

Abschlußbericht zum TFS-Verbundvorhaben

Entwicklung einer Parametrisierung für subskalige turbulente Flüsse in einem mikroskaligen Strömungs- und Transportmodell für die Hindernisschicht

Förderkennzeichen: 07TFS10/LT1-B.3

Dr. Christof Lüpkes, Simon Lopez

Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung, Bremerhaven

1 Aufgabenstellung

Zur Berechnung des Schadstofftransports in der städtischen Hindernisschicht sollte in Zusammenarbeit mit dem Meteorologischen Institut der Universität Hamburg, dem Institut für Troposphärenforschung in Leipzig (IfT) und dem Fraunhofer Institut für atmosphärische Umweltforschung in Garmisch-Partenkirchen (IFU) ein mikroskaliges Modell (MITRAS) entwickelt werden.

Das vom Alfred-Wegener-Institut (AWI) beantragte Teilprojekt hatte zum Ziel, geeignete Parametrisierungen zur Berechnung subskaliger Flüsse von Impuls, Wärme, Feuchte und von Schadstoffen im Modell MITRAS zu implementieren. Trotz der hohen räumlichen Auflösung des Modells war zu erwarten, daß die subskaligen turbulenten Fluktuationen und deren Parametrisierung für die Ergebnisse eine wichtige Rolle spielen. Die Ergebnisse des Modells sollten zur Überprüfung und zur Verbesserung der Parametrisierungen mit Natur- und Windkanalmessungen verglichen werden.

2 Voraussetzungen zur Durchführung des Projektes

In der Gruppe Grenzschichtmeteorologie des Alfred-Wegener-Institutes in Bremerhaven lag ein Forschungsschwerpunkt in den vergangenen Jahren auf der Untersuchung atmosphärischer Turbulenz anhand von Messungen und deren Parametrisierung für Modelle unterschiedlicher Skalen. Da außerdem umfangreiche Erfahrungen mit dem mesoskaligen Modell METRAS vorlagen, das als Basis für die Entwicklung von MITRAS diente, waren die notwendigen Voraussetzungen zur erfolgreichen Durchführung des Projektes gegeben. Die für das Projekt erforderlichen Arbeiten wurden von einem Doktoranden ausgeführt.

3 Planung und Ablauf des Vorhabens

Für die Anfangsphase des Projektes war zunächst der Einbau verschiedener Parametrisierungen im Modell METRAS geplant, bevor die erste Version des Modells MITRAS zur Verfügung stand. Erste Tests sollten mit der 1D-Modellversion und mit der 3D-Version für ebenes Gelände ohne Gebäude durchgeführt werden. Schließlich sollten die Parametrisierungen unter Berücksichtigung spezieller Randbedingungen für die turbulenten Flüsse an Gebäudewänden in MITRAS übernommen werden.

Zum Test des Modells und der Flußparametrisierungen sollte auf Windkanalmessungen zurückgegriffen werden, die im Rahmen des Projektes LT1-B2 parallel zur Modellentwicklung von MITRAS geplant waren. Basierend auf den erzielten Ergebnissen sollte die am besten geeignete Parametrisierung gefunden und optimiert werden.

Anfangs sollte MITRAS in einer quasi-zweidimensionalen Variante betrieben und die Überströmung einer idealisierten Häuserzeile (Balken) berechnet werden, um die Durchführung von Sensitivitätsstudien durch die die mit der einfacheren Modellvariante verbundene Rechenzeiterparnis zu erleichtern. Schließlich sollten kompliziertere Gebäudeformen betrachtet und auch hier der Einfluß unterschiedlicher Parametrisierungen auf die Ergebnisse untersucht werden.

Das Projekt war zunächst für eine Dauer von drei Jahren vorgesehen. Bis auf die Durchführung einiger Modelltests an komplizierteren Gebäudeformen sowie erforderlicher Modifikationen der Gebäuderandbedingungen konnten alle Arbeiten in diesem Zeitraum durchgeführt werden. Während der Ausführung der genannten noch verbleibenden Arbeiten kam es dann wegen einer längeren, ernsthaften

Erkrankung des im Projekt beschäftigten Doktoranden Simon Lopez zu einer Zeitverzögerung. Erst nach Verlängerung des Projektes um ein Jahr wurden auch diese Arbeiten erfolgreich abgeschlossen.

Zur Koordinierung des Projektes, insbesondere auch zur Absprache der Windkanalmessungen fanden regelmäßige Treffen der am MITRAS-Projekt beteiligten Gruppen statt, die meist an der Universität Hamburg und am IfT Leipzig, aber auch am AWI in Bremerhaven erfolgten.

4 Stand der Forschung zu Projektbeginn

Im mikroskaligen Modell MITRAS sollten die Gitterweiten im Bereich von 2 - 10 m liegen, um die Strömung um einzelne Gebäude und Straßenzüge zumindest in ihren wesentlichen Strukturen auflösen zu können. Damit war das geplante Modell mit hochauflösenden Grobstruktursimulationsmodellen (engl. large eddy simulation models (LES)) vergleichbar, wie sie bisher vorzugsweise zur Modellierung konvektiver Grenzschichten benutzt wurden (z.B. Schmidt und Schumann, 1989; Raasch und Etling, 1991). Aus diesem Grunde lag es nahe, das Modell MITRAS zunächst mit für LES-Modelle typischen Turbulenzparametrisierungen zu betreiben.

Parametrisierungen subskaliger Flüsse basieren in LES-Modellen häufig auf einem einfachen, von Smagorinsky (1963) vorgeschlagenen Ansatz, der anfänglich für neutrale Dichteschichtung angegeben wurde. Analog zur molekularen Diffusion nimmt Smagorinsky an, daß die turbulenten Impulsflüsse proportional zur Windscherung S sind. Der Diffusionskoeffizient wird als Funktion von S und einer charakteristischen Länge, dem Mischungsweg bestimmt.

Außer der Smagorinsky Schließung sowie einiger modifizierter Versionen (Brown et al., 1994) wurden und werden noch immer in LES-Modellen Parametrisierungen benutzt, die auf einer prognostischen Berechnung der subskaligen turbulenten kinetischen Energie beruhen (z.B. Nieuwstadt und Brost, 1986; Moeng, 1984). Andren et al. (1994) sowie Nieuwstadt et al. (1989) vergleichen LES-Modelle, in denen verschiedene Parametrisierungen subskaliger Flüsse bei sonst gleicher Darstellung der Physik benutzt werden. Dieser Vergleich zeigt, daß sich die unterschiedlichen Parametrisierungen bei konvektiver Schichtung nur schwach auf die berechneten Strömungsfelder auswirken. Dies liegt daran, daß die vorherrschende Wirbelgröße bei intensiver Konvektion wesentlich größer als die benutzte Modellgitterweite ist und somit der überwiegende Anteil turbulenter Fluktuationen vom Modell skalig erfaßbar ist. Bei neutraler und vor allem bei stabiler Schichtung hängen die Ergebnisse nach Andren et al. (1994) wegen der sehr viel geringeren charakteristischen Wirbelgrößen aber stark von der benutzten Schließung ab. Inwieweit diese Ergeb-

nisse sich auf die Berechnung von Gebäudeumströmungen übertragen lassen, bei denen zumindest die großen Wirbel im Lee von Gebäuden vom Modell aufgelöst werden, war zum Zeitpunkt der Beantragung des Vorhabens nicht ausreichend untersucht worden und war somit Gegenstand dieses Forschungsprojektes.

In numerischen Modellen zur Simulation der Strömung um Gebäude werden außer den bereits genannten Parametrisierungen vielfach auch Schließungen benutzt, in denen sowohl die turbulente kinetische Energie als auch die Energiedissipationsrate prognostisch berechnet werden. Auch diese in der Literatur als $E-\epsilon$ -Schließung bezeichneten Parametrisierungen sollten in das Modell MITRAS eingebaut und anhand von Windkanaldaten getestet werden.

5 Verwertung der Ergebnisse

Die erzielten Ergebnisse des Vergleiches zwischen Modellergebnissen und Windkanalmessungen sind für vergleichbare mikroskalige Modelle von Interesse. Eine kommerzielle Verwertung ist nicht möglich.

6 Durchgeführte Arbeiten

Wie in den vorangegangenen Abschnitten bereits erwähnt, bestand der Schwerpunkt der Arbeiten zunächst im Einbau unterschiedlicher Turbulenzschließungen, die im folgenden genauer beschrieben sind.

6.1 Benutzte Turbulenzparametrisierungen

Das mikroskalige Modell MITRAS beruht auf den gemittelten Erhaltungsgleichungen für Impuls, Energie und für skalare Größen wie Wasserdampf und Tracer. Diese enthalten die zunächst unbekanntenen turbulenten Flüsse wie den Impulsfluß $\overline{u'_i u'_j}$ und die Flüsse skalarer Größen $\overline{u'_j \psi'}$, die zur Schließung des Gleichungssystems zu parametrisieren sind. Im Rahmen dieses Projektes wurden nur solche Schließungen betrachtet, bei denen die Flüsse über Gradientansätze bestimmt werden. In Analogie zur molekularen Reibung folgt für den turbulenten Impulsfluß

$$-\overline{\rho_o u'_i u'_j} = \overline{\rho_o} 2K_m S_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \overline{E} \quad (1)$$

$$-\overline{u'_j \psi'} = K_\psi \frac{\partial \overline{\psi}}{\partial x_j}, \quad (2)$$

wobei die Einsteinsche Summenkonvention verwendet wird. δ_{ij} bezeichnet das Kroneckerdelta, $\overline{E} = 1/2\overline{u'_i u'_i}$ ist die mittlere turbulente kinetische Energie. K_m und K_ψ sind die Austauschkoefizienten für den Impuls und für skalare Größen ψ . S_{ij} bezeichnet die Deformation des gemittelten Geschwindigkeitsfeldes mit

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} \right). \quad (3)$$

Die im Projekt benutzten Schließungen unterscheiden sich lediglich durch die Bestimmung des turbulenten Diffusionkoeffizienten. Am unteren Rand werden diese jedoch bei allen Schließungen unter Annahme höhenkonstanter Flüsse sowie schichtungsabhängiger Profildfunktionen (Dyer, 1974) für den Wind und die Temperatur als Funktion der thermischen Schichtung und der Bodenrauigkeit bestimmt.

6.1.1 Smagorinsky-Schließung

Eine einfache Schließung wurde von Smagorinsky (1963) vorgeschlagen, wonach

$$K_m = l^2 \sqrt{2} |S_{ij}|. \quad (4)$$

Basierend auf der spektralen Turbulenztheorie läßt sich zeigen (z.B. Mason, 1994), daß der Mischungsweg l eine Funktion der Modellgitterweite ist mit

$$l = C_S \Delta x. \quad (5)$$

Für die sog. Smagorinsky Konstante C_S werden in der Literatur unterschiedliche Werte angegeben. Mason (1994) zeigt, daß C_S idealerweise den Wert 0.2 annehmen sollte. Die Herleitung dieses Wertes setzt allerdings voraus, daß die der Gitterweite Δx entsprechende Wellenlänge, die auch als Filterlänge interpretierbar ist, im Trägheitsunterbereich des Energiespektrums liegen muß. Bei den meisten im Rahmen des Projektes durchgeführten Simulationen mit MITRAS wurde für Δx unterhalb von 100 m Höhe ein konstanter Wert von einem Fünftel der Gebäudehöhe benutzt. Damit kann man erwarten, daß die genannte Voraussetzung zumindest in Teilgebieten erfüllt ist, wie z.B. im Lee des Gebäudes, wo große Wirbel mit einer charakteristischen Abmessung von etwa der Gebäudehöhe auftreten. Allerdings existieren auch Bereiche mit sehr kleinen Wirbeln, z.B. im Dachbereich, die vom Modell nicht auflösbar sind. Aus diesem Grund kann der optimale Mischungsweg auch von dem aus Gl. (5) resultierenden abweichen. Insbesondere für 1D-Studien muß eine wesentlich größere Mischungsweglänge gewählt werden. Hier verwenden wir einen asymptotischen Ansatz nach Blackadar (1962)

$$l_n = \frac{\kappa z}{1 + \frac{\kappa z}{l_{max}}}, \quad (6)$$

wobei l_{max} der maximale Mischungsweg ist. Außerdem wird eine Richardson-zahlabhängige Schichtungskorrektur nach Herbert und Kramm (1985) benutzt. Es zeigte sich, daß die Ergebnisse stark vom maximalen Mischungsweg abhängen. Dies trifft auch für die im folgenden beschriebene Parametrisierung zu.

6.1.2 $E - l$ -Schließung

Aus der spektralen Turbulenztheorie läßt sich eine Bestimmungsgleichung für den turbulenten Diffusionskoeffizienten als Funktion der turbulenten kinetischen Energie und des Mischungsweges ableiten, die in der Literatur als Heisenberg-Weizsäcker Relation oder auch als Prandtl-Kolmogorov Beziehung bekannt ist. Danach ist

$$K_m = c_m l \sqrt{E}; \quad \epsilon = c_\epsilon \frac{E^{3/2}}{l}, \quad (7)$$

wobei c_m eine empirisch zu bestimmende Konstante ist und der Mischungsweg l diejenige charakteristische Wellenlänge darstellt, welche den Produktionsbereich im Energiespektrum vom Trägheitsunterbereich trennt. Es läßt sich zeigen, daß der Zusammenhang $c_\epsilon = c_m^3$ gilt. E wird über die folgende prognostische Gleichung berechnet:

$$\frac{DE}{Dt} = P_M + P_T - \epsilon + D \quad (8)$$

mit

$$P_M = -\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \quad (9)$$

$$P_T = +\delta_{i3} \frac{g}{\theta_0} \overline{\theta' u'_i} \quad (10)$$

$$\epsilon = \nu \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}} \quad (11)$$

$$D = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{u'_j \left(\frac{u'_i u'_i}{2} + \frac{p'}{\rho} \right)} \right), \quad (12)$$

wobei $D/Dt = \partial/\partial t + \bar{u}_j \partial/\partial x_j$. P_M ist die mechanische Produktion und P_T die Auftriebsproduktion von E . D stellt die Produktion aufgrund des turbulenten Transportes von E dar. ϵ ist die Energiedissipationsrate.

Gleichung (8) enthält in den Termen D und ϵ unbekannte Korrelationsprodukte, die zur Schließung parametrisiert werden müssen. In Analogie zur Behandlung der Diffusion sonstiger skalarer Größen wie der Temperatur und Feuchte wird der turbulente Fluß von E in Term D proportional dem Gradienten von E gesetzt

und das Korrelationsprodukt $u'_i p'$ wie allgemein üblich vernachlässigt, so daß

$$-u_j \left(\frac{u'_i u'_i}{2} + \frac{p'}{\rho} \right) = K_e \frac{\partial E}{\partial x_i}. \quad (13)$$

K_e ist der Diffusionskoeffizient für die Turbulenzenergie, der gleich dem Diffusionskoeffizienten für skalare Größen ($K_e = K_h$, für neutrale Schichtung: $K_h = K_m$) gesetzt wird. Die mechanische Produktion P_M wird entsprechend Gl. (1) mit (3) parametrisiert als

$$P_M = K_m 2S_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \quad (14)$$

Für die thermische Produktion P_T erhält man mit Gl. (2)

$$P_T = -\delta_{i3} \frac{g}{\theta_o} K_h \frac{\partial \theta}{\partial x_i}. \quad (15)$$

Für den Mischungsweg werden über hindernisfreiem Gelände dieselben Ansätze wie bei der Smagorinsky Schließung benutzt. Zur Anwendung im 3D-Modell muß diese Parametrisierung bei der Berechnung von Strömungen über Hindernisse aber modifiziert werden. Anstelle des Vertikalabstandes geht nun die minimale Distanz zum Hindernis d_{min} ein, so daß

$$l_n = \frac{\kappa d_{min}}{1 + \frac{\kappa d_{min}}{l_{max}}}, \quad (16)$$

Wie erwähnt wird der Diffusionskoeffizient am untersten Gitterpunkt über die Monin-Obukhov Theorie bestimmt. Es läßt sich leicht zeigen, daß der damit berechnete Diffusionskoeffizient nur dann stetig in den aus Gl. (7) resultierenden Wert übergeht, wenn am unteren Rand die turbulente kinetische Energie als

$$E = \frac{u_*^2}{c_m^2} \quad (17)$$

berechnet wird, wobei u_* die Schubspannungsgeschwindigkeit ist.

6.1.3 E – ϵ -Schließung

Anders als in der zuvor beschriebenen $E - l$ -Schließung wird in der sogenannten $E - \epsilon$ -Schließung auch die Energiedissipationsrate über eine prognostische Gleichung berechnet. Der Diffusionskoeffizient ergibt sich aus der Heisenberg-Weizsäcker-Relation (7) als

$$K_m = c_\mu \frac{E^2}{\epsilon} \quad (18)$$

mit

$$c_\mu = c_m^4. \quad (19)$$

Die prognostische Gleichung für ϵ (detaillierte Herleitung in Marchuk et al., 1977 sowie Hanjalić und Launder, 1972) ähnelt von der Struktur her derjenigen für E . Sie wird im allgemeinen in der Form

$$\frac{D\epsilon}{Dt} = c_1 \frac{\epsilon}{E} (P_M + P_T) - c_2 \frac{\epsilon^2}{E} + D_\epsilon \quad (20)$$

benutzt, wobei die in den Termen für die mechanische und thermische Produktion von ϵ auftretenden Größen P_M und P_T die in der E -Gleichung (8) auftretenden Produktionsterme darstellen. Es ist üblich, den Diffusionsterm D_ϵ durch

$$D_\epsilon = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[K_\epsilon \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] \quad (21)$$

zu parametrisieren. In allen Modellläufen wurde K_ϵ gleich K_M gesetzt.

Gl. (20) enthält nach Einsetzen von Gl. (14) und Gl. (18) die Konstanten c_1 , c_2 und c_m , die nur empirisch aus Messungen bestimmbar sind. Allerdings läßt sich unter vereinfachenden Annahmen zeigen, daß sich c_1 als Funktion von c_m und c_2 gemäß

$$c_1 = c_2 - \frac{\alpha_\epsilon \kappa^2}{c_m^2} \quad (22)$$

berechnen läßt. Aus den in den Kapiteln 6.1 und 6.2 dargestellten Vergleichen zwischen Windkanal- und Modellergebnissen ergaben sich die optimalen Werte

$$c_m = 0.55, \quad c_1 = 1.39, \quad c_2 = 1.92. \quad (23)$$

Dabei resultierte der Wert für c_m durch Vergleich von Modellergebnis mit Hamburger Windkanaldaten, während der Wert für c_2 aus den Hamburger Daten nicht bestimmbar ist. Für c_2 wurde daher ein von Hanjalić und Launder (1972) gemessener Wert übernommen.

Das E - ϵ -Modell hat sich im Rahmen der vorliegenden Untersuchungen als numerisch sehr robust erwiesen. Es zeigte sich jedoch (s. Kapitel), daß durch Anwendung dieses Parametrisierungsmodells die turbulente kinetische Energie an Staupunkten stumpfer Körper, d.h. auch im Luv von Hauswänden (vgl. zum Beispiel Franke und Rodi, 1991; Durbin, 1999) wesentlich überschätzt wird.

Zur Korrektur dieses Defektes wurde eine Vielzahl von Verfahren entwickelt, die in Ehrhard (1999) zusammenfassend dargestellt sind. Allerdings sind die meisten Verfahren sehr rechenaufwendig. Im Rahmen des Projektes wurden daher lediglich zwei weniger aufwendige Parametrisierungen berücksichtigt, die in den nächsten beiden Unterkapiteln beschrieben werden. Beide Korrekturvorschläge beruhen lediglich auf Plausibilitätsbetrachtungen. Eine theoretische Herleitung ist bisher nicht gelungen.

6.1.4 E – ϵ -Schließung nach Launder und Kato

Das von [?] vorgeschlagene Modell vermindert die zu starke Produktion von turbulenter kinetischer Energie in Staupunkten, indem der Produktionsterm (14) modifiziert wird. Hierzu wird er zunächst umgeformt in

$$P_M = c_m^4 \epsilon S^2, \quad (24)$$

wobei

$$S = \frac{E}{\epsilon} \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)^2} \quad (25)$$

die dimensionslose Spannungsrate (strain rate) ist.

Kato und Launder (1993) schlagen nun vor, anstelle von Gl. (24) die folgende Formulierung zu verwenden:

$$P_M = c_m^4 \epsilon S \Omega. \quad (26)$$

Ω ist eine dimensionslose Rotationsrate, definiert als

$$\Omega = \frac{k}{\epsilon} \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)^2}. \quad (27)$$

Diese Modifikation wird sowohl in der prognostischen Gleichung für die turbulente kinetische Energie (8) als auch in derjenigen für die Energiedissipationsrate (Gl. (20)) benutzt. In einfachen von Gebäuden unbeeinflussten Scherströmungen sind die Werte von S und Ω annähernd gleich, so daß die Ergebnisse in größerer Distanz zum Gebäude mit denen übereinstimmen, die mit der unmodifizierten $E - \epsilon$ -Schließung bestimmt werden. In Staupunkten ist das Geschwindigkeitsfeld jedoch annähernd rotationsfrei, d.h. $\Omega \approx 0$, so daß dort E und ϵ reduziert werden.

Die in den Kapiteln 6.5 beschriebenen Vergleiche zwischen Modellergebnissen und Windkanalmessungen zeigen, daß das Modell die besten Ergebnisse liefert, wenn die Modifikation (26) nur in Gl. (8) (E -Gleichung) und nicht zusätzlich in Gl. (20) (ϵ -Gleichung) angewendet wird. Dies liegt daran, daß bei einer Modifikation beider Gleichungen sowohl E als auch ϵ reduziert werden und der nach Gl. (18) als Quotient aus E^2 und ϵ berechnete Diffusionskoeffizient und damit die Impulsflüsse nur wenig verändert werden.

6.1.5 E- ϵ -Schließung nach Murakami

Murakami, Mochida und Kondo geben einen alternativen Weg zur Reduktion von E an, welcher in [?] beschrieben ist. Anstelle einer Modifizierung des Produktionstermes P_M wird nun eine Modifizierung der Konstanten c_m vorgenommen. Anstelle

von c_m wird $c_{m,*}$ benutzt, mit

$$c_{m,*}^4 = c_m^4 \frac{\Omega}{S} \quad \text{falls} \quad \frac{\Omega}{S} < 1 \quad (28)$$

$$c_{m,*}^4 = c_m^4 \quad \text{falls} \quad \frac{\Omega}{S} \geq 1 \quad (29)$$

P_M wird wie im Standardmodell berechnet. Die Korrektur von c_m hat zur Folge, daß die Rotation des Geschwindigkeitsfeldes nun in die Bestimmung des Diffusionskoeffizienten eingeht und somit indirekt auch in die prognostischen Gleichungen für Impuls, Energie und Dissipation.

Von [?] erwähnte Probleme mit der numerischen Stabilität bei Anwendung dieses Ansatzes traten in MITRAS nicht auf.

6.2 1D-Simulationen

Die oben beschriebenen Schließungen wurden sowohl in die 1D- als auch in die 3D-Version von MITRAS eingebaut und getestet, wobei aber im 1D-Modell nur die originale Version der $E - \epsilon$ -Schließung benutzt wurde, da sich die Modifikation nur im 3D-Modell auswirken kann. Die Ergebnisse der $E - l$ - und originalen $E - \epsilon$ -Schließung, die mit der 1D-Version erzielt wurden, werden im folgenden beschrieben.

Abbildung 1 zeigt typische Ergebnisse für den Fall einer Grenzschicht, die vom Boden bis in 400 m Höhe neutral geschichtet ist und darüber durch eine Inversion begrenzt wird. Man erkennt deutliche Unterschiede zwischen den Ergebnissen beider Schließungen. So ist der Maximalwert des Diffusionskoeffizienten bei dem mit der $E - \epsilon$ -Schließung erzielten Ergebnis ca. viermal so groß wie beim Ergebnis mit $E - l$ -Schließung. Auch die turbulente kinetische Energie und letztlich auch die Windprofile zeigen deutliche Abweichungen voneinander.

Bei den in Abbildung 1 dargestellten Ergebnissen wurde die Corioliskraft mitberücksichtigt, weswegen eine Winddrehung mit der Höhe erfolgt. Da das Modell MITRAS aber anhand von Windkanaldaten validiert werden soll, wurden alle weiteren Rechnungen unter Vernachlässigung der Corioliskraft durchgeführt. In den Modellergebnissen bewirkt diese Vereinfachung zwei wesentliche Unterschiede zu den Ergebnissen mit Corioliskraft. Erstens erfolgt keine Winddrehung mit der Höhe. Zweitens bleiben, wie sich ausgehend von den 1D-Bewegungsgleichungen leicht zeigen läßt, die turbulenten Flüsse von Impuls höhenkonstant, sofern zusätzlich Stationarität vorausgesetzt wird. Wie Abbildung 2 zeigt, ist dies auch bei den im Windkanal gemessenen Daten annähernd der Fall. Aus der dennoch vorhandenen Abweichung der normierten Impulsflüsse vom gemessenen Mittelwert (ca. 0.0035) läßt sich eine mindestens vorhandene Messungenauigkeit von ca. 10-15 % bei den Flüssen abschätzen.

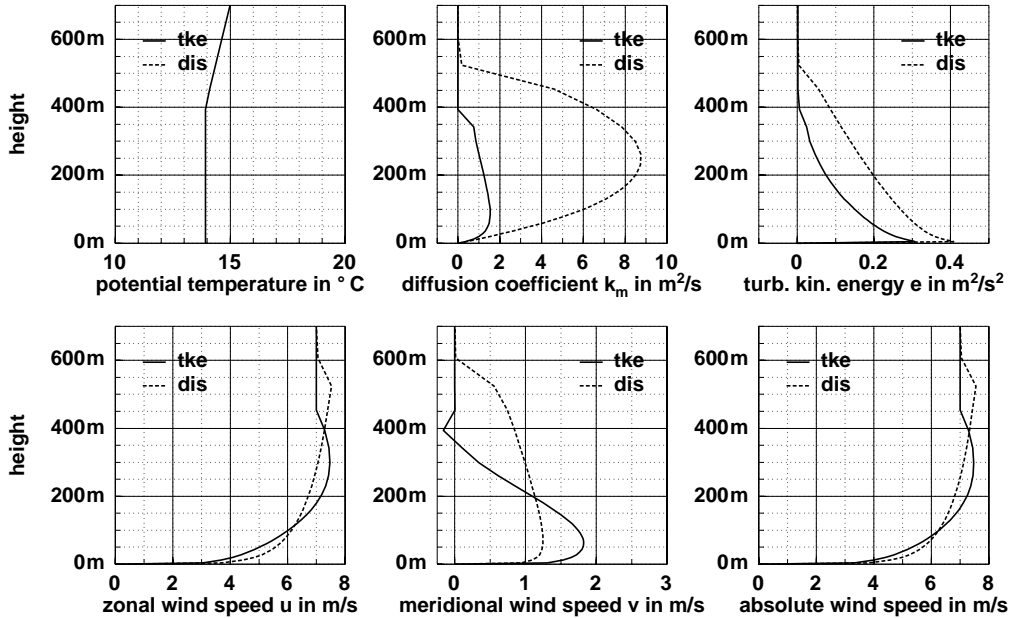


Figure 1: Ergebnisse des 1D-Modells, das mit unterschiedlichen Schließungen betrieben wurde $E - l$ (TKE) und $E - \epsilon$ (DIS).

Abbildung 2 zeigt außer Windkanalmessungen des Windbetrages, der turbulenten kinetischen Energie und der Impulsflüsse auch die entsprechenden 1D-Modellergebnisse, die mit der $E - l$ -Schließung für unterschiedliche Werte von l_{max} erzielt wurden. Die beste Übereinstimmung mit den Messungen ergibt sich offenbar mit $l_{max} = 100$ m. Der Wert $l_{max} = 20$ m, der häufig in Mesoskalamodellen benutzt wird, und der Wert $l_{max} = 200$ m liefern wesentlich größere Abweichungen zwischen Modellergebnis und Messung. Die in Abbildung 2 dargestellten Ergebnisse wurden mit dem Wert $c_m = 0.55$ erzielt. Weitere Tests wurden durchgeführt, bei denen bei festgehaltenem l_{max} der Wert von c_m variiert wurde. Der häufig benutzte Wert $c_m = 0.4$ bewirkt danach wesentlich größere Abweichungen von E zwischen Modellergebnis und Messung als es nach Abbildung 2 mit $c_m = 0.55$ der Fall ist. Es zeigte sich, daß generell eine Verringerung/Erhöhung von c_m eine erhöhte/verringerte Turbulenzenergie bewirkt. Ursache hierfür ist die Randbedingung (Gl. 17) für E , wonach E am unteren Rand umgekehrt proportional zu c_m^2 ist. Eine Änderung von c_m wirkt sich bei der $E - l$ -Schließung nur sehr gering auf die Flüsse und auf das Windprofil aus.

Abbildung 3 zeigt einen Vergleich zwischen Modellergebnis und Messung für die $E - \epsilon$ -Schließung. Unterschiedliche Werte für c_m wirken sich offenbar nur auf das E -Profil aus. Dies gilt allerdings nur für den Fall, daß die Werte für c_1 und für c_2 über

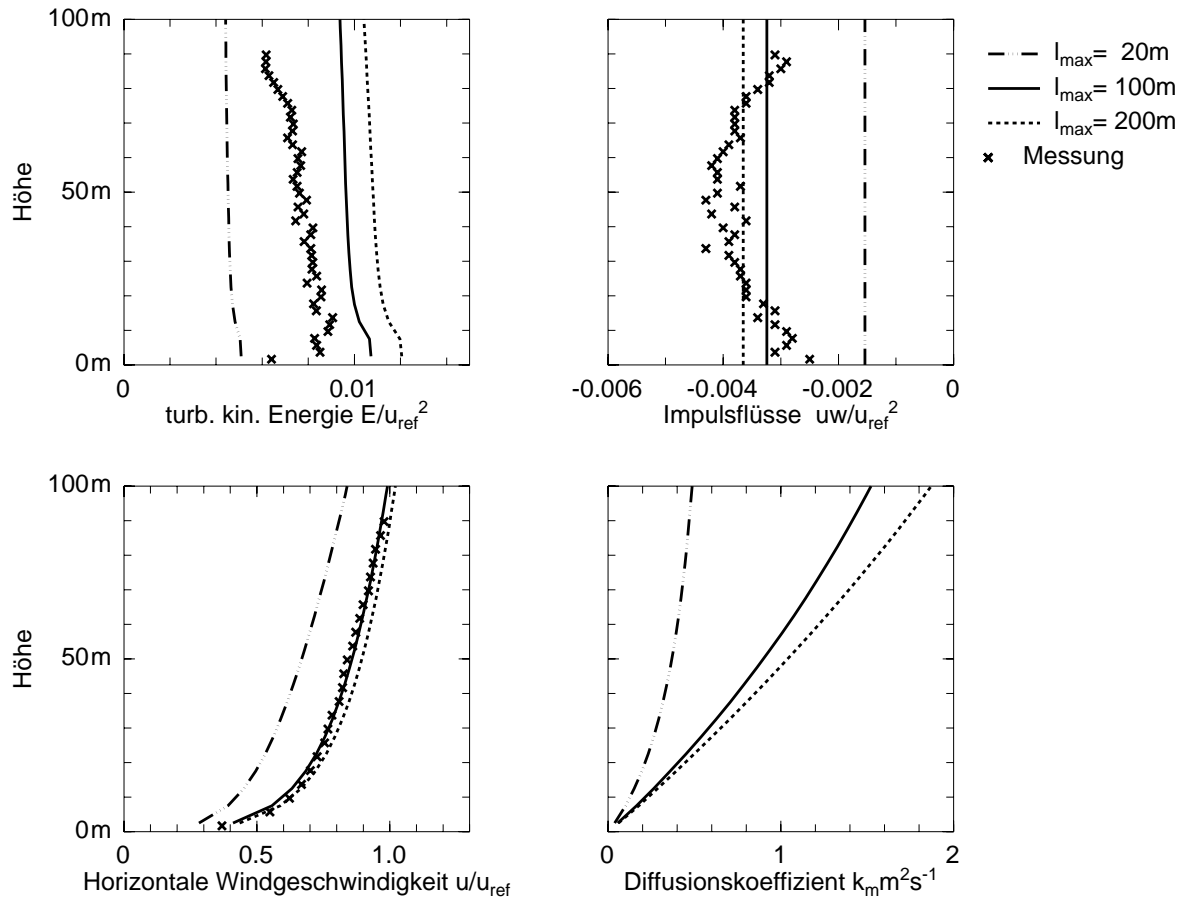


Figure 2: Windkanalmessungen und mit dem 1D-Modell berechnete Profile. ($E - l$ -Schließung mit unterschiedlichen Werten von l_{max})

Gl. (22) berechnet werden. Hält man c_1 und c_2 fest, so bewirken unterschiedliche c_m -Werte auch Unterschiede bei den Diffusionskoeffizienten und Flüssen sowie beim Windprofil. Die beste Übereinstimmung mit den Messungen ergibt sich mit c_m -Werten zwischen 0.55 und 0.65.

6.3 2D-Simulationen über ebenem Gelände

Wie im Projektantrag ausführlich beschrieben, sollten vor Implementierung von Gebäuden in das 3D-Modell zunächst Tests der Schließungen für eine flache interne Grenzschicht über ebenem, aber thermisch inhomogenem Gelände durchgeführt werden. Solche Grenzschichten findet man als Folge unterschiedlicher Bodentypen und damit verbundener Strahlungs- und Erwärmungseffekte.

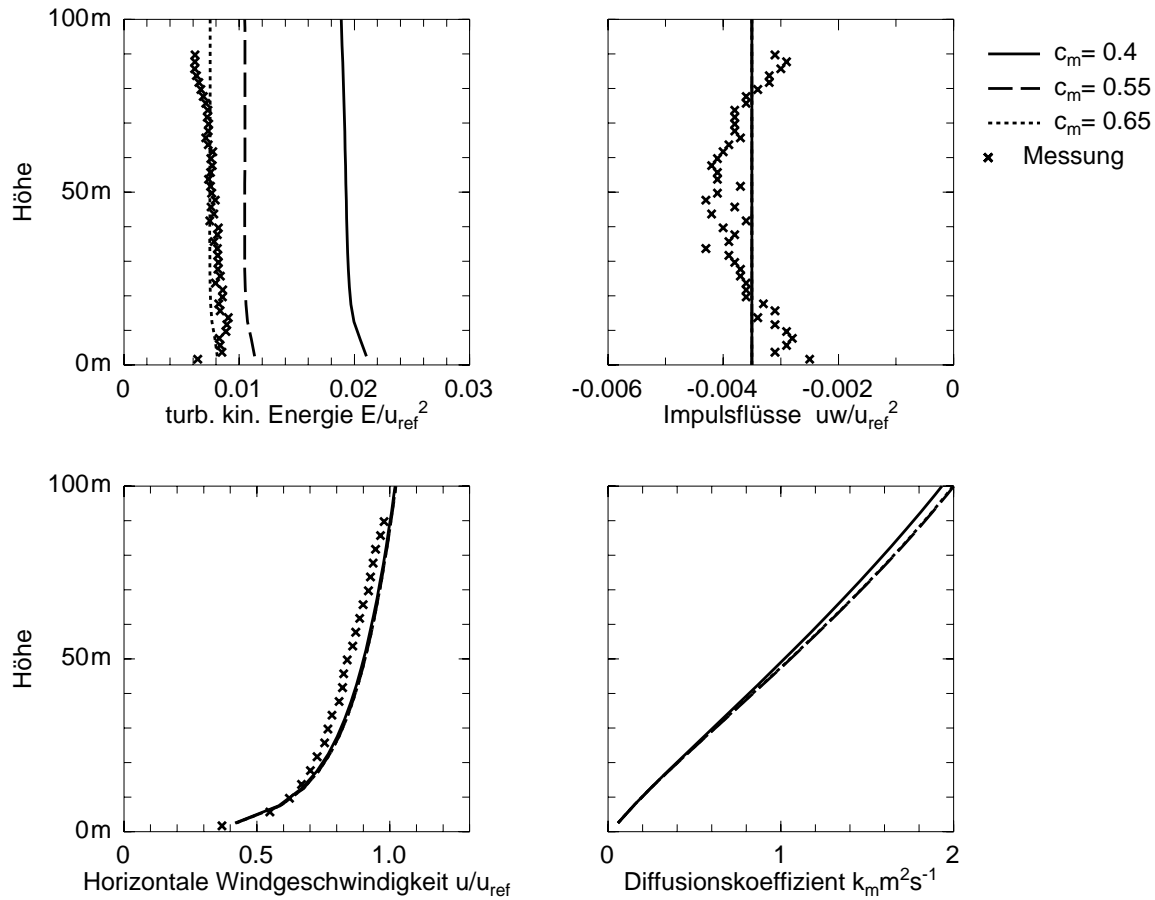


Figure 3: Windkanalmessungen und mit dem 1D-Modell berechnete Profile. ($E - \epsilon$ -Schließung mit unterschiedlichen Werten von c_m , ($c_2 = 1.92$, c_1 , berechnet nach Gl. (22))

Ein zur Validierung des mikroskaligen Modells geeigneter Datensatz einer solchen Strömung wurde während einer Fahrt des vom AWI betriebenen Forschungsschiffes Polarstern über einem Meereis/Wasser Untergrund gewonnen (Augstein et al., 1997). Mit Hilfe der an Bord installierten Turbulenzmessanlage (Ultraschallanemometern in 5 Höhen; Wamser und Lykossov, 1996) wurden turbulente Flüsse von Impuls und Wärme über einer von flachem Meereis umgebenen offenen Wasserstelle von 2 km Durchmesser gemessen. Die Lufttemperatur war zum Zeitpunkt des Experimentes in der oberflächennahen Schicht über dem Eis annähernd mit der Eisoberflächentemperatur (ca. Null Grad Celsius) identisch. Die Temperatur des Wassers lag mit -1.5 Grad Celsius knapp darunter, so daß sich bei dessen Überströmung eine leicht stabile Grenzschicht ausbildete.

Die gemessenen Wärme- und Impulsflüsse zeigt Abbildung 4 (Strömung von

rechts nach links). An der Stelle des Temperatursprungs P ändert sich auch die Rauigkeit der Oberfläche. Luvwärts von P (über dem Eis) ist die thermische Schichtung dicht über der Eisoberfläche annähernd neutral, weswegen die gemessenen Wärmeflüsse (Fehler ca. $1 - 2 \text{ W/m}^2$, siehe Garbrecht et al., 1999) in 5.4 m Höhe nahezu gleich Null sind. Aufgrund der höheren Rauigkeit von Meereis im Vergleich zu derjenigen des Wassers ist in Punkt P der Betrag der gemessenen Impulsflüsse wesentlich höher als über offenem Wasser.

Die Abbildungen 4 und 5 zeigen auch Ergebnisse des Modells, das zur Simulation der sich über dem Wasser ausbildenden internen Grenzschicht benutzt wurde. (Modellauflösung: $\Delta x = 20 \text{ m}$; $\Delta z = 2 \text{ m}$, bis zum Modelloberrand in 2000 m um jeweils 10 Prozent zunehmend). Das Modell wurde mit einem an die Messung angepaßten Einströmtemperatur- und Feuchteprofil sowie dem gemessenen geostrophischen Wind initialisiert.

Die dargestellten Ergebnisse wurden mit der $E - l$ -Schließung und der Smagorinsky Schließung gewonnen, wobei der Mischungsweg beide Male nach Gl. (6) bestimmt wurde. In der Smagorinsky Schließung ist l_{max} nach Gl. (5) durch die maximale Gitterweite beschränkt, während hier für die $E - l$ -Schließung wie in mesoskaligen Modellen üblich $l_{max} = 0.007u_*/f$ ($f = \text{Coriolisparameter}$) verwendet wurde. Der sich über den Smagorinsky Ansatz ergebende Mischungsweg ist damit im betrachteten Fall wesentlich kleiner als der für die $E - l$ -Schließung.

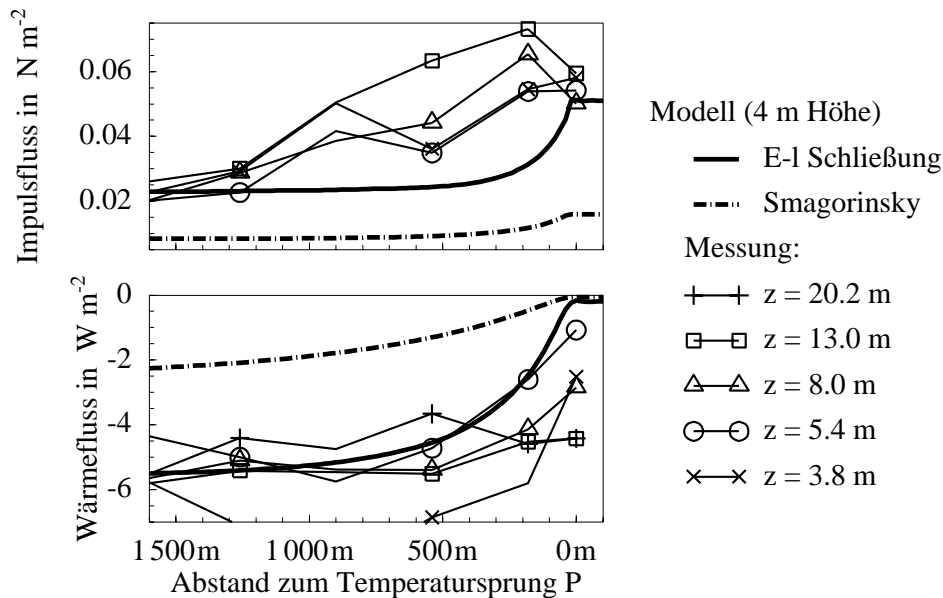


Figure 4: Gemessene und modellierte Impuls- und Wärmeflüsse (Wind von rechts nach links)

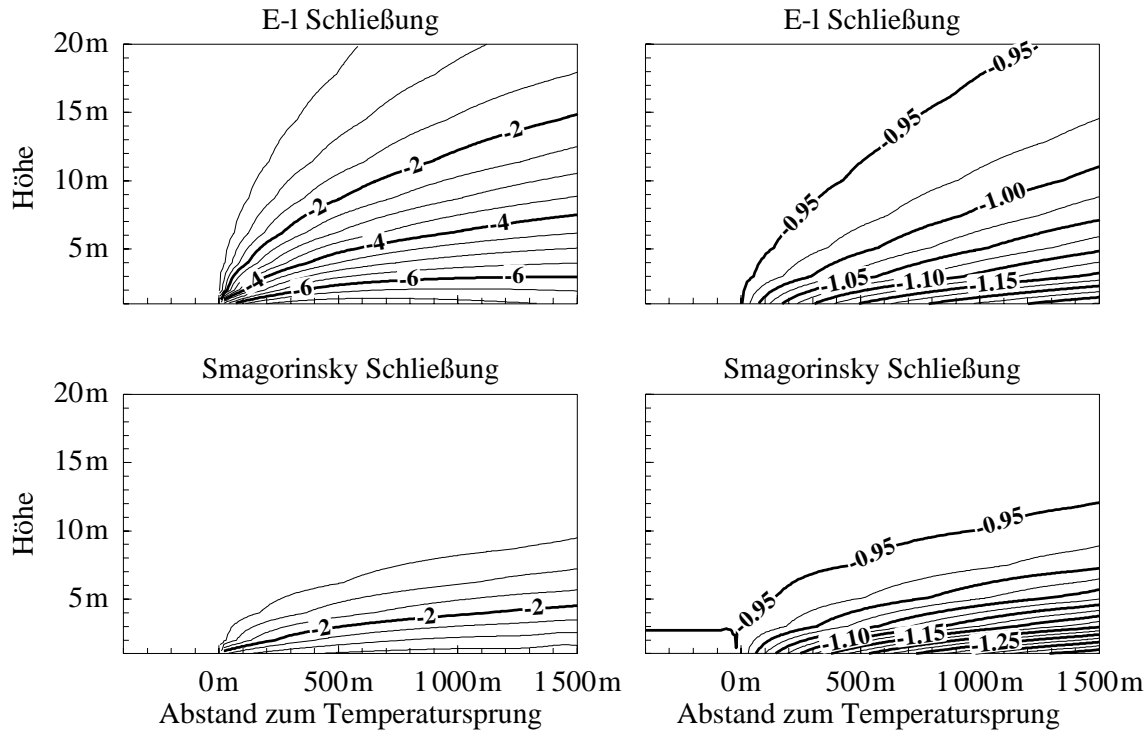


Figure 5: Modellergebnisse für die Überströmung eines thermisch inhomogenen Untergrundes (Wind von links nach rechts). Wärmeflüsse in W/m^2 (links) und potentielle Temperatur in $^{\circ}C$ (rechts).

In Abbildung 5 sind Isolinien der Wärmeflüsse (links) und der potentiellen Temperatur (rechts) dargestellt (Wind von links nach rechts). Aufgrund der geringen Temperaturunterschiede sind die Flüsse betragsmäßig sehr klein, aber dennoch wird bei beiden Modellversionen die beginnende Abkühlung im Lee des Temperatur- und Rauigkeitssprunges deutlich. Das Modell mit $E-l$ -Schließung liefert eine höherreichende Abkühlung und dementsprechend betragsmäßig größere Flüsse.

Abbildung 4 zeigt, daß die $E-l$ -Schließung die realistischeren Ergebnisse sowohl für die Impuls- als auch für die Wärmeflüsse liefert. Dieses Ergebnis ist allerdings hauptsächlich eine Folge des zu kleinen Wertes von l_{max} bei der Smagorinsky Schließung. Eine Vergrößerung von l_{max} führte auch hier zu Ergebnissen, die nur wenig von den mit der $E-l$ -Schließung erzielten Ergebnissen abweichen.

Sowohl die Anwendungen des 1D-Modells als auch die des 2D-Modells belegen, daß der Mischungsweg die Ergebnisse stark beeinflusst. Trotz der kleinen Gitterweiten (1D: ca. 5 m; 2D: ca. 2 - 20 m) muß der Mischungsweg wesentlich größer gewählt werden, als es in einem dreidimensionalen wirbelauflösenden Modell der Fall wäre.

6.4 3D-Simulationen mit MITRAS

Das dreidimensionale Modell MITRAS wurde mit den erläuterten Schließungen zur Simulation der Strömung um verschiedene Hindernisse (Würfel und Balken) benutzt, wobei in den meisten der im folgenden dargestellten Fälle mit derselben räumlichen Auflösung von 2,5 m horizontal und vertikal gerechnet wurde. Die gewählte Gitterweite ergab sich aus der Anforderung, daß das Modell einerseits in der Lage sein soll, die Hauptmerkmale der Strömung um Hindernisse realistisch zu simulieren. Andererseits sollte aber die Gitterweite nicht zu klein gewählt werden, damit auch noch die Strömung im Bereich größerer Gebäudekomplexe mit vertretbarem numerischen Aufwand berechnet werden kann. Es muß betont werden, daß sich mit der gewählten Auflösung Details der Strömung wie beispielsweise der über dem Dach von Gebäuden entstehende Wirbel nur unzureichend auflösen lassen. Inwiefern die turbulenten Transporte mit den gewählten Parametrisierungen dennoch realitätsnah erfaßbar sind, sollten die durchgeführten Studien zeigen.

Alle Abbildungen der folgenden Unterkapitel zeigen die Modellergebnisse für das annähernd stationäre Strömungsfeld. Die Modellergebnisse und Messungen sind als Funktion des mit der Gebäudehöhe H normierten Horizontalabstandes x/H und der normierten Höhe z/H dargestellt. Der Horizontalwind (u -Komponente) ist mit der ungestörten Anströmgeschwindigkeit in $z = 100$ m Höhe u_∞ normiert, E und die turbulenten Impulsflüsse sind mit u_∞^2 normiert. Dargestellt ist lediglich der (negative) Anteil $(\overline{u'w'^2} + \overline{v'w'^2})^{0.5}$ des Impulsflusses, da $\overline{w'w'}$ nicht gemessen wurde. Die Gebäudehöhe betrug bei der Simulation 25 m.

6.5 Überströmung eines Balkens

Die Abbildungen 6 bis 14 zeigen die Ergebnisse des Modells im Vergleich mit Windkanalmessungen für die Überströmung eines Balkens, der sich quer zur Anströmrichtung über das gesamte Modellgebiet erstreckt. Diese einfache Konfiguration hat den Vorteil, daß die Ergebnisse des 3D-Modells quer zur Anströmung homogen sind, da eine Umströmung an den Seiten ausgeschlossen wird. Damit reichte es aus, das 3D-Modell für diesen Strömungstyp in einer quasi-zweidimensionalen Variante mit nur 10 Gitterpunkten quer zur Anströmung zu betreiben.

Originale $E - \epsilon$ -Schließung

In den Abbildungen 6 bis 8 sind zunächst nur die Ergebnisse dargestellt, die mit der originalen $E - \epsilon$ -Schließung für unterschiedliche Werte von c_m bei festgehaltenen Konstanten c_1 und c_2 erzielt wurden. Für letztere wurden in den

dargestellten Simulationen die von Hanjalić und Launder (1972) vorgeschlagenen Werte $c_1 = 1.44$, $c_2 = 1.92$ benutzt. Abbildung 6 zeigt die horizontale Windkomponente u (Anströmung von links nach rechts in allen Abbildungen). Man sieht eine deutliche Abhängigkeit des Ergebnisses vom c_m -Wert besonders im Leebereich des Gebäudes. Je größer c_m ist, desto kürzer ist der Rezirkulationsbereich (Abschattung) im Lee. Die besten Ergebnisse werden hiernach wie bereits beim 1D-Modell mit $c_m = 0.55$ erzielt. Dies gilt auch für die Ergebnisse des Impulsflusses (Abbildung 7). Allerdings zeigt sich, daß im Luv des Hindernisses ein in den Messungen nicht auftretendes Maximum erzeugt wird. Dieser Effekt wurde in der Literatur bisher nur für die Turbulenzenergie beschrieben. Auch hier zeigt sich, daß das Modell MITRAS wie auch andere vergleichbare Modelle wesentlich zu große Werte im Luv liefert (s. Abbildung 8).

Außer den hier gezeigten Studien wurde die Sensitivität der Ergebnisse auch gegenüber anderen Werten der Konstanten c_1 , c_2 , c_m getestet. So wurde anstelle des von Hanjalić und Launder (1972) angegebenen Wertes für c_1 auch der Wert $c_1 = 1.39$ getestet, womit Gl. (22) erfüllt ist. Es zeigte sich, daß sich nur sehr geringe Abweichungen von den in den Abbildungen 6 bis 9 dargestellten Ergebnissen ergaben. Schließlich wurde auch ein Modellauf mit den von Detering (1985) angegebenen Werten $c_1 = 0.90$, $c_2 = 1.90$, $c_m = 0.4$ durchgeführt. Damit wurde das Modell allerdings schon nach kurzer Zeit instabil. Durch den sehr kleinen Wert von c_1 wird die mechanische Produktion von Dissipation und damit auch die gesamte Dissipation wesentlich unterschätzt. Dies bewirkt für die betrachtete Skala wesentlich zu große Werte der Diffusionskoeffizienten.

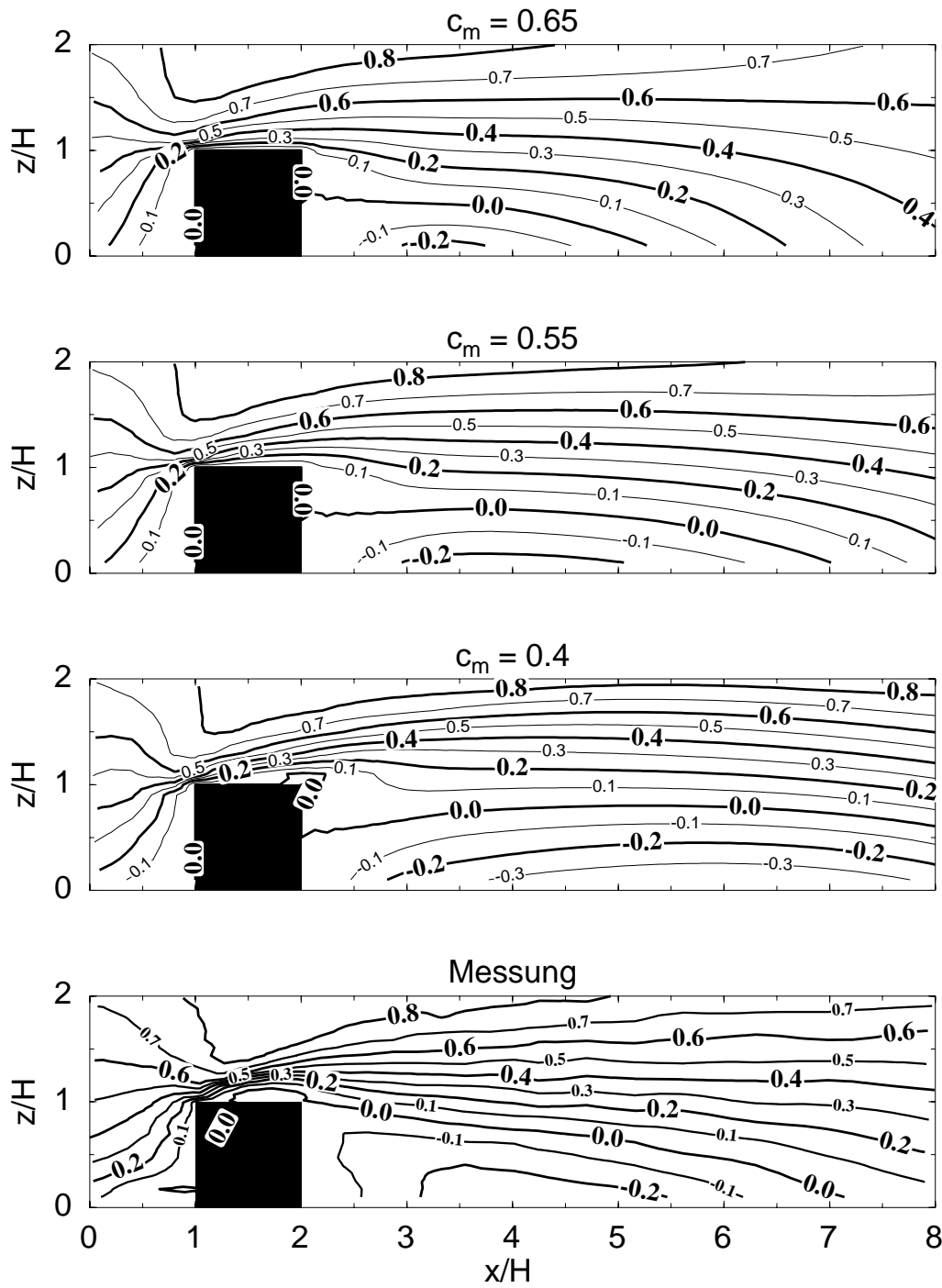


Figure 6: Gemessene und modellierte Strömung um einen Balken als Funktion des normierten Abstandes zum Gebäude und der normierten Höhe (Windkomponente u , originale $E-\epsilon$ -Schließung mit unterschiedlichen Werten der Konstante c_m ; $c_1 = 1.44$, $c_2 = 1.92$).

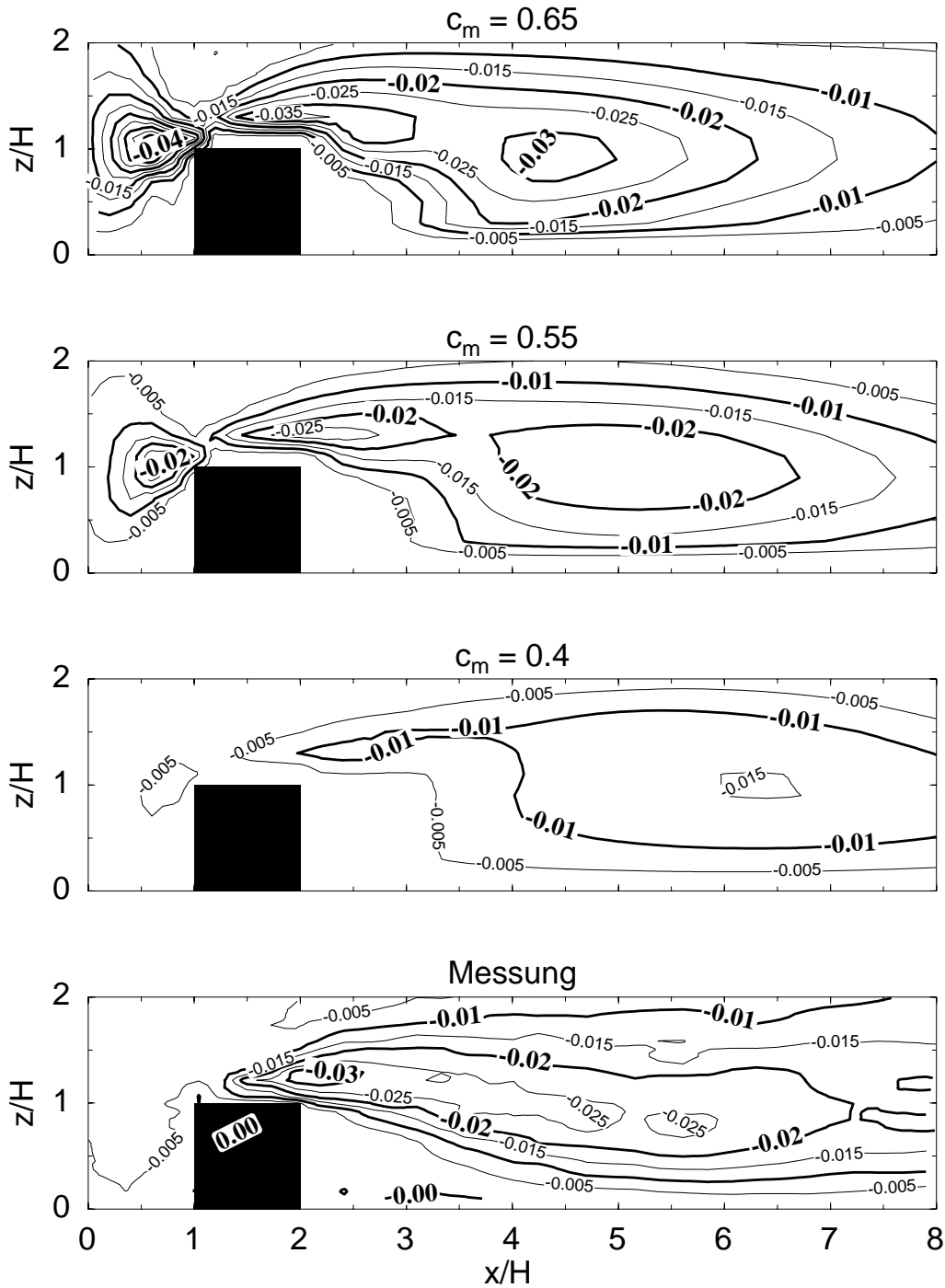


Figure 7: Gemessene und modellierte normierte turbulente Impulsflüsse $(-\sqrt{u'w'^2} + \overline{v'w'^2})/U_\infty^2$ für eine Balkenumströmung (originale $E - \epsilon$ -Schließung mit unterschiedlichen Werten der Konstante c_m ; $c_1 = 1.44$, $c_2 = 1.92$).

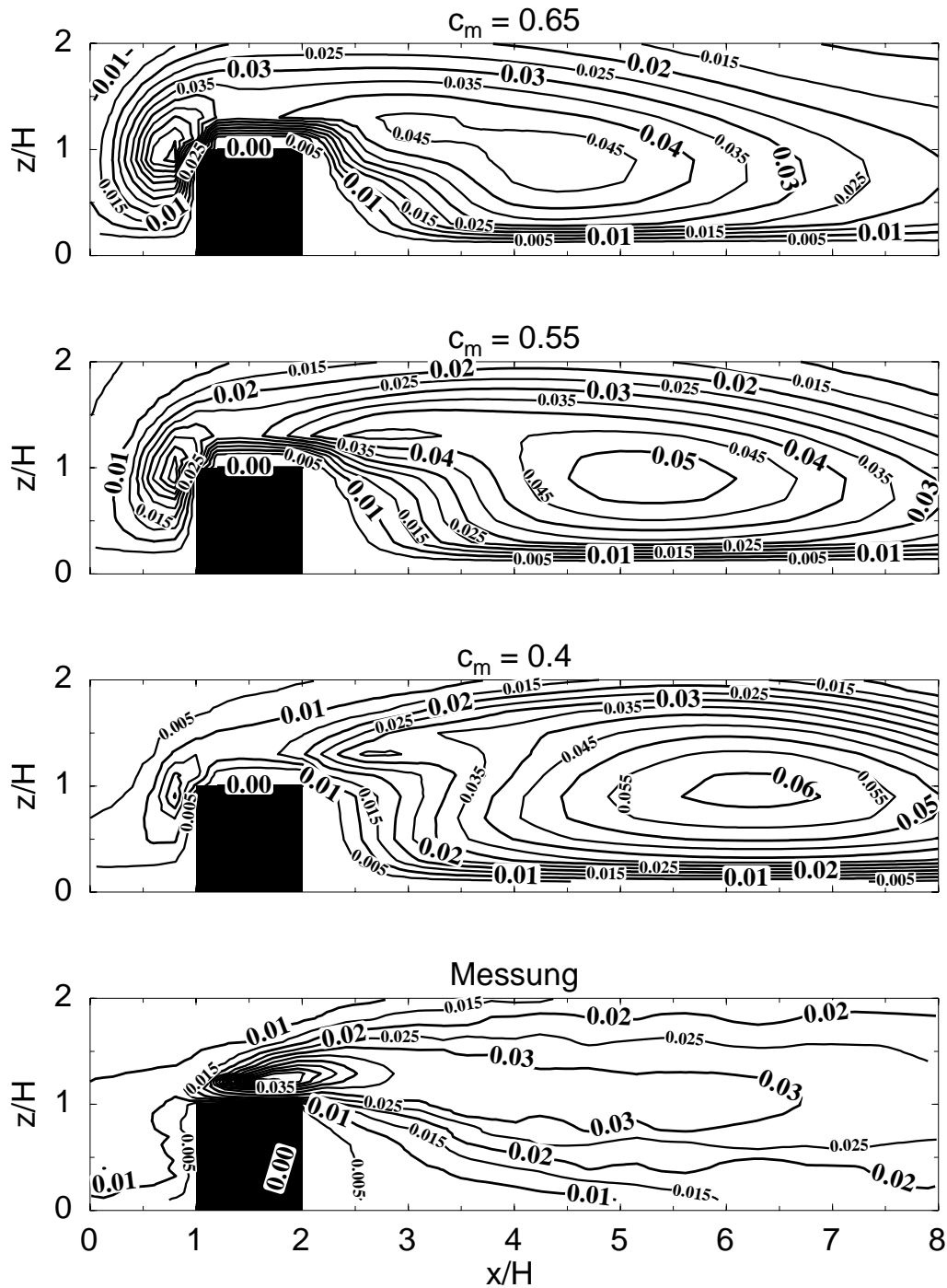


Figure 8: Gemessene und modellierte turbulente kinetische Energie (normiert) für eine Balkenumströmung (originle $E - \epsilon$ -Schließung mit unterschiedlichen Werten der Konstante c_m ; $c_1 = 1.44$, $c_2 = 1.92$).

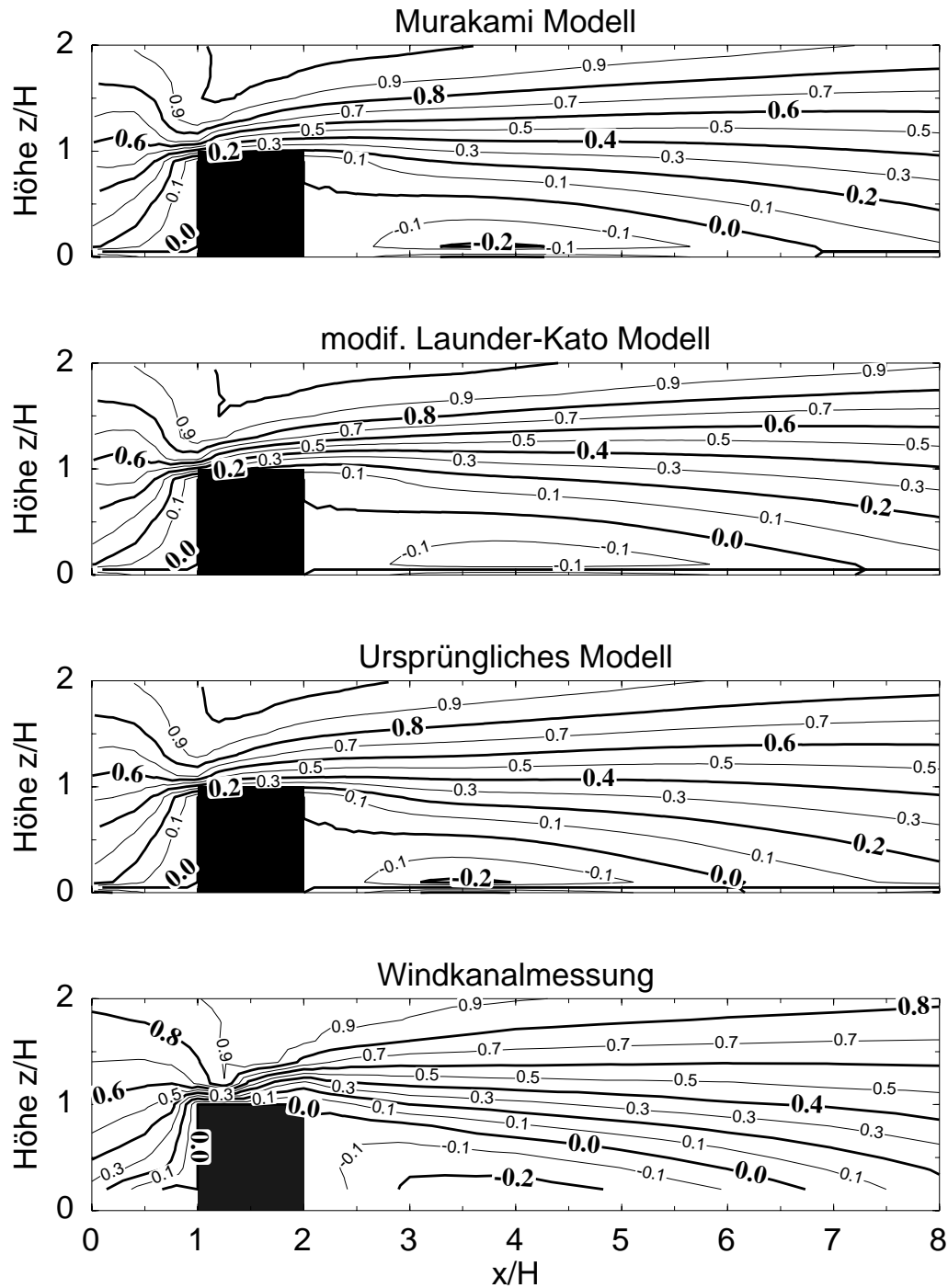


Figure 9: Gemessene und modellierte Strömung um einen Balken als Funktion des normierten Abstandes zum Gebäude und der normierten Höhe (Windkomponente u , originale $E - \epsilon$ -Schließung und modifizierte Versionen).

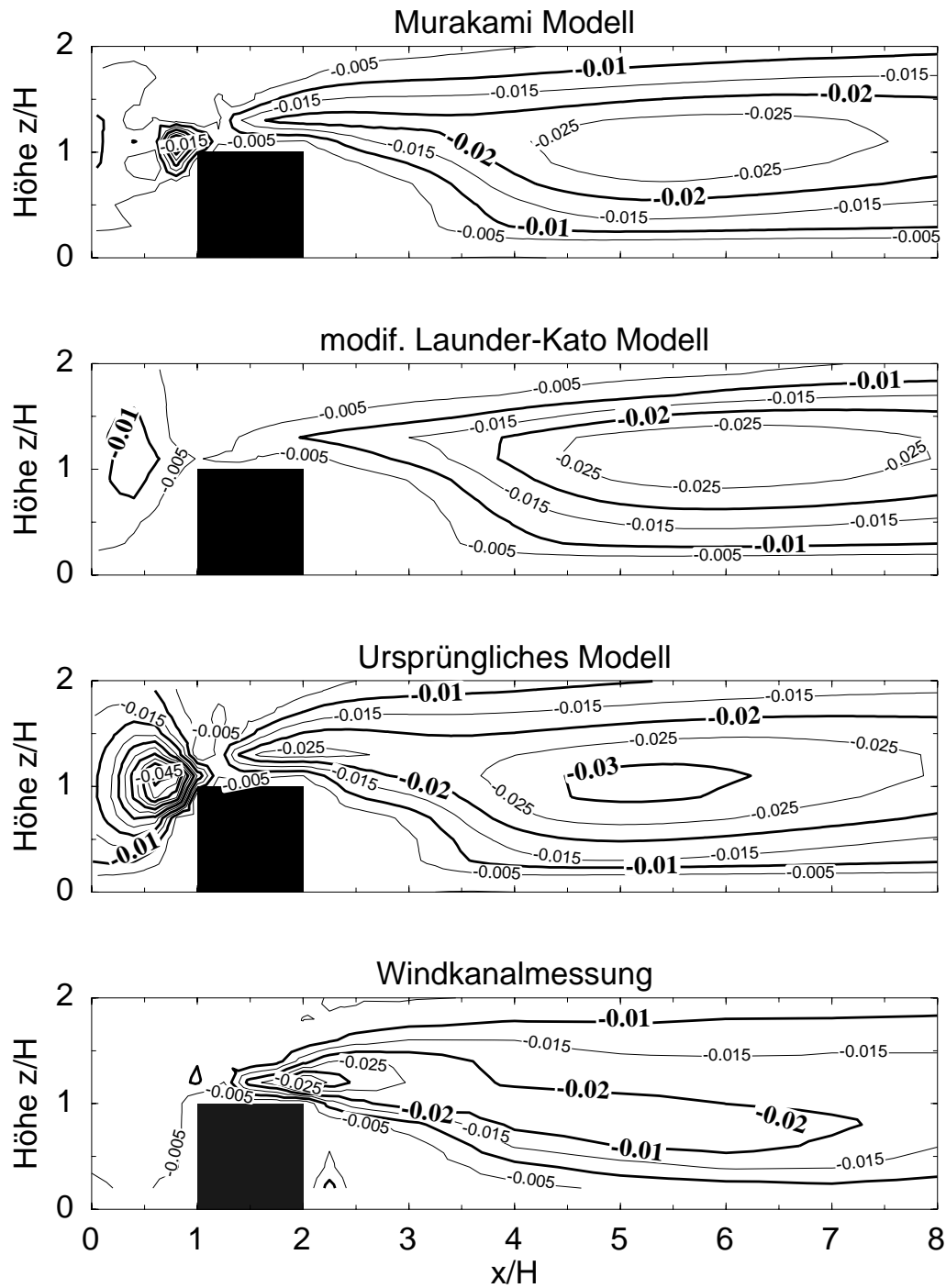


Figure 10: Gemessene und modellierte normierte turbulente Impulsflüsse $(-\sqrt{u'w'^2 + v'w'^2}/U_\infty^2)$ für eine Balkenumströmung (originale $E - \epsilon$ -Schließung und modifizierte Versionen).

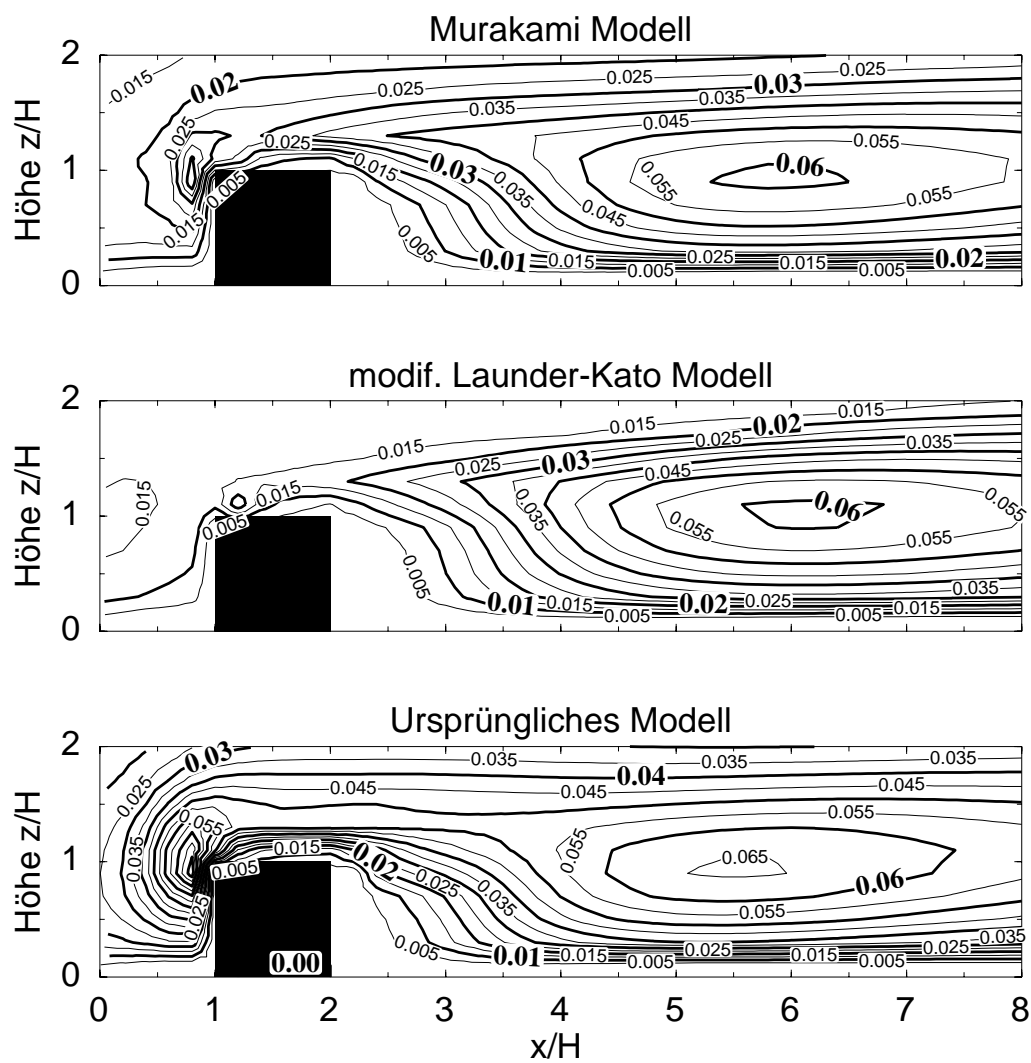


Figure 11: Modellierte turbulente kinetische Energie (normiert) für eine Balken-
strömung (originale $E - \epsilon$ -Schließung und modifizierte Versionen).

Modifizierte $E - \epsilon$ -Schließungen

Zur Verbesserung der Ergebnisse im Luv-Bereich des Modells wurden die in Kapitel 6.1.4 und 6.1.5 vorgestellten Parametrisierungen von Launder Kato und von Murakami getestet. Die Abbildungen 9 bis 11 zeigen die Ergebnisse im Vergleich mit den Messungen (für einen Balken mit geringfügig anderer Anströmung als bei den übrigen Simulationen, für den aber keine Messungen von E vorlagen). Bei der in den Abbildungen als modifizierte Launder Kato Schließung bezeichneten Parametrisierung handelt es sich um die Version, in welcher lediglich eine Korrektur des Produktionstermes P_M in der prognostischen Gleichung für E durchgeführt wurde (s. Kapitel 6.1.4). Lediglich mit dieser Schließung wird erreicht, daß das Maximum sowohl der Impulsflüsse (Abbildung 10) als auch von E (Abbildung 11) im Luv vollständig verschwindet. Allerdings ist auch die vom Modell mit den modifizierten Schließungen berechnete Turbulenzenergie im Lee des Hindernisses im Vergleich zu den Messungen zu groß. Die Ursache hierfür konnte im Rahmen des Projektes nicht geklärt werden, insbesondere auch deshalb nicht, weil zu wenige Messfälle zur Verfügung standen. Es ist geplant, auch nach Ablauf dieses Projektes diesbezüglich weitere Studien durchzuführen.

$E - l$ -Schließung

Die Abbildungen 12 bis 14 zeigen die Ergebnisse für die Balkenüberströmung, die mit der $E - l$ -Schließung für unterschiedliche Werte von l_{max} erzielt wurden. Genauso, wie es bereits anhand der 1D- und 2D-Simulationen gezeigt wurde, reagieren auch die Ergebnisse des 3D-Modells empfindlich auf die Parametrisierung des Mischungsweges. Die Abbildungen zeigen, daß das modellierte Windfeld und die modellierten Impulsflüsse am besten mit den Messungen übereinstimmen, wenn $l_{max} = 20$ m gewählt wird. Allerdings ist die berechnete turbulente kinetische Energie mit diesem Wert im Lee des Balkens etwa um einen Faktor 2 zu groß, so daß hier ein ähnlich großer Fehler auftritt wie bei den Ergebnissen mit der optimalen $E - \epsilon$ -Schließung. Für E erhielt man mit der $E - l$ -Schließung das optimale Ergebnis mit $l_{max} = 5$ m, wobei aber damit die Impulsflüsse unter- und die Ausdehnung des Abschattungsbereiches im Lee überschätzt würden.

Bemerkenswert ist, daß die mit der $E - l$ -Schließung erzielten Ergebnisse besser mit den Messergebnissen übereinstimmen als diejenigen, die mit der originalen $E - \epsilon$ -Schließung berechnet wurden. Betrachtet man lediglich den Leebereich des Gebäudes, so sind die Abweichungen zwischen den gemessenen und berechneten Feldern der Impulsflüsse und der turbulenten kinetischen Energie bei Benutzung der $E - l$ -Schließung sogar geringer als bei Verwendung der modifizierten $E - \epsilon$ -Schließungen. Allerdings wird E im Luv des Gebäudes auch bei Benutzung der $E - l$ -Schließung überschätzt.

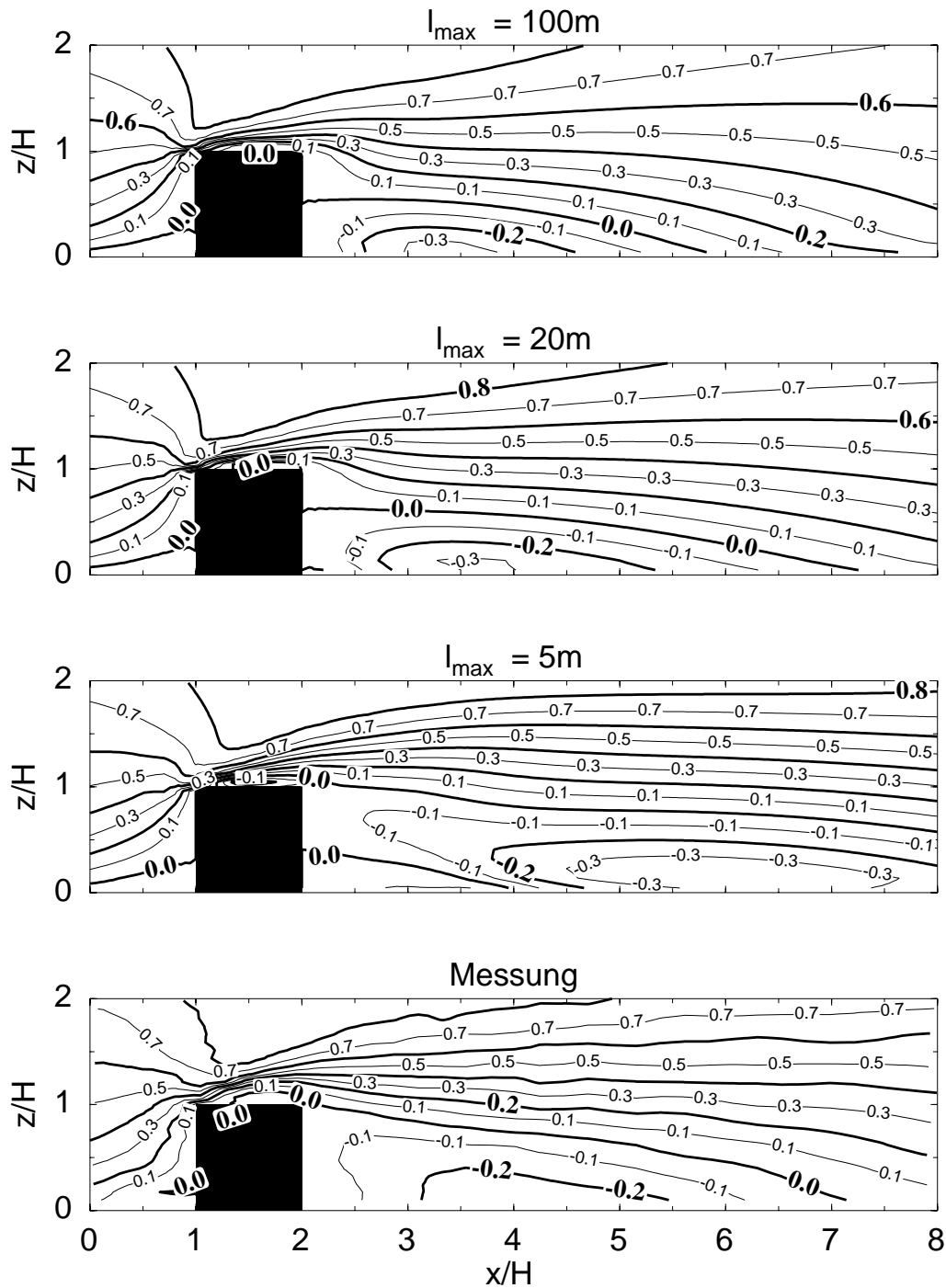


Figure 12: Gemessene und modellierte Strömung um einen Balken (Windkomponente u ; $E - l$ -Schließung mit verschiedenen Werten des nach Gl. (16) berechneten Wertes für den maximalen Mischungsweg).

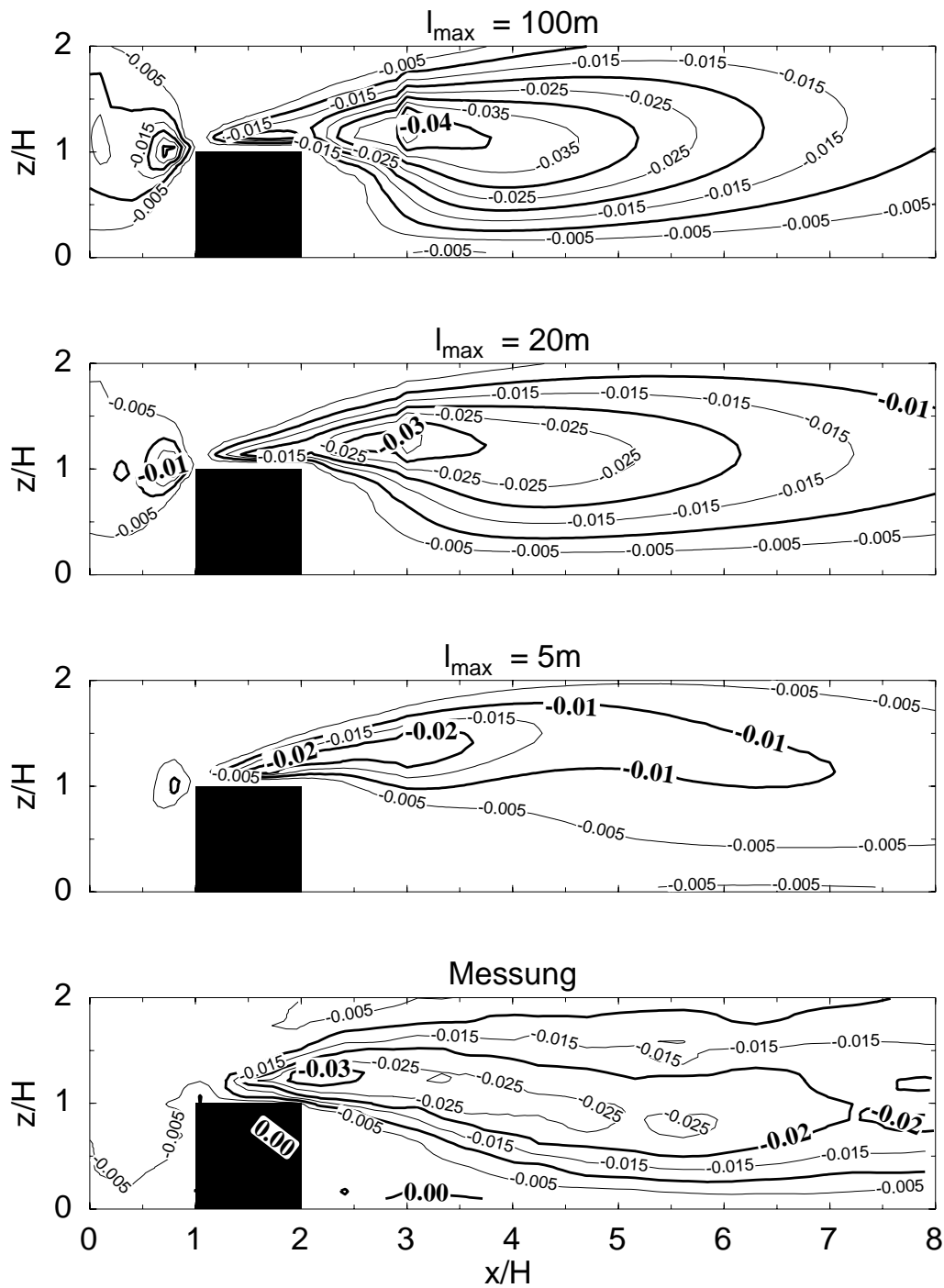


Figure 13: Gemessene und modellierte normierte turbulente Impulsflüsse ($-\sqrt{u'w'^2 + v'w'^2}/U_\infty^2$) für eine Balkenumströmung ($E-l$ -Schließung mit verschiedenen Werten des nach Gl. (16) berechneten Wertes für den maximalen Mischungsweg).

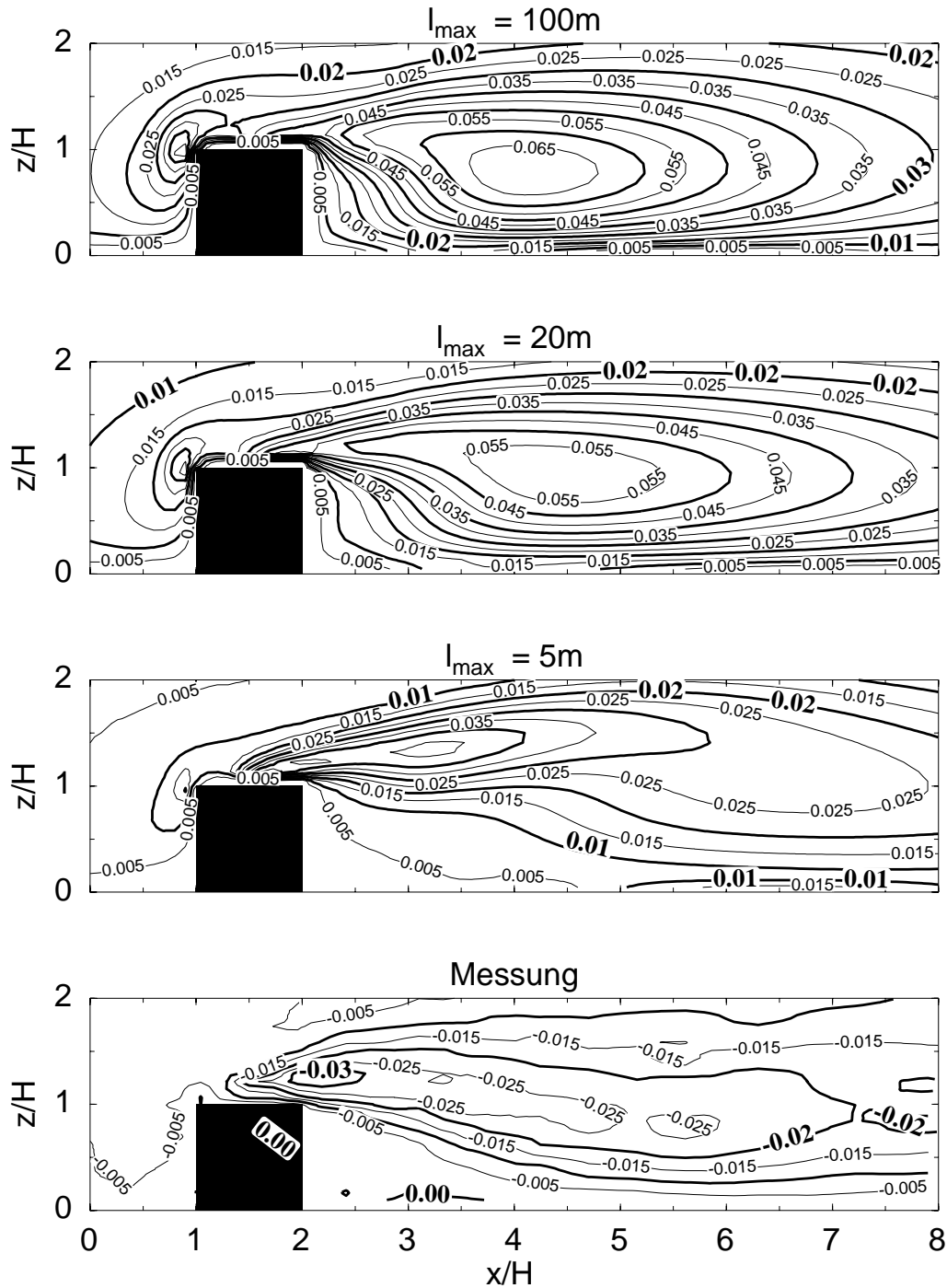


Figure 14: Modellerte turbulente kinetische Energie (normiert) für eine Balkenumströmung; $E-l$ -Schließung mit verschiedenen Werten des nach Gl. (16) berechneten Wertes für den maximalen Mischungsweg).

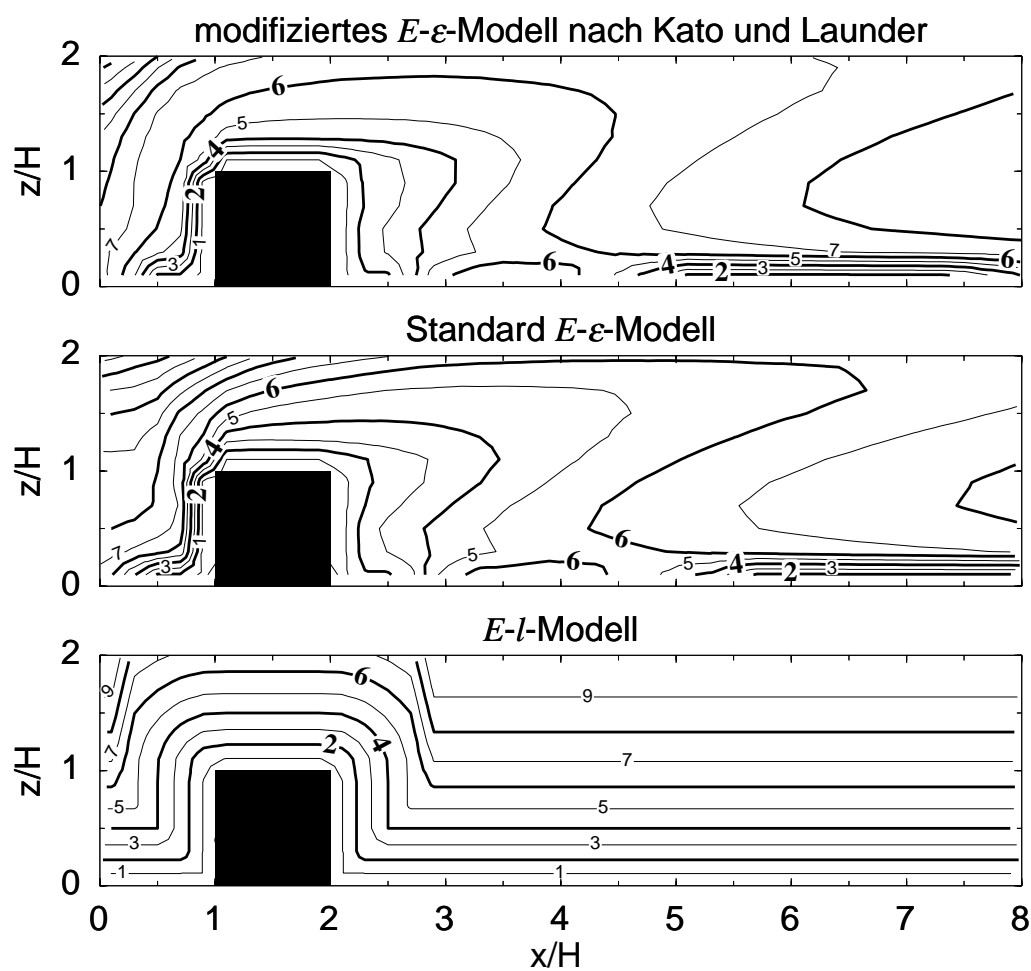


Figure 15: Mischungsweg, berechnet für die $E-l$ -Schließung (unten) und prognostiziert mit der originalen (Mitte) und modifizierten $E-\epsilon$ -Schließung nach Kato und Launder (oben).

Nach Gleichung (7) läßt sich aus der mittels der $E - \epsilon$ -Schließung prognostizierten turbulenten kinetischen Energie und der prognostizierten Energiedissipationsrate auch der Mischungsweg bestimmen. Abbildung 15 zeigt den Vergleich zwischen dem mit der originalen und der modifizierten Kato und Launder $E - \epsilon$ -Schließung prognostizierten und dem in der $E - l$ -Schließung vorgegebenen Mischungsweg. Die Unterschiede zwischen den beiden erstgenannten Versionen sind gering. Allerdings zeigen sich größere Unterschiede zur $E - l$ -Schließung, bei der l anders als bei den Ergebnissen der $E - \epsilon$ -Schließungen symmetrisch zum Gebäudemittelpunkt ist. Bemerkenswerter Weise zeigt Abbildung 14 aber auch, daß die Differenzen zwischen den mit den verschiedenen Methoden berechneten Mischungswegen nicht mehr als ca. 30 % ausmachen.

Die hier gezeigten Sensitivitätsstudien bezüglich des maximalen Mischungsweges wurden nur für Gebäude derselben Höhe ausgeführt. Möglicherweise ist der Mischungsweg aber auch eine Funktion der Gebäudehöhe, da hierdurch die Wirbelgröße im Lee entscheidend beeinflußt wird. Entsprechende Untersuchungen konnten im Rahmen des beantragten Projektes nicht mehr durchgeführt werden. Es ist allerdings geplant, diese im Rahmen der Grundausstattung des AWI weiterzuführen.

Die mit dem 1D- und 3D-Modell produzierten Ergebnisse belegen, daß die Mischungswege für 1D- und 3D-Simulationen unterschiedlich gewählt werden müssen. Mit einer Gitterweite von 5 m werden die größeren, durch das Gebäude verursachten Wirbel vom 3D-Modell aufgelöst, so daß man erwarten kann, daß der optimale Mischungsweg zumindest im vom Gebäude stark beeinflußten Bereich nicht größer als die Gitterweite selbst werden sollte, wie es auch in einem wirbelauflösenden Modell der hindernisfreien Grenzschicht der Fall ist. Diese Bedingung für l wird nach den in Abbildung 15 gezeigten Ergebnissen annähernd eingehalten, wenn $l_{max} = 20$ m gesetzt wird.

6.6 Der Einfluß unterschiedlicher Randbedingungen für die Flüsse an den Gebäudewänden

Die Modellergebnisse werden auch durch die Berechnung der turbulenten Flüsse an den Gebäudewänden beeinflußt. Die Auswirkung zweier extrem unterschiedlicher Annahmen für die Randbedingungen auf die Impulsflüsse und auf die turbulente kinetische Energie zeigt Abbildung 16 am Beispiel der originalen $E - \epsilon$ -Schließung. Bei der als free slip bezeichneten Formulierung wird angenommen, daß die Flüsse an den Gebäudewänden verschwinden. Diese Annahme ist gleichbedeutend mit einem verschwindenden Gradienten (senkrecht zur Wand) der wandparallelen Geschwindigkeitskomponenten. Für die zweite Variante wird vorausgesetzt, daß die Annahmen der Monin-Obukhov-Theorie in Wandnähe erfüllt sind, so daß zur Berechnung der Flüsse logarithmische Profile benutzt werden können. Mit

dieser zweiten Variante für die Randbedingungen wurden alle übrigen Rechnungen durchgeführt. Beide Annahmen stellen nur Approximationen der tatsächlichen Verhältnisse dar, denn in der Realität sind z.B. die mit der Monin-Obukhov Theorie verbundenen Annahmen horizontaler Homogenität nur schlecht erfüllt. So zeigen Messungen, daß sich z.B. auf der Gebäudeoberseite der sogenannte Dachwirbel ausbildet, so daß die Strömung in Wandnähe extrem inhomogen ist.

Abbildung 16 belegt, daß die Auswirkungen unterschiedlicher Randbedingungen für die Flüsse auf die berechneten Felder der Impulsflüsse und der Turbulenzenergie vergleichsweise gering sind. Wesentlich empfindlicher als auf die Randbedingungen reagieren die Modellergbnisse auf unterschiedliche Wahl der Konstanten c_1 , c_2 und c_m .

6.7 Würfelüberströmung

Die zuvor am Beispiel der Balkenüberströmung dargestellten Sensitivitätsstudien wurden auch für ein würfelförmiges Hindernis durchgeführt. Allerdings ergaben sich hier mit Blick auf die Auswahl der optimalen Parametrisierung keine neuen Ergebnisse. Insbesondere zeigte sich, daß die für die Balkenüberströmung gefundenen optimalen Werte der Konstanten c_1 , c_2 und c_m auch beim Würfel die besten Ergebnisse lieferten.

Die Abbildungen 17 bis 19 zeigen die typischen Unterschiede der Ergebnisse mit originaler und modifizierter $E - \epsilon$ -Schließung. Dargestellt sind Horizontalschnitte durch das Modellgebiet in halber Gebäudehöhe. Extrem wenige Unterschiede ergeben sich beim Windfeld. Deutlicher sind die Unterschiede bei den Flüssen und bei der turbulenten kinetischen Energie.

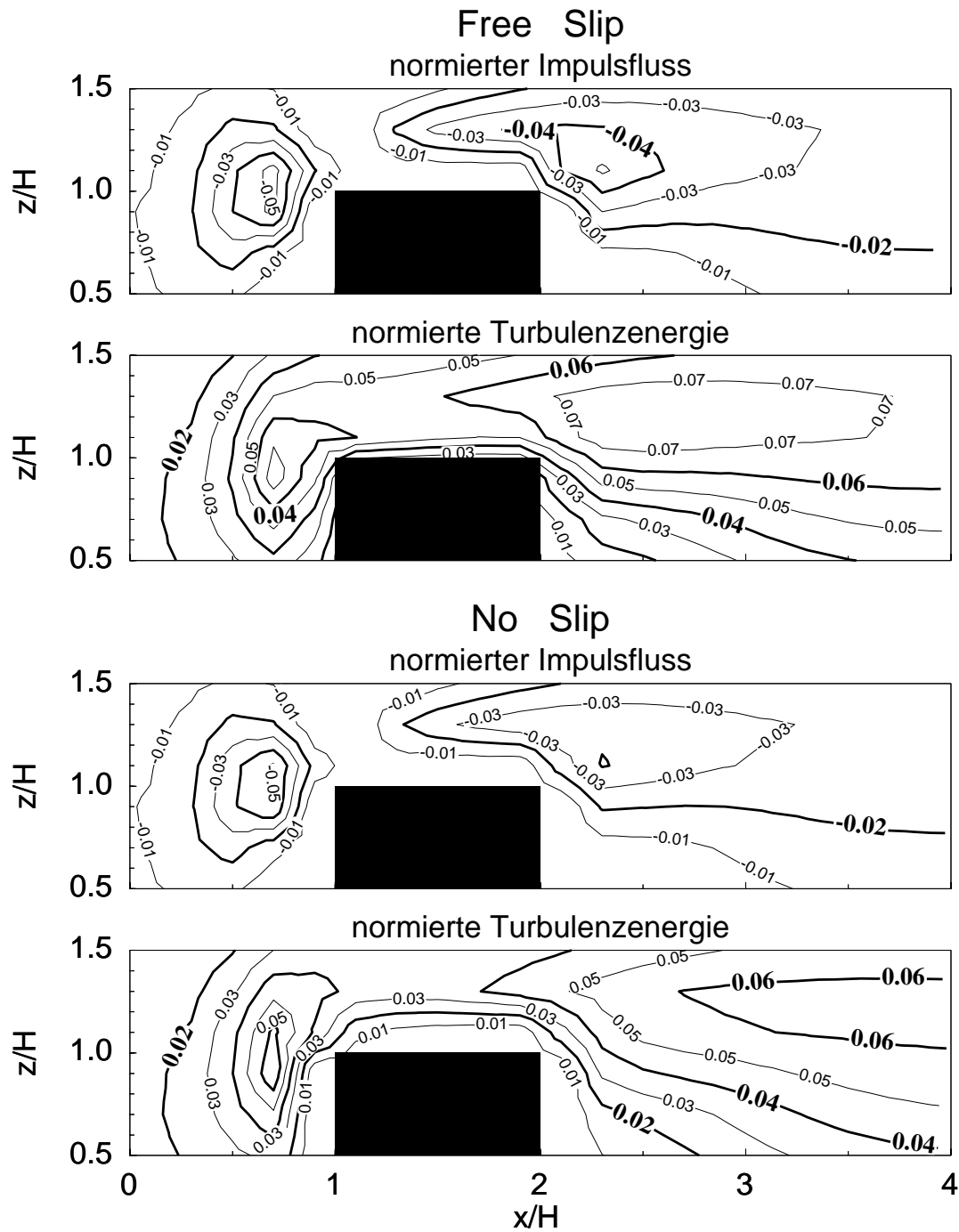


Figure 16: Simulationsergebnisse, erzielt mit der originalen $E - \epsilon$ -Schließung mit verschiedenen Randbedingungen für die turbulenten Flüsse. Obere beiden Darstellungen: Flüsse verschwinden am unteren Rand (free slip); lineares Profil für E . Untere beiden Darstellungen: Berechnung der Flüsse über M-O-Theorie unter Annahme logarithmischer Wandfunktionen (no slip); $E = (u_*/c_m)^2$ am ersten Gitterpunkt über/neben der Wand.

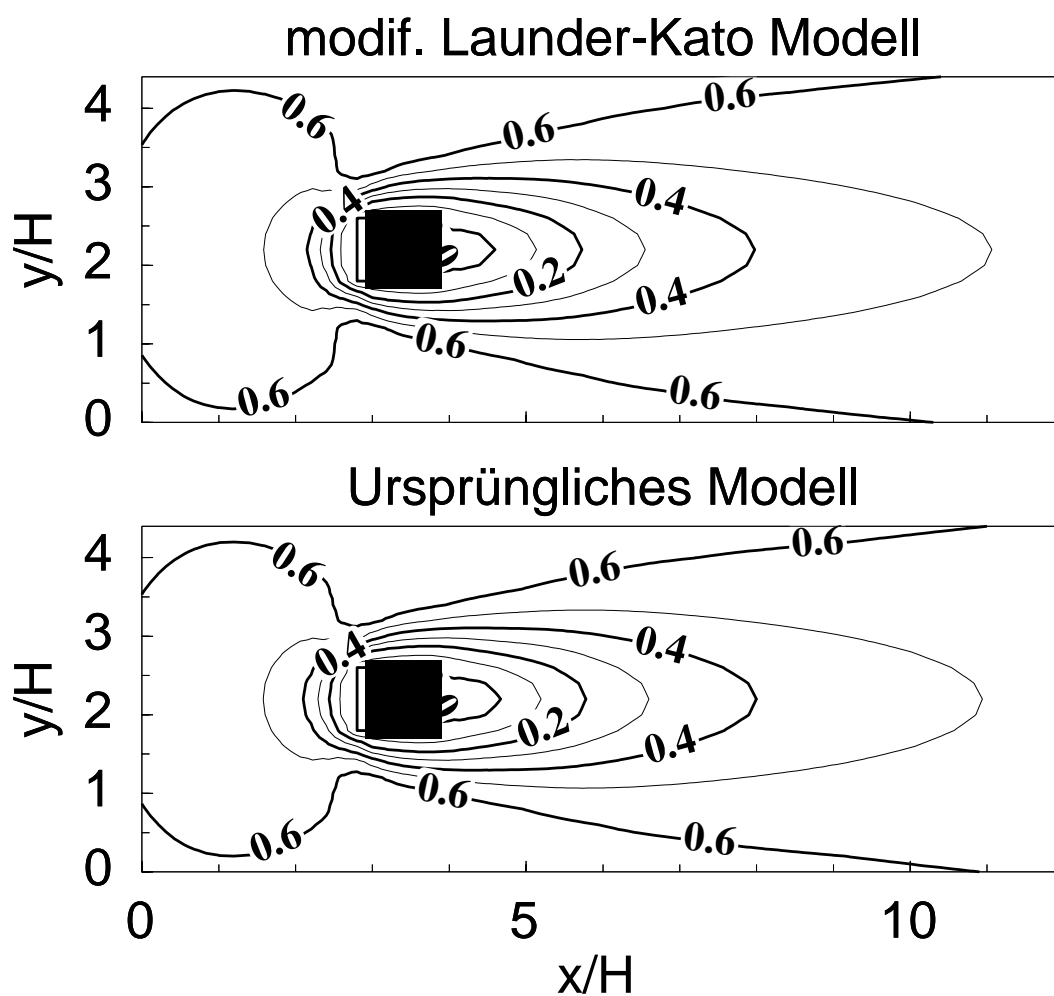


Figure 17: Gemessene und modellierte Strömung um einen Würfel (Horizontalschnitt) als Funktion des normierten Abstandes zum Gebäude (Windkomponente u (normiert), originale $E - \epsilon$ -Schließung und modifizierte Version).

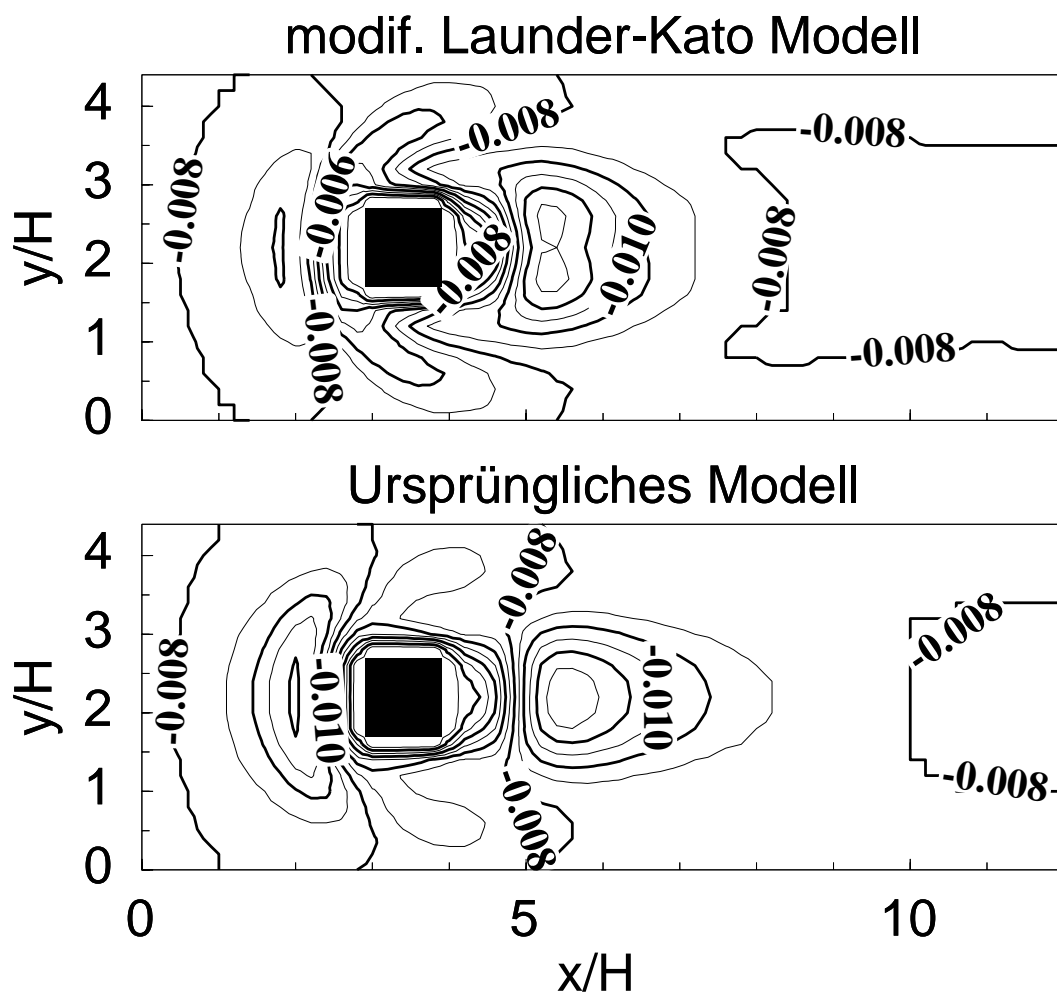


Figure 18: Gemessene und modellierte turbulente Impulsflüsse (normiert) für eine Würfelumströmung (Horizontalschnitt; originale $E - \epsilon$ -Schließung und modifizierte Version).

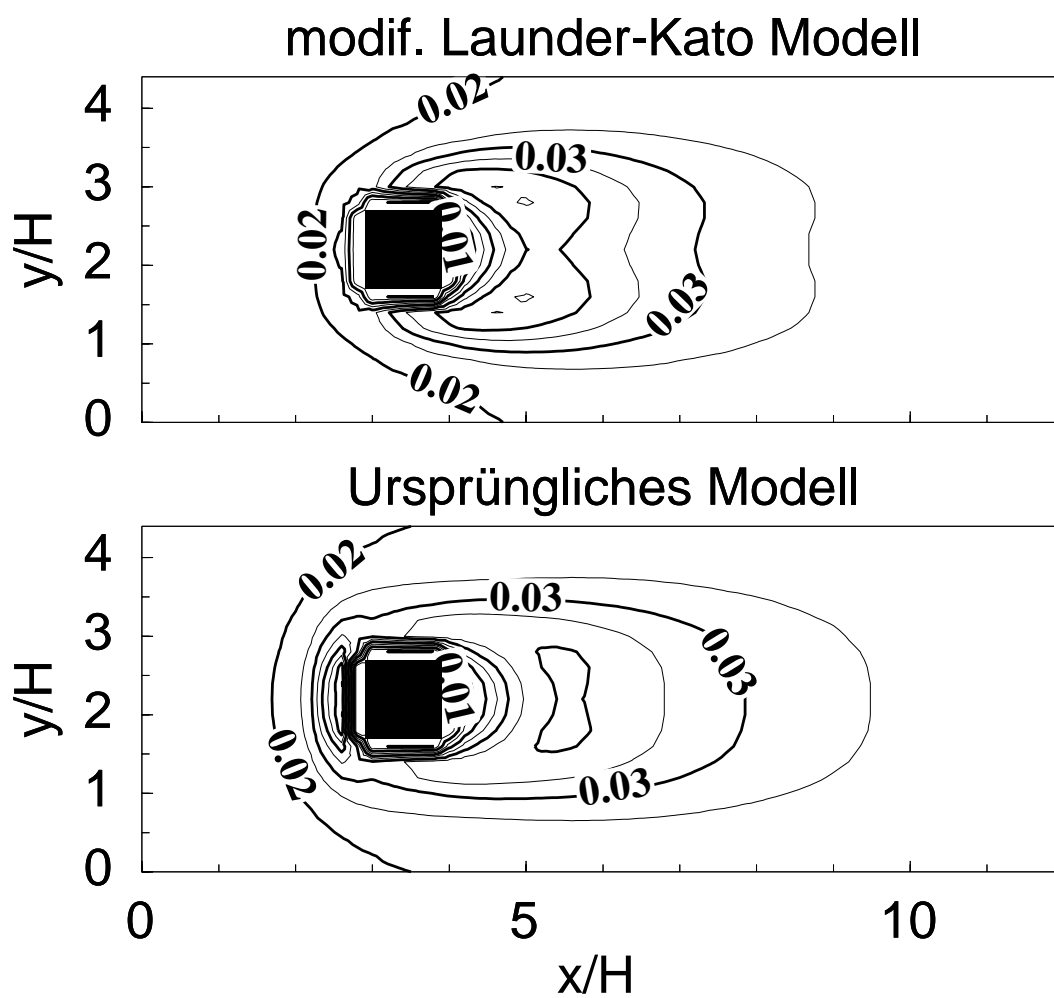


Figure 19: Modellierte turbulente kinetische Energie (normiert) für eine Würfelumströmung (Horizontalschnitt, originale $E - \epsilon$ -Schließung und modifizierte Version).

6.8 Vergleich mit Naturdaten, Eisrückenüberströmung

Zum Vergleich der Modellergebnisse mit in der Natur gemessenen Daten wurde MITRAS zur Simulation der Überströmung eines sogenannten Presseisrückens angewendet. Solche Presseisrücken entstehen im polaren Packeis, wenn große Eisschollen aufgrund des Antriebes durch die ozeanische und atmosphärische Strömung gegeneinander geschoben und aufgetürmt werden. Am AWI liegen Ergebnisse von Turbulenzmessungen vor, die von Bord des Forschungsschiffes Polarstern im Lee eines solchen Rückens durchgeführt wurden (Garbrecht et al., 1999). Im Luv dieses

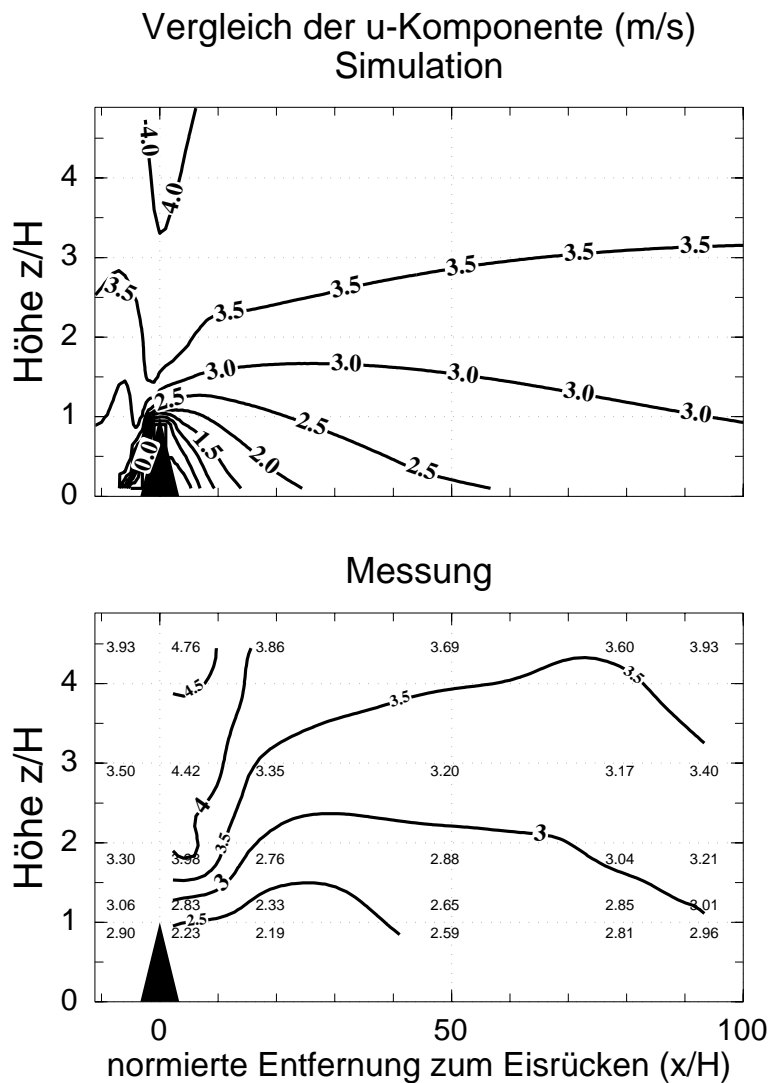


Figure 20: Berechnetes Strömungsfeld (u-Komponente in m/s) im Lee eines Eisrückens und Messung (modifizierte $E - \epsilon$ -Schließung nach Kato und Launder).

ca. 4.5 m hohen und 300 m langen Eishindernisses war die Anströmung ungestört, da dort im Umkreis von ca. 2 km nur wesentlich flachere Eisunebenheiten von ca. 0.5 m Höhe auftraten.

Die Abbildungen 20 und 21 zeigen den Vergleich der modellierten und gemessenen Impulsflüsse und der turbulenten kinetischen Energie (modifizierte $E - \epsilon$ -Schließung nach Kato und Launder). Messungen liegen lediglich ab einer Höhe von 3.5 m über Grund vor. Allerdings konnte die Rückenhöhe nur ungenau bestimmt werden, so daß eine Variation von ± 1 m möglich ist. Berücksichtigt man diese Un-

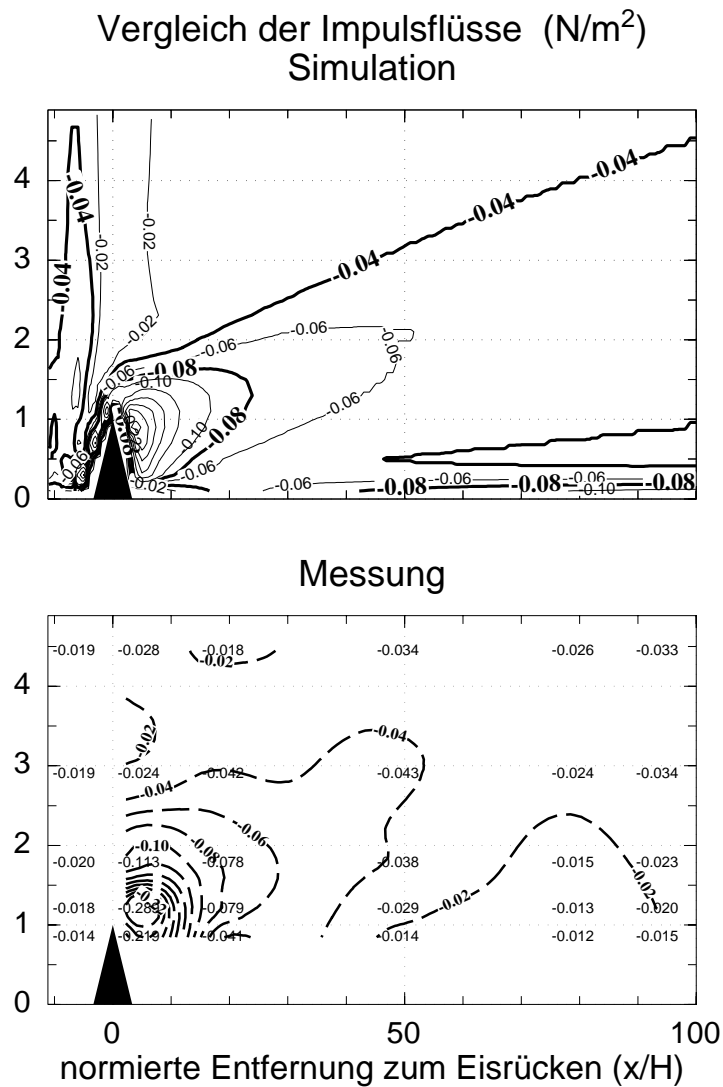


Figure 21: Berechnete Impulsflüsse im Lee eines Eisrückens und Messung (modifizierte $E - \epsilon$ -Schließung nach Kato und Launder)

sicherheit, so ergibt sich nach Abbildung 20 und 21 auch hier eine zufriedenstellende Übereinstimmung zwischen Messung (Wind und Impulsflüsse) und Modellergebnissen.

7 Erzielte Ergebnisse

Es wurden unterschiedliche Parametrisierungen subskaliger Flüsse von Impuls und Wärme in das mikroskalige Modell MITRAS eingebaut. Der Vergleich zwischen Modellergebnissen (1D-, 2D- und 3D-Simulationen) mit Windkanalmessungen und in der Natur durchgeführten Messungen brachte die folgenden Ergebnisse:

- Die Modellergebnisse hängen deutlich von der Parametrisierung der Flüsse ab. Dies gilt besonders für die berechnete turbulente kinetische Energie und für die Impulsflüsse. Während die Abweichungen zwischen Modell- und Messergebnissen beim Windfeld und bei den Flüssen noch relativ gering sind, ergeben sich große Unterschiede zwischen modellierter und gemessener Turbulenzenergie. Allerdings lagen nur sehr wenige Fälle mit gemessener Turbulenzenergie vor, so daß dieses spezielle Ergebnis der weiteren Überprüfung bedarf.
- Betrachtet man nur den Leebereich, so wurden die besten Ergebnisse im Vergleich mit Windkanalmessungen nicht mit der vergleichsweise komplexen $E - \epsilon$ Schließung erzielt, sondern mit der $E - l$ -Schließung, in welcher die Diffusionskoeffizienten als Funktion der turbulenten kinetischen Energie und des vorgegebenen Mischungsweges berechnet werden. Allerdings hat die $E - l$ -Schließung den Nachteil, daß l von der Art (Form, Höhe) der Hindernisse abhängt. Insbesondere muß der maximal mögliche Mischungsweg beim asymptotischen Ansatz für l vorgegeben werden. Inwiefern der hier gefundene optimale Wert $l_{\max} = 20$ m auch für andere Gebäudeformen und Konfigurationen benutzbar ist, konnte im Rahmen des Projektes nicht mehr überprüft werden. Insofern haben die $E - \epsilon$ -Schließungen Vorteile, da hier der Mischungsweg aus der prognostizierten Energiedissipationsrate bestimmbar ist.
- Bei Verwendung der $E - l$ -Schließung und besonders der originalen $E - \epsilon$ -Schließung wird ein unrealistisch großes Maximum der turbulenten kinetischen Energie und der Impulsflüsse im Luv von Hindernissen berechnet. Zur Korrektur dieses Effektes existieren verschiedene Verfahren. Die von Murakami und von Kato und Launder vorgeschlagenen Methoden haben sich beide als brauchbar erwiesen, wobei die besten Ergebnisse bei Benutzung der Parametrisierung nach Kato und Launder resultieren. Dies gilt aber nur dann, wenn die Korrektur nur auf die E -Gleichung und nicht, wie von Kato und Launder vorgeschlagen, auch auf die ϵ -Gleichung angewandt wird.

Eine Anwendung der von Murakami oder von Launder und Kato vorgeschlagenen Korrekturen auch in der $E - l$ -Schließung könnte zu einer weiteren Verbesserung der mit dieser Schließung gewonnenen Ergebnisse führen. Dies soll noch weiter untersucht werden.

- Die Ergebnisse der $E - \epsilon$ -Schließungen reagieren empfindlich auf die Werte einiger Konstanten, die nur empirisch bestimmbar sind. Von Hanjalić und Launder (1972) angegebene Werte erwiesen sich auch für MITRAS als optimal, während von Detering (1985) vorgeschlagene Werte für mikroskalige Anwendungen nicht benutzbar sind. Das 3D-Modell wurde damit numerisch instabil.
- Die Benutzung unterschiedlicher Randbedingungen an Gebäudewänden für die turbulenten Flüsse beeinflusst zwar die Ergebnisse. Allerdings wirken sich unterschiedliche Werte der oben genannten Konstanten wesentlich stärker auf die Ergebnisse aus.

Die erzielten Ergebnisse gelten für die angegebene Auflösung des Modells. Inwiefern hier eine Skalenabhängigkeit der Parametrisierungen besteht, konnte im Rahmen des Projektes nicht mehr untersucht werden. Dazu wären umfangreiche Tests erforderlich.

8 Voraussichtlicher Nutzen

Die vorgeschlagenen optimalen Verfahren (modifiziertes Kato und Launder Modell, $E - l$ -Schließung) können im Modell MITRAS nun für Anwendungen des Modells zur Simulation des Windfeldes und der Schadstoffausbreitung in Gebäudenähe benutzt werden. Auch auf andere mikroskalige Modelle sind die Ergebnisse übertragbar.

9 Fortschritt anderer Stellen auf dem behandelten Forschungsgebiet

Im Laufe des Projektes entstand eine Dissertation an der Universität Karlsruhe, in der insbesondere weitere $E - \epsilon$ -Schließungen untersucht wurden (Ehrhard, 1999). Im Unterschied zur hier dargestellten Vorgehensweise benutzt Ehrhard eine höhere räumliche Auflösung des Modells und kommt deshalb in einigen Punkten zu modifizierten Ergebnissen. Im Rahmen unseres Projektes wurden aber nur solche Auflösungen benutzt, mit der auch noch die Strömung um größere Gebäudekomplexe simuliert werden kann. Messungen turbulenter Flüsse standen in der Arbeit von Ehrhard nicht zur Verfügung.

10 Erfolgte und geplante Veröffentlichungen

Die Grundzüge des Modells MITRAS einschließlich der wichtigsten Ergebnisse zur Tubulenzparametrisierung wurden zur Veröffentlichung eingereicht (s. Anlage). Ferner fertigt Herr Lopez (bis Juni 2000 über das Projekt und seitdem aus AWI-Grundausrüstung finanziert) eine Dissertation zum Thema Turbulenzparametrisierung in mikroskaligen Modellen der Gebäudeumströmung an, die voraussichtlich im Frühjahr 2001 fertiggestellt ist. Darüberhinaus ist eine weitere Veröffentlichung der Ergebnisse im Journal of Wind Engineering geplant.

11 Literaturverzeichnis

- A. Andren, A.R. Brown, J. Graf, P.J. Mason, C.-H. Moeng, F.T.M. Nieuwstadt, U. Schumann (1994): Large eddy simulation of a neutrally stratified boundary layer: A comparison of 4 computer codes Q.J.R. Meteorol. Soc., 120, 1457–1484
- E. Augstein und Cruise Participants (1997): The expedition ARCTIC'96 of RV Polarstern (ARKXII) with the Arctic climate system study (ACSYS), Berichte zur Polarforschung AWI Bremerhaven, 234, 53 pp.
- A. Blackadar (1962): The vertical distribution of wind and turbulent exchange in a neutral atmosphere. *Journal of Geophysical Research*, 67, 3095–3102.
- A.R. Brown (1995): Modelling turbulent sheared convection. Thesis at the University of Surrey, 193 pp.
- A.R. Brown, S.H. Derbyshire, P.J. Mason (1994): Large-eddy simulation of stable atmospheric boundary layers with a revised stochastic subgrid model. Q.J.R. Meteorol. Soc., 120, 1485-1512
- H.W. Detering (1985): Mischungsweg und turbulenter Diffusionskoeffizient in atmosphärischen Simulationsmodellen. Berichte Imst. Meteorologie u. Klimatologie, Universität Hannover, 25, 211 pp. 1485-1512
- P. Durbin (1996): On the $k - \epsilon$ stagnation point anomaly. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 17, 89–90.
- A.J. Dyer (1974): A review of flux-profile relationship. *Boundary-Layer Meteorol.*, 7, 362–372.
- J. Ehrhard (1999): Untersuchung linearer und nichtlinearer Wirbelviskositätsmodelle zur Berechnung turbulenter Strömungen um Gebäude. VDI Fortschritt-Berichte, Reihe 7, Nr. 367, 111 pp.

- R. Franke, W. Rodi (1991): Calculation of vortex shedding past a square cylinder with various turbulence models. 8th Symposium on Turbulent Shear Flows, München, Germany.
- T. Garbrecht, C. Lüpkes, E. Augstein, C Wamser (1999): Influence of a sea ice ridge on low-level airflow, *J. Geophys. Res.*, 104(20), 24499–24507.
- K. Hanjalić, B. Launder (1972): Turbulence in thin shear flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 52, 609–638.
- F. Herbert und G. Kramm (1985): Trockene Deposition reaktionsträger Substanzen, beschrieben mit einem diagnostischen Modell der bodennahen Luftschicht, in: Becker, K.H. und J. Löbel (Ed.): *Atmosphärische Spurenstoffe und ihr physikalisch-chemisches Verhalten*. Springer-Verlag Berlin, 264 pp.
- M. Kato, B. Launder (1993): The modeling of turbulent flow around stationary and vibrating square cylinders. 9th Symposium on Turbulent Shear Flows, Kyoto, Japan, Seiten 10–4–1–10–4–6.
- G. Marchuk, V. Kochergin, V. Klimok, V. A. Sukhrukov, V.A.(1977): On the dynamics of the ocean surface mixed layer. *Journal of Physical Oceanography*, 7, 865–875.
- P.J. Mason (1994): Large-eddy simulation: A critical review of the technique. *Q.J.R. Meteorol. Soc.* 120, 1-26
- C.H. Moeng (1984): A large-eddy simulation model for the study of planetary boundary-layer-turbulence. *J. Atmos. Sci.*, 46, 2311-2330
- F.T.M. Nieuwstadt, R.A. Brost (1986): The decay of convective turbulence. *J. Atmos. Sci.*, 43, 532-546
- F.T.M. Nieuwstadt, P.J. Mason, C.-H. Moeng, U. Schumann (1989): Large-eddy simulation of the convective boundary layer: A comparison of four computer codes. in *Turbulent shear flows 8*. Eds. F. Durst et al. Springer-Verlag, Berlin, 343-367
- S. Raasch, D. Etling (1991): Numerical simulation of rotating turbulent thermal convection. *Beitr. Phys. Atmosph.*, 185-199
- H. Schmidt, U. Schumann (1989): Coherent structure of the convective boundary layer derived from large-eddy simulation. *J. Fluid Mech.*, 200, 511-562
- J. Smagorinsky (1963): General circulation experiments with the primitive equations: 1. The basic experiment. *Mon. Weather Rev.*, 91, 99-164
- M. Tsuchiya, S. Murakami, A. Mochida, K. Kondo, Y. Ishida (1997): Development of a new $k - \epsilon$ model for flow and pressure fields around bluff body. *Journal*

of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 67&68, 169–182.

C. Wamser, V. Lykosov (1996): High Resolution Turbulence Measurements above Arctic Sea Ice. ISARS'96, Conf. Proceedings, 6 pp.