

REPORT

HSVA-Bericht Nr. CFD 26/02

**Hydro- und Eismechanische Entwicklungen
zur Verbesserung von
Entwurfs- und Prognosetechniken (HEIS)**

Schlussbericht

Vol. 4

**Berechnung der Aerodynamischen
Umströmung von Überwasserschiffen**

HSVA Bericht Nr. CFD 26/02

**Hydro- und Eismechanische Entwicklungen
zur Verbesserung von
Entwurfs- und Prognosetechniken (HEIS)**

Schlussbericht

Vol. 4

**Berechnung der Aerodynamischen Umströmung
von Überwasserschiffen**

**Auftraggeber:
Bundesministerium für Bildung und Forschung
(BMBF)**

**Auftragnehmer:
Hamburgische Schiffbau-Versuchsanstalt GmbH
Bramfelder Strasse 164
D-22305 Hamburg, Germany**

Hamburg, September 2002

**HAMBURGISCHE SCHIFFBAU-
VERSUCHSANSTALT GmbH**

**Dr.-Ing. O.M. El Moctar
S. Gatchell
Dr. -Ing. V. Bertram**

Berichtsblatt

1. ISBN	2. Berichtsart Schlussbericht	3.
4. Titel des Berichts Hydro- und Eismechanische Entwicklungen zur Verbesserung von Entwurfs- und Prognosetechniken (HEIS), Vol. 4: Berechnung der Aerodynamischen Umströmung von Überwasserschiffen		
5. Autor(en) (Name, Vorname(n)) El Moctar, O.M., Gatchell, S., Betram, V.		6. Abschlussdatum des Vorhabens 30.6.2002
		7. Veröffentlichungsdatum 1.9.2002
8. Durchführende Institution(en) (Name, Adresse) Hamburgische Schiffbau-Versuchsanstalt GmbH Bramfelder Straße 164 D-22305 Hamburg		9. Ber. Nr. Durchführende Institution HSVA-Bericht CFD 26/02
		10. Förderkennzeichen 18S0192
		11. Seitenzahl 59+v
		12. Literaturangaben 21
13. Fördernde Institution (Name, Adresse) Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) D-53170 Bonn		14. Tabellen 3
		15. Abbildungen 65
16. Zusätzliche Angaben		
17. Vorgelegt bei (Titel, Ort, Datum) Siehe im Bericht: Liste der in diesem Teilvorhaben geschriebenen Veröffentlichungen		
18. Kurzfassung Der kommerzielle RANSE-Löser Comet wird eingesetzt, um die aerodynamische Strömung um Überwasserschiffe zu berechnen. Dabei wird die komplizierte Geometrie vereinfacht. Anhänge wie Antennen und Relinge werden durch sogenannte Baffle-Elemente mit teilweiser Versperrung modelliert. Die unstrukturierten Tetraeder- und Prismen-Netze erlauben eine schnellere Netzerstellung als sonst bei hydrodynamischen Berechnungen eingesetzte Hexaeder-Netze. Nach Vorstudien an Teilgeometrien (Reling, Schornstein) werden für 4 Schiffe Rechnungen durchgeführt. Die CFD Berechnungen erscheinen geeignet, auch lokale Strömungsuntersuchungen wie die Rauchausbreitung vom Schornstein zu untersuchen, allerdings ist die Netzgenerierung immer noch sehr zeitaufwendig.		
19. Schlagwörter RANSE-Löser, viskose aerodynamische Strömung, Überwasserschiffe, Rauchgasausbreitung		
20. Verlag		21. Preis

Document Control Sheet

1. ISBN	2. Type of Report Final Report	3.
4. Report Title Hydro- und Eismechanische Entwicklungen zur Verbesserung von Entwurfs- und Prognosetechniken (HEIS), Vol. 4: Berechnung der Aerodynamischen Umströmung von Überwasserschiffen (Vol. 4: Computation of the aerodynamic Flow around Ship Superstructures)		
5. Authors (Family Name, First Name(s)) El Moctar, O.M., Gatchell, S., Betram, V.		6. End of Project 30.6.2002
		7. Publication Date 1.9.2002
8. Performing Organisation(s) (Name, Address) Hamburgische Schiffbau-Versuchsanstalt GmbH Bramfelder Straße 164 D-22305 Hamburg BRD		9. Originator's Report No. HSVA Report CFD 26/02
		10. Reference No. 18S0192
		11. No. of Pages 59+v
		12. No. of References 21
13. Sponsoring Agency (Name, Address) Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) D-53170 Bonn		14. No. of Tables 3
		15. No. of Figures 65
16. Supplementary Notes		
17. Presented at (Title, Place, Date) See in the report itself: "Liste der in diesem Teilvorhaben geschriebenen Veröffentlichung" (List of publications written in this Project)		
18. Abstract The commercial RANSE solver Comet is used to compute the viscous aerodynamic flow around ship superstructures. The complex geometry is simplified. Appendages like antennae and railings are modelled using so-called baffle elements with partial permeability. Unstructured tetrahedral and prismatic grids allow a faster grid generation than hexahedral grids usually employed in marine hydrodynamic studies. After preliminary investigations for partial geometries (railing, funnel), computations for superstructures of 4 ships are conducted. The CFD computations appear suited for local flow investigation like smoke propagation from funnels, but grid generation is still a major effort.		
19. Keywords RANSE-solver, viscous aerodynamic flow, ship superstructure, smoke propagation		
20. Publisher		21. Price

VORWORT

Dies ist der Schlussbericht für das Teilvorhaben *Berechnung der Aerodynamischen Umströmung von Überwasserschiffen* mit der Laufzeit vom 1.7.2000-30.6.2002, in Rahmen des Gesamtvorhabens Hydro- und Eismechanische Entwicklungen zur Verbesserung von Entwurfs- und Prognosetechniken (HEIS), Förderkennzeichen 18S0192.

Das diesem Bericht zugrundeliegende Vorhaben wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie unter dem Förderkennzeichen **18S0192** gefördert. Die Verantwortung für den Inhalt dieser Veröffentlichung liegt allein bei den Autoren.

Liste der in diesem Teilvorhaben geschriebenen Veröffentlichungen und Vorträge

1. El Moctar, O.M.; Gatchell, S.; Bertram, V., *RANSE simulations for aerodynamic flows around ship superstructures*, 4th Numerical Towing Tank Symposium, Hamburg, September 2001
2. El Moctar, O.M.; Gatchell, S.; Bertram, V., *Aerodynamic flow simulations around ship superstructures*, MARNET 3rd Annual Workshop, Crete, Oktober 2001
3. Lindenau, O.; Bertram, V.; El Moctar, O.M., *Aerodynamic flow simulations for an SES employing virtual reality postprocessing techniques*, 3rd Int. Conf. High-Performance Marine Vehicles, Bergen, September 2002
4. Schmode, D.; Bertram, V., *Aerodynamic flow computations for a Superfast ferry*, 3rd Int. Conf. High-Performance Marine Vehicles, Bergen, September 2002
5. El Moctar, O.M.; Gatchell, S.; Bertram, V., *Aerodynamische Strömungssimulation für Schiffe*, Hansa 138/9, 2001
6. Bertram, V.; Schmode, D.; El Moctar, O.M., *Modeling Appendages in RANSE Simulations of Aerodynamic Flows around Ship Superstructures*, 5th Numerical Towing Tank Symposium, NuTTS, Pornichet, 2002

Inhaltsverzeichnis

Gliederung: 4

1	Einleitung	1
2	Literaturübersicht	3
3	Theorie	5
3.1	Grundlagen von Comet	5
3.1.1.	Grundgleichungen	5
3.1.2.	Turbulenzmodellierung	6
3.1.3.	Diskretisierung	7
3.1.4.	Lösungsalgorithmus	13
3.1.5.	Anfangswerte und Randbedingungen	14
3.2	Theorie der Baffle-Elemente	16
4	Voruntersuchungen um einfache Geometrien	17
4.1	Strömung um eine Reling	17
4.2	Strömung um einen Mast	18
4.3	Strömung um Schornsteingeometrie	24
5	Berechnungen um Schiffe	26
5.1	Containerschiff	26
5.2	Passagierschiff	29
5.3	Luftkissenkatamaran (SES)	34
5.4	Schnelles Einrumpfschiff	43
6	Zusammenfassung und Ausblick	57
7	Schrifttum	58

1 Einleitung

Aerodynamische Fragestellungen sind von zunehmender Bedeutung bei Schiffen und anderen maritimen Bauwerken. Die potentiellen Anwendungen von aerodynamischen Strömungsanalysen um Schiffe und Offshore-Plattformen sind vielfältig:

- Rauchgas- und Abluftausbreitungen
- Arbeitsbedingungen landenden oder startenden Helikoptern
- Windwiderstand und Driftkräfte (insbesondere bei Fähren und Car-Carriern)
- Belüftung von Innenräumen

Eine typische Anwendung ist die Rauchgasausbreitung bei Schiffen. Hier gibt es immer wieder Probleme, da sich hinter dem Schornstein ein Hohlraum ausbildet, der Luft vom Schornsteinaustritt und den Seiten angesaugt, die Abgase und Partikel enthält. Dies Phänomen ist für alle Schiffe ein Problem, aber besonders wichtig bei Passagierschiffen und Fähren. Die Beeinträchtigung des Passagierkomforts auf dem Oberdeck stellt ein entscheidendes Akzeptanzkriterium für ein Kreuzfahrtschiff dar.

Experimentelle Untersuchungen zur Rauchgasausbreitung können zeitaufwendig und kostenintensiv sein. Trotzdem werden aerodynamische Fragestellungen an Schiffen heute i.a. noch mit Hilfe von Windkanaluntersuchungen durchgeführt, Abb.1.1. Windkanaluntersuchungen sind dabei seit Jahrzehnten erprobt und liefern eine Reihe von nützlichen Informationen. Neben globalen Windkraftbeiwerten geben Rauchversuche auch (bedingt) Einblick in lokale Strömungsverhältnisse.

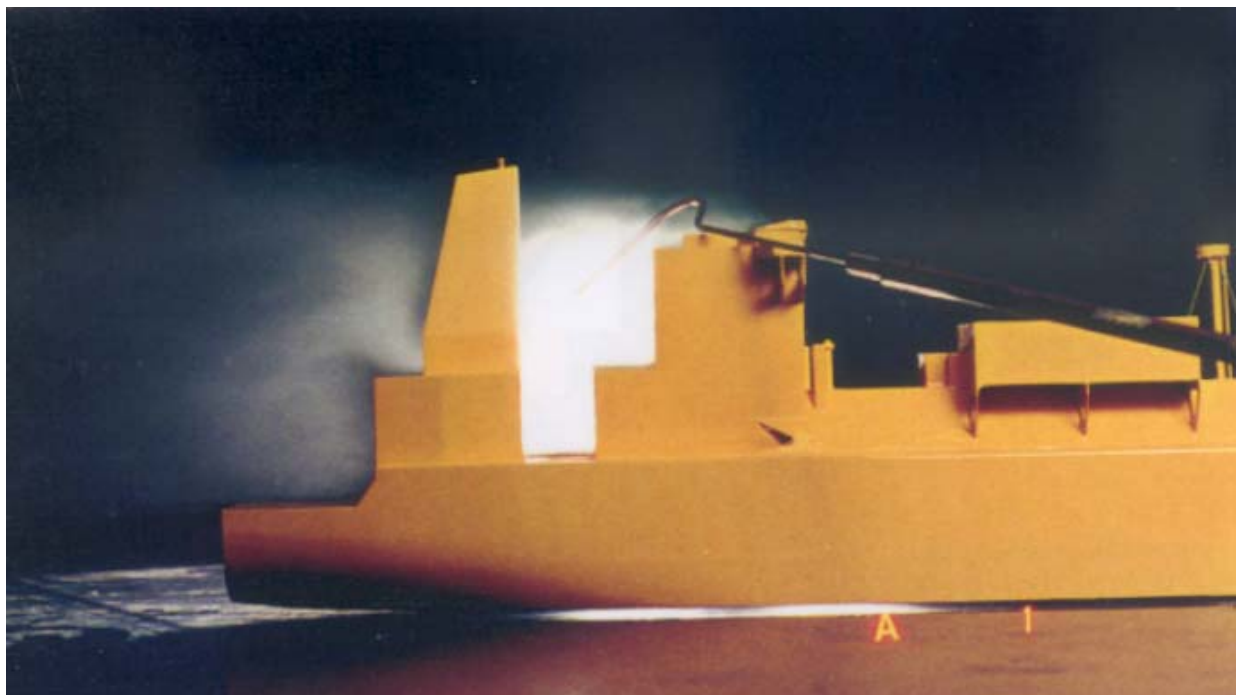


Abb.1.1: Windkanaluntersuchung an einem Schiff mit Rauchgas

Numerische Strömungsanalysen (CFD) werden allerdings zunehmend in anderen Industriebereichen für verwandte Fragestellungen eingesetzt, z.B. bei der Umströmung von Häusern oder Automobilen. CFD bietet dabei einige prinzipielle Vorteile gegenüber Windkanalversuchen:

- Man kann einfach das gesamte Strömungsfeld speichern. Dies erlaubt auch im Nachhinein noch Untersuchungen und Auswertungen von Strömungsdetails.
- Man hat eine bessere Kontrolle darüber, was man betrachten bzw. zeigen will.
- CFD kann mehr Details der Strömung erfassen.
- Im Prinzip sind auch Simulationen für die Großausführung möglich (Wir haben in diesem Vorhaben allerdings immer bei Modell-Reynoldszahlen gerechnet)
- Die Strömung wird nicht gestört wie durch physikalische Meßsonden.

Trotz dieser Vorteile ist CFD bislang kaum bei der Untersuchung von Überwasserschiffen eingesetzt worden. Dies liegt an der Kombination der folgenden Schwierigkeiten:

- Komplexe Geometrie erschwert die Netzgenerierung
- Große Abmessung des Rechengebiets und gewünschte Strömungsauflösung erfordern Netze mit sehr vielen Zellen mit entsprechenden Anforderungen an die Computerressourcen.
- Die Physik der Strömungen ist komplex; die Strömungen sind turbulent und instationär

Verschiedene Entwicklungen erlauben inzwischen, diese Schwierigkeiten zu meistern:

- Robuste RANSE Solver (zur Berechnung turbulenter Strömungen), die unstrukturierte Netze verarbeiten können, z.B. Comet in unseren Anwendungen
- Techniken zur physikalischen, nicht aber geometrischen Erfassung von feinen Strukturen
- Verbesserte Software zur (fast) automatischen Netzgenerierung
- Preiswerte Parallel-Architekturen auf PC-Basis, die erhebliche Rechenleistung zur Verfügung stellen

Wesentliches Problem im Wettbewerb mit Versuchen im Windkanal war bislang die Netzgenerierung, die Kosten und Zeitdauer der CFD-Analysen wesentlich bestimmt. Entscheidend ist eine schnelle, aber ausreichend genaue Modellierung der Geometrie. Aufbauten von Schiffen sind gekennzeichnet durch viele Anbauten wie Masten, Pfosten, Plattformen oder auch Einschnitte im Bereich der Oberdecks. Auch Relinge haben einen Einfluß durch Turbulenz-Stimulierung und teilweise Versperrung. Eine genaue Modellierung aller dieser Anhänge erscheint praktisch nicht realisierbar, ist aber wohl auch nicht notwendig. Allerdings muß die globale Wirkung dieser Anhänge erfaßt werden, um die Strömung etwas weiter stromab dieser Anhänge auch ausreichend genau zu erfassen.

In diesem Forschungsvorhaben wurde untersucht, wie man vereinfacht die wesentliche Wirkung von Anhängen in CFD-Rechnungen erfassen kann, bevor beispielhafte Anwendungen für gesamte Überwasserschiffs-Geometrien für verschiedene Schiffstypen untersucht wurden. Die Berechnungen wurden mit dem kommerziellen Gittergenerierer ICEM und dem kommerziellen RANSE-Löser COMET durchgeführt. Zur schnellen Vernetzung komplexer Geometrien wurden häufig Tetraeder- und Prismen-Netze eingesetzt. Dies ist bei aerodynamischen Strömungen leichter möglich, da durch die (etwa um den Faktor 15) geringeren Reynoldszahlen die Grenzschichten dicker sind als im Wasser.

Die Anwendungen zeigen, wie geeignete Netze für aerodynamische Strömungen bei Schiffen zu gestalten sind und welche Art von Ergebnissen erzielt werden können. Bei den Forschungsarbeiten wurde allerdings auch deutlich, daß bei der Netzgenerierung immer noch erhebliche Zeit benötigt wird, da es kaum geeignete CAD-Beschreibungen von Überwasserschiffen als Ausgangspunkt zur Netzgenerierung gibt.

2 Literaturübersicht

Trotz der zunehmenden Bedeutung des Windwiderstands und der lokalen Windströmung um Schiffe und Offshore-Bauwerke finden sich nur sehr wenige CFD Anwendungen von aerodynamischen Strömungen um Schiffe und Offshore-Bauwerke.

Førde et al. (1992) berechnen die Euler-Umströmung für einen Luftkissen-Katamaran (SES). Für dieses 50 Knoten schnelle Schiff macht der Windwiderstand etwa 25% des Gesamtwiderstands aus. Die CFD gestützte Formänderung im Vorschiff reduzierte in diesem Fall den Windwiderstand um 40%. Førde und Gjerde (1999) berechnen mit einem RANSE-Löser die aerodynamische Strömung um einen 40 Knoten schnellen Katamaran.

Tai und Carico (1995), Tai (1996) simulieren die aerodynamische Strömung um einen Zerstörer mit einem RANSE-Löser. Ziel ist die Bestimmung der Windverhältnisse über Deck für Landungen von Helikoptern und Flugzeugen. Tai (1995) stellt ähnliche Anwendungen für eine weiteres Schiff vor.

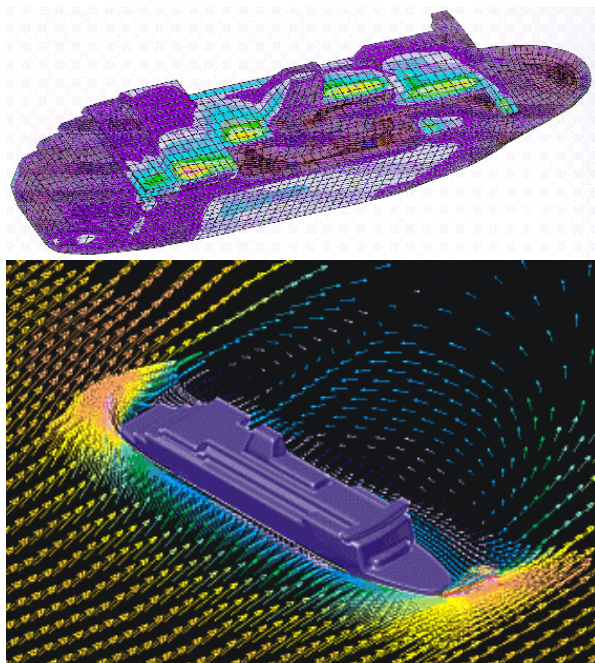


Abb.1.2: Windlasten und Geschwindigkeiten an einem Kreuzfahrtschiff, DMI

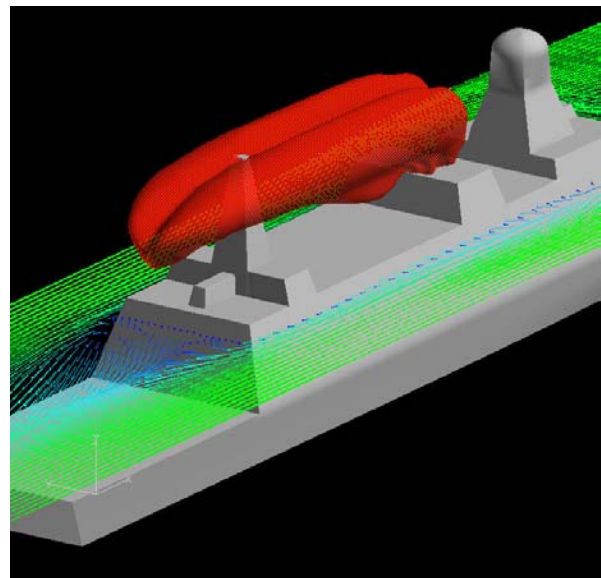


Abb.1.3: Aerodynamische Berechnungen von JJMA

Am Danish Maritime Institute wurden die wohl umfangreichsten aerodynamischen CFD Untersuchungen für maritime Bauwerke durchgeführt. Aufbauend auf Vorstudien von Leer-Andersen und Hughes (1996) an der Danish Technical University, beschreiben Aage et al. (1997), Hvid et al. (1997) RANSE Anwendungen für eine Fähre und eine Offshore-Plattform. Ziel der Berechnungen ist eine Vorhersage der Windkräfte und der Rauchausbreitung von Schornsteinen. Jensen et al. (1997) weisen auf die Leistungsfähigkeit von CFD für die Untersuchungen an Passagierschiffen und anderen maritimen Objekten hin, aber sehen den Aufwand in der Netzgenerierung als zu groß an, um CFD als wirtschaftliche Alternative zu Windkanalversuchen anzubieten.¹

¹ "The comparison of CFD, wind-tunnel tests, and full-scale measurements show an overall good agreement, even if large discrepancies are indeed seen at some wind directions. The differences between CFD and model-test results are not generally larger than between full-scale and model-scale results. Actually, the differences

Bei SIREHNA in Frankreich (www.ec-nantes.fr/sirehna) wurden CFD Simulationen für die Rauchgasausbreitung an einem Kriegsschiff durchgeführt. Die Details dieses Industrie-Auftrags sind nicht veröffentlicht. Ähnlich findet sich auf der Website von J.J.MacMullen & Associates eine Anzeige für angebotene CFD Rechnungen für Schiffsaufbauten.

In den USA wurden am Naval Research Laboratory 1999 aerodynamische Studien für Zerstörer DDG51 durchgeführt mit einem RANSE-Löser FAST3D. Die Studien sollten den Entwurf der Aufbauten und geeignete Betriebsvorschriften in Hinsicht auf sichere Helikopterlandungen unterstützen. Dazu wurde das instationäre Temperaturfeld für eine Ausgangsversion und eine vorgesehene Modifikation berechnet.

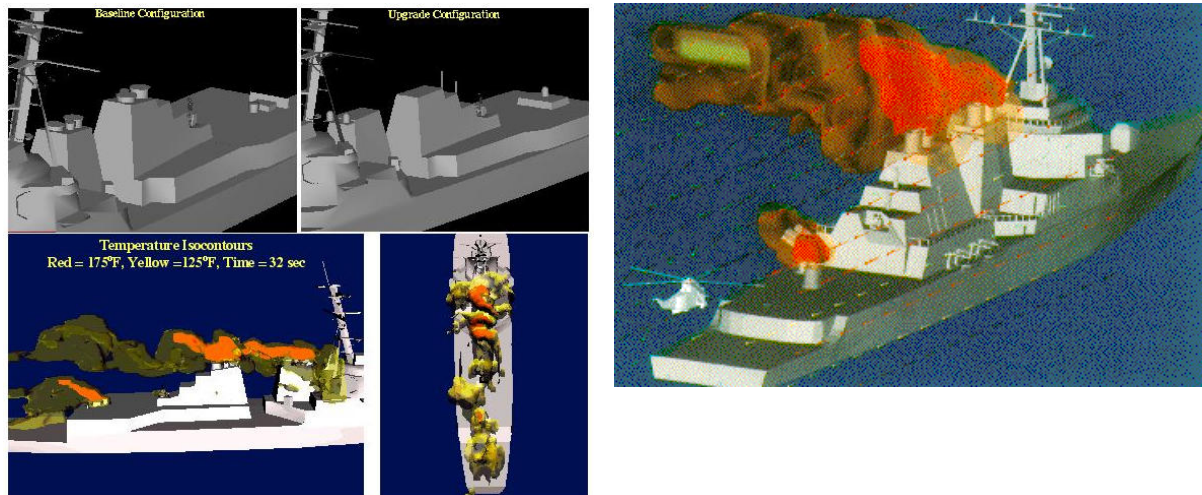


Abb.1.4: Abgasberechnungen für DDG51 destroyer, NRL

An der Universität Stanford wurden aerodynamische Studien für Landungsschiffe der US Navy durchgeführt, cromagnon.stanford.edu/jship. Hier wurden für die US Navy Daten aus Großausführungsmessungen, Windtunnelmessungen und CFD Rechnungen verglichen, um zu beurteilen, wie am besten die Luftnachstromverteilung in der Nähe des Flugdecks vorhergesagt werden kann. Bei den Rechnungen wurden Netze mit 650000 Zellen in FLUENT benutzt. Die Rechenzeit wird mit 130 CPU-Stunden angegeben.

Parallel zum Vorhaben wurden in Korea bei Daewoo ähnliche CFD Simulationen für Rauchgas von Schiffen entwickelt, Jin et al. (2001). Die Anwendung war für die Ausbreitung von NO_2 von einem Schornstein eines Tankers, wobei diverse Parameter der Schornsteingeometrie variiert wurden. Die Rechnungen benutzten FLUENT und Tetraeder-Netze mit etwa 500000 Zellen. Bei den Rechnungen wurde die Geometrie des Rumpfes am Bug vereinfacht und Details wie Rohrleitungssysteme und Radarmast weggelassen.

Yelland et al. (2001) berechnen die Strömung um verschiedene vereinfachte generische Handelsschiffsmodelle, um den Einfluß der Aufbauten auf Windmessenrichtungen an Handelsschiffen für klimatische Forschungen abzuschätzen.

are not much larger than often found when the same vessel is tested in different wind tunnels. Therefore, it is concluded that determination of wind loads on ships and offshore structures by CFD is a realistic computational alternative to the experimental methods. However, due to the time involved in generating the computational mesh and in computing the solution, the CFD method is not at the moment economically competitive to routine wind-tunnel model testing."

3. Theorie

3.1. Grundlagen von Comet

3.1.1. Grundgleichungen

Die hier berechneten Strömungen folgen in sehr guter Näherung den Gesetzen eines inkompressiblen Newtonschen Fluids. Das Verhalten eines derartigen Fluids wird durch die Erhaltungsgleichungen für die Masse (die Kontinuitätsgleichung) und den Impuls (die Navier-Stokes-Gleichungen) beschrieben. Diese werden hier in Integralform angegeben, weil der Diskretisierung eine Finite-Volumen-Methode zu Grunde liegt:

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \, dV + \int_S \rho (\mathbf{v} - \mathbf{v}_s) \cdot d\mathbf{S} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \mathbf{v} \, dV + \int_S \rho \mathbf{v} (\mathbf{v} - \mathbf{v}_s) \cdot d\mathbf{S} = \int_S ([\tau] - p[\mathbf{I}]) \cdot d\mathbf{S} + \int_V \mathbf{f} \, dV \quad (2)$$

Fettdruck bezeichnet Vektoren, Einschließen in eckige Klammern Tensoren. ρ ist die Dichte des Fluids, V das Volumen, S die Randfläche des Kontrollvolumens (KV) und $d\mathbf{S}$ der nach außen gerichteten Oberflächenvektor. \mathbf{v} ist der Geschwindigkeitsvektor des Fluids, \mathbf{v}_s der Geschwindigkeitsvektor der KV-Oberfläche und p der Druck.

\mathbf{f} steht für die resultierende Volumenkraft pro Volumeneinheit, t für die Zeit, $[\mathbf{I}]$ für den Einheitstensor und $[\tau]$ für den viskosen Spannungstensor, dessen Komponenten zu den Deformationsraten des Fluids proportional sind; für inkompressible Fluide gilt:

$$[\tau] = \mu (\mathbf{grad} \mathbf{v} + (\mathbf{grad} \mathbf{v})^T) \quad (3)$$

μ bezeichnet die dynamische Viskosität des Fluids.

Die Erhaltungsgleichungen bilden ein System von gekoppelten, nichtlinearen, partiellen Differentialgleichungen. Turbulente Strömungen können im Prinzip durch die numerische Lösung des eben beschriebenen Gleichungssystems vollständig simuliert werden; dies nennt man direkte numerische Simulation (DNS). Um eine DNS durchführen zu können, müssen räumlich und zeitlich extrem feine Gitter verwendet werden. Derartige Berechnungen sind in absehbarer Zeit für Reynolds-Zahlen, die für schiffbauliche Anwendungen relevant sind, nicht durchführbar. Selbst Grobstruktursimulationen (LES = Large Eddy Simulation), bei denen nur die großen Turbulenz-Strukturen aufgelöst werden, während die kleinen mit einem Turbulenzmodell erfaßt werden müssen, sind aufgrund der langen Rechenzeiten für praktische Zwecke im Schiffbau zur Zeit nicht anwendbar.

Um dennoch mit den bei Schiffsumströmungen üblichen Reynolds-Zahlen ($R_n > 10^7$) rechnen zu können, werden die Geschwindigkeit und der Druck in den zuvor beschriebenen Gleichungen in einen Mittelwert und eine Schwankung aufgespalten:

$$\mathbf{v} = \underline{\mathbf{v}} + \mathbf{v}' \quad (4)$$

$$p = \underline{p} + p' \quad (5)$$

wobei \underline{v} und p Mittelwerte und \underline{v}' und p' Schwankungen um den Mittelwert darstellen.

Die Navier-Stokes-Gleichungen werden so zeitlich gemittelt. Diese Art der Turbulenzbeschreibung wurde von Reynolds eingeführt; sie beruht auf einer statistischen Betrachtung der Turbulenz. Diese Vorgehensweise ist sinnvoll, weil bei den meisten technischen Anwendungen lediglich die mittleren Strömungsgrößen interessieren. Man erhält so die Reynolds-Gleichungen (RANSE = Reynolds averaged Navier-Stokes equations):

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \, dV + \int_S \rho (\underline{v} - \underline{v}_s) \cdot d\mathbf{S} = 0 \quad (6)$$

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \underline{v} \, dV + \int_S \rho \underline{v} (\underline{v} - \underline{v}_s) \cdot d\mathbf{S} = \int_S ([\tau] - p[\mathbf{I}] - \rho \underline{v}' \underline{v}') \cdot d\mathbf{S} + \int_V \mathbf{f} \, dV \quad (7)$$

Aus der Mittelung des konvektiven Terms $\rho \underline{v} \underline{v}$ ist ein zusätzlicher Term entstanden, der sechs neue unbekannte Korrelationen der Form $\rho \underline{v}'_i \underline{v}'_j$ in die Gleichungen einbringt. Analog zum Zähigkeitsspannungstensor wird dieser Term als Reynolds-Spannungstensor bezeichnet, obwohl er einen Transportvorgang darstellt. Damit das Gleichungssystem lösbar wird, müssen die Komponenten des Reynolds-Spannungstensors mit Hilfe eines Turbulenzmodells durch die gemittelten Strömungsgrößen ausgedrückt werden.

3.1.2. Turbulenzmodellierung

Das Standard-k- ϵ -Turbulenzmodell, Launder und Spalding (1974), basiert auf der Wirbelviskositätshypothese von Boussinesq, nach der sich die Turbulenz als zusätzliche Diffusion auswirkt. Der Reynolds-Spannungstensor wird demnach wie folgt ausgedrückt:

$$-\rho \underline{v}'_i \underline{v}'_j = \mu_t (\partial \underline{v}'_i / \partial x_j + \partial \underline{v}'_j / \partial x_i) - (2/3) \rho \delta_{ij} k \quad (8)$$

$\mu_t = C_\mu \rho k^2 / \epsilon$ ist die kinematische Scheinzähigkeit, die eine Funktion der lokalen Turbulenz ist. C_μ ist eine empirisch ermittelte Konstante, δ_{ij} sind die Komponenten des Einheitstensors.

Für die turbulente kinetische Energie $k=0.5 \underline{v}' \cdot \underline{v}'$ und deren Dissipationsrate $\epsilon=(\mu/\rho) \underline{\mathbf{grad}} \underline{v}' : (\underline{\mathbf{grad}} \underline{v}')^T$ wird je eine Transportgleichung gelöst:

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho k \, dV + \int_S \rho k (\underline{v} - \underline{v}_s) \cdot d\mathbf{S} = \int_S \mathbf{q}_k \cdot d\mathbf{S} + \int_V (P - \rho \epsilon) \, dV \quad (9)$$

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \epsilon \, dV + \int_S \rho \epsilon (\underline{v} - \underline{v}_s) \cdot d\mathbf{S} = \int_S \mathbf{q}_\epsilon \cdot d\mathbf{S} + \int_V (C_1 P \epsilon / k - C_2 \rho \epsilon^2 / k - C_4 \rho \epsilon \operatorname{div} \underline{v}) \, dV \quad (10)$$

\mathbf{q}_k und \mathbf{q}_ϵ sind die diffusiven Flüsse von k und ϵ :

$$\mathbf{q}_k = (\mu + \mu_t / \sigma_k) \underline{\mathbf{grad}} k \quad (11)$$

$$\mathbf{q}_\epsilon = (\mu + \mu_t / \sigma_\epsilon) \underline{\mathbf{grad}} \epsilon \quad (12)$$

P ist die Produktion der kinetischen Energie:

$$P = -\rho \underline{\mathbf{v}}' \underline{\mathbf{v}}' : \text{grad } \underline{\mathbf{v}} \quad (13)$$

$C_1, C_2, C_4, \sigma_k, \sigma_\varepsilon, \sigma_T, \sigma_{ci}$ sind empirischen Konstanten, die für alle durchgeführten Berechnungen gleich angesetzt werden:

C_μ	C_1	C_2	C_4	σ_k	σ_ε	σ_T	σ_{ci}
0,09	1,44	1,92	-0,33	1,0	1,3	0,9	0,9

Es wurde eine Variante des Standard-k- ε -Modells verwendet: Das RNG-k- ε -Modell von Speziale und Thangam (1992). Zwischen diesem und dem Standard-k- ε -Modell gibt es zwei wesentlichen Unterschiede:

1. Es wird ein zusätzlicher Quellterm in der Transportgleichung von ε angesetzt. Dieser hängt mit dem Einfluß der Deformationsrate auf die turbulente Dissipationsrate zusammen. Von diesem zusätzlichen Quellterm wird angenommen, daß er wichtig sei, wenn die dimensionslose Scherrate wesentlich größer als 1 ist.
2. Es werden andere empirische Konstanten gewählt:

C_μ	C_1	C_2	C_4	C_5	C_6	σ_k	σ_ε	σ_T	σ_{ci}
0,085	1,42	1,68	1,42	4,38	0,012	0,72	1,3	0,9	0,9

3.1.3 Diskretisierung

Die zuvor beschriebenen Gleichungen (RANSE) werden mit einem Finite-Volumen-Verfahren diskretisiert. Das Lösungsgebiet wird mit einem numerischen Gitter abgedeckt, welches aus Kontrollvolumina beliebiger Form bestehen kann. Wir benutzen Tetraeder und Prismen.

Das Verfahren benutzt eine zellzentrierte Anordnung der Variablen. Dies bedeutet, daß alle Unbekannten im Schwerpunkt des KVs gespeichert sind. Die in den Erhaltungsgleichungen enthaltenen Flächen- und Volumenintegrale werden für jedes KV numerisch approximiert. Dabei werden Interpolationsmethoden und Differenzenapproximationen eingesetzt. Bei den Approximationen der Integrale tauchen neben den Variablenwerten in der Mitte des betrachteten KVs Variablenwerte von einigen Nachbar-KV auf. Die nichtlinearen Terme werden mittels der sogenannten Picard-Iteration linearisiert. Für jedes KV entstehen 6 algebraische Gleichungen. Für das gesamte Lösungsgebiet erhält man ein Gleichungssystem, das numerisch gelöst wird.

Folgende Approximationen sind nötig:

- Die Flächen- und Volumenintegrale müssen approximiert werden.
- Da die Variablenwerte in den Zentren der KV berechnet werden, müssen diese an den Seitenflächen interpoliert werden.
- Die Gradienten in den diffusiven Flüssen müssen approximiert werden.

Approximation der Volumen- und Flächenintegrale

Die Volumen- und Flächenintegrale werden nach der Mittelpunkregel mit einem Abbruchfehler zweiter Ordnung berechnet.

Der Einsatz von Verfahren höherer Ordnung ist mit hohem Rechen- und Speicheraufwand verbunden. Solche Verfahren werden meist in Verbindung mit strukturierten Gittern verwendet, weil sie dort einfacher zu implementieren sind. Approximationen erster Ordnung liefern zwar stabile und glatte Lösungen, führen aber zu einer übermäßigen numerischen Diffusion, die nur durch die Verwendung eines sehr feinen Gitters reduziert werden kann. Wägt man Nutzen und Aufwand ab, sind Verfahren zweiter Ordnung in den meisten Fällen am effizientesten.

Die Volumenintegrale werden nach der Mittelpunkregel wie folgt approximiert:

$$\int_V f \, dV \approx f_{P_0} \Delta V_{P_0} \quad (14)$$

ΔV_{P_0} bezeichnet dabei das Volumen von KV_0 , f_{P_0} den Wert von f im Mittelpunkt von KV_0 , Abb.3.1. Es wird angenommen, daß der Wert der zu integrierenden Funktion f im Mittelpunkt des KV um P_0 den Mittelwert über das gesamte KV darstellt. Weitere Approximationen sind nicht notwendig, da alle Variablen in den Zellzentren gespeichert werden.

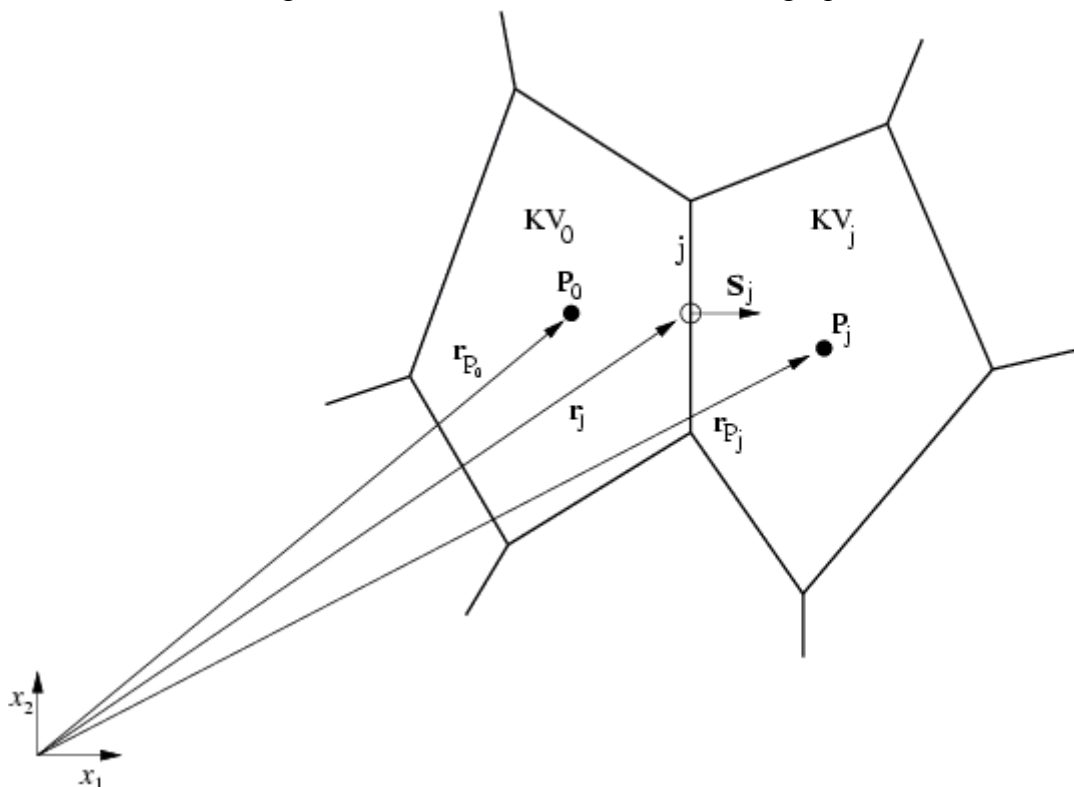


Abb.3.1: Zweidimensionale Kontrollvolumina mit Bezeichnungen

Die Flächenintegrale werden ebenfalls nach der Mittelpunkregel approximiert:

$$\int_{S_j} \mathbf{f} \cdot d\mathbf{S} \approx \mathbf{f}_j \cdot \mathbf{S}_j \quad (15)$$

Die Funktion \mathbf{f} steht für die konvektiven bzw. diffusiven Flüsse. Der Mittelwert der Funktion \mathbf{f} über die KV-Seite j wird dem Wert von \mathbf{f} im Mittelpunkt der KV-Seite gleich gesetzt.

Konvektive Flüsse

Der konvektive Fluß der Variablen ϕ durch die KV-Seite j wird wie folgt approximiert:

$$\int_{S_j} \rho \phi (\mathbf{v} - \mathbf{v}_s) \cdot d\mathbf{S} \approx \phi_j \int_{S_j} \rho (\mathbf{v} - \mathbf{v}_s) \cdot d\mathbf{S} \approx \phi_j \rho (\mathbf{v} - \mathbf{v}_s)_j \cdot \mathbf{S}_j = \phi_j \dot{m}_j \quad (16)$$

Der Massenfluß \dot{m}_j wird entsprechend der Picard-Iteration aus der vorherigen Iteration genommen. Somit bleibt als einzige Unbekannte der Wert von ϕ in der Mitte der KV-Seite j . Konvergiert das Verfahren, werden die Änderungen vernachlässigbar klein und die nichtlinearen Gleichungen erfüllt. Die Art und Weise, wie die Variablen auf die KV-Seiten interpoliert werden, ist für die Genauigkeit und die Stabilität des Verfahrens wichtig. In dem hier benutzten Verfahren werden folgende Differenzen-Schemata eingesetzt:

Zentraldifferenzschema (CDS = Central Difference Scheme)

Der Wert der Variablen ϕ an der KV-Seite j wird durch lineare Interpolation bestimmt:

$$\phi_j = g_j \phi_{P_0} + (1 - g_j) \phi_{P_j} \quad (17)$$

mit

$$g_j = |\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_{P_j}| / |\mathbf{r}_{P_j} - \mathbf{r}_{P_0}| \quad (18)$$

\mathbf{r}_j ist der Ortsvektor des Schwerpunktes der Seitenfläche j , \mathbf{r}_{P_j} der Ortsvektor des Schwerpunktes des Kontrollvolumens KV_j (mit dem Zentrum P_j) und \mathbf{r}_{P_0} ist der Ortsvektor des Schwerpunktes des betrachteten Kontrollvolumens KV_0 (mit dem Zentrum P_0). g_j ist der geometrische Interpolationsfaktor.

Die Approximation ist nur dann zweiter Ordnung, wenn die gerade Verbindungslinie zwischen dem KV-Zentrum P_0 und seinem Nachbarn P_j durch die Mitte der gemeinsamen KV-Seite j geht. Diese Voraussetzung ist bei Gittern um kompliziert geformte Körper häufig nicht erfüllt. Daher wird eine Korrektur angewendet, durch die eine Genauigkeit zweiter Ordnung erreicht wird, Demirdzic and Muzaferija (1995).

Aufwinddifferenzschema (UDS = Upwind Difference Scheme)

$$\begin{aligned} \phi_j &= \phi_{P_0} && \text{falls} && \mathbf{v}_j \cdot \mathbf{S}_j > 0 \\ (19) &&& && \\ \phi_j &= \phi_{P_j} && \text{falls} && \mathbf{v}_j \cdot \mathbf{S}_j < 0 \end{aligned} \quad (20)$$

Der Wert von ϕ_j wird abhängig von der lokalen Strömungsrichtung dem stromaufwärts gelegenen Knotenwert gleich gesetzt.

Kombination von UDS und CDS

Diskretisierungsmethoden zweiter Ordnung können zu unphysikalischen Oszillationen auf groben Gittern führen, insbesondere wenn die Peclet-Zahl (die mit der Maschenweite gebildeter Reynolds-Zahl) größer als 2 ist und gleichzeitig größere Gradienten vorhanden sind. Dadurch wird die Beschränktheit der Lösung verletzt. UDS hingegen liefern grundsätzlich eine stabile und glatte Lösung.

Die stabilisierende Wirkung von UDS läßt sich mit der besseren Genauigkeit von CDS mit Hilfe von der von Kohsla und Rubin (1974) eingeführten "deferred-correction"-Methode kombinieren. Die Aufwindifferenzen werden hierbei implizit benutzt, wobei der Unterschied zu Zentralkdifferenzen explizit in den Quelltermen berücksichtigt wird. In der konvergierten Lösung heben sich der explizite und implizite Anteil der Aufwindifferenzen gegenseitig auf, und es bleibt lediglich der Anteil der Zentralkdifferenzen bestehen. Um unphysikalische Oszillationen in der numerischen Lösung zu vermeiden, die vielfach bei CDS auftreten, können die beiden Verfahren auch gemischt werden:

$$\phi_j = \phi_j^{\text{UDS}} + \lambda_j (\phi_j^{\text{CDS}} - \phi_j^{\text{UDS}}) \quad (21)$$

Dem Mischungsfaktor $0 \leq \lambda_j \leq 1$ kann an jeder KV-Seite j ein anderer Wert gegeben werden.

Wir haben für den fein diskretisierten Innenbereich des Berechnungsgebietes, in dem hohe Gradienten erwartet werden, ein höherer Mischungsfaktor (0,9 bis 0,95) gewählt; während für die gröber diskretisierten Außenbereiche ein kleinerer Faktor (0,8) verwendet wurde. Diese Vorgehensweise hat sich insbesondere bei dreidimensionalen Strömungsberechnungen mit hohen Reynolds-Zahlen sehr gut bewährt. Denn bei hohen Reynolds-Zahlen wird um den Körper herum eine viel größere Zelldichte gewählt als weit weg vom Körper.

Bei den Strömungsberechnungen auf hybriden (Tetraeder mit Prismen) Gittern können die zu Beginn des iterativen Prozesses auftretenden unphysikalischen Oszillationen durch die Verwendung eines höheren Anteils von UDS geglättet werden. Der CDS-Anteil wird im Laufe des iterativen Prozesses schrittweise erhöht. Die Anwendung des "deferred-correction"-Ansatzes bei den Berechnungen der Strömung um kompliziert geformte Körper trägt in hohem Maße zur Robustheit des numerischen Verfahrens bei.

Diffusive Flüsse

Der diffusive Fluß der Variablen ϕ durch die KV-Seite j wird ebenfalls nach der Mittelpunkregel approximiert:

$$D_j = \int_{S_j} \Gamma \mathbf{grad} \phi \cdot d\mathbf{S} \approx \Gamma_j (\mathbf{grad} \phi)_j \cdot \mathbf{S}_j \quad (22)$$

Für die Berechnung der diffusiven Flüsse muss der Gradient der Variablen in der Mitte jeder KV-Seite bestimmt werden. $\mathbf{grad} \phi$ kann durch einen Polynom-Ansatz approximiert werden. Dabei wird eine Funktion verwendet, deren Verlauf möglichst gut die Variablenfunktion in der Umgebung (Nachbarzellen KV_j) des KV_0 beschreibt. Der lineare Ansatz führt zu:

$$\mathbf{d}_j \cdot (\mathbf{grad} \phi)_{P_0} = \phi_{P_j} - \phi_{P_0} \quad (j=1, n) \quad (23)$$

mit

$$\mathbf{d}_j = \mathbf{r}_{P_j} - \mathbf{r}_{P_0} \quad (24)$$

Zur Lösung der Gleichung (23) wird die Methode der kleinsten Quadrate verwendet:

$$(\mathbf{grad} \phi)_{P_0} = D^{-1} \sum \mathbf{d}_j^T (\phi_{P_j} - \phi_{P_0}) \quad (25)$$

$D = \sum \mathbf{d}_j^T \mathbf{d}_j$ ist hier eine symmetrische 3×3 -Matrix, deren Elemente von den geometrischen Eigenschaften des numerischen Gitters abhängen. Bei Berechnungen auf hybriden bzw. verzerrten Gittern kann es bei einer bestimmten Anordnung der Punkte dazu kommen, daß diese Matrix singulär wird, was eine Divergenz des Verfahrens verursacht.

Der Gradient kann ebenfalls unter Verwendung des Gaußschen Satzes approximiert werden. Diese Approximation besitzt ebenfalls einen Abbruchfehler zweiter Ordnung. Die Gradientenberechnung nach dem Gaußschen Satz ist für Strömungsberechnungen auf hybriden bzw. verzerrten Gittern aufgrund der teilweise starken Nichtorthogonalität wesentlich robuster im Bezug auf das Konvergenzverhalten des numerischen Verfahrens als die zuvor beschriebene Methode. Sind die Gradienten in den KV-Zentren bestimmt, können diese auf die gleiche Art und Weise wie bei den konvektiven Termen auf die Seitenflächen interpoliert werden. Weitere Details zur Berechnung der diffusiven Flüsse sind im Handbuch von Comet zu finden.

Berechnung der Quellterme

Für die Berechnung der Quellterme wird ebenfalls die Mittelpunkregel zur Approximation der Integrale über die KV benutzt. Dabei werden die Variablen bzw. deren Ableitungen im Punkt P_0 (KV-Zentrum) als Mittelwerte über das ganze KV betrachtet, was eine Approximation zweiter Ordnung darstellt.

Approximation der Zeitintegrale

Für die Integration in der Zeit wird die implizite Euler-Methode verwendet. Diese ist bezüglich der Zeitschrittgröße uneingeschränkt stabil. Sie besitzt jedoch einen Abbruchfehler erster Ordnung. Der Einsatz von Methoden höherer Ordnung - beispielsweise der Drei-Zeitebenen-Methode - ist nicht notwendig, wenn eine stationäre Lösung angestrebt wird. Die implizite Euler-Methode entspricht einer Approximation der Zeitableitung nach Rückwärtsdifferenzen, wobei alle restlichen Terme in den Erhaltungsgleichungen zum aktuellen Zeitpunkt ausgewertet werden:

$$\frac{d}{dt} \int_V \phi \, dV \approx \frac{1}{\delta t} (\rho \phi_{P_0} V_{P_0})^m - (\rho \phi_{P_0} V_{P_0})^{m-1} \quad (26)$$

Der Hochindex m bezeichnet dabei die Zeitebene, ϕ_{P_0} die Variable im KV-Zentrum P_0 . V_{P_0} steht für das Volumen des KVs um P_0 und δt für den Zeitschritt. Da man bei dieser Methode mit großen Zeitschritten rechnen kann, gelangt man mit weniger Zeitschritten zu einer stationären Lösung als bei expliziten Verfahren höherer Ordnung, bei denen oft aus Stabilitätsgründen kleinere Zeitschritte benötigt werden.

Das algebraische Gleichungssystem

Sind alle Terme in der Erhaltungsgleichung für ein KV approximiert, erhält man eine lineare algebraische Gleichung der Form:

$$A_{P_0} \phi_{P_0} + \sum A_j \phi_{P_j} = b_{P_0} \quad (27)$$

ϕ_{P_0} ist die gesuchte Variable im Zentrum P_0 von KV_0 , ϕ_{P_j} sind entsprechend die gesuchten Variablen in den Zentren P_j der benachbarten KV_j . A_j entsteht aus Beiträgen der Flächenintegrale an den gemeinsamen KV-Seiten von KV_0 und KV_j . A_{P_0} enthält außerdem Beiträge der nach der Zeit abgeleiteten Integrale (ggf. Volumenintegrale). b_{P_0} umfaßt bekannte Größen, nämlich die Quellterme, die Beiträge der konvektiven und der diffusiven Flüsse, welche aus Gründen der numerischen Effektivität explizit behandelt werden, und Beiträge, die durch die Nichtorthogonalität entstehen. Für das gesamte Lösungsgebiet erhält man das Gleichungssystem:

$$A \phi = b_{P_0} \quad (28)$$

Die Koeffizientenmatrix A ist eine quadratische Matrix der Form $N \times N$, wobei N die Anzahl der KV ist. ϕ steht für den Variablenvektor und b für den Quelltermvektor.

Die Koeffizientenmatrix A ist dünn besetzt. Sie hat aufgrund des unstrukturierten Gitters keine regelmäßige Struktur. Das Gleichungssystem wird iterativ je nach Symmetrieeigenschaften der Matrix A mit einer der Methoden der konjugierten Gradienten (CG = conjugate gradients) mit Vorkonditionierung (die unvollständige Cholesky-Zerlegung) gelöst (innere Iterationen). Das Gleichungssystem wird unterrelaxiert, um die Änderungen von einer zur anderen Iteration zu dämpfen.

Unterrelaxation

Um eine konvergierte Lösung zu erzielen, ist eine Unterrelaxation aller Gleichungen notwendig. Mit Ausnahme der Druckkorrekturgleichung werden alle Gleichungen unterrelaxiert, indem die Koeffizientenmatrix sowie der Quelltermvektor in der Gleichung (28) durch folgende Ausdrücke ersetzt werden:

$$A \rightarrow A + ((1-\alpha_e)/\alpha_e) D \quad (29)$$

$$b \rightarrow b + ((1-\alpha_e)/\alpha_e) D \phi^{m-1} \quad (30)$$

α_e steht für den Unterrelaxationsfaktor, dessen Wert zwischen 0 und 1 liegt. D ist eine Diagonalmatrix, deren Elemente der Diagonale der Koeffizientenmatrix A entsprechen. ϕ^{m-1} stellt den aus der vorherigen Iteration bekannten Variablenvektor dar. Die auf diese Weise veränderte Koeffizientenmatrix ist bei geeignetem α_e diagonaldominant, was zu einer besseren Konvergenz des iterativen Lösers führt. Die Wahl des Unterrelaxationsfaktors hängt sowohl von der Gitterqualität als auch von der Zeitschrittgröße ab. Bei einer starken Nicht-Orthogonalität des verwendeten Gitters muß stark unterrelaxiert werden. Typischerweise werden Unterrelaxationsfaktoren von 0,6 gewählt. Bei guter Gitterqualität und kleiner Zeitschrittgröße wird mit einem Faktor von 0,8 unterrelaxiert.

Für die Druckkorrekturgleichung wird insofern auch eine Unterrelaxation verwendet, als daß nur ein Anteil der berechneten Druckkorrektur p' zum Druck addiert wird. Dies ist notwendig, weil die in der Druckkorrekturgleichung verwendeten Approximationen die Druckkorrektur zu groß bestimmen, was zu langsamer Konvergenz oder zu Divergenz führen kann. Die Wahl der Unterrelaxationsfaktoren für die Druckkorrekturgleichung hängt von der Gitterqualität und der Zeitschrittgröße ab. Bei der Wahl der Unterrelaxationsfaktoren muß ein auf Erfahrung basierender Kompromiß zwischen Stabilität und schneller Konvergenz gefunden werden. Wir wählen 0,04 für stationäre Strömungen auf hybriden Gittern. Im instationären Fall können höhere Unterrelaxationsfaktoren zwischen 0,1 und 0,5 gewählt werden, da die implizite Zeitdiskretisierung einen Unterrelaxationseffekt hat.

3.1.4. Lösungsalgorithmus

Druck-Geschwindigkeitskopplung

In einer inkompressiblen Strömung existiert für den Druck keine explizite Gleichung. Eine solche Gleichung muss aus der Kontinuitätsgleichung mit Hilfe der Impulsgleichungen hergeleitet werden. Im dem hier benutzten Verfahren wird eine Variante des SIMPLE-Algorithmus (SIMPLE = Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations) von Patankar und Spalding (1972) verwendet. Das Geschwindigkeitsfeld wird durch Lösen der linearisierten Impulsgleichungen bestimmt, wobei der Druck zunächst abgeschätzt wird. Die so berechneten Geschwindigkeiten erfüllen die Kontinuitätsgleichung nicht. Mit Hilfe einer Druckkorrekturgleichung werden Druck und Geschwindigkeiten so korrigiert, daß die Massen- und Impulserhaltung gewährleistet sind. Eine detaillierte Herleitung der Druckkorrekturgleichung ist bei Ferziger und Peric (1996) zu finden.

Der Algorithmus zur Lösung der diskretisierten Gleichungen arbeitet wie folgt:

1. Die Variablenwerte werden für den Anfangszeitpunkt $t=t_0$ initialisiert.
2. Die Zeit wird auf $t_1=t_0+\delta t$ gesetzt.
3. Das durch die Diskretisierung und Linearisierung der Impulsgleichungen entstandene Gleichungssystem wird für jede Geschwindigkeitskomponente aufgestellt. Der Druck und die restlichen Geschwindigkeitskomponenten werden aus der vorherigen Iteration bzw. dem alten Zeitschritt genommen.
4. Das Gleichungssystem wird für jede Geschwindigkeitskomponente u_i^* iterativ nacheinander mit Hilfe einer Methode der konjugierten Gradienten gelöst. Diese Iterationen werden innere Iterationen genannt. Dabei ist u_i^* ein vorläufiger Wert, der noch korrigiert werden muß. Eine genaue Lösung des Gleichungssystems ist nicht notwendig, da die Koeffizientenmatrix und die Quellterme bei der nächsten äußeren Iteration korrigiert werden müssen. Eine Reduzierung der Residien um nur eine Größenordnung wird als genügend betrachtet. Da das Gleichungssystem (28) für jede einzelne Strömungsgröße nacheinander gelöst wird, wird stets derselbe Speicher für die Koeffizientenmatrix A verwendet. Dasselbe gilt für den Quelltermvektor b . Die berechneten Geschwindigkeitskomponenten u_i^* werden auf die KV-Seiten interpoliert. Damit werden die Massenflüsse berechnet, die der Bestimmung der Quellterme für die Druckkorrekturgleichung dienen.
5. Die Druckkorrekturgleichung wird ebenfalls mit Hilfe einer Methode der konjugierten Gradienten gelöst. Der Druck, die Geschwindigkeitskomponenten in den KV-Zentren und die Massenflüsse durch die KV-Seiten werden mit der Druckkorrektur p' korrigiert.
6. Die Transportgleichungen für k und ε werden gelöst.

7. Die Schritte (3) bis (6) werden so oft wiederholt, bis die Summe der normalisierten absoluten Residien für alle Gleichungen klein genug sind. In den hier durchgeführten stationären Strömungsberechnungen wird als Abbruchkriterium festgelegt, daß sich die normalisierten absoluten Residien der einzelnen Strömungsgrößen um 4 bis 5 Größenordnungen verkleinern. Für die Berechnungen von zeitabhängigen Strömungen gilt es als ausreichend, wenn sich diese Residien um 3 Größenordnungen verkleinern. Die Schritte (3) bis (7) bilden eine äußere Iteration.

$$R^{\phi} = \frac{\sum_{i=1}^N |A_{p0} \phi_{p0} - \sum A_j \phi_{pj} - b_{p0}|}{(\sum_{i=1}^N |A_{p0} \phi_{p0}|)} \quad (31)$$

8. Die Schritte (2) bis (7) werden erneut durchgeführt. Die Prozedur wird solange wiederholt, bis die Anzahl der vorgegebenen Zeitschritte erreicht ist.

3.1.5. Anfangswerte und Randbedingungen

Anfangswerte

Bei den stationären Strömungsberechnungen werden die Anfangswerte für das Geschwindigkeitsfeld sowie für k und ε in allen Zellmittelpunkten vorgegeben. Die Vorgabe einer guten Startlösung beschleunigt den iterativen Prozeß, dadurch können nach unserer Erfahrung bis zu 20% der Rechenzeit gespart werden. Bei Parameterstudien werden die Anfangswerte der Variablen aus der Lösung für den vorherigen Wert des Parameters (Anstellwinkel, Windgeschwindigkeit) genommen.

Einströmrand

Am Einströmrand werden stets die Variablenwerte für das Geschwindigkeitsfeld sowie für die turbulente kinetische Energie und ihre Dissipationsrate vorgegeben (Dirichlet-Randbedingungen). Die Einströmrandbedingung kann auch am Austritt gesetzt werden, wobei auf die Gewährleistung der Massenerhaltung geachtet werden muß.

Ausströmrand

Am Ausströmrand wird angenommen, daß der Gradient aller Variablen in Strömungsrichtung gleich Null ist (Neumannsche Randbedingungen).

Symmetrie-Rand

An den Symmetrierändern (starre Wasseroberfläche) werden die Normalgeschwindigkeiten sowie die Normalableitungen der parallelen Geschwindigkeiten sowie aller Skalargrößen gleich Null gesetzt.

Wand

An der Schiffsoberfläche sind infolge der Haftbedingungen alle Geschwindigkeitskomponenten sowie die kinetische Energie gleich Null. Aufgrund der Annahme des lokalen Gleichgewichts der Turbulenz wird ε im ersten Punkt in der Nähe der Wand entsprechend der berech-

neten turbulenten kinetischen Energie fixiert. Für die Berechnung der Wandschubspannungen werden Wandfunktionen verwendet.

Wandfunktionen

Wir verwenden Wandfunktionen, die in Wandnähe auf Annahmen des logarithmischen Geschwindigkeitsprofils sowie des lokalen Gleichgewichts der Turbulenz basieren. Diese Voraussetzung ist allerdings nur in ausgebildeten Strömungen ohne Ablösungen erfüllt. Es zeigt sich jedoch, daß mit Wandfunktionen gute Ergebnisse erzielt werden können, solange es in der Strömung nicht zu massiven Ablösungen kommt. Für unsere Anwendungen haben wir auch bei der verfügbaren Rechnerkapazität keine andere Wahl als Wandfunktionen einzusetzen.

Wandfunktionen ermöglichen die Überbrückung des wandnahen Bereichs mit einer einzigen Zellschicht. Dies ist besonders wichtig bei hohen Reynolds-Zahlen, weil die Grenzschicht dort so dünn ist, daß sie mit heutigen Rechnerleistungen mit einem numerischen Gitter kaum sinnvoll aufgelöst werden kann. Ausgehend vom logarithmischen Wandgesetz wird die dimensionslose wandparallele Geschwindigkeit im Bereich der voll turbulenten Zone wie folgt ausgedrückt:

$$u^+ = v_p / u_\tau = y^+ \quad y^+ < y_v^+ \quad (32)$$

$$u^+ = v_p / u_\tau = \ln(E y^+) / \kappa \quad y^+ \geq y_v^+ \quad (33)$$

v_p ist die wandparallele Geschwindigkeit. u_τ ist die sogenannte Wandschubspannungsgeschwindigkeit, die zu der Wandschubspannung τ_w proportional ist: $u_\tau = (\tau_w / \rho)^{1/2}$. κ ist die Karmansche Konstante und E eine empirische Zahl, die von der Wandrauigkeit abhängt. y^+ ist der dimensionslose Wandabstand:

$$y^+ = \rho u_\tau \delta n / \mu \quad (34)$$

ρ ist die Fluidichte, δn der dimensionsbehaftete Abstand senkrecht zur Wand, μ die dynamische Zähigkeit.

Aus der Annahme des lokalen Gleichgewichts und dem Wirbelviskositätsansatz folgt:

$$u_\tau = C_\mu^{1/4} k^{1/2} \quad (35)$$

C_μ ist eine empirische Konstante, k die kinetische Energie.

Aus (35) und (36) ergibt sich:

$$y^+ = \rho C_\mu^{1/4} k^{1/2} \delta n / \mu \quad (36)$$

Für y_v^+ gilt:

$$y_v^+ = \ln(E y_v^+) / \kappa \quad (37)$$

Das logarithmische Wandgesetz gilt ausschließlich in der voll turbulenten Zone.

Die Ränder des Lösungsgebiets müssen weit entfernt vom Körper liegen, damit keine wesentliche Verfälschung durch die in Wirklichkeit nicht vorhandenen Ränder auftritt. Um eine konvergierte Lösung bei der Verwendung von hybriden Gittern zu erzielen, wird für die Berechnung des Drucks an den Rändern eine Extrapolation "null-ter Ordnung" verwendet. Andernfalls wird eine lineare Extrapolation verwendet.

3.2. Theorie der Baffle-Elemente

Teilweise durchlässige (poröse) kontinuierliche Medien können durch "Baffle" Elemente erfaßt werden. Die Baffle Elemente erfordern keine geometrische Modellierung der Strukturen, sondern erfassen die Porösität in den Transportgleichungen, indem statt dV in den Volumenintegralen $\gamma \cdot dV$ und statt dS in den Oberflächenintegralen $\mathbf{P} \cdot d\mathbf{S}$ gesetzt wird. Zusätzlich werden die Quellterme angepaßt, um die Wechselwirkung zwischen Fluid und Struktur in den porösen Strukturen zu erfassen. Die Volumenporösität γ is definiert als Verhältnis zwischen dem Fluidvolumen V_f und dem Gesamtvolumen des Kontrollvolumens:

$$V_f = \gamma \cdot V \quad (38)$$

Die Oberflächenporösität P ist entsprechend das Verhältnis der der Strömung zur Verfügung stehenden Fläche S_f zum Gesamtflächenvektor S :

$$S_f = P \cdot S \quad (39)$$

P ist ein symmetrischer Tensor zweiter Ordnung (Matrix). Ein pragmatischer Ansatz für die Oberflächenporösität definiert P als Kopplungsmatrix zwischen der tatsächlichen Geschwindigkeit v , die diskontinuierlich verläuft, wenn sich die Porösität diskontinuierlich verändert, und einer kontinuierlichen gemittelten Geschwindigkeit v_{sup} :

$$v_{sup} = P \cdot v \quad (40)$$

Es gilt für den Massenstrom:

$$\dot{m} = v \cdot S_f = v_{sup} \cdot S \quad (41)$$

In den Impulsgleichungen der angrenzenden Zellen wird dann der folgende Quellterm hinzugefügt:

$$-\int_S r v_{sup} \cdot dS \quad (42)$$

mit

$$r = \rho (a + b |v_{sup}|) \quad (43)$$

a und b sind dabei vom Benutzer vorzugebende Konstanten. a ist der Faktor für einen Anteil, der von der Geschwindigkeit unabhängig ist, während b einen Geschwindigkeitsproportionalen Einfluss der Versperrung erfasst.

4. Voruntersuchungen an einfachen Geometrien

4.1. Strömung um Reling

Als typisches filigranes Detail des Überwasserschiffs wurde eine Reling ausgesucht. Dazu wurde eine tatsächliche Reling-Geometrie als Vorbild genommen, um bei einer zweidimensionalen Strömung Durchmesser und Abstand der Relingstäbe zu wählen, Abb.4.1. Die Schiffsaußenhaut über Wasser wurde angenähert durch eine senkrechte Stufe, Abb.4.2. Zunächst wurde die Strömung an dieser Stufe ohne Reling gerechnet, Abb.4.2. Die Rechnung muß instationär durchgeführt werden, da sich instationäre Wirbelstraßen ausbilden, die wesentlich die Strömung prägen.

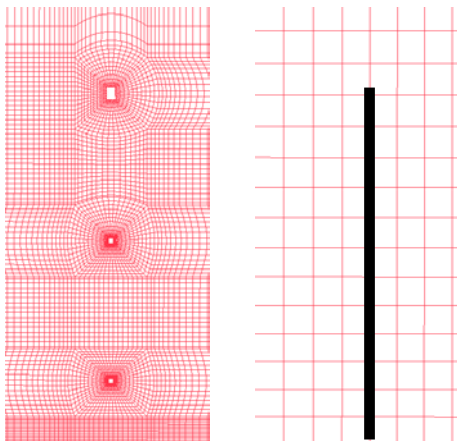


Abb.4.1: Reling direkt geometrisch modelliert (22.000 Zellen) und mit Baffle-Elementen (6.000 Zellen); Gitterdetails

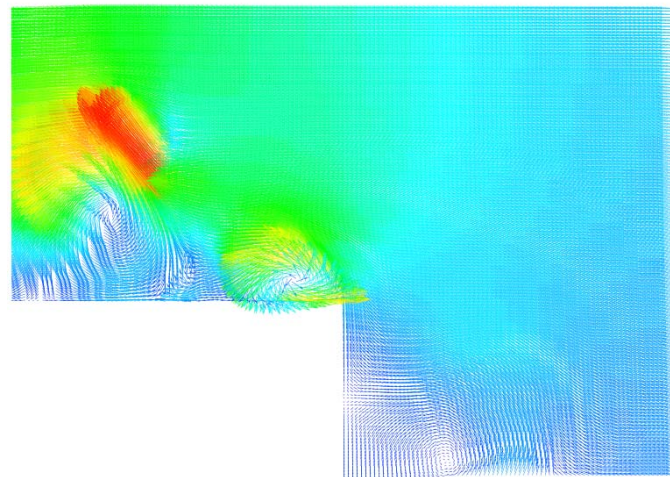


Abb.4.2: Strömung an einer Kante mit instationären Wirbelschleppen

Dann wurde eine korrespondierende Rechnung mit der geometrisch modellierten Reling durchgeführt, Abb.4.3. Es zeigt sich, daß der Versperrungseffekt deutlich größer ist als der rein geometrische Versperrungseffekt. Dies liegt teilweise an der Grenzschicht, teilweise an der lokal stark schrägen Anströmrichtung.

Leider konnte nicht auf Erfahrung aus anderen Industriebereichen zurückgegriffen werden. Recherchen hinsichtlich Porositätswerten bei aerodynamischen Anwendungen in anderen Industrien ergaben lediglich Erfahrungsdaten für verschiedene Baumtypen bei Strömungen über Land, aber keine Daten für Rohrsysteme mit vergleichbaren geometrischen Versperrungen wie etwa Relinge. Das Problem der

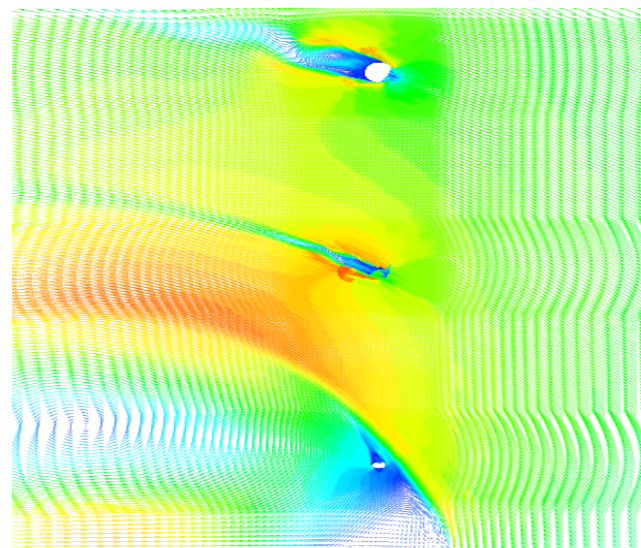


Abb. 4.3: Strömung an der Reling mit deutlicher Schräganströmung und Wirbelbildung, die Versperrung erhöht

Versperrungskoeffizienten für verschiedene maritime Aufbauten würde ein vertieftes Studium verdienen, ging aber weit über den Rahmen dieses Forschungsvorhabens hinaus.

4.2. Strömung um einen Mast

So wurde hier lediglich in einer Sensitivitätsstudie untersucht, inwieweit Baffle-Elemente den Einfluss von filigranen Anhängen nachbilden können. Als Beispiel wurde ein Antennenmast der Superfast-Fähre (Kapitel 5.4) gewählt, da der Mast hinreichend filigran ist, seine Umströmung aber durchaus Einfluss auf die Funktion des Schornsteins haben kann. Der 12 m hohe Antennenmast wurde mit drei Gittern vernetzt, Abb.4.4. Das Berechnungsgebiet hatte folgende Abmessungen: 25 m vor dem Mast, 45 m hinter dem Mast, 30 m zur Seite, 15 m nach oben. Es wurde dabei Symmetrie in y ausgenutzt.

Abb.4.5 zeigt die kinetische turbulente Energie an der Symmetrie-Ebene. Man sieht, wie die am Einstromrand vorgegebene Turbulenz dissipiert, bevor die Strömung auf den Mast trifft. Am Mast wird dann neue Turbulenz stimuliert. Abb.4.6 zeigt den Betrag der Geschwindigkeit. Man erkennt deutlich den „Nachstrom“ des Mastes.

Die Netzstudien zeigen den Einfluss der Netzfeinheit. Die turbulente kinetische Energie wird auf dem groben Netz schneller dissipiert (numerische Dissipationsfehler) und der Nachstrom ist weniger ausgeprägt. Offensichtlich ist noch keine netz-unabhängige Lösung erreicht, aber die 3 Netze erlauben eine qualitative Extrapolation für ein „unendlich feines“ Netz.

Anstelle des Mastes wurde dann eine dreieckige Fläche mit Höhe des Mastes und Breite seiner Flügel vernetzt. Die Tetraeder an dieser Fläche haben ähnliche Groessen wie die im übrigen Lösungsgebiet. Die Fläche ist ca. dreimal größer als die projizierte Fläche des Mastes.

Für Baffle-Elemente können in Comet zwei Parameter a und b angegeben werden, s. Gl. (43). Wir nahmen an, daß der Mast die Strömung proportional zur Geschwindigkeit bremst. Es wurde daher $a=0$ gewählt und b variiert. Ein vernünftiger Wert dürfte oberhalb des Flächenverhältnisses von Mast zu Baffle (1:3). Abb.4.7 zeigt turbulente kinetische Energie und Betrag der Geschwindigkeiten für verschiedene b-Werte. Die Ähnlichkeit mit dem geometrisch modellierten Mast ist leider immer gering, vor allem für die Turbulenz. Baffle-Elemente erscheinen danach wenig geeignet, um aerodynamische Strömungen um Schiffe zu vereinfachen. Eine Anwendung erscheint nur für Lamellenstrukturen an Schornsteinverkleidungen sinnvoll.

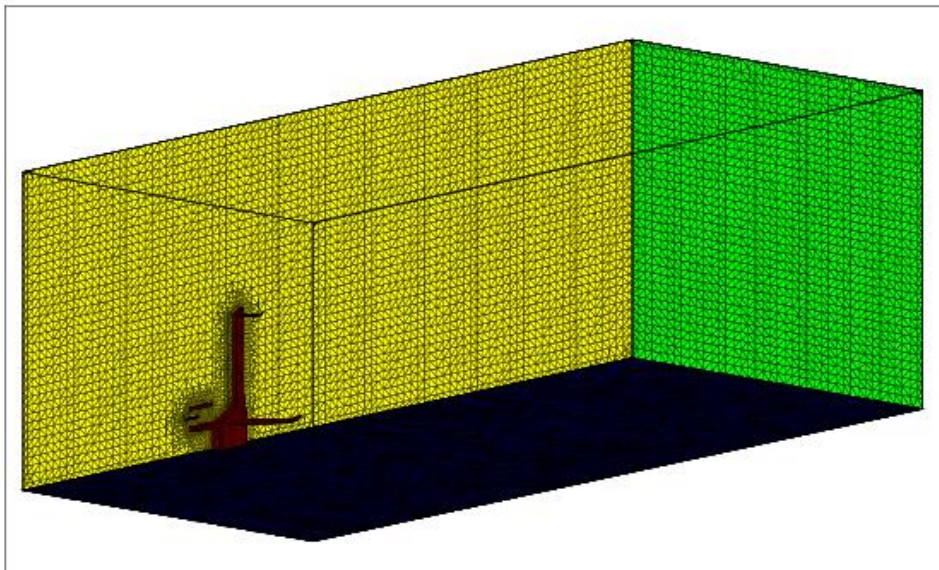
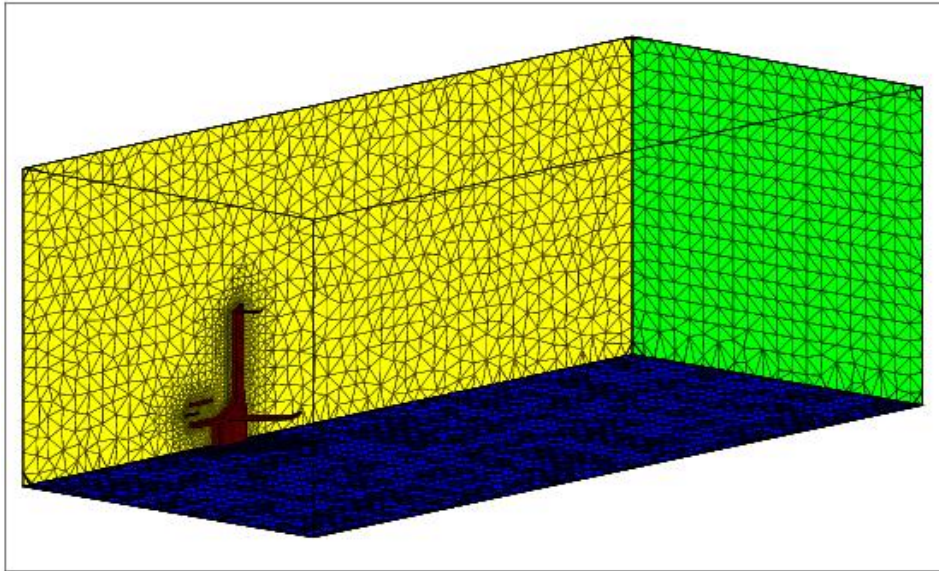
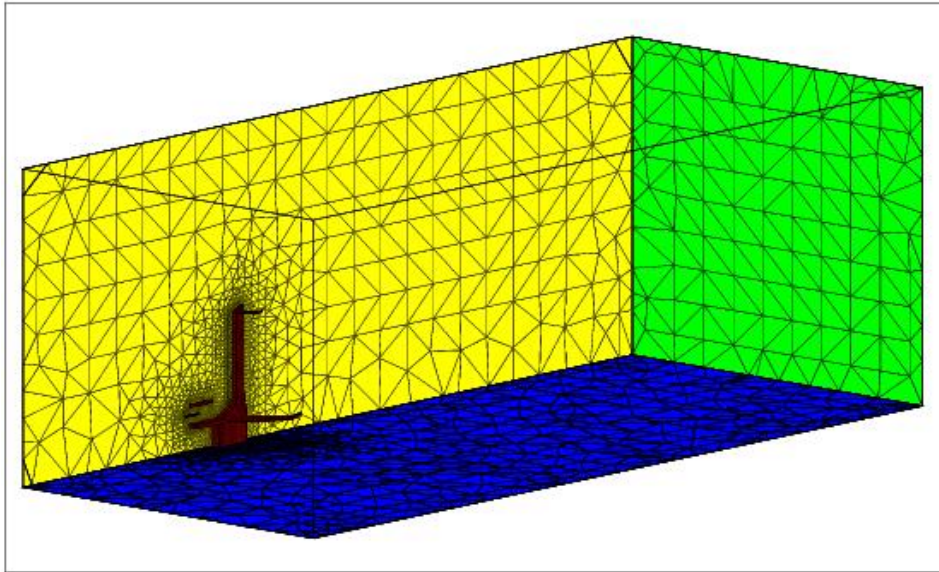


Abb.4.4: Netze für Antennenmast : 0,2 und, 0,4 und 1,7 Millionen Zellen

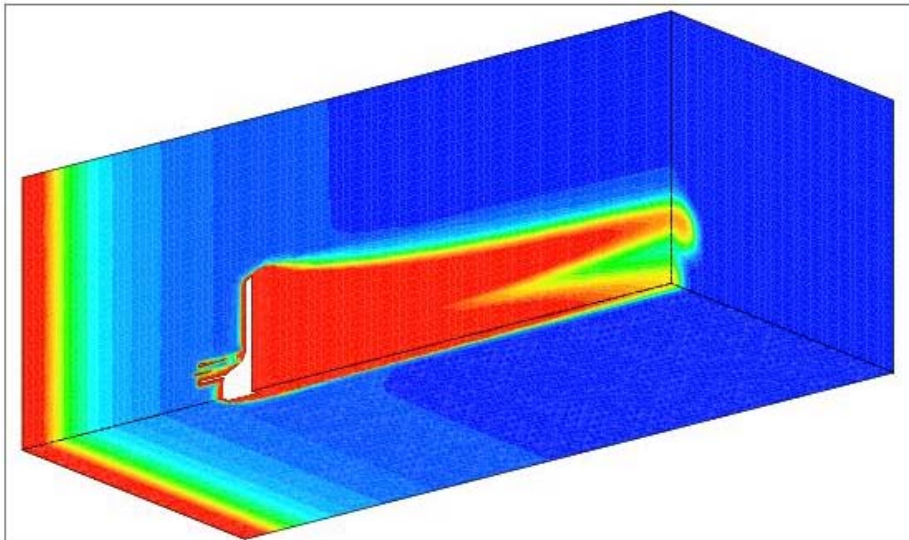
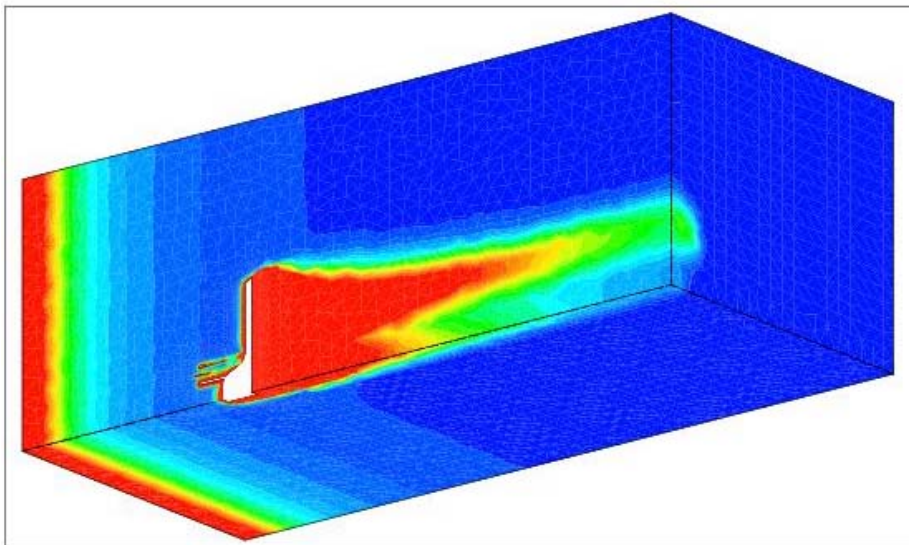
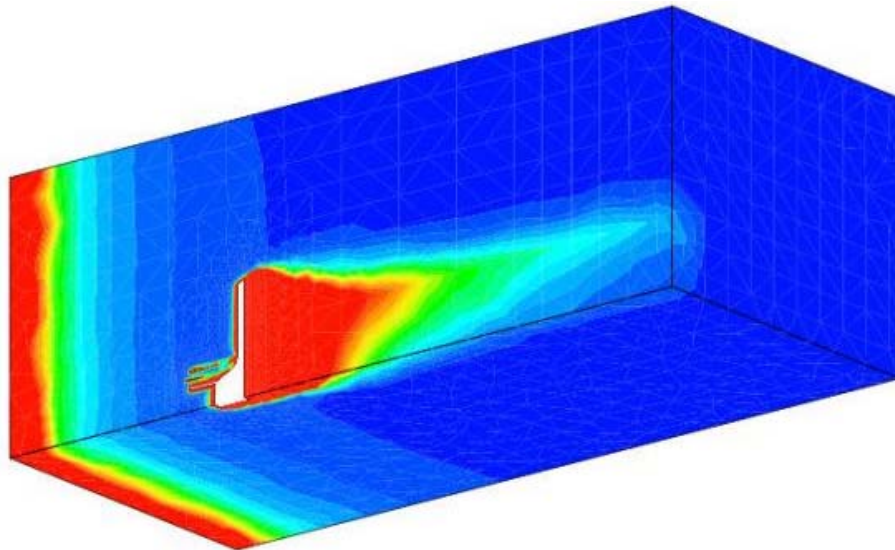


Abb.4.5: Turbulente Energie auf den 3 Netzen

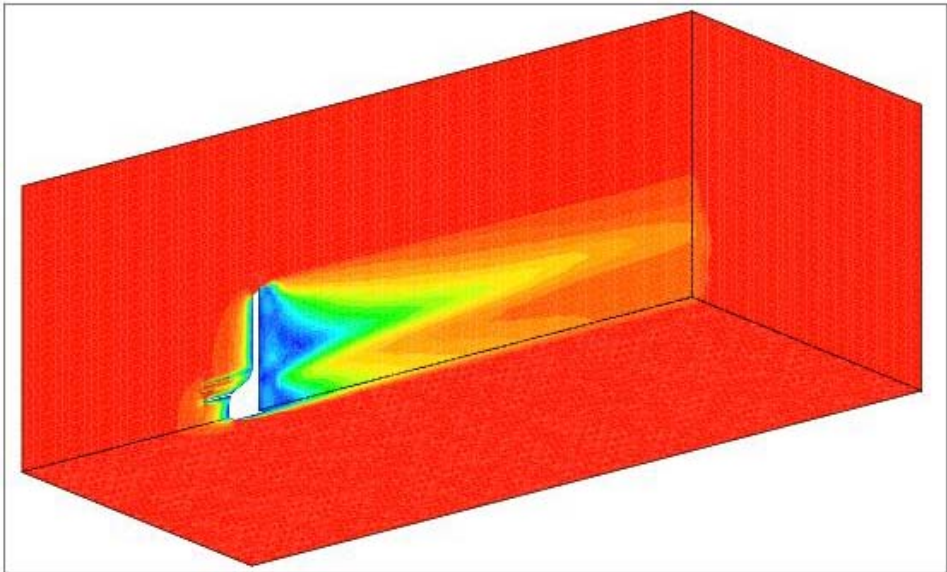
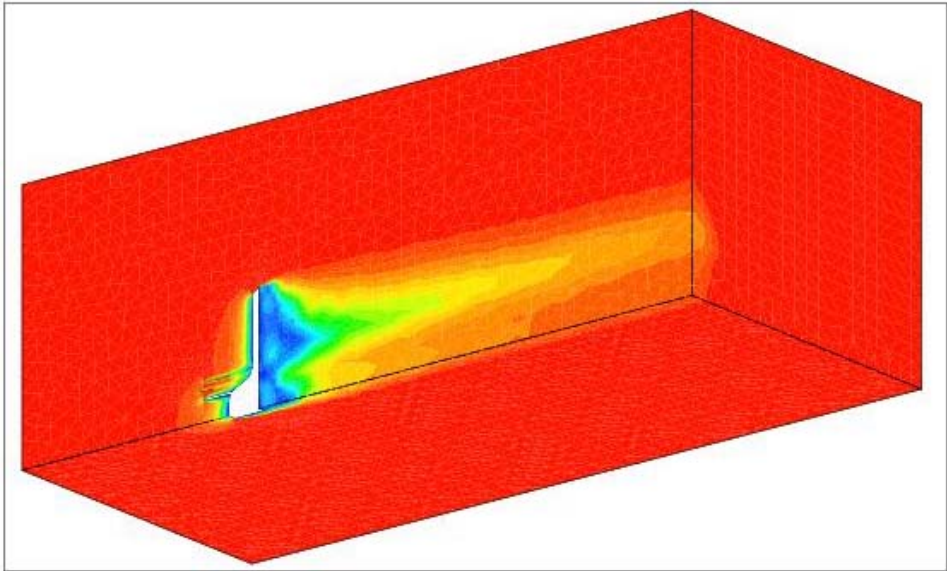
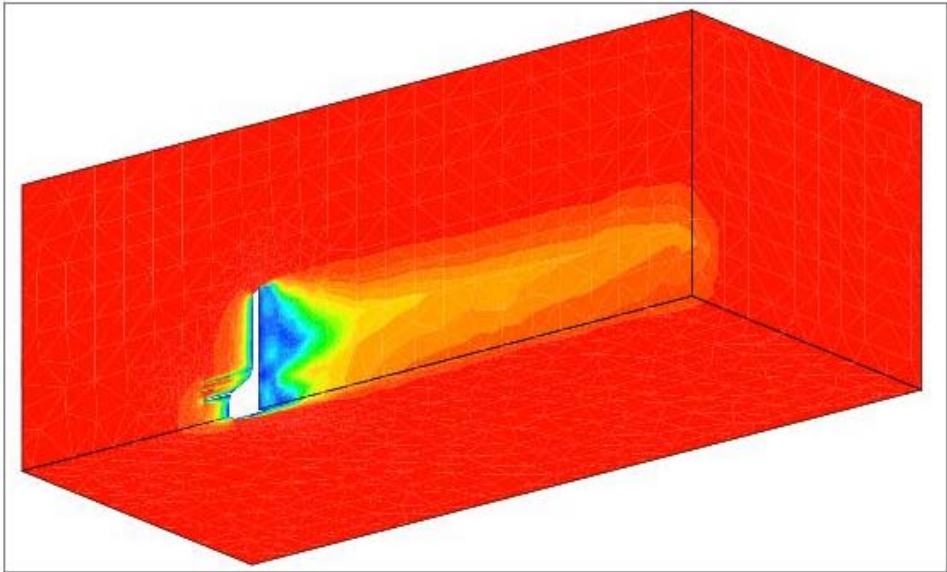


Abb.4.6: Betrag der Geschwindigkeit auf 3 Netzen

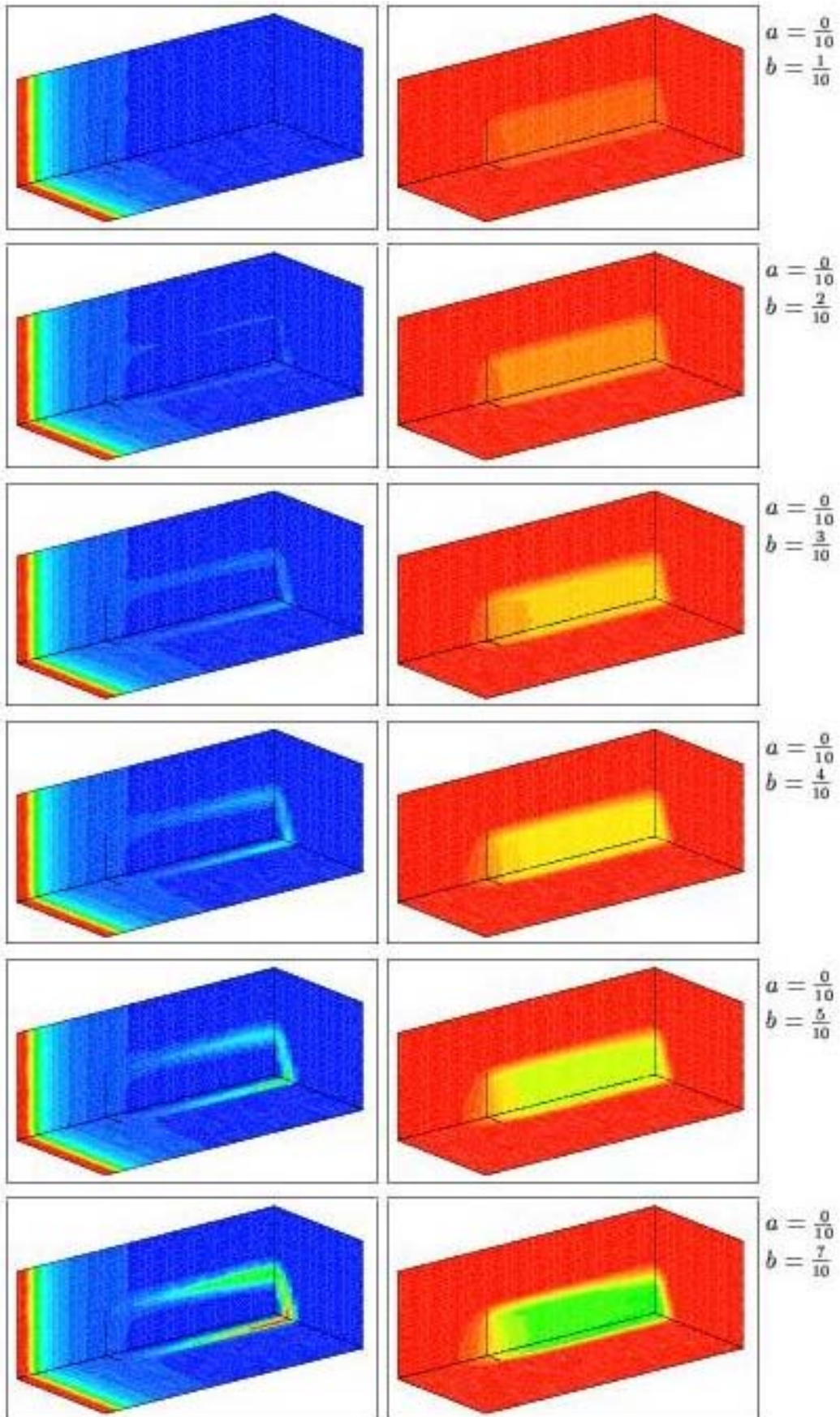


Abb.4.7: Baffle-Elemente mit $a=0$ und verschiedenen Werten für b

Da Baffle-Elemente die Wirkung des Mastes auf die Strömung schlecht simulierten, wurde nun untersucht, ob ein stark vereinfachter Mast mit groben Zellen eine pragmatische Annäherung an die Wirklichkeit liefert. Als Vereinfachung wurde ein schlanker Quader gleicher Höhe verwendet. Das Netz hatte kaum mehr Zellen als das mittlere Netz für die Baffle-Studie. Die Ergebnisse, Abb.4.8 und 4.9, sind ermutigend. Nachstrom und Turbulenz sind zwar etwas zu groß, aber immer noch akzeptabel. Für weitere Rechnungen wird daher vorgeschlagen, Anhänge vereinfacht so und nicht durch Baffle-Elemente zu erfassen.

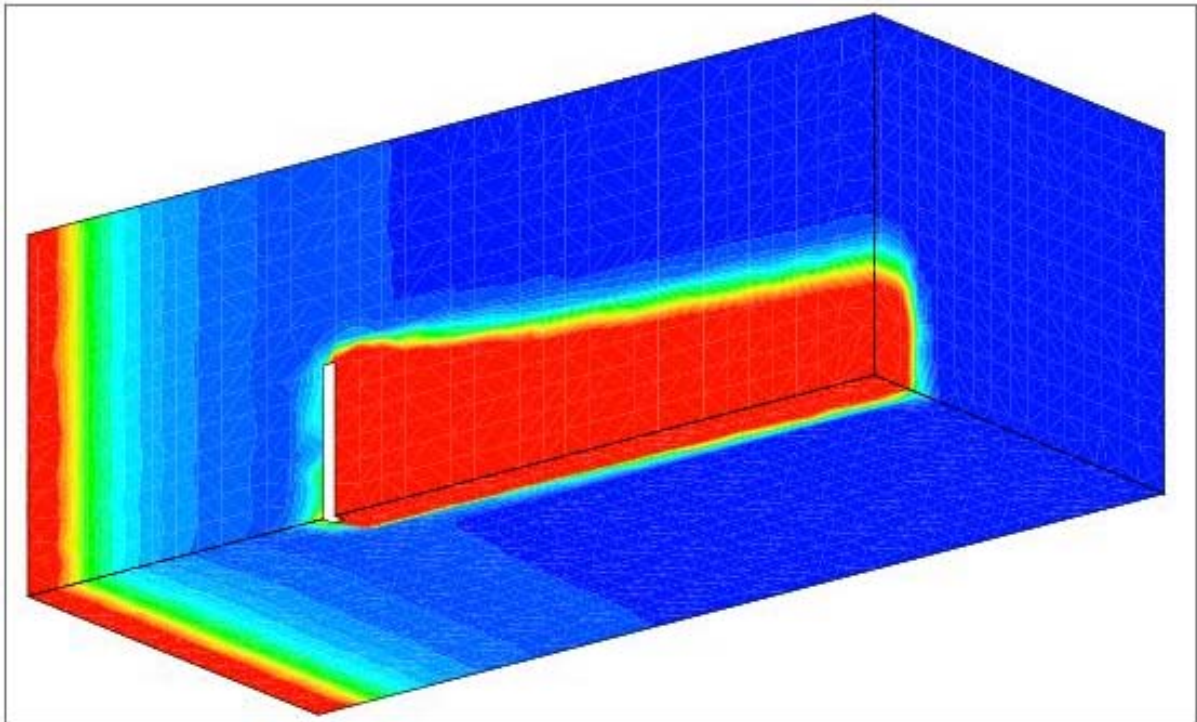


Abb.4.8: Turbulente kinetische Energie am schlanken Quader

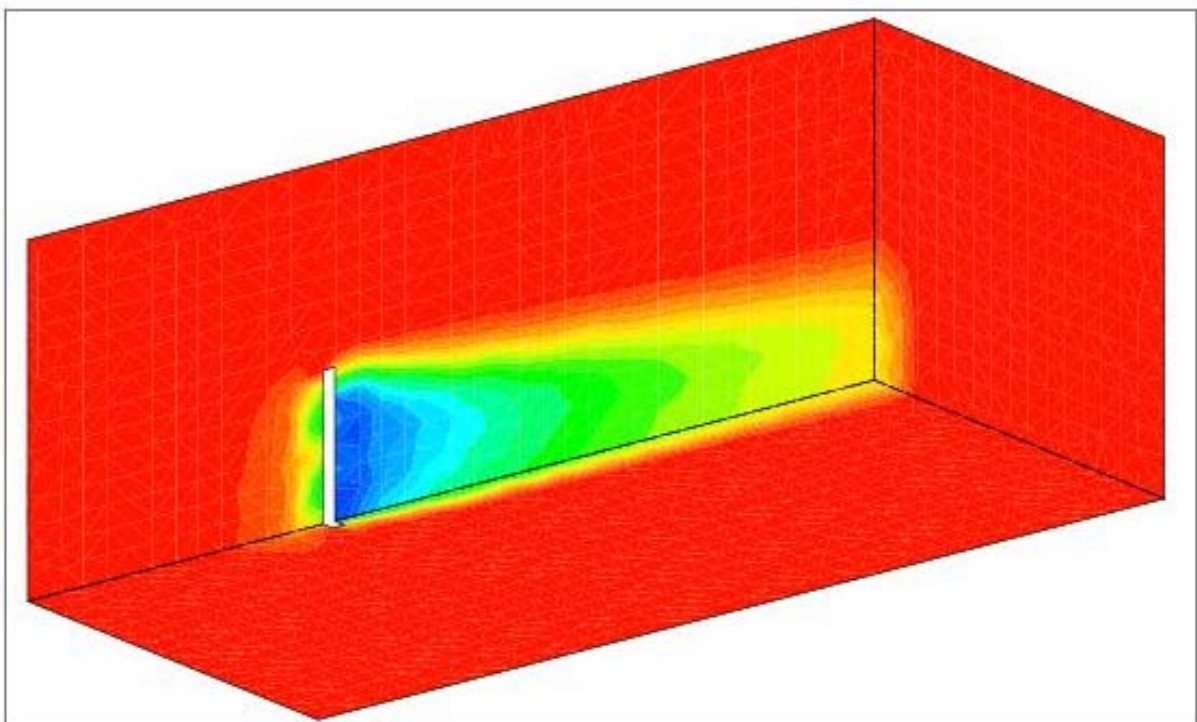


Abb.4.9: Geschwindigkeit am schlanken Quader

4.3. Strömung um Schornsteingeometrie

Die Abgasverfolgung am Schornstein ist ein komplexes Problem. Um die Modellierung zu erproben, wurde zunächst eine Detailstudie durchgeführt, bei der nur der Schornstein mit 6 Abgasrohren und einer Verkleidung geometrisch modelliert wurde. Der Schornstein wurde auf einer ebenen Platte aufgesetzt. Aus den Rohren kommt Rauchgas mit vorgegebener Temperatur und Geschwindigkeit. Die Luftströmung wird am Eingang des Rechengebiets gleichförmig vorgegeben. Die RANSE-Simulation berechnet jetzt die Ausbreitung des Rauchgases und den Temperaturabfall dabei. Dazu wird die Strömung als Zwei-Phasen-Strömung modelliert (Luft und Rauchgas). Es wird wie üblich eine Transportgleichung für die Konzentration des Gases gelöst. Zusätzlich wird eine Energiegleichung für die Temperatur gelöst. Das Rechenmodell erstreckte sich 0.5 L vor dem Schornstein, 1 L hinter dem Schornstein, 1 L zur Seite und 1 L nach oben. L ist dabei die Schiffslänge des später benutzen Passagierschiffs. Es wurden 500.000 Zellen benutzt. Die Strömung wird instationär simuliert.

Die Temperaturverteilung, 4.10, und die Rauchgasausbreitung, 4.11, sind plausibel. Es traten keine Komplikationen auf. Abgesehen von der größeren Rechenzeit zur Lösung der zusätzlichen Differentialgleichungen gibt es also keine prinzipiellen Schwierigkeiten. In den Anwendungen für ganze Schiffe wird dann eine Simulation der Rauchgasausbreitung unter Berücksichtigung der Störung der Anströmung durch die Schiffsgeometrie gezeigt werden, Kap.5.2.

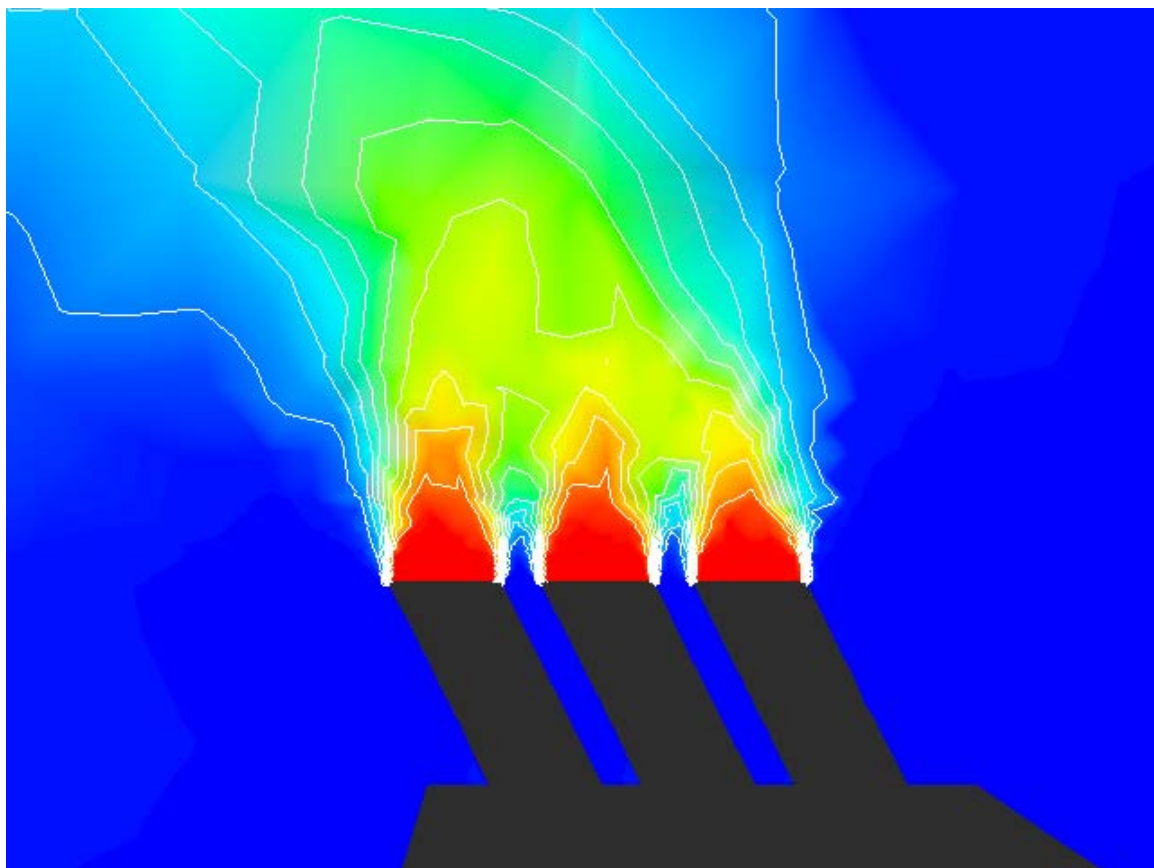


Abb.4.10: Temperaturverteilung am Schornstein



Abb.4.11: Rauchgasausbreitung am Schornstein auf Platte

5. Berechnungen um Schiffe

5.1. Containerschiff

Als erster Anwendungsfall wurde die Strömung um ein Containerschiff simuliert. Hierbei zeigte sich ein grundsätzliches Problem: Es war nicht möglich, von Werften ein zur Netzgenerierung notwendige dreidimensionale CAD-Beschreibung der Schiffsaufbauten zu erhalten. In der Regel existieren nur zweidimensionale Generalplanzeichnungen der Aufbauten.

Um trotzdem die Methodik und die Netzgenerierer an einem Beispiel zu testen, haben wir ein generisches Containerschiffsmodell mit 160m Länge in ICEM erstellt, Abb.5.1. Das Modell war sehr einfach gehalten, vergleichbar mit den CFD-Modellen, die wir in der Literatur für aerodynamische Umströmungen von Schiffen gefunden hatten, z.B. Førde et al. (1992), Førde und Gjerde (1999), Tai und Carico (1995), Tai (1996).

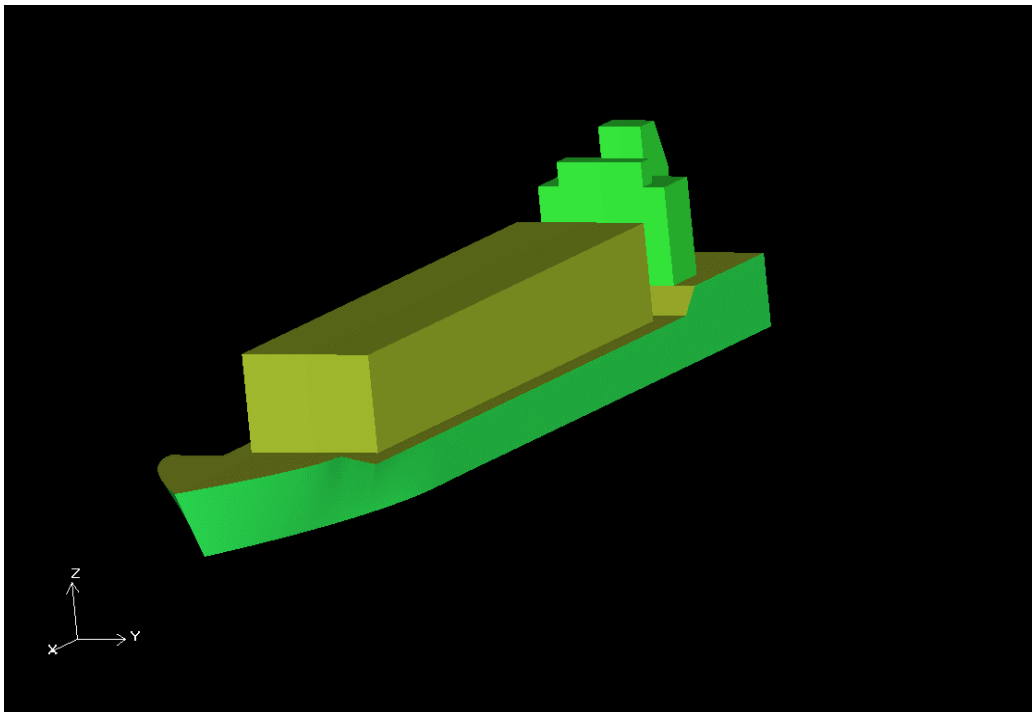


Abb.5.1: CAD-Modell eines Containerschiffs in ICEM erstellt

Für diese Testgeometrie wurde mit dem ICEM-Prismen/Tetraeder-Netzgenerierer erstmalig die Netzgenerierung um Überwasserschiffe erprobt. Es zeigte sich, daß die Netzgenerierung tatsächlich wie erwartet sehr komfortabel und schnell erfolgen kann, wenn erst einmal das CAD-Modell des Schiffes in ICEM existiert.

Das Netz hatte etwa 1 Million Zellen und erstreckte sich von 1 Schiffslänge vor dem vorderen Lot bis 3 Schiffslängen hinter dem hinteren Lot in Längsrichtung, 2 Schiffslängen in seitlicher Richtung und 2 Schiffslängen nach oben. Abb.5.2 zeigt einen Ausschnitt des unstrukturierten Netzes. Die ersten 10 Schichten am Schiff wurden mit Prismen diskretisiert, danach wird der Raum automatisch mit Tetraedern vernetzt. Das Netz wird nahe am Schiff sehr fein, um die Strömung entsprechend gut aufzulösen. Die unterschiedlichen Farben markieren unterschiedliche Grenzen des Netzes für den Netzgenerierer.

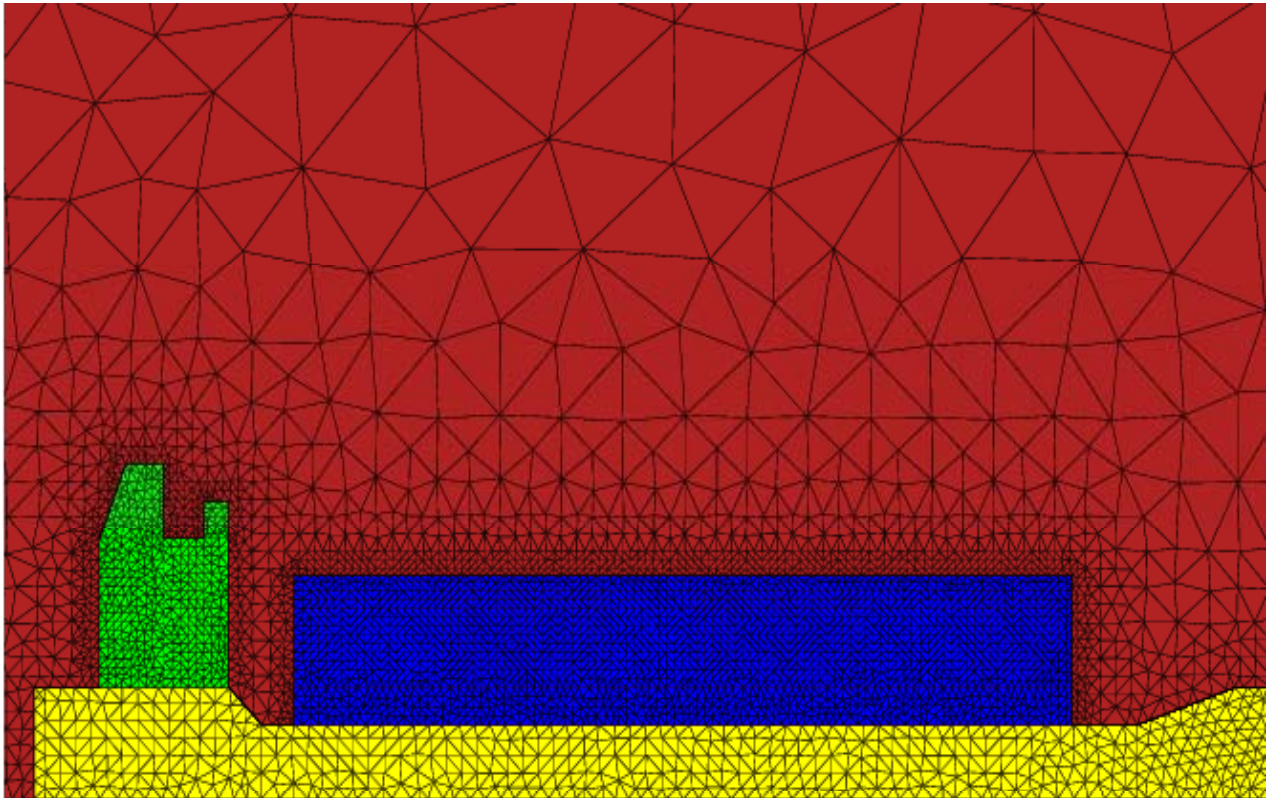


Abb.5.2: Unstrukturiertes Netz um ein generisches Containerschiff. Das Netz erlaubt örtliche Verfeinerung in Schiffsnähe, wo sich die Strömung stark ändert und entsprechend gut aufgelöst werden soll.

Mit diesem Netz wurde zunächst der Fall der Anströmung von vorn gerechnet. Hierbei wird Symmetrie in y ausgenutzt. Das RNG $k-\epsilon$ Turbulenzmodell wurde benutzt. Die Rechnungen benötigten 2 CPU Stunden auf 4 Knoten.

Typische Ergebnisse von CFD-Rechnungen sind Drücke und Stromlinien. Die Strömung wird an der Vorderkante des Containerstapels stark abgebremst und nach oben abgelenkt, Abb.5.3. Entsprechend bildet sich eine besondere Hochdruckzone an der Vorderkante des Containerstapels aus, Abb.5.4. Diese trägt nicht nur wesentlich zum Windwiderstand des Schiffes bei, sondern kann auch für die lokale Belastung von Verzerrungen von Interesse sein. Die Stromlinien zeigen die starke Umlenkung der Strömung am vorderen Ende des Containerstapels, Abb.5.5. Das Deckshaus beeinträchtigt dann die Strömung nicht mehr so stark. Allerdings bildet sich zwischen Containerstapel und Deckshaus ein "Totwasser"-Gebiet aus mit Rezirkulationen.

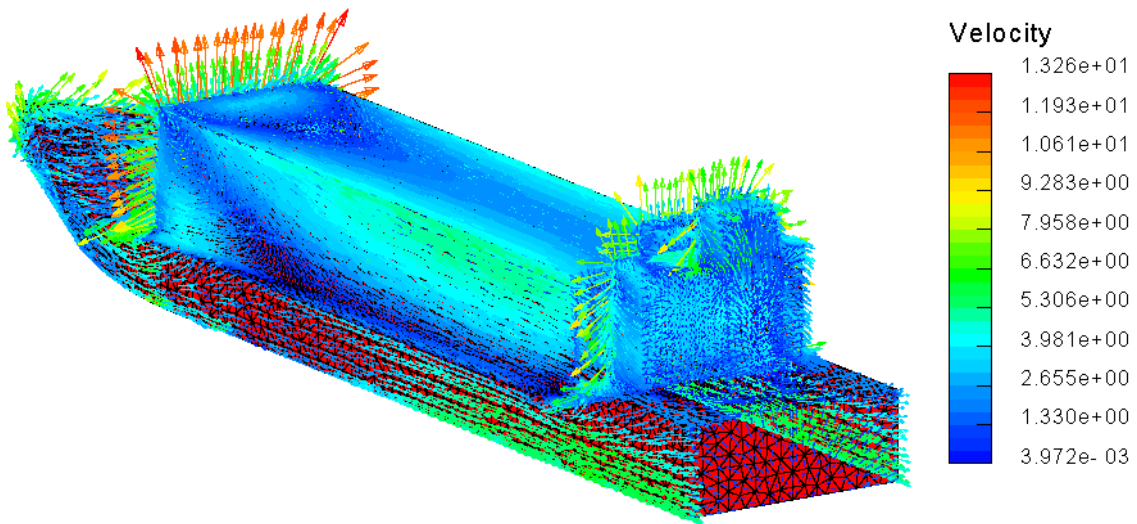


Abb.5.3: Lokale Geschwindigkeiten direkt am Schiff (innerste Schicht Zellen)

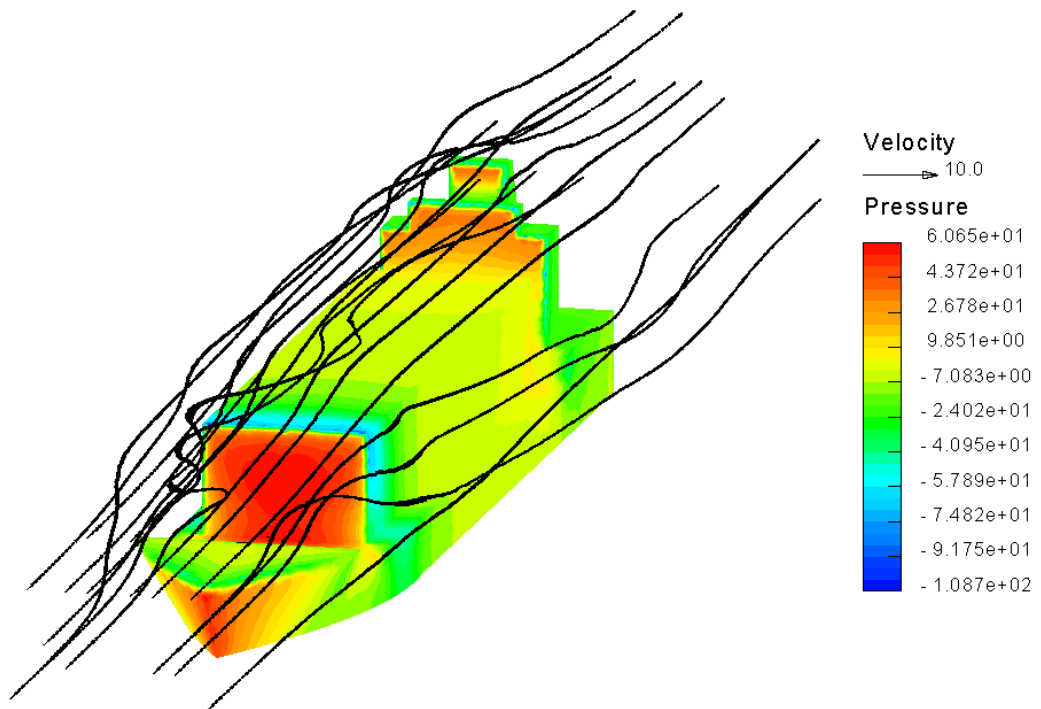


Abb.5.4: Druckverteilung und Stromlinien bei Anströmung von vorn

5.2. Passagierschiff

Aerodynamische Strömungen sind besonders wichtig bei Kreuzfahrtschiffen und Fähren. Da wieder keine geeignete CAD-Beschreibung eines Kreuzfahrtschiffes vorlag, haben wir in AutoCAD ein Kreuzfahrtschiff nach veröffentlichten Generalplänen nachempfunden, Abb.5.5.. Dieser Arbeitsschritt erfordert mindestens zwei Tage und es ist klar, wie wünschenswert für eine Bearbeitung in der Praxis entsprechende CAD Beschreibungen wären. Der generelle Trend zu 3-d Produktdatenmodellen läßt allerdings hoffen, daß derartige Beschreibungen in Zukunft zunehmend bei deutschen Werften auch vorhanden sein werden.

Wieder wurden aus der CAD-Beschreibung hybride Prismen/Tetraeder-Netze erzeugt. Dabei wurden drei Netze mit zunehmender Feinheit erzeugt:

- Grobes Netz mit etwa 1,3 Millionen Zellen
- Mittleres Netz mit etwa 3 Millionen Zellen
- Feines Netz mit 5 Millionen Zellen

Alle Netze hatten die gleiche globale Ausdehnung mit 1 Schiffslängen vor dem Schiff, 2 Schiffslängen hinter dem Schiff, 2 Schiffslängen zur Seite und 3 Schiffslängen nach oben, Abb.5.5.

Das feine Netz ist erheblich feiner und detailgetreuer als die bislang in der Literatur gezeigten derartigen Netze zur Berechnung aerodynamischer Strömungen um Schiffe, Abb.5.6 und Abb.5.7. Das feine Netz erfaßt die meisten Anhänge direkt, Abb.5.8.

Die Berechnungen für verschiedenen Einfallwinkel zeigten, daß eine Feinheit von 1 bis 2 Millionen Zellen für die Praxis als akzeptabler Kompromiß zwischen Aufwand und Genauigkeit genommen werden kann.

Die Berechnung für Wind direkt von vorn zeigten, daß sich auf dem Oberdeck hinter Aufbauten, Abb.5.9, und dem Schornstein, Abb.5.10, "Totwasser"-Zonen mit ausgedehnter Rezirkulation ausbilden. Dies ist ungünstig. Mögliche Gegenmaßnahmen wären z.B. die Schornsteinverkleidung halbdurchlässig zu gestalten. Dies könnte z.B. von dem Programm mit Hilfe von Baffle-Elementen modelliert werden und entsprechende Auswirkungen im Entwurf bereits durchgespielt werden.

Zur Simulation von Rauchgasausbreitung wurde die Strömung als Mehrphasenströmung berechnet, wobei eine zusätzliche Transportgleichung den Wärmeaustausch modelliert. Für den Austritt des Gases aus dem Schornstein wurden Temperatur, Dichte und Geschwindigkeit vorgegeben. Dann wurde die Ausbreitung in schräger Anströmung unter 30° von vorn (relative Windrichtung) und 10 m/s relativer Windgeschwindigkeit simuliert. Die Ausbreitung der Rauchwolke, Abb.5.11, erscheint plausibel. Die Rauchwolke wird dabei definiert durch eine Grenzfläche mit 5% Konzentration des Rauchgases. Für eine derartige Rechnung werden 4 CPU Tage auf einem PC-Cluster mit 6 Knoten für das feinste Netz benötigt. Für das mittlere Netz wurden 2 CPU-Tage auf 4 Knoten benötigt.

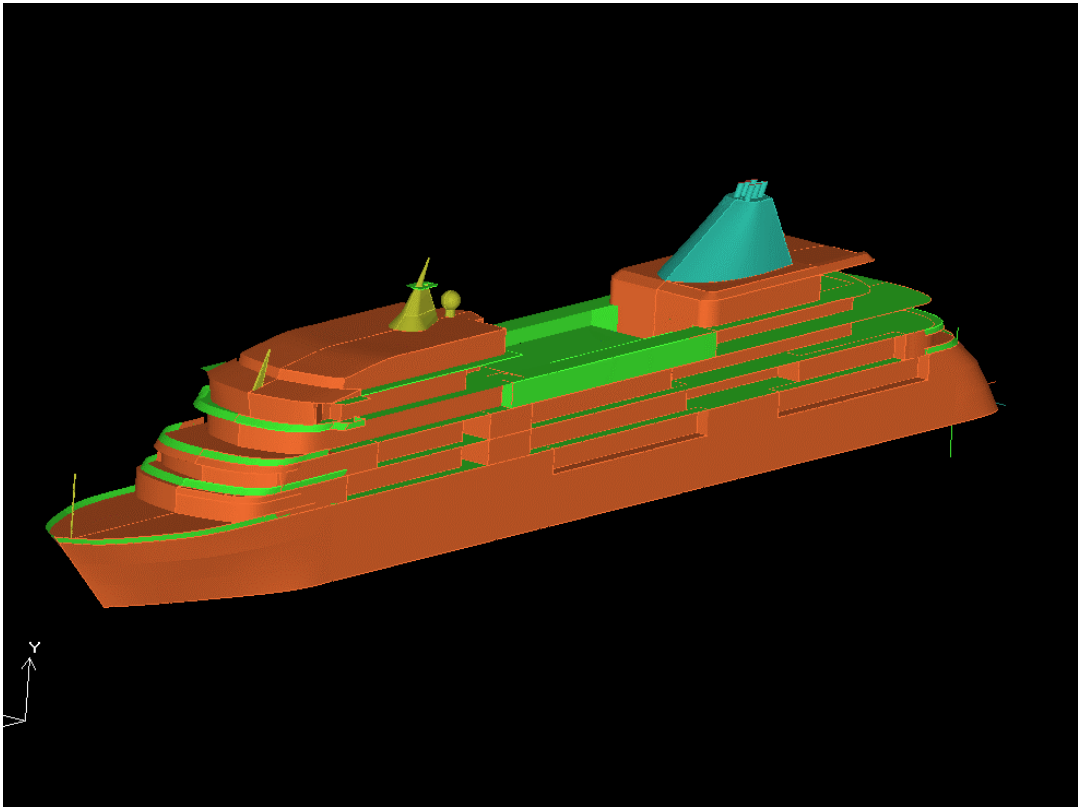


Abb.5.5: CAD Beschreibung des Passagierschiffs

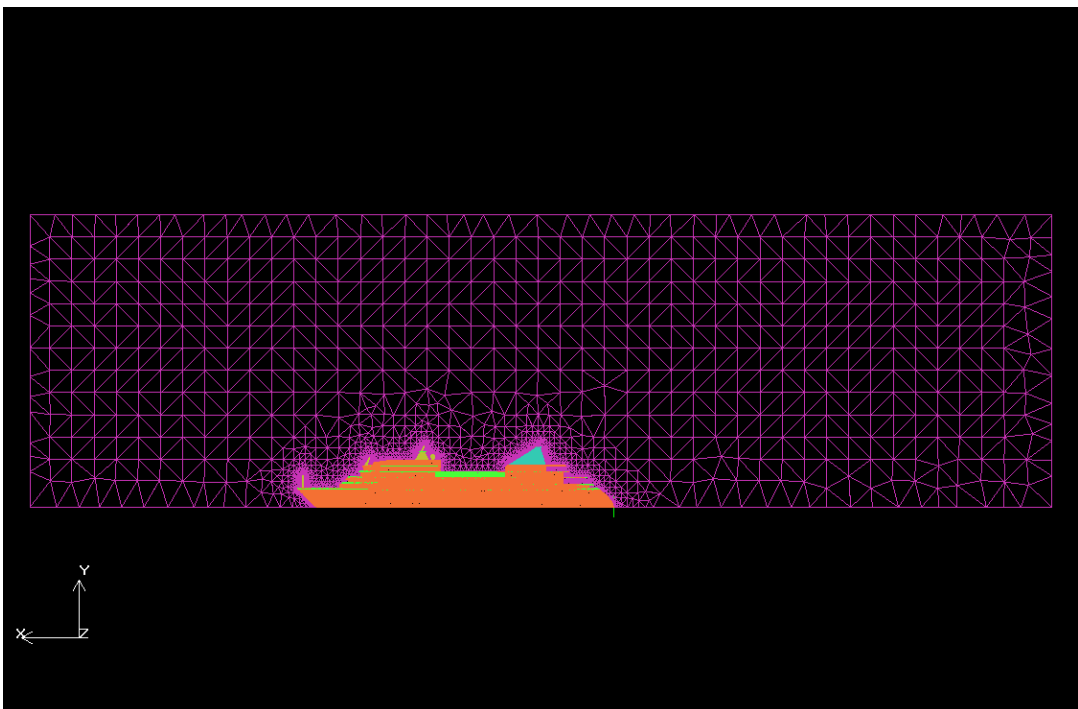


Abb.5.6: Hybridnetz um Passagierschiff; globale Ausdehnung in x-z-Ebene

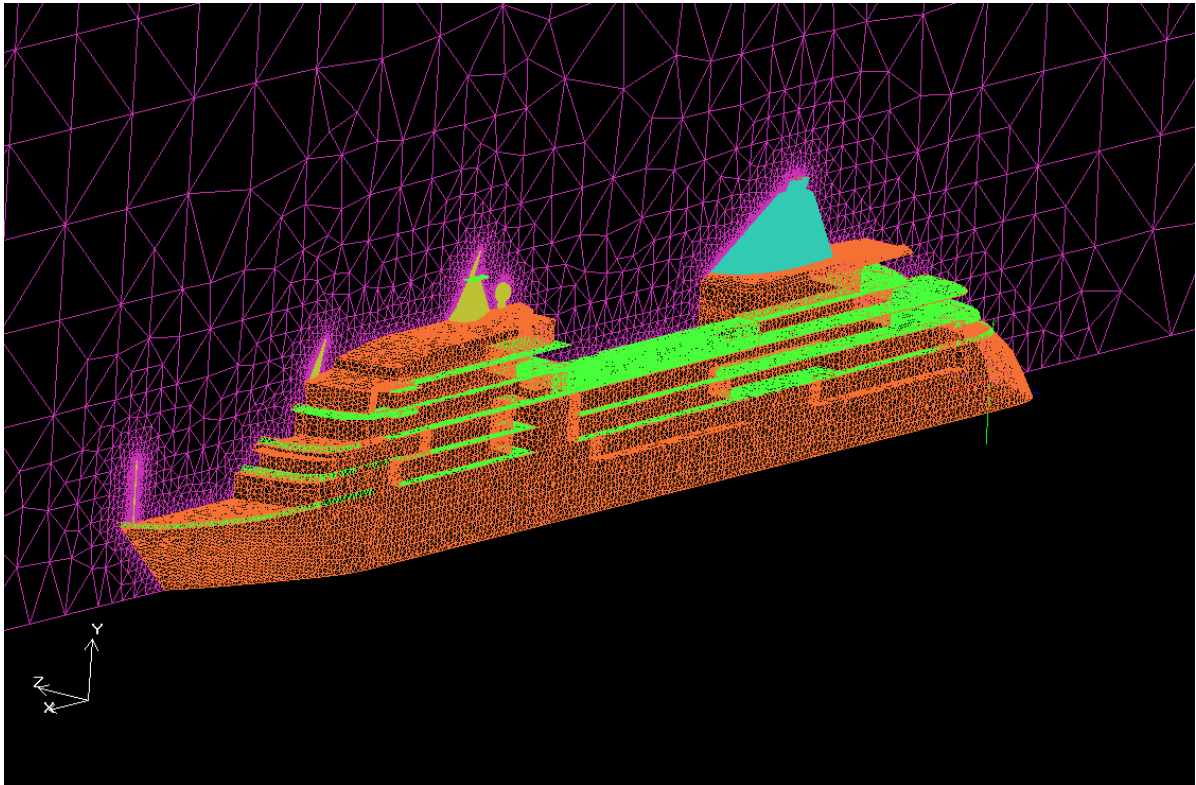


Abb.5.7: Netz auf den Oberflächen des Schiffs

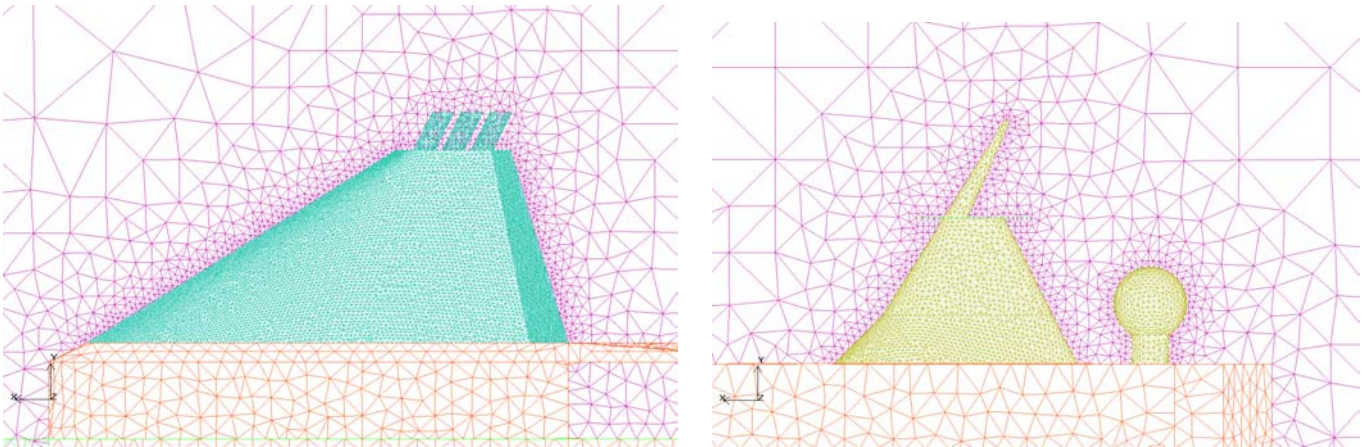


Abb.5.8: Automatische Netzgenerierung um Details;
Links: Schornstein, rechts: Antennen und Radar

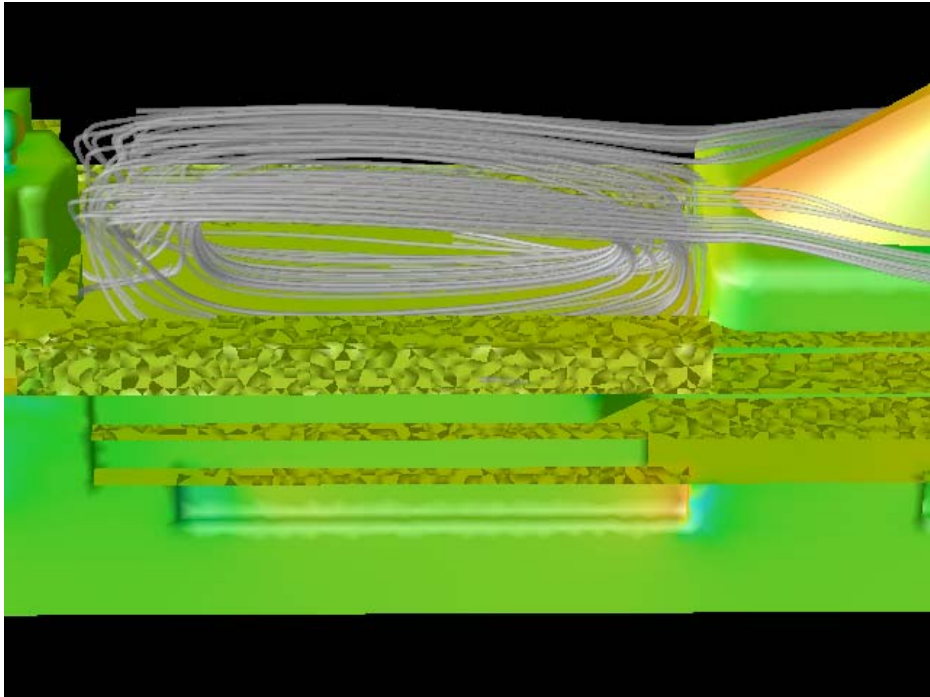


Abb.5.9: Rezirkulationsgebiet auf dem Oberdeck

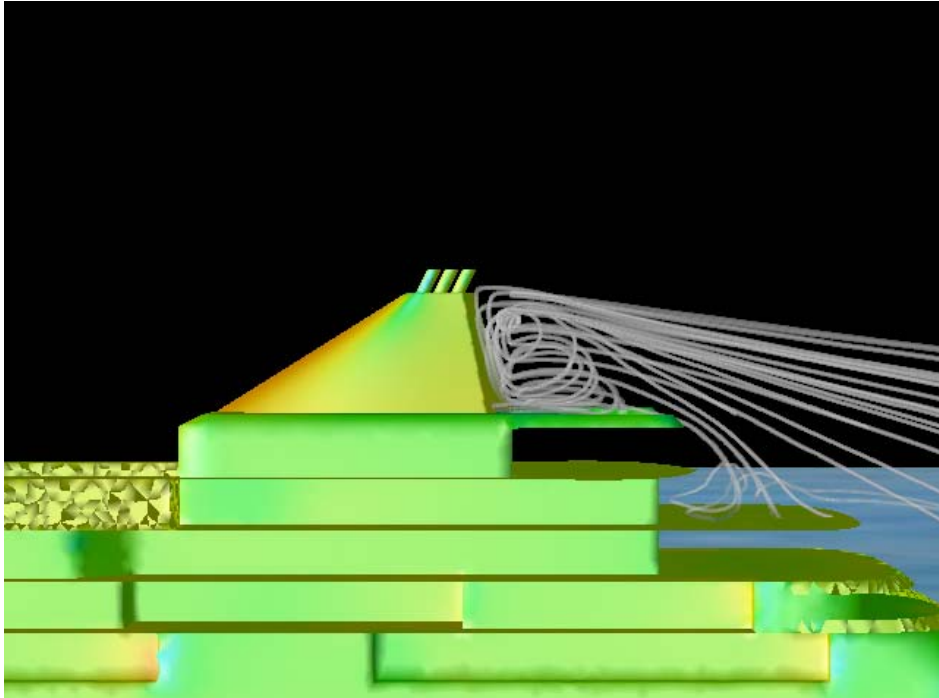


Abb.5.10: Rezirkulationsgebiet hinter dem Schornstein

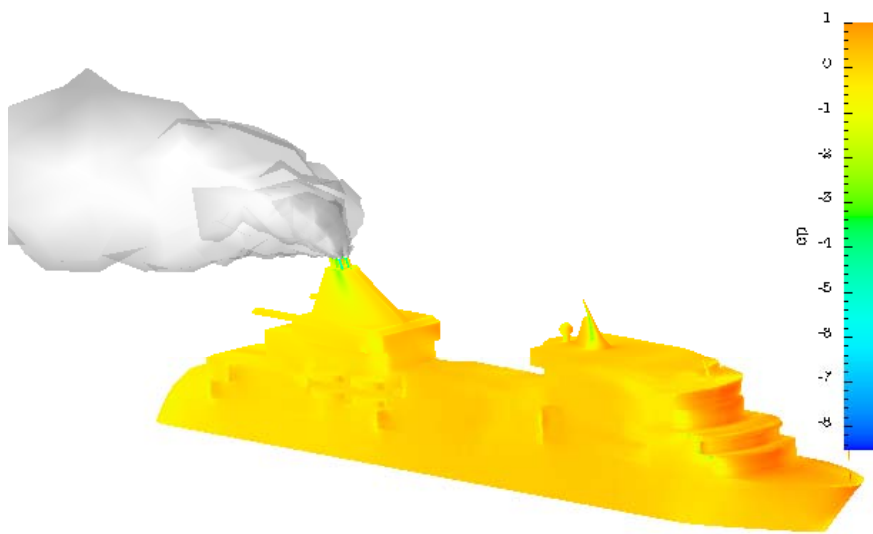


Abb.5.11: Rauchgasausbreitung am Schiff bei schräger Anströmung

5.3. Luftkissenkatamaran (SES)

Luftkissenkatamarane (SES = surface effect ship) sind besonders schnelle Schiffe, die häufig Geschwindigkeiten von über 40 Knoten erreichen. Bei diesen Schiffen spielt der Windwiderstand eine größere Rolle als bei konventionellen Schiffen.

Als typischer Vertreter wurde das französische SES "Agnes 200" ausgewählt, Guezou et al. (1991a,b), Guezou (1993), Abb.5.12. Die "Agnes 200" war 1992 das bis dahin größte gebaute SES der Welt. Sie wurde 1992 mit einer Kapazität von 193 Passagieren zwischen Fécamp-Dieppe (Frankreich) und Brighton (England) eingesetzt, wobei der Ärmelkanal in 2 Stunden überquert wurde. Die folgende Tabelle gibt die Hauptdaten dieses SES:

Verdrängung	250 t	Kissenlänge	41.4 m
L_{oa}	51 m	Kissenbreite	8.0 m
L_{pp}	45 m	Tiefgang ohne Kissen	2.3 m
B_{oa}	13 m	Tiefgang mit Kissen	1.1 m
$B_{Seitenrumpf}$	2.4 m	Geschwindigkeit	40 kn



Abb.5.12: AGNES 200: französischer Luftkissenkatamaran

Zunächst wurde ein CAD Modell in ICEM-CFD für das Schiff erstellt, daß als Ausgangsbasis für die Netzgenerierung diente, Abb.5.13.

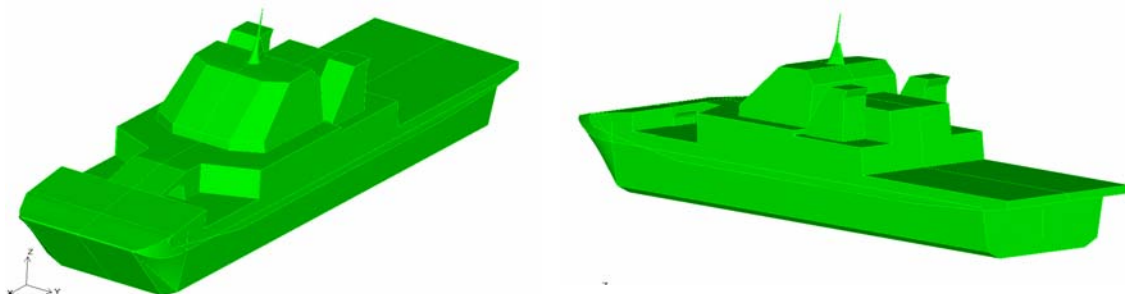


Abb.5.13: CAD Beschreibung der AGNES 200 in ICEM-CFD;
Ansicht von schräg vorn (links) und schräg hinten (rechts)

Ausgehend von der CAD Beschreibung wurde das Finite-Volumen-Netz erstellt. Wir haben dabei einen inneren Bereich in Zylinderform in einen äußeren Rechteckbereich eingefügt,

Abb.5.14. Die äußeren Abmessungen des Netzes waren 1 L vor dem vorderen Lot, 1.5 L hinter dem hinteren Lot, 1.5 L nach oben, 1.5 L zur Seite von der Mittelebene (Symmetrie-Ebene des Schiffs), Abb.5.15. Im äußeren Bereich wurden Blöcke mit regelmäßigen Hexaeder-Elementen eingesetzt, die sehr effizient den Raum diskretisieren. Der innere Zylinderblock wurde so vernetzt, daß bei Drehung um 15° wieder Zellknoten im inneren Block auf Zellknoten im äußeren Block zu liegen kommen, d.h. man konnte jeweils wieder mit "matching interfaces" arbeiten. Da die SES Geometrie eher einfach war, konnte bei dieser Anwendung das gesamte Netz mit Hexaeder-Elementen diskretisiert werden.

Die Berechnungen wurden mit einem Netz mit etwa 2,9 Millionen Zellen (Steuerbord und Backbord zusammen) durchgeführt. Ein gröberes Netz mit 750000 Zellen und ein feineres Netz mit 4,5 Millionen Zellen wurden ebenfalls erzeugt, aber nach anfänglichen Testrechnungen vorerst nicht weiter verfolgt, da sich das mittlere Netz als das für unsere Rechenkapazität geeignetste herausstellte.

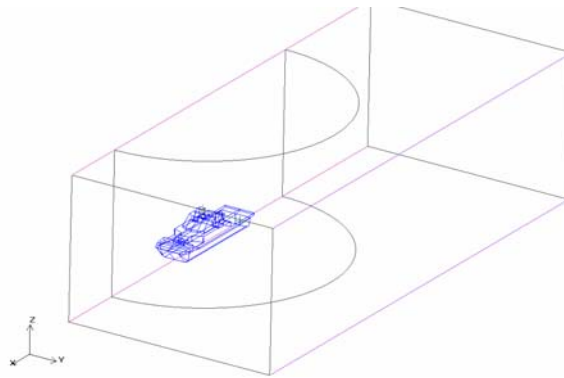


Abb.5.14: Innerer Zylinderblock in äußerem Rechteckblock als Netz-Philosophie

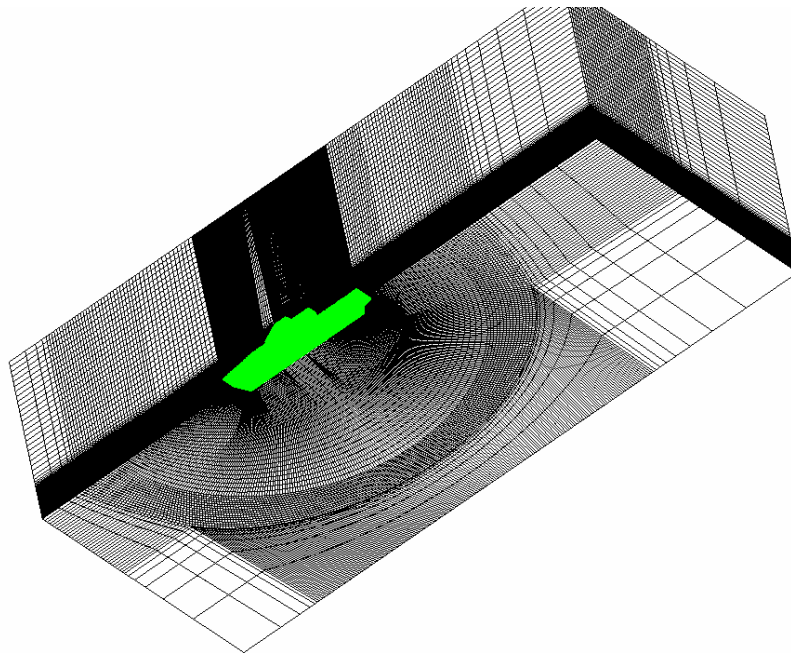


Abb.5.15: Feines Netz; Gesamtüberblick

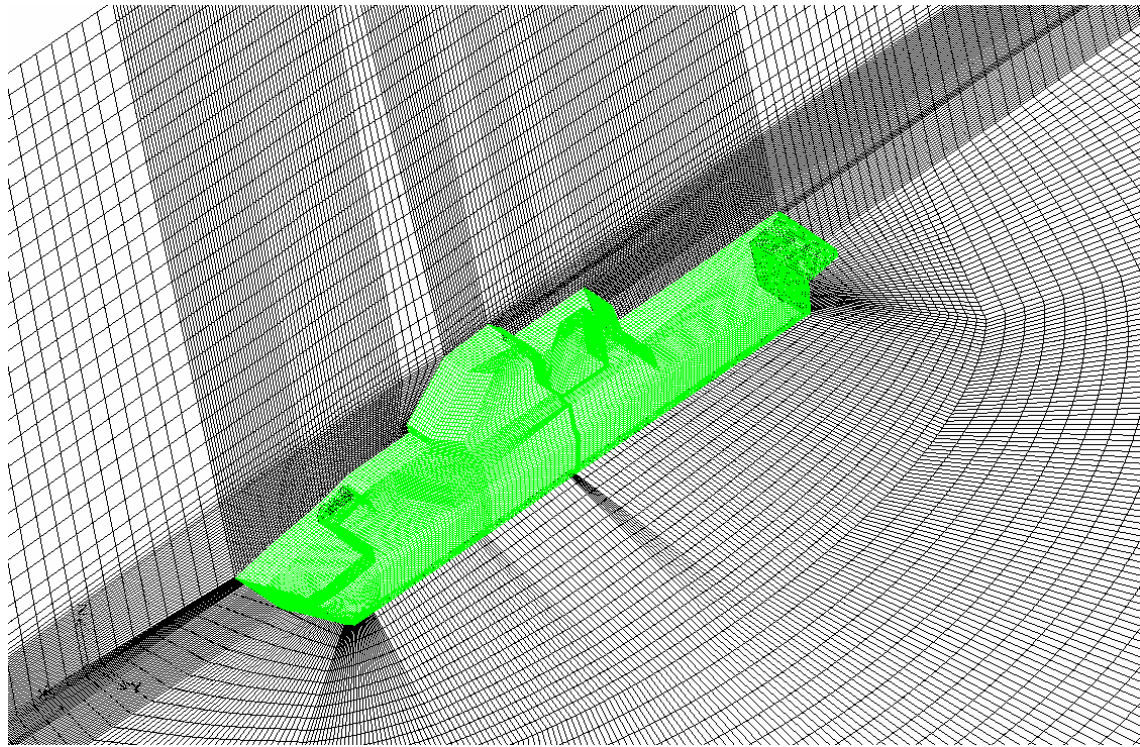


Abb.5.16: Feines Netz; Detail

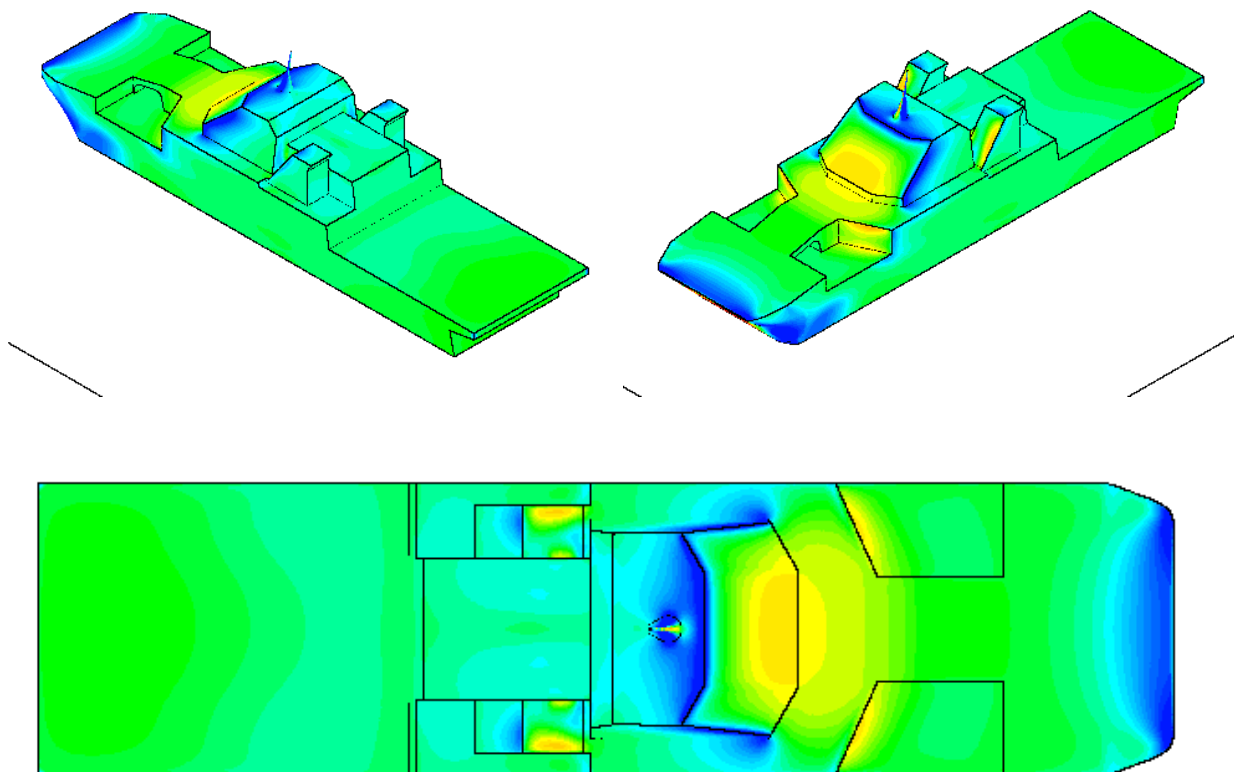


Abb.5.17: Druck auf SES bei 180° Relativwinkel (Wind von vorn)

Für Wind direkt von vorn (also z.B. reiner Fahrtwind) ergibt sich ein Druckverteilung wie qualitativ erwartet, Abb.5.17: An der Schürze staut sich die Strömung zu einer großen Überdruckzone. Kleinere Überdruckzonen bilden sich dann an den vertikalen Seiten des Aufbaus (teilweise im Windschatten) und der angeschrägten Kabine. An den Kanten, vor allem oberhalb der Kabine, entstehen entsprechend Unterdruckzonen.

Abb.5.18 zeigt Stromlinien, die hinter der Kabine gestartet wurden. Es kommt zu Totwasser-gebieten mit Rezirkulation auf dem Helikopterdeck und verstärkt hinter dem Schiff. Zwischen den Schornsteinen bilden sich ausgeprägte Wirbel aus, die in den „Korkenzieher“-Stromlinien deutlich sichtbar werden.

Abb.5.19 zeigt Stromlinien, die im Vorschiff gestartet wurden. Dabei werden zwei Schichten mit einem Unterschied von 0,55 m Höhe gezeigt. Dies beeinflusst in diesem Fall den Verlauf der Stromlinien stark, was einen Eindruck der Dreidimensionalität dieser Strömungen vermittelt. Die unteren Stromlinien werden im Außenbereich in den Vertiefungsbereich vor der Kabine heruntergezogen und laufen dann seitlich um das Schiff herum. Die unteren Stromlinien im Mittelbereich laufen auf die untere Kante der Kabine und werden stark abgebremst. Im Rahmen der Rechengenauigkeit der Stromlinienverfolgung verschwinden diese Stromlinien daher. Bei der Schicht, die 0,55 m höher startet, verlaufen die mittleren Stromlinien über die Kabine und bilden deutliche Rezirkulationsgebiete hinter der Kabine. Die Strömung wird nicht mehr in die Zwischenvertiefungen vor der Kabine geführt.

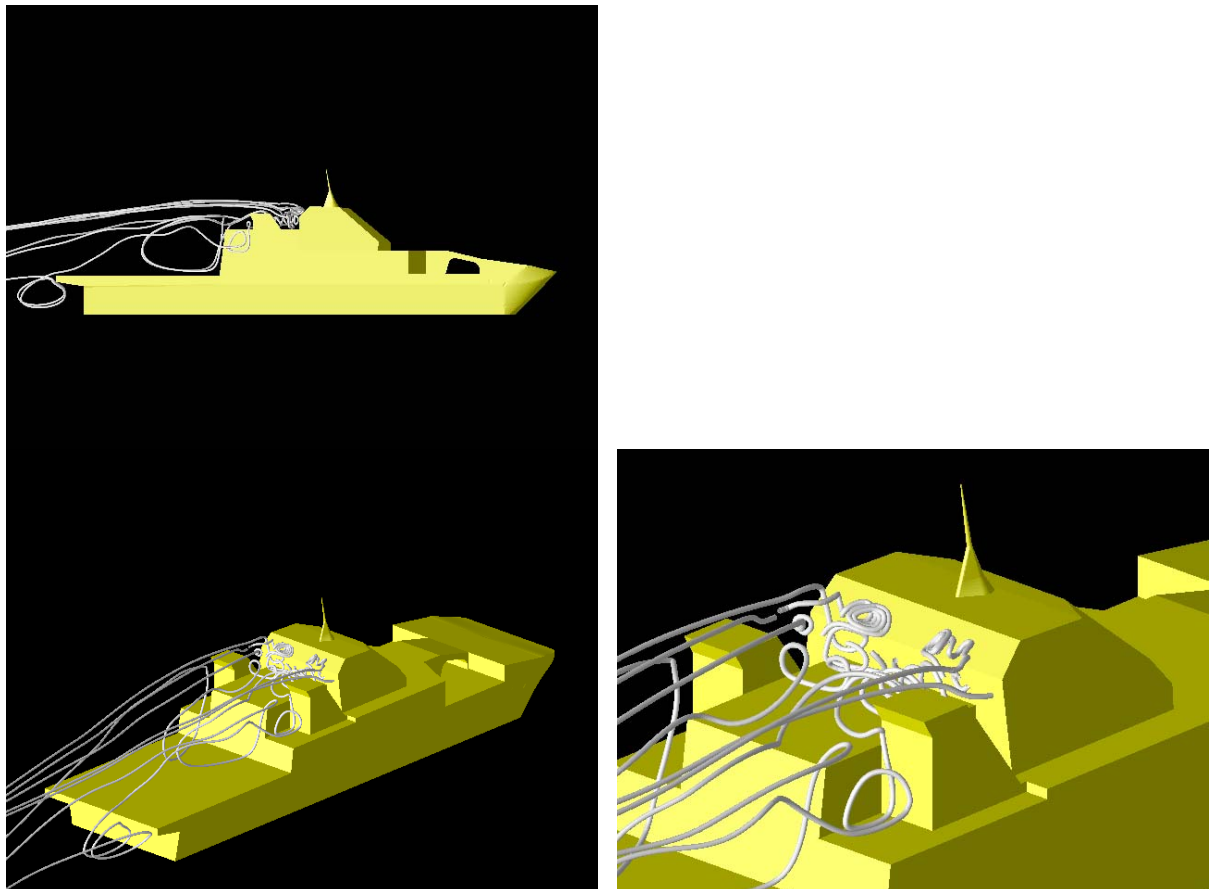


Abb.5.18: Stromlinien am Helikopterdeck bei 180° Relativwinkel (Wind von vorn)

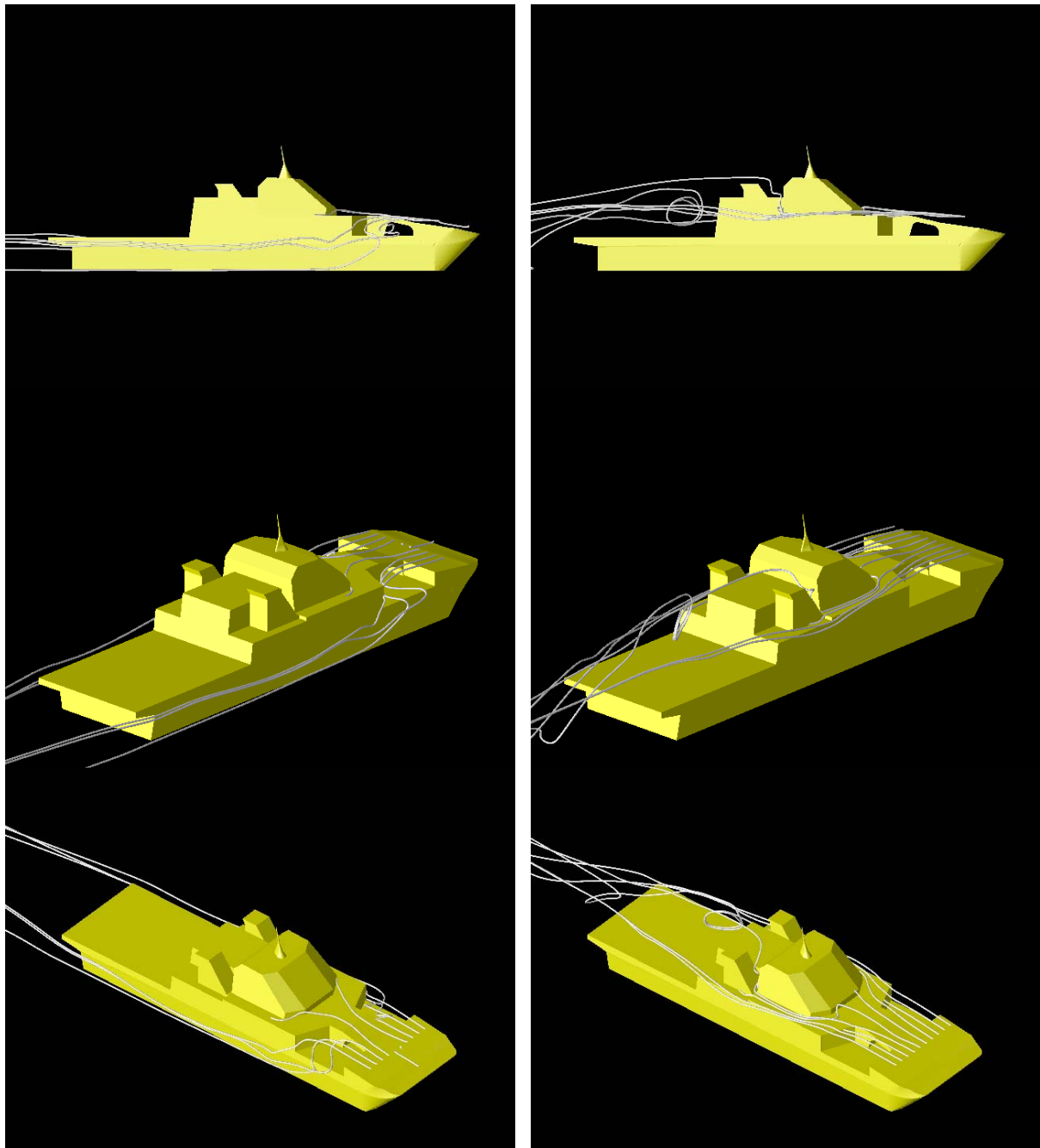


Abb.5.19: Stromlinien im Vorschiff bei 180° Relativwinkel (Wind von vorn);
links tiefere Schicht als rechts

Schon bei leichter Schräganströmung (170° Relativwinkel, d.h. 10° von vorn) ändert sich die Druckverteilung deutlich, Abb.5.20, und es kommt vermehrt zu Wirbelbildung. Die Überdrücke an der Kabine steigen. Auf der Luv-Seite verschwinden an den Seiten die Unterdrücke weitgehend, während auf der Lee-Seite deutlich sich größere Unterdruckzonen ausbilden.

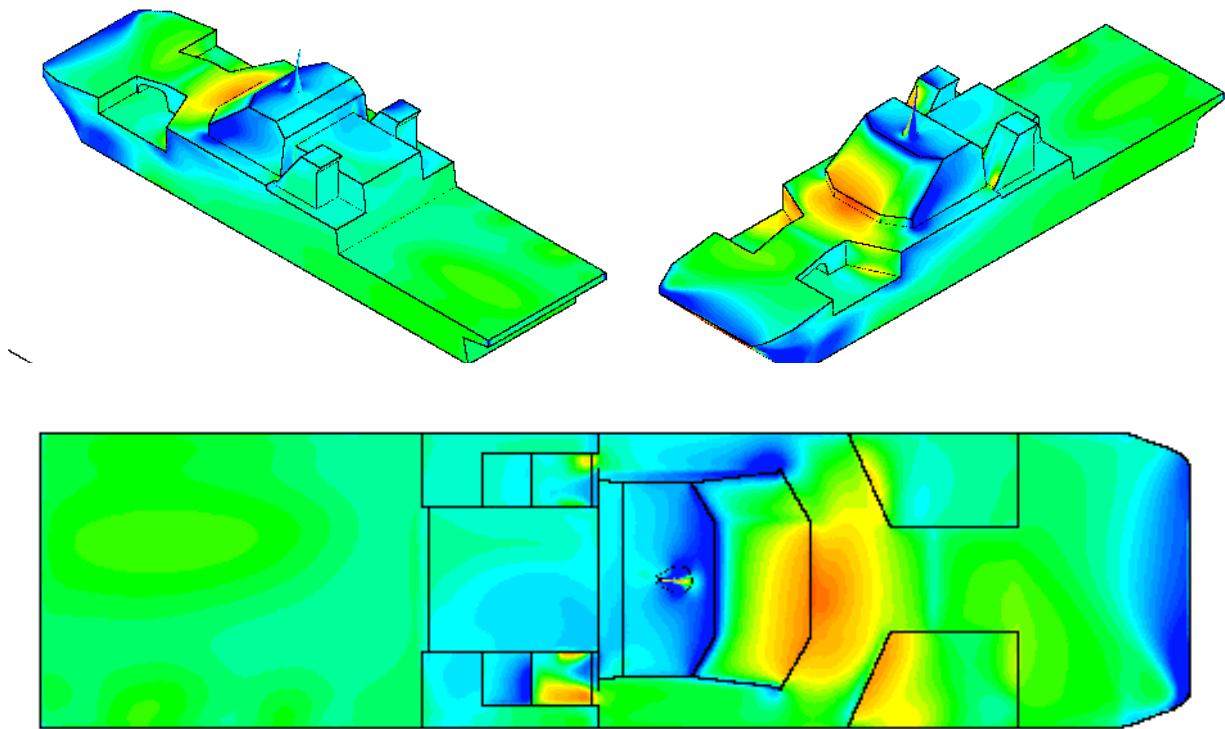


Abb.5.20: Druck auf SES bei 170° Relativwinkel (Wind schräg von vorn);

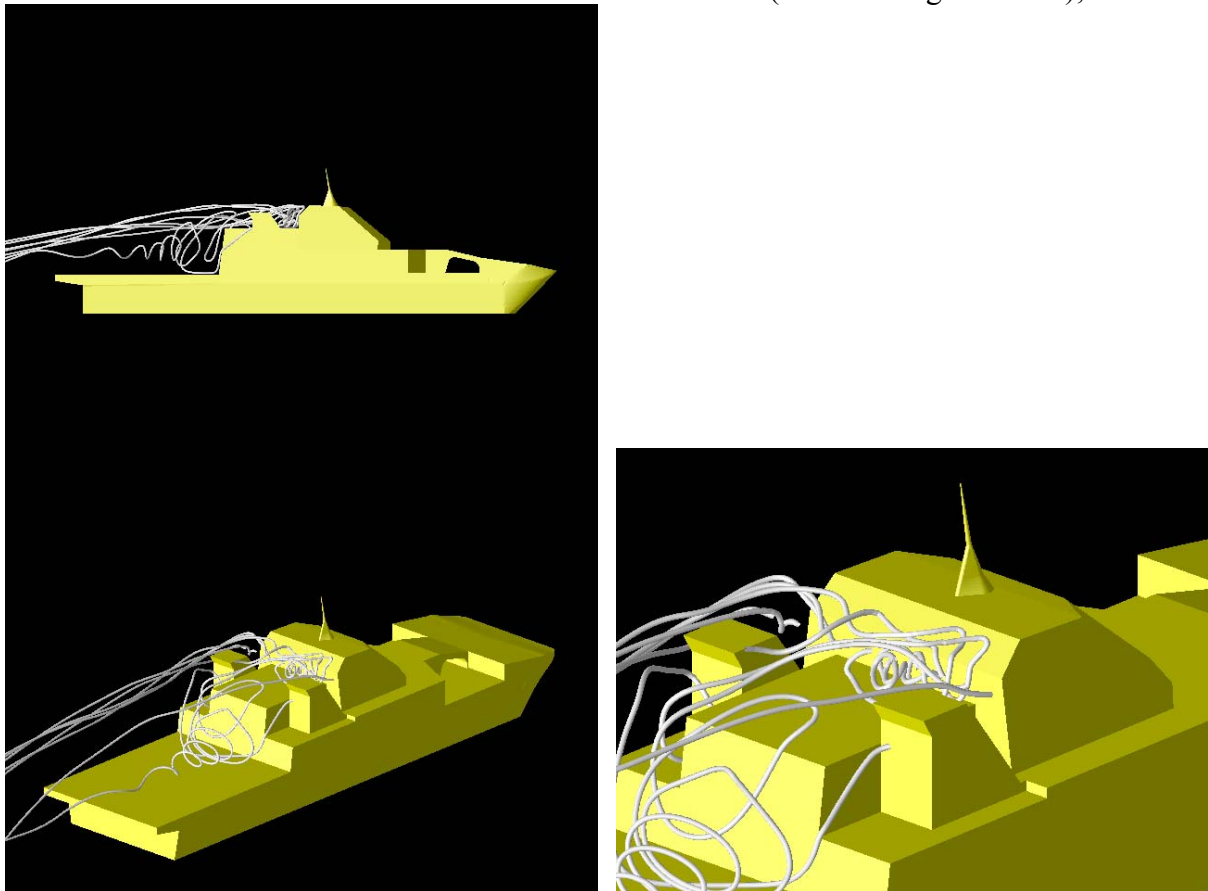


Abb.5.21: Stromlinien am Helikopterdeck bei 170° Relativwinkel (Wind schräg von vorn)

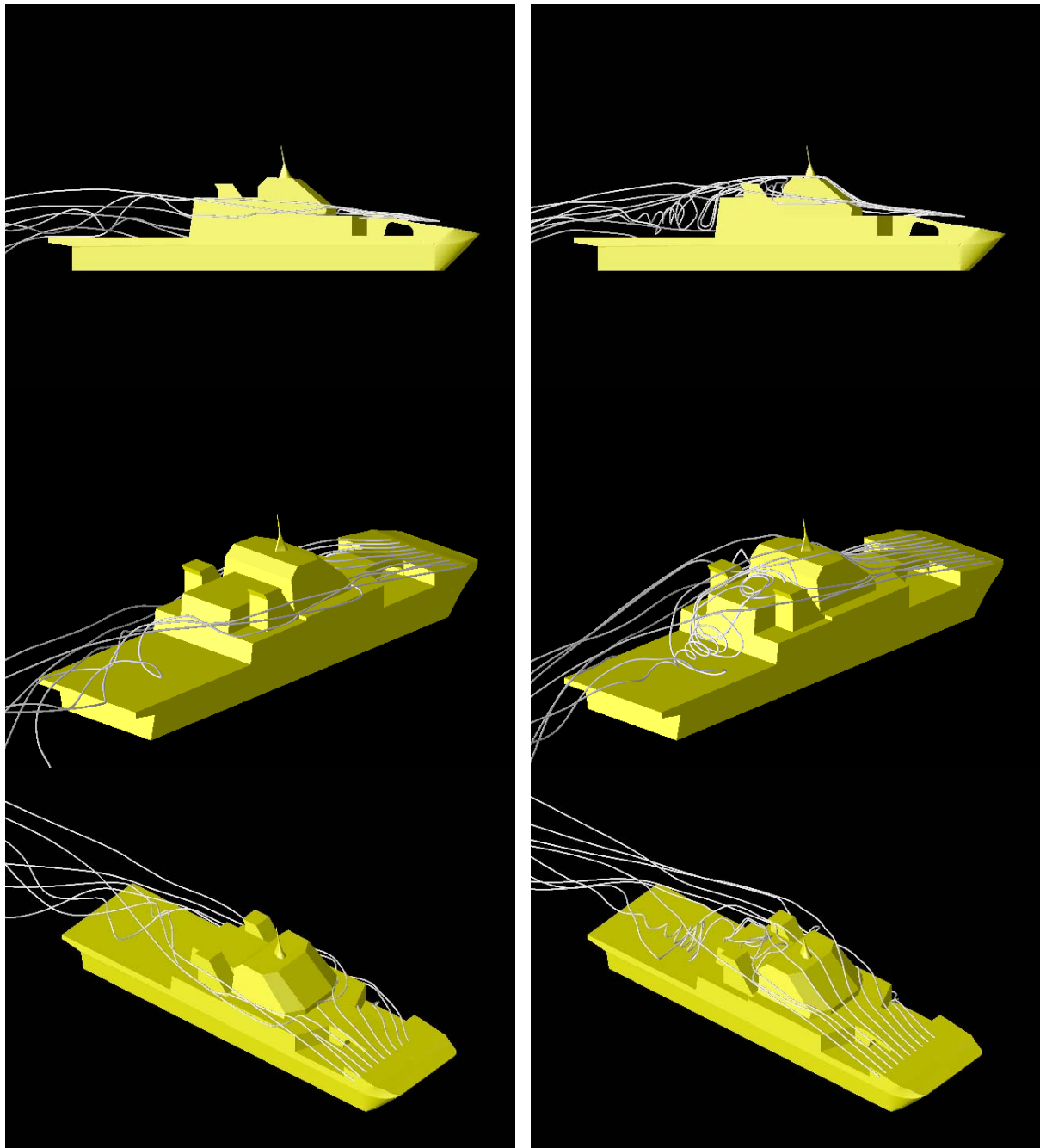


Abb.5.22: Stromlinien am Helikopterdeck bei 170° Relativwinkel (Wind schräg von vorn);
Links tiefere Schicht als rechts

Die bei 170° beobachteten Veränderungen verstärken sich mit zunehmendem Relativwinkel. Wir haben als typischen Winkel für maximale Lasten den Winkel 150° gerechnet, Abb.5.23 bis 5.25. Bei der Druckverteilung bildet sich eine deutliche Schattenzone hinter der Kabine aus. Die Strömung verläuft weitgehend in Querrichtung und es liegen daher kaum Aufbauten im Windschatten anderer Aufbauten, was die Strömung deutlich gleichförmiger macht. Die Strömung um das SES ähnelt dabei der um einen Tragflügel. Auf der Windschattenseite wird die Strömung teilweise von den Unterdrücken angesaugt, bevor weit hinter dem Schiff wieder die ursprüngliche Strömungsrichtung angestrebt wird. Dies wird erst bei einer größeren Perspektive deutlich, Abb.5.26.

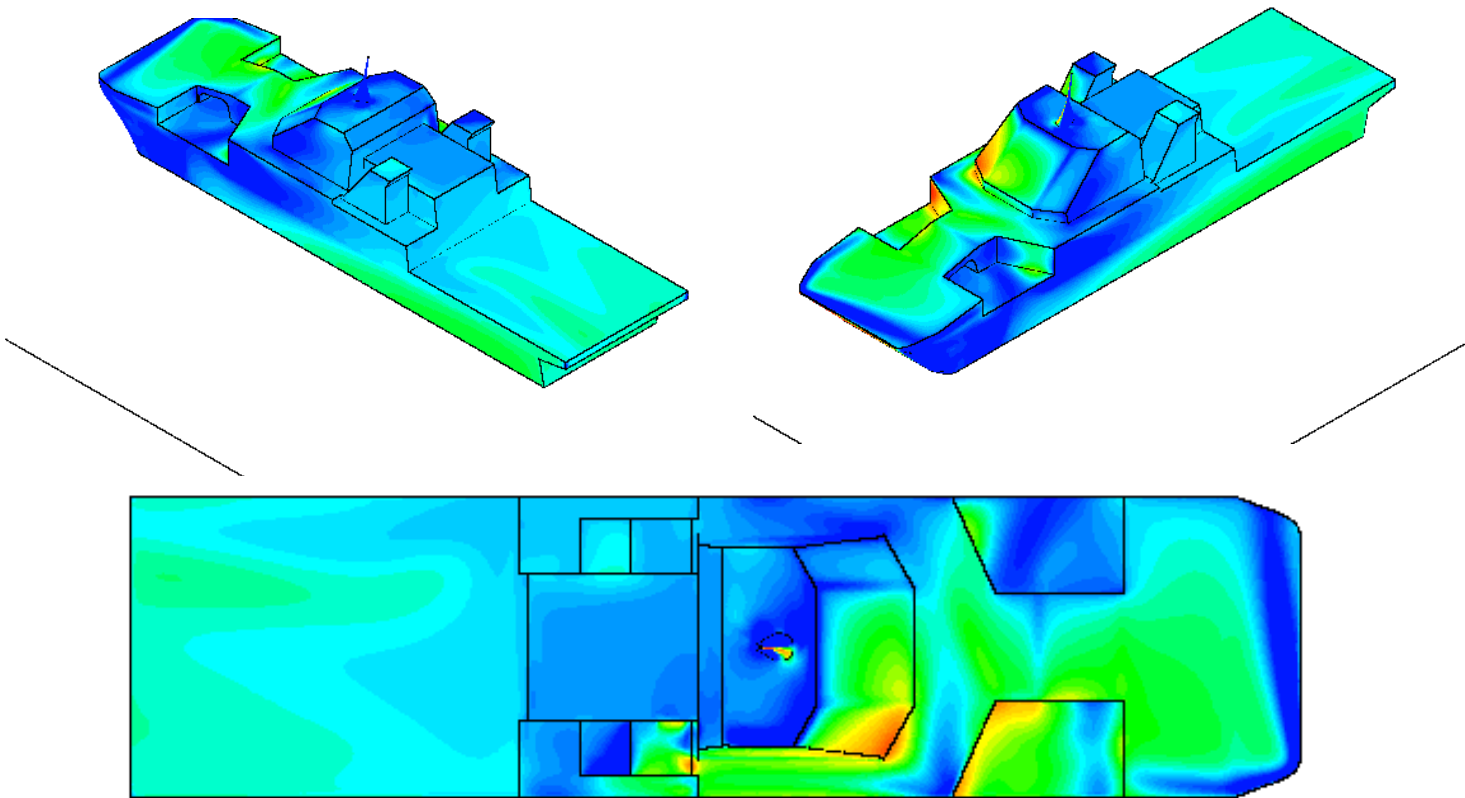


Abb.5.23: Druck auf SES bei 150° Relativwinkel (Wind schräg von vorn);

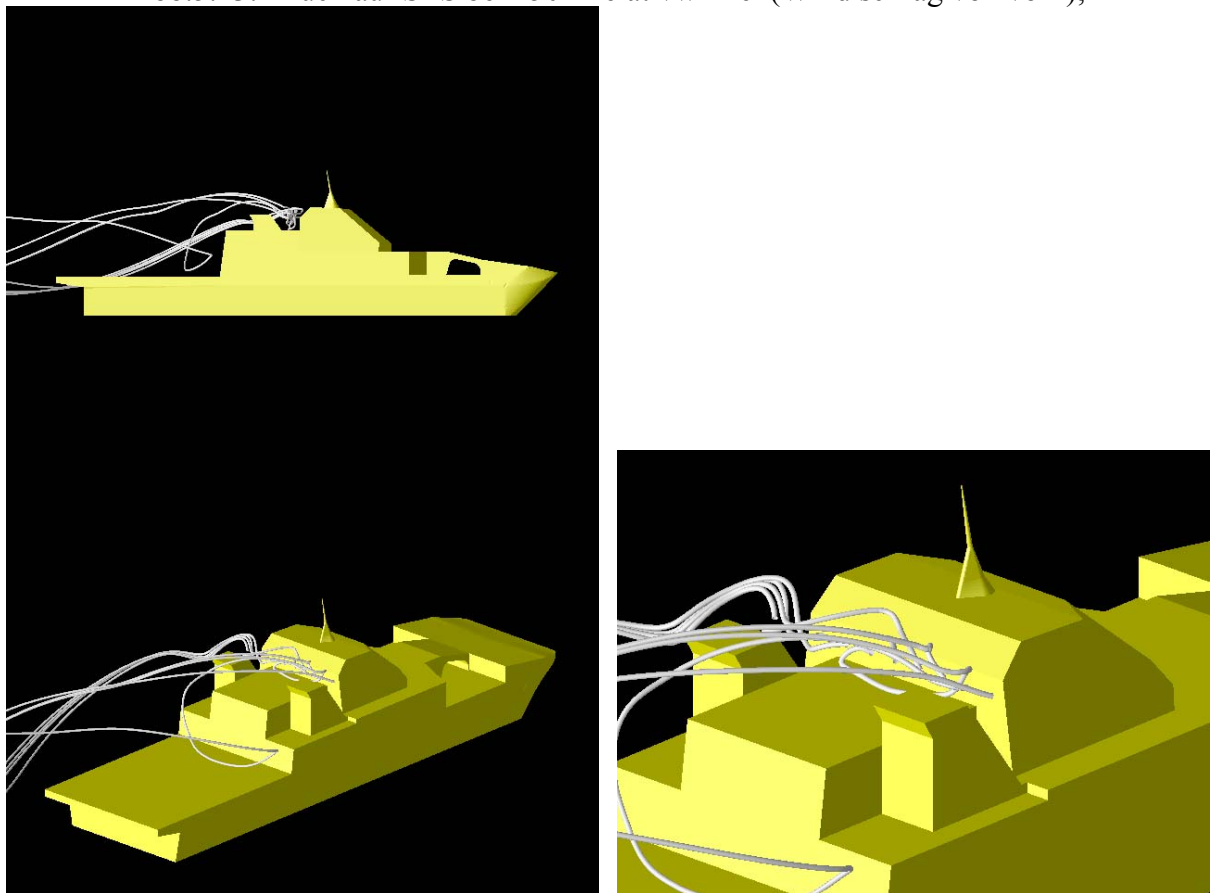


Abb.5.24: Stromlinien am Helikopterdeck bei 150° Relativwinkel (Wind schräg von vorn)

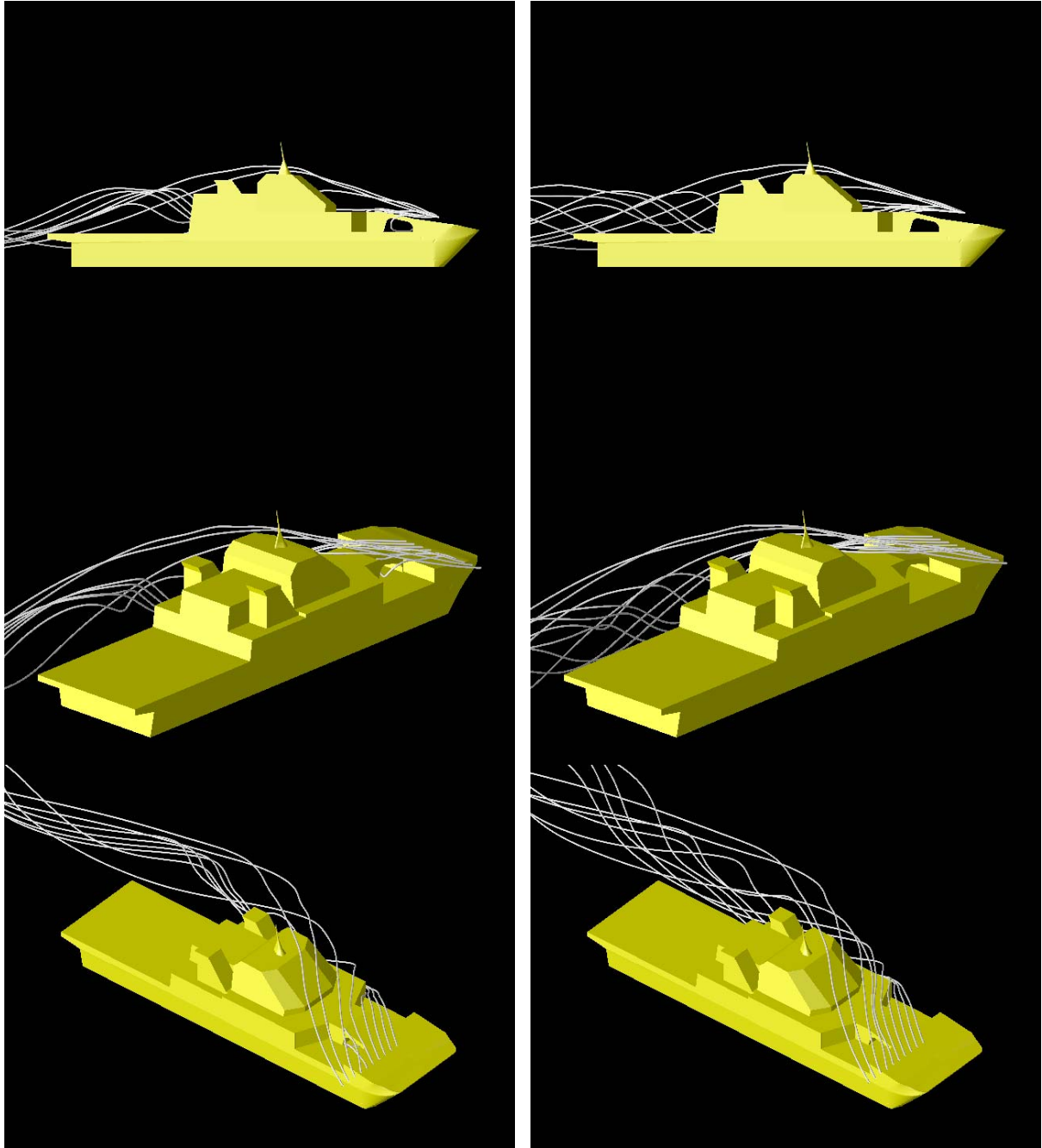


Abb.5.25: Stromlinien im Vorschiff bei 150° Relativwinkel (Wind von vorn);
links tiefere Schicht als rechts

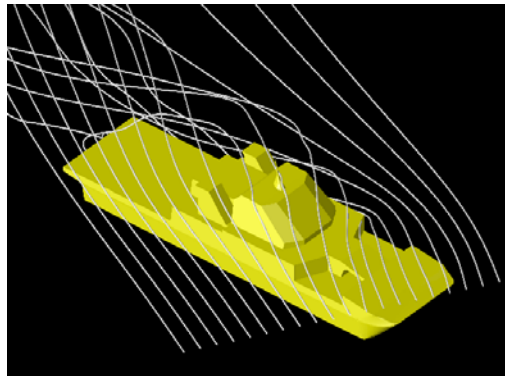


Abb.5.26: Stromlinien weiter entfernt im Vorschiff bei 150° Relativwinkel (Wind von vorn)

5.4. Schnelles Einrumpfschiff

Als Beispiel für ein schnelles Einrumpfschiff wurde die "Superfast VI" Fähre ausgewählt, die von Howaldtswerke-Deutsche Werft AG (HDW) gebaut wurde, Abb.5.27, Tabelle I, Mechner (2001). Diese Fähre ist Teil einer Serie der griechischen Reederei Attica Enterprises S.A., wobei sie schneller und größer ist als ihre Vorbauten. Der Aufbau der Superfast-Fähre hat einen Schornstein, der durch seine beiden seitlichen Flügel zu einem Markenzeichen dieser Schiffe geworden ist. Vor dem Schornstein ist eine Helikopter-Plattform, wo Kranke und Verletzte durch einen Hubschrauber aufgenommen werden können.

Tabelle I: Hauptabmessungen der Superfast VI

Länge über alles	Loa	[m]	203,90
Länge zwischen den Loten	Lpp	[m]	185,60
Breite	B	[m]	25,00
Tiefgang	T	[m]	6,40
Geschwindigkeit	V	[kn]	28,60



Abb.5.27: Photo der Superfast VI

Die Netzgenerierung ging von einer IGES-Beschreibung der Fähre aus, die von HDW zur Verfügung gestellt wurde. Dies ist der normale Arbeitsablauf bei CFD-Rechnungen für das Unterwasserschiff. In diesem Fall stellte sich allerdings ein wesentliches Problem bei der Datenkommunikation heraus. Die Werft hatte eine sehr detaillierte Beschreibung des Schiffes für ihre Zwecke erstellt, die jede Gitterstange, jede Aussparung, selbst Schriftzüge erfaßte, Abb.5.28. Zunächst einmal mußten bei uns Rechner neu konfiguriert werden, bevor die entsprechend große IGES-Datei gelesen werden konnte. Die IGES-Datei war dann nicht direkt zur Netzgenerierung zu gebrauchen, da das Netzgenerierungsprogramm ICEM-CFD einfach zusammenhängende Flächen ohne Aussparungen benötigt, wenn entsprechende Grenzflächen für das CFD-Netz erzeugt werden sollen. So mußte die IGES-Beschreibung wieder vereinfacht werden. Abb.5.29 dokumentiert Zwischenstadien dieser Aufgabe. Die Aufbereitung der IGES-Datei bis zu einem Zustand, wo die Netzgenerierung beginnen

konnte, nahm Wochen manueller Arbeit in Anspruch! Im Nachhinein kann man sagen, daß es wohl schneller gewesen wäre, die IGES-Beschreibung neu selbst zu erzeugen. Hier besteht Entwicklungsbedarf für ein weitgehend automatisches Verfahren zur Vereinfachung derartiger CAD-Beschreibungen oder entsprechendes Zwischenspeichern von größeren Modellvarianten auf der Werft, die ja auch erst einmal mit erheblichem Arbeitsaufwand die jetzt störenden Details ins Modell gebracht hat.

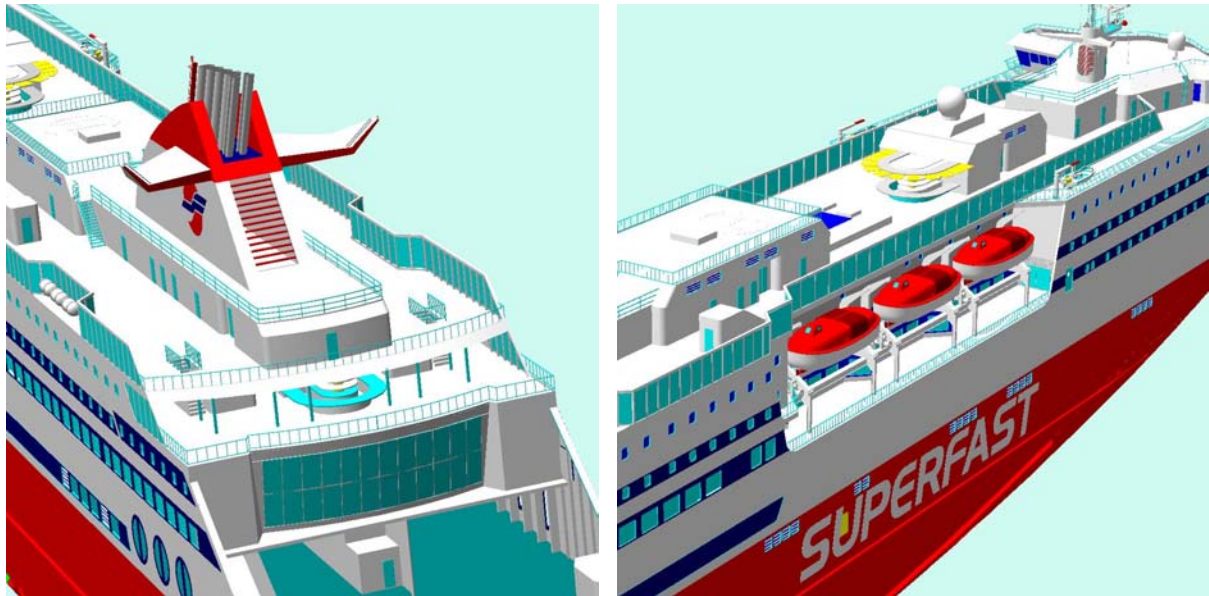


Abb.5.28: Original-IGES-Beschreibung

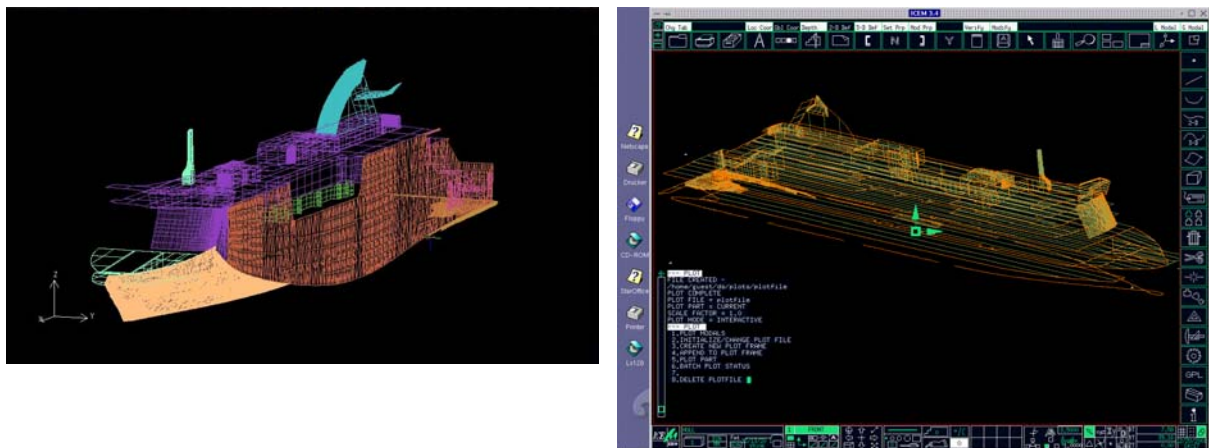


Abb.5.29: IGES-Beschreibung während der Aufbereitungsphase

Nachdem eine akzeptable IGES-Beschreibung vorlag, wurden mit ICEM verschiedene Netze mit Tetraeder-Elementen erzeugt und mit Comet gerechnet. Diese Rechnungen zeigten zunächst nicht erklärliche Probleme (keine Konvergenz, riesige Unterdrücke an Ecken des Rechnungsgebiets). Durch zahlreiche Netzvariationen und neue Rechnungen konnten Fehlerquellen eingekreist werden:

- ICEM erzeugt Zellen mit sehr schlechten Seitenverhältnissen, wenn man grobe Netze (ab 500,000 Zellen abwärts) benutzt.
- ICEM erzeugt manchmal bei feinen Netzen an den äußeren Ecken des Berechnungsgebiets fehlerhafte Zellen mit Löchern im Rechnungsgebiet oder Überlappungen. Diese werden nicht automatisch erkannt, zerstören aber die gesamte Lösung von Comet.

Zudem ergab sich das praktische Problem, daß ab etwa 2 Millionen Zellen aufwärts die Netzgenerierung mit ICEM sehr zeit-intensiv wird auf den vorhandenen Rechnern, da z.B. Abspeichern eines Netzes bereits 30 Minuten dauern kann. Das Aufspüren eines Fehlers in ICEM ist in sich natürlich ein nützliches Ergebnis für die Zukunft, verzögerte aber die inhaltliche Abwicklung des Projekts.

Das am meisten benutzte Netz hatte 680.000 Zellen (pro Symmetriehälfte) und erstreckte sich von 1 L vor dem vorderen Lot bis 2 L hinter dem hinteren Lot, 2 L zur Seite und 1 L in die Höhe (über CWL Ebene), Abb.5.30.

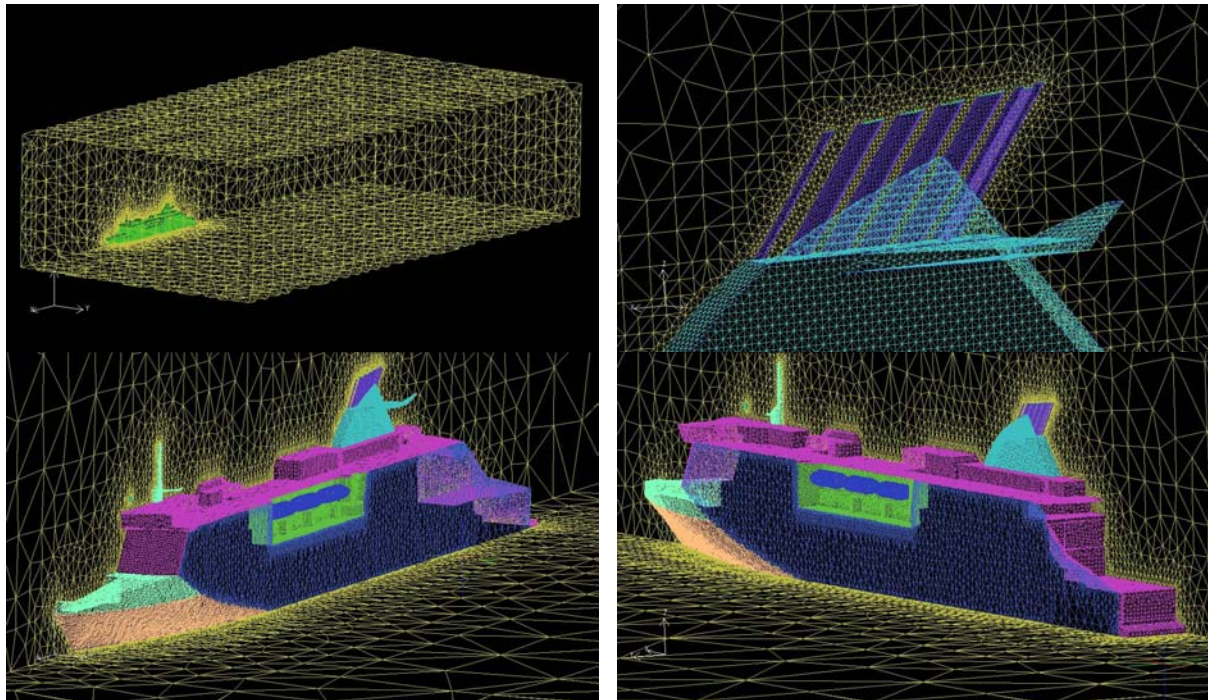


Abb.5.30: Netz für Superfast

Im Windtunnel des ehemaligen Instituts für Schiffbau, jetzt TU Hamburg-Harburg AB 3-13, wurden Modellversuche für die Superfast-Fähren von HDW durchgeführt. Das Modell, Abb.5.31, hatte einen Modellmaßstab von 1:150 und wurden aus Holz gefertigt. Die Detailerfassung der Geometrie entspricht dabei etwa dem des benutzten CFD Modells. Die Modelle wurden mit maßstabgerechten Rohren ausgestattet, um Rauch und Abgasausbreitung untersuchen zu können. Die Strömung um das Modell wurde mit verdampftem Öl mit Hintergrundbeleuchtung visualisiert. Zudem wurden Modellkräfte mit einer Sechskomponentenwaage für Relativwinkel zwischen 0° und 180° gemessen für 27.5 m/s Windtunnel Geschwindigkeit. Dies entspricht einer Reynoldszahl von $R_n=2.5 \cdot 10^6$. Wirklich relevant sind allerdings die großen Begegnungswinkel für die Beurteilung der Fähre bei Entwurfsgeschwindigkeit. So sind die relativen Begegnungswinkel auf einen Bereich von $180^\circ \pm 14^\circ$ beschränkt bei 28,6 Knoten Schiffsgeschwindigkeit und Windstärke Bft 2-3 (Windgeschwindigkeit 3,5 m/s).

Die Strömung wurde insbesondere hinsichtlich Ablösung am Oberdeck und Ausdehnung der Ablösungszone hinsichtlich des Schornsteins untersucht, Abb.5.32-5.33. Das wichtigste Resultat der lokalen Strömungsuntersuchung war, daß die Strömungablösung am oberen Steuerhaus oberhalb des Schornsteins in der freien Strömung verläuft. Bei relativem Winkel 90° (d.h. starken schräg achterlichen Winden, die zu Relativwinkel genau von der Seite

führen) wirkt das Schiff wie eine Längswand mit langer Ablösezone, die an der windzugewandten Oberkante der Aufbauten anfängt und in Großausführung mehr als 100 m auf Lee (windabgewandte Seite) ausgedehnt ist, Abb.5.34. Der Schornstein ragt aus dieser Ablösezone auf der windzugewandten Seite, aber seine eigene Lateralfläche führt zu einer eigenen lokalen Ablösezone. Abgasuntersuchungen wurden für verschiedenen Windrichtungen und Geschwindigkeiten durchgeführt. Das generelle Ergebnis war, daß die Abgasrohre hoch genug angeordnet sind, um außerhalb der Ablösezone zu liegen.



Abb.5.31: Modell im Windtunnel



Abb.5.32: Windtunnel 180° (Wind von vorn)

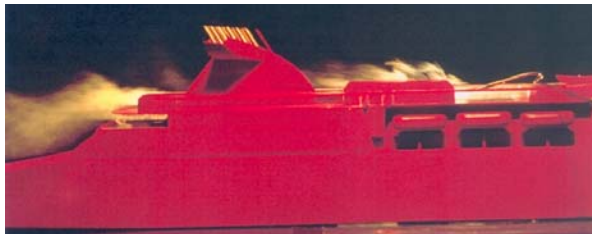


Abb.5.33: Windtunnel 180° (Wind von vorn)

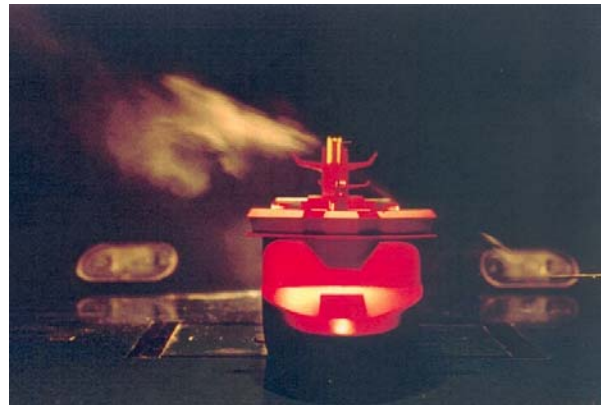


Abb.5.34: Windtunnel 90° (Wind von Seite)

Die Untersuchungen werden mit Photos dokumentiert, die häufig nur schwer zu interpretieren sind. Die obigen Ergebnisse sind aus dem Bericht des Untersuchungsingenieurs im Windtunnel wiedergegeben, werden aber kaum aus den Photos deutlich. Hier zeigt sich ein klarer Vorteil von CFD, wo die Details sehr viel klarer darstellbar und kommunizierbar sind.

Windkräfte werden wie üblich dimensionslos gemacht:

$$C_x = F_x / (q \cdot A_L) \quad C_y = F_y / (q \cdot A_L) \quad C_z = F_z / (q \cdot A_L) \quad (42)$$

$$C_{mx} = M_x / (q \cdot A_L \cdot L_{oa}) \quad C_{my} = M_y / (q \cdot A_L \cdot L_{oa}) \quad C_{mz} = M_z / (q \cdot A_L \cdot L_{oa}) \quad (43)$$

Dabei ist $q = \frac{1}{2} \cdot \rho_a \cdot U_a^2$ der Staudruck, ρ_a die Dichte der Luft, U_a die relative Windgeschwindigkeit, $A_L = 4599 \text{ m}^2$ die Lateralfläche.

Zunächst wurden Rechnungen mit einem Netz mittlerer Feinheit wie oben beschrieben (etwa 1.360.000 Zellen auf beiden Seiten zusammen) durchgeführt für Wind von vorne ($\mu = 180^\circ$). Es wurden Rauchversuche simuliert. Die Ausströmgeschwindigkeit des Rauchgases aus dem Schornstein wurde gleich der relativen Windgeschwindigkeit vorgegeben. Die Rauchgas-

temperatur mit 20° C (=293 K). Die Dichte des Rauchgases wurde gleich der Luftdichte angesetzt. Die berechnete Druckverteilung ist plausibel, Abb.5.35. Die Rauchgasausbreitung ist qualitativ ebenfalls wie erwartet. Allerdings zeigt ein Vergleich mit den Windtunnelbeobachtungen, daß sich die Rauchwolke zu schnell aufweitet.

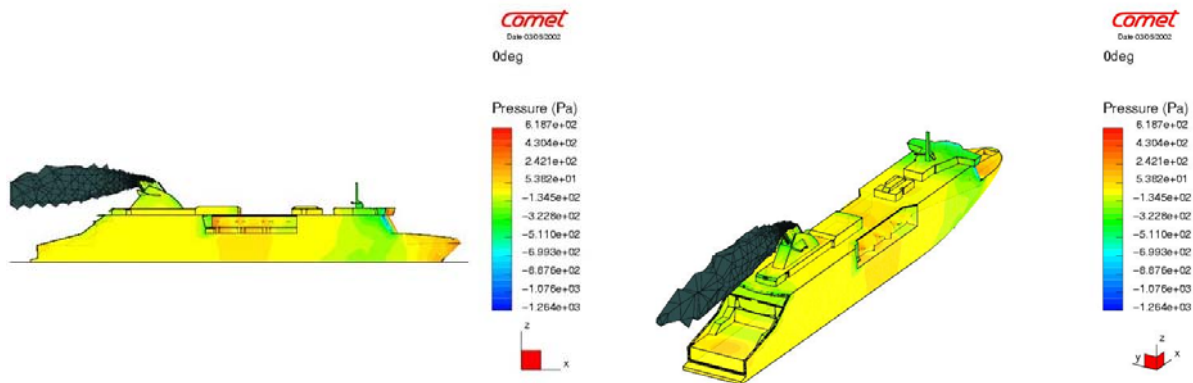


Abb.5.35: Druckverteilung und Rauchausbreitung für Standardnetz (680.000 Zellen pro Symmetriehälfte) in Wind von vorn

Die Vermutung, daß dies an einem zu groben Netz mit damit verbundener numerischer Diffusion lag, wurde durch Netzverfeinerung verifiziert. Es wurde ein neues Netz erzeugt, daß im Bereich der Rauchwolke verfeinert war und dann pro Symmetriehälfte 950.000 Zellen hatte, Abb.5.36. Abb.5.37 zeigt, daß durch diese Netzverfeinerung in der Tat die Rauchwolke schmaler wird und jetzt gut mit den Windtunnel-Beobachtungen übereinstimmt.

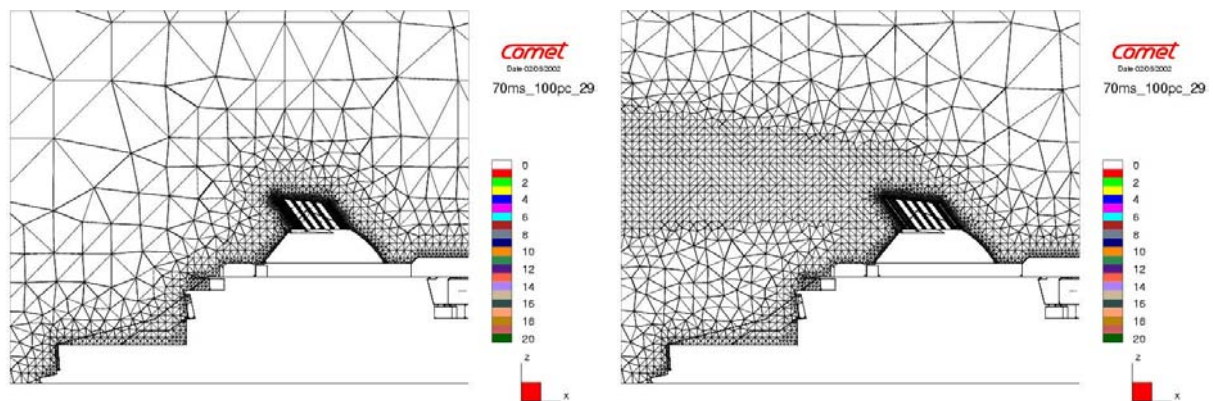


Abb.5.36: Originalnetz (links) und örtlich verfeinertes Netz (rechts)

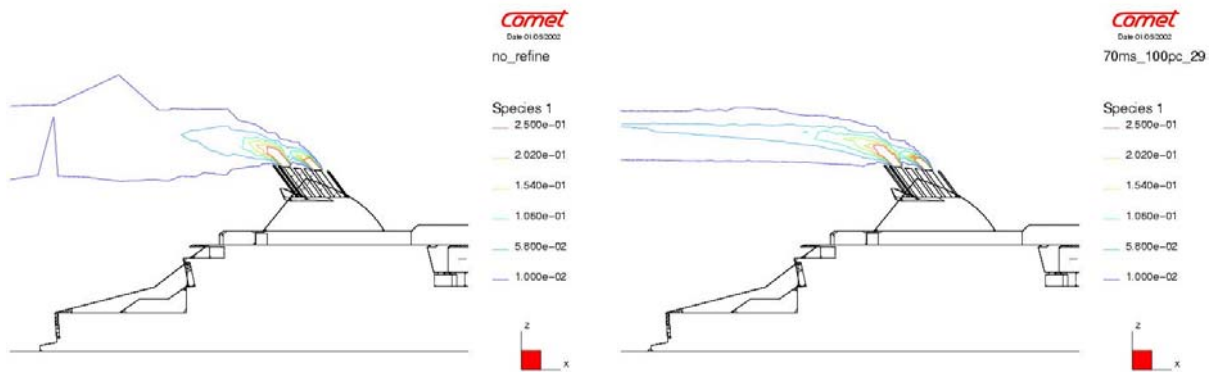


Abb.5.37: Rauchgaskonzentration auf Originalnetz (links) und verfeinertem Netz (rechts)

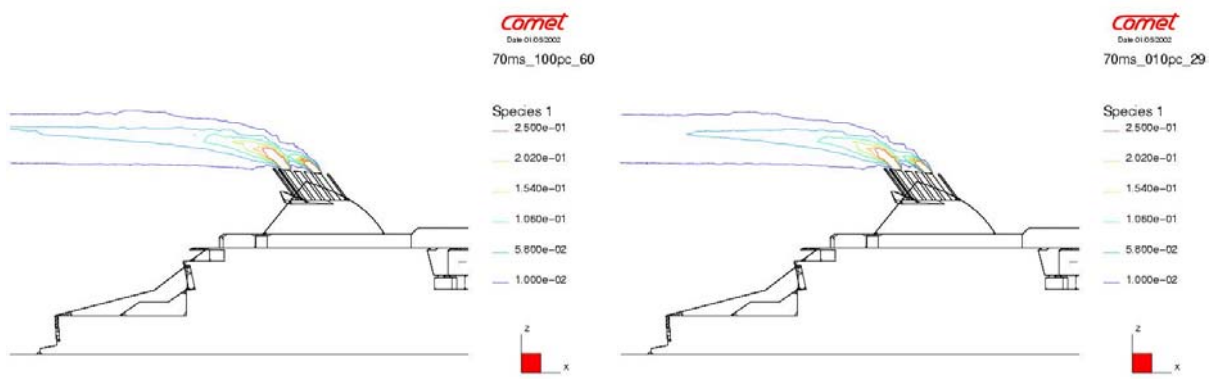


Abb.5.38: Wie Abb.5.37 rechts, mit 600 K Rauchgastemperatur

Abb.5.39: Wie Abb.5.37 rechts, mit 10% Turbulenzgrad

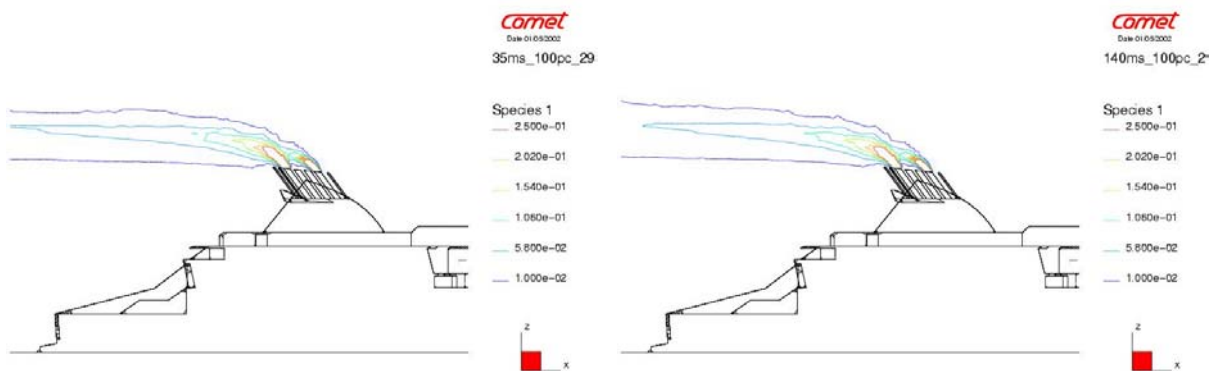


Abb.5.40: wie Abb.5.37 rechts mit halber (links) und doppelter (rechts) Reynoldszahl

Das Rauchgas in den Versuchen wird nicht erwärmt, da es sonst zu Probleme mit den Zuleitungsschläuchen aus Plastik kommen würde. Der Einfluß dieses Modellierungsfehlers wurde numerisch untersucht, indem auch für eine Temperatur von 327°C (=600 K) gerechnet wurde, Abb.5.38. Ebenso wurde eine Änderung des Turbulenzgrads am Schornsteinaustritt untersucht, Abb.5.39. Die Einflüsse sind gering. Es wurde auch der Einfluß der Reynoldszahl untersucht, wobei das Verhältnis von Windgeschwindigkeit zu Ausströmgeschwindigkeit konstant gehalten wurde. Ein Versuch, bei Reynoldszahl der Großausführung

zu rechnen, scheiterte. Mit dem benutzten Netz und der Zeitschrittweite konnte keine Konvergenz erzielt werden. So wurde dann die Reynoldszahl halbiert und verdoppelt, Abb.5.40, um zumindest ein Gefühl für den Reynoldszahl-Einfluß zu erhalten. Die Unterschiede sind erfreulich klein.

Abb.5.41 zeigt die turbulente Energie k für den berechneten Fall. Man sieht deutlich, daß Anhänge wie die Antenne als Turbulenz-Stimulatoren wirken. Abb.5.42 zieht den Absolutbetrag der Geschwindigkeit. So sieht man schnell, wo sich Stagnationsgebiete mit niedriger Geschwindigkeit ausformen. Diese Darstellung erscheint nützlich für die Beurteilung des Wohlbefindens von Passagieren und auch die Landung von Helikoptern.

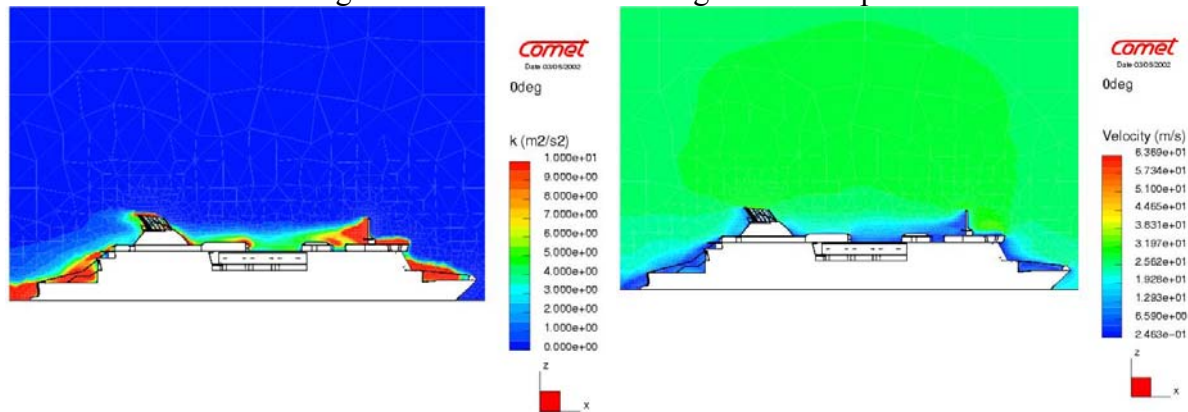


Abb.5.41: Turbulente Energie k in Wind von vorn 5.42: Absolutbetrag der Geschwindigkeit

Vergleichsrechnungen mit einem groben Netz (315000 Zellen pro Symmetriehälfte) zeigten, daß die gewählte Netzfeinheit einen angemessenen Kompromiß zwischen Aufwand und Erfassung der Strömung darstellt, Abb.5.43. Die Drücke stimmen gut zwischen dem gröberen und dem feineren Netz überein, aber die Rauchgasausbreitung wird nur im feineren Netz ordentlich erfaßt. Die Rechnungen für weitere Winkel für die Windrichtung wurden daher für den Standardfall Rauchgasdichte gleich Luftdichte, Temperatur 20°C, Turbulenzgrad am Schornstein 90% durchgeführt mit dem Netz mit 1.360.000 Zellen. Eine manuelle örtliche Verfeinerung wie für Wind von vorn war aus Zeitgründen in diesem Vorhaben nicht möglich. Hier wären adaptive Netze sinnvoll, um manuellen Zeitaufwand und Netzgröße in einem wettbewerbsfähigen Rahmen zu halten. Sollten kommerzielle RANSE-Löser mit robusten Algorithmen für adaptive Netzen in Zukunft verfügbar werden, sollte diese Option unbedingt untersucht werden.

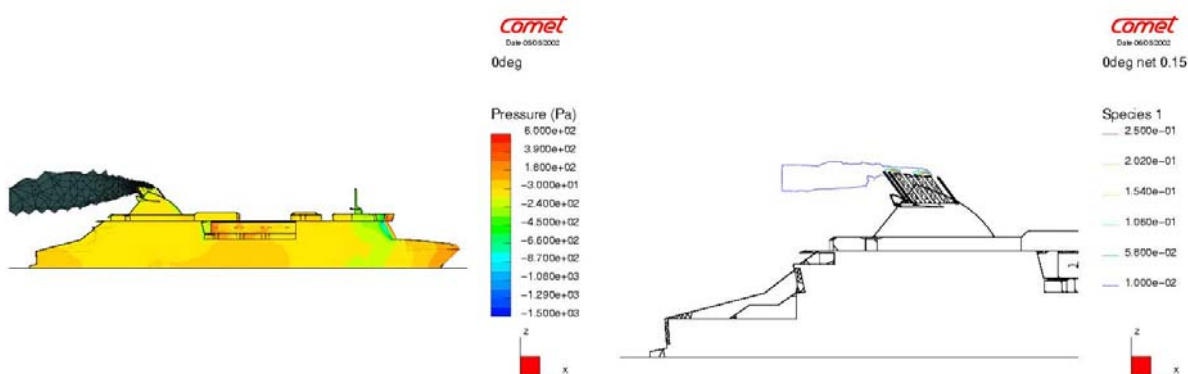
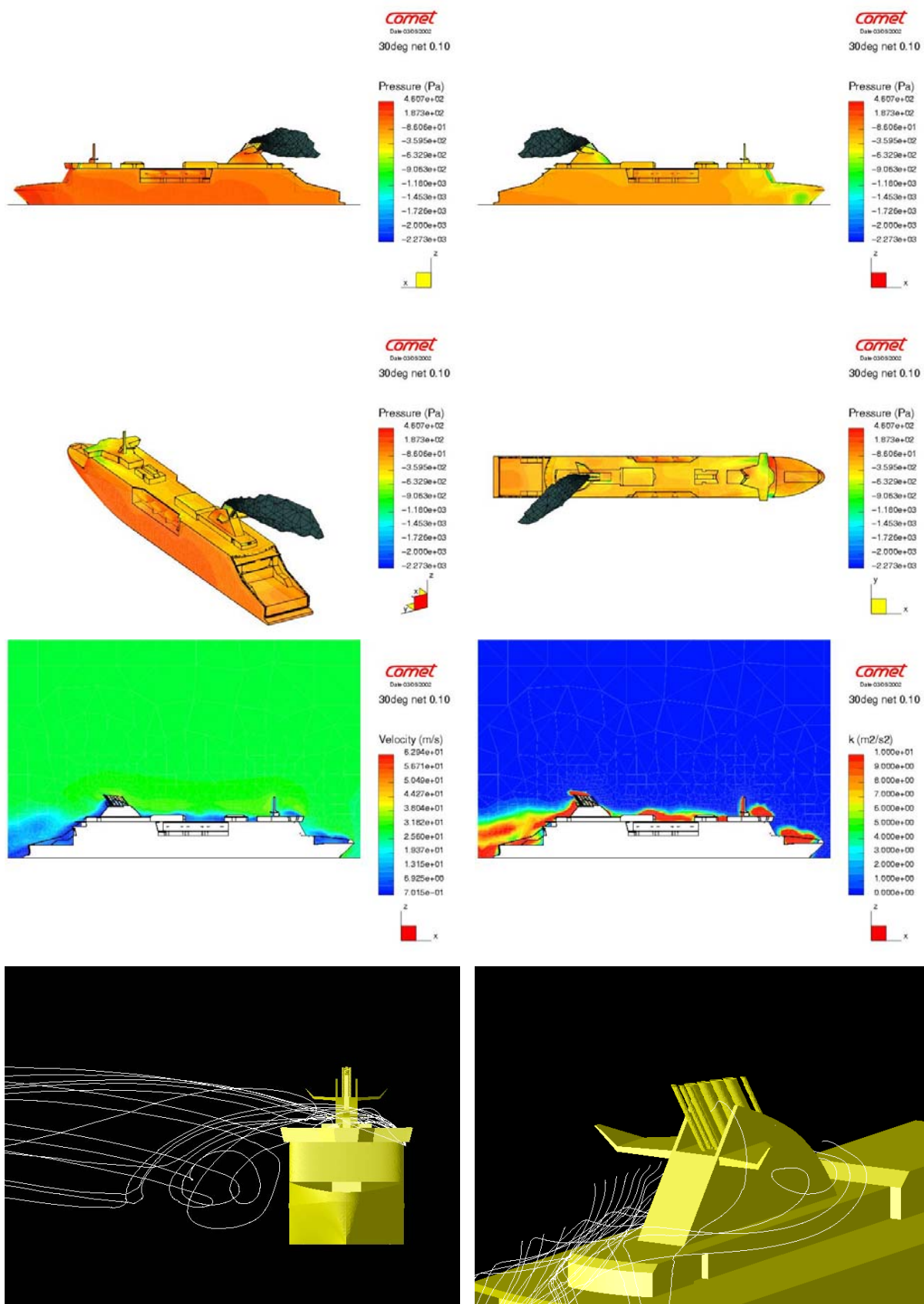
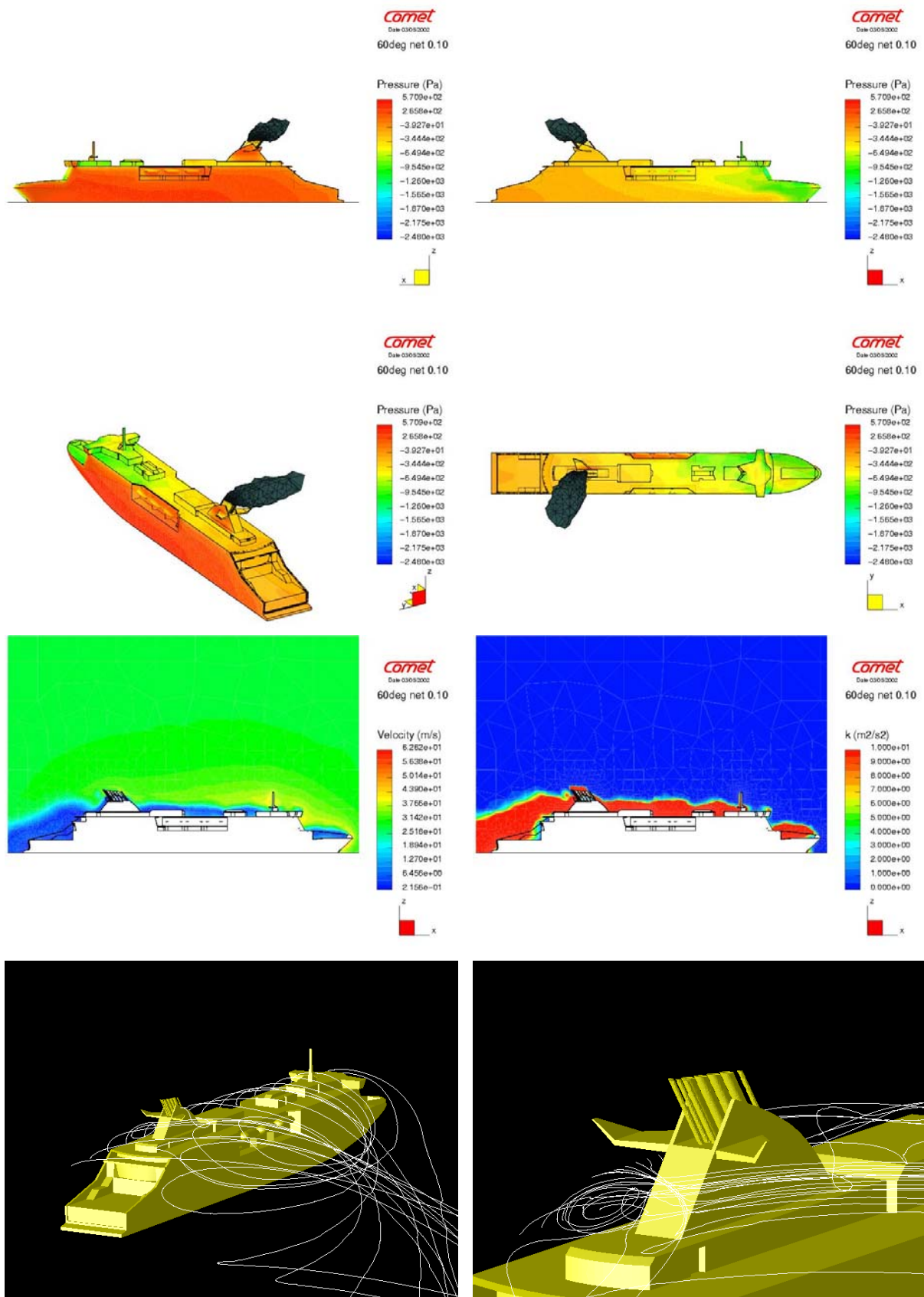


Fig.5.43: Wie Abb.5.35 und 5.37 für grobes Netz

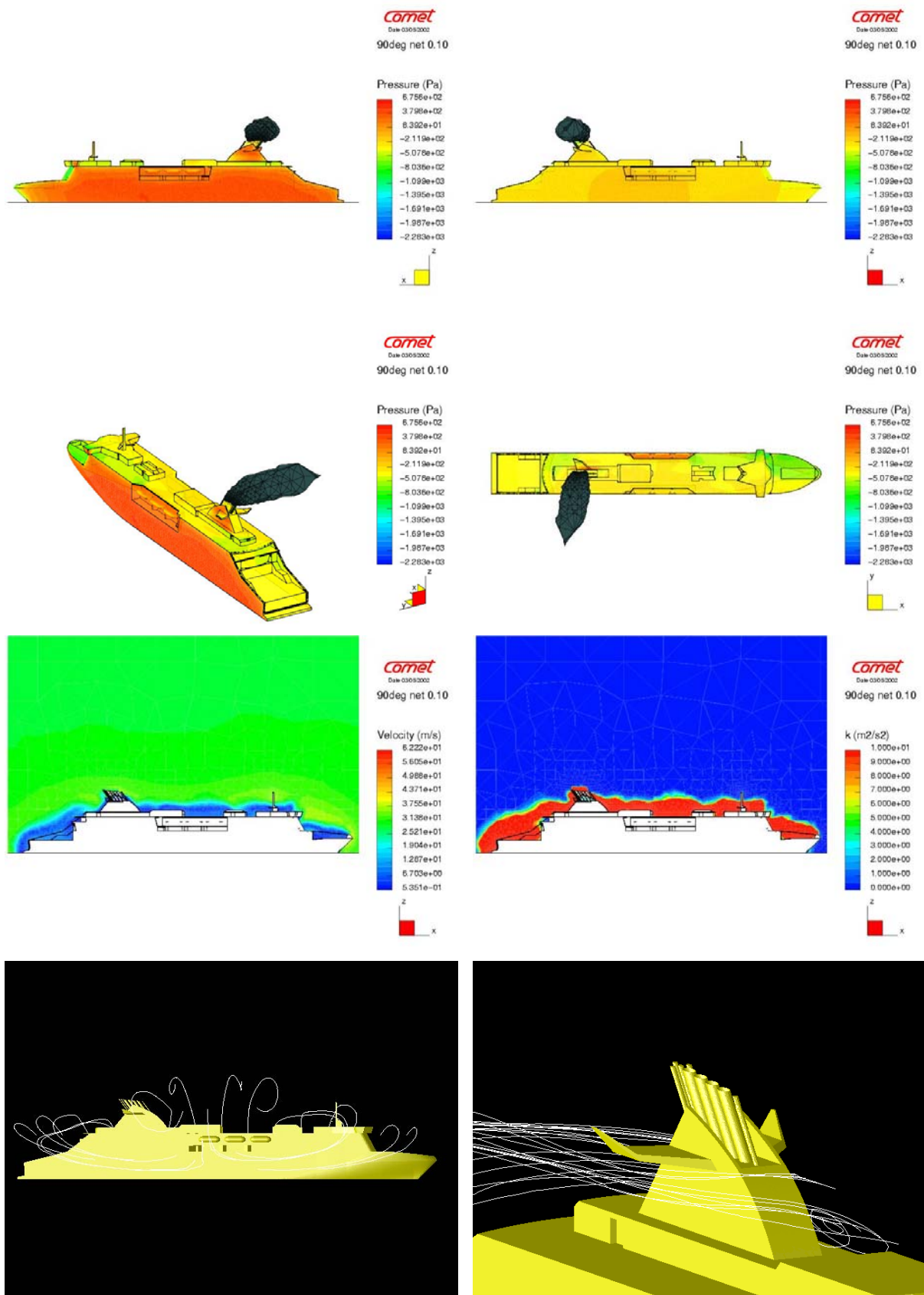
Abb.5.44 bis Abb.5.49 zeigen Ergebnisse für weitere Windrichtungen in Schritten von 30°.



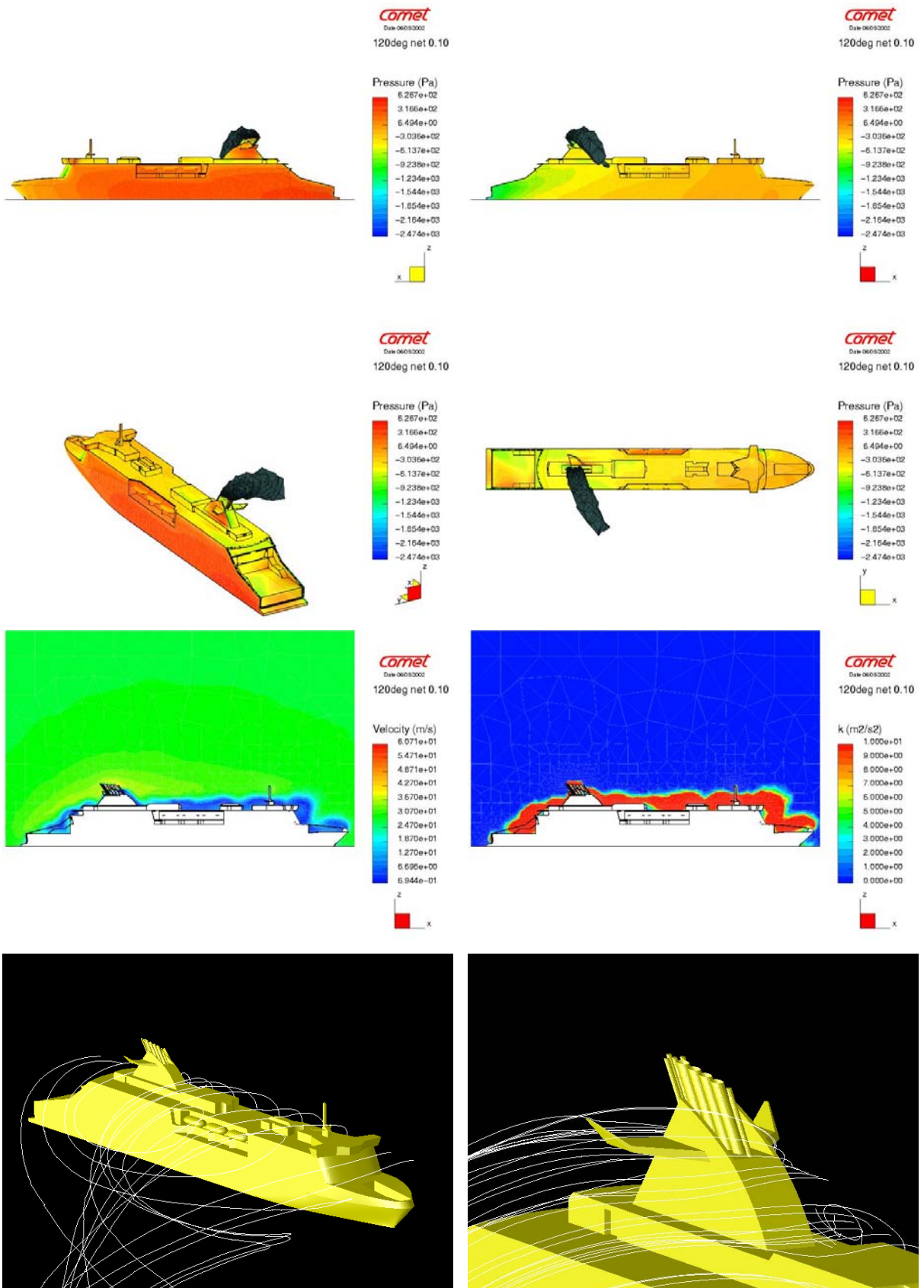
5.44: Ergebnisse für $\mu=150^\circ$: Druck und Rauchgasausbreitung (1. und 2. Zeile), Rauchgaskonzentration (3. Zeile links) und turbulente Energie k (3. Zeile rechts), Stromlinien



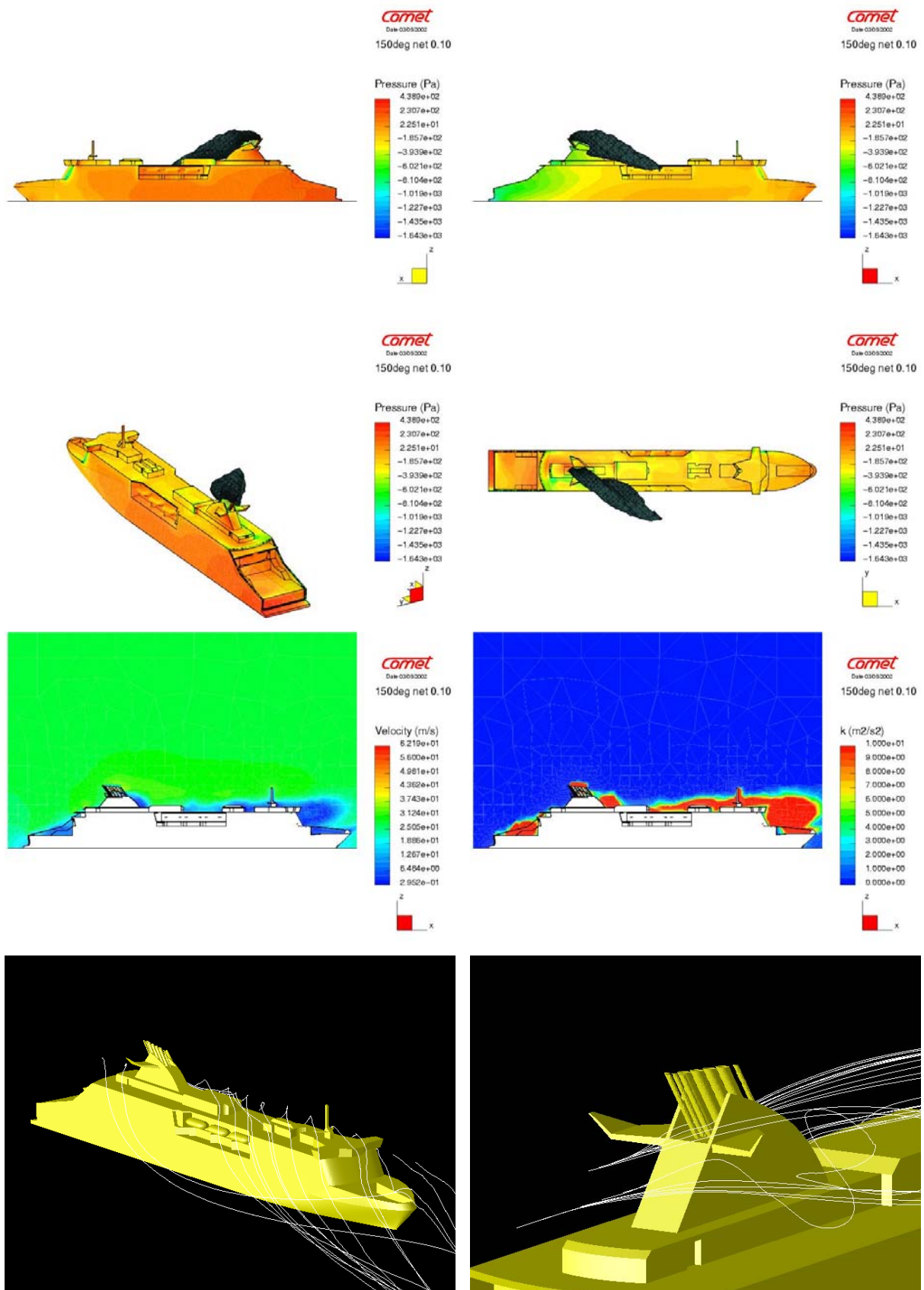
5.45: Ergebnisse für $\mu=120^\circ$: Druck und Rauchgasausbreitung (1. und 2. Zeile), Rauchgaskonzentration (3. Zeile links) und turbulente Energie k (3. Zeile rechts), Stromlinien (unten)



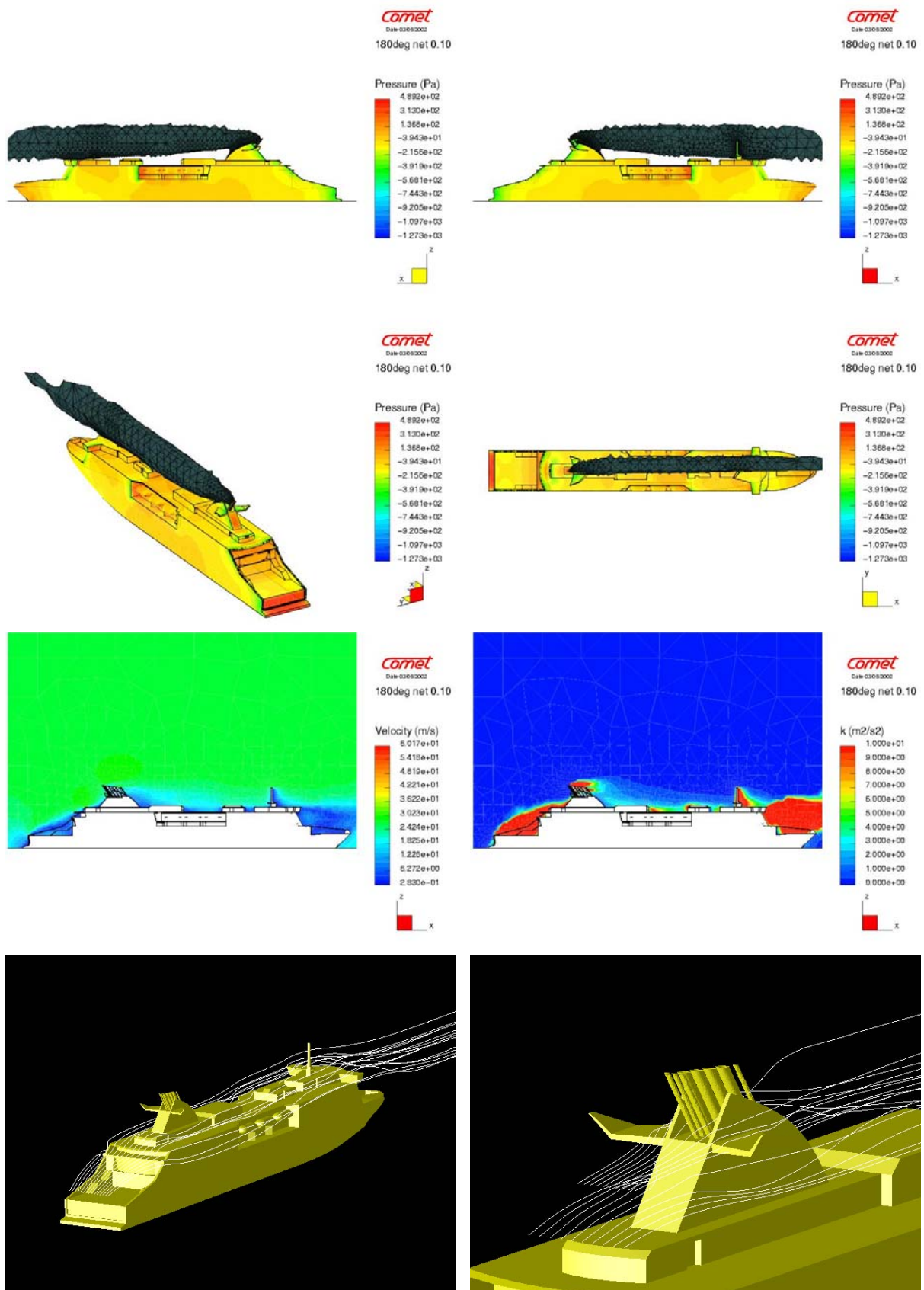
5.46: Ergebnisse für $\mu=90^\circ$: Druck und Rauchgasausbreitung (1. und 2. Zeile), Rauchgas-konzentration (3. Zeile links) und turbulente Energie k (3. Zeile rechts), Stromlinien (unten)



5.47: Ergebnisse für $\mu=60^\circ$: Druck und Rauchgasausbreitung (1. und 2. Zeile), Rauchgas-konzentration (3. Zeile links) und turbulente Energie k (3. Zeile rechts), Stromlinien (unten)



5.48: Ergebnisse für $\mu=30^\circ$: Druck und Rauchgasausbreitung (1. und 2. Zeile), Rauchgas-konzentration (3. Zeile links) und turbulente Energie k (3. Zeile rechts), Stromlinien (unten)



5.49: Ergebnisse für $\mu=0^\circ$: Druck und Rauchgasausbreitung (1. und 2. Zeile), Rauchgaskonzentration (3. Zeile links) und turbulente Energie k (3. Zeile rechts), Stromlinien (unten)

Die Stromlinien in Abb.5.44 bis 5.49 zeigen bei mäßiger Schräganströmung massive Rezirkulation auf der Lee-Seite. Am Schornstein zeigt sich dagegen kaum Verwirbelung.

Tabelle II und Abb.5.50 vergleichen Kraftbeiwerte für Längskraft, Querkraft und Rollmoment zwischen CFD-Rechnung (für das feinere Netz) und Windtunnelmessungen. Für 0° sind berechnete Längskraft und Roll-Moment nicht genau Null, da programm-intern dieser Winkel als 180° im Bogenmaß genommen wird, was zu Rundungsfehlern führte. Die Übereinstimmung ist bei kleineren Abweichungen von der Längsrichtung gut. Bei größeren Winkeln werden Querkraft und Rollmoment zu groß berechnet. Dies liegt wahrscheinlich am Turbulenzmodell, daß die Ablösungen nicht ausreichend genau erfaßt. Hier sollte weiter untersucht werden, inwieweit bessere Turbulenzmodelle (z.B. Reynolds-Spannungs-Modelle RSM) eine quantitativ gute Prognose über den gesamten Winkelbereich bieten können.

Tabelle II: Kraftbeiwerte für die Superfast Fähre

	CFD			Experiment		
	C_x	C_y	C_{mx}	C_x	C_y	C_{mx}
180°	-0.0938	0.000	0.000	-0.078	-0.005	-0.003
150°	-0.0733	-0.559	-0.410	-0.070	-0.583	-0.356
120°	0.0508	-1.146	-0.796	-0.008	-0.780	-0.460
90°	-0.0094	-0.994	-0.668	0.007	-0.704	-0.415
60°	-0.0391	-1.076	-0.788	0.004	-0.822	-0.463
30°	0.0985	-0.563	-0.471	0.135	-0.571	-0.329
0°	0.1087	0.000	0.000	0.099	0.006	0.004

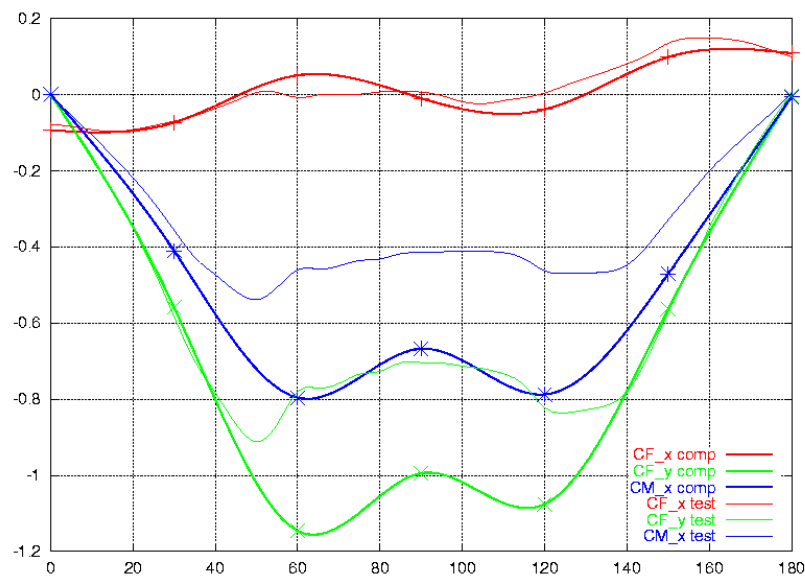


Abb.5.50: Kraftbeiwerte für Superfast, Experiment und Rechnung

6. Zusammenfassung und Ausblick

Das Vorhaben hat gezeigt, daß RANSE-Löser eine ernst zu nehmende Alternative zu Windtunnelversuchen bei der Untersuchung aerodynamischer Strömungen um Schiffe bieten. Der Aufwand bei der Netzgenerierung und Berechnung ist erheblich, sinkt allerdings anders als der Aufwand in der Versuchstechnik.

Bei der Netzgenerierung müssen die Prozeduren zwischen Werften und CFD-Anwendern verbessert werden, damit der Austausch von Geometrie-Informationen in geeigneter Detaillierung erfolgt, was die Netzgenerierung erheblich beschleunigen würde.

Es sollte untersucht werden, inwieweit robuste Hybridgitter mit Tetraedern und Hexaedern mit kommerziellen Netzgenerierern erzeugt werden können.

Es sollte versucht werden, durch Einsatz alternativer Turbulenzmodelle bessere Übereinstimmung bei den Kräften für deutliche Schräganströmung zu erzielen.

Adaptive Netze könnten zumindest bei Mehrphasenströmungen die Ergebnisse verbessern. Dies sollte gegebenenfalls näher untersucht werden.

Die Strömungen sind teilweise sehr komplex. Dies erfordert einen entsprechenden Aufwand im Postprocessing, da häufig erst in Nachhinein beurteilt werden kann, welche Ansichten und Darstellungen den besten Einblick in die Strömung gewähren. Hier könnten bei den Stromlinien-Darstellungen Virtual-Reality Techniken Fortschritte bringen.

7. Schrifttum

- AAGE, C.; HVID, S.L.; HUGHES, P.H.; LEER-ANDERSEN, M. (1997), *Wind loads on ships and offshore structures estimated by CFD*, 8th Int. Conf. Behaviour of Offshore Structures BOSS'97, Delft, pp.237-251
- DEMIRDZIC, I.; MUZAFERIJA, S. (1995), *Numerical method for coupled fluid flow, heat transfer and stress analysis using unstructured moving meshes with cells of arbitrary topology*, Computer Methods in Applied Mechanics and Eng. Vol.125
- FERZIGER, J.; PERIC, M. (1996), *Computational methods for fluid dynamics*, Springer-Verlag
- FØRDE, M.; ØRBEKK, E.; KUBBERUD, N. (1992), *Reduction of aerodynamic drag of a high speed catamaran by using advanced CFD calculations*, 1. Int. Conf. Appl. CFD, Basel
- FØRDE, M.; GJERDE, K. (1992), *High speed catamaran aerodynamics*, CFD'99, Ulsteinvik
- GUEZOU, J.P.; PICART, Y.P.; LETTY, P. (1991a), *AGNES 200: Prototype of surface effect ship and sailing laboratory*, FAST'91, Trondheim, pp.981-996
- GUEZOU, J.P.; LETTY, P.; PICART, Y.P. (1991b), *AGNES 200: an outline for a future surface effect ship*, IMAS'91, Sydney, pp.65-72
- GUEZOU, J.P. (1993), *AGNES 200: Up-to-date technical information and potential use for commercial and military applications*, FAST'93, Yokohama, pp.21-34
- HVID, S.L.; LEER-ANDERSEN, M.; HUGHES, P.H. (1997), *Wind load prediction on offshore structures using CFD*, Conf. Application of Fluid Dynamics in the Safe Design of Topsides and Superstructures, Inst. of Marine Eng., London
- JENSEN, A.G.; SØNDERGAARD, T.; LIVESEY, F. (1997), *Wind comfort for cruise/passenger vessels*, Cruise&Ferry
- JIN, E.; YOON, J.; KIM, Y. (2001), *A CFD-based parametric study on the smoke behaviour of a typical merchant ship*, PRADS'01, Shanghai, pp.459-465
- KOHSILA, P.K.; RUBIN, S.G. (1974), *A diagonally dominant second-order accurate implicit scheme*, Computers&Fluids Vol.2
- LAUNDER, B.E.; SPALDING, D.B. (1974), *The numerical computation of turbulent flows*, Computer Methods in Applied Mechanics and Eng. Vol.3
- LEER-ANDERSEN, M.; HUGHES, P.H. (1996), *Computations of wind loads on ships and offshore structures*, Dept. Naval Arch. & Ofshore Eng., Danish Technical Univ.
- MECHSNER, A. (2001), *Zwei RoPax-Fähren der Superlative von HDW*, Schiff&Hafen 3, pp.31-33
- PATANKAR, S.V.; SPALDING, D.B. (1972), *A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows*, Int. J. Heat Transfer Vol.15
- SPEZIALE, C.G.; THANGHAM, S. (1992), *Analysis of an RNG based turbulence model for separated flows*, Int. J. Eng. Science Vol.30

TAI, T.C. (1996), *Effect of ship motion on DD-963 ship airwake simulated by multizone Navier-Stokes solution*, 21. Symp. Naval Hydrodynamics, Trondheim

TAI, T.C. (1995), *Simulation of LPD ship airwake by Navier-Stokes method*, 6th Asian Congr. Fluid Mechanics, Singapore

TAI, T.C.; CARICO, D. (1995), *Simulation of DD-963 ship airwake by Navier-Stokes method*, J. Aircraft 32/6, pp.1399-1401

YELLAND, M.J.; MOAT, B.I.; TAYLOR, P.K. (2001), *Air flow distortion over merchant ships*, Progress Report to Atmospheric Environment Service, Canada