpolierende Punkt liegt, gefunden werden. Eine globale Suche, also das jeweilige Absuchen aller Elemente, scheidet aus, da eine algorithmische Komplexität⁴ der Ordnung $O(N^2)$ mit $N = \text{Gitterpunktzahl}$ auftritt, was bei grossen Simulationsrechnungen nicht hinnehmbar ist.

Um das Problem zu lösen, wurden drei Varianten zur Beschleunigung untersucht:

- Tabellierung bei zyklischen Bewegungen.
- Kartesische Koppelzonen.
- Partitionierungsalgorithmen.

Tabellierung bei zyklischen Bewegungen:

Bei der Tabellierung wird ein ggf. erforderlicher hoher Suchaufwand in Kauf genommen. Diese Rechnungen finden jedoch einmalig vorab statt, da die Interpolationskoeffizienten dann in einer Tabelle abgelegt werden. Ein Nachteil der Methode ist, dass die Trajektorie der Relativbewegung vorab bestimmt sein muss. Dies ist bei rotierenden Antriebsorganen

⁴Algorithmische Komplexität: Rechenzeitverhalten in Abhängigkeit der Grösse, z.B. Anzahl Gitterpunkte, des Simulationsproblems.

der Fall, allerdings erlaubt die Methode keine stochastischen Relativbewegungen und ist somit prinzipiell weniger interessant für weiterreichende Anwendungen.

Kartesische Koppelzonen:

Kann für eines der beiden zu koppelnden Gitter, das darunter liegende oder das relativ bewegte, ein Referenzelement als einfache, schnell zugreifbare Funktion der Form:

$$el_{ref} = f(x, y, z) \quad (2.38)$$

dargestellt werden, so ersetzt dieses "hashing" genannte Zugriffsverfahren alle Suchaufwendungen. Eine Anwendung ist insbesondere bei kartesischen Gittern möglich. Bei der Interpolation von Gittern mit obiger Eigenschaft kann sofort auf das Element, in dem die Interpolation stattfinden soll, zugegriffen werden. In umgekehrter Interpolationsrichtung können die Daten auf diesen Gittern ohne Suchaufwand gesammelt werden. Die Methode ist äusserst effizient, lässt sich aber nicht auf beliebigen Gittertypen formulieren.

Partitionierungsalgorithmen:

Partitionierungsalgorithmen senken das Rechenzeitverhalten deutlich ab, typischerweise von $O(N^2)$ für eine globale Suche auf dann $O(N \log N)$. Der Zielraum des Netzes auf dem ein Interpolationszugriff erfolgen soll, wird durch wiederholte Teilung systematisch verkleinert bis in den entstehenden Partitionen nur noch eine vorgegebene, kleine Anzahl möglicher Ziel-Elemente vorhanden sind. Eine sinnvolle Elementanzahl liegt in der Grössenordnung von ca. 50 Einheiten. Ein Interpolationszugriff erfolgt nun, indem den Koordinaten eines Punktes entspreched, die Zerlegung rekursiv bis zum Erreichen der jeweiligen Elementgruppe durchlaufen wird. Als besonders effiziente Variante hat sich eine Split-Tree Suchmethode herausgestellt, die sich durch gerichtete, rekursive Bisektion auszeichnet. Die Methode ist nicht auf spezielle Gittertypen oder Bewegungsmodelle beschränkt. Im Fall der Relativbewegung, muss jedoch der betreffende, zu interpolierende Punkt in das Koordinatensystem des Zielraums transformiert werden, da der Suchbaum in diesem definiert ist.

Interpolation innerhalb der Elemente

Ist das betreffende Element gefunden, erfolgt eine Zerlegung dieses in Sub-Tetraeder, so dass auf diesen eine stückweise, lineare ⁵ Interpolation durchgeführt werden kann. Um eine im Raum stetige Lösung der Interpolationsaufgabe zu erreichen, muss diese Zerlegung eindeutig sein, d.h. die Sub-Tetraeder müssen den Raum ebenso vollständig ausfüllen wie die ihnen zugrunde liegenden Elemente ⁶. Hierzu werden Phantompunkte eingeführt, je eines in der Flächenmitte aller Vierecksflächen und ein weiterer in der Elementmitte. Abbildung 2.35 zeigt dies exemplarisch für ein Prismenelement. Die Interpolation erfolgt nun in dem betreffenden Sub-Tetraeder in dem der zu interpolierende Punkt liegt. Diese Interpolationsmethode wird ebenfalls zur Kopplung zwischen Nah- und Fernfeld, also der 3D-Feldlösung und der Flachwasserlösung, eingesetzt.

⁵Interpolationen höherer Ordnung werden derzeit untersucht.

⁶Eine eingehende Diskussion der geforderten Eigenschaften ist aufwendig und soll daher an dieser Stelle nicht geführt werden.

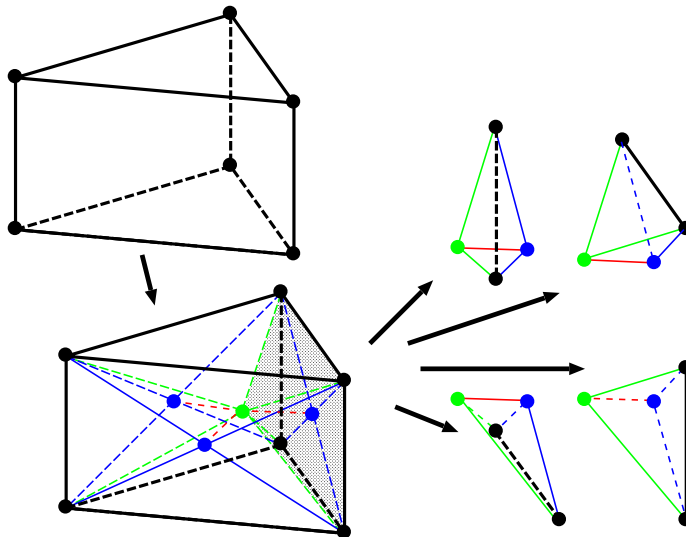


Figure 2.35: Dissektion eines Elements in Subtetraeder am Beispiel eines Prismas. Phantompunkte auf den Vierecksflächenmitten (blau) und im Zentrum des Elements (grün). Beispielhaft dargestellt sind vier der 14 Subtetraeder des Prismenelements.

2.7.5 Simulationsrechnungen im relativ bewegten System

Alle vektoriellen Größen werden grundsätzlich in den Koordinaten des Inertsystems dargestellt. Dies bedeutet nicht, dass auch die Strömungsvariablen, vor allem die Geschwindigkeitsvektoren der Simulation den aus Sicht eines Beobachters im Inertsystem wahrgenommen entsprechen müssen. Es bestehen vielmehr zwei Optionen, eine Berechnung auf relativ bewegten Gittern durchzuführen. Diese sind:

- **Simulation im Inertsystem:** Die Geschwindigkeitsvektoren sind relativ zum Inertsystem definiert (wahre Geschwindigkeiten). Diese entsprechen der Wahrnehmung eines Beobachters im Inertsystem. Es treten in der Diskretisierung der Gleichungen zusätzliche Flussterme aufgrund der Netzbewegung auf. Randbedingungen auf Körperändern müssen gemäß der Bewegungsgeschwindigkeit der Oberflächen transformiert werden. Eine Transformation der Geschwindigkeiten bei der Datenübertragung zwischen relativ bewegten Teilgittern entfällt. Ebenso entfällt eine Verdrehung der Geschwindigkeitsvektoren bei der Umpositionierung bewegter Gitter.
- **Simulation im Relativsystem:** Die Geschwindigkeitsvektoren sind relativ zum bewegten System definiert. Dies entspricht der Wahrnehmung eines Beobachters im relativ bewegten System. Es treten keine zusätzlichen Flussterme in der Diskretisierung auf. Statt dessen treten bei der Herleitung zusätzliche Beschleunigungsterme (Zentrifugal- und Corioliskräfte) in Form von Impulsquellen auf. Die Randbedingungen entsprechen denen im nicht rotierenden System. Eine Transformation der Geschwindigkeiten bei der Datenübertragung zwischen relativ bewegten Teilgittern ist erforderlich. Ebenso sind bei der Umpositionierung bewegter Gitter die Geschwindigkeitsvektoren der Lösung entsprechend mitzudrehen.

Im Rahmen der Arbeiten in diesem Projekt wurden beide, oben angeführte Varianten untersucht. Aufgrund der Ergebnisse konnte eine Entscheidung zugunsten der Simulation mit Geschwindigkeiten relativ zum bewegten System gefällt werden, da insbesondere die Formulierung transformierter Randbedingungen und zusätzlicher Flussterme auf

bewegten Rändern ungünstig ist. Bei der Simulation im Relativsystem können Flüsse und Randbedingungen in der bisherigen Form (aus Simulationsanwendungen ohne Relativbewegung) beibehalten werden.

Geschwindigkeitstransformation zwischen relativ bewegten Teilgittern

Wird eine Simulation mit Geschwindigkeiten relativ zum bewegten System durchgeführt ist eine entsprechende Transformation in dieses System erforderlich. Gegenüber einem Geschwindigkeitsvektor im darunterliegenden System ist die relative Netzgeschwindigkeit nach Gleichung (2.33) zu subtraieren. Für die in Unterkapitel (2.7.3) angesetzten Gitter A und B lautet dies:

$$\hat{\mathbf{v}}_B = \mathbf{v}_B - \dot{\mathbf{x}}_B \quad (2.39)$$

Hierbei ist $\mathbf{v}_B$ die Strömungsgeschwindigkeit im untransformierten Teilgitter B und $\hat{\mathbf{v}}_B$ die relativ zum transformierten Teilgitter A , beide jeweils im Koordinatensystem von Teilgitter B dargestellt. Im Fall der hier betrachteten inerten (Index i) und rotierenden (Index r) Teilgitter lautet die Transformation gemäss Gleichung (2.37) entsprechend:

$$\hat{\mathbf{v}}_i = \mathbf{v}_i - \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}_i \quad (2.40)$$

Bei der Rücktransformation ist im Umkehrschluss die jeweilige, relative Netzgeschwindigkeit zu addieren.

Quelltermformulierungen zur Diskretisierung im Relativsystem

Die Massenerhaltungsgleichung behält im Relativsystem die vom Inertsystem bekannte Gestalt. Sie kann also in der gleichen Weise diskretisiert werden. Dies gilt unabhängig davon, ob eine Formulierung mittels künstlicher Kompressibilität oder Druckiterationsmethode gewählt wird. Die Diskretisierung kann daher in unveränderter Form übernommen werden.

Dies gilt jedoch nicht für die Impulsgleichung. Die Impulsgleichung in differentieller Form lautet im Inertsystem: ⁷:

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{v}_i)}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}_i \mathbf{v}_i) = \mathbf{R} \mathbf{S}_i \quad (2.41)$$

Hierbei ist ρ die Dichte (bei inkompressibler Rechnung konstant) und t die Zeit. $\mathbf{R} \mathbf{S}_i$ ist entsprechend die Rechte rechte Seite der Impulsgleichung.

Durch Einsetzen der Geschwindigkeitstransformation nach Gleichung (2.40) kann der relativ zum inerten System definierte Geschwindigkeitsvektor $\mathbf{v}_i$ eliminiert werden:

$$\frac{\partial(\rho(\hat{\mathbf{v}}_i + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}_i))}{\partial t} + \nabla(\rho(\hat{\mathbf{v}}_i + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}_i)(\hat{\mathbf{v}}_i + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}_i)) = \mathbf{R} \mathbf{S}_i \quad (2.42)$$

⁷Unabhängig von Herleitungen in früheren Kapiteln eignet sich hier besonders die Differentialform. Die hieraus abgeleiteten Quellterme koennen in die Integralform übergeführt, und somit auf das Finite-Volumen Verfahren aufgeschaltet werden.

Die linke Seite der Gleichung kann nun durch Umformung in die Gestalt der Impulsgleichung im Inertssystem, Gleichung (2.41), überführt werden:

$$\frac{\partial \rho \hat{\mathbf{v}}_i}{\partial t} + \nabla(\rho \hat{\mathbf{v}}_i \hat{\mathbf{v}}_i) = \mathbf{R} \mathbf{S}_i - \rho(2\boldsymbol{\omega} \times \hat{\mathbf{v}}_i + \boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}_i) - \rho \frac{\partial \boldsymbol{\omega}}{\partial t} \times \mathbf{r}_i \quad (2.43)$$

In obiger Transformation treten zwei zusätzliche Beschleunigungsterme auf, einer in Gestalt eines Quellterms, einer in Gestalt einer partiellen zeitlichen Ableitung. Der Quellterm $\rho(2\boldsymbol{\omega} \times \hat{\mathbf{v}}_i + \boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}_i)$ stellt die volumenspezifische Zentripetal- und Coriolisbeschleunigung dar. Die zeitliche Ableitung $\rho \frac{\partial \boldsymbol{\omega}}{\partial t} \times \mathbf{r}_i$ beschreibt eine zusätzliche Beschleunigung, die aufgrund einer Änderung der Drehgeschwindigkeit des Relativsystems zu berücksichtigen ist. Bei der Simulation von Propellern mit konstanter Drehgeschwindigkeit ist dieser Term null. Auf die Formulierung der rechten Seite $\mathbf{R} \mathbf{S}_i$ im rotierenden System wird hier nicht genauer eingegangen. Es hängt dies von der Gestalt der zu lösenden Terme ab. Bei den hier ausgeführten Simulationsrechnungen ist die Gestalt im transformierten System gegenüber der im Inertssystem unverändert. Insbesondere gilt für eine reibungsfreie Rechnung $\mathbf{R} \mathbf{S}_i = \mathbf{0}$.

Oben hergeleitete Quellterme können unmittelbar in das Finite-Volumen Verfahren integriert werden. Die numerische Stabilität des Verfahrens wird hierdurch nicht beeinträchtigt.

Umpositionierung bewegter Objekte

Alle Strömungsvariablen sind relativ zum jeweiligen Teilgitter definiert und die Relativbewegung wird bei der Simulation entsprechend berücksichtigt. Bei einer Umpositionierung nehmen die Teilgitter somit die auf Ihnen definierten Strömungsvariablen mit. Hierbei ist zu beachten, dass auch im Relativsystem die Haupttrichtungen eines inerten, kartesischen Systems Gültigkeit haben. Bei einer Verdrehung müssen daher neben allen vektoriellen, die Geometrie beschreibenden Größen, auch alle Geschwindigkeitsvektoren in gleicher Weise gedreht werden.

2.7.6 Beispielrechnungen

Die Funktionsfähigkeit der Methoden zur Berechnung rotierender Antriebsorgane wird hier anhand zweier Beispiele dargestellt. Zunächst wird ein Propeller in Freifahrt berechnet. Eine Wechselwirkung mit der freien Oberfläche wird in diesem Beispiel nicht berücksichtigt. In weiteren Rechnungen wird der Propeller am Heck eines Binnenschiffes positioniert.

Propeller in Freifahrt

Bei diesem Beispiel wird ein vorab unstrukturiert vernetzter Propeller in ein offenes, kartesisches Hintergrundgitter eingesetzt. Abbildung 2.36 zeigt die Anordnung der überlappenden Gitter. Dargestellt sind die jeweiligen Randflächen von Propeller- und Hintergrundnetz sowie eine Bruchdarstellung. In der Bruchdarstellung, Abbildung 2.36 (rechts) sind freigebrochene Tetraederelemente rot und Hexaeder blau dargestellt. Die äußere Gestalt des Propellernetzes hat hier die Form eines Zylinders. Es ist an dieser Stelle jedoch anzumerken, dass bei der Oversetmethode die rotierenden Gebiete keine Rotationskörper

darstellen müssen. Bei eher schlanken Propellerblättern, wie beispielsweise in der Luftfahrt oder bei Windenergieanlagen üblich, ist daher eine Vernetzung in der unmittelbaren Nähe der Blätter ausreichend.

Der verwendete Propeller entspricht weitgehend einem bereits experimentell vermessenen Propeller. Zum Zeitpunkt der Erstellung des Netzes war die Konstruktion des Nabensbereichs des Propellers noch nicht vollständig verfügbar. Dieser Bereich wurde daher im Vergleich zur Realausführung stark vereinfacht. Die Ergebnisse sind somit nur bedingt mit den experimentellen Werten vergleichbar.

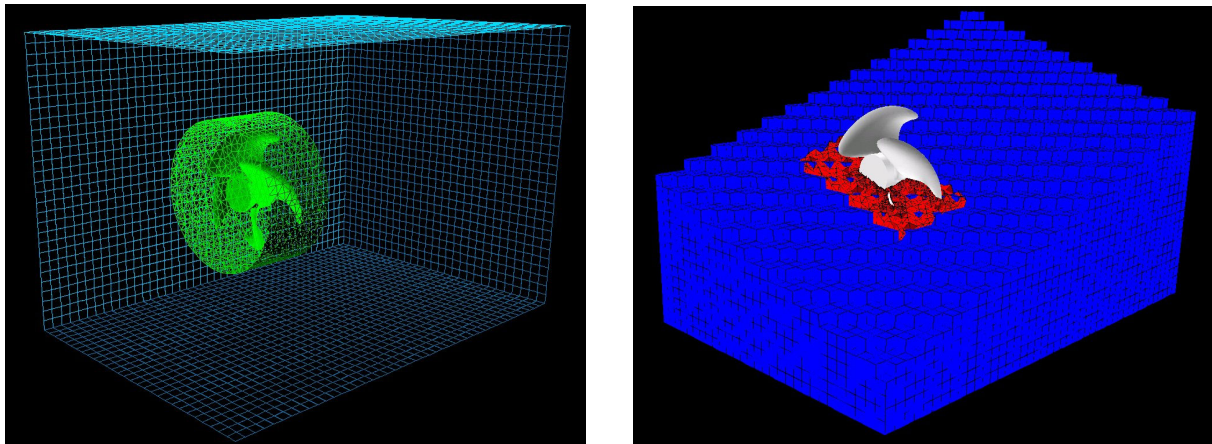


Figure 2.36: Propeller in Freifahrt-Simulation. Überlappende Gitter als Drahtmodell-Darstellung (links) und Bruchdarstellung (rechts).

Im vorliegenden Beispiel wird der Propeller in einer Simulationsreihe mit vorgegebenen Winkelgeschwindigkeiten rotiert. Abbildung 2.37 zeigt die Druckverteilung auf der Oberfläche für die Winkelgeschwindigkeit $\omega = 300$ für die Vorder- und Rückseite nach dem Einschwingen der Lösung. Für die Winkelgeschwindigkeit $\omega = 300$ sind in Abbildungen 2.38 und 2.39 jeweils Isoflächen konstanter Axialgeschwindigkeit dargestellt. Abbildung 2.38 zeigt diese nach einer Umdrehung ab Beginn der Berechnung, Abbildung 2.39 für eine eingeschwungene Lösung. Im Bereich hinter dem Propeller entwickelt sich eine Zone hoher Axialgeschwindigkeit. Zu sehen sind ferner die axialen Übergeschwindigkeiten der durch den Propeller verursachten Randwirbel. Die Geschwindigkeitsdifferenzen in den abschwimmenden Randwirbeln sind relativ gering. Die dargestellten Isoflächen sind daher nur im Sinne von Störungen aufzufassen. Isoflächen der Druckverteilung im Anfahrvorgang, ebenfalls nach einer Umdrehung ab Simulationsbeginn, sind in Abbildung 2.40 dargestellt.

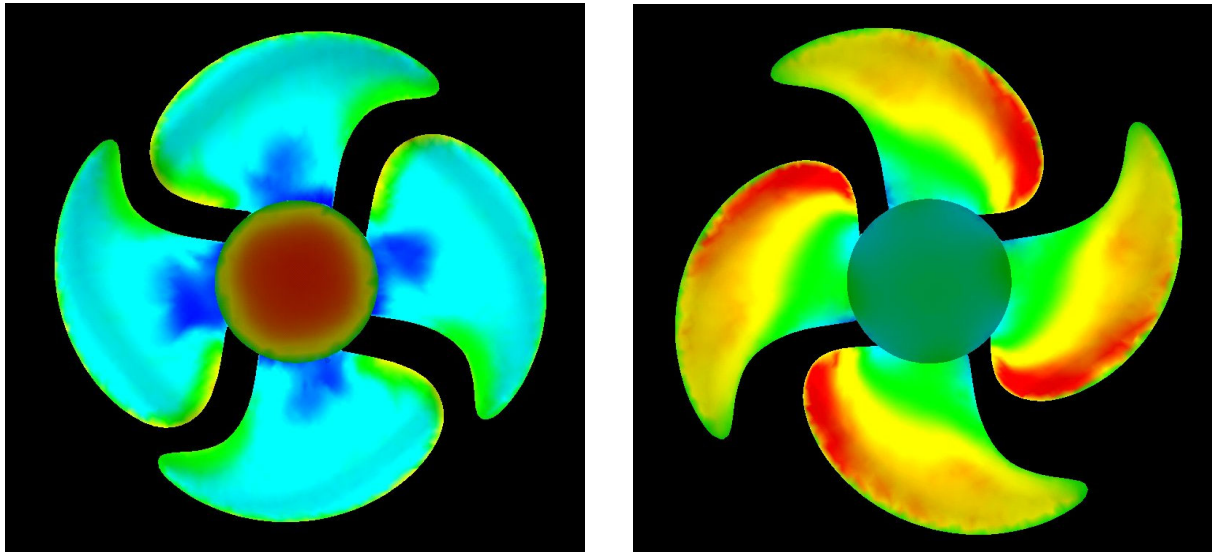


Figure 2.37: Druckverteilung auf der Oberfläche bei normierter Anströmgeschwindigkeit und einer Drehgeschwindigkeit $\omega = 300$. Vorderseite (links) und Rückseite (rechts). Farbskala blau - grün - gelb - rot. Dargestellter Wertebereich von $c_p = -1.6$ bis 1.2

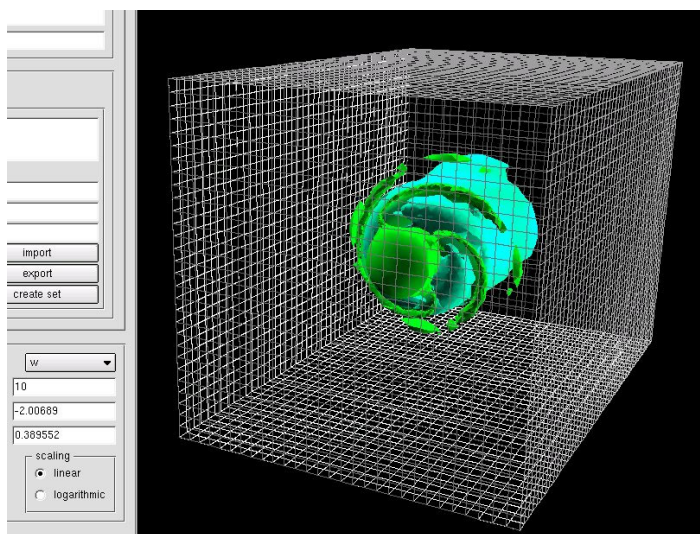


Figure 2.38: Isoflächen konstanter Axialgeschwindigkeit im Anfahrvorgang. Freifahrt, normierte Anströmung, $\omega = 300$. Zu sehen ist der sich ausbildende Randwirbel der Propellerblätter.

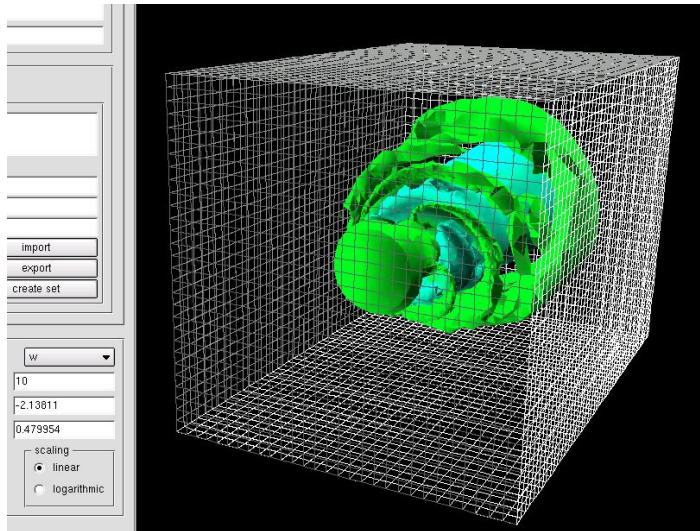


Figure 2.39: Isoflächen konstanter Axialgeschwindigkeit, wie Abbildung 2.38, jedoch für die eingeschwungene Lösung.

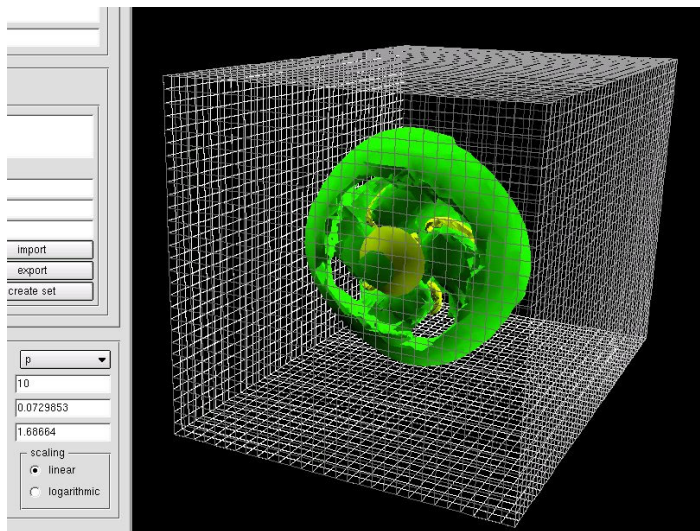


Figure 2.40: Isoflächen konstanten Drucks im Anfahrvorgang nach einer Umdrehung. Freifahrt, normierte Anströmung, $\omega = 300$. (links)

Der Vergleich der ermittelten Kennwerte J , K_T , K_Q und η :

$$J = \frac{2\pi v_a}{\omega D} \quad ; \quad K_T = \frac{4\pi^2 T}{\rho \omega^2 D^4} \quad ; \quad K_Q = \frac{4\pi^2 Q}{\rho \omega^2 D^5} \quad ; \quad \eta = \frac{T}{Q\omega} \quad (2.44)$$

mit denen von Freifahrtversuchen ist in Tabelle 2.1 dargestellt. In den Kennwerten ist v_a die Anströmgeschwindigkeit, D der Propellerdurchmesser, T und Q sind Schub bzw. Drehmoment, ρ ist die Dichte und ω ist die Winkelgeschwindigkeit.

Die Ergebnisse in Tabelle 2.1 zeigen fast durchweg zu geringe Werte für den Schub und geringere Abweichungen für das Drehmoment. Diese Ergebnisse lassen sich in Anbetracht der im Vergleich zum Experiment weniger Strömungsgünstigen Propellernabe gut nachvollziehen. Insbesondere stellt sich die abgeschnittene Vorderseite der Nabe als Stauscheibe mit entsprechend hohem Druck dar, der an der Hinterseite nicht wieder zurückgewonnen werden kann. Entsprechend liegen die Wirkungsgrade tendentiell niedriger als experimentell ermittelt. Die Vergleichsrechnungen werden daher in Kürze mit verbesserter Modellierung der Nabe wiederholt.

Binnenschiff im Flachwasser mit Propeller

Im folgenden Beispiel wird der zuvor in Freifahrt untersuchte Propeller am Heck eines

ω	J	T	Q	$K_{T,n}$	$K_{T,e}$	$K_{Q,n}$	$K_{Q,e}$	η_n
200	1.347	2.64410^{-5}	2.41110^{-7}	0.0882	0.08	0.0345	0.027	0.548
250	1.078	9.96010^{-5}	6.16810^{-7}	0.2127	0.23	0.0565	0.056	0.646
300	0.898	1.96810^{-4}	1.08110^{-6}	0.2918	0.32	0.0687	0.063	0.607
500	0.539	8.92710^{-4}	4.51610^{-6}	0.4767	0.53	0.1034	0.110	0.395
800	0.337	2.93410^{-3}	1.55410^{-5}	0.6120	0.67	0.1389	0.133	0.236

Tabelle 2.1: Freifahrtsimulation eines Propellers. Winkelgeschwindigkeit ω , Fortschrittsgrad J , Schub T , Drehmoment Q , Kennwerte für Schub und Drehmoment K_T und K_Q , Wirkungsgrad η , Indizes: numerisch n , experimentell e . Die gegenüber dem Experiment verringerten Werte für Schub und Drehmoment werden vor allem der im numerischen Modell vereinfachten, strömungungünstigen Nabenform zugeschrieben.

Binnenschiffs positioniert und in einer gemeinsamen Rechnung simuliert. Abbildung 2.41 zeigt das vollständige Rechengebiet, Abbildung 2.42 die Positionierung des Propellergitters am Heck des Schiffes. Das unstrukturierte Propellertgitter (167'473 Elemente) wird hierzu überlappend in das ebenfalls unstrukturierte Schiffsgitter (3'392'128 Elemente) eingesetzt.

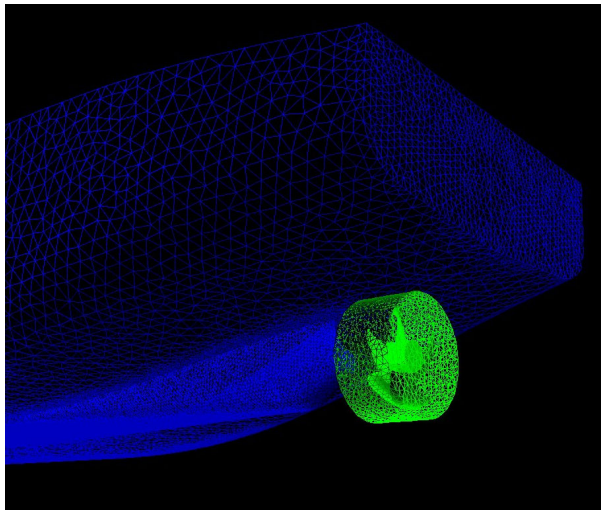
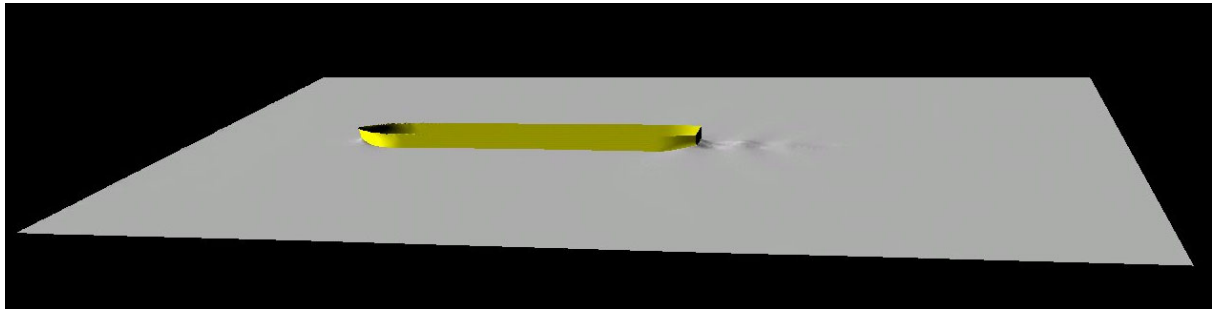


Figure 2.41: Simulation eines Binnenschiffs mit rotierendem Antriebsorgan (oben). Gesamtes Rechengebiet.

Figure 2.42: Positionierung des drehenden Antriebsorgans. Der vernetzte Propeller (grün) wird mittels Overset-Methode in das unveränderte Netz um den Schiffskörper (blau) eingesetzt. Oberflächen als Drahtmodelldarstellung (links).

In diesem Beispiel soll vor allem die Verkopplung von schiffsfestem und propellerfestem, rotierenden System hervorgehoben werden. Das Propellernetz ist identisch mit dem zuvor für die Freifahrt-Simulation verwendeten. Die Overset-Methode erlaubt eine weitgehend

freie Positionierung des unabhängig vernetzten Propellers, sowie auch den beliebigen Austausch des Propellers durch ein Exemplar veränderter Geometrie oder Vernetzung. An dieser Stelle soll angemerkt sein, dass es sich hier nicht um die Simulation einer realen Konfiguration handeln soll. Das Beispiel versteht sich im Sinne der Darstellung der Möglichkeiten mit den hier entwickelten Methoden.

Die Simulationen wurden mit verschiedenen Propeller-Winkelgeschwindigkeiten $\omega = 200, 300, 400$ und 600 , entsprechend den Fortschrittsgraden $J = 1.347, 0.898, 0.674$ und 0.449 , durchgeführt. Zum Vergleich dient eine Simulation des Schiffskörpers ohne Propeller. Das schiffsfeste Gitter ist in beiden Fällen das gleiche. Die Tiefenfroudezahl ist $Fr = 0.133$. Aufgrund des ohnehin hohen Rechenaufwands für diese Beispiele wurde auf die Berücksichtigung der Reibung verzichtet.

Um Rechenzeit zu sparen, wurden die Simulationen mit einem quasi-stationären Anlauf gestartet. In dieser Phase der Rechnungen wurde der Propeller zwar wie in der voranstehenden Beschreibung der Overset-Technik mitgerechnet, nicht jedoch mechanisch verdreht. Seine Wirkung auf das Fernfeld ist hierbei gleichwertig, allerdings können Beschleunigungstechniken eingesetzt werden, die zu einer deutlich schnelleren Einstellung des grossräumigen Berechnungsfelds führen. An die Anlaufphase schliesst sich eine Berechnung mit konstantem Zeitschritt und entsprechender Verdrehung des Propellers je Zeitschritt an. Bei den Abbildungen handelt es sich um Momentanaufnahmen, die jeweils nach einigen, ca. 3 bis 4, Umdrehungen des Propellers gewonnen wurden.

Abbildung 2.43 zeigt die freie Oberfläche hinter dem geschleppten Schiffskörper ohne Propeller. Zum Vergleich zeigen die Abbildungen 2.44, 2.45, 2.46 und 2.47 jeweils die freie Oberfläche für gekoppelte Berechnungen mit Propeller bei Winkelgeschwindigkeiten $\omega = 200, 300, 400$ und 600 . Auf der Propelleroberfläche selbst ist ferner der relative Druck (adaptive Farbskala blau-grün-gelb-rot) dargestellt.

Wie die Oberfläche bereits zeigt, ist die Abströmung hinter dem Propeller asymmetrisch. Das Abströmgebiet ist ferner von Randwirbeln der Propellerblätter überlagert, die besonders bei hoher Drehzahl noch in einiger Entfernung hinter dem Schiff wahrgenommen werden können. Abbildung 2.48 zeigt die Geschwindigkeitsverteilung für die Längs- bzw. Vertikalkomponente in einer Schnittebene hinter dem Schiff für $J = 0.449$ entsprechend $\omega = 600$.⁸

⁸Der Blickpunkt befindet sich in diesen Bildern unterhalb der Gewässersohle. Aufgrund der überlagerten Relativbewegung entspricht die Färbung der Propelleroberfläche in Abbildung ?? rechts **nicht** der wahren Geschwindigkeit.

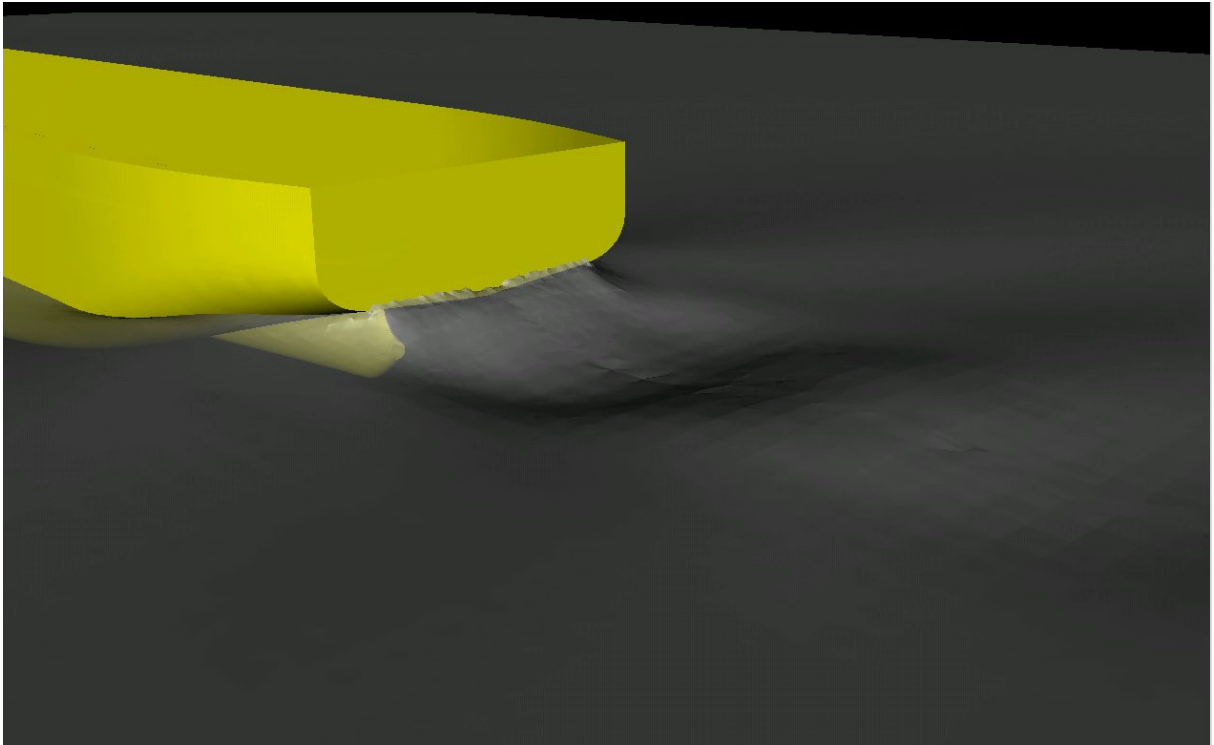


Figure 2.43: Freie Oberfläche hinter geschlepptem Binnenschiff, $Fr = 0.133$, reibungsfrei.

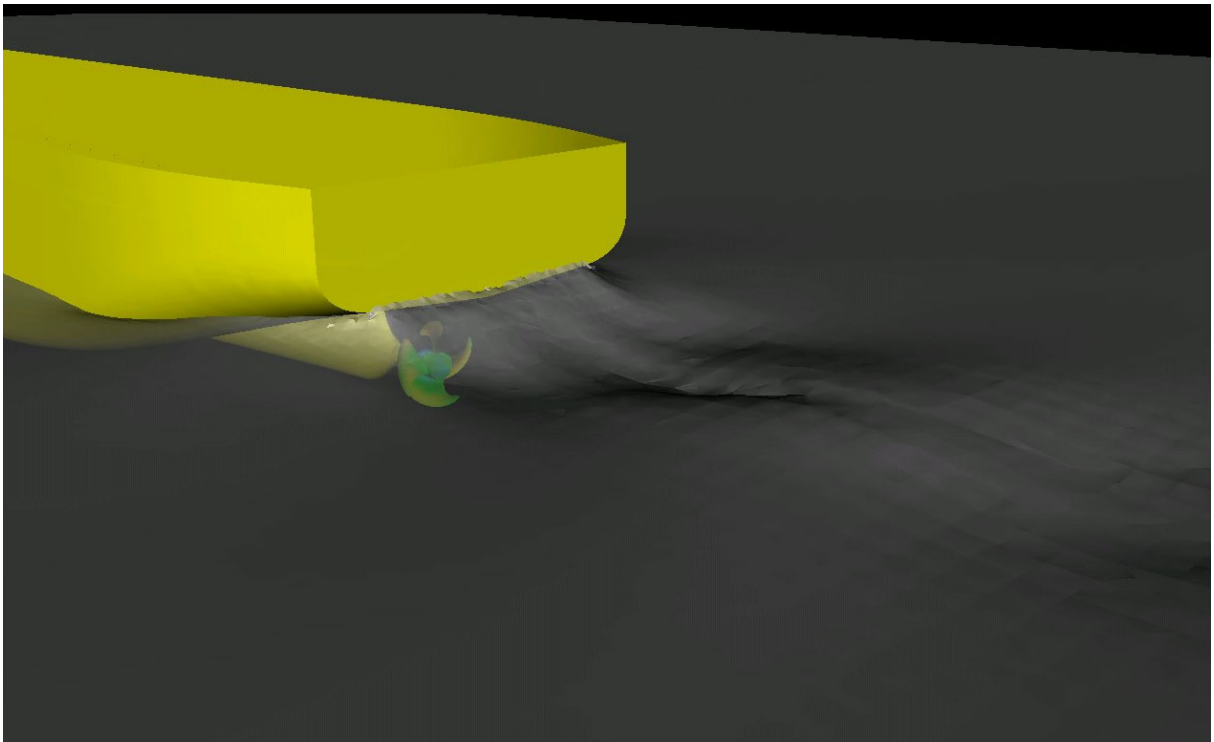


Figure 2.44: Binnenschiff mit rotierendem Antriebsorgan. Druckverteilung auf Propellerrückseite und Beeinflussung der freien Oberfläche. $Fr = 0.133$, Propeller-Fortschrittsgrad $J = 1,347$.

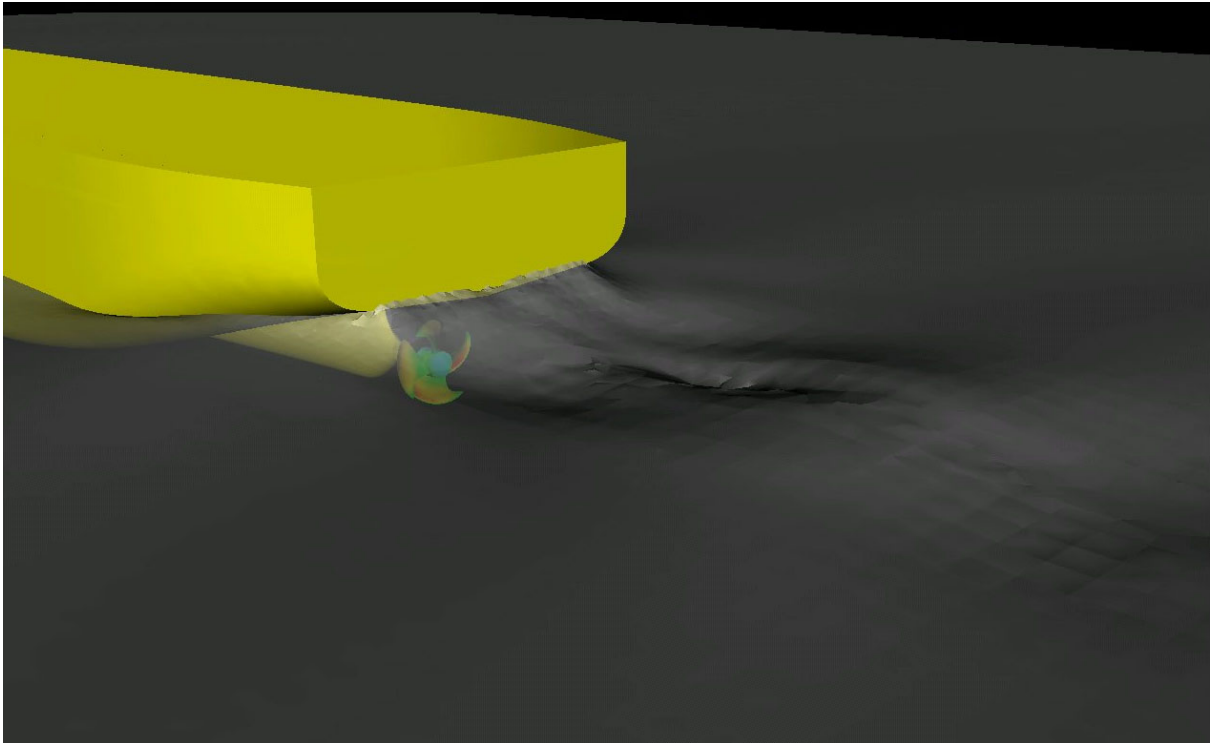


Figure 2.45: Binnenschiff mit rotierendem Antriebsorgan. Druckverteilung auf Propellerrückseite und Beeinflussung der freien Oberfläche. $Fr = 0.133$, Propeller-Fortschrittsgrad $J = 0.898$.

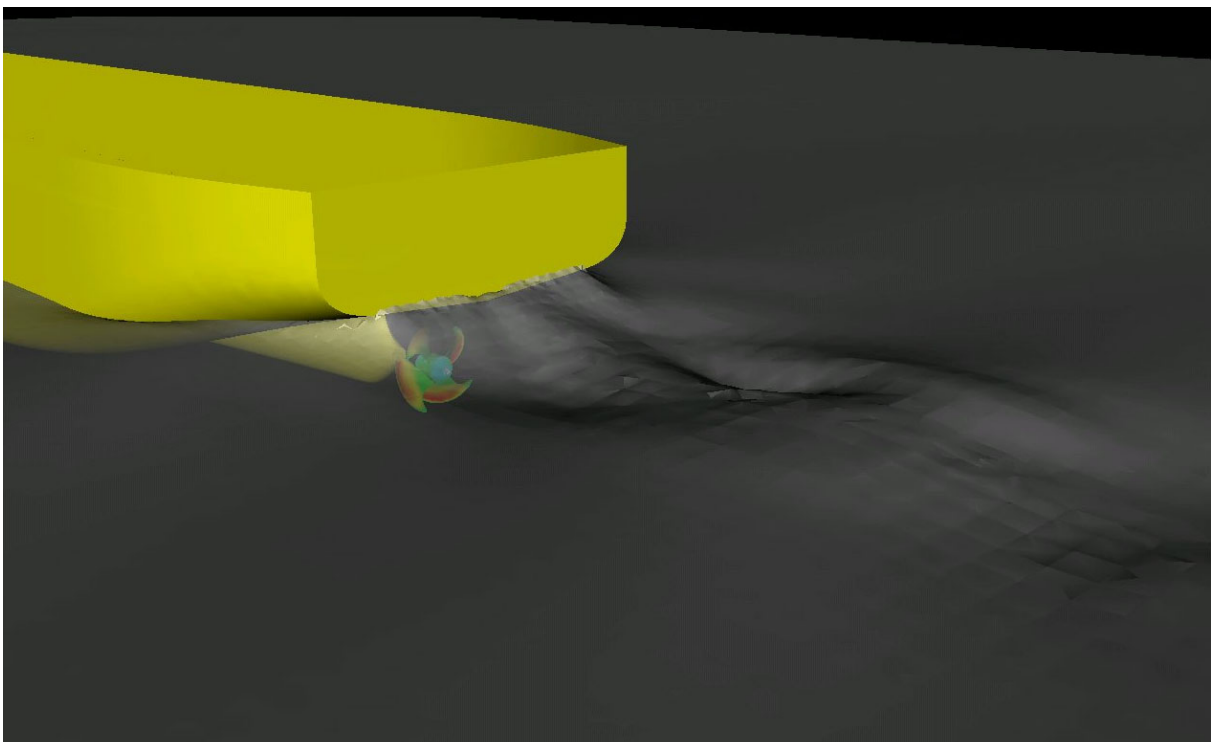


Figure 2.46: Binnenschiff mit rotierendem Antriebsorgan. Druckverteilung auf Propellerrückseite und Beeinflussung der freien Oberfläche. $Fr = 0.133$, Propeller-Fortschrittsgrad $J = 0.674$.

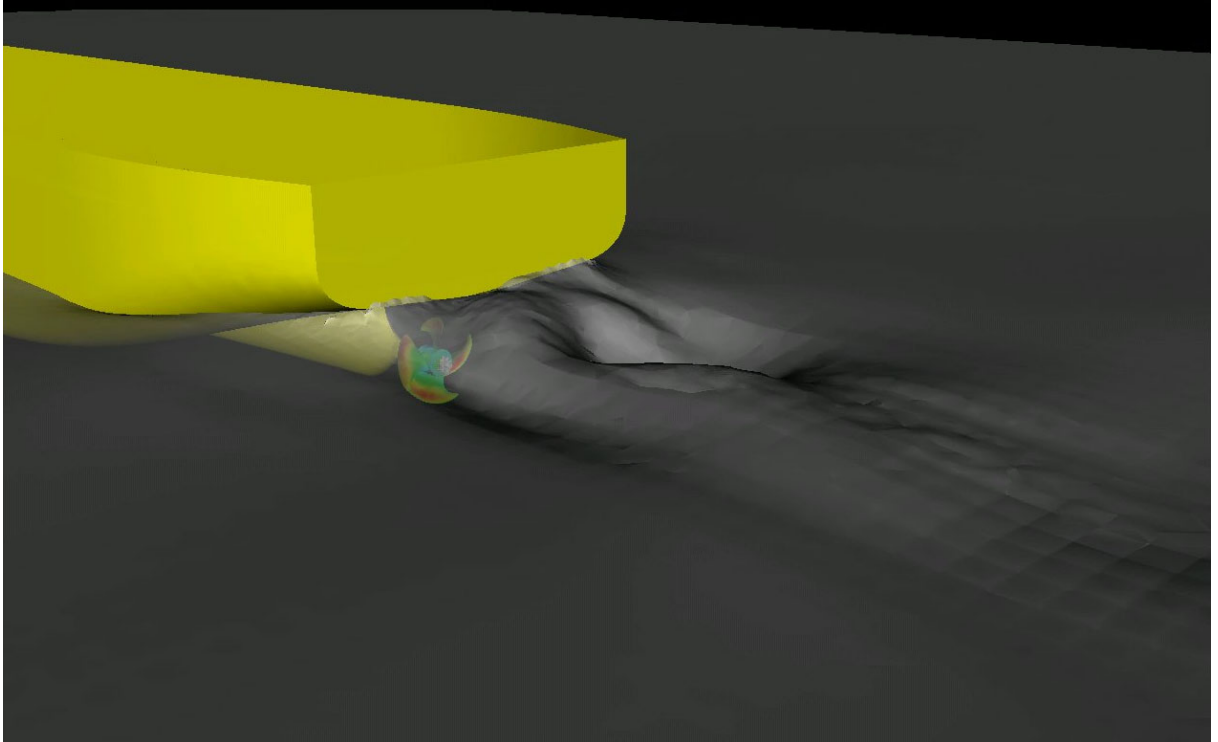


Figure 2.47: Binnenschiff mit rotierendem Antriebsorgan. Druckverteilung auf Propellerrückseite und Beeinflussung der freien Oberfläche. $Fr = 0.133$, Propeller-Fortschrittsgrad $J = 0.449$.

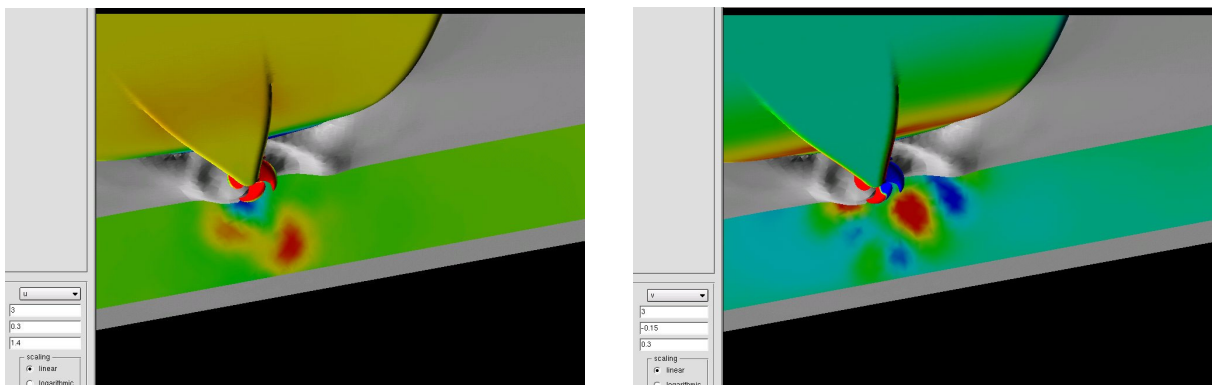


Figure 2.48: Längskomponente (links) und Vertikalkomponente (rechts) der Geschwindigkeit in Schnittebene hinter Binnenschiff mit Propeller, $Fr = 0.133$, Propeller-Fortschrittsgrad $J = 0.449$. Normierte Anströmung $u_\infty = 1$.

3. Zweidimensionale Flachwasserlösung

3.1 Koordinatensystem

Die Beschreibung der Strömung im Außenfeld erfolgt in einem rechtshändigen Koordinatensystem, dessen Ursprung auf der ungestörten Wasseroberfläche liegt. Die x -Achse zeigt in Schiffslängsrichtung, die y -Achse nach Backbord und die z -Achse vertikal nach oben. Die Funktion $\zeta(x, y, t)$ bezeichnet die lokale, momentane Wellenerhebung, d.h. die z -Koordinate der freien Oberfläche. Die Funktion $h(x, y)$ bezeichnet die lokale Wassertiefe, d.h. die negative z -Koordinate des Gewässerbodens.

3.2 BESHwa

Das Verfahren BESHwa (Boussinesq Equations for Ship Waves) basiert auf erweiterten Flachwassergleichungen vom Boussinesq-Typ. Diese Gleichungen beschreiben die Wellenausbreitung in einem Strömungsgebiet mit endlicher Wassertiefe, die örtlich variieren kann aber zeitlich konstant ist. Es wird dabei eine reibungs- und rotationsfreie Strömung vorausgesetzt.

Unter der Annahme, daß die Wellenhöhe kleiner und die Wellenlänge größer als die Wassertiefe sind, werden die Kontinuitäts- und die Impulsgleichungen vertikal integriert. Dabei gehen die kinematischen Randbedingungen am Boden und an der freien Oberfläche und die dynamische Randbedingung an der freien Oberfläche in die Integration mit ein. Die Darstellung des Strömungsfeldes erfolgt nun anhand der momentanen lokalen Wellenerhebung $\zeta(x, y, t)$ und der vertikal gemittelten horizontalen Geschwindigkeitskomponenten

$$\bar{u}(x, y, t) = \frac{1}{h(x, y) + \zeta(x, y, t)} \int_{-h}^{\zeta} u(x, y, z, t) dz$$

und

$$\bar{v}(x, y, t) = \frac{1}{h(x, y) + \zeta(x, y, t)} \int_{-h}^{\zeta} v(x, y, z, t) dz.$$

Das dreidimensionale Strömungsgebiet kann also durch eine zweidimensionale Geschwindigkeitsverteilung und die Wellenerhebung beschrieben werden. Das numerische Problem wird so um eine Dimension verringert und kann entsprechend effizient gelöst werden. Auch sind die Randbedingungen am Boden und an der freien Oberfläche in den Boussinesq-Gleichungen implizit erfüllt und bedürfen keiner weiteren numerischen Behandlung.

Es ergeben sich schließlich folgende Gleichungen:

$$\zeta_t - V \zeta_x + (\zeta_x + h_x)u + (\zeta + h)(u_x + v_y) + (\zeta_y + h_y)v = 0 \quad (3.1)$$

$$\begin{aligned}
 & u_t - V u_x + u u_x + v u_y + g \zeta_x \\
 & - \frac{h}{2} [h_{xx} u_t + 2h_x u_{tx} + h u_{txx} + h_{xy} v_t + h_y v_{tx} + h_x v_{ty} + h v_{txy} \\
 & - V(h_{xx} u_x + 2h_x u_{xx} + h u_{xxx} + h_{xy} v_x + h_y v_{xx} + h_x v_{xy} + h v_{xxy})] \\
 & + \frac{h^2}{6} (1 - 6 C_{BQ}) [u_{txx} + v_{txy} - V(u_{xxx} + v_{xxy})] \\
 & + g h^2 C_{BQ} (\zeta_{xxx} + \zeta_{xyy}) = -\frac{p_x}{\rho}
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

$$\begin{aligned}
 & v_t - V v_x + u v_x + v v_y + g \zeta_y \\
 & - \frac{h}{2} [h_{xy} u_t + h_y u_{tx} + h_x u_{ty} + h u_{txy} + h_{yy} v_t + 2h_y v_{ty} + h v_{tyy} \\
 & - V(h_{xy} u_x + h_x u_{xy} + h_y u_{xx} + h u_{xxy} + h_{yy} v_x + 2h_y v_{xy} + h v_{xyy})] \\
 & + \frac{h^2}{6} (1 - 6 C_{BQ}) [u_{txy} + v_{tyy} - V(u_{xxy} + v_{xyy})] \\
 & + g h^2 C_{BQ} (\zeta_{xxy} + \zeta_{yyy}) = -\frac{p_y}{\rho}
 \end{aligned} \tag{3.3}$$

Zur besseren Lesbarkeit wurden die Überstriche bei den gemittelten Geschwindigkeiten hier weggelassen. p ist der Druck auf der freien Oberfläche; ohne äußere Störung ist dies der konstante Luftdruck.

Die Gleichungen beschreiben das Strömungsgebiet in einem Koordinatensystem, das sich mit der Geschwindigkeit V in x -Richtung bewegt, oder das erdfest ist ($V=0$). Weiterhin beinhalten sie eine Dispersionskorrektur, mit der das Dispersionsverhalten kurzer Wellen verbessert werden kann. Hierzu nimmt der Parameter C_{BQ} Werte zwischen 0 und -0.0572 an.

Eine ausführliche Beschreibung der Herleitung und eine Diskussion der Dispersionskorrektur gibt Jiang (2001).

Zur numerischen Lösung werden die Gleichungen auf einem kartesischen Gitter mittels eines Crank-Nicolson-Schemas diskretisiert. Das sich ergebende schwach besetzte Gleichungssystem wird mit iterativen Lösungsverfahren (z.B. SOR oder GMRES) gelöst.

An den offenen Rändern am Ein- und Ausströmrand wird eine Sommerfeld-Abstrahlbedingung angesetzt. Mit dem Vektor $\mathbf{q} = [\zeta, \bar{u}, \bar{v}]^T$ läßt sich diese schreiben als

$$\mathbf{q}_t + \mathbf{M} \mathbf{q}_x = 0 \tag{3.4}$$

Bei unterkritischer Schiffsgeschwindigkeit ist die Matrix dann am Ein- bzw. Ausströmrand

$$\mathbf{M}_{\text{ein/aus}} = \begin{bmatrix} \bar{u} - V \pm \sqrt{g(h + \zeta)} & 0 & 0 \\ 0 & \bar{u} - V \pm \sqrt{g(h + \zeta)} & 0 \\ 0 & 0 & \bar{u} - V \end{bmatrix} \tag{3.5}$$

Bei überkritischer Geschwindigkeit kann keine Welle das Rechengebiet durch den Einströmrand verlassen, die Matrix am Ausströmrand wird dann

$$\mathbf{M}_{aus} = \begin{bmatrix} \bar{u} - V & h + \zeta & 0 \\ g & \bar{u} - V & 0 \\ 0 & 0 & \bar{u} - V \end{bmatrix} \quad (3.6)$$

An senkrechten Wänden wird die Tangentialflußbedingung

$$\begin{bmatrix} \bar{u} \\ \bar{v} \end{bmatrix} \mathbf{n} = 0$$

zusammen mit der Kontinuitätsgleichung angewendet, was zu einer totalen Reflexion führt.

3.3 Einbeziehen der Strömungswirkung

Die oben vorgestellten Gleichungen vom Boussinesq-Typ erlauben die Beschreibung der Wellenausbreitung sowohl im erdfesten als auch im schiffsfesten Koordinatensystem. Mit diesen Gleichungen kann bereits die Strömungswirkung berücksichtigt werden, sofern sich die Wassertiefe in Fahrtrichtung nicht ändert und die Grundströmung in Fahrtrichtung verläuft. Die Bodenreibung kann durch dissipative Terme mit einem einfachen Reibungsansatz berücksichtigt werden.

Zwei Erweiterungen der Boussinesq-Gleichungen für allgemeine Grundströmungen geben Qin Chen (1997) und Zou. Beide erlauben eine beliebige Bodentopographie und Grundströmungsrichtung, mit der Einschränkung, daß die Strömungsgeschwindigkeit und die räumliche Veränderung der Wassertiefe in Strömungsrichtung nicht gleichzeitig groß sein dürfen. Bei diesen Gleichungen bezeichnen die Variablen $\bar{u}$ und $\bar{v}$ die Summe der Geschwindigkeitskomponenten aus Grundströmung und der durch das Schiff hervorgerufenen Störströmung in x - bzw. y -Richtung.

Ein Problem besteht darin, daß das Grundströmungsfeld bekannt sein muß. Es kann bei speziellen Modelluntersuchungen, die numerisch begleitet werden, direkt gemessen oder bei periodischen Vorgängen aus Messungen berechnet werden (z.B. Tideströmungen). Die Grundströmung kann aber auch numerisch berechnet werden, indem als Anfangsbedingung die mittlere Strömungsgeschwindigkeit vorgegeben und solange simuliert wird, bis sich eine stationäre Strömung einschließlich der Verformung der freien Wasseroberfläche eingestellt hat. Diese stationäre Strömung kann dann als Anfangsbedingung für eine Simulation mit einem Schiff verwendet werden. Alternativ könnte das ungestörte Strömungsfeld auch mit einem nichtlinearen Paneelverfahren berechnet werden. Dieses Verfahren ist aber noch nicht implementiert worden.

Weitere alternative Formulierungen der Boussinesq Gleichungen mit Berücksichtigung der Strömungswirkung von Yoon und Liu (1989) und Dingemans (1997) wurden hier nicht weiter verfolgt, da die numerische Lösung zu aufwendig wäre.

Die erweiterten Gleichungen von Chen und Zou wurden im Programm BESHwa implementiert. Die Bodenreibung kann bei allen drei Gleichungen in der Simulation berücksichtigt werden.

Die Gleichungen von Chen gelten nur im erdfesten Koordinatensystem; in dimensionsloser Form lauten sie:

$$\zeta_t + \nabla \cdot (h \mathbf{u}) + \delta \zeta \nabla \cdot \mathbf{u} + \nu \mathbf{u} \cdot \nabla \zeta = 0 \quad (3.7)$$

$$\begin{aligned} & \mathbf{u}_t + \nu (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \nabla \zeta \\ & + \mu^2 [\Lambda_0 + \nu \Lambda_1 + \delta (\Lambda_2 + \nu \Lambda_3) + \delta^2 (\Lambda_4 + \nu \Lambda_5)] = O(\epsilon \mu^2, \mu^4) \end{aligned} \quad (3.8)$$

mit dem Strömungsvektor der vertikal gemittelten horizontalen Geschwindigkeitskomponenten

$$\mathbf{u} = [\bar{u}, \bar{v}]^T$$

und

$$\Lambda_0 = h \Gamma_t$$

$$\Lambda_1 = (\mathbf{u} \cdot \nabla) (h \Gamma)$$

$$\Lambda_2 = -\zeta \{ \Gamma_t + \nabla [\nabla \cdot (h \mathbf{u}_t)] \}$$

$$\Lambda_3 = -\zeta (\mathbf{u} \cdot \nabla) \{ \Gamma + \nabla [\nabla \cdot (h \mathbf{u})] \}$$

$$\Lambda_4 = -\frac{1}{3} \zeta^2 \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}_t)$$

$$\Lambda_5 = -\frac{1}{3} \zeta^2 (\mathbf{u} \cdot \nabla) [\nabla (\nabla \cdot \mathbf{u})]$$

$$\Gamma = \frac{h}{6} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}) - \frac{1}{2} \nabla [\nabla \cdot (h \mathbf{u})]$$

Bei starker Strömung werden $\nu = O(1)$ und $\delta = O(1)$. Für eine zweidimensionale Strömung, die in y -Richtung unveränderlich ist, lassen sich die Gleichungen dann dimensionsbehaftet schreiben:

$$\zeta_t + h_x u + h u_x + \zeta u_x + u \zeta_x = 0 \quad (3.9)$$

$$\begin{aligned} & u_t + u u_x + \zeta_x \\ & - \frac{1}{3} h^2 u_{txx} - h h_x u_{tx} - \frac{1}{2} h h_{xx} u_t \\ & - u \left[\frac{1}{2} (h h_{xxx} + h_x h_{xx}) u + \left(\frac{3}{2} h h_{xx} + h_x^2 \right) u_x + \frac{5}{3} h h_x u_{xx} + \frac{1}{3} h^2 u_{xxx} \right] \\ & - \zeta \left(\frac{1}{2} h_{xx} u_t + h_x u_{tx} + \frac{2}{3} h u_{txx} \right) - \zeta u \left[\frac{1}{2} h_{xxx} u + \frac{3}{2} h_{xx} u_x + \frac{5}{3} h_x u_{xx} + \frac{2}{3} h u_{xxx} \right] \\ & - \frac{1}{3} \zeta^2 u_{txx} - \frac{1}{3} \zeta^2 u u_{xxx} = 0 \end{aligned} \quad (3.10)$$

Die alternative Formulierung der Boussinesq-Gleichungen mit Berücksichtigung der Strömung von Zou lautet (hier in dimensionsbehafteter Form):

$$\zeta_t + \nabla \cdot [(h + \zeta) \mathbf{u}] = 0 \quad (3.11)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_t + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + g \nabla \zeta = h \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \right) & \left\{ \frac{1}{2} \nabla [\nabla \cdot (h \mathbf{u})] - \frac{h}{6} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}) \right\} \\ & + \zeta \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \right) \left\{ \frac{1}{2} \nabla [\nabla \cdot (h \mathbf{u})] + \frac{h}{6} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}) \right\} \\ & + \frac{1}{3} \zeta^2 \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \right) [\nabla (\nabla \cdot \mathbf{u})] \end{aligned} \quad (3.12)$$

bzw. in Komponenten ausgeschrieben:

$$\zeta_t + (\zeta_x + h_x) u + (\zeta + h)(u_x + v_y) + (\zeta_y + h_y) v = 0 \quad (3.13)$$

$$\begin{aligned} & u_t + uu_x + vu_y + g \zeta_x \\ & - \frac{1}{2} (h + \zeta) \{ h_{xx} u_t + 2h_x u_{tx} + hu_{txx} + h_{xy} v_t + h_x v_{ty} + h_y v_{tx} + h v_{txy} \\ & \quad + u [h_{xxx} u + 3h_{xx} u_x + 3h_x u_{xx} + hu_{xxx} \\ & \quad + h_{xxy} v + h_{xy} v_y + 2h_{xy} v_x + 2h_x v_{xy} + h_y v_{xx} + h v_{xxy}] \\ & \quad + v [h_{xxy} u + h_{xx} u_y + 2h_{xy} u_x + 2h_x u_{xy} + h_y u_{xx} + h u_{xxy} \\ & \quad + h_{xyy} v + 2h_{xy} v_y + h_{yy} v_x + 2h_y v_{xy} + h_x v_{yy} + h v_{xyy}] \} \end{aligned} \quad (3.14)$$

$$\begin{aligned} & + \frac{1}{6} (h - \zeta) [h u_{txx} + h v_{txy} \\ & \quad + u (h_x u_{xx} + h u_{xxx} + h_x v_{xy} + h v_{xxy}) \\ & \quad + v (h_y u_{xx} + h u_{xxy} + h_y v_{xy} + h v_{xyy})] \\ & - \frac{\zeta^2}{3} [u_{txx} + v_{txy} + uu_{xxx} + uv_{xxy} + vu_{xxy} + vv_{xyy}] = 0 \\ & v_t + uv_x + vv_y + g \zeta_y \\ & - \frac{1}{2} (h + \zeta) \{ h_{xy} u_t + h_x u_{ty} + h_y u_{tx} + h u_{txy} + h_{yy} v_t + 2h_y v_{ty} + h v_{tyy} \\ & \quad + u [h_{xxy} u + 2h_{xy} u_x + h_{xx} u_y + 2h_x u_{xy} + h_y u_{xx} + h u_{xxy} \\ & \quad + h_{xyy} v + 2h_{xy} v_y + h_{yy} v_x + 2h_y v_{xy} + h_x v_{yy} + h v_{xyy}] \\ & \quad + v [h_{xxy} u + 2h_{xy} u_y + h_{yy} u_x + 2h_y u_{xy} + h_x u_{yy} + h u_{xyy} \\ & \quad + h_{xyy} v + 3h_{yy} v_y + 3h_y v_{xy} + h v_{yyy}] \} \end{aligned} \quad (3.15)$$

$$\begin{aligned} & + \frac{1}{6} (h - \zeta) [h u_{txy} + h v_{tyy} \\ & \quad + u (h_x u_{xy} + h u_{xxy} + h_x v_{yy} + h v_{xyy}) \\ & \quad + v (h_y u_{xy} + h u_{xyy} + h_y v_{yy} + h v_{yyy})] \\ & - \frac{\zeta^2}{3} [u_{txy} + v_{tyy} + uu_{xxy} + uv_{xyy} + vu_{xyy} + vv_{yyy}] = 0 \end{aligned}$$

Die Überstriche der vertikal gemittelten Geschwindigkeiten wurden hier der besseren Lesbarkeit halber wieder weggelassen.

3.4 Validierung der Strömungswirkung

Anhand von Validierungsversuchen sollte zunächst untersucht werden, wie gut die Interaktion der Strömung mit veränderlicher Bodentopographie durch die erweiterten Flachwassergleichungen berechnet werden kann.

Dazu wurde ein Versuch mit einer tiefgetauchten Buhne durchgeführt: Im Schleppkanal wurde eine Buhne über die volle Tankbreite auf dem Boden befestigt. Die Scheitelhöhe der Buhne betrug 0.12 m, der ungestörte Wasserspiegel h_0 wurde variiert. Die Form der Buhne wurde so gewählt, daß sich die Wassertiefe mit einer Funktion analytisch beschreiben läßt:

$$h(x) = h_0 - 0.12 \text{ m} \left(\tanh^2\left(\frac{10x}{m}\right) - 1 \right) \quad (3.16)$$

Die Variable x bezeichnet den Abstand vom Scheitelpunkt in Längsrichtung; die Buhne ist in x -Richtung symmetrisch.

Bei der Versuchsdurchführung zeigte sich anfangs, daß bei mäßiger Strömungsgeschwindigkeit u_c oder hohem Wasserstand h_0 die Interaktion so schwach ist, daß die erzeugten Wellen kaum meßbar sind. Es wurden schließlich zwei Versuche durchgeführt und simuliert:

	h_0 [m]	u_c [m/s]
A	0.3	0.415
B	0.2	0.2

Das Wellenprofil wurde aufgemessen, indem eine am Schleppwagen befestigte Wellensonde in Längsrichtung verfahren wurde. Um die Störung der Wasseroberfläche durch die eintauchende Wellensonde so gering wie möglich zu halten, wurde die Sonde mit der Strömungsgeschwindigkeit bewegt.

Abb. 3.1 zeigt das gemessene Wellenprofil für den Fall A im Bereich der Buhne und die Simulationsergebnisse mit den Gleichungen von Zou und Chen. Die Messung zeigt eine Absenkung des Wasserspiegels hinter der Buhne, die durch die Beschleunigung der Strömung über der Buhne entsteht. Diese Absenkung ist in der numerischen Simulation nicht zu finden. Im Gegensatz zur Messung bilden sich in der Simulation Wellen, besonders bei den Gleichungen von Zou.

Die Wellenprofile für den Fall B zeigt Abb. 3.2. Auch dieser Vergleich der Messung mit den Berechnungen beider erweiterter Flachwassergleichungen zeigt, daß diese das gemessene Wellenprofil nicht genau nachrechnen können. Weder die Absenkung über der Buhne, noch die Wellen dahinter sind in guter Übereinstimmung mit der Messung. Dieser Fall wurde dann zusätzlich mit MOUSE simuliert. Das Ergebnis zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit der Messung.

Abb. 3.3 zeigt ein Foto der Strömung über der Buhne. Es ist gut zu erkennen, daß diese hinter der Buhne stark instationär ist. Bei den dargestellten gemess-

senen Wellenprofilen handelt es sich deshalb auch immer um eine zeitliche Mittelung der Zeitschriebe der Wellensonden.

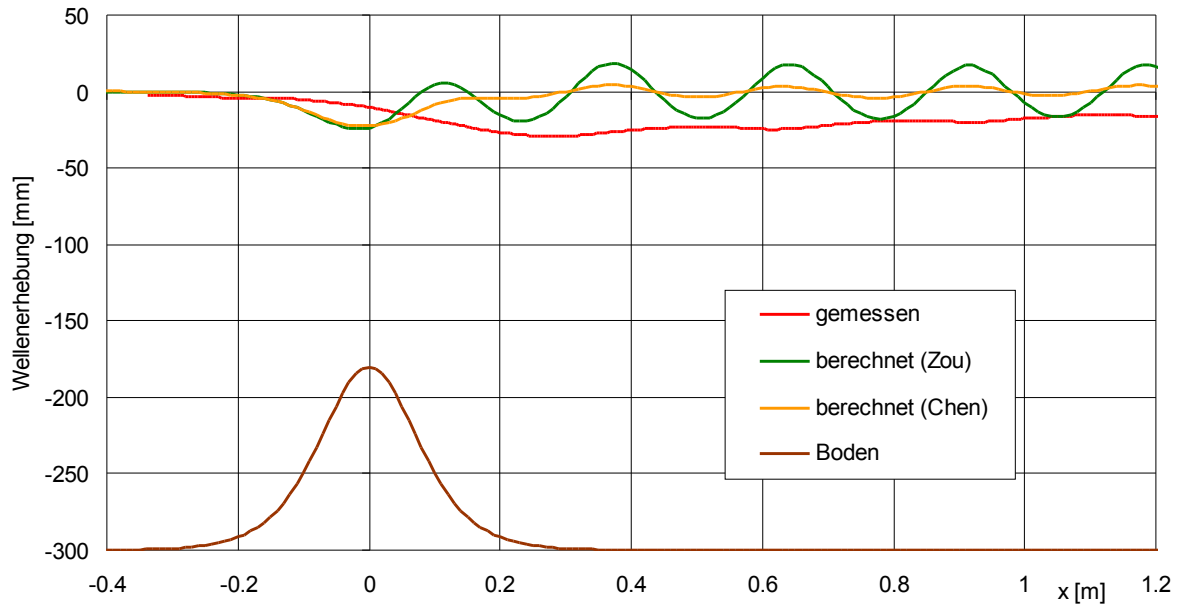


Abb. 3.1 Gemessene und berechnete Wellenerhebung hervorgerufen durch die Überströmung der Buhne (Fall A: $h_0 = 0.3$ m, $u_c = 0.415$ m/s)

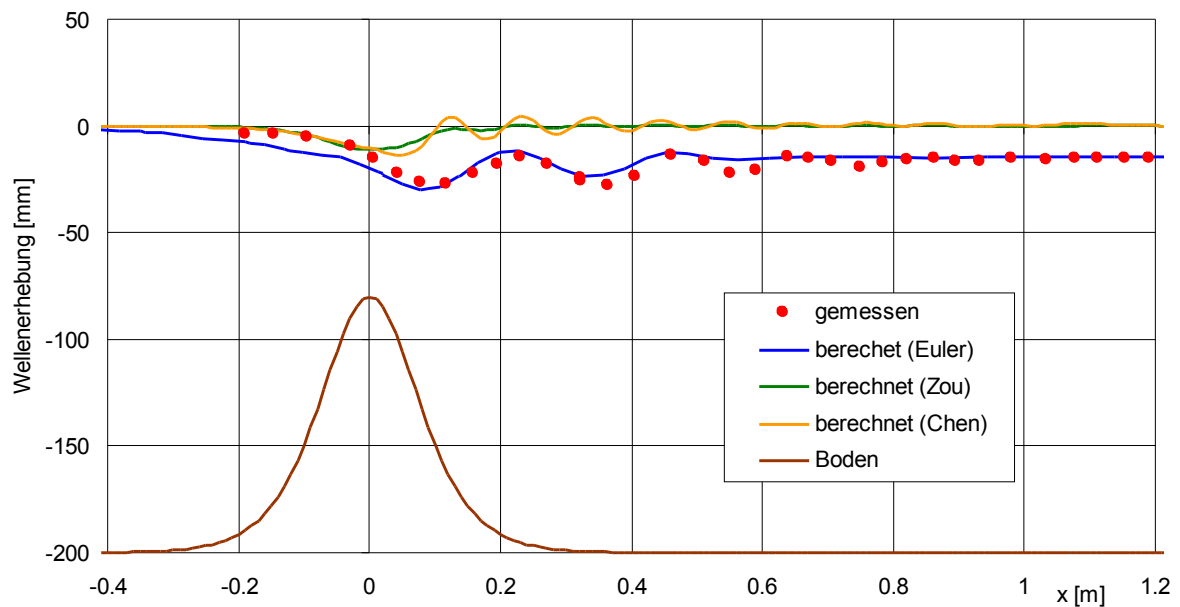


Abb. 3.2 Gemessene und berechnete Wellenerhebung hervorgerufen durch die Überströmung der Buhne (Fall B: $h_0 = 0.2$ m, $u_c = 0.2$ m/s)

Abschließend muß festgestellt werden, daß die erweiterten Flachwassergleichungen zwar die Wechselwirkung zwischen Strömung und Bodentopographie grundsätzlich berücksichtigen können, aber in ihren Gültigkeitsbereichen auf eine sich schwach ändernde Bodentopographie oder auf eine geringe Strömungsgeschwindigkeit beschränkt sind. Für diese Fälle lassen sich Validierungsversuche nur sehr schwer durchführen, da die Wellen sehr klein und deshalb kaum meßbar sind. Eine unzureichende Berücksichtigung der Bodenreibung kann als Erklärung für die schlechte Übereinstimmung der Berechnungen der Flachwassergleichungen mit den Messungen nicht dienen, da die Euler-Gleichungen Reibungseffekte ebenfalls vernachlässigen.

In Fällen, in denen eine sehr starke Wechselwirkung zwischen Strömung und Boden auftritt, kann die Berechnung sehr genau mit dem Euler-Verfahren erfolgen. Viele praktische Fälle, wie z.B. die sehr flach überströmte Buhne in Abb. 3.4, wo sich eine schießende Strömung ausbildet, können grundsätzlich nicht mit den Flachwassergleichungen berechnet werden. Hier sind immer Euler- oder RANSE-Verfahren zu verwenden. Dies gilt ebenfalls für flache Uferbereiche mit ausgeprägten Wasserwechselzonen. Auch hier können die erweiterten Boussinesq-Gleichungen nicht angewendet werden. Mit der im Rahmen dieses Projektes entwickelten Kopplungstechnik können allerdings solche begrenzten Teile des Strömungsgebietes mit 3D-Verfahren berechnet werden, während große Teile des Strömungsgebiets mit den effizienten Flachwassergleichungen behandelt werden können.



Abb. 3.3 Wellenbild hinter der angeströmten Buhne



Abb. 3.4 Schießende Strömung über eine getauchte Buhne

4. Kopplungslösung

Traditionell erfolgt die Modellierung der Schiffswirkung, d.h. die Generierung der Schiffswellen in BESHwa mittels der Schlankkörpertheorie. Damit können bereits sehr gute Ergebnisse für die Berechnung der Schiffswellen und der dynamischen Schwimmlage erzielt werden. Allerdings wird in der Schlankkörpertheorie nur die Verdrängungswirkung des Schiffrumpfes berücksichtigt, nicht aber seine exakte Form. Ebenfalls ist die Einbeziehung von Propulsions- und Manövrierorganen in die Berechnung nicht möglich.

Deshalb soll das effiziente Berechnungsverfahren für die Wellenausbreitung mit einem genaueren Berechnungsverfahren für die schiffsnahe Strömung gekoppelt werden. Der Bereich der schiffsnahen Strömung wird Innenfeld genannt, der umgebende Bereich das Außenfeld. Die grundsätzliche Idee besteht darin, die Lösung im Innenfeld dem Außenfeld als Randbedingung aufzuprägen. Bei der Berechnung instationärer Fälle wird dann nach jedem Zeitschritt im Innenfeld mit der dabei gewonnenen Lösung ein Zeitschritt im Außenfeld berechnet. Die Lösung im Außenfeld dient wiederum dem Innenfeld als Randbedingung, so daß dadurch beide Rechengebiete gekoppelt sind.

Abb. 4.1 zeigt eine Skizze der gekoppelten Rechengebiete. Das kleine Innenfeld ist vom großen Außenfeld umgeben. Außenfeld und Innenfeld überlappen sich in der Kopplungszone. Die Kopplung vom Innen- zum Außenfeld erfolgt an der inneren Kopplungsgrenze (violett), die Kopplung vom Außen- zum Innenfeld erfolgt an der äußeren Kopplungsgrenze (rot). Die Kopplungszone muß so breit sein, daß innerhalb eines Zeitschritts keine Information über sie hinweglaufen kann. Im flachen Wasser ist die maximale Wellengeschwindigkeit durch die Wassertiefe und die Wellenamplitude begrenzt und die minimale Breite der Kopplungszone damit $\Delta t \cdot \sqrt{g(h+\zeta)}$.

Als Rechenverfahren im Innenfeld bieten sich verschiedene Methoden an:

- Potentialtheoretische Paneelverfahren
- Euler-basierte Verfahren
- RANSE-Verfahren

Zum Testen der Ankopplung von BESHwa wird zunächst eine Kopplung mit dem potentialtheoretischen Paneelverfahren UNOPAM (Unsteady nonlinear panel method) durchgeführt. Hierzu wird die Fahrt eines Serie 60 Schiffs im Rechteckkanal berechnet und mit VBD-Messungen verglichen.

Danach wird ein Fall mit dem im Rahmen dieses Forschungsprojektes im Modellversuch untersuchten Küstenmotorschiff simuliert. Das Innenfeld wird hierbei mit dem eulerbasierten Finite-Volumen-Löser MOUSE berechnet.

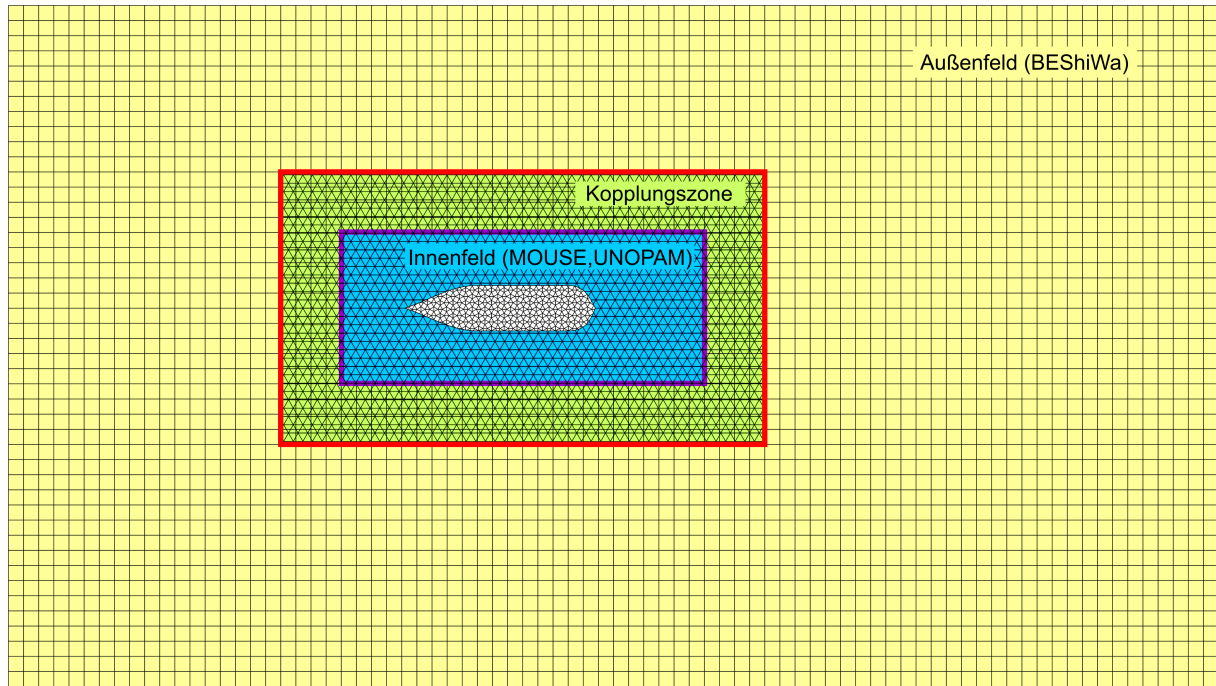


Abb. 4.1 Gekoppelte Rechengebiete

4.1 Kopplung mit UNOPAM

UNOPAM steht für Unsteady NONlinear PAnel Method und ist ein Paneelverfahren, das die instationäre Umströmung eines Schiffes berechnen kann. Das Verfahren kann einen unebenen Boden berücksichtigen.

Es wird vorausgesetzt, daß die Strömung reibungs- und rotationsfrei ist. Dann kann das Strömungsgebiet durch das Geschwindigkeitspotential ϕ beschrieben werden, wobei gelten muß:

$$\Delta \phi = (\nabla \phi)^2 = 0 \quad (4.1)$$

Damit wird die Massenerhaltung im inkompressiblen Fluid erfüllt. Das Strömungsfeld wird in einem Koordinatensystem beschrieben, dessen Ursprung sich im Hauptspant, in der Mittschiffsebene auf der Ruhewasserfläche befindet und das sich mit der Schiffsgeschwindigkeit V in x -Richtung bewegt, d.h. das Koordinatensystem bewegt sich mit der Geschwindigkeit $\mathbf{V}_k = [V, 0, 0]^T$.

Es müssen folgende Randbedingungen erfüllt werden:

1. Kein Durchfluß durch die Schiffsoberfläche:

$$(\nabla \phi - \mathbf{V}_k) \cdot \mathbf{n}_s = 0 \quad (4.2)$$

Hierbei ist $\mathbf{n}_s$ der Normalenvektor auf der Schiffsoberfläche.

2. Kein Durchfluß durch die Wasseroberfläche (kinematische Randbedingung):

$$\zeta_t + (\nabla \phi|_{z=\zeta} - \mathbf{V}_k) \cdot \nabla \zeta = \phi_z|_{z=\zeta} \quad (4.3)$$

Mit Einführung des Normalenvektors auf der freien Oberfläche

$$\mathbf{n}_f = [-\zeta_x, -\zeta_y, 1]^T \quad (4.4)$$

läßt sich (4.3) in der Form

$$(\nabla \phi - \mathbf{V}_k) \mathbf{n}_f - \zeta_t = 0 \quad (4.5)$$

schreiben.

3. Der Druck auf der freien Oberfläche ist gleich dem Luftdruck (dynamische Randbedingung):

$$\phi_t - \mathbf{V}_k \nabla \phi + \frac{1}{2} (\nabla \phi)^2 - g \zeta = 0 \quad (4.6)$$

4. Am ebenen Boden $z = -h_c$ gilt die Randbedingung

$$\phi_z = 0, \quad (4.7)$$

die durch Spiegelung des Potentials am Boden erfüllt wird.

5. Bei unendlicher Wassertiefe gilt hingegen

$$\lim_{z \rightarrow -\infty} \nabla \phi = 0 \quad (4.8)$$

6. Bei unebenem Boden gilt

$$(\nabla \phi - \mathbf{V}_k) \mathbf{n}_b = 0, \quad (4.9)$$

hierbei ist $\mathbf{n}_b$ der Normalenvektor auf der Bodenfläche, also

$$\mathbf{n}_b = [h_x, h_y, 1]^T \quad (4.10)$$

Bei stationärer Strömung gilt eine Strahlungsbedingung: Wellen treten nur hinter dem Schiff auf. Bei instationärer Rechnung gilt hingegen die Anfangsbedingung, daß das Wasser zu Beginn der Simulation in Ruhe ist.

Das Potential wird durch Überlagerung von N Punktquellen approximiert:

$$\phi = \sum_{j=1}^N q_j G(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}_j) \quad (4.11)$$

mit der Green-Funktion

$$G(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}_j) = \frac{1}{|\mathbf{x} - \boldsymbol{\xi}_j|} \quad (4.12)$$

und der Quellstärke q_j . Der Geschwindigkeitsvektor im Fluid an beliebiger Stelle ist dann

$$\mathbf{v}(\mathbf{x}) = \nabla \phi(\mathbf{x}) = \sum_{j=1}^N q_j \nabla G(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}_j) \quad (4.13)$$

mit

$$\nabla G(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}_j) = -\frac{\mathbf{x} - \boldsymbol{\xi}_j}{|\mathbf{x} - \boldsymbol{\xi}_j|^3} \quad (4.14)$$

Um ein bestimmtes Gleichungssystem zu erhalten, muß für jede zu erfüllende Randbedingung genau eine Quelle vorhanden sein.

Die Schiffsoberfläche wird mit Dreieckspaneele diskretisiert, die freie Oberfläche und der Boden mit Viereckspaneele. Nach jedem Iterationsschritt wird die Schwimmage des Schiffs anhand der integrierten Auftriebskraft und des Trimmoments neu berechnet und das Paneelnetz auf der Schiffsoberfläche an die momentane benetzte Oberfläche angepaßt.

Die Quellpunkte $\boldsymbol{\xi}_j$ liegen bei der Schiffsoberfläche dicht hinter den Mittelpunkt der Dreieckspaneele, am Boden und an der freien Oberfläche etwa im Abstand einer Vierecksseite.

Ist der Berechnungsfall symmetrisch zur Ebene $y = 0$, kann die Hälfte der Quellen eingespart werden. Statt dessen werden alle anderen Quellen an der Symmetrieebene gespiegelt. In gleicher Weise wird bei vorhandenen Seitenwänden verfahren.

Obwohl UNOPAM selbst instationäre Berechnungen durchführen kann, ist es nicht möglich, eine Randbedingung aufzuprägen. Deshalb kann die Kopplung mit UNOPAM nur in eine Richtung, vom Innen- ins Außenfeld, erfolgen. Damit können keine instationären Fälle berechnet werden, wie sie bei transkritischer Geschwindigkeit oder bei sich in Fahrtrichtung verändernder Wassertiefe vorliegen.

Ein wichtiger Schritt bei der Kopplung ist die Berechnung der Randwerte für das Außenfeld an der Kopplungsgrenze. Die vertikal über die Wassertiefe gemittelten Geschwindigkeiten am Rand des Innenfeldes müssen an den Gitterpunkten des Außenfeldes berechnet werden. Die Wellenerhebung wird direkt aus den Koordinaten der Oberflächenpaneele interpoliert. Die vertikal gemittelten horizontalen Geschwindigkeiten $\bar{u}$ und $\bar{v}$ werden dann wie folgt berechnet:

$$\bar{u}(x, y) = \frac{1}{Z} \sum_{i=0}^{Z-1} \frac{\partial}{\partial x} \phi(x, y, h(x, y) + (i + \frac{1}{2}) \Delta z) \quad (4.15)$$

$$\bar{v}(x, y) = \frac{1}{Z} \sum_{i=0}^{Z-1} \frac{\partial}{\partial y} \phi(x, y, h(x, y) + (i + \frac{1}{2}) \Delta z)$$

mit

$$\Delta z = \frac{h(x, y) + \zeta(x, y)}{Z}$$

Z ist die Anzahl der vertikalen Stützstellen für die Integration, x und y sind die Gitterkoordinaten im Außenfeld an der Kopplungsgrenze.

Mit den im Innenfeld berechneten Quellstärken ergeben sich schließlich

$$\begin{aligned}\bar{u}(x, y) &= \frac{1}{Z} \sum_{i=0}^{Z-1} \sum_{j=1}^N - \frac{x - \xi_{j,1}}{\left[\left[x, y, -h(x, y) + \left(i + \frac{1}{2}\right) \Delta z \right]^T - \xi_j \right]} \\ \bar{v}(x, y) &= \frac{1}{Z} \sum_{i=0}^{Z-1} \sum_{j=1}^N - \frac{y - \xi_{j,2}}{\left[\left[x, y, -h(x, y) + \left(i + \frac{1}{2}\right) \Delta z \right]^T - \xi_j \right]}\end{aligned}\quad (4.16)$$

An die Kopplung wird die Anforderung gestellt, daß die gekoppelte Berechnung im Außenfeld zum gleichen Ergebnis kommen muß, wie die Berechnung mit UNOPAM in einem Rechenggebiet von der Größe des Außenfeldes. Das Innenfeld wurde also auf die volle Kanalbreite ausgedehnt. Aus diesem großen Innenfeld wurde ein kleines Gebiet ausgeschnitten und mit dem Außenfeld gekoppelt. Diese Berechnungen wurden für die drei Geschwindigkeiten $Fr_h = 0.5, 0.6$ und 0.7 durchgeführt.

In Abb. 4.2 bis Abb. 4.4 sind die berechneten Wellenschnitte dargestellt. Die mit UNOPAM berechneten Wellenschnitte sind rot und die gekoppelt berechneten grün dargestellt. In allen Fällen zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung der beiden Berechnungen. Durch die Kopplung kann also die Berechnung im Außenfeld mit einem aufwendigen Verfahren, hier UNOPAM, durch das wesentlich effizientere Flachwasserverfahren ersetzt werden. Auch die Übereinstimmung der berechneten mit den gemessenen Wellenschnitten ist sehr gut besonders für die beiden höheren Geschwindigkeiten.

Zusätzlich ist in gelb die Berechnung mit BESHiWa alleine dargestellt; das Schiff wurde hierbei in herkömmlicher Weise mit der Schlankkörpertheorie modelliert. Es ist zu erkennen, daß die Schlankkörpertheorie besonders das schiffsnahe Wellensystem deutlich weniger detailliert auflöst.

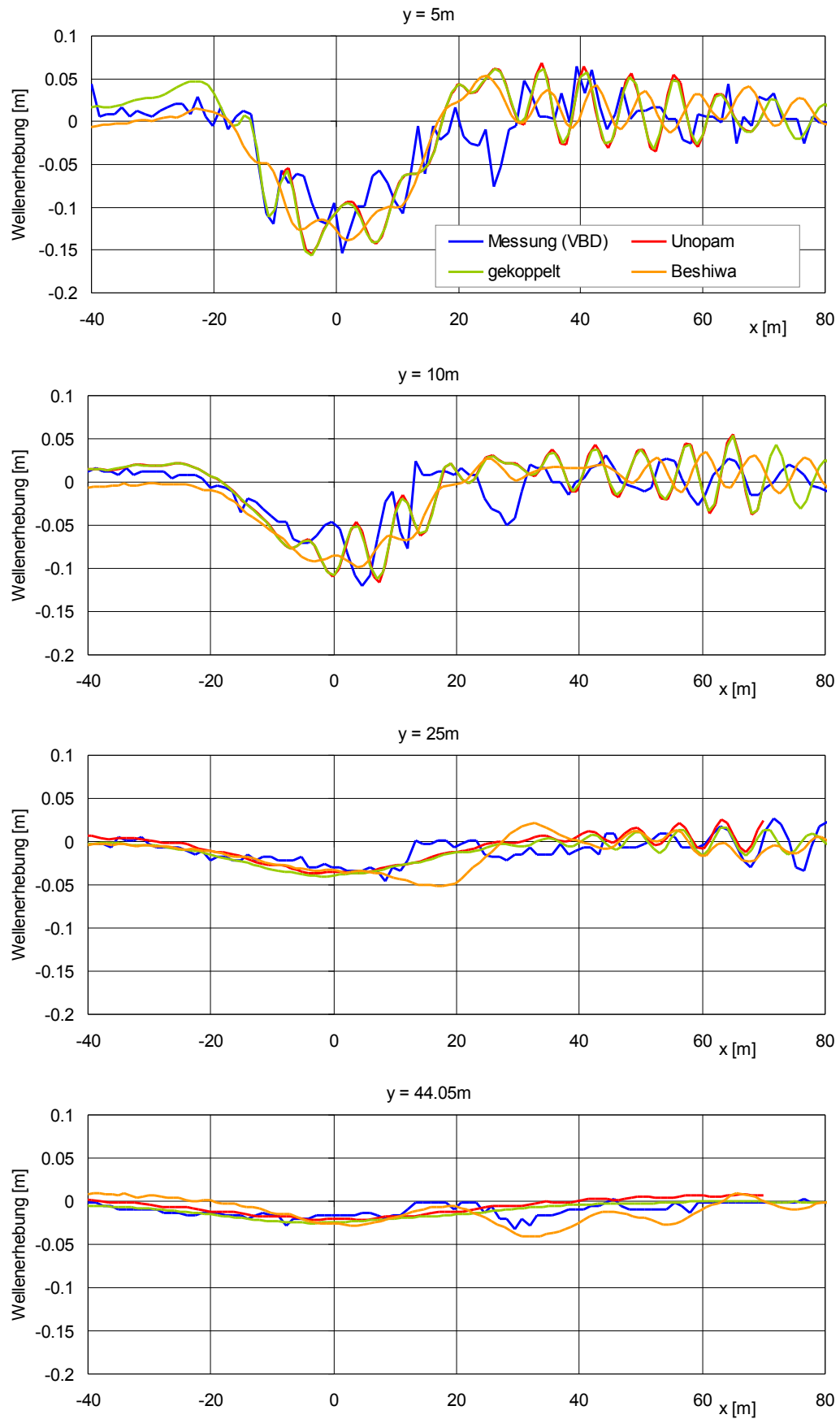


Abb. 4.2 Vergleich der Wellenschnitte für ein Serie 60 Schiff, $Fr_h = 0.5$

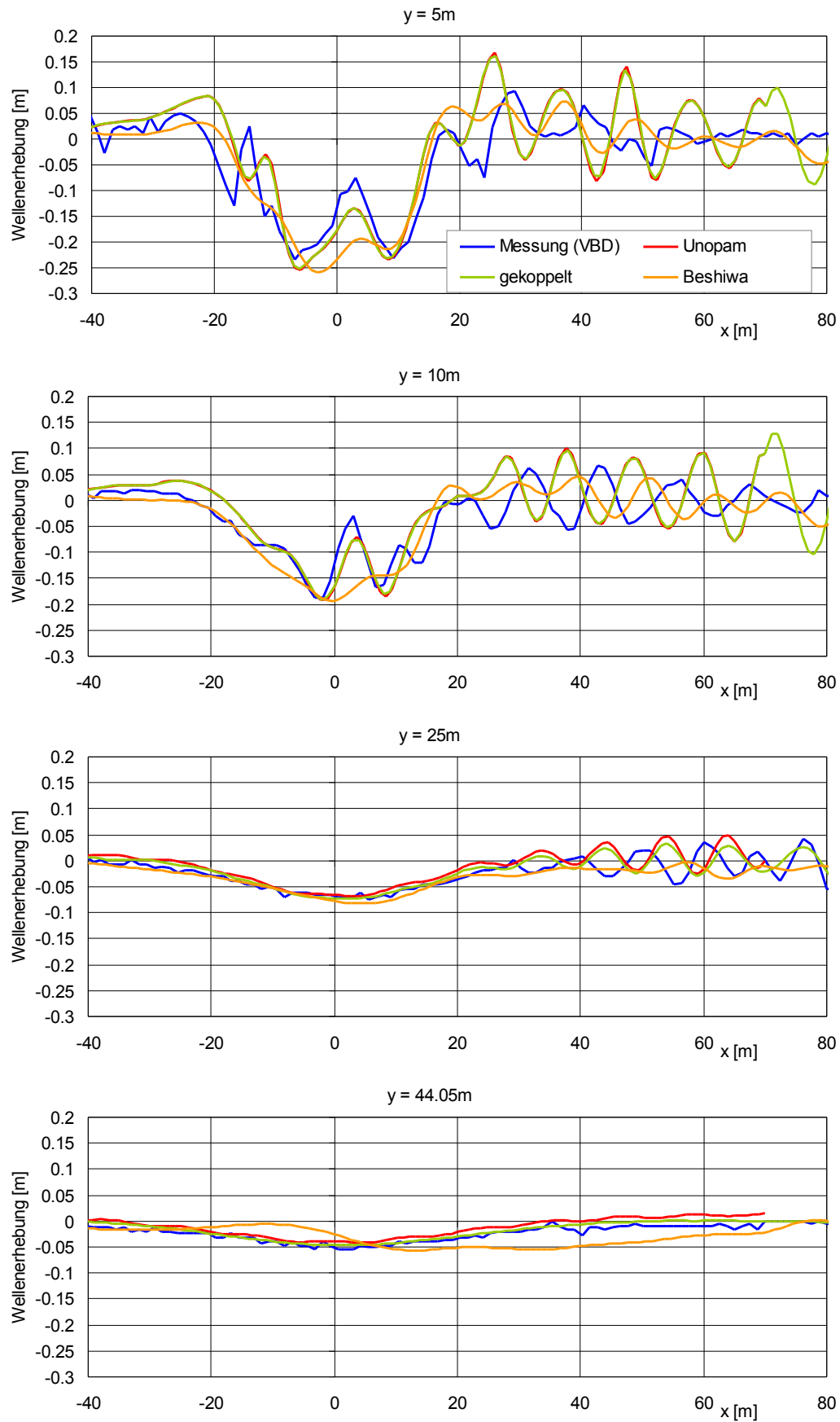


Abb. 4.3 Vergleich der Wellenschnitte für ein Serie 60 Schiff, $Fr_h = 0.6$

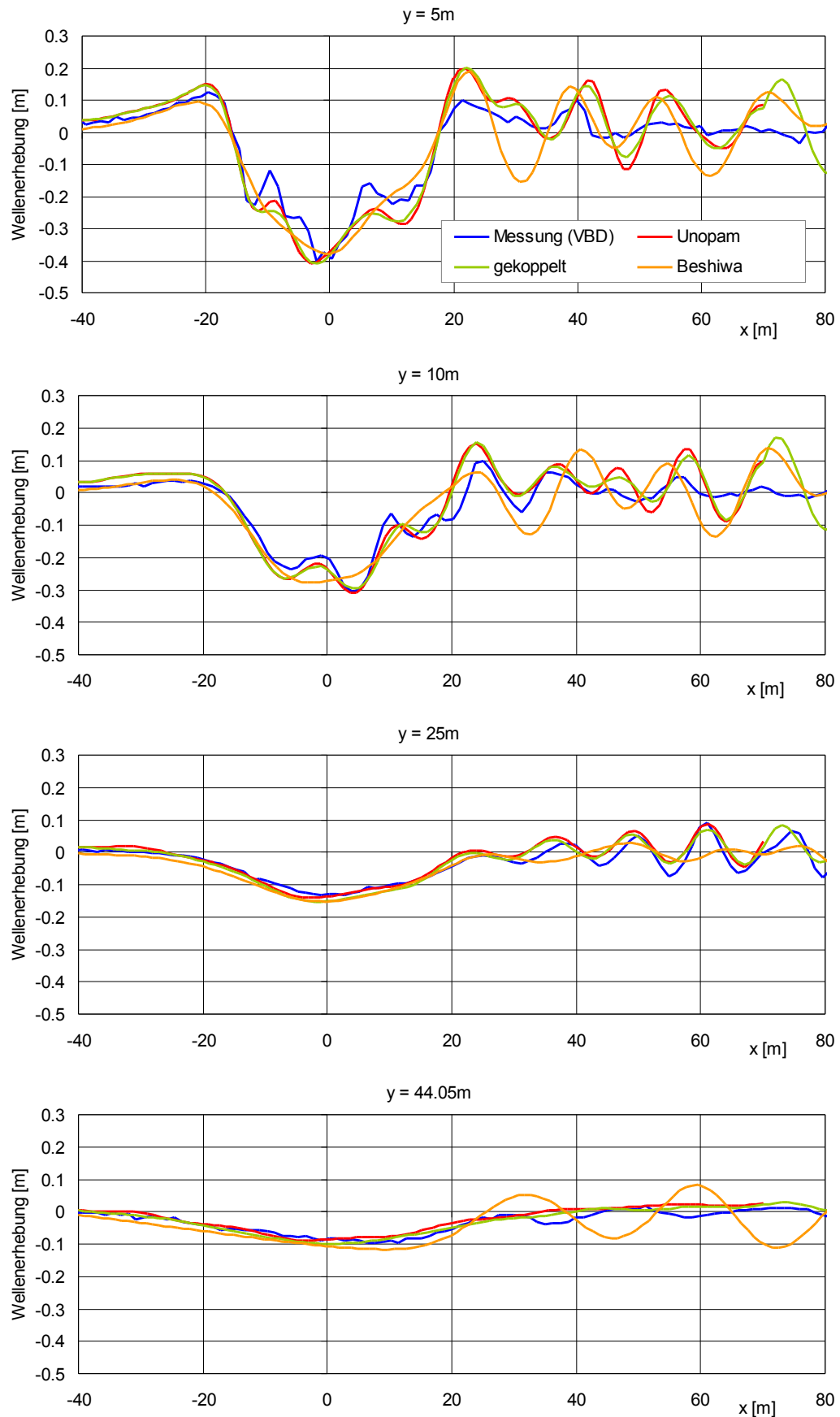


Abb. 4.4 Vergleich der Wellenschnitte für ein Serie 60 Schiff, $Fr_h = 0.7$

4.2 Kopplung mit MOUSE

Die Kopplung mit einem MOUSE-Innenfeld unterscheidet sich in wesentlichen Punkten von der Kopplung mit einem UNOPAM-Innenfeld. Bei dem Finite-Volumen-Löser MOUSE werden die Strömungsgrößen an diskreten Punkten auf einem dreidimensionalen Gitter berechnet. An der Kopplungsgrenze können dem Innenfeld die Strömungsgrößen des Außenfeldes als Randbedingung aufgeprägt werden. Somit wird eine bidirektionale, interaktive Kopplung möglich. Es ergeben sich also zwei Kopplungsschritte: Vom 3D-Innenfeld ins 2D-Außenfeld und zurück vom 2D-Außenfeld ins 3D-Innenfeld.

Es ist hier zu beachten, daß BESHwa im Außenfeld und UNOPAM im Innenfeld traditionell ein anderes Koordinatensystem verwenden, als MOUSE im Innenfeld. Es wurde hier die herkömmliche Notation der jeweiligen Verfahren beibehalten.

4.2.1 Kopplung vom Innenfeld ins Außenfeld

Die Ermittlung der vertikal gemittelten horizontalen Geschwindigkeiten $\bar{u}$ und $\bar{v}$ erfolgt durch numerische Integration. An jedem Punkt in der horizontalen Ebene werden alle Gitterzellen mit einer senkrechten Strecke, die von der Wasseroberfläche ($\psi=0$) bis zum Boden reicht, geschnitten. Dabei ergeben sich sog. Phantomknoten, zwischen denen die Geschwindigkeiten integriert werden:

$$\bar{u} = \frac{\sum_{ph} \mathbf{u} \Delta y_{ph}}{\sum_{ph} \Delta y_{ph}} \quad (4.17)$$

Die Werte für $\mathbf{u}$ werden im hybriden 3D-Gitter interpoliert. Da das Gitter aus verschiedenen Gitterelementtypen (Tetraeder, Prismen, Pyramiden, Hexaeder) besteht, werden diese geschnittenen Elemente zuerst in Gruppen von Subtetraeder aufgeteilt. Diese Subtetraeder werden gebildet, indem ein virtueller Knoten ins Zentrum und in die Zentren der Grenzflächen des zugehörigen Gitterelements gesetzt wird. Die Grenzflächen werden in Dreiecke geteilt und bilden so mit dem virtuellen Zentralknoten die Subtetraeder. Die Strömungsvariablen werden dann durch lineare Interpolation innerhalb der Subtetraeder ermittelt.

Nach jedem Zeitschritt müssen

- die zu schneidenden Elemente und Subtetraeder für jeden Phantomknoten gesucht,
- die Werte für jeden Phantomknoten im zugehörigen Subtetraeder interpoliert und
- die interpolierten Werte nach (4.17) summiert werden.

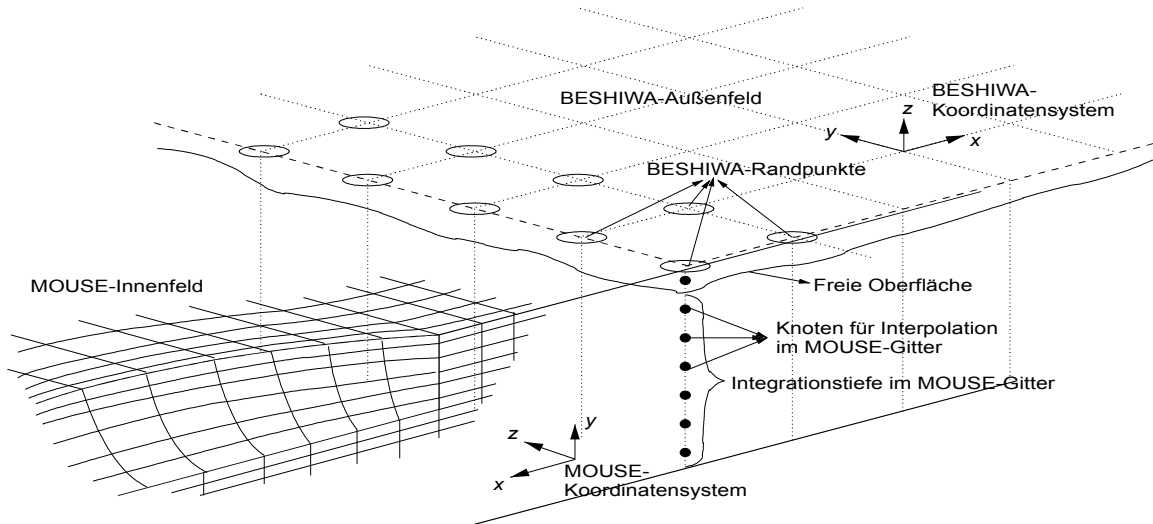


Abb. 4.5 Ermittlung der vertikal gemittelten Geschwindigkeiten im Innenfeld

Diese Integration ist, besonders bei der für eine exakte Kopplung erforderlichen hohen Anzahl an Phantomknoten, sehr aufwendig und muß deshalb intensiv behandelt werden. Die Integration wird beim Simulationsstart symbolisch durchgeführt und in einem Interpolationssatz gespeichert:

$$\bar{\mathbf{u}} = \sum_{j'} a_{j'} \mathbf{u}_{j(j')} \quad (4.18)$$

wobei $a_{j'}$ ein Gewichtungskoeffizient und $j(j')$ eine eindeutige indirekte Adresse auf den Knoten im 3D-Netz ist. Die Menge von Paaren $(a_{j'}, j(j'))$; $\forall j' \in S_j$ wird deshalb Wichtungsmenge genannt. Für jeden Interpolationsknoten wird eine Wichtungsmenge gespeichert. Wegen der Eindeutigkeit von $j(j')$ ist die Mächtigkeit von S_j die Zahl aller Knoten, die in die Interpolation eingehen.

Ein Problem, das besonders behandelt werden muß, ist die sich in der Zeit verändernde Position der freien Oberfläche, da nur die Zellen unter der Wasseroberfläche in die Integration eingehen dürfen. Die Funktion $\psi(x, y, z, t)$ ändert beim Durchstoßen der freien Oberfläche das Vorzeichen und kann deshalb benutzt werden, um alle Elemente über der Wasseroberfläche von der Integration auszuschließen. Die Gleichung (4.18) kann dementsprechend erweitert werden:

$$\bar{\mathbf{u}} = \frac{\sum_{j'} a_{j'} s(\psi_{j(j')}) \mathbf{u}_{j(j')}}{\sum_{j'} a_{j'} s(\psi_{j(j')})} \quad (4.19)$$

mit

$$s(\psi(j')) = \begin{cases} 1 & \text{für } \psi(j') > 0 \\ 0 & \text{für } \psi(j') \leq 0 \end{cases}$$

Diese Regel stoppt die Integration nicht exakt an der freien Oberfläche, erfaßt aber alle Zellen unter und ignoriert alle Zellen über der freien Oberfläche. Dies verursacht auch keine großen Fehler, da physikalisch relevante Werte nur in den Zellen unter der freien Oberfläche verfügbar sind.

Neben den vertikal gemittelten horizontalen Geschwindigkeitskomponenten muß auch die Wellenerhebung an das Außenfeld übergeben werden. Diese wird mit der Level-Set-Funktion ermittelt:

$$\psi(x, \zeta, z) = 0 \quad (4.20)$$

4.2.2 Kopplung vom Außenfeld ins Innenfeld

Die Berechnung der Werte für das Innenfeld aus dem Außenfeld erfolgt ebenfalls mittels einer Interpolation auf dem zweidimensionalen Gitter von BESHwa; die vertikale Richtung wird dann analytisch behandelt.

BESHwa verwendet ein kartesisches Gitter mit konstanter Gitterweite in x - und y -Richtung. Aus der Numerierung der Gitterpunkte mit i in x -Richtung und j in y -Richtung lassen sich die Gitterkoordinaten angeben:

$$\begin{aligned} x &= i \cdot \Delta x \\ y &= j \cdot \Delta y \end{aligned}$$

Die Werte für jede ζ , $\bar{u}$ und $\bar{v}$ können an jedem Punkt (x, y) , der in den Grenzen des Rechengebiets liegt, durch Interpolation berechnet werden. Sind i_0 , i_1 , j_0 und j_1 ganze Zahlen mit

$$\begin{aligned} i_0 &\leq \frac{x}{\Delta x} \leq i_1 \\ j_0 &\leq \frac{y}{\Delta y} \leq j_1 \\ i_1 - i_0 &= 1 \\ j_1 - j_0 &= 1 \end{aligned}$$

dann wird

$$\begin{aligned} \zeta(x, y) &= c_y (c_x \zeta_{i0, j0} + (1 - c_x) \zeta_{i1, j0}) + (1 - c_y) (c_x \zeta_{i0, j1} + (1 - c_x) \zeta_{i1, j1}) \\ \bar{u}(x, y) &= c_y (c_x \bar{u}_{i0, j0} + (1 - c_x) \bar{u}_{i1, j0}) + (1 - c_y) (c_x \bar{u}_{i0, j1} + (1 - c_x) \bar{u}_{i1, j1}) \end{aligned}$$

Die Interpolationskoeffizienten c_x und c_y sind

$$\begin{aligned} c_x &= \frac{x - i_0 \Delta x}{\Delta x} \\ c_y &= \frac{y - j_0 \Delta y}{\Delta y} \end{aligned}$$

Der bei der Herleitung der Boussinesq-Gleichungen verwendete Ansatz zur Integration der Kontinuitätsgleichung und Impulsgleichungen kann nun verwendet werden, um aus der zweidimensionalen Beschreibung der Strömung das dreidimensionale Strömungsfeld zu berechnen.

Es gilt für die horizontalen 3D-Geschwindigkeitskomponenten

$$\begin{bmatrix} u \\ v \end{bmatrix} (x, y, z, t) = \bar{\mathbf{u}} + \left(\frac{h^2}{6} - \frac{z}{2} \right) \nabla (\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}}) - \left(\frac{h}{2} + z \right) \nabla [\nabla \cdot (h \bar{\mathbf{u}})]$$

und für die vertikale Komponente

$$\begin{aligned} w(x, y, z, t) = & -[z(\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}}) + \nabla \cdot (h \bar{\mathbf{u}})] \\ & - \frac{z}{6}(h^2 - z^2) \nabla \cdot [\nabla(\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}})] \\ & + \frac{z}{2}(h + z) \nabla \cdot \nabla [\nabla \cdot (h \bar{\mathbf{u}})] \end{aligned}$$

Schließlich läßt sich der Druck berechnen:

$$p = p_0 + \rho g(\zeta + z) + \rho \left(\frac{z^2}{2} \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}}_t - V \bar{\mathbf{u}}_x) + z \nabla \cdot [h(\bar{\mathbf{u}}_t - V \bar{\mathbf{u}}_x)] \right)$$

4.2.3 Ergebnisse der gekoppelten Berechnung

Zunächst wurden Testrechnungen mit einem Wigley-Rumpf durchgeführt, um die Kopplungstechnik grundsätzlich zu testen. Abb. 4.6 zeigt das Wellenbild, das ein Wigley-Rumpf bei unterkritischer Fahrt ($Fr_h = 0.71$) erzeugt. Sowohl die primäre Welle als auch das sekundäre Wellensystem mit divergenten und transversalen Wellen werden vom Schiff ins Außenfeld übertragen. In Abb. 4.7 ist das überkritische Wellenbild ($Fr_h = 1.5$) des Wigley-Rumpfes zu sehen. Hier gibt es keine transversalen Wellen mehr. Dagegen wird die Reflexion der divergenten Wellen an der Kanalwand deutlich sichtbar.

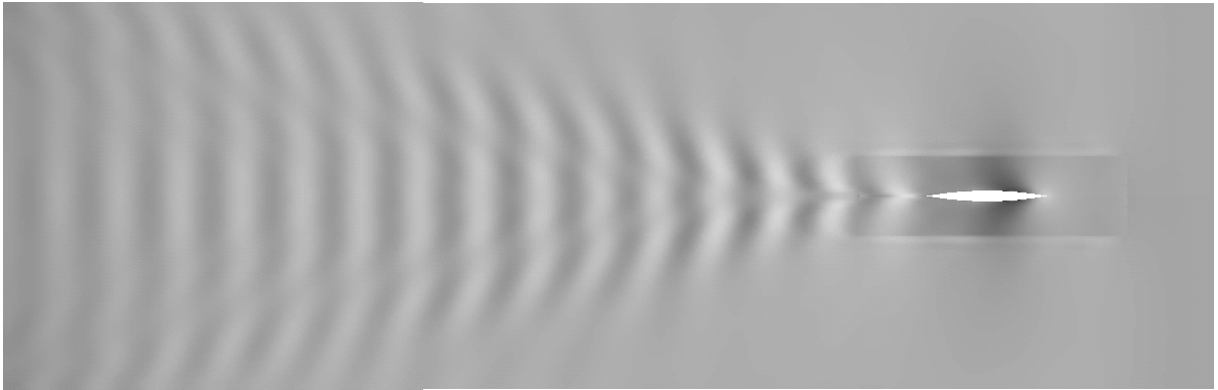


Abb. 4.6 Wellenbild eines Wigley-Rumpfs bei $Fr_h = 0.71$

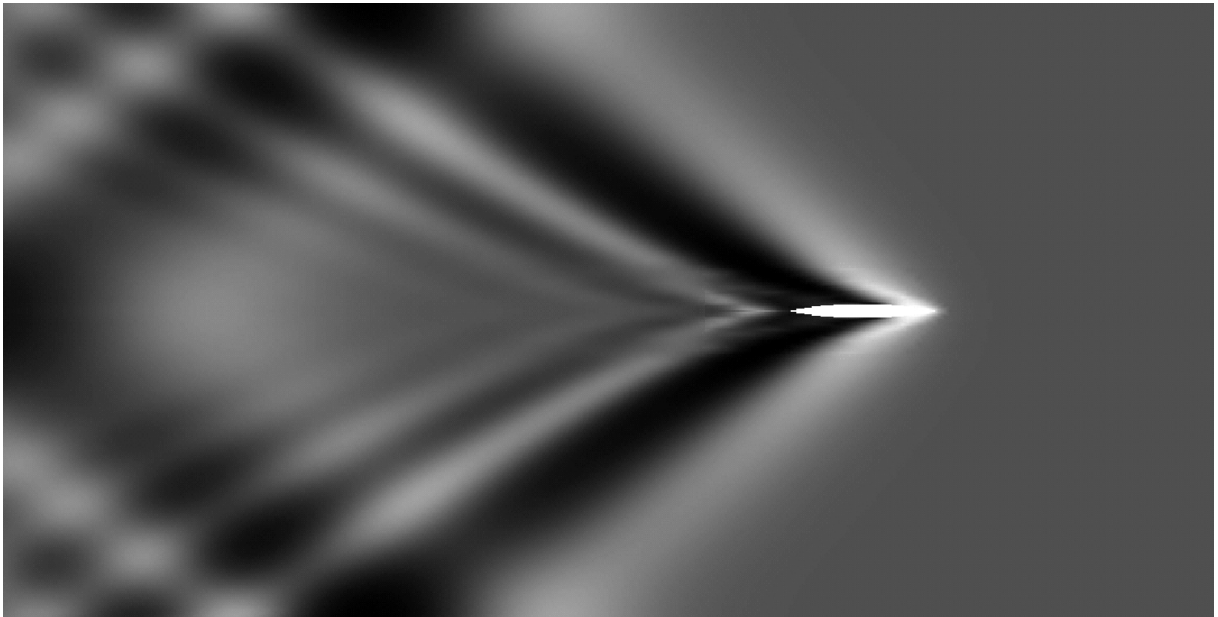


Abb. 4.7 Wellenbild eines Wigley-Rumpfs bei $Fr_h = 1.5$

Die eigentliche Anwendung der Kopplung erfolgt am Fall des Küstenmotorschiffes. Bei der Kopplung spielt es grundsätzlich keine Rolle, wie detailliert das Schiff im Innenfeld berechnet wird. Viskose Effekte können dabei berücksichtigt oder vernachlässigt werden, ebenso Propeller und Ruder.

Das Schiff hat eine Länge von 86.84 m und fährt in einem 155 m breiten Kanal mit 5 m Wassertiefe. Die Schiffsgeschwindigkeit beträgt 14 km/h. Abb. 4.8 zeigt das mit den gekoppelten Verfahren MOUSE und BESHiWa berechnete Wellenbild. Die äußere Kopplungsgrenze ist rot gekennzeichnet. Abb. 4.10 zeigt den Vergleich der gemessenen und berechneten Wellenschnitte für die fünf Wellensonden. Zunächst ist festzustellen, daß das im Innenfeld berechnete Wellenbild ohne Störungen ins Außenfeld übertragen wird und sich dort weiter ausbreitet. Das gilt sowohl für die primäre Absunkwelle als auch für das sekundäre Wellensystem. Beim Vergleich der gemessenen mit den berechneten Wellenschnitten zeigt sich, daß sich die primäre Welle bis zur äußersten Wellensonde E sehr gut ausbreitet und genau berechnet werden kann. Unterschiede finden sich im sekundären Wellensystem. Hier löst sich die Heckwelle in der Innenfeldberechnung nicht an der Schiffsaußenkante ab; vielmehr entsteht eine übertrieben hohe Welle am eingetauchten Spiegel selbst. Diese hohen Heckwellen werden im Außenfeld weiter transportiert, während die eigentliche Heckwelle fast nicht vorhanden ist.

Zum Vergleich zeigt 4.9 das Wellenbild, das mit BESHiWa alleine berechnet wurde, wobei das Schiff mit der Schlankkörpertheorie modelliert wurde. In Abb. 4.10 sind die dazugehörigen Wellenschnitte zu sehen. Im Gegensatz zur gekoppelten Berechnung ist die Übereinstimmung der Wellen nahe dem Schiff (Wellensonde A) sehr schlecht, was seine Ursache in der vereinfachten Erfassung der Schiffsgeometrie durch die Schlankkörpertheorie hat. Die Berechnung der primären Welle zeigt hingegen ebenfalls eine gute Übereinstimmung mit der Messung.

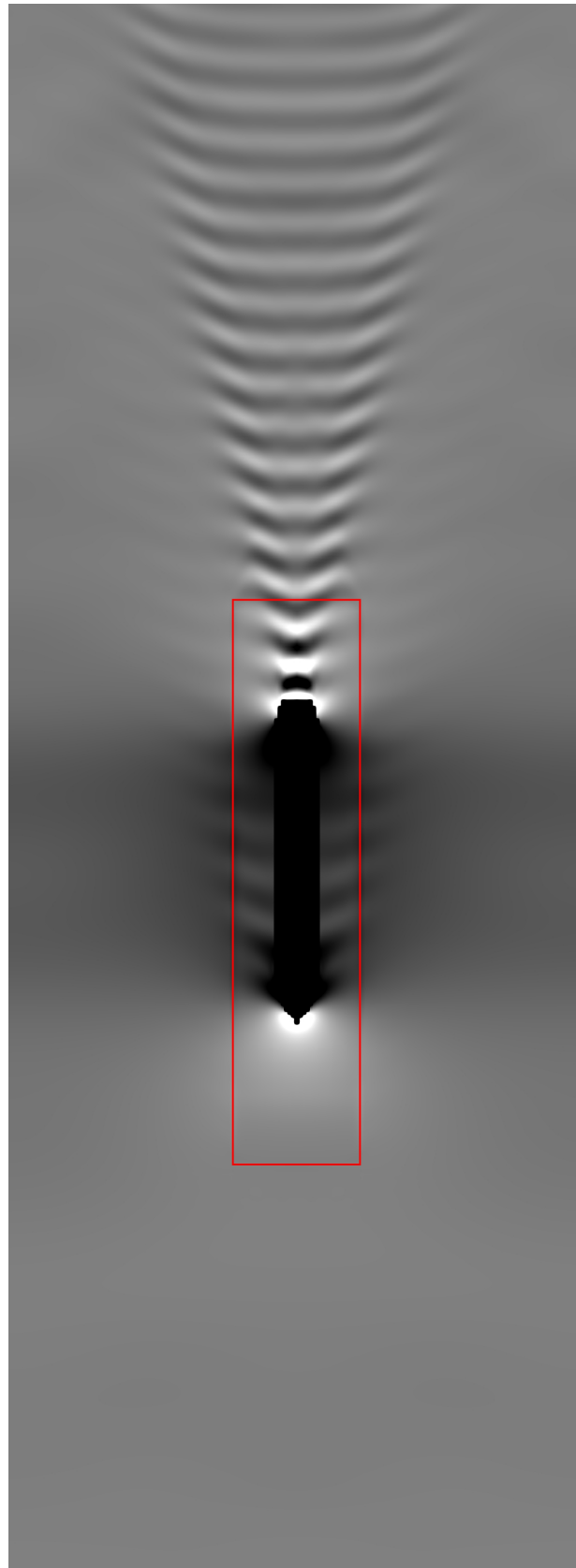


Abb. 4.8 Berechnetes Wellenbild des Küstenmotorschiffs bei $V = 14 \text{ km/h}$
(gekoppelte Berechnung mit MOUSE + BESHwa)

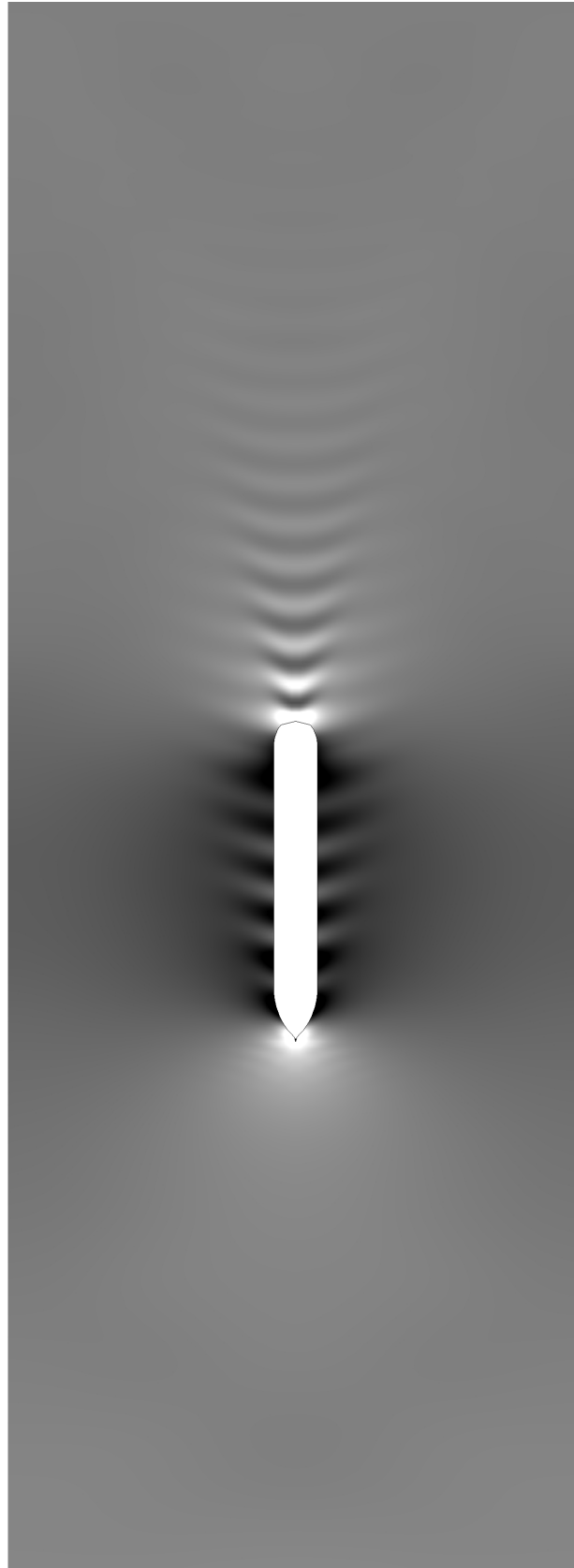


Abb. 4.9 Berechnetes Wellenbild des Küstenmotorschiffs bei $V = 14 \text{ km/h}$
(Berechnung mit BESHwa)

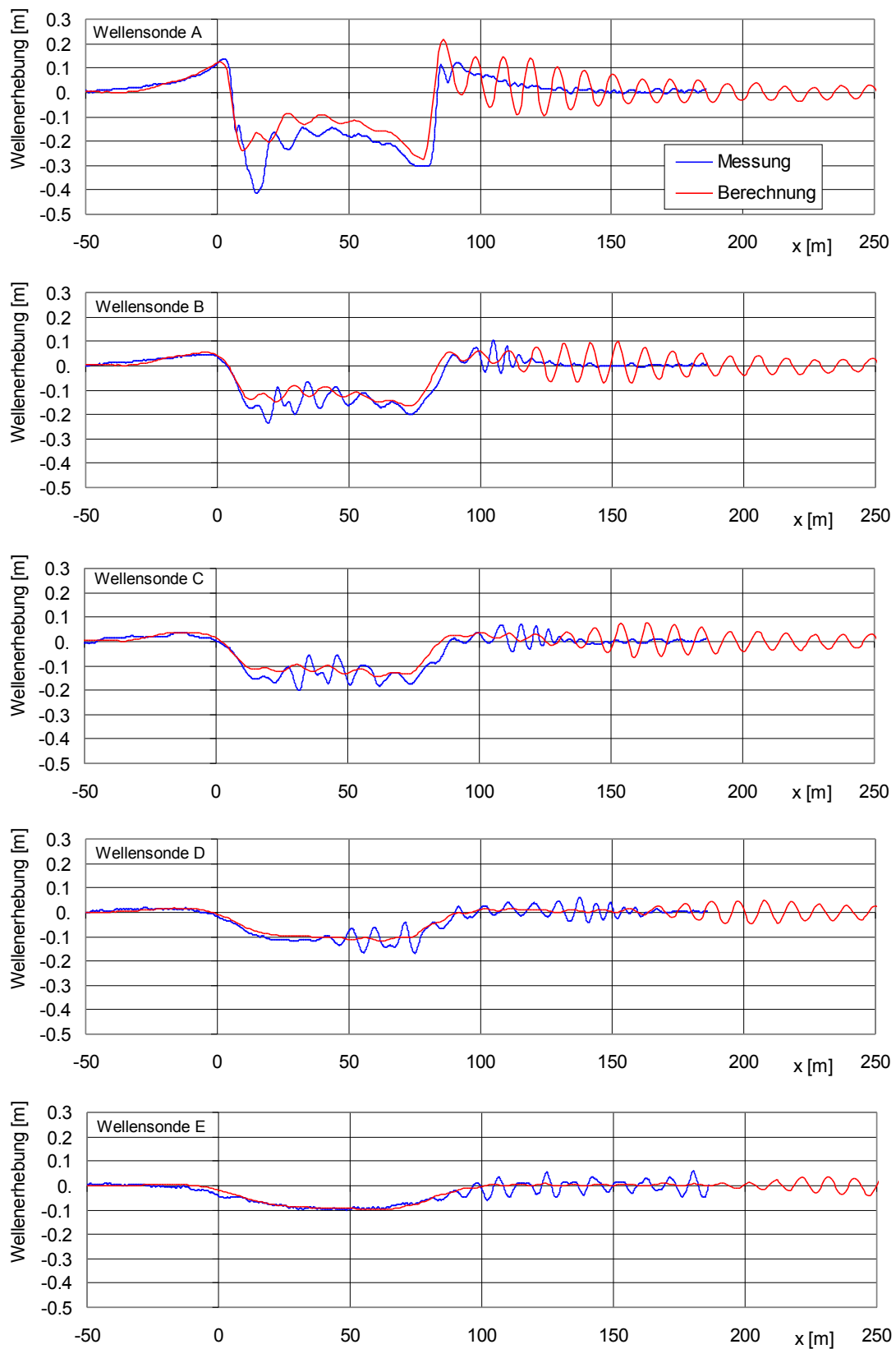


Abb. 4.10 Vergleich der gemessenen und berechneten Wellenschnitte
 für das Küstenmotorschiff bei $V = 14$ km/h
 (gekoppelte Berechnung mit MOUSE + BESHwa)

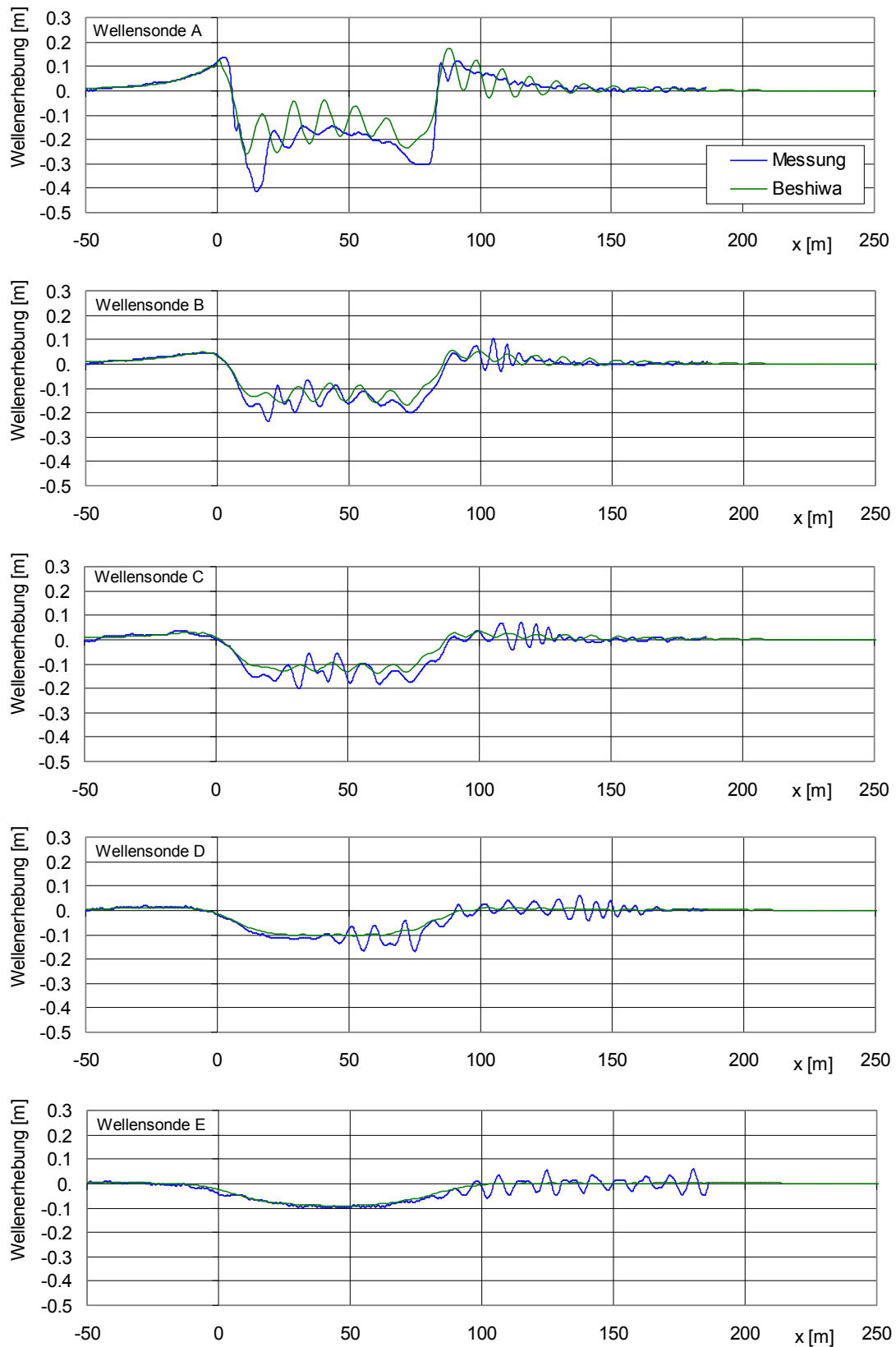


Abb. 4.11 Vergleich der gemessenen und berechneten Wellenschnitte
 für das Küstenmotorschiff bei $V = 14$ km/h
 (Berechnung mit BESHiWa)

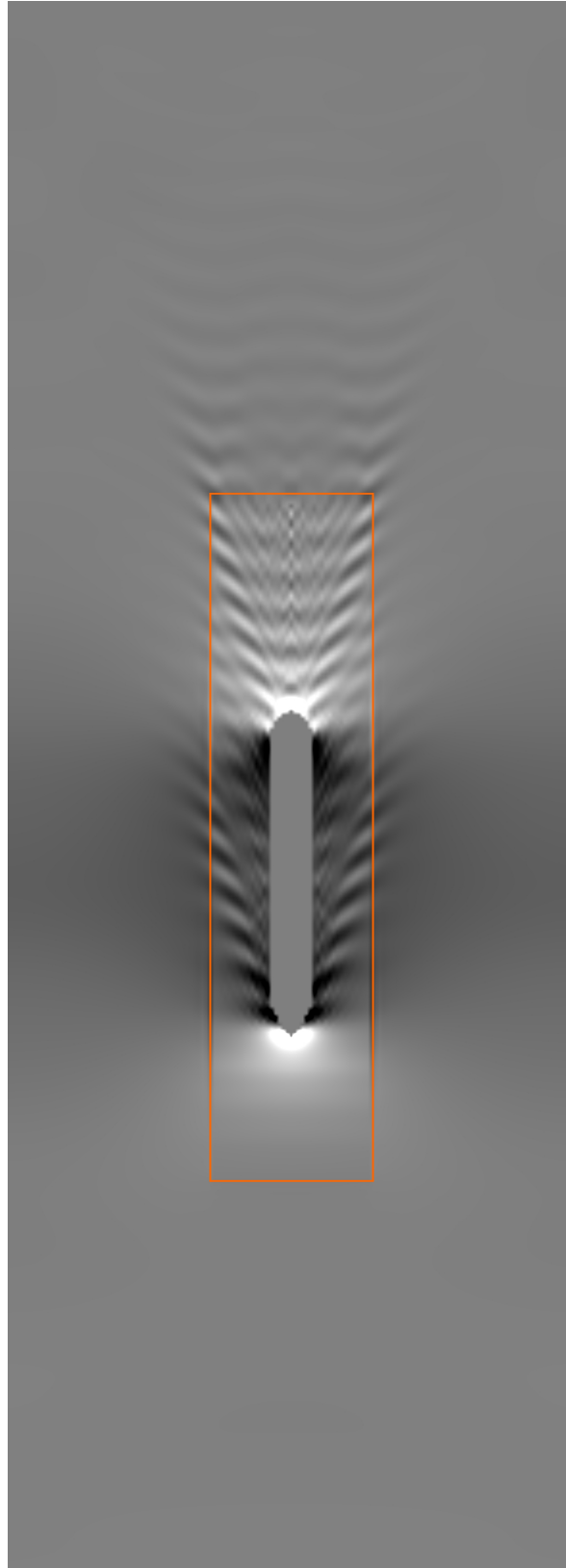


Abb. 4.12 Berechnetes Wellenbild des Küstenmotorschiffs bei $V = 14 \text{ km/h}$
(gekoppelte Berechnung mit UNOPAM + BESHwa)

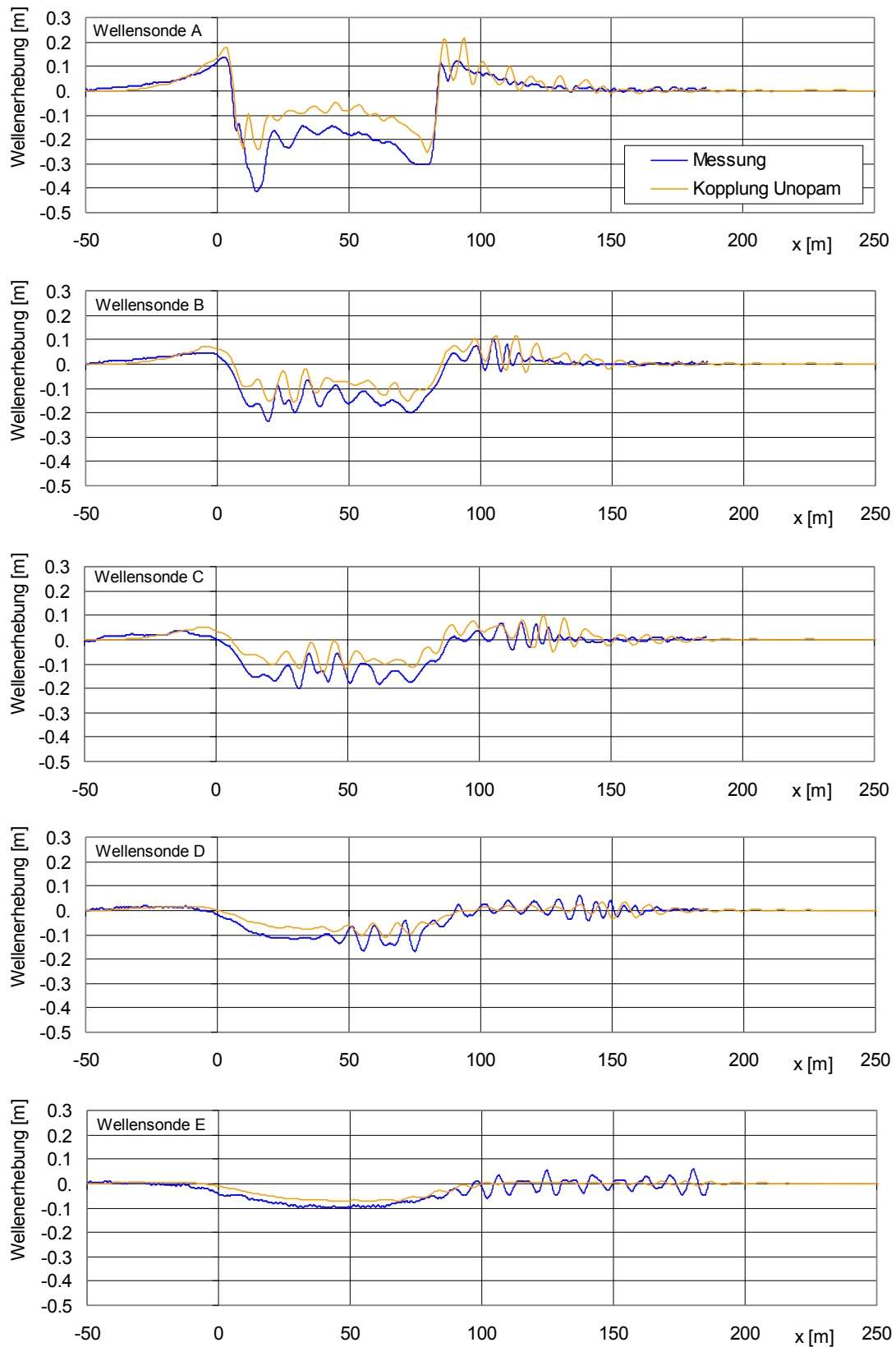


Abb. 4.13 Vergleich der gemessenen und berechneten Wellenschnitte
 für das Küstenmotorschiff bei $V = 14$ km/h
 (gekoppelte Berechnung mit UNOPAM + BESHwa)

Ergänzend wurde auch eine gekoppelte Berechnung mit UNOPAM durchgeführt. Das Wellenbild zeigt Abb. 4.12, darin orange eingezeichnet die Kopplungsgrenze. Im Wellenbild ist eine Überbetonung des Bugwellensystems zu erkennen. Die Wellenschnitte in Abb. 4.13 zeigen eine qualitativ sehr gute Übereinstimmung mit den gemessenen Wellenschnitten. Allerdings ist die berechnete Amplitude zu klein.

Das Wellenbild eines weiteren Falls ist in Abb. 4.14 gezeigt, die Wellenschnitte hierzu in Abb. 4.15. Die Schiffsgeschwindigkeit wurde auf 19 km/h erhöht, was einer Tiefenfroudezahl von 0.754 entspricht. Eine so hohe Geschwindigkeit wird in der Praxis von Binnengüterschiffen allerdings selten erreicht. Dieser Fall wurde mit BESHiWa alleine nachgerechnet. Bei höheren Geschwindigkeiten zeigen die mit der Schlankkörpertheorie berechneten Wellen eine zunehmend bessere Übereinstimmung mit der Messung.

Zusammenfassend ist festzustellen, daß die Kopplung der Verfahren UNOPAM und MOUSE mit BESHiWa erfolgreich implementiert wurde. Gerade bei den in der Binnenschifffahrt vorherrschenden kleinen Schiffsgeschwindigkeiten kann ein Verfahren, daß die dreidimensionale Schiffsgeometrie berücksichtigt, ein sehr viel genaueres Wellenbild berechnen, als es die Schlankkörpertheorie vermag. Zudem kann hierbei die hydrodynamische Wirkung von Propeller und Ruder mit berücksichtigt werden. Schließlich ist auch erst mit RANSE-Lösern die Berechnung des Schiffswiderstandes möglich, bei dem gerade bei kleinen Geschwindigkeiten der Reibungsanteil überwiegt und mit der Schlankkörpertheorie nicht berechnet werden kann.

Unter Verwendung des Kopplungsprinzips können darüber hinaus, bei vertretbarem numerischen Aufwand, auch Detailbereiche des Strömungsgebiets mit 3D-Verfahren berechnet werden, in denen die Flachwassergleichungen versagen, z. B. bei flach überströmten Buhnen, Wasserbauwerken oder in Uferbereichen.

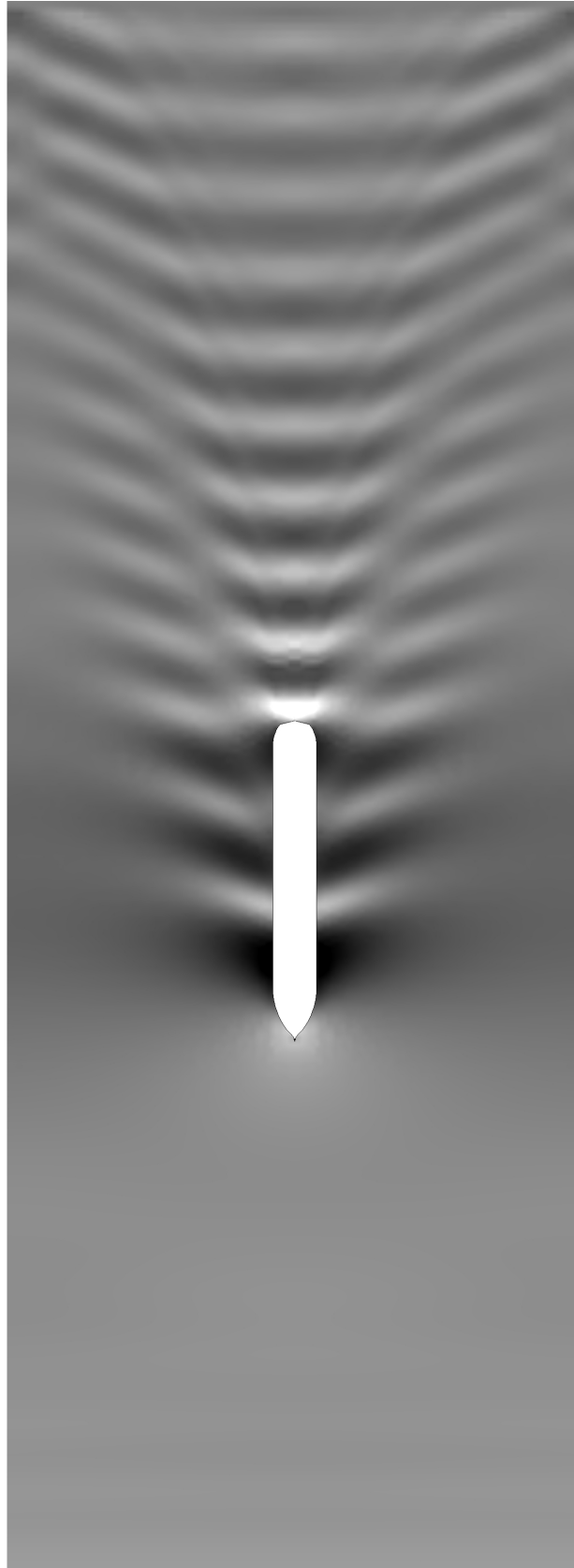


Abb. 4.14 Berechnetes Wellenbild des Küstenmotorschiffs bei $V = 19 \text{ km/h}$
(Berechnung mit BESHiWa)

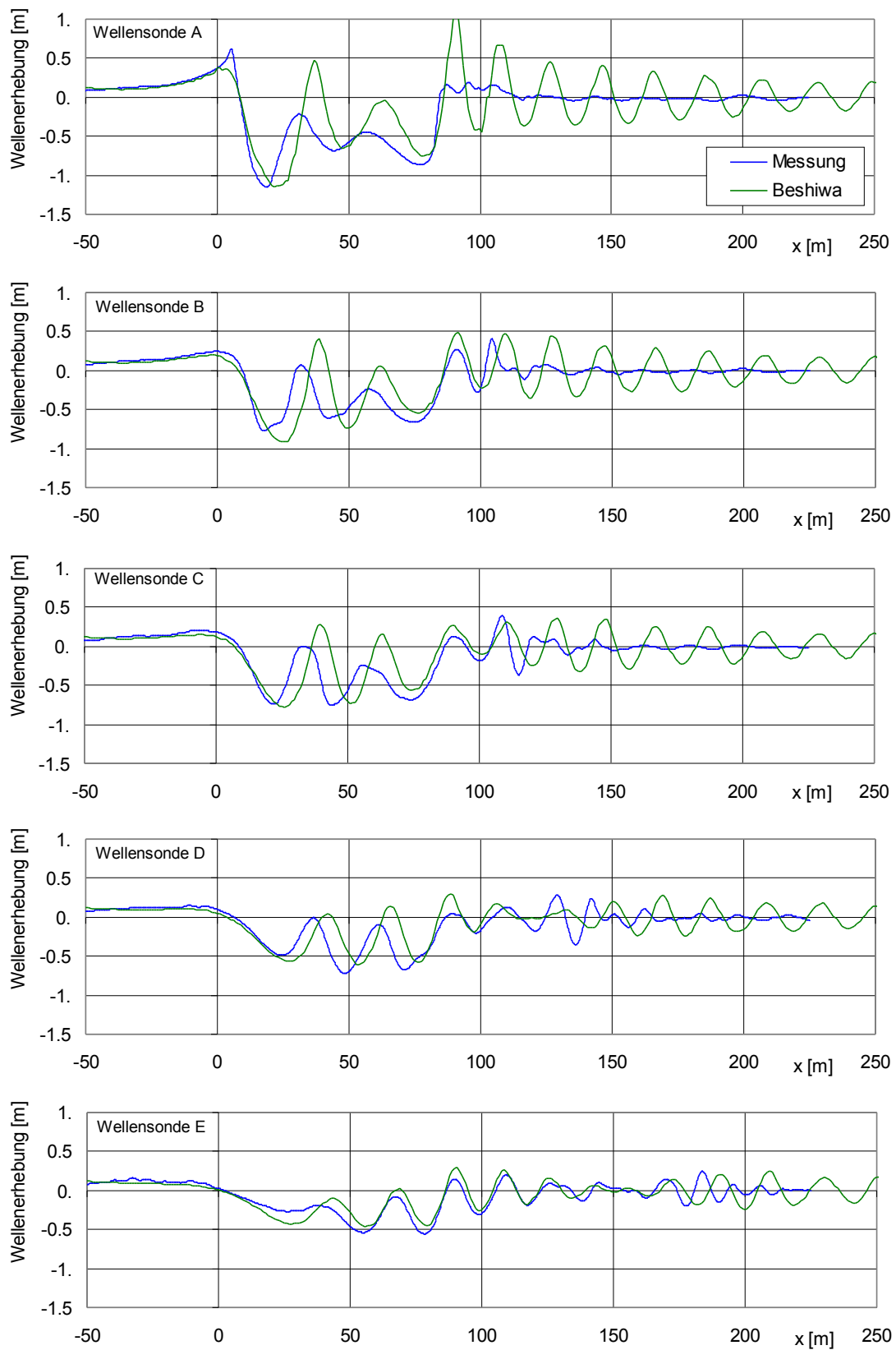


Abb. 4.15 Vergleich der gemessenen und berechneten Wellenschnitte
 für das Küstenmotorschiff bei $V = 19$ km/h
 (berechnet mit BESHiWa)

5 Experimentelle Untersuchungen

Der physikalische Modellversuch ist zum derzeitigen Stand der Technik eine anerkannte und verlässliche Methode zur Validierung der theoretisch/ numerischen Berechnungsverfahren. Für die Schiffsumströmung existieren sicherlich schon eine ganze Anzahl von 'Benchmark'-Modellversuchen, die auch für dieses Projekt herangezogen wurden (z.B. der Wigleyrumpf bzw. die Rumpfform der Serie 60). In jüngster Zeit wurden weitere Referenzfälle erarbeitet, in denen allerdings die hier wichtige Problematik des begrenzten Fahrwassers nicht berücksichtigt wurde. Im Rahmen der jetzt notwendigen Validierung der entwickelten Software wurde daher die repräsentative Form eines modernen Binnenschiffes ausgewählt und gezielte Modellversuche im großen Schlepptank des DST durchgeführt. Hinsichtlich zukünftiger Validierungsaufgaben sind diese Referenz-Modellversuchsergebnisse in einer Datenbank abgelegt.

5.1 Versuchsträger: Binnenschiff-Modell M1722

Dem Holzrumpf des Binnenschiff-Modells wird der Maßstab $\lambda = 15.8$ zugewiesen, so dass sich die folgenden geometrischen Abmessungen für Rumpf bzw. Wassertiefe ergeben:

Symbol	Dim	Modell	Schiff
λ	m	15.80	1
L_{WL}	m	5.50	86.84
B	m	5.496	11.41
T	m	0.158, 0.237	2.50, 3.75
∇	m ³	0.532, 0.831	2100, 3277
S	m ²	5.167, 6.048	1290, 1510
h	m	0.222, 0.316, 0.332, 0.633, 1	3.5, 5.0, 5.25, 7.5, 15.8

Zur Turbulenzanregung in der Grenzschicht wurden entsprechend üblicher Vorgehensweise an Spant 17 und 19 zwei Sandstreifen angebracht. Die Anlagen 1 u. 2 zeigen den Anrissplan sowie die Anordnung von Ruder und Propeller. Die Profilierung des Doppelruders kann der Anlage 4 entnommen werden.

5.2 Propeller

Das Modell wurde mit einem Standardpropeller vom Typ Wageningen B4.55 (DST Propellernummer P136r/l) ausgerüstet. Zum Zwecke der späteren Druckmessungen am Hinterschiff kann damit wahlweise auf einen rechts/ bzw. linksdrehenden Propeller zurückgegriffen werden. Die charakteristischen Propellerkennwerte und eine vereinfachte Propellerzeichnung sind in Anlage 5 zusammengefasst. Die dazugehörige Propellerfreifahrt der üblichen Kennwerte K_Q, K_T, η_0 aufgetragen über die Fortschrittsziffer J zeigt die Anlage 6.

5.3 Modellversuche

Für das Binnenschiff wurden Standard Widerstands- und Propulsionsversuche durchgeführt. Die Umrechnung von Modell auf Großausführung erfolgt nach Froud'scher Metho-

de. Die Differenz des Reibungswiderstandes Modell/ Großausführung wird nach ITTC'57 und einem Zusatzwiderstandabbeiwert von $C_A = 0.0002$ berücksichtigt.

5.3.1 Widerstandsversuch

Im Widerstandsversuch ist das Modell ohne Propeller und mit Doppelruder ausgerüstet. Die Versuche werden jeweils mit konstanter Schleppgeschwindigkeit durchgeführt und über ein Mehrkanal-Datenerfassungssystem werden die Modellgeschwindigkeit V_M , Widerstand R_T/N , Trimmwinkel $\Theta/^\circ$ und die parallele Absenkung z_v/cm protokolliert. Im Rahmen einer sinnvollen Versuchsmatrix wurde der Modellwiderstand auf 5 verschiedenen Tiefgängen und 2 möglichen Tiefgängen untersucht. Die gemessenen Modellwerte sowie deren Umrechnung auf die Großausführung sind tabellarisch bzw. graphisch in den Anlagen 8–14 zusammengestellt.

5.3.2 Propulsionsversuch

Die Propulsionsversuche (Propeller P136) wurden als Selbstpropulsionstest bei konstanter Schleppwagengeschwindigkeit durchgeführt: zu jeder Geschwindigkeit werden bis zu drei Messungen mit unterschiedlichen Propellerdrehraten n/min^{-1} aufgezeichnet. Über Interpolation wird dann die Propellerdrehrate des Selbstpropulsionspunktes (entspricht verschwindender Längskraft) bestimmt. Die aufgezeichneten Messkanäle werden verglichen mit dem Widerstandsversuch durch die Werte für die Propellerdrehrate n/min^{-1} , das Drehmoment Q/Nm und den Propellerschub T_P/N erweitert. Im Rahmen einer sinnvollen Versuchsmatrix wurde der Modellwiderstand auf 5 verschiedenen Tiefgängen und 2 möglichen Tiefgängen untersucht. Die gemessenen Modellwerte sowie deren Umrechnung auf die Großausführung sind tabellarisch bzw. graphisch in den Anlagen 15–23 zusammengestellt.

5.3.3 Nominelle Nachstrommessung

Im Hinblick auf die später durchgeführten Druckmessungen am Hinterschiff wurde die Nachstrommessung ohne Propeller (nominelle Nachstrommessung) bei einer charakteristischen Geschwindigkeit auf dem entsprechenden Tiefgang durchgeführt. Die Nachstromharke befindet sich hierbei in der Propellerebene und das axiale Geschwindigkeitsfeld wird mittels Pitot-Rohren auf fünf verschiedenen Radien aufgemessen. Während der Versuchsfahrten wird die Propellerebene in 9° aufgelöst. Das Nachstromdiagramm ist in Anlage 7 angegeben.

5.3.4 Bodendruck- und Wellenmessungen

Während der Propulsionsversuche wurden hierzu parallel die Bodendrucke (5 Druckaufnehmer quer zur Fahrtrichtung im Tankboden versenkt, äquidistante Ausrichtung in Tankbreiten-Richtung) und die Wasseroberflächenverformung (5 Wellensonden quer zur Fahrtrichtung, äquidistante Ausrichtung in Tankbreiten-Richtung) aufgezeichnet. In den Anlagen 24–35 sind die Messwerte in verschiedenen Darstellungsformen zusammengefasst. Die Kontur-Darstellungen liefern einen unmittelbaren Eindruck bezüglich der primären

Wellensysteme. Für eine detailliertere Darstellung sind die jeweiligen Messwerte der Wellensonden über die konstante Fahrgeschwindigkeit in Wellenschnitte umgerechnet worden. Diese dienen der quantitativen Validierung der Berechnungsergebnisse.

5.3.5 Druckmessungen an der Rumpfoberfläche

Für eine detaillierte Aussage der Druckverhältnisse an der Aussenhaut des Modells im Einflussbereich des Propellers wurde das Modell an geeigneten Stellen mit 72 Druckanbohrungen versehen (s. Anlage 3 der Anordnungszeichnung und Abb.5.1).



Abbildung 5.1: Anordnung der Druckbohrungen

Um diese möglichst hohe Bohrungsanzahl zu realisieren, werden die maximal 12 Druckaufnehmer über eine Revolververteilung nacheinander angesprochen. Die Abbildungen 5.2 und 5.3 zeigen den prinzipiellen Aufbau. In den Anlagen 36–55 sind die Druckmessungen für alle 3 verschiedenen Wassertiefen und der jeweiligen Geschwindigkeiten zusammengestellt. Alle Versuche wurden jeweils im Widerstands- und Propulsionsversuch durchgeführt. Der asymmetrische Propellereinfluss wurde aufgrund der halbseitigen Modellanbohrungen durch die Wiederholung der Messungen mit einem zweiten Propeller anderer Drehrichtung realisiert.

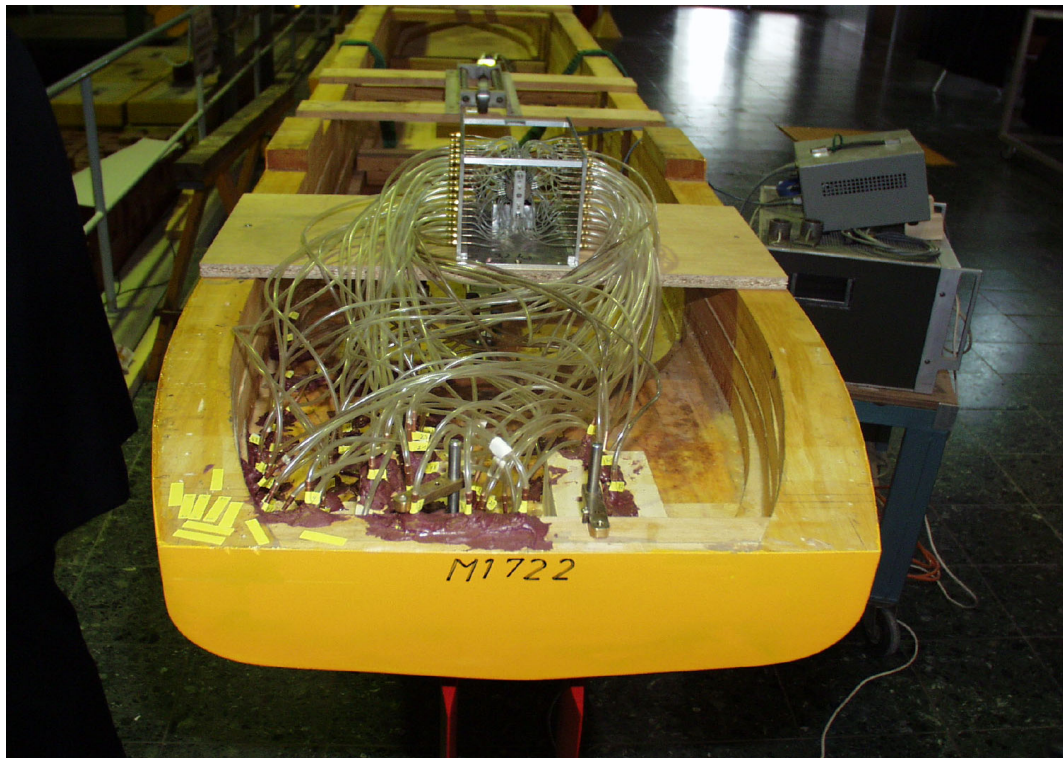


Abbildung 5.2: Messaufbau für die Druckmessungen

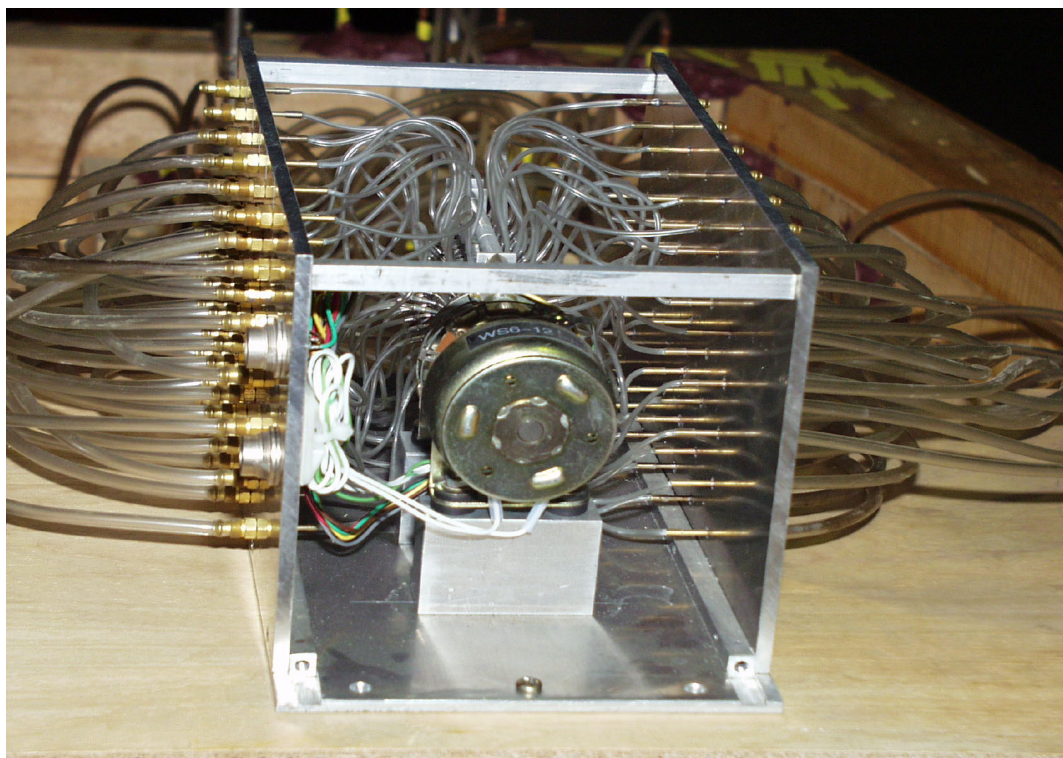


Abbildung 5.3: Revolververteilung der Druckschläuche

6 Literatur

Chao, K. Y.: *Numerische Propulsionsversuche*, HANSA- Schifffahrt - Schiffbau - Hafen, 137. Jahrgang, No 9, 2000

Chen, Q.: *The Study of Wave-Blocking and Current Effects on Nonlinear Interactions of Shallow-Water Waves using Advanced Boussinesq Models*, Ph.D. Thesis Old Dominion University, Michigan, 1997

Chen, Q., Madsen, P. A., Schäffer, H. A., Basco, D. R.: *Wave-current interaction based on an enhanced Boussinesq approach*, Coastal Engineering Vol. 33, pp. 11-39, 1998

Chorin, A. J.: *A Numerical Method for Solving Incompressible Viscous Flow Problems*, J. Comp. Phys., Vol. 2, pp. 12–26, 1967

CFD, Symposium on: Computational Fluid Dynamics for the 21st Century, Koyoto, Japan, pp. 15–17, July 2000, published in M. Hafez et al: *Notes on Numerical Fluid Mechanics*, Vol. 78, Springer 2001

Dingemans, M. W.: *Water Wave Propagation Over Uneven Bottoms*, World Scientific Publishing (Part 1 and 2), 1997

Miyata, M. et al: *Numerical study on a viscous flow with free surface waves about a ship in steady straight course by a finite-volumen-method*, J. of Ship Research, Vol. 36, pp. 332–345, No 4, 1992

Nwogy, O.: *Alternative form of Boussinesq equations for nearshore wave propagation*, J. Waterway Port Coast. and Ocean Eng., pp. 618–638, Vol. 119, 1993

Jiang, T.: *A New Method for Resistance and Propulsion Predictin of the Ship Performance in Shallow Water*, 8th Int. Symp. on Pract. Design of Ships and other Float. Struct., China, Sept. 16–21, 2001

Jiang, T.: *Ship Waves in Shallow Water*, VDI Fortschritts-Berichte, Reihe 12, No 466, 2001

Keulegan, G. H.: *Gradual Damping of Solitary Waves*, Jor. Res. Nat. Bur. Standards, Vol. 40, pp. 487–498, 1948

Kim, J., Moin, P.: *Application of a Fractional-Step Method to Incompressible Navier-Stokes Equations*, J. Comp. Phys., vol. 59, pp. 308 -323, 1985

Lam, C. K. G., Bremhorst, K. A.: *Modified Form of the $k - \varepsilon$ -Model for Predicting Wall Turbulence*, Trans. ASME, J. Fluids Eng., Vol. 103, pp. 456–460, 1981

Launder, B. E., Spalding, D.B.: *The Numerical Computation of Turbulent Flows*, Comp. Meth. App. Mech. Eng., Vol 3, pp. 269–289, 1974

Patankar, S. V., Spalding, D. B.: *A Calculation Procedure for Heat, Mass and Momentum Transfer in Three-Dimensional Parabolic Flows*, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 15, pp. 1787 - 1806, 1972

Patel, V. C., Rodi, W., Scheuerer, G.: *Turbulence Models for Near-Wall and Low Reynolds Number Flows: A Review*, AIAA Jor., Vol. 23, No9, pp. 1308–1319, 1985

Peric, M., Kessler, R., Scheuerer, G.: *Comparison of Finite-Volume Numerical Methods with Staggered and Nonstaggered Grids*, LSTM 163/T/83, 1987

Planco: *Prognose des kombinierten Ladungsverkehrs der Binnenschifffahrt bis zum Jahr 2010*, Essen, 1999

Sussmann, M., Smereka, P., Osher, S.: *A level set approach for computing solutions of incompressible two-phase flow*, Jor. Comp. Phys., Vol. 114, pp. 146–159, 1994

Tang, C. J., Patel, V. C., Landweber, L.: *Viscous Effects on Propagation and Reflection of Solitary Waves in Shallow Channels*, Jor. Comp. Phys., Vol. 88, pp. 86–113, 1990

Togashi, F., Nakahashi, K., Ito, Y., Iwamiya, T. and Shimbo, Y.: *Flow Simulation of NAL Experimental Supersonic Airplane/Booster Separation Using Overset Unstructured Grids*, Computers & Fluids, Vol. 30, Issue 6, pp. 673–688, 2001

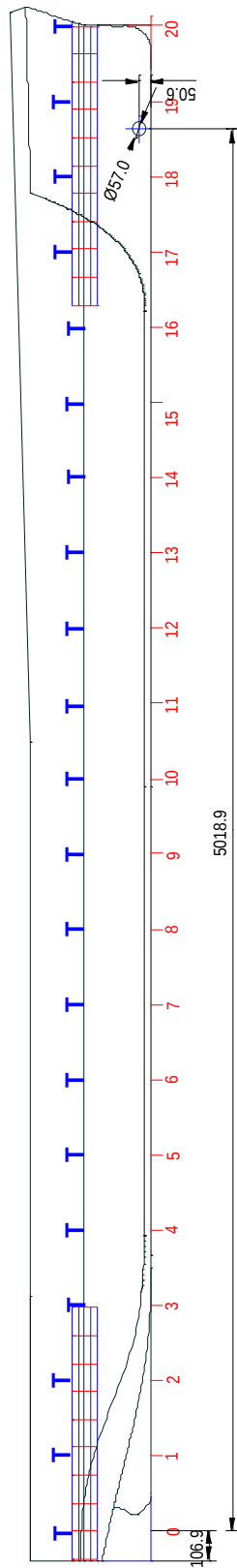
Wang, Z.J. and Kannan, R.: *An Overset Adaptive Cartesian/Prism Grid Method for Moving Boundary Flow Problems*, AIAA-2005-0322. <http://www.public.iastate.edu/~zjw/papers/aiaa-2005-0322.pdf>, 2005

Yoon, S. B., Liu, P. L.-F.: *Interactions of currents and weakly nonlinear water waves in shallow water*, Jor. Fluid Mech. Vol. 205, pp. 397–419, 1989

7 Anlagen

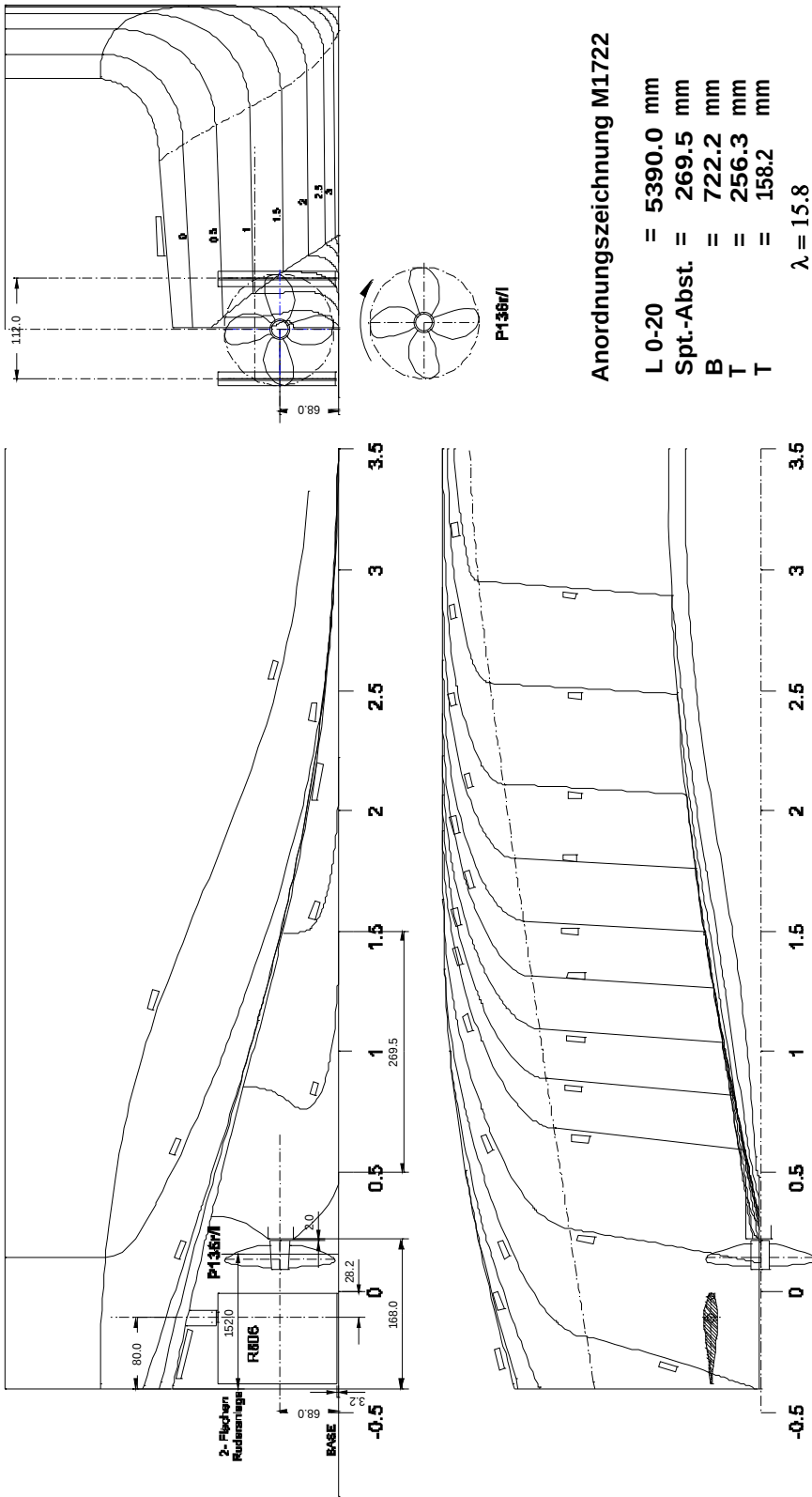
Im folgenden sind die Messergebnisse aus den physikalischen Modellversuchen zusammengefasst

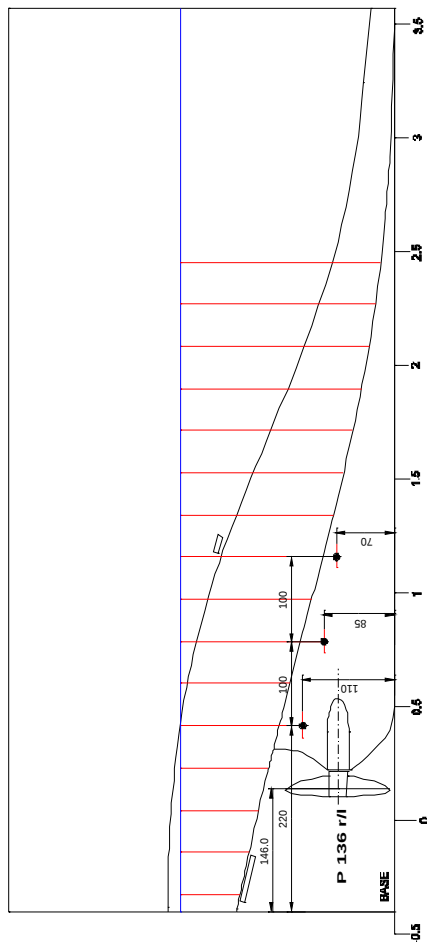
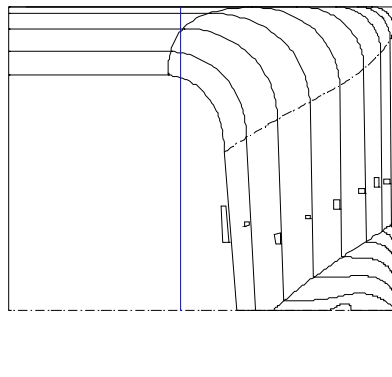
SKIZZE : WL - ANRISSPLAN FÜR M1722



Turbulenzерzeuger
Art : Sandstreifen
Lage : Spt. 17 und 19
 $\lambda = 15.8$

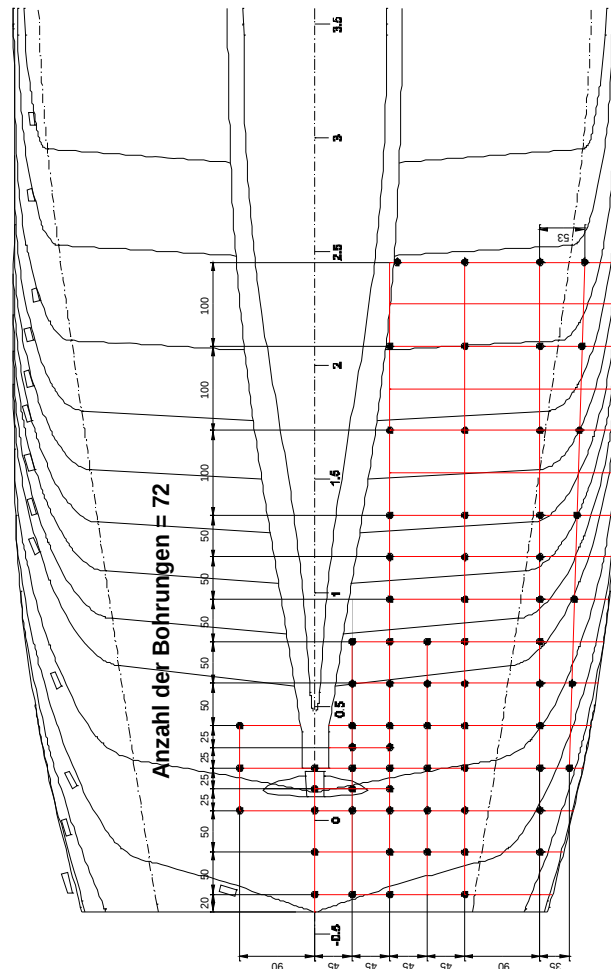
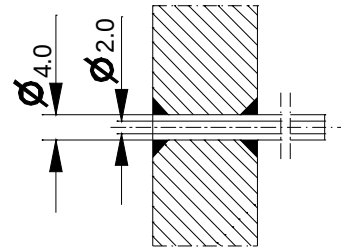
L 0-20	= 5390.0 mm
Spt.-Abst.	= 269.5 mm
T	= 256.3 mm
T _{Ballast}	= 186.7 mm
WL-Abst.	= 25.0 mm
Fotonetz	= 10 x 100 mm
	LWL = 5496.6 mm
	LWL = 5496.6 mm

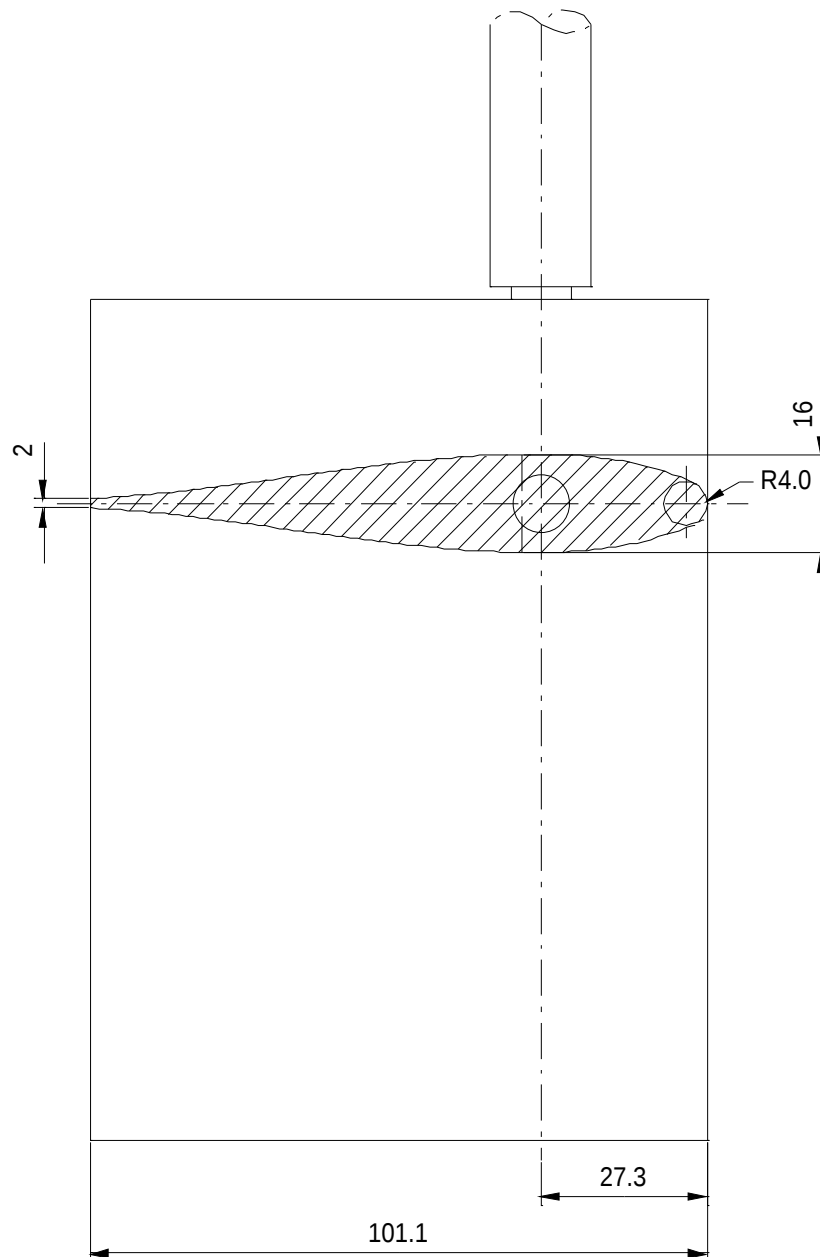




Anordnung der Druckbohrungen M1722

L 0-20	=	5390.0 mm
Spt.-Abst.	=	269.5 mm
B	=	722.2 mm
T	=	256.3 mm
T	=	158.2 mm

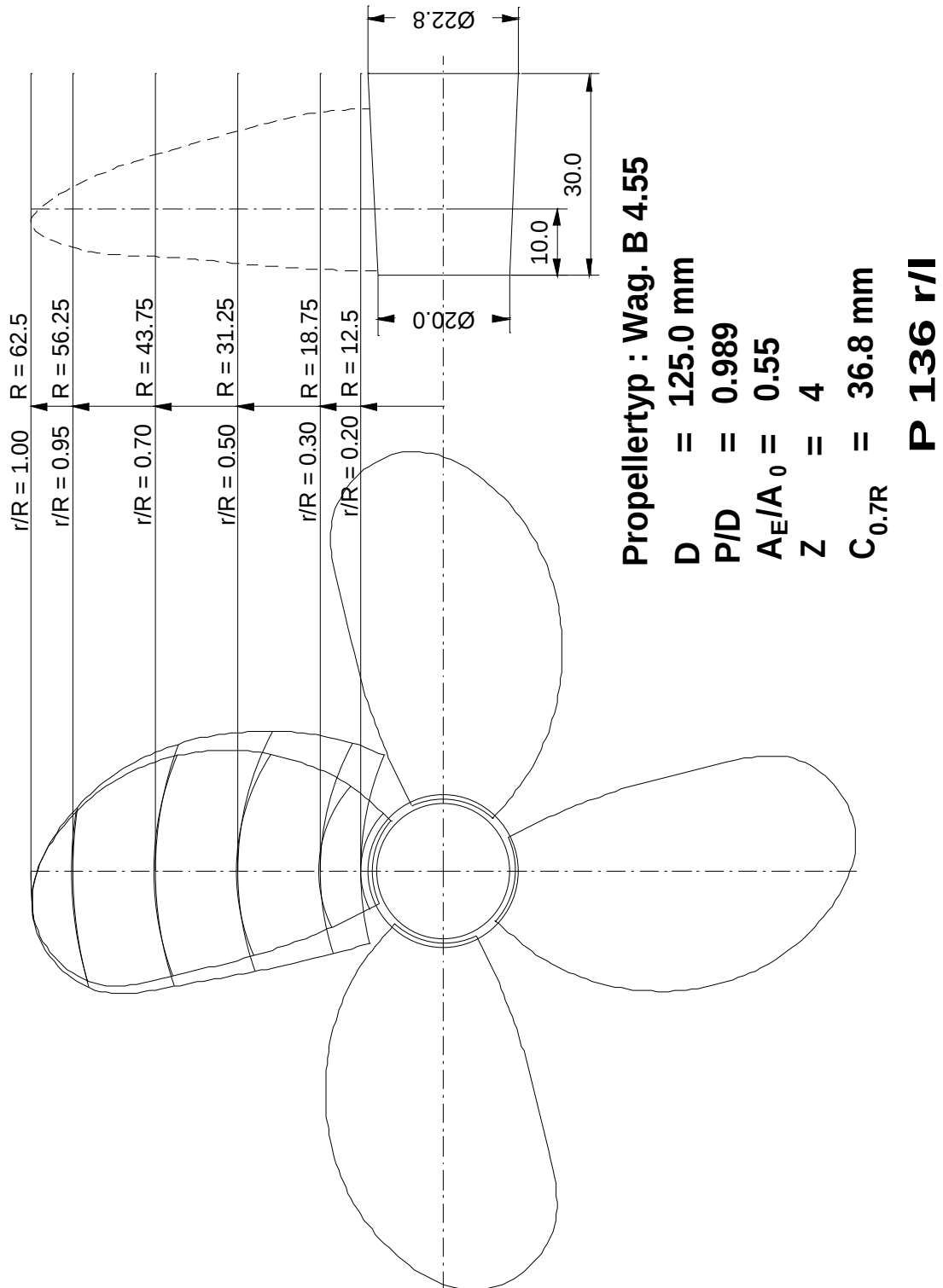
 $\lambda = 15.8$ 



M 1722

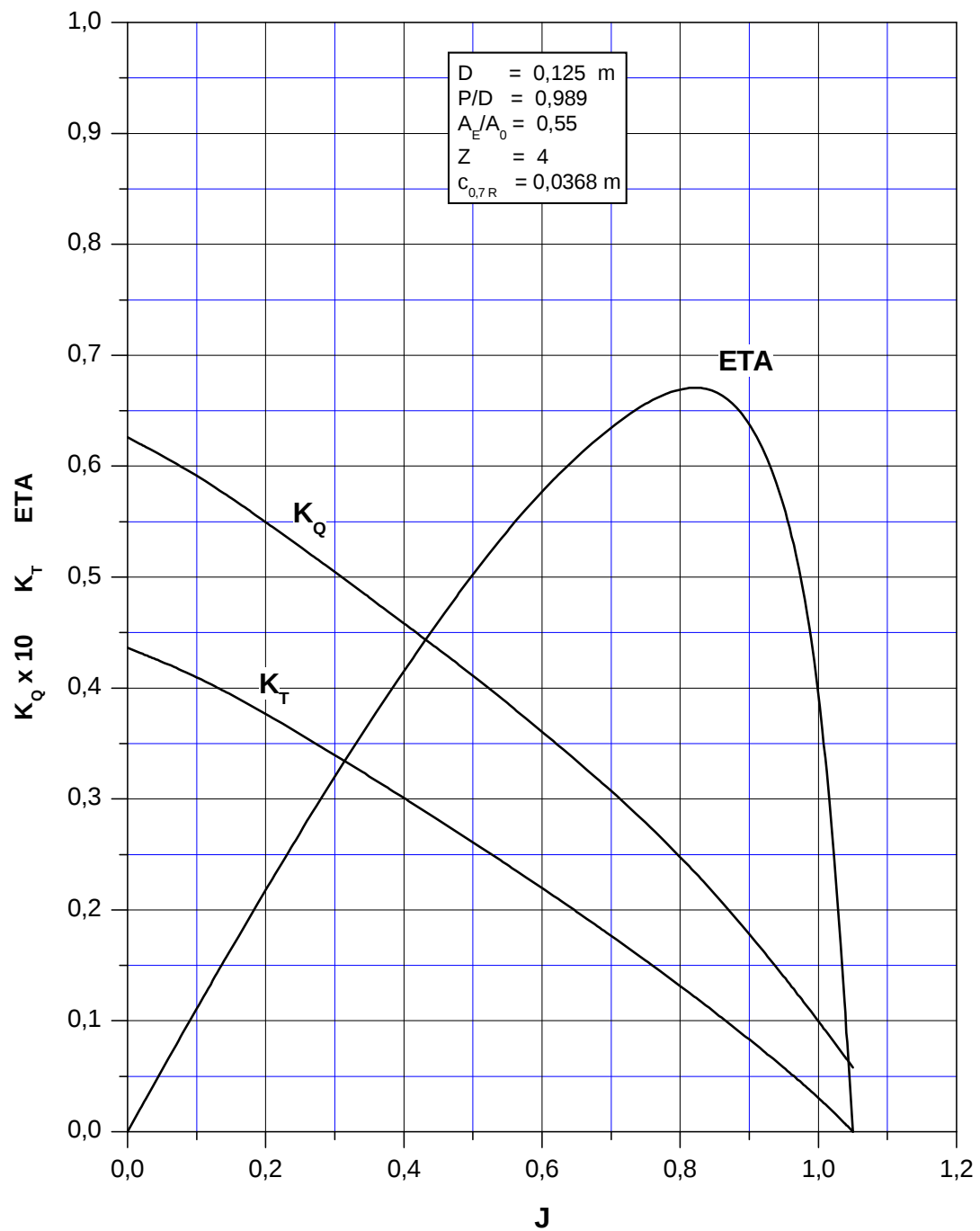
R 806

$\lambda = 15.8$



Propellerfreifahrt

P 136 r/l



nomineller Nachstrom

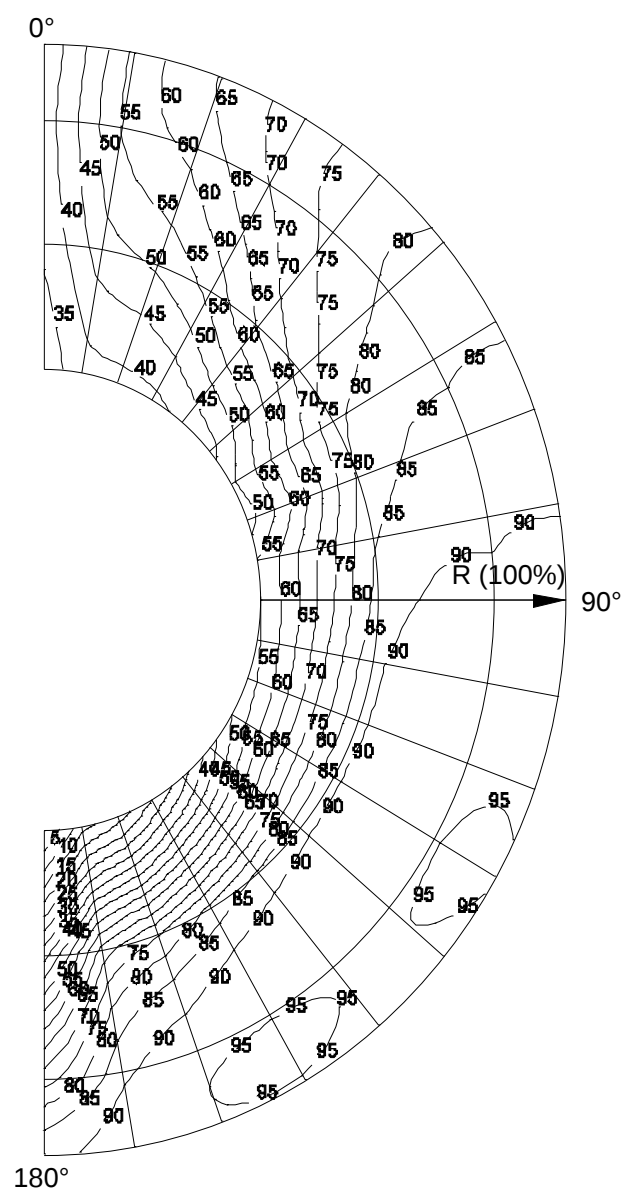
Modell-Nr. 1722

Prop.-Radius (100%) = 0.9875 m

$T = 4.05 \text{ m}$

$V = 11.0 \text{ km/h}$

$V_A / V = 79.92 \%$



Versuchsergebnisse:

Widerstandsversuch

Protokoll **1**

Schiffsvariante **1**

Auftrag-Nr.	2253
Kennwort	HydroSim
Modell-Nr.	1722
Datum	14.04.2003
Versuchs-Nr.	137-03

			Modell	Schiff
Maßstab			15,80	1
Länge	Lwl	m	5,496	86,84
Breite	B	m	0,722	11,41
Vers.tiefgang	T	m	0,237	3,75
Verdrängung	D	m³	0,831	3277
Oberfläche	S	m²	6,048	1510
Wassertiefe	h	m	0,332	5,25
Düse Nr.			0	
Ruder Nr.			0	

Reibungskorrektur nach ITTC-1957					
Zusatzwiderstandsbeiwert	CA			0,0002	
W.temperatur	tw	°C		17,0	
Dichte Wasser	rho	kg/m³		998,7	
kin. Zähigkeit	nue	m²/s		1,0817E-06	

Besondere Merkmale:

Modell

Versuch Nr.	V _S	V _M	R _D	R _T o. Reib. korr.	F _D	R _T m. Reib. korr.	P _E	EPS	Trimm	Abs.
	[km/h]	[m/s]	[N]	[N]	[N]	[N]	[W]	[-]	[1/60°]	[m]
137-03	10,01	0,700	0,000	10,48	2,28	8,20	5,73	1,007E-03	1,30	0,007
137-03	11,99	0,838	0,000	14,63	3,12	11,50	9,64	1,413E-03	2,51	0,010
137-03	13,98	0,977	0,000	20,85	4,08	16,78	16,39	2,061E-03	3,79	0,016
137-03	15,00	1,048	0,000	26,52	4,59	21,93	22,98	2,694E-03	4,45	0,020
137-03	16,00	1,118	0,000	32,50	5,13	27,37	30,60	3,362E-03	6,31	0,025

Prognose Großausführung

Versuch Nr.	V	Fn	Fn _h	R _D	R _T o. Reib. korr.	R _T m. Reib. korr.	P _E	EPS	Trimm	Abs.
	[km/h]	[-]	[-]	[kN]	[kN]	[kN]	[kW]	[-]	[1/60°]	[m]
137-03	10,01	0,095	0,387	0,0	41,3	32,3	89,9	1,007E-03	1,30	0,106
137-03	11,99	0,114	0,464	0,0	57,7	45,4	151,2	1,413E-03	2,51	0,160
137-03	13,98	0,133	0,541	0,0	82,2	66,2	257,0	2,061E-03	3,79	0,249
137-03	15,00	0,143	0,580	0,0	104,6	86,5	360,3	2,694E-03	4,45	0,321
137-03	16,00	0,152	0,619	0,0	128,2	108,0	479,7	3,362E-03	6,31	0,403

Versuchsergebnisse:

Widerstandsversuch

Protokoll **1**

Schiffsvariante **1**

Auftrag-Nr.	2253
Kennwort	HydroSim
Modell-Nr.	1722
Datum	14.04.2003
Versuchs-Nr.	143-03

			Modell	Schiff
Maßstab			15,80	1
Länge	Lwl	m	5,496	86,84
Breite	B	m	0,722	11,41
Vers.tiefgang	T	m	0,237	3,75
Verdrängung	D	m³	0,831	3277
Oberfläche	S	m²	6,048	1510
Wassertiefe	h	m	0,475	7,50
Düse Nr.			0	
Ruder Nr.			0	

Reibungskorrektur nach ITTC-1957					
Zusatzwiderstandsbeiwert	CA			0,0002	
W.temperatur	tw	°C		17,0	
Dichte Wasser	rho	kg/m³		998,7	
kin. Zähigkeit	nue	m²/s		1,0817E-06	

Besondere Merkmale:

Modell

Versuch Nr.	V _S	V _M	R _D	R _T o. Reib. korr.	F _D	R _T m. Reib. korr.	P _E	EPS	Trimm	Abs.
	[km/h]	[m/s]	[N]	[N]	[N]	[N]	[W]	[-]	[1/60°]	[m]
143-03	11,97	0,836	0,000	10,84	3,12	7,71	6,45	9,475E-04	2,29	0,007
143-03	14,03	0,980	0,000	15,53	4,08	11,46	11,23	1,407E-03	2,89	0,010
143-03	14,95	1,045	0,000	17,29	4,59	12,70	13,27	1,560E-03	3,23	0,011
143-03	16,06	1,122	0,000	21,06	5,13	15,93	17,88	1,957E-03	4,00	0,014
143-03	17,04	1,191	0,000	23,84	5,70	18,15	21,61	2,229E-03	5,06	0,016
143-03	18,07	1,263	0,000	29,21	6,29	22,93	28,94	2,817E-03	5,85	0,020

Prognose Großausführung

Versuch Nr.	V	Fn	Fn _h	R _D	R _T o. Reib. korr.	R _T m. Reib. korr.	P _E	EPS	Trimm	Abs.
	[km/h]	[-]	[-]	[kN]	[kN]	[kN]	[kW]	[-]	[1/60°]	[m]
143-03	11,97	0,114	0,388	0,0	42,7	30,4	101,1	9,475E-04	2,29	0,107
143-03	14,03	0,134	0,454	0,0	61,3	45,2	176,1	1,407E-03	2,89	0,150
143-03	14,95	0,142	0,484	0,0	68,2	50,1	208,1	1,560E-03	3,23	0,180
143-03	16,06	0,153	0,520	0,0	83,1	62,8	280,3	1,957E-03	4,00	0,213
143-03	17,04	0,162	0,552	0,0	94,0	71,6	338,8	2,229E-03	5,06	0,255
143-03	18,07	0,172	0,585	0,0	115,2	90,4	453,8	2,817E-03	5,85	0,309

Versuchsergebnisse:

Widerstandsversuch

Protokoll **1**

Schiffsvariante **1**

Auftrag-Nr.	2253
Kennwort	HydroSim
Modell-Nr.	1722
Datum	14.04.2003
Versuchs-Nr.	149-03

			Modell	Schiff
Maßstab			15,80	1
Länge	Lwl	m	5,496	86,84
Breite	B	m	0,722	11,41
Vers.tiefgang	T	m	0,237	3,75
Verdrängung	D	m³	0,831	3277
Oberfläche	S	m²	6,048	1510
Wassertiefe	h	m	1,000	15,80

Düse Nr.	0
Ruder Nr.	0

Reibungskorrektur nach ITTC-1957					
Zusatzwiderstandsbeiwert	CA			0,0002	
W.temperatur	tw	°C		17,0	
Dichte Wasser	rho	kg/m³		998,7	
kin. Zähigkeit	nue	m²/s		1,0817E-06	

Besondere Merkmale:

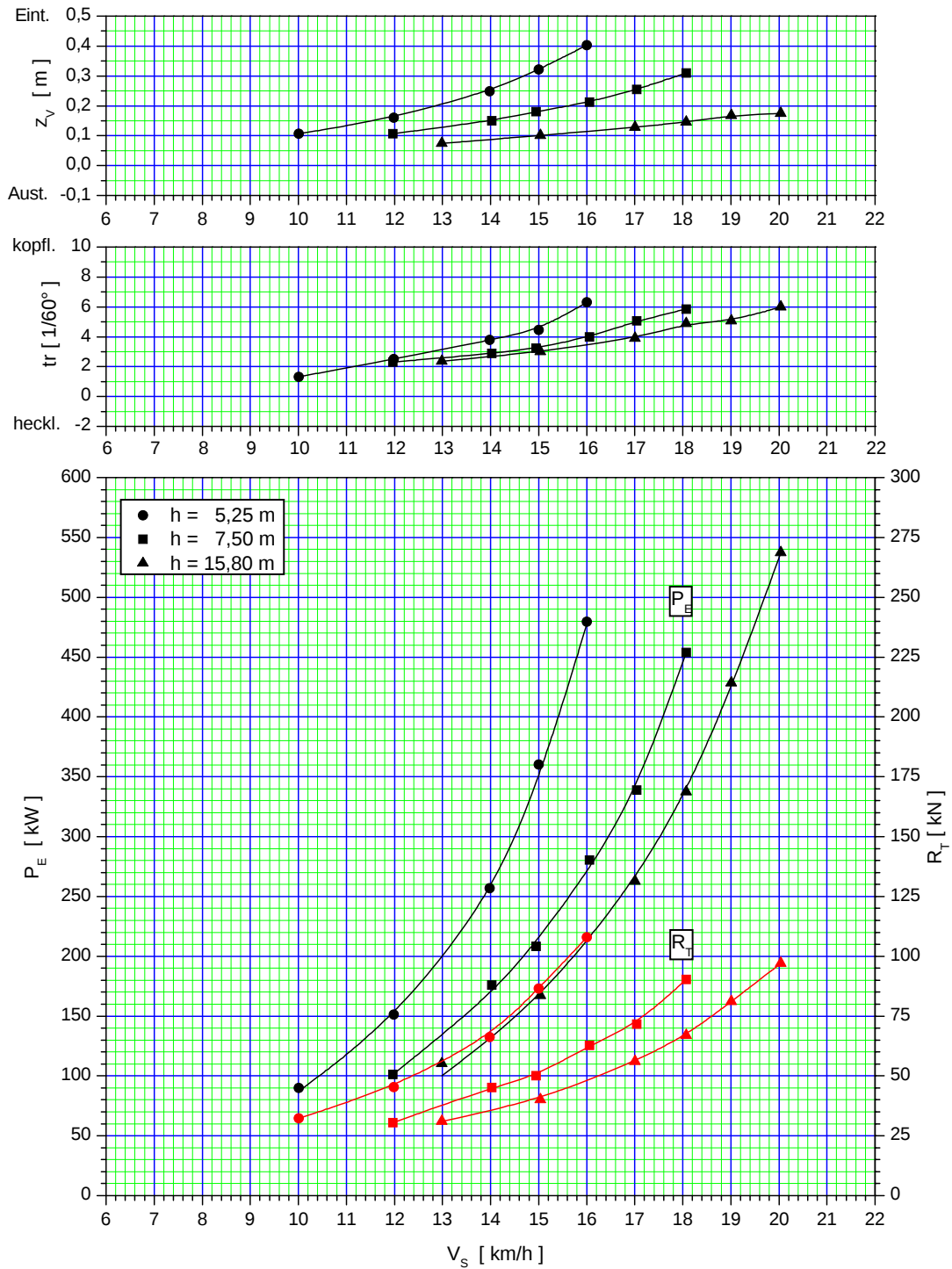
Modell

Versuch Nr.	V _S	V _M	R _D	R _T o. Reib. korr.	F _D	R _T m. Reib. korr.	P _E	EPS	Trimm	Abs.
	[km/h]	[m/s]	[N]	[N]	[N]	[N]	[W]	[-]	[1/60°]	[m]
149-03	12,99	0,908	0,000	11,33	3,59	7,75	7,03	9,516E-04	2,37	0,005
149-03	15,04	1,051	0,000	14,74	4,59	10,15	10,66	1,247E-03	3,00	0,006
149-03	17,01	1,189	0,000	19,80	5,70	14,10	16,76	1,732E-03	3,90	0,008
149-03	18,07	1,263	0,000	23,33	6,29	17,05	21,53	2,094E-03	4,89	0,009
149-03	19,01	1,328	0,000	27,48	6,90	20,57	27,33	2,527E-03	5,07	0,011
149-03	20,04	1,400	0,000	32,02	7,54	24,48	34,28	3,007E-03	5,99	0,011

Prognose Großausführung

Versuch Nr.	V	Fn	Fn _h	R _D	R _T o. Reib. korr.	R _T m. Reib. korr.	P _E	EPS	Trimm	Abs.
	[km/h]	[-]	[-]	[kN]	[kN]	[kN]	[kW]	[-]	[1/60°]	[m]
149-03	12,99	0,124	0,290	0,0	44,7	30,6	110,2	9,516E-04	2,37	0,074
149-03	15,04	0,143	0,336	0,0	58,1	40,0	167,2	1,247E-03	3,00	0,101
149-03	17,01	0,162	0,380	0,0	78,1	55,6	262,7	1,732E-03	3,90	0,128
149-03	18,07	0,172	0,403	0,0	92,0	67,2	337,5	2,094E-03	4,89	0,145
149-03	19,01	0,181	0,424	0,0	108,4	81,1	428,4	2,527E-03	5,07	0,167
149-03	20,04	0,191	0,447	0,0	126,3	96,6	537,4	3,007E-03	5,99	0,175

Widerstand mit einem Küstenmotorschiff
 $L_{WL} = 86,84 \text{ m}$ $B = 11,4 \text{ m}$ $T = 3,75 \text{ m}$



Versuchsergebnisse:

Widerstandsversuch

Protokoll **1**

Schiffsvariante **1**

Auftrag-Nr.	2253
Kennwort	HydroSim
Modell-Nr.	1722
Datum	07.08.2002
Versuchs-Nr.	100-03

			Modell	Schiff
Maßstab			15,80	1
Länge	Lwl	m	5,496	86,84
Breite	B	m	0,722	11,41
Vers.tiefgang	T	m	0,158	2,50
Verdrängung	D	m³	0,532	2100
Oberfläche	S	m²	5,167	1290
Wassertiefe	h	m	0,222	3,50

Düse Nr.	0
Ruder Nr.	0

Reibungskorrektur nach ITTC-1957				
Zusatzwiderstandsbeiwert	CA		0,0002	
W.temperatur	tw	°C	16,0	
Dichte Wasser	rho	kg/m³	998,9	
kin. Zähigkeit	nue	m²/s	1,1098E-06	

Besondere Merkmale:

Modell

Versuch Nr.	V _S	V _M	R _D	R _T o. Reib. korr.	F _D	R _T m. Reib. korr.	P _E	EPS	Trimm	Abs.
	[km/h]	[m/s]	[N]	[N]	[N]	[N]	[W]	[-]	[1/60°]	[m]
100-03	10,00	0,699	0,000	8,80	1,97	6,83	4,77	1,309E-03	1,00	0,007
100-03	11,00	0,769	0,000	10,55	2,32	8,23	6,32	1,577E-03	1,35	0,010
100-03	11,99	0,838	0,000	13,38	2,70	10,68	8,94	2,046E-03	1,87	0,012
100-03	12,99	0,908	0,000	16,46	3,10	13,36	12,12	2,561E-03	2,77	0,015
100-03	14,00	0,979	0,000	20,41	3,52	16,88	16,52	3,236E-03	5,43	0,020
100-03	14,50	1,013	0,000	25,69	3,74	21,95	22,23	4,207E-03	7,60	0,024
100-03	14,99	1,048	0,000	33,95	3,97	29,98	31,41	5,747E-03	11,47	0,029

Prognose Großausführung

Versuch Nr.	V	Fn	Fn _h	R _D	R _T o. Reib. korr.	R _T m. Reib. korr.	P _E	EPS	Trimm	Abs.
	[km/h]	[-]	[-]	[kN]	[kN]	[kN]	[kW]	[-]	[1/60°]	[m]
100-03	10,00	0,095	0,474	0,0	34,7	26,9	74,8	1,309E-03	1,00	0,108
100-03	11,00	0,105	0,521	0,0	41,6	32,5	99,2	1,577E-03	1,35	0,156
100-03	11,99	0,114	0,568	0,0	52,8	42,1	140,2	2,046E-03	1,87	0,188
100-03	12,99	0,124	0,615	0,0	64,9	52,7	190,1	2,561E-03	2,77	0,240
100-03	14,00	0,133	0,663	0,0	80,5	66,6	259,1	3,236E-03	5,43	0,310
100-03	14,50	0,138	0,687	0,0	101,3	86,6	348,6	4,207E-03	7,60	0,385
100-03	14,99	0,143	0,710	0,0	133,9	118,3	492,5	5,747E-03	11,47	0,460

Versuchsergebnisse:

Widerstandsversuch

Protokoll **1**

Schiffsvariante **1**

Auftrag-Nr.	2253
Kennwort	HydroSim
Modell-Nr.	1722
Datum	07.08.2002
Versuchs-Nr.	96-03

			Modell	Schiff
Maßstab			15,80	1
Länge	Lwl	m	5,496	86,84
Breite	B	m	0,722	11,41
Vers.tiefgang	T	m	0,158	2,50
Verdrängung	D	m³	0,532	2100
Oberfläche	S	m²	5,167	1290
Wassertiefe	h	m	0,317	5,00

Düse Nr.	0
Ruder Nr.	0

Reibungskorrektur nach ITTC-1957					
Zusatzwiderstandsbeiwert	CA			0,0002	
W.temperatur	tw	°C		16,0	
Dichte Wasser	rho	kg/m³		998,9	
kin. Zähigkeit	nue	m²/s		1,1098E-06	

Besondere Merkmale:

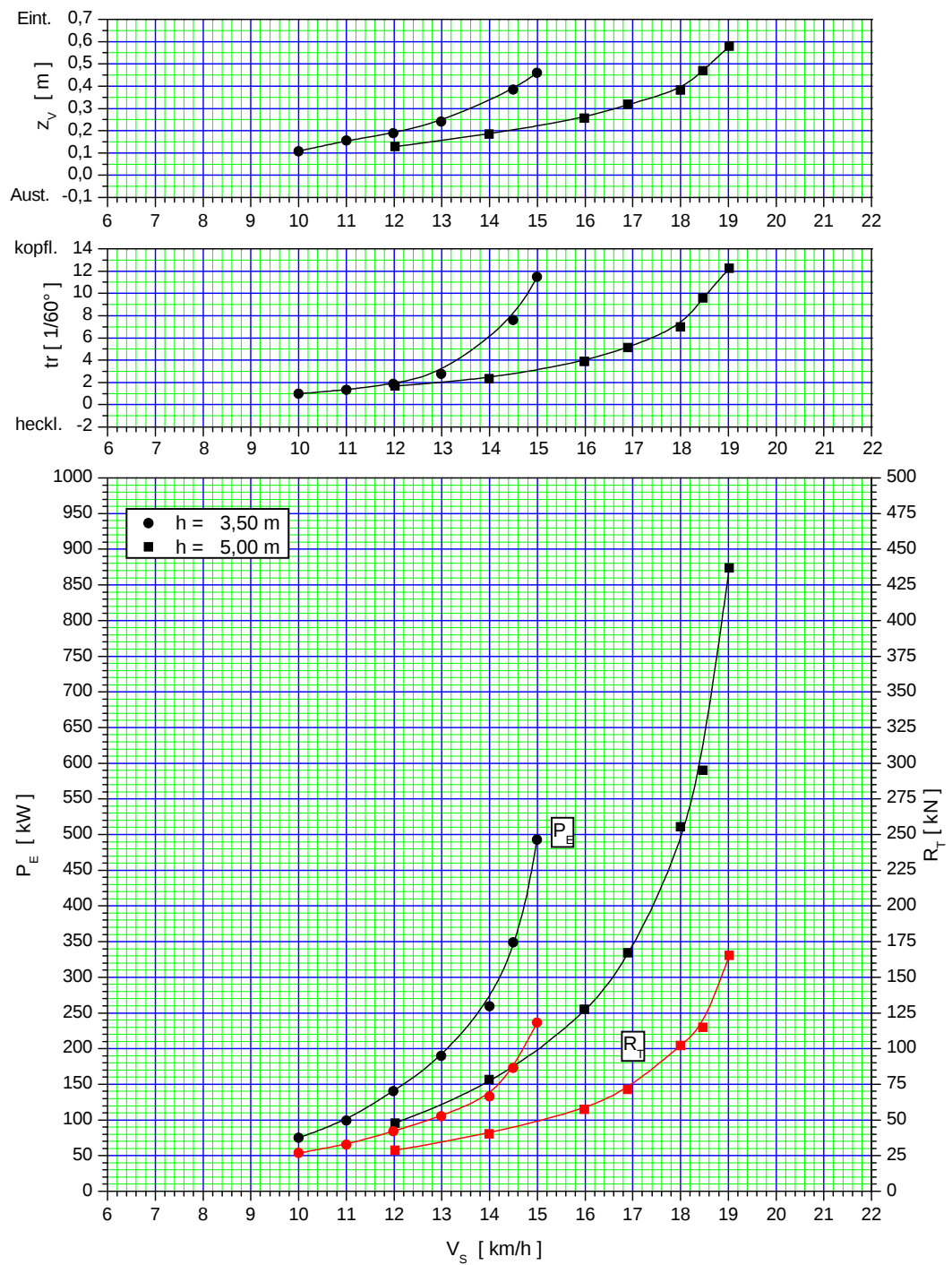
Modell

Versuch Nr.	V _S	V _M	R _D	R _T o. Reib. korr.	F _D	R _T m. Reib. korr.	P _E	EPS	Trimm	Abs.
	[km/h]	[m/s]	[N]	[N]	[N]	[N]	[W]	[-]	[1/60°]	[m]
96-03	12,02	0,840	0,000	9,97	2,70	7,27	6,11	1,393E-03	1,68	0,008
96-03	13,99	0,978	0,000	13,74	3,52	10,22	9,99	1,959E-03	2,33	0,012
96-03	15,99	1,117	0,000	19,01	4,43	14,57	16,28	2,793E-03	3,87	0,016
96-03	16,90	1,181	0,000	22,98	4,92	18,06	21,32	3,461E-03	5,14	0,020
96-03	18,00	1,258	0,000	31,34	5,44	25,91	32,60	4,966E-03	6,99	0,024
96-03	18,47	1,291	0,000	34,85	5,70	29,15	37,63	5,587E-03	9,60	0,030
96-03	19,02	1,329	0,000	47,89	5,97	41,92	55,72	8,036E-03	12,27	0,037

Prognose Großausführung

Versuch Nr.	V	Fn	Fn _h	R _D	R _T o. Reib. korr.	R _T m. Reib. korr.	P _E	EPS	Trimm	Abs.
	[km/h]	[-]	[-]	[kN]	[kN]	[kN]	[kW]	[-]	[1/60°]	[m]
96-03	12,02	0,114	0,477	0,0	39,3	28,7	95,7	1,393E-03	1,68	0,129
96-03	13,99	0,133	0,555	0,0	54,2	40,3	156,6	1,959E-03	2,33	0,185
96-03	15,99	0,152	0,634	0,0	75,0	57,5	255,2	2,793E-03	3,87	0,256
96-03	16,90	0,161	0,670	0,0	90,6	71,2	334,3	3,461E-03	5,14	0,318
96-03	18,00	0,171	0,714	0,0	123,6	102,2	511,0	4,966E-03	6,99	0,383
96-03	18,47	0,176	0,733	0,0	137,4	115,0	590,0	5,587E-03	9,60	0,469
96-03	19,02	0,181	0,754	0,0	188,9	165,4	873,6	8,036E-03	12,27	0,579

Widerstand mit einem Küstenmotorschiff
 $L_{WL} = 86,84 \text{ m}$ $B = 11,4 \text{ m}$ $T = 2,5 \text{ m}$



Versuchsergebnisse:

Propulsionsversuch

Protokoll **1**

Auftrag-Nummer	2253
Kennwort	HydroSim
Modell-Nummer	1722
Datum	17.03.2003
Versuchs-Nr	99-03

Maßstab	lam		15,80
Länge	Lwl	m	5,496
Breite	B	m	0,722
Versuchstiefgang	T	m	0,158
Verdrängung	D	m ³	0,532
Oberfläche	S	m ²	5,167
Wassertiefe	h	m	0,222
Gesamtleistung	P _D	W	64,68

Schiffsvariante 1

Besondere Merkmale:

Propeller Nr.			136r
Propellerdurchmesser	Dp	m	0,125
Profillänge C_07R	m	m	0,037
Drehrichtung	rechts		

Düse Nr.	0
Ruder Nr.	806

Reibungsabzug nach ITTC-1957

	CA		0,0002
Wassertemperatur	tw	°C	16,0
Dichte Wasser	rho	kg/m ³	998,9
kin. Zähigkeit	nue	m ² /s	1,1098E-06
Prop-Scale-Effect	m _P		1,000
Düsen-Scale-Effect	m _D		1,000
Scale-Effect	m		1,000

Ergebnisse Modellversuch

Hauptgrößen

Versuch Nr.	V	Fn	Fn _h	P _D o. Scale-Effect	T _P	T _D	T gesamt	n mittlere	Trimm	Absenkung
	[m/s]	[-]	[-]	[W]	[N]	[N]	[N]	[1/s]	[1/60°]	[m]
99-03	0,698	0,095	0,473	10,041	8,785	0,000	8,785	9,40	0,12	0,009
99-03	0,769	0,105	0,521	15,269	11,577	0,000	11,577	10,78	-0,21	0,011
99-03	0,839	0,114	0,569	20,862	14,317	0,000	14,317	11,94	0,17	0,013
99-03	0,908	0,124	0,616	33,622	19,610	0,000	19,610	13,97	-0,31	0,019
99-03	0,944	0,129	0,640	41,736	22,571	0,000	22,571	15,02	-0,03	0,023
99-03	0,965	0,131	0,654	49,299	25,442	0,000	25,442	15,75	-0,53	0,024
99-03	0,992	0,135	0,673	64,652	30,747	0,000	30,747	17,05	-0,53	0,027

Abgeleitete Größen

Versuch Nr.	V	EPS_D	w _T	t	ETA_D	ETA_H	ETA_B aus Ff-Vers.	ETA_B Aus R-Vers.	ETA_0	ETA_R
	[km/h]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]
99-03	9,99	2,757E-03	0,625	0,223	0,475	2,072	0,229	0,229	0,225	1,016
99-03	11,00	3,806E-03	0,609	0,289	0,414	1,820	0,228	0,228	0,225	1,011
99-03	12,01	4,766E-03	0,624	0,254	0,429	1,984	0,216	0,216	0,214	1,012
99-03	12,99	7,098E-03	0,592	0,319	0,361	1,669	0,216	0,216	0,215	1,007
99-03	13,51	8,475E-03	0,570	0,326	0,344	1,566	0,220	0,220	0,219	1,004
99-03	13,81	9,793E-03	0,621	0,352	0,323	1,709	0,189	0,189	0,188	1,003
99-03	14,20	1,249E-02	0,687	0,382	0,292	1,976	0,148	0,148	0,148	0,998

Versuchsergebnisse:

Propulsionsversuch

Protokoll **1**

Auftrag-Nummer	2253
Kennwort	HydroSim
Modell-Nummer	1722
Datum	17.03.2003
Versuchs-Nr	99-03

Maßstab	lam		15,8
Länge	Lwl	m	86,84
Breite	B	m	11,41
Vers.tiefgang	T	m	2,50
Verdrängung	Vol	m³	2100
Oberfläche	S	m²	1290
Wassertiefe	h	m	3,50

Schiffsvariante	1
------------------------	----------

Besondere Merkmale:

Gesamtleistung	P _D	kW	1014
Propeller Nr.			136r
Prop.durchmesser	Dp	m	1,975
Profil länge	C_07R	m	0,583
Drehrichtung			rechts

Düse Nr.	0
Ruder Nr.	806

Reibungsabzug nach ITTC-1957			
CA			0,0002
Wassertemperatur	tw	°C	16,0
Dichte Wasser	rho	kg/m³	998,9
kin. Zähigkeit	nue	m²/s	1,1098E-06
Prop.-Scale-Effect	m _p		0,896
Düs.-Scale-Effect	m _D		1,000
Scale-Effect	m		0,896

Ergebnisse Großausführung

Hauptgrößen

Versuch Nr.	V	Fn	Fnh	P _D ohne Scale-Effect	P _D mit Scale-Effect	T _P	T _D	T _{gesamt}	n mittlere	Trimm	Abs.
	[km/h]	[-]	[-]	[kW]	[kW]	[kN]	[kN]	[kN]	[1/min]	[1/60°]	[m]
99-03	9,99	0,095	0,473	157	141	34,65	0,00	34,65	141,8	0,12	0,14
99-03	11,00	0,105	0,521	239	214	45,66	0,00	45,66	162,8	-0,21	0,17
99-03	12,01	0,114	0,569	327	293	56,47	0,00	56,47	180,2	0,17	0,21
99-03	12,99	0,124	0,616	527	472	77,35	0,00	77,35	210,9	-0,31	0,30
99-03	13,51	0,129	0,640	654	586	89,03	0,00	89,03	226,7	-0,03	0,36
99-03	13,81	0,131	0,654	773	692	100,35	0,00	100,35	237,7	-0,53	0,39
99-03	14,20	0,135	0,673	1014	908	121,28	0,00	121,28	257,4	-0,53	0,42

Abgeleitete Größen

Versuch Nr.	V	EPS_D	w _T	t	ETA_D	ETA_H	ETA_B aus Ff.-Vers.	ETA_B aus R-Vers.	ETA_0	ETA_R
	[km/h]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]
99-03	9,99	2,470E-03	0,625	0,223	0,530	2,072	0,256	0,256	0,252	1,016
99-03	11,00	3,410E-03	0,609	0,289	0,463	1,820	0,254	0,254	0,251	1,011
99-03	12,01	4,270E-03	0,624	0,254	0,479	1,984	0,242	0,242	0,239	1,012
99-03	12,99	6,359E-03	0,592	0,319	0,403	1,669	0,241	0,241	0,240	1,007
99-03	13,51	7,592E-03	0,570	0,326	0,384	1,566	0,245	0,245	0,244	1,004
99-03	13,81	8,773E-03	0,621	0,352	0,360	1,709	0,211	0,211	0,210	1,003
99-03	14,20	1,119E-02	0,687	0,382	0,326	1,976	0,165	0,165	0,165	0,998

Versuchsergebnisse:

Propulsionsversuch

Protokoll **1**

Auftrag-Nummer	2253
Kennwort	HydroSim
Modell-Nummer	1722
Datum	17.03.2003
Versuchs-Nr	98-03

Maßstab	lam		15,80
Länge	Lwl	m	5,496
Breite	B	m	0,722
Versuchstiefgang	T	m	0,158
Verdrängung	D	m³	0,532
Oberfläche	S	m²	5,167
Wassertiefe	h	m	0,317
Gesamtleistung	P _D	W	72,71

Schiffsvariante 1

Besondere Merkmale:

Propeller Nr.		136r
Propellerdurchmesser	Dp	m 0,125
Profillänge C_07R	m	m 0,037
Drehrichtung	rechts	

Düse Nr.	0
Ruder Nr.	806

Reibungsabzug nach ITTC-1957			
	CA		0,0002
Wassertemperatur	tw	°C	16,0
Dichte Wasser	rho	kg/m³	998,9
kin. Zähigkeit	nue	m²/s	1,1098E-06
Prop-Scale-Effect	m _P		1,000
Düsen-Scale-Effect	m _D		1,000
Scale-Effect	m		1,000

Ergebnisse Modellversuch

Hauptgrößen

Versuch Nr.	V	Fn	Fn _h	P _D o. Scale-Effect	T _P	T _D	T gesamt	n mittlere	Trimm	Absenkung
	[m/s]	[-]	[-]	[W]	[N]	[N]	[N]	[1/s]	[1/60°]	[m]
98-03	0,907	0,124	0,515	14,314	10,660	0,000	10,660	10,89	0,75	0,009
98-03	1,049	0,143	0,595	24,794	15,415	0,000	15,415	13,00	1,16	0,014
98-03	1,117	0,152	0,634	31,999	18,251	0,000	18,251	14,13	1,98	0,017
98-03	1,188	0,162	0,674	45,683	23,370	0,000	23,370	15,81	2,41	0,023
98-03	1,258	0,171	0,714	72,598	32,175	0,000	32,175	18,27	4,05	0,031

Abgeleitete Größen

Versuch Nr.	V	EPS_D	w _T	t	ETA_D	ETA_H	ETA_B aus Ff-Vers.	ETA_B Aus R-Vers.	ETA_0	ETA_R
	[km/h]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]
98-03	12,98	3,025E-03	0,497	0,168	0,562	1,653	0,340	0,340	0,336	1,012
98-03	15,01	4,531E-03	0,502	0,178	0,536	1,653	0,325	0,325	0,322	1,007
98-03	15,98	5,491E-03	0,498	0,201	0,509	1,591	0,320	0,320	0,319	1,004
98-03	17,00	7,371E-03	0,512	0,186	0,494	1,666	0,297	0,297	0,295	1,005
98-03	18,00	1,106E-02	0,528	0,196	0,448	1,703	0,263	0,263	0,262	1,004

Versuchsergebnisse:

Propulsionsversuch

Protokoll **1**

Auftrag-Nummer	2253
Kennwort	HydroSim
Modell-Nummer	1722
Datum	17.03.2003
Versuchs-Nr	98-03

Maßstab	lam		15,8
Länge	Lwl	m	86,84
Breite	B	m	11,41
Vers.tiefgang	T	m	2,50
Verdrängung	Vol	m³	2100
Oberfläche	S	m²	1290
Wassertiefe	h	m	5,00

Schiffsvariante	1
------------------------	----------

Besondere Merkmale:

Gesamtleistung	P _D	kW	1140
Propeller Nr.			136r
Prop.durchmesser	D _p	m	1,975
Profillänge	C _{07R}	m	0,583
Drehrichtung			rechts

Düse Nr.	0
Ruder Nr.	806

Reibungsabzug nach ITTC-1957			
CA			0,0002
Wassertemperatur	tw	°C	16,0
Dichte Wasser	rho	kg/m³	998,9
kin. Zähigkeit	nue	m²/s	1,1098E-06
Prop.-Scale-Effect	m _p		0,909
Düs.-Scale-Effect	m _D		1,000
Scale-Effect	m		0,909

Ergebnisse Großausführung

Hauptgrößen

Versuch Nr.	V	Fn	Fnh	P _D ohne Scale-Effect	P _D mit Scale-Effect	T _P	T _D	T _{gesamt}	n mittlere	Trimm	Abs.
	[km/h]	[-]	[-]	[kW]	[kW]	[kN]	[kN]	[kN]	[1/min]	[1/60°]	[m]
98-03	12,98	0,124	0,515	224	204	42,05	0,00	42,05	164,4	0,75	0,14
98-03	15,01	0,143	0,595	389	353	60,80	0,00	60,80	196,3	1,16	0,22
98-03	15,98	0,152	0,634	502	456	71,99	0,00	71,99	213,2	1,98	0,27
98-03	17,00	0,162	0,674	716	651	92,18	0,00	92,18	238,6	2,41	0,36
98-03	18,00	0,171	0,714	1138	1034	126,91	0,00	126,91	275,7	4,05	0,49

Abgeleitete Größen

Versuch Nr.	V	EPS_D	w _T	t	ETA_D	ETA_H	ETA_B aus Ff.-Vers.	ETA_B aus R-Vers	ETA_0	ETA_R
	[km/h]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]
98-03	12,98	2,750E-03	0,497	0,168	0,619	1,653	0,374	0,374	0,370	1,012
98-03	15,01	4,118E-03	0,502	0,178	0,590	1,653	0,357	0,357	0,354	1,007
98-03	15,98	4,991E-03	0,498	0,201	0,560	1,591	0,352	0,352	0,351	1,004
98-03	17,00	6,699E-03	0,512	0,186	0,544	1,666	0,327	0,327	0,325	1,005
98-03	18,00	1,005E-02	0,528	0,196	0,493	1,703	0,290	0,290	0,289	1,004

Versuchsergebnisse:

Propulsionsversuch

Protokoll **1**

Auftrag-Nummer	2253
Kennwort	HydroSim
Modell-Nummer	1722
Datum	14.03.2003
Versuchs-Nr	95-03

Maßstab	lam		15,80
Länge	Lwl	m	5,496
Breite	B	m	0,722
Versuchstiefgang	T	m	0,158
Verdrängung	D	m³	0,532
Oberfläche	S	m²	5,167
Wassertiefe	h	m	1,000
Gesamtleistung	P _D	W	72,07

Schiffsvariante **1**

Besondere Merkmale:

Propeller Nr.		136r
Propellerdurchmesser	Dp	m 0,125
Profilänge C_07R	m	m 0,037
Drehrichtung	rechts	

Düse Nr.	0
Ruder Nr.	806

Reibungsabzug nach ITTC-1957			
CA			0,0002
Wassertemperatur	tw	°C	16,0
Dichte Wasser	rho	kg/m³	998,9
kin. Zähigkeit	nue	m²/s	1,1098E-06
Prop-Scale-Effect	m _P		1,000
Düsen-Scale-Effect	m _D		1,000
Scale-Effect	m		1,000

Ergebnisse Modellversuch

Hauptgrößen

Versuch Nr.	V	Fn	Fn _h	P _D o. Scale-Effect	T _P	T _D	T gesamt	n mittlere	Trimm	Absenkung
	[m/s]	[-]	[-]	[W]	[N]	[N]	[N]	[1/s]	[1/60°]	[m]
95-03	0,978	0,133	0,312	11,770	8,799	0,000	8,799	10,68	1,37	0,004
95-03	1,118	0,152	0,357	18,622	11,871	0,000	11,871	12,39	2,42	0,005
95-03	1,257	0,171	0,401	30,293	16,427	0,000	16,427	14,50	3,03	0,007
95-03	1,325	0,180	0,423	40,653	20,122	0,000	20,122	15,88	3,39	0,008
95-03	1,363	0,186	0,435	46,336	21,968	0,000	21,968	16,55	3,71	0,009
95-03	1,399	0,191	0,447	52,365	23,887	0,000	23,887	17,20	3,85	0,009
95-03	1,467	0,200	0,468	72,068	29,871	0,000	29,871	18,97	3,65	0,010

Abgeleitete Größen

Versuch Nr.	V	EPS_D	w _T	t	ETA_D	ETA_H	ETA_B aus Ff-Vers.	ETA_B Aus R-Vers.	ETA_0	ETA_R
	[km/h]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]
95-03	13,99	2,307E-03	0,355	1,000	0,000	0,000	0,472	#DIV/0!	0,466	1,013
95-03	16,00	3,193E-03	0,348	1,000	0,000	0,000	0,465	#DIV/0!	0,464	1,001
95-03	17,99	4,619E-03	0,334	1,000	0,000	0,000	0,454	#DIV/0!	0,456	0,995
95-03	18,96	5,881E-03	0,333	1,000	0,000	0,000	0,437	#DIV/0!	0,440	0,993
95-03	19,50	6,517E-03	0,332	1,000	0,000	0,000	0,432	#DIV/0!	0,436	0,990
95-03	20,02	7,175E-03	0,331	1,000	0,000	0,000	0,427	#DIV/0!	0,431	0,990
95-03	20,99	9,417E-03	0,336	1,000	0,000	0,000	0,404	#DIV/0!	0,408	0,989

Versuchsergebnisse:

Propulsionsversuch

Protokoll **1**

Auftrag-Nummer	2253
Kennwort	HydroSim
Modell-Nummer	1722
Datum	14.03.2003
Versuchs-Nr	95-03

Maßstab	lam		15,8
Länge	Lwl	m	86,84
Breite	B	m	11,41
Vers.tiefgang	T	m	2,50
Verdrängung	Vol	m³	2100
Oberfläche	S	m²	1290
Wassertiefe	h	m	15,80

Schiffsvariante	1
------------------------	----------

Besondere Merkmale:

Propeller Nr.		136r
Prop.durchmesser	Dp	m 1,975
Profillänge	C_07R	m 0,583
Drehrichtung		rechts

Düse Nr.	0
Ruder Nr.	806

Reibungsabzug nach ITTC-1957

CA		0,0002
Wassertemperatur	tw	°C 16,0
Dichte Wasser	rho	kg/m³ 998,9
kin. Zähigkeit	nue	m²/s 1,1098E-06

Prop.-Scale-Effect	m _p	0,923
Düs.-Scale-Effect	m _D	1,000
Scale-Effect	m	0,923

Ergebnisse Großausführung

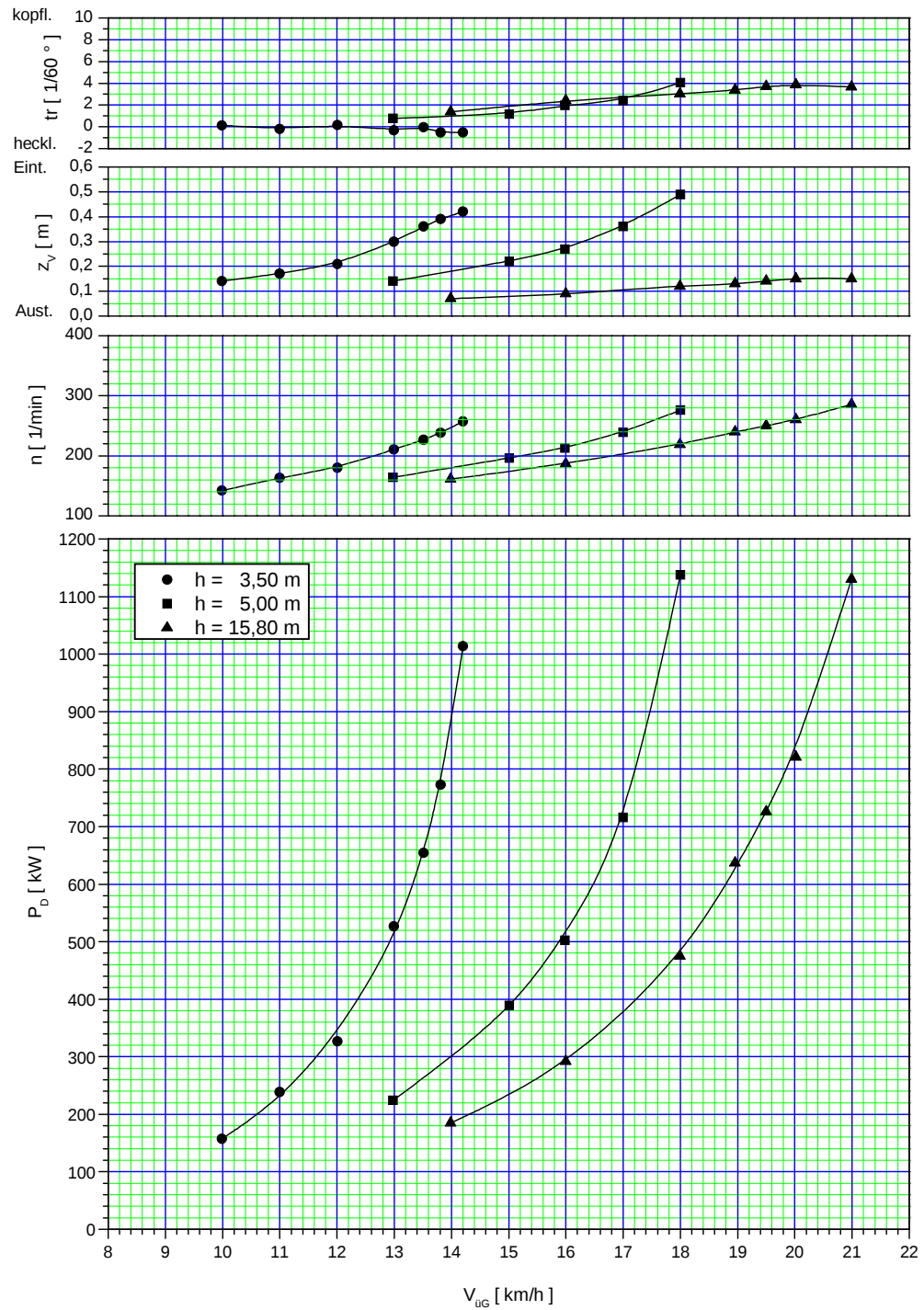
Hauptgrößen

Versuch Nr.	V	Fn	Fnh	P _D ohne Scale-Effect	P _D mit Scale-Effect	T _P	T _D	T _{gesamt}	n mittlere	Trimm	Abs.
	[km/h]	[-]	[-]	[kW]	[kW]	[kN]	[kN]	[kN]	[1/min]	[1/60°]	[m]
95-03	13,99	0,133	0,312	185	170	34,71	0,00	34,71	161,2	1,37	0,07
95-03	16,00	0,152	0,357	292	269	46,82	0,00	46,82	187,0	2,42	0,09
95-03	17,99	0,171	0,401	475	438	64,79	0,00	64,79	218,8	3,03	0,12
95-03	18,96	0,180	0,423	637	588	79,37	0,00	79,37	239,7	3,39	0,13
95-03	19,50	0,186	0,435	726	670	86,65	0,00	86,65	249,8	3,71	0,14
95-03	20,02	0,191	0,447	821	757	94,22	0,00	94,22	259,7	3,85	0,15
95-03	20,99	0,200	0,468	1130	1042	117,82	0,00	117,82	286,3	3,65	0,15

Abgeleitete Größen

Versuch Nr.	V	EPS_D	w _T	t	ETA_D	ETA_H	ETA_B aus Ff.-Vers.	ETA_B aus R-Vers.	ETA_0	ETA_R
	[km/h]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]
95-03	13,99	2,128E-03	0,355	1,000	0,000	0,000	0,511	#DIV/0!	0,505	1,013
95-03	16,00	2,945E-03	0,348	1,000	0,000	0,000	0,504	#DIV/0!	0,503	1,001
95-03	17,99	4,262E-03	0,334	1,000	0,000	0,000	0,492	#DIV/0!	0,494	0,995
95-03	18,96	5,425E-03	0,333	1,000	0,000	0,000	0,474	#DIV/0!	0,477	0,993
95-03	19,50	6,012E-03	0,332	1,000	0,000	0,000	0,468	#DIV/0!	0,473	0,990
95-03	20,02	6,619E-03	0,331	1,000	0,000	0,000	0,463	#DIV/0!	0,467	0,990
95-03	20,99	8,687E-03	0,336	1,000	0,000	0,000	0,438	#DIV/0!	0,443	0,989

Propulsion mit einem Küstenmotorschiff
 $L_{WL} = 86,84 \text{ m}$ $B = 11,4 \text{ m}$ $T = 2,5 \text{ m}$



V Versuchsergebnisse:

Propulsionsversuch

Protokoll 1

Auftrag-Nummer	2253
Kennwort	HydroSim
Modell-Nummer	1722
Datum	14.04.2003
Versuchs-Nr	133-03

Maßstab	lam		15,80
Länge	Lwl	m	5,496
Breite	B	m	0,722
Versuchstiefgang	T	m	0,238
Verdrängung	D	m³	0,831
Oberfläche	S	m²	6,048
Wassertiefe	h	m	0,332
Gesamtleistung	P _D	W	63,02

Schiffsvariante 1

Besondere Merkmale:

Propeller Nr.			136r
Propellerdurchmesser	Dp	m	0,125
Profillänge C_07R	m	m	0,037
Drehrichtung	rechts		

Düse Nr.	0
Ruder Nr.	806

Reibungsabzug nach ITTC-1957

CA			0,0002
Wassertemperatur	tw	°C	17,0
Dichte Wasser	rho	kg/m³	998,7
kin. Zähigkeit	nue	m²/s	1,0817E-06
Prop-Scale-Effect	m _P		1,000
Düsen-Scale-Effect	m _D		1,000
Scale-Effect	m		1,000

Ergebnisse Modellversuch

Hauptgrößen

Versuch Nr.	V	Fn	Fn _h	P _D o. Scale-Effect	T _P	T _D	T gesamt	n mittlere	Trimm	Absenkung
	[m/s]	[-]	[-]	[W]	[N]	[N]	[N]	[1/s]	[1/60°]	[m]
133-03	0,699	0,095	0,387	11,736	9,228	0,000	9,228	10,58	0,64	0,007
133-03	0,839	0,114	0,465	20,570	13,589	0,000	13,589	12,77	1,03	0,011
133-03	0,909	0,124	0,504	28,179	16,885	0,000	16,885	14,16	1,40	0,014
133-03	0,979	0,133	0,543	35,597	19,699	0,000	19,699	15,38	1,91	0,017
133-03	1,048	0,143	0,581	49,514	24,922	0,000	24,922	17,02	2,32	0,023
133-03	1,082	0,147	0,600	57,353	27,381	0,000	27,381	17,87	2,97	0,024
133-03	1,105	0,150	0,612	63,017	29,409	0,000	29,409	18,37	3,36	0,026

Abgeleitete Größen

Versuch Nr.	V	EPS_D	w _T	t	ETA_D	ETA_H	ETA_B aus Ff-Vers.	ETA_B Aus R-Vers.	ETA_0	ETA_R
	[km/h]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]
133-03	10,00	2,063E-03	0,426	0,112	0,488	1,548	0,315	0,315	0,324	0,973
133-03	12,01	3,011E-03	0,444	0,154	0,469	1,522	0,308	0,308	0,313	0,984
133-03	13,01	3,808E-03	0,450	0,168	0,453	1,511	0,300	0,300	0,304	0,988
133-03	14,01	4,467E-03	0,424	0,148	0,461	1,479	0,312	0,312	0,314	0,993
133-03	15,00	5,804E-03	0,468	0,120	0,464	1,654	0,281	0,281	0,283	0,993
133-03	15,49	6,510E-03	0,453	0,086	0,472	1,670	0,283	0,283	0,286	0,990
133-03	15,81	7,008E-03	0,482	0,069	0,480	1,797	0,267	0,267	0,269	0,992

Versuchsergebnisse:

Propulsionsversuch

Protokoll **1**

Auftrag-Nummer	2253
Kennwort	HydroSim
Modell-Nummer	1722
Datum	14.04.2003
Versuchs-Nr	133-03

Maßstab	lam		15,8
Länge	Lwl	m	86,84
Breite	B	m	11,41
Vers.tiefgang	T	m	3,75
Verdrängung	Vol	m³	3277
Oberfläche	S	m²	1510
Wassertiefe	h	m	5,25

Schiffsvariante	1
------------------------	----------

Besondere Merkmale:

Gesamtleistung	P _D	kW	988
Propeller Nr.			136r
Prop.durchmesser	D _p	m	1,975
Profillänge	C_07R	m	0,581
Drehrichtung			rechts

Düse Nr.	0
Ruder Nr.	806

Reibungsabzug nach ITTC-1957			
CA			0,0002
Wassertemperatur	tw	°C	17,0
Dichte Wasser	rho	kg/m³	998,7
kin. Zähigkeit	nue	m²/s	1,0817E-06
Prop.-Scale-Effect	m _p		0,913
Düs.-Scale-Effect	m _D		1,000
Scale-Effect	m		0,913

Ergebnisse Großausführung

Hauptgrößen

Versuch Nr.	V	Fn	Fnh	P _D ohne Scale-Effect	P _D mit Scale-Effect	T _P	T _D	T _{gesamt}	n mittlere	Trimm	Abs.
	[km/h]	[-]	[-]	[kW]	[kW]	[kN]	[kN]	[kN]	[1/min]	[1/60°]	[m]
133-03	10,00	0,095	0,387	184	168	36,40	0,00	36,40	159,7	0,64	0,12
133-03	12,01	0,114	0,465	323	294	53,60	0,00	53,60	192,7	1,03	0,18
133-03	13,01	0,124	0,504	442	403	66,60	0,00	66,60	213,7	1,40	0,23
133-03	14,01	0,133	0,543	558	510	77,70	0,00	77,70	232,1	1,91	0,27
133-03	15,00	0,143	0,581	776	709	98,30	0,00	98,30	256,9	2,32	0,37
133-03	15,49	0,147	0,600	899	821	108,00	0,00	108,00	269,7	2,97	0,38
133-03	15,81	0,150	0,612	988	902	116,00	0,00	116,00	277,3	3,36	0,41

Abgeleitete Größen

Versuch Nr.	V	EPS_D	w _T	t	ETA_D	ETA_H	ETA_B aus Ff.-Vers.	ETA_B aus R-Vers	ETA_0	ETA_R
	[km/h]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]
133-03	10,00	1,884E-03	0,426	0,112	0,535	1,548	0,345	0,345	0,355	0,973
133-03	12,01	2,750E-03	0,444	0,154	0,514	1,522	0,338	0,338	0,343	0,984
133-03	13,01	3,477E-03	0,450	0,168	0,496	1,511	0,328	0,328	0,332	0,988
133-03	14,01	4,079E-03	0,424	0,148	0,505	1,479	0,342	0,342	0,344	0,993
133-03	15,00	5,300E-03	0,468	0,120	0,508	1,654	0,307	0,307	0,309	0,993
133-03	15,49	5,945E-03	0,453	0,086	0,517	1,670	0,310	0,310	0,313	0,990
133-03	15,81	6,399E-03	0,482	0,069	0,526	1,797	0,293	0,293	0,295	0,992

Versuchsergebnisse:

Propulsionsversuch

Protokoll **1**

Auftrag-Nummer	2253
Kennwort	HydroSim
Modell-Nummer	1722
Datum	14.04.2003
Versuchs-Nr	139-03

Maßstab	lam		15,80
Länge	Lwl	m	5,496
Breite	B	m	0,722
Versuchstiefgang	T	m	0,238
Verdrängung	D	m ³	0,831
Oberfläche	S	m ²	6,048
Wassertiefe	h	m	0,475
Gesamtleistung	P _D	W	54,85

Schiffsvariante 1

Besondere Merkmale:

Propeller Nr.		136r
Propellerdurchmesser	Dp	m 0,125
Profilänge C_07R	m	m 0,037
Drehrichtung	rechts	

Düse Nr.	0
Ruder Nr.	806

Reibungsabzug nach ITTC-1957

	CA		0,0002
Wassertemperatur	tw	°C	17,0
Dichte Wasser	rho	kg/m ³	998,7
kin. Zähigkeit	nue	m ² /s	1,0817E-06

Prop-Scale-Effect	m _P	1,000
Düsen-Scale-Effect	m _D	1,000
Scale-Effect	m	1,000

Ergebnisse Modellversuch

Hauptgrößen

Versuch Nr.	V	Fn	Fn _h	P _D o. Scale-Effect	T _P	T _D	T gesamt	n mittlere	Trimm	Absenkung
	[m/s]	[-]	[-]	[W]	[N]	[N]	[N]	[1/s]	[1/60°]	[m]
139-03	0,839	0,114	0,389	13,994	9,964	0,000	9,964	11,68	1,76	0,007
139-03	0,979	0,133	0,454	22,426	13,589	0,000	13,589	13,67	2,21	0,011
139-03	1,048	0,143	0,485	27,911	15,770	0,000	15,770	14,70	2,56	0,012
139-03	1,120	0,152	0,519	37,568	19,268	0,000	19,268	16,17	2,65	0,016
139-03	1,187	0,162	0,550	45,879	22,082	0,000	22,082	17,26	3,26	0,016
139-03	1,223	0,167	0,567	54,923	25,175	0,000	25,175	18,24	3,15	0,018

Abgeleitete Größen

Versuch Nr.	V	EPS_D	w _T	t	ETA_D	ETA_H	ETA_B aus Ff-Vers.	ETA_B aus RT-Vers.	ETA_0	ETA_R
	[km/h]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]
139-03	12,00	2,050E-03	0,292	0,226	0,462	1,092	0,423	0,423	0,424	0,998
139-03	14,01	2,814E-03	0,285	0,157	0,500	1,179	0,424	0,424	0,427	0,995
139-03	14,99	3,274E-03	0,285	0,195	0,477	1,126	0,423	0,423	0,424	0,997
139-03	16,02	4,123E-03	0,278	0,174	0,474	1,144	0,415	0,415	0,417	0,994
139-03	16,99	4,748E-03	0,282	0,178	0,470	1,145	0,410	0,410	0,413	0,994
139-03	17,50	5,518E-03	0,295	0,194	0,452	1,142	0,395	0,395	0,397	0,996

Versuchsergebnisse:

Propulsionsversuch

Protokoll **1**

Auftrag-Nummer	2253
Kennwort	HydroSim
Modell-Nummer	1722
Datum	14.04.2003
Versuchs-Nr	139-03

Maßstab	lam		15,8
Länge	Lwl	m	86,84
Breite	B	m	11,41
Vers.tiefgang	T	m	3,75
Verdrängung	Vol	m³	3277
Oberfläche	S	m²	1510
Wassertiefe	h	m	7,50

Schiffsvariante	1
------------------------	----------

Besondere Merkmale:

Gesamtleistung	P _D	kW	860
Propeller Nr.			136r
Prop.durchmesser	D _p	m	1,975
Profillänge	C_07R	m	0,581
Drehrichtung			rechts

Düse Nr.	0
Ruder Nr.	806

Reibungsabzug nach ITTC-1957			
	CA		0,0002
Wassertemperatur	tw	°C	17,0
Dichte Wasser	rho	kg/m³	998,7
kin. Zähigkeit	nue	m²/s	1,0817E-06
Prop.-Scale-Effect	m _p		0,932
Düs.-Scale-Effect	m _D		1,000
Scale-Effect	m		0,932

Ergebnisse Großausführung

Hauptgrößen

Versuch Nr.	V	Fn	Fnh	P _D ohne Scale-Effect	P _D mit Scale-Effect	T _p	T _D	T _{gesamt}	n mittlere	Trimm	Abs.
	[km/h]	[-]	[-]	[kW]	[kW]	[kN]	[kN]	[kN]	[1/min]	[1/60°]	[m]
139-03	12,00	0,114	0,389	219	205	39,30	0,00	39,30	176,3	1,76	0,118
139-03	14,01	0,133	0,454	352	328	53,60	0,00	53,60	206,3	2,21	0,168
139-03	14,99	0,143	0,485	438	408	62,20	0,00	62,20	221,9	2,56	0,189
139-03	16,02	0,152	0,519	589	549	76,00	0,00	76,00	244,1	2,65	0,251
139-03	16,99	0,162	0,550	719	671	87,10	0,00	87,10	260,5	3,26	0,258
139-03	17,50	0,167	0,567	861	803	99,30	0,00	99,30	275,3	3,15	0,290

Abgeleitete Größen

Versuch Nr.	V	EPS_D	w _T	t	ETA_D	ETA_H	ETA_B aus Ff.-Vers.	ETA_B aus R-Vers.	ETA_0	ETA_R
	[km/h]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]
139-03	12,00	1,911E-03	0,292	0,226	0,495	1,092	0,454	0,454	0,455	0,998
139-03	14,01	2,624E-03	0,285	0,157	0,537	1,179	0,455	0,455	0,458	0,995
139-03	14,99	3,052E-03	0,285	0,195	0,511	1,126	0,454	0,454	0,455	0,997
139-03	16,02	3,844E-03	0,278	0,174	0,509	1,144	0,445	0,445	0,448	0,994
139-03	16,99	4,426E-03	0,282	0,178	0,504	1,145	0,440	0,440	0,443	0,994
139-03	17,50	5,144E-03	0,295	0,194	0,484	1,142	0,424	0,424	0,426	0,996

V Versuchsergebnisse:

Propulsionsversuch

Protokoll **1**

Auftrag-Nummer	2253
Kennwort	HydroSim
Modell-Nummer	1722
Datum	14.04.2003
Versuchs-Nr	145-03

Maßstab	lam		15,80
Länge	Lwl	m	5,496
Breite	B	m	0,722
Versuchstiefgang	T	m	0,238
Verdrängung	D	m ³	0,831
Oberfläche	S	m ²	6,048
Wassertiefe	h	m	1,000
Gesamtleistung	P _D	W	64,61

Schiffsvariante 1

Besondere Merkmale:

Propeller Nr.			136r
Propellerdurchmesser	Dp	m	0,125
Profilänge C_07R	m	m	0,037
Drehrichtung	rechts		

Düse Nr.	0
Ruder Nr.	806

Reibungsabzug nach ITTC-1957

	CA		0,0002
Wassertemperatur	tw	°C	17,0
Dichte Wasser	rho	kg/m ³	998,7
kin. Zähigkeit	nue	m ² /s	1,0817E-06

Prop-Scale-Effect	m _P	1,000
Düsen-Scale-Effect	m _D	1,000
Scale-Effect	m	1,000

Ergebnisse Modellversuch

Hauptgrößen

Versuch Nr.	V	Fn	Fn _h	P _D o. Scale-Effect	T _P	T _D	T gesamt	n mittlere	Trimm	Absenkung
	[m/s]	[-]	[-]	[W]	[N]	[N]	[N]	[1/s]	[1/60°]	[m]
145-03	0,905	0,123	0,289	13,056	9,153	0,000	9,153	11,74	1,87	0,005
145-03	1,050	0,143	0,335	21,877	12,904	0,000	12,904	13,90	1,57	0,007
145-03	1,189	0,162	0,380	34,849	17,627	0,000	17,627	16,17	3,29	0,009
145-03	1,259	0,171	0,402	43,646	20,628	0,000	20,628	17,39	3,74	0,010
145-03	1,328	0,181	0,424	57,185	24,845	0,000	24,845	18,90	3,69	0,010
145-03	1,362	0,185	0,435	64,593	27,005	0,000	27,005	19,66	3,98	0,011

Abgeleitete Größen

Versuch Nr.	V	EPS_D	w _T	t	ETA_D	ETA_H	ETA_B aus Ff-Vers.	ETA_B Aus RT-Vers.	ETA_0	ETA_R
	[km/h]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]
145-03	12,95	1,773E-03	0,226	0,152	0,538	1,096	0,491	0,491	0,486	1,010
145-03	15,03	2,560E-03	0,218	0,214	0,487	1,005	0,484	0,484	0,482	1,004
145-03	17,01	3,601E-03	0,207	0,200	0,481	1,009	0,477	0,477	0,477	1,000
145-03	18,02	4,260E-03	0,209	0,177	0,490	1,042	0,470	0,470	0,470	1,002
145-03	19,00	5,291E-03	0,210	0,172	0,477	1,048	0,456	0,456	0,457	0,997
145-03	19,49	5,827E-03	0,204	0,169	0,473	1,044	0,453	0,453	0,455	0,997

Versuchsergebnisse:

Propulsionsversuch

Protokoll **1**

Auftrag-Nummer	2253
Kennwort	HydroSim
Modell-Nummer	1722
Datum	14.04.2003
Versuchs-Nr	145-03

Maßstab	lam		15,8
Länge	Lwl	m	86,84
Breite	B	m	11,41
Vers.tiefgang	T	m	3,75
Verdrängung	Vol	m³	3277
Oberfläche	S	m²	1510
Wassertiefe	h	m	15,80

Schiffsvariante	1
------------------------	----------

Besondere Merkmale:

Gesamtleistung	P _D	kW	1013
Propeller Nr.			136r
Prop.durchmesser	D _p	m	1,975
Profillänge	C_07R	m	0,581
Drehrichtung			rechts

Düse Nr.	0
Ruder Nr.	806

Reibungsabzug nach ITTC-1957			
CA			0,0002
Wassertemperatur	tw	°C	17,0
Dichte Wasser	rho	kg/m³	998,7
kin. Zähigkeit	nue	m²/s	1,0817E-06
Prop.-Scale-Effect	m _p		0,948
Düs.-Scale-Effect	m _D		1,000
Scale-Effect	m		0,948

Ergebnisse Großausführung

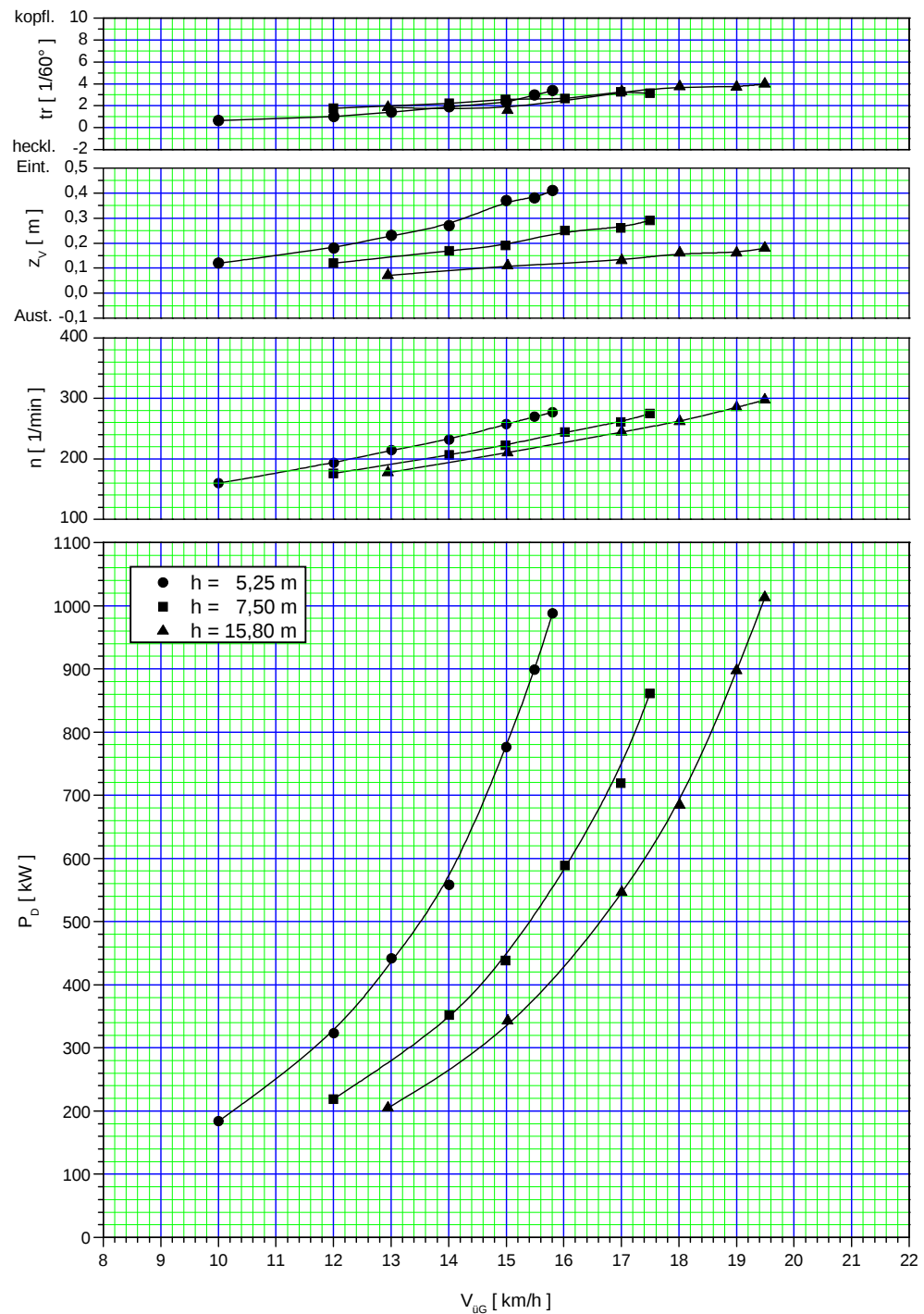
Hauptgrößen

Versuch Nr.	V	Fn	Fnh	P _D ohne Scale-Effect	P _D mit Scale-Effect	T _p	T _D	T _{gesamt}	n mittlere	Trimm	Abs.
	[km/h]	[-]	[-]	[kW]	[kW]	[kN]	[kN]	[kN]	[1/min]	[1/60°]	[m]
145-03	12,95	0,123	0,289	205	194	36,10	0,00	36,10	177,3	1,87	0,073
145-03	15,03	0,143	0,335	343	325	50,90	0,00	50,90	209,8	1,57	0,114
145-03	17,01	0,162	0,380	546	518	69,53	0,00	69,53	244,1	3,29	0,134
145-03	18,02	0,171	0,402	684	649	81,36	0,00	81,36	262,5	3,74	0,160
145-03	19,00	0,181	0,424	897	850	98,00	0,00	98,00	285,3	3,69	0,160
145-03	19,49	0,185	0,435	1013	961	106,52	0,00	106,52	296,8	3,98	0,180

Abgeleitete Größen

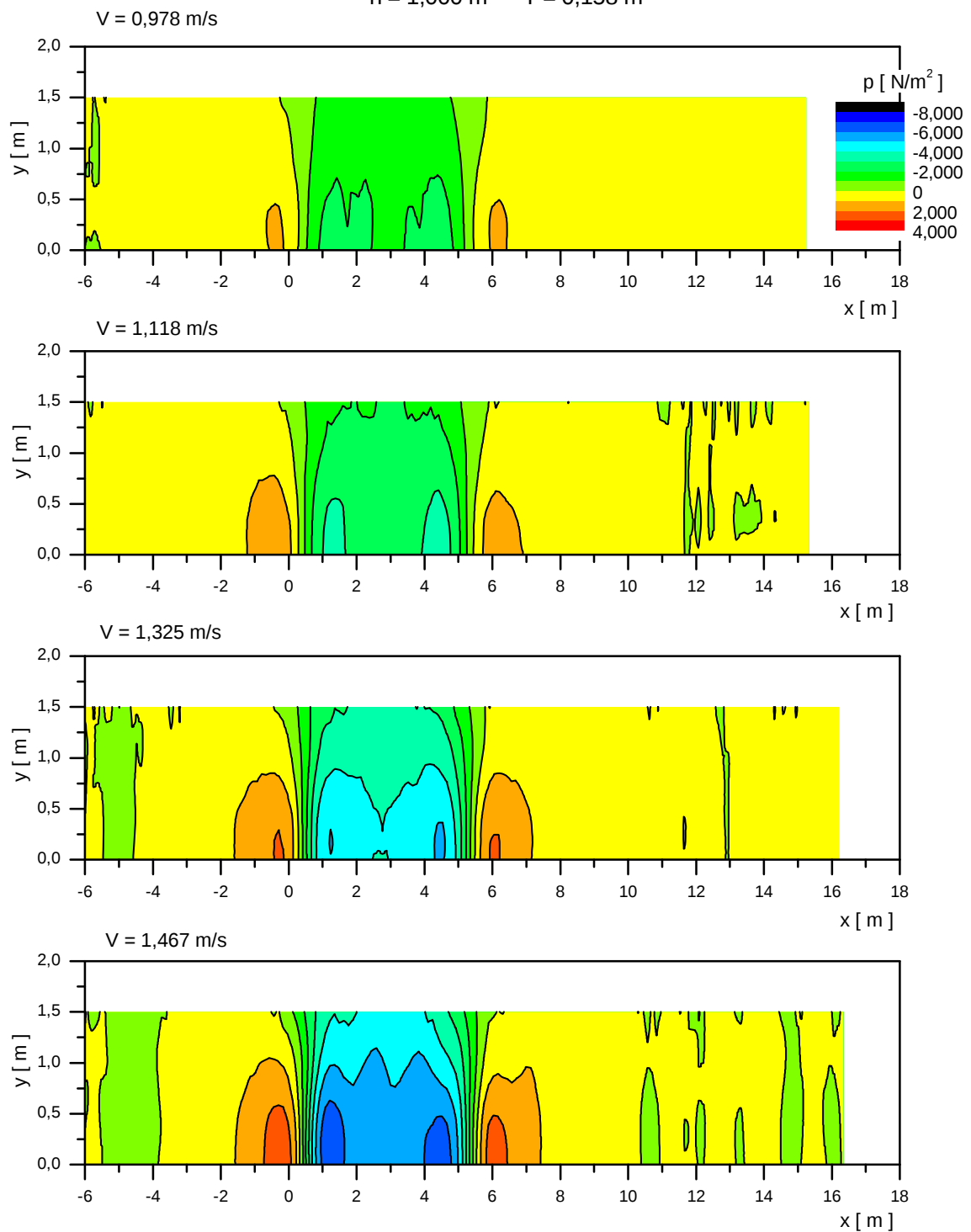
Versuch Nr.	V	EPS_D	w _T	t	ETA_D	ETA_H	ETA_B aus Ff.-Vers.	ETA_B aus R-Vers.	ETA_0	ETA_R
	[km/h]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]	[-]
145-03	12,95	1,681E-03	0,226	0,152	0,567	1,096	0,517	0,517	0,512	1,010
145-03	15,03	2,428E-03	0,218	0,214	0,513	1,005	0,510	0,510	0,508	1,004
145-03	17,01	3,416E-03	0,207	0,200	0,507	1,009	0,503	0,503	0,503	1,000
145-03	18,02	4,040E-03	0,209	0,177	0,517	1,042	0,496	0,496	0,495	1,002
145-03	19,00	5,018E-03	0,210	0,172	0,503	1,048	0,480	0,480	0,482	0,997
145-03	19,49	5,527E-03	0,204	0,169	0,499	1,044	0,478	0,478	0,479	0,997

Propulsion mit einem Küstenmotorschiff
 $L_{WL} = 86,84 \text{ m}$ $B = 11,4 \text{ m}$ $T = 3,75 \text{ m}$



Druckverteilung am Tankboden
Propulsion

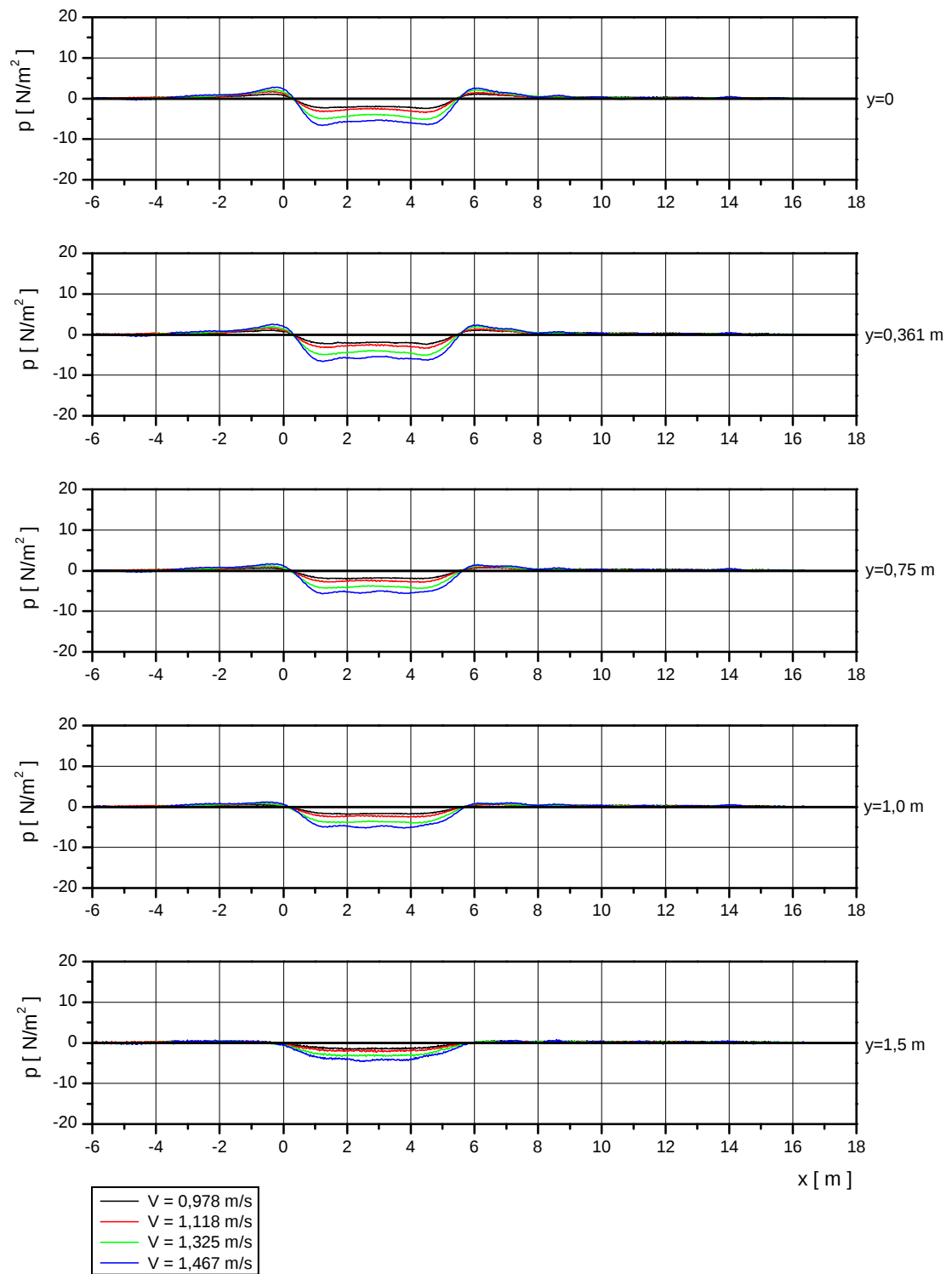
$h = 1,000 \text{ m}$ $T = 0,158 \text{ m}$

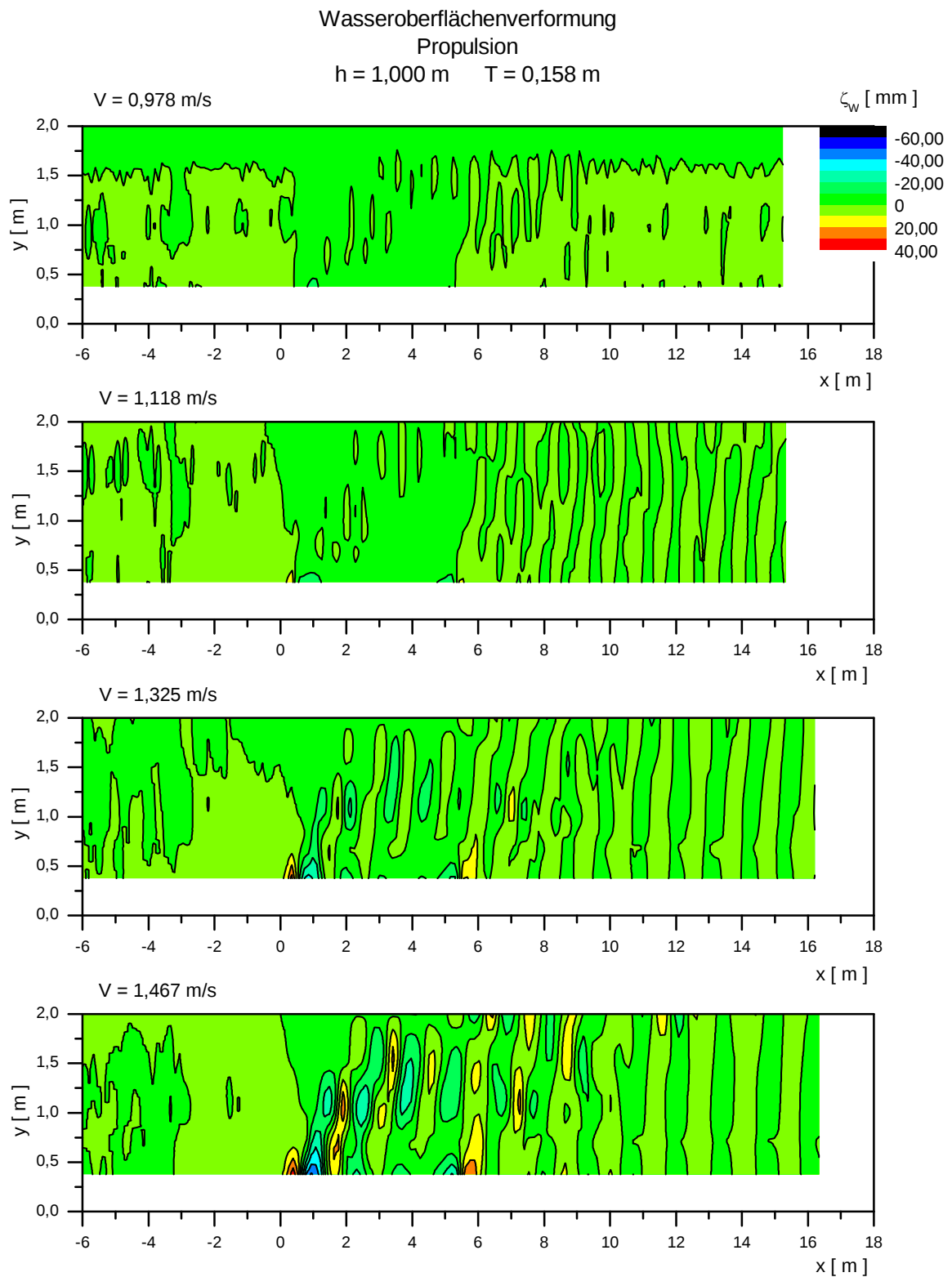


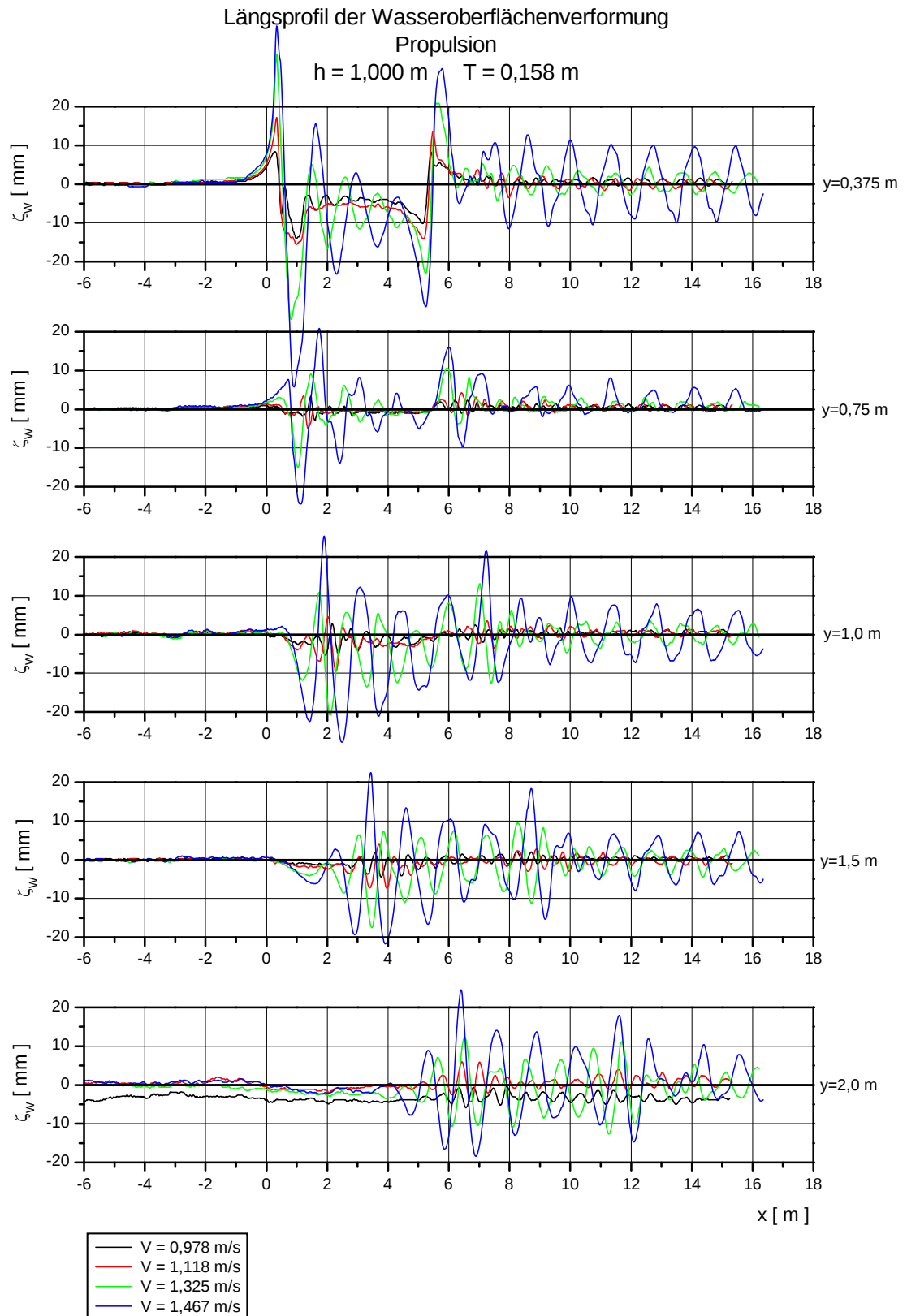
Längsprofil des Druckes am Tankboden

Propulsion

$h = 1,000 \text{ m}$ $T = 0,158 \text{ m}$

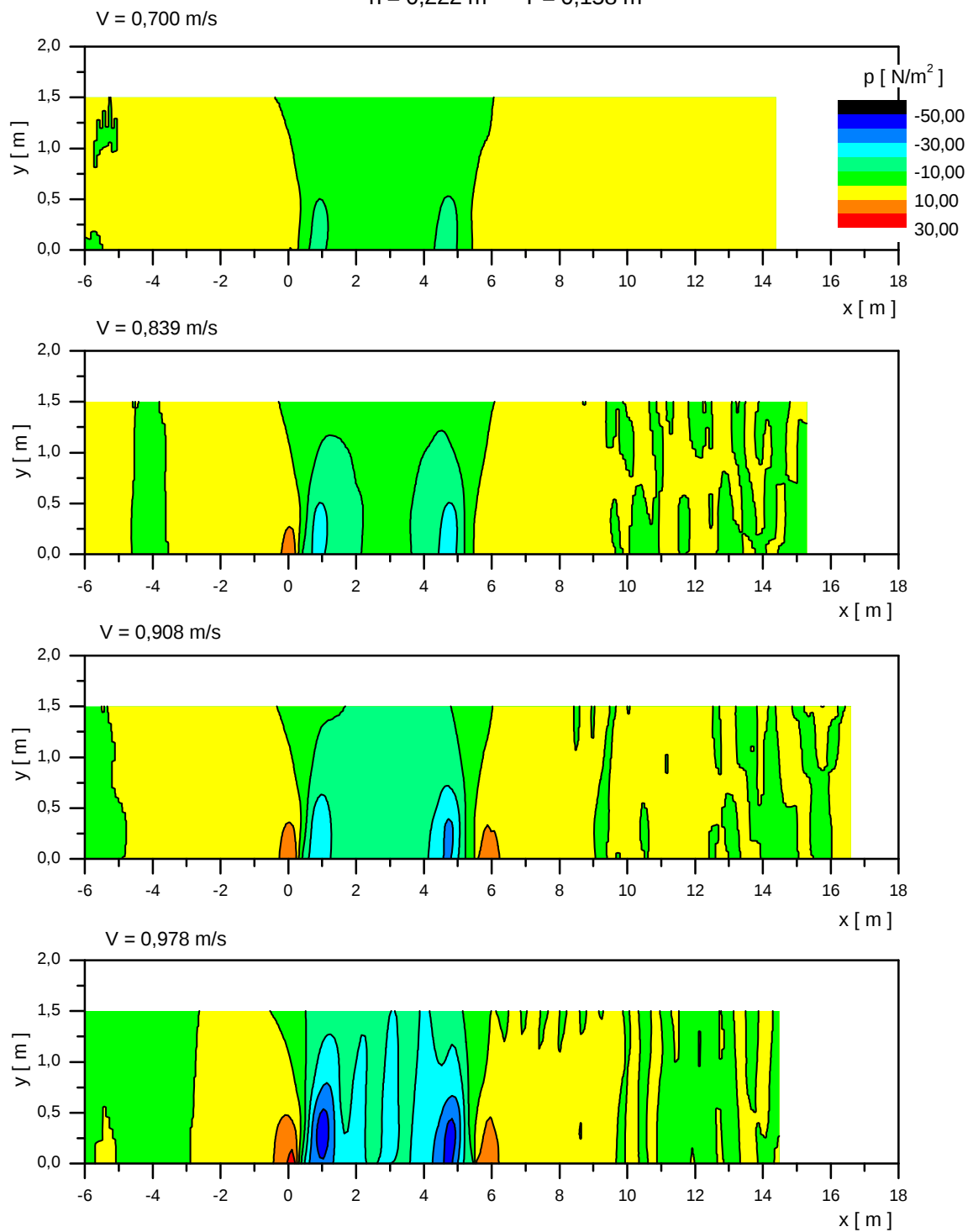






Druckverteilung am Tankboden
Propulsion

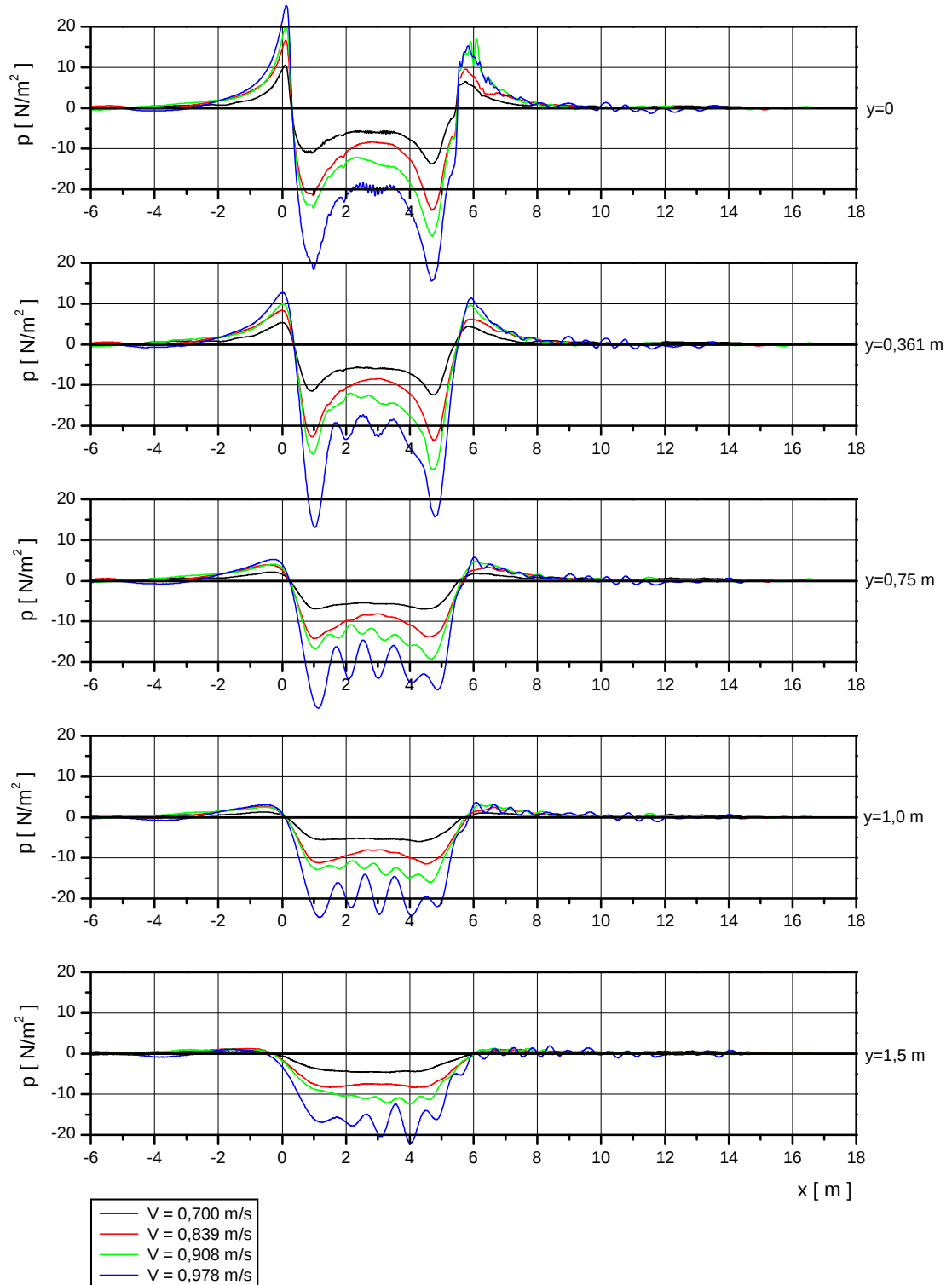
$h = 0,222 \text{ m}$ $T = 0,158 \text{ m}$

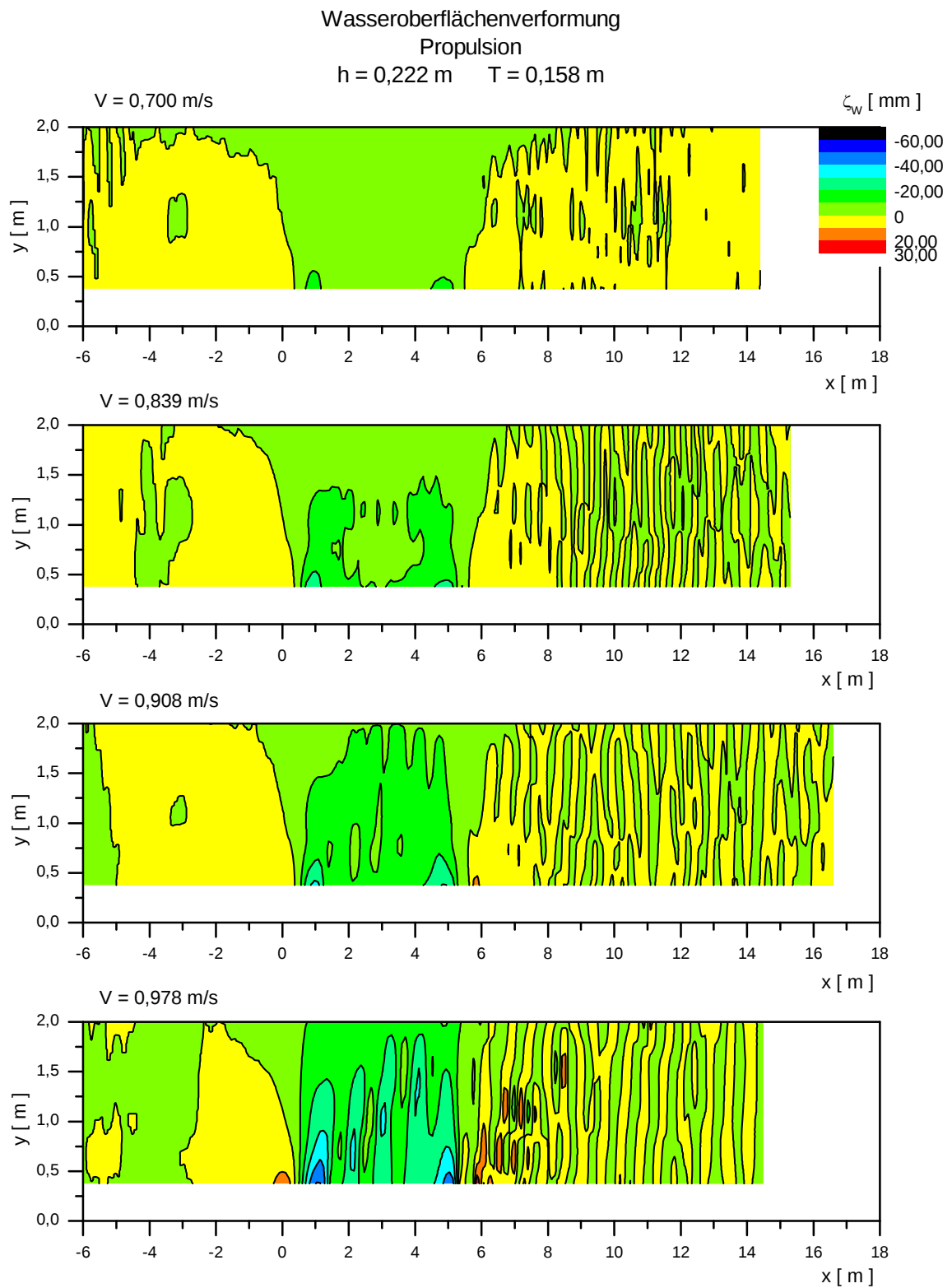


Längsprofil des Druckes am Tankboden

Propulsion

$h = 0,222 \text{ m}$ $T = 0,158 \text{ m}$

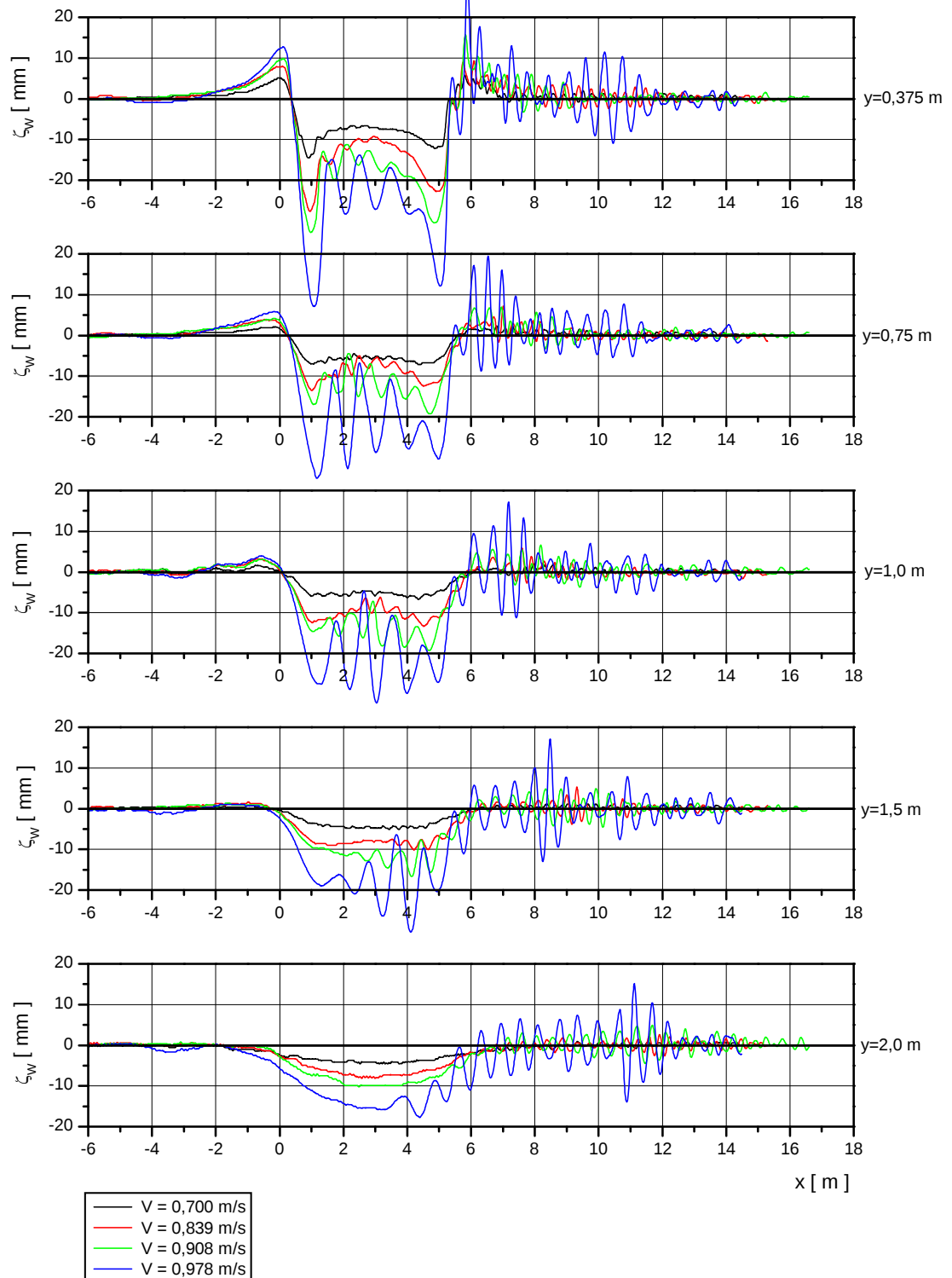




Längsprofil der Wasseroberflächenverformung

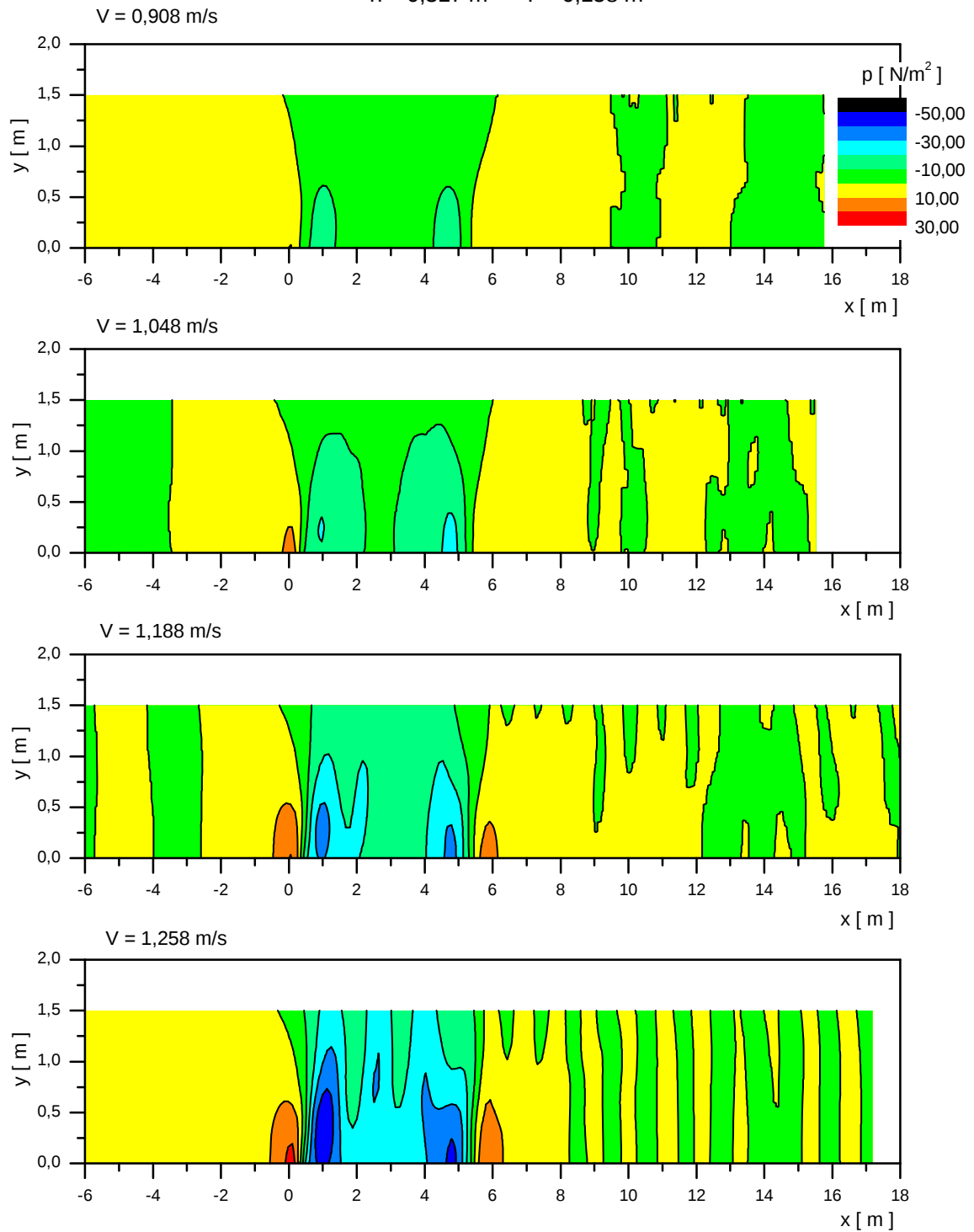
Propulsion

$h = 0,222 \text{ m}$ $T = 0,158 \text{ m}$



Druckverteilung am Tankboden
 Propulsion

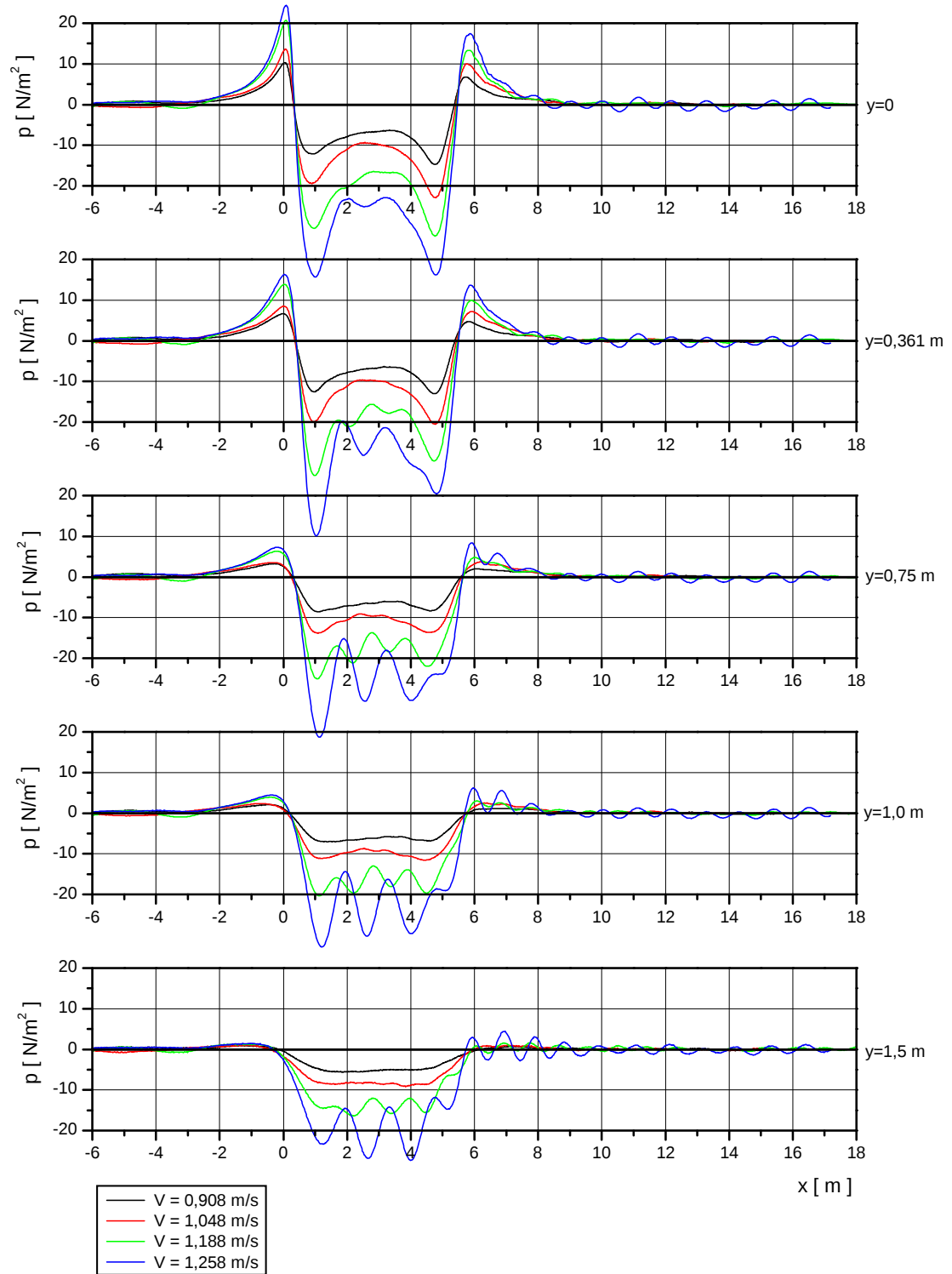
$h = 0,317 \text{ m}$ $T = 0,158 \text{ m}$



Längsprofil des Druckes am Tankboden

Propulsion

$h = 0,317 \text{ m}$ $T = 0,158 \text{ m}$



Wasseroberflächenverformung

Propulsion

$h = 0,317 \text{ m}$ $T = 0,158 \text{ m}$

