

DNS und LES einer transitionellen Strömung über eine rückwärtsgewandte Stufe mit und ohne Grenzschichtmanipulation

G. Bärwolff

TU Berlin, FB Mathematik, Februar 1997

1 Problemstellung

Im Ergebnis verschiedener experimenteller Untersuchungen von geometrisch bedingten abgelösten Strömungen konnte eine Veränderung der Größe der Ablösegebiete in Abhängigkeit von Schallanregungen über Schlitze vor den geometrischen Ablöseorten beobachtet werden. Experimente dazu werden von A. Huppertz und G. Janke [1] im HFI der TU Berlin zur Strömung über eine rückwärtsgewandte Stufe (backward facing step - bfs) durchgeführt.

Die Größenordnung der Reynoldszahl ($Re = 3000$) und der transitionelle Charakter der Strömung (laminarer Anlauf vor der Ablösung, turbulenter Umschlag nach der Ablösung in der Scherschicht und im Stufennachlauf) und die Nutzungsmöglichkeit massiv paralleler Computer (Cray T3D mit 256 Prozessoren am ZIB) ermöglichen direkte numerische Simulationen (DNS) bzw. large eddy Simulationen (LES) der Stufenströmung zum theoretischen Studium der Auswirkungen von Manipulationen der Anlaufgrenzschicht u.a. auf den wichtigen globalen Parameter der mittleren Wiederanlegelänge. Diese Simulationen wurden und werden in enger Zusammenarbeit mit der Universität der Bundeswehr München (H. Wengle [2]) durchgeführt.

2 Mathematisches Modell

Grundlage für die Modellierung turbulenter Strömungen bilden gemeinsam mit der Kontinuitätsgleichung, die im Fall inkompressibler Fluide den Charakter einer Nebenbedingung an das Geschwindigkeitsfeld hat, die Navier-Stokes-Gleichungen.

$$\begin{aligned}\mathbf{u}_t + (\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u} &= -\nabla p + \frac{1}{Re}\Delta\mathbf{u} \\ \nabla \cdot \mathbf{u} &= 0\end{aligned}$$

\mathbf{u} steht dabei für die Geschwindigkeit und p für den Druck. Bei einer vorgegebenen Reynoldszahl Re sind etwa $N = Re^{\frac{3}{4}}$ Gitterpunkte erforderlich, um alle Strukturen einer turbulenten Strömung räumlich aufzulösen. In diesem Fall wird die turbulente Strömung durch die vollständige räumliche Auflösung aller Strukturen direkt numerisch simuliert (DNS). Die mathematische Aufgabenstellung der DNS ist identisch mit der Aufgabenstellung der Berechnung laminarer Strömungen, da über das Modell eines Newton'schen Mediums hinaus keine weiteren Modelle erforderlich sind, wenngleich der Aufwand zur Berechnung einer turbulenten Strömung auf Grund der sehr großen Gitterpunktzahlen (für transitionelle Strömungen ergeben sich 10^7 bis 10^8 Gitterpunkte) im Vergleich zur Berechnung einer laminaren Strömung immens ist. Einen Kompromiß zwischen der bei technischen Strömungen häufig angewendeten phänomenologischen Turbulenzmodellierung ($k - \epsilon$, $k - \omega$, $k - w$...Modelle), die sich leider aber immer deutlicher als unzureichend erweist, und der Auflösung aller Strukturen mit einer DNS gibt es mit der Grobstruktur- oder Large-Eddy-Simulation (LES), bei der die Strömung örtlich nur grob aufgelöst wird, allerdings durch spezielle Filteroperationen geprüft wird, ob alle Strukturen aufgelöst wurden, und im Falle des Vorhandenseins feinerer Strukturen diese durch eddy-viscosity Feinstrukturmodelle beschrieben werden. Der Vorteil

dieses Kompromisses liegt zweifellos in dem wesentlich geringerem Aufwand auf Grund der möglichen Reduzierungen der Gitterpunktzahlen im Vergleich zur DNS. Die mathematische Aufgabenstellung bei der LES unterscheidet sich im wesentlichen durch die aus der Feinstrukturmodellierung resultierende ortsveränderliche nichtlineare eddy-viscosity zur DNS, bei der die viskosen Glieder der Navier-Stokes-Gleichung mit der konstanten molekularen Viskosität linear bleiben.

2.1 Methoden zur numerischen Lösung der Strömungsprobleme

Als Lösungsverfahren wurde ein Finite-Volumen-Verfahren auf versetzten Gittern (staggered grid) Ideen von Chorin [3] und Hirt/Cook [4] folgend verwendet.

$$\begin{aligned} \frac{\mathbf{u}^{k+1} - \mathbf{u}^k}{\tau} + (\mathbf{u}^k \cdot \nabla_h) \mathbf{u}^k &= -\nabla_h p^{k+1} + \frac{1}{Re} \Delta_h \mathbf{u}^k \\ \nabla_h \cdot \mathbf{u}^{k+1} &= 0 . \end{aligned}$$

∇_h , $\nabla_h \cdot$ und Δ_h sind FVM-Approximationen der Operatoren ∇ , $\nabla \cdot$ und Δ . In [5] und [6] ist die Herleitung der FVM-Approximationen detailliert dargestellt. Mit Blick auf die zu behandelnde strömungsphysikalische Aufgabenstellung sind neben unproblematischen Dirichlet-Randbedingungen am Kanaleintritt und an festen Wänden (no slip) speziell die Ausströmrandbedingungen auf Γ_o von Interesse. Untersucht wurden dabei Neumann-Bedingungen der Art

$$\frac{\partial u}{\partial \vec{n}} = 0 \text{ auf } \Gamma_o \quad (1)$$

bzw.

$$\frac{1}{Re} \frac{\partial u}{\partial \vec{n}} = \vec{n} \cdot p \text{ auf } \Gamma_o , \quad (2)$$

eine Bedingung, die als natürliche Randbedingung bezeichnet wird. \vec{n} steht hier für den äußeren Normalenvektor. Das Verfahren ist auf Grund der Zentraldifferenzenapproximation der konvektiven Terme von 2. Ordnung im Raum und in der Zeit.

Finite Volumen Verfahren sind neben Spektralverfahren (Spalart, Moser & Rogers [7]) dominierend bei der räumlichen Diskretisierung der partiellen Differentialgleichung der mathematischen Beschreibungsmodelle. Da die spektralen Verfahren hinsichtlich der behandelbaren Integrationsgebiete eingeschränkt sind, werden vorwiegend FVM angewendet.

Als Zeitintegrationsverfahren werden explizite und implizite Eulerverfahren, Runge-Kutta-Verfahren, Leapfrog-Verfahren und Adams-Bashforth-Verfahren verwendet, wobei explizite und implizite Verfahren gleichberechtigt angewendet werden, wenngleich mit Blick auf die Nutzung von Parallelrechnern explizite Verfahren unkomplizierter zu implementieren sind. Wegen der Nutzung von Parallelrechnern werden Leapfrog-Verfahren und Adams-Bashforth-Verfahren verwendet. Die zur Erfüllung der Kontinuitätsgleichung im Falle eines inkompressiblen Mediums erforderliche Lösung einer Poisson-Gleichung für den Druck oder eine Druckkorrektur wird sowohl iterativ als auch direkt realisiert, wobei im Falle geometrisch komplizierter Integrationsgebiete iterative Verfahren von Vorteil sind.

Hier wird zur Bestimmung divergenzfreier Geschwindigkeitsfelder ein Druck-Geschwindigkeits-Iterationsverfahren benutzt. Dieses Lösungsverfahren wurde an der TU Berlin für die Parallelisierung modifiziert und validiert sowie auf dem massiv parallelen Rechner Cray T3D implementiert.

Ausgangspunkt für die Implementierung des Verfahrens auf massiv parallelen Rechnern war der Code MLET (entwickelt an der Universität der Bundeswehr München [5]).

2.2 Subgrid-scale Modellierung

Die im Rahmen von Large-Eddy Simulationen erforderlichen subgrid-scale Modelle haben den Charakter von Wirbelviskositätsmodellen. Neben dem klassischen Smagorinsky-Modell (Smagorinsky 1963) finden heute vorwiegend dynamische subgrid-scale Modelle (Germano et al. 1991) Anwendung. Entsprechend dem Vorgehen von Akselvoll und Moin [8] wurde ein dynamisches subgrid-scale Modell nach Germano neben dem Smagorinsky-Modell angewendet.

2.3 Parallelisierung

Im Rahmen der direkten numerischen Simulation und der large eddy Simulation turbulenter Strömungen sind im Ergebnis von Diskretisierungen Gleichungssysteme mit 10^7 bis 10^8 Unbekannten zu lösen, um Probleme mit moderaten Reynoldszahlen behandeln zu können. Der Bedarf an Speicherplatz und Rechenleistung und der daraus resultierende geringe Prioritätsindex bei der Einordnung in die Warteschlangen führt bei der Nutzung von Vektorrechnern (z.B. Cray Y-MP) zu sehr langen Verweilzeiten der Jobs.

Mit der Verfügbarkeit von massiv parallelen Systeme ergibt sich die Möglichkeit der problemlosen Nutzung eines in der Summe der Prozessor-RAMs wesentlich größeren Kernspeichers und damit die Möglichkeit der Lösung größerer Gleichungssysteme. Darüber hinaus ergibt die Verteilung der Rechenarbeit auf mehrere Prozessoren einen beträchtlichen Zeitgewinn, selbst wenn die in den massiven parallelen Systemen verwendeten Prozessoren leistungsschwächer sind als die Prozessoren in Vektorrechnern.

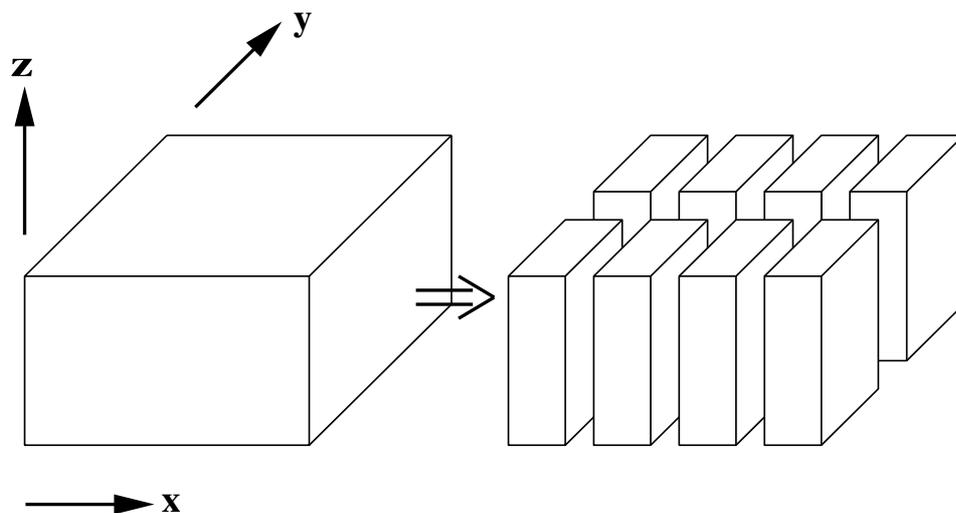


Abbildung 1: Gebietszerlegung

Als Grundprinzip der Parallelisierung wird eine Gebietszerlegung in n -Teilgebiete vorgenommen, wobei n Prozessoren zur Verfügung stehen (s.dazu Abb. 1). Somit wird sowohl der Speicherplatz als auch die numerische Arbeit auf die zur Verfügung stehenden Prozessoren gleich verteilt. Auf allen Prozessoren läuft das gleiche Programm, wobei abhängig von der Lage des Prozessor-Teilgebiets relativ zum gesamten Integrationsgebiet eine unterschiedliche Behandlung der Berechnung der Randwerte (echte Randwerte im Unterschied zu Prozessor-

Randwerten, die im Gebietsinneren liegen) erfolgt. Mit Blick auf die Parallelisierung ist das Druck-Geschwindigkeits-Iterationsverfahren zu modifizieren. Die bisher realisierte sequentielle Gauss-Seidel-ähnliche Iterationsreihenfolge ist für eine Parallelisierung ungeeignet. Die Verwendung einer red-black oder schachbrettartigen Numerierung schafft hier Abhilfe. Durch die Aufteilung einer Iterationsebene in zwei versetzte Zyklen, in denen nur jeder zweite Wert aktualisiert wird, kann nach dem ersten Iterationsdurchlauf ein Transfer von Teilgebietsrandwerten an Nachbarprozessoren, die diese Werte benötigen, erfolgen, bevor im zweiten Iterationszyklus die restlichen Werte aktualisiert werden (s.auch [9]). Diese Modifizierung des Iterationsverfahrens konnte sowohl durch praktische Tests auf dem Rechner als auch durch den theoretischen Nachweis der Unabhängigkeit des Spektralradius der Iterationsmatrix gerechtfertigt werden. Entsprechende Nachweise sind in [10] geführt worden.

Da die effektive Nutzung des Codes auf der Cray T3D Hauptziel war, wurden die erforderlichen Transfers mit den Cray-spezifischen `shmem-get` und `shmem-put` Routinen realisiert. Außerdem wurde ein PVM-Version des Programms MLET erstellt.

3 Strömungsphysikalisch-disziplinäre Aufgabenstellung

Die Beeinflussung und Steuerung turbulenter Scherströmungen ist seit einigen Jahren ein hochaktuelles Forschungsgebiet innerhalb der Strömungsmechanik. In den USA werden in großem Rahmen, z.B. von NASA Langley, entsprechende Forschungsprojekte initiiert und finanziert (Bushnell (1983), Bushnell & McGinley (1989), Gad-el-Hak & Bushnell (1991)). Darüber hinaus gibt es große Anstrengungen, theoretisch und numerisch spezielle Formen der Beeinflussung und Manipulation von Strömungen zu identifizieren, die zu gewünschten positiven Effekten wie Ablösungsverzögerung oder -unterdrückung führen. Eine unerwünschte Strömungsablösung an Wänden tritt bei technisch relevanten Strömungen häufig auf, wenn der Druck in Strömungsrichtung ansteigt. Die Ablösung ist mit großen Energieverlusten verbunden und soll daher verhindert bzw. minimiert werden. Zur Untersuchung abgelöster Strömungen bietet sich die zweidimensionale Stufenströmung an, die geometrisch einfach ist und dennoch alle signifikanten Eigenschaften einer abgelösten Strömung aufweist. Der wichtigste globale Parameter dieser Strömung, die mittlere Länge der Ablöseblase, ergibt sich aus der Bedingung, daß die druckgesteuerte Rückströmung in der Blase, das von der Unterseite der Scherschicht durch Entrainment angesaugte Fluid nachliefern muß. Jede Maßnahme, die das Entrainment der Scherschicht erhöht, muß demnach zu einer Verkürzung des Ablösegebietes führen. An der Technischen Universität Berlin gibt es insbesondere im Hermann-Föttinger-Institut und im Institut für Luft- und Raumfahrt im Rahmen einer DFG-Forschergruppe und des universitären Forschungsschwerpunkts 8 (UF 08) eine engagierte experimentelle Arbeit zu der Thematik "Kontrolle turbulenter Scherströmungen", die über den UF 08 mit dem Fachbereich Mathematik interdisziplinär vernetzt ist.

In der Abbildung 2 ist ein Symmetrieschnitt durch den Kanal mit der Stufe und der Position des Manipulationsschlitzes skizziert. Im Falle einer Manipulation wird in einem Manipulationsspalt mit einer vorgegebenen Frequenz Masse "eingeblassen" und "abgesaugt", so daß im zeitlichen Mittel keine Masendurchsatzveränderung realisiert wird. Da keine detaillierten Informationen über das Einblasen und Absaugen während der Manipulation vorlagen, wird diese mit einer sinusförmigen Funktion $V_{jet} = A \sin(2\pi ft)$ simuliert, wobei Rechnungen für $A = 0.1 U_{inflow}$, $A = 0.01 U_{inflow}$ und $A = 0.001 U_{inflow}$ durchgeführt wurden. An der Randfläche Γ_i wurde ein Kastenprofil mit der Geschwindigkeit U_{inflow} vorgegeben. Am Austrittsrand Γ_o wurde sowohl mit der Randbedingung $\frac{\partial U}{\partial n} = 0$ als auch mit der natürlichen

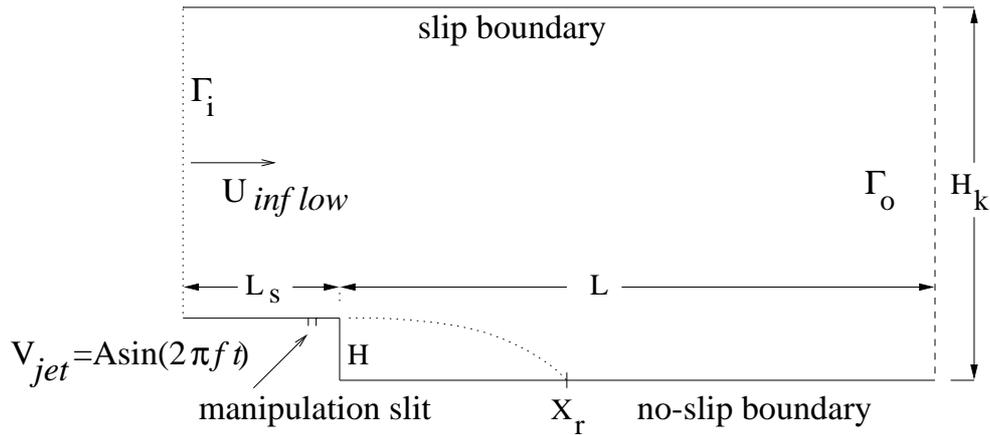


Abbildung 2: bfs Kanal

Bedingung $\frac{1}{Re} \frac{\partial U}{\partial \vec{n}} = \vec{n} \cdot \vec{p}$ gearbeitet (s.dazu [11]), wobei bei allen dargestellten Ergebnissen im Abschnitt 4 die Abströmrandbedingung $\frac{\partial U}{\partial \vec{n}} = 0$ Anwendung fand.

Die Auswirkungen bzw. Rückwirkungen einer gewählten Abströmrandbedingungen auf die Stromauf-Eigenschaften der Strömung (Reflektionseigenschaften) werden in dem Bericht [12] diskutiert. Am Ende dieses Preprints werden einige Ergebnisse des Vergleichs der o.gen. Abströmrandbedingungen zusammenfassend dargestellt.

In der Spannweitenrichtung wurde eine Periodizität angenommen. Die Zeitschrittweite beim numerischen Integrationsverfahren wurde so gewählt, daß zum einen die Stabilitätsbedingungen (Courant-Bedingung) eingehalten wurden und andererseits eine Manipulationsperiode mit mehr als 20 Zeitschritten aufgelöst wurde ($\Delta t = 0.01 \dots 0.003$). Bei der DNS wurde mit einer räumlichen Diskretisierung von 512 Zellen in Hauptströmungsrichtung, 160 Zellen in der Richtung der Kanalhöhe und 128 Zellen in Spannweitenrichtung, die als homogen angenommen wurde, gearbeitet. Bei der LES wurde dagegen mit $256 \times 64 \times 80$ finiten Volumenzellen gearbeitet.

4 Ergebnisse

Im folgenden werden Vergleiche von numerischen Resultaten der durchgeführten DNS und LES mit experimentellen Ergebnissen des Hermann-Föttlinger-Instituts [1] vorgenommen. Dabei sind in den Diagrammen die experimentell bestimmten Werte mit Markern gekennzeichnet. Sämtliche LES wurden mit dem dynamischen Modell von Germano durchgeführt.

Der Vergleich der DNS der "unmanipulierten" Strömung ($A = 0$) mit den manipulierten Fällen bei einer Frequenz $f = 50 \text{ Hz}$ und bei einer Reynoldszahl von 2970 ergab für eine verwendete Amplitude von $A := a U_{inflow} = 0.01 U_{inflow}$ eine Reduzierung der Wiederanlegelänge X_r um ca. 30%, was den experimentellen Ergebnissen von A. Huppertz [13] entspricht. Ein Vergleich der absoluten Position des experimentell und numerisch bestimmten Wiederanlegepunktes zeigte, daß die "numerische" Kanalhöhe mit 6 Stufenhöhen (H) bei einer tatsächliche Kanalhöhe von etwa $H_k = 12 H$ als zu klein angesetzt wurde. Diese Erfahrung war die Grundlage für die Wahl der numerischen Kanalhöhe $H_k = 12 H$ für alle durchgeführ-

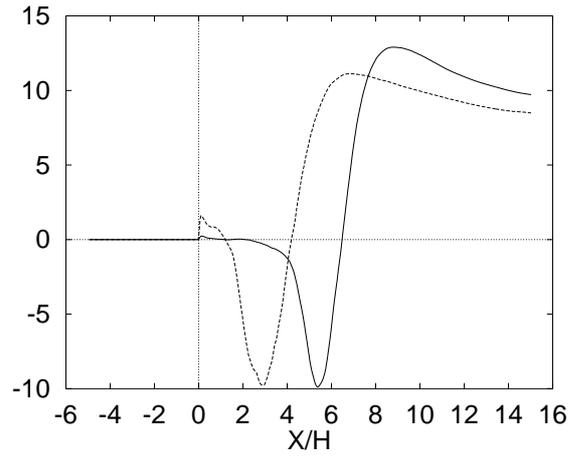


Abbildung 3: u_τ DNS, $a=0.01$ vs. $a=0.0$

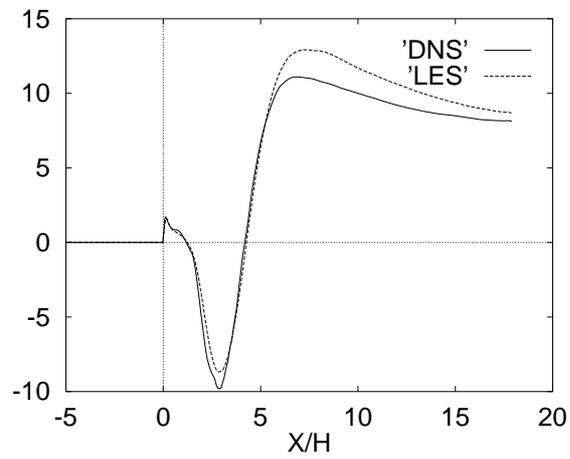


Abbildung 4: u_τ , DNS und LES, $a = 0.01$

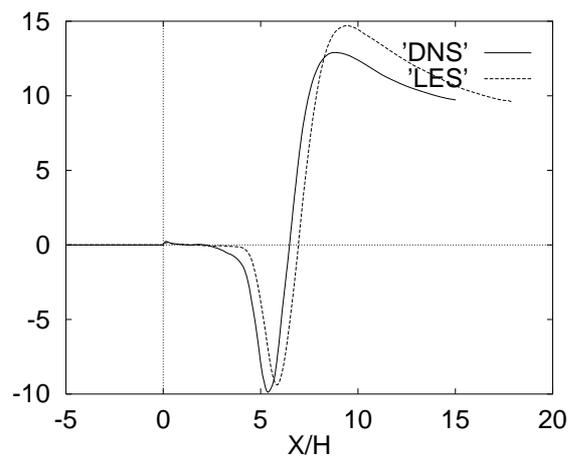


Abbildung 5: u_τ , DNS und LES, $a = 0.0$

ten DNS und LES. Für die Stufenlänge L_s und die Stufennachlaufänge L wurde durchgängig mit $L_s = 5 H$ bzw. $L \approx 18 H$ gearbeitet.

Die DNS für $A = 0$ ergeben eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Experiment ($X_r = 6.4 H$) und Theorie ($X_r = 6.5 H$). Räumliche Abmessungen werden in Stufenhöhenheiten angegeben ($x = X/H$). Die Vergleich zwischen DNS- und LES-Resultaten und die erzielten Übereinstimmungen mit experimentellen Resultaten rechtfertigen insbesondere auch die LES als geeignetes Instrument zur theoretischen Untersuchung von bfs-Strömungen (s. dazu Abb. 4 und 5).

4.1 Ergebnisse der manipulierten Stufe

Im folgenden werden in einer Reihe von Abb. (6 - 29) Ergebnisse von aktuell durchgeführten DNS bzw. LES experimentellen Resultaten [1] für den manipulierten Fall gegenübergestellt. Mit der Etablierung der LDA-Strömungsmeßtechnik im HFI, speziell durch K. Graichen, und dem konsequenten Einsatz dieser Meßtechnik durch A. Huppertz und G. Janke konnte die experimentelle Datenbasis für Vergleiche mit numerischen Ergebnissen erfreulicherweise gegenüber den bis 1995 vorliegenden Hitzdrahtmessergebnissen deutlich erweitert werden.

Die Ursachen für die Unterschiede zwischen numerisch und experimentell bestimmten Werten, insbesondere bei den Vergleichen von rms-Werten in Bereichen kleiner Turbulenzintensität sind in der Diskussion mit den Experimentatoren.

Zum Einen stellt sich die Frage, inwieweit die aus den Messungen ersichtliche Außenturbulenz von ca. 1,5% (relativ konstant in allen Profilen), die unreal ist, auch Auswirkungen auf die Ergebnisse im wandnahen Bereich hat.

Andererseits ist vom verwendeten Germano sgs-Modell bei der LES bekannt, daß es in schwach turbulenten Strömungen weniger sensibel ist, als in Bereichen mit größerer Turbulenzintensität. Eine weitere Bewertung des Ergebnisvergleichs erfordert die Fortsetzung der Diskussion mit den Experimentatoren des HFI.

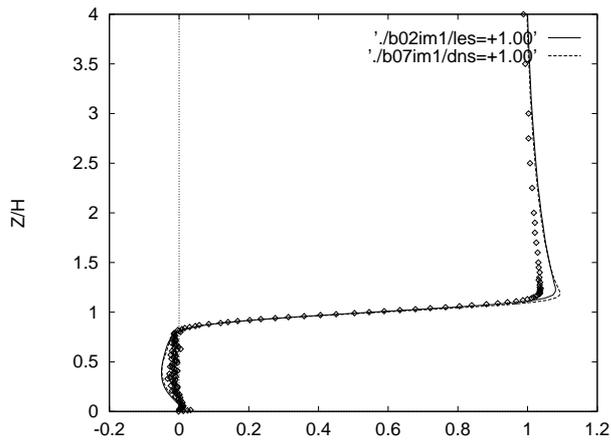


Abbildung 6: u_{mean} bei $x=1H$

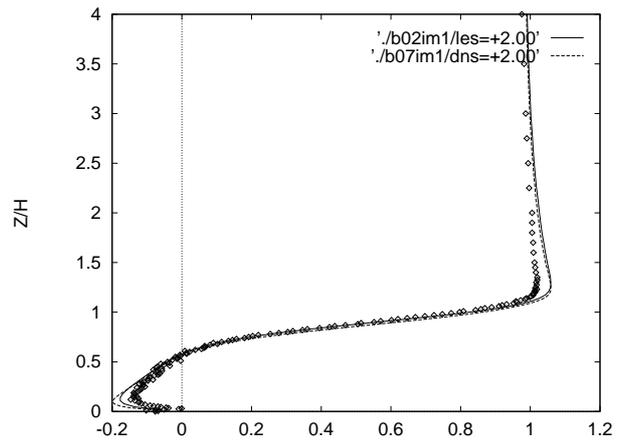


Abbildung 7: u_{mean} bei $x=2H$

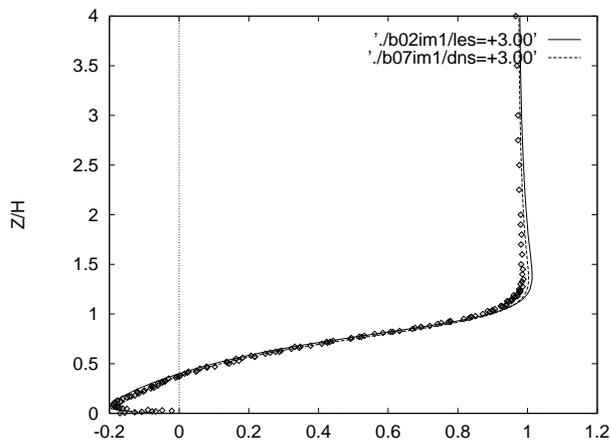


Abbildung 8: u_{mean} bei $x=3H$

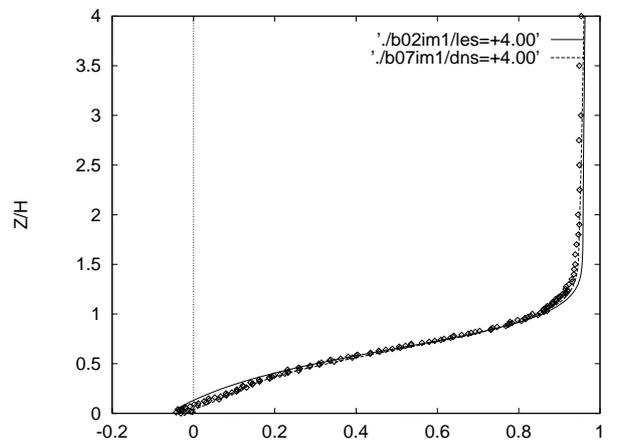


Abbildung 9: u_{mean} bei $x=4H$

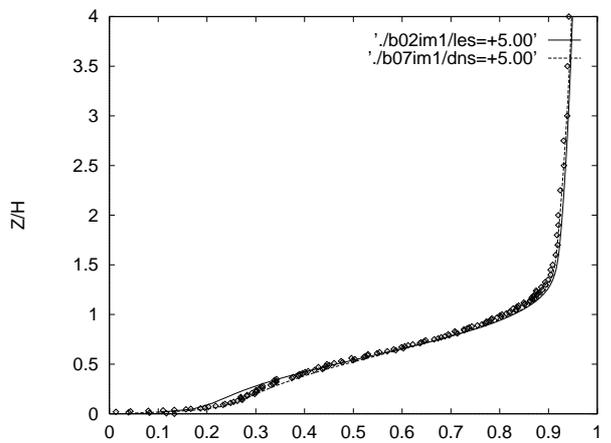


Abbildung 10: u_{mean} bei $x=5H$

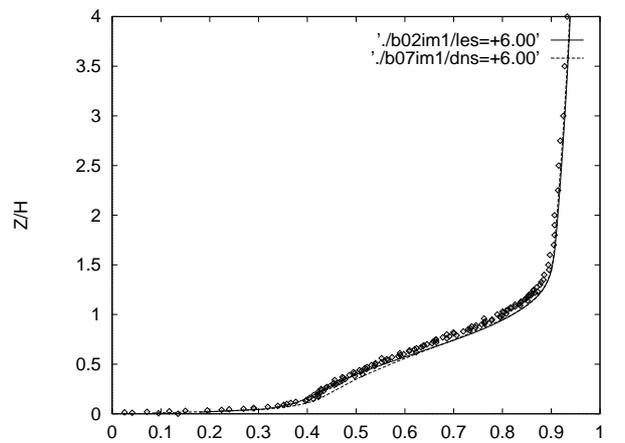


Abbildung 11: u_{mean} bei $x=6H$

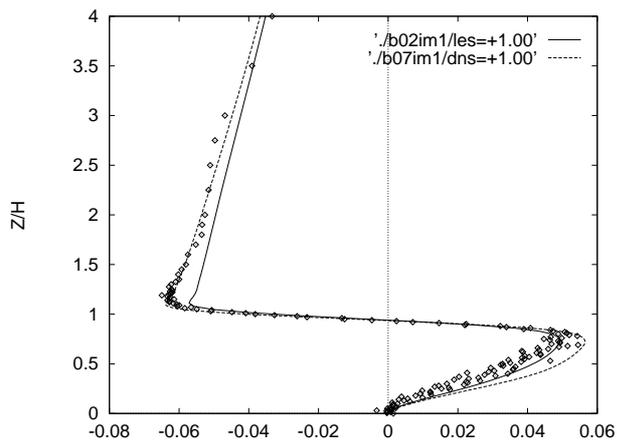


Abbildung 12: v_{mean} bei $x=1H$

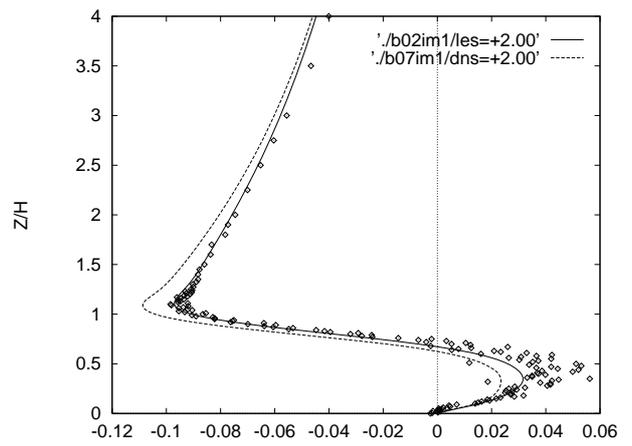


Abbildung 13: v_{mean} bei $x=2H$

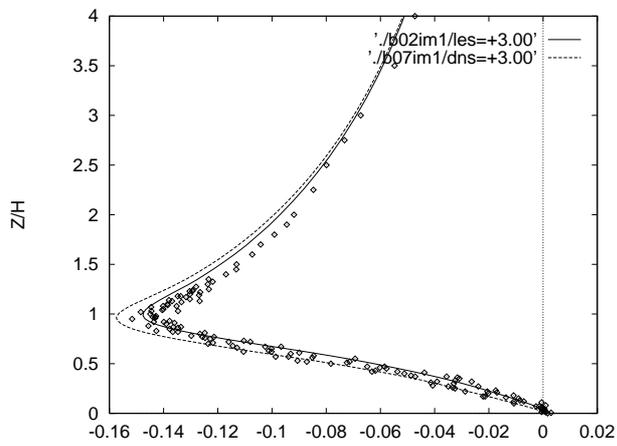


Abbildung 14: v_{mean} bei $x=3H$

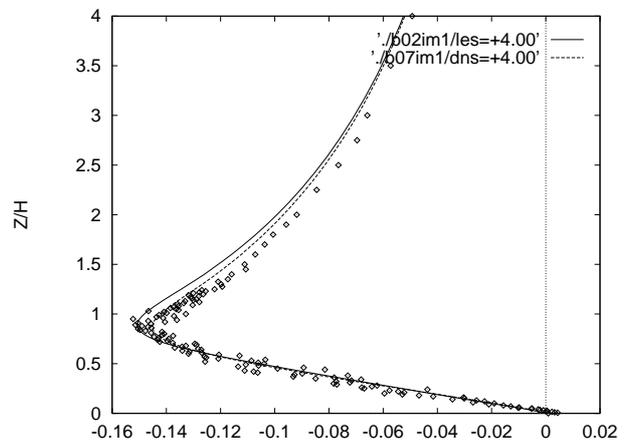


Abbildung 15: v_{mean} bei $x=4H$

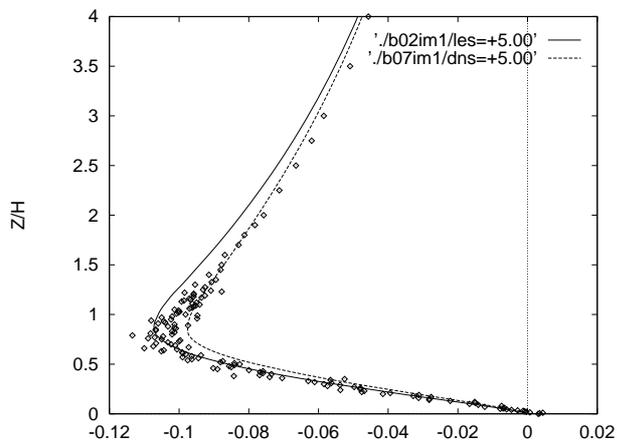


Abbildung 16: v_{mean} bei $x=5H$

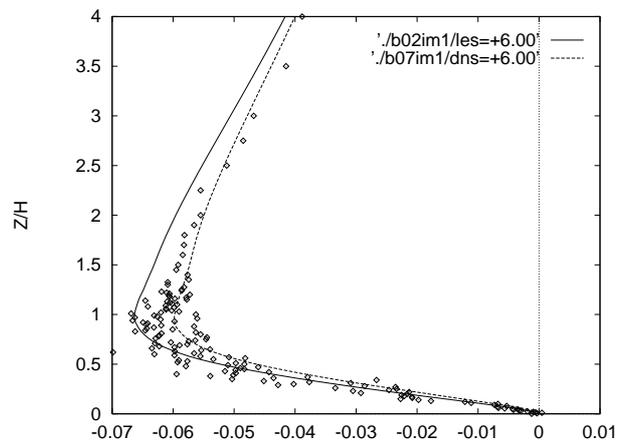


Abbildung 17: v_{mean} bei $x=6H$

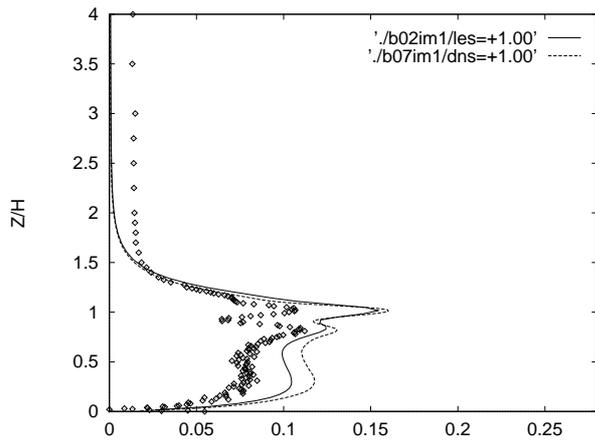


Abbildung 18: u_{rms} bei $x=1H$

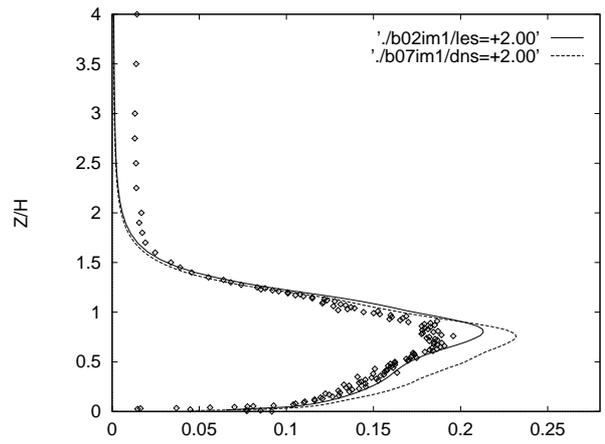


Abbildung 19: u_{rms} bei $x=2H$

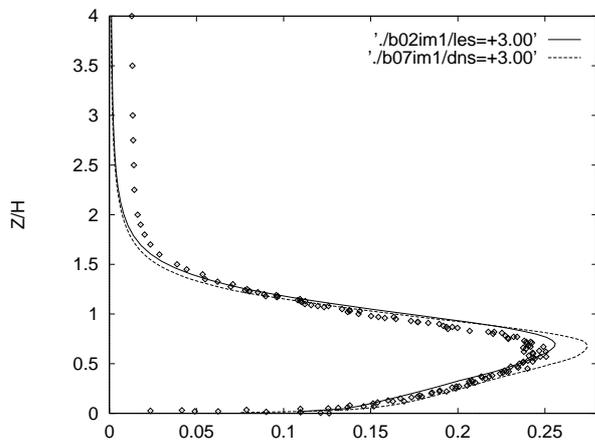


Abbildung 20: u_{rms} bei $x=3H$

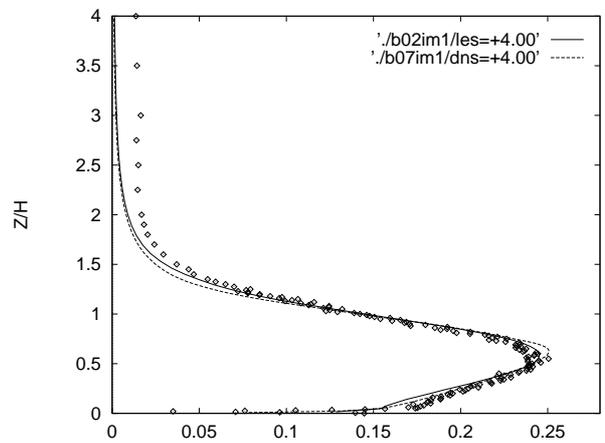


Abbildung 21: u_{rms} bei $x=4H$

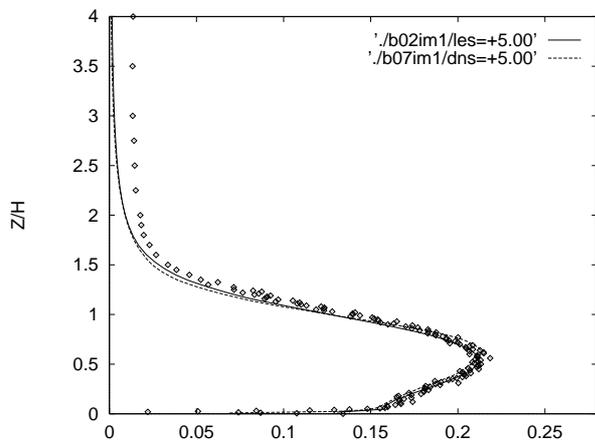


Abbildung 22: u_{rms} bei $x=5H$

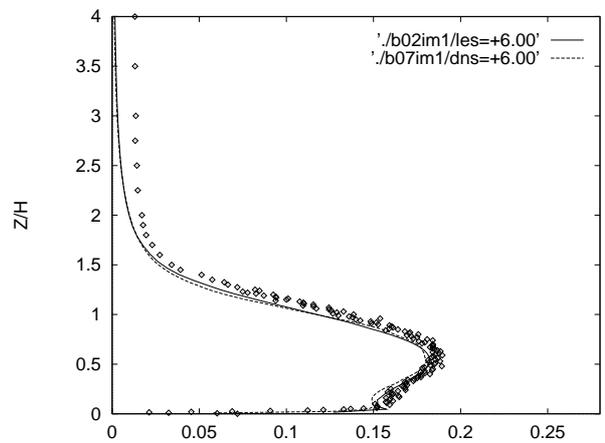


Abbildung 23: u_{rms} bei $x=6H$

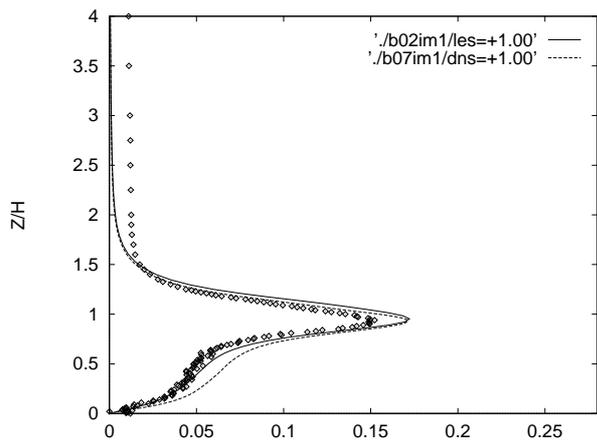


Abbildung 24: v_{rms} bei $x=1H$

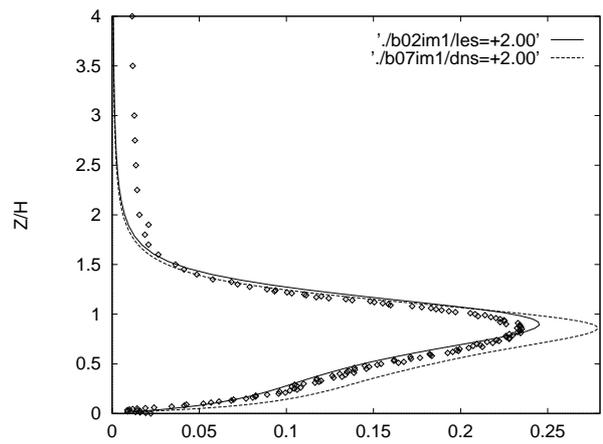


Abbildung 25: v_{rms} bei $x=2H$

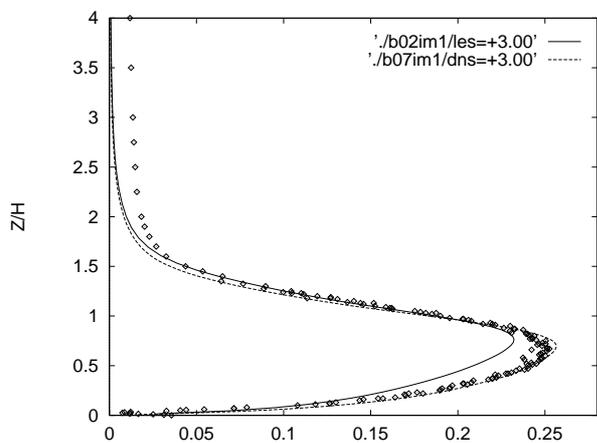


Abbildung 26: v_{rms} bei $x=3H$

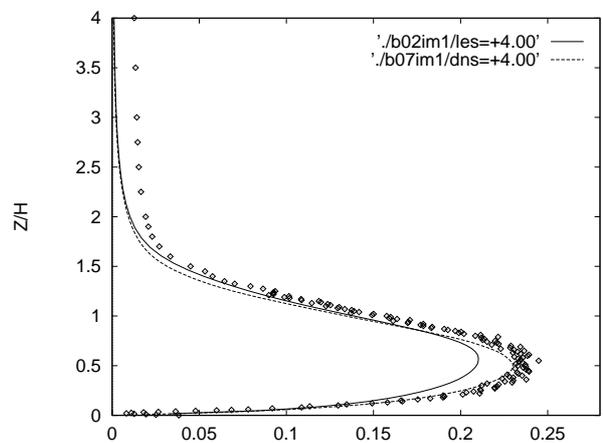


Abbildung 27: v_{rms} bei $x=4H$

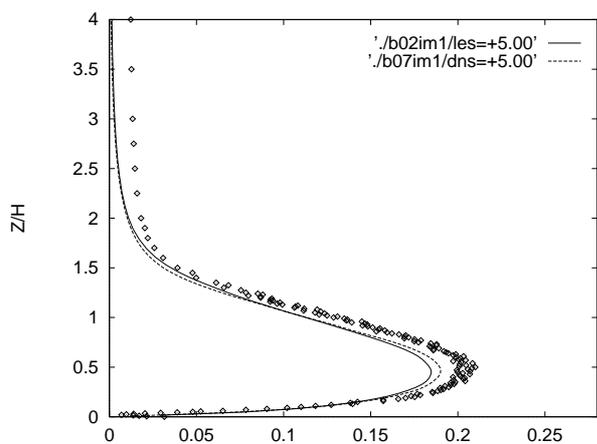


Abbildung 28: v_{rms} bei $x=5H$

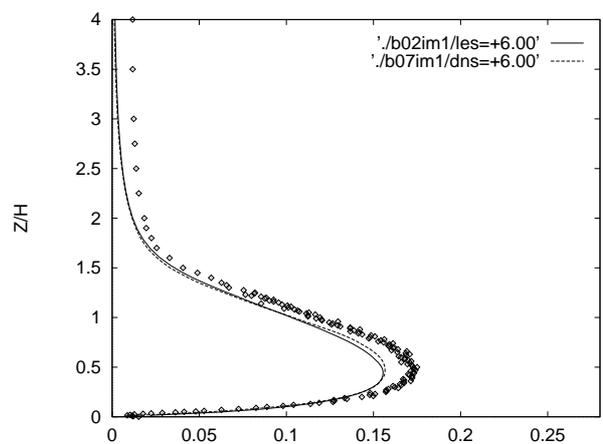


Abbildung 29: v_{rms} bei $x=6H$

4.2 Ergebnisse der neutralen Stufe

Im folgenden werden in einer Reihe von Abb. (30 - 53) Ergebnisse von aktuell durchgeführten DNS bzw. LES experimentellen Resultaten (Huppertz, Janke [1]) für den Fall der passiven Stufenströmung gegenübergestellt.

Da die bei der LES und der DNS bestimmten Wiederanlegelängen sich wie 1.07:1.0 verhalten, wurden DNS-Profile an Positionen $x = x_p$ mit LES-Profilen an den Positionen $x = 1.07 x_p$ verglichen.

Die in den Vergleichen der rms-Werte der kontrollierten Stufenströmung festgestellte Erscheinung, daß es im schwach turbulenten Bereich merkbare Unterschiede zwischen numerischen und experimentellen Resultaten gibt, wird im Fall der unmanipulierten Stufenströmung bestätigt.

Insbesondere bei den Positionen $x=1$, $x=2$ und $x=3$ ist der Vergleich bei einer max. Turbulenzintensität von etwa 6% unbefriedigend. Die oben gestellte Frage, inwieweit die aus den Messungen ersichtliche Außerturbulenz von ca. 1,5% (relativ konstant in allen Profilen) auch Auswirkungen auf die Ergebnisse im wandnahen Bereich hat, ist auch im Fall der neutralen Stufenströmung, relevant, zumal die Turbulenzintensität im Bereich unmittelbar nach der Stufe geringer als im manipulierten Fall ist.

Die Vergleiche zwischen DNS und LES machen zudem eine weitere Validierungsuntersuchungen des verwendeten subgrid-scale Modells für schwach turbulente Strömungen erforderlich.

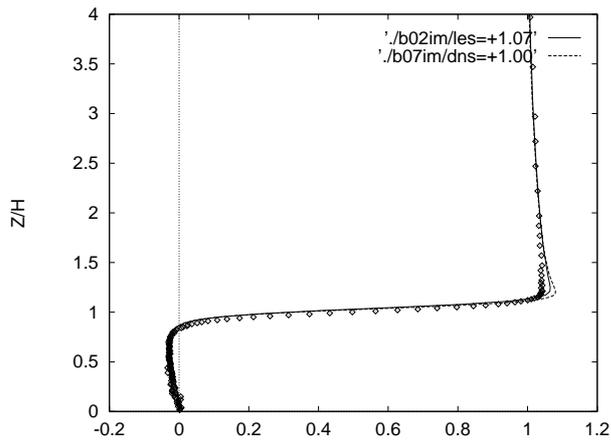


Abbildung 30: u_{mean} bei $x=1H$

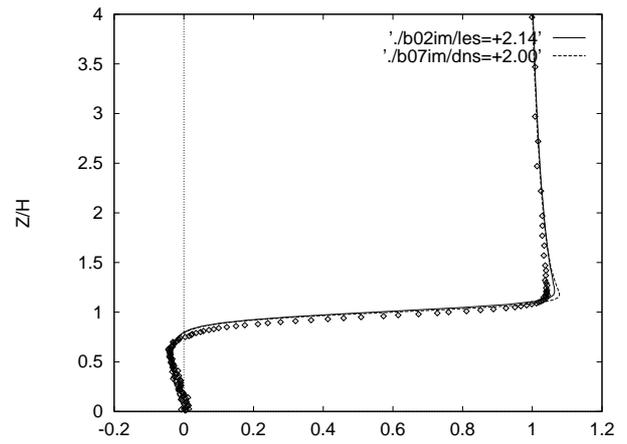


Abbildung 31: u_{mean} bei $x=2H$

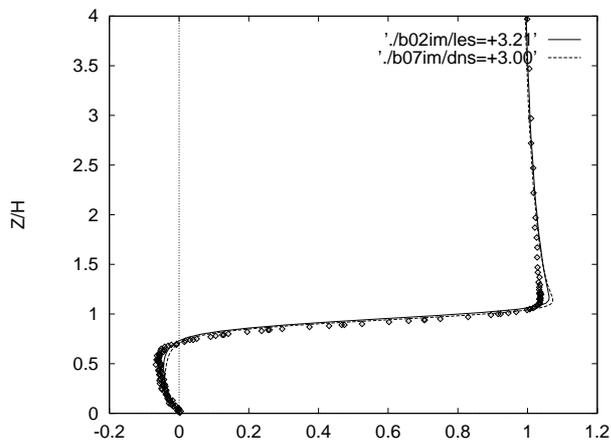


Abbildung 32: u_{mean} bei $x=3H$

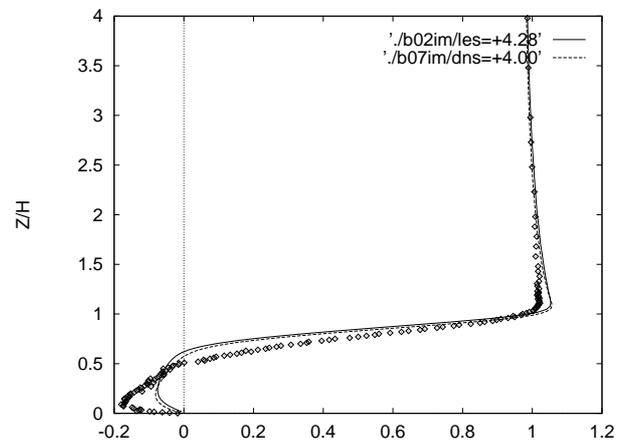


Abbildung 33: u_{mean} bei $x=4H$

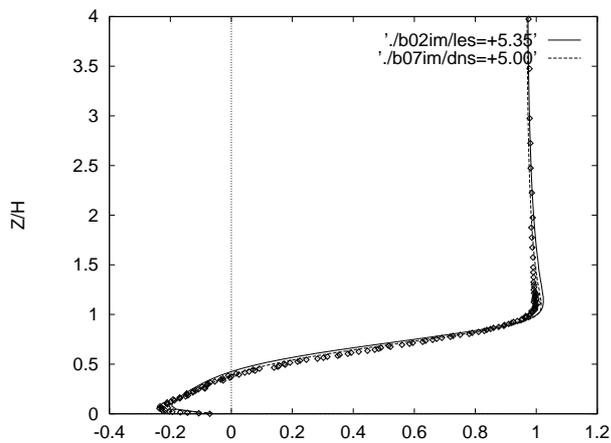


Abbildung 34: u_{mean} bei $x=5H$

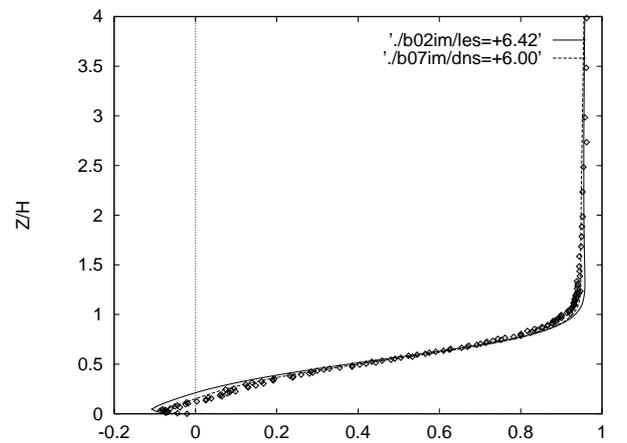


Abbildung 35: u_{mean} bei $x=6H$

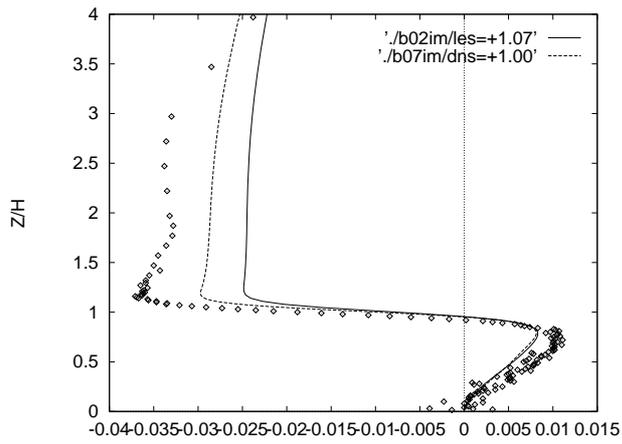


Abbildung 36: v_{mean} bei $x=1H$

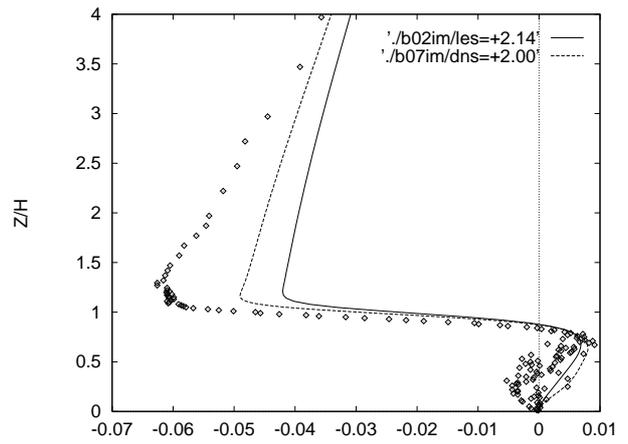


Abbildung 37: v_{mean} bei $x=2H$

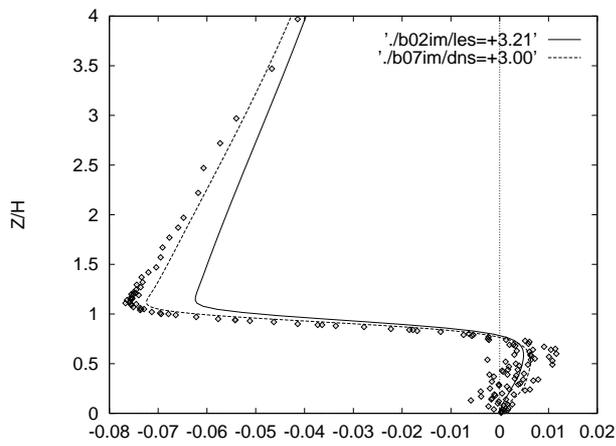


Abbildung 38: v_{mean} bei $x=3H$

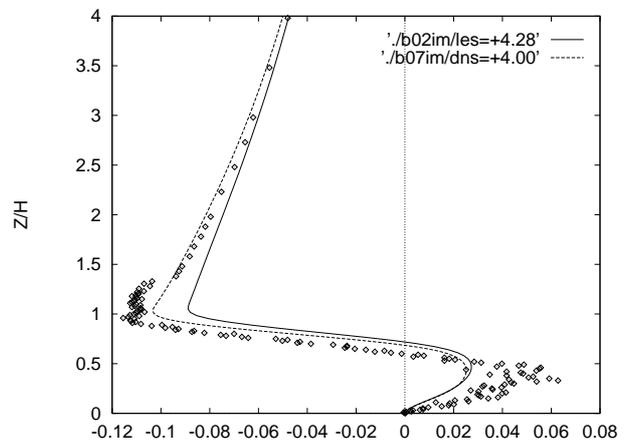


Abbildung 39: v_{mean} bei $x=4H$

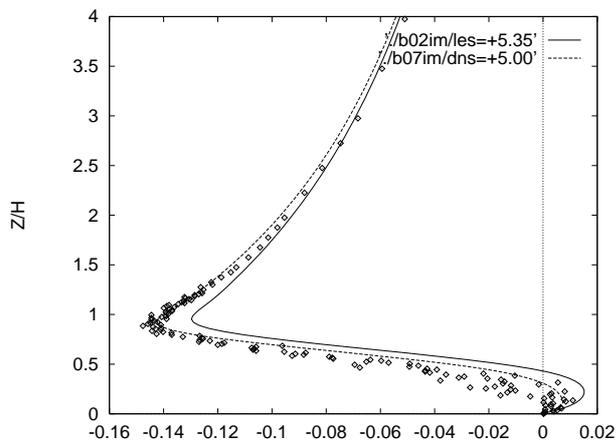


Abbildung 40: v_{mean} bei $x=5H$

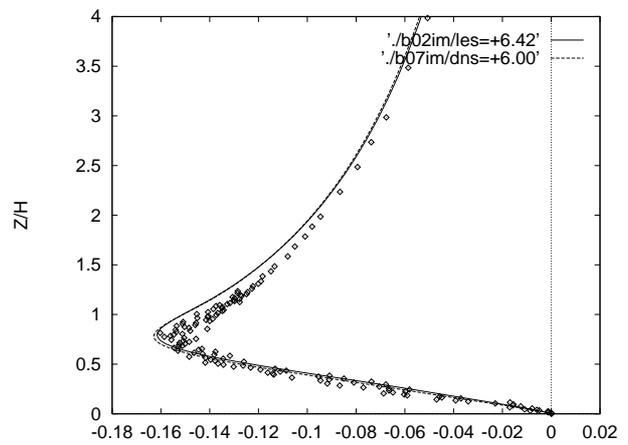


Abbildung 41: v_{mean} bei $x=6H$

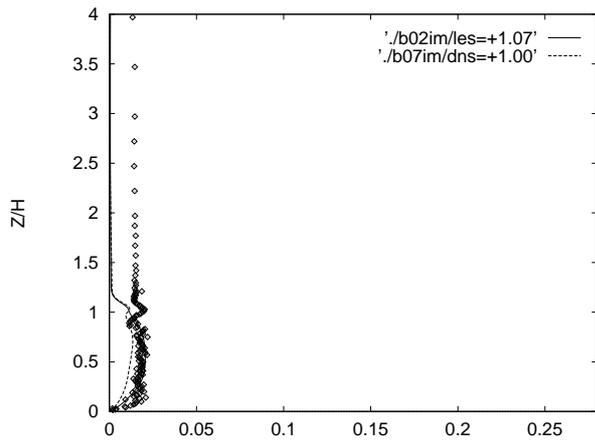


Abbildung 42: u_{rms} bei $x=1H$

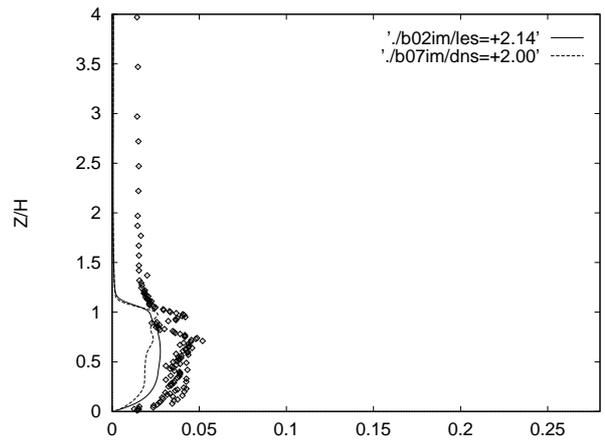


Abbildung 43: u_{rms} bei $x=2H$

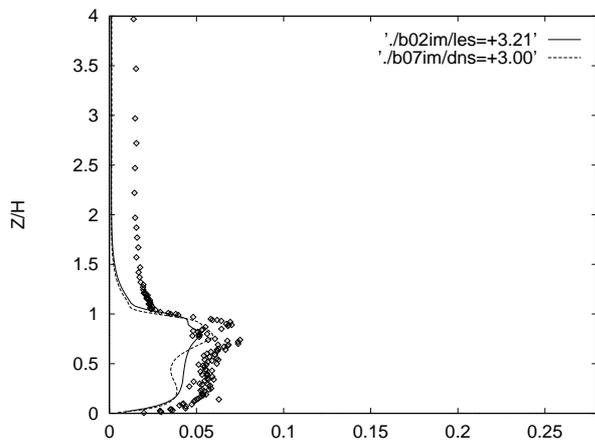


Abbildung 44: u_{rms} bei $x=3H$

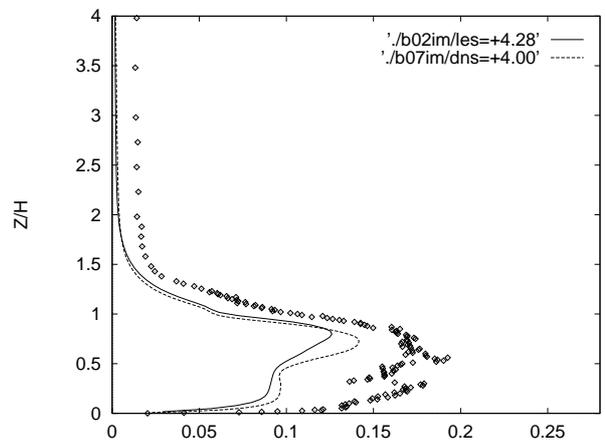


Abbildung 45: u_{rms} bei $x=4H$

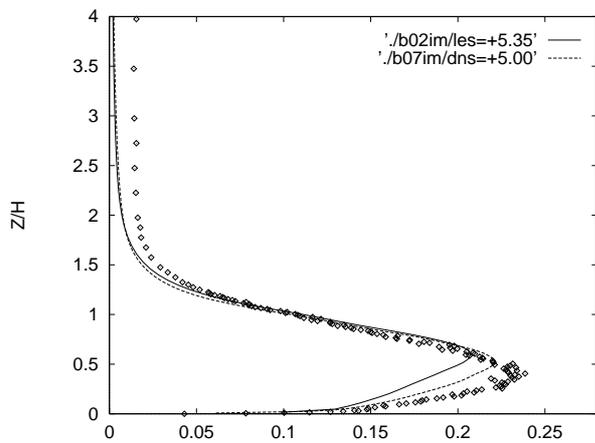


Abbildung 46: u_{rms} bei $x=5H$

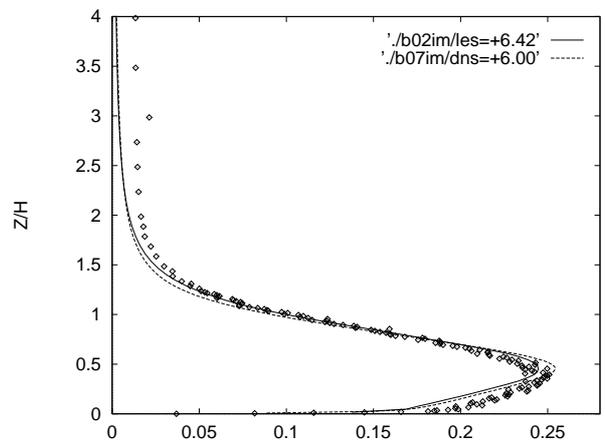


Abbildung 47: u_{rms} bei $x=6H$

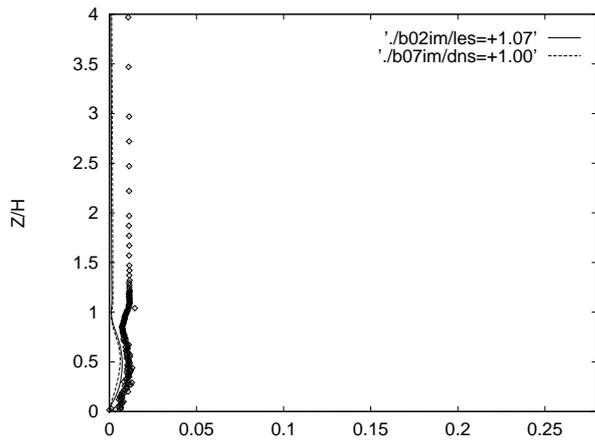


Abbildung 48: v_{rms} bei $x=1H$

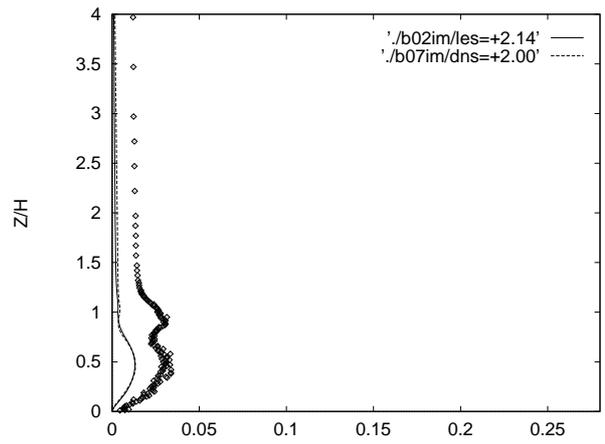


Abbildung 49: v_{rms} bei $x=2H$

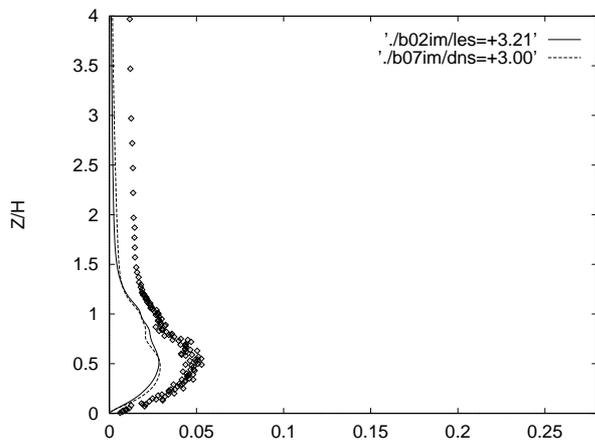


Abbildung 50: v_{rms} bei $x=3H$

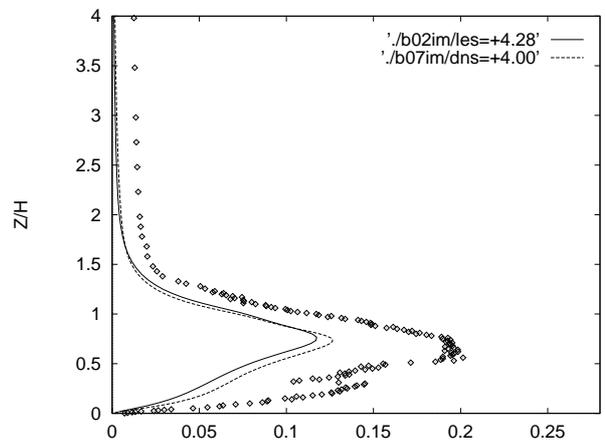


Abbildung 51: v_{rms} bei $x=4H$

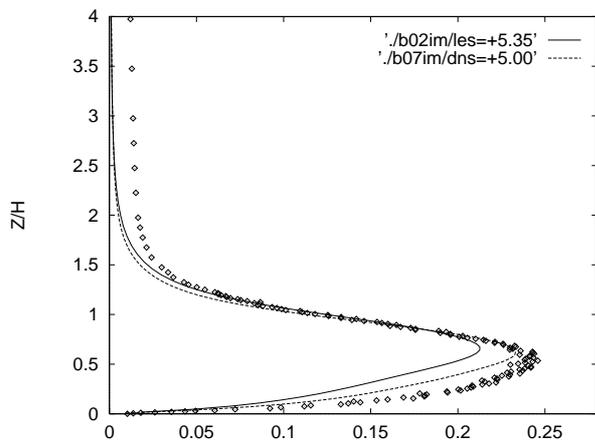


Abbildung 52: v_{rms} bei $x=5H$

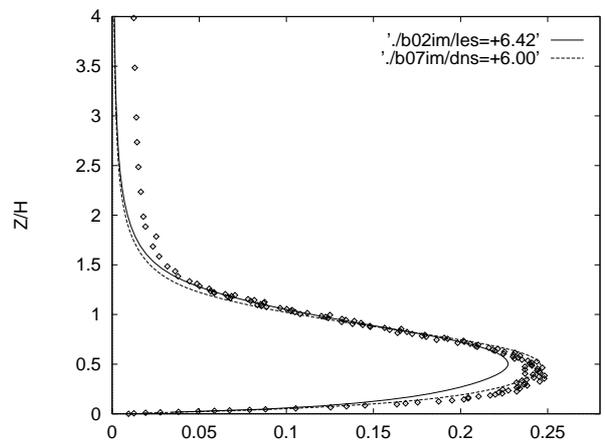


Abbildung 53: v_{rms} bei $x=6H$

4.3 Ergebnisse der emulierten schrägen Stufe

Neben der Anregung der Grenzschicht vor der geometrisch bedingten Ablösung durch Schall interessiert der Einfluß einer Pfeilung der Stufe mit einem bestimmten Winkel auf das Nachlaufverhalten, speziell die Auswirkung auf die Wiederanlegelänge. In den nachfolgenden Abbildungen (Abb. 55 bis Abb. 68) sind die Ergebnisse einer LES (256*64*80 finiten Volumen-Zellen) dargestellt.

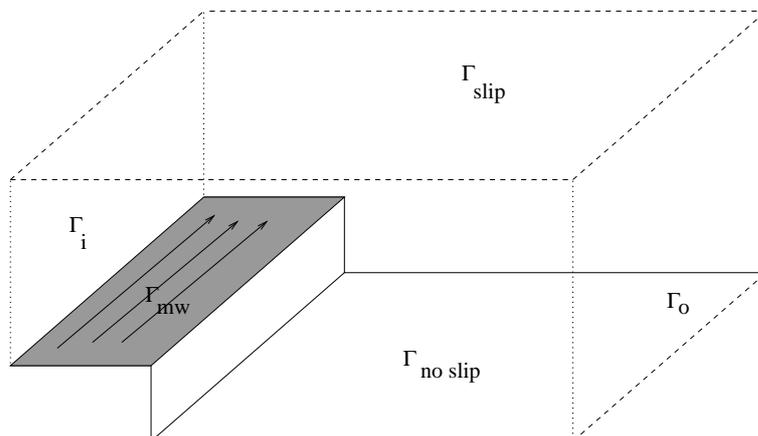


Abbildung 54: bfs Kanal, Γ_{mw} als bewegte Wand (schraffiert)

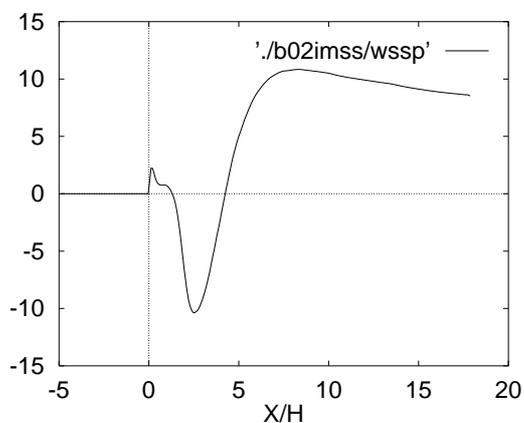


Abbildung 55: u_τ schräge Stufe

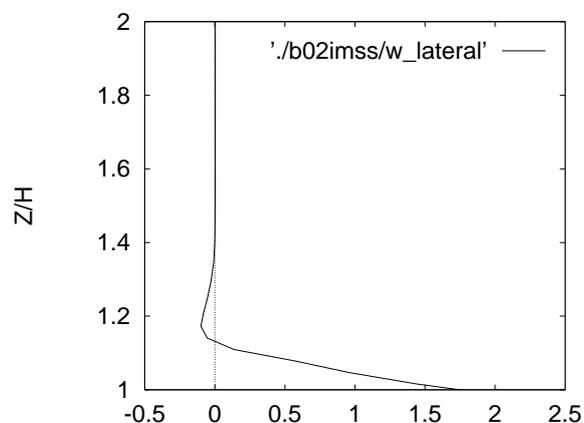


Abbildung 56: lat. Profil, $x = -2.5H$

Dabei wurde die Pfeilung der Stufe durch die gleichmäßige Bewegung der Stufenoberseite in lateraler Richtung emuliert. Die Wandgeschwindigkeit $W_{lateral}$ wurde dabei über den zu realisierenden Pfeilungswinkel α mit $W_{lateral} = U_\infty \tan \alpha$ bestimmt. α wurde mit $\pi/3$ fixiert (s.dazu Abb. 54).

Die errechnete Wiederanlegelänge X_r stimmt mit den ersten experimentell ermittelten Werten von G. Janke und A. Huppertz sehr gut überein.

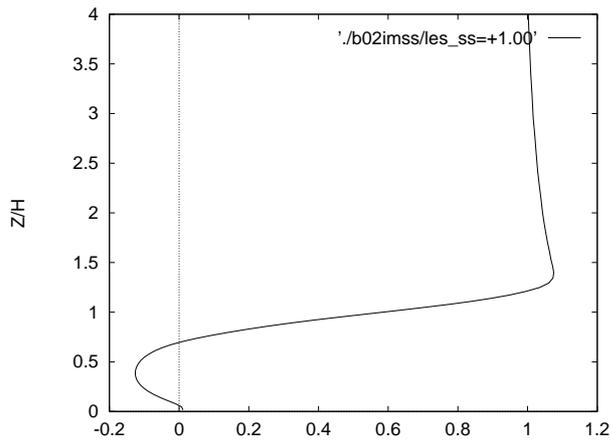


Abbildung 57: $u_{mean}, x = 1H$

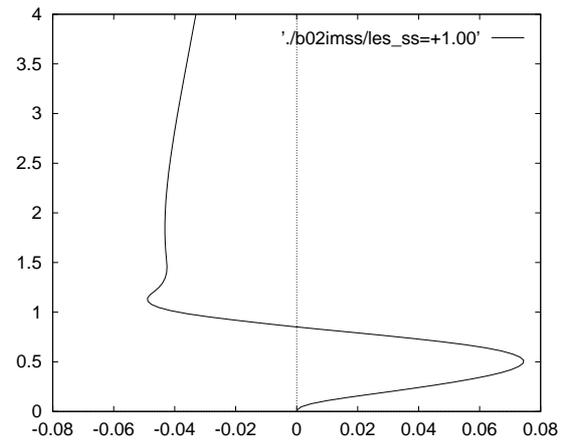


Abbildung 58: $v_{mean}, x = 1H$

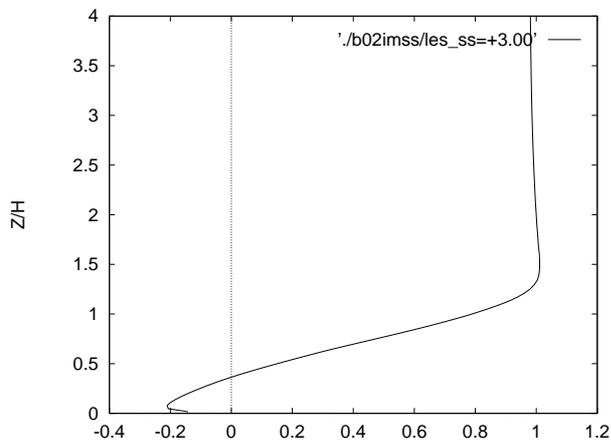


Abbildung 59: $u_{mean}, x = 3H$

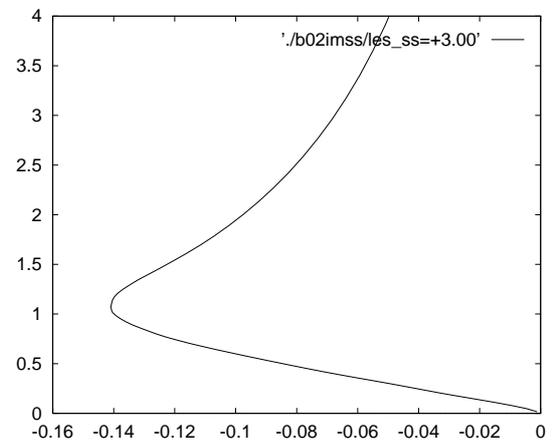


Abbildung 60: $v_{mean}, x = 3H$

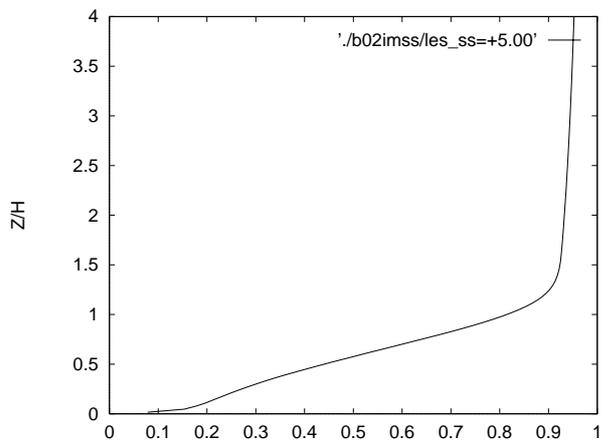


Abbildung 61: $u_{mean}, x = 5H$

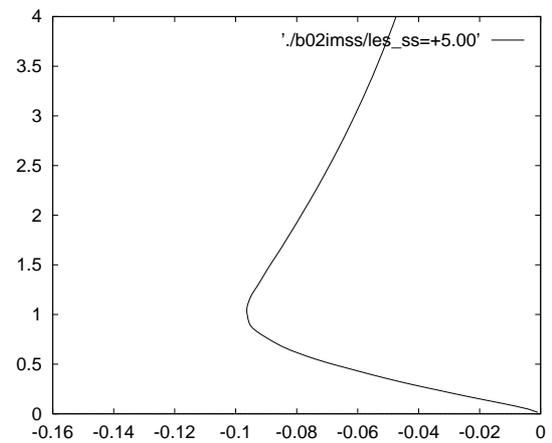


Abbildung 62: $v_{mean}, x = 5H$

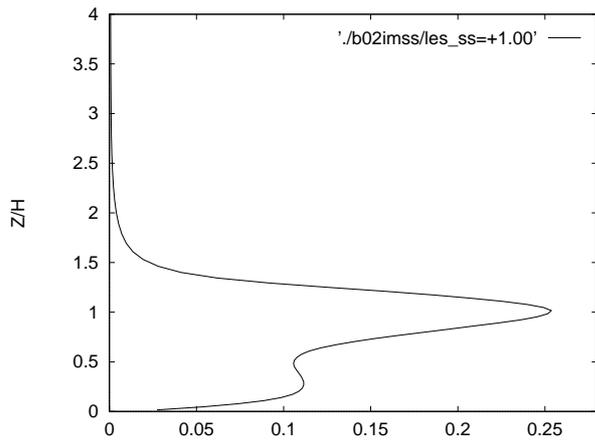


Abbildung 63: $u_{rms}, x = 1H$

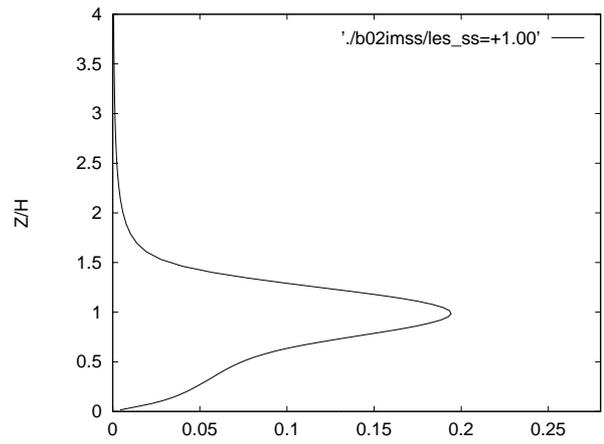


Abbildung 64: $v_{rms}, x = 1H$

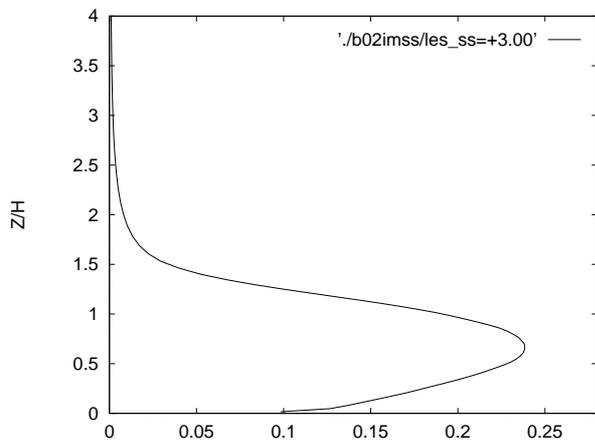


Abbildung 65: $u_{rms}, x = 3H$

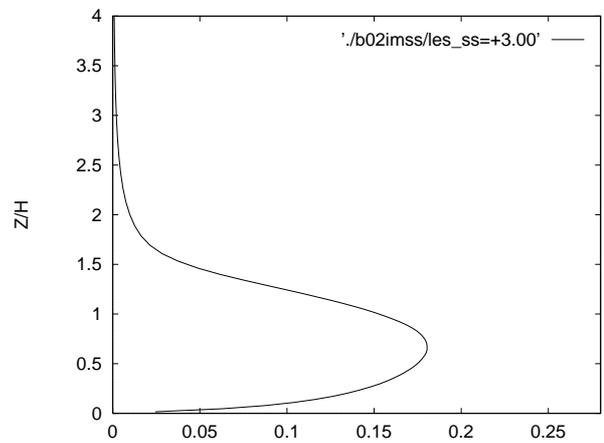


Abbildung 66: $v_{rms}, x = 3H$

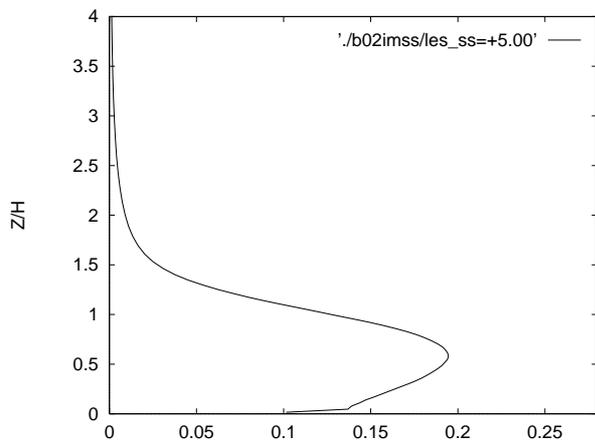


Abbildung 67: $u_{rms}, x = 5H$

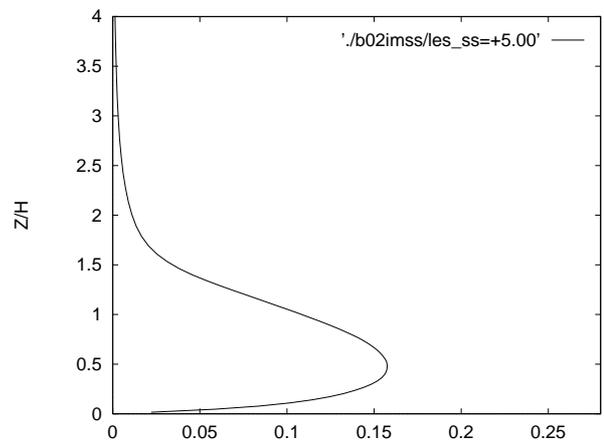


Abbildung 68: $v_{rms}, x = 5H$

4.4 Einige Ergebnisse der Parallelisierung

Abschließend werden in 2 Tabellen Ergebnisse der durchgeführten Parallelisierung dargestellt. Die Tabelle 1 zeigt die Ergebnisse zur Performance und Skalierbarkeit des parallelisierten Programms. Als Benchmark-Problem wurden 100 Zeitschritte der direkten numerischen Simulation einer transitionellen Strömung über eine rückwärts gewandte Stufe mit ca. 11 Millionen Gitterpunkten fixiert.

system	#procs		time t [sec]	mflops	t_{C90}/t	$S_p = t_{J90(1)}/t$
J90	1		16428	92	0.27	1.00
J90	4		4173	357	1.03	3.94
J90	8		2244	673	1.95	7.32
J90	16		1390	1087	3.15	11.81
C90	1		4380	338	1.00	
system	#procs	$proc_X * proc_Y$	time t [sec]	mflops	t_{C90}/t	$S_p = t_{T3D(32)}/t$
T3D	32	8 * 4	3329	443	1.31	1.00
T3D	64	8 * 8	1671	886	2.62	1.99
T3D	128	16 * 8	871	1700	5.03	3.82
T3D	256	16 * 16	437	3387	10.02	7.61

Tabelle 1: *Performance von MLET auf unterschiedlichen Systemen*

Die Tabelle 2 zeigt den Vergleich zwischen der PVM Version und der **shmem** Version für unterschiedliche Konfigurationen.

#proc	$proc_X * proc_Y$	shmem time t [sec]	$S_p =$ t_{32}/t_{proc}	PVM time t [sec]	$S_p =$ t_{32}/t_{proc}	t_{PVM}/t_{shmem}
32	8 * 4	3329	1.00	3670	1.00	1.10
64	8 * 8	1671	1.99	1923	1.91	1.15
64	16 * 4	1675	1.99	1850	1.98	1.10
128	16 * 8	871	3.82	955	3.84	1.10
256	16 * 16	437	7.62	510	7.20	1.17
256	32 * 8	460	7.24	491	7.47	1.07

Tabelle 2: *Performance der shmem versus der PVM Version auf der T3D*

Die Ergebnisse zeigen, daß die Nutzung von 32 Prozessoren einer Cray T3D, die heute schon durch die in der einzelnen Prozessorleistung 4 mal schnelleren T3E abgelöst wird, das Leistungsvermögen einer Einprozessor-Vektormaschine C90 übersteigt.

Weitere Vergleiche zur Performance auf Parallel- und Vektorrechnern sind in [14] und in [9] dargestellt. Z.Z. wird eine MPI Version der Programmes getestet, da der PVM-Standard auf anderen interessanten Plattformen (z.B. IBM SP2) im Gegensatz zu MPI nicht sehr komfortabel seitens der Hardware-Anbieter unterstützt wird.

4.5 Vergleich der Wirkung von Abströmrandbedingungen

Die bisherigen Vergleiche der Wirkungsweise der Randbedingungen (2) und (1) zeigen, daß die Reflektion der jeweiligen Randbedingung auf das stromauf gelegene Strömungsfeld stark von der gewählten Länge des "numerischen" Kanals abhängt. In den folgenden Abbildungen 69 bis 71 ist die im Rahmen einer LES bei der Nutzung der Randbedingungen (2) und (1) ermittelte Wandschubspannung u_τ für unterschiedliche Kanallängen dargestellt.

Die Untersuchungen zum Reflektionsverhalten sind noch nicht abgeschlossen, zumal z.Z. noch die konvektive Abströmrandbedingung behandelt wird. Die Abbildungen 69 und 70 zeigen

aber, daß eine Kanalverkürzung von $L = 28$ über $L = 17$ bis hin zu $L = 11$ bei der Verwendung der Randbedingung (2) einen deutlich geringeren Einfluß auf die Position der Wiederanlegelänge X_r hat, als im Fall der Benutzung der Bedingung (1). Aus der Abb. 71 ist zu sehen, daß ab einer Kanallänge von ca. $L = 17$ die Position von X_r unabhängig von der gewählten Randbedingung nur sehr geringfügig verändert wird. Dieser Fakt rechtfertigt auch die bei den oben diskutierten DNS und LES gewählte numerische Kanallänge von $L \approx 18$.

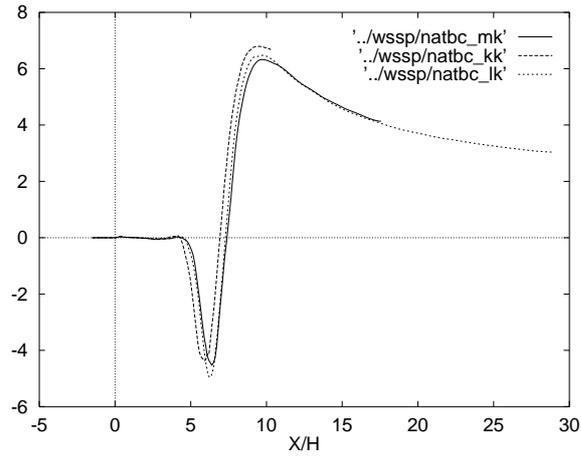


Abbildung 69: u_τ -Vergleich für $L = 11, 17, 28$ mit der RB $\frac{1}{Re} \frac{\partial u}{\partial \vec{n}} = \vec{n} \cdot p$

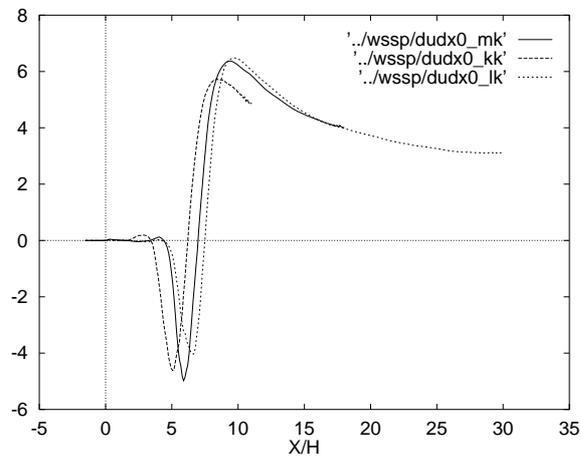


Abbildung 70: u_τ -Vergleich für $L = 11, 17, 28$ mit der RB $\frac{1}{Re} \frac{\partial u}{\partial \vec{n}} = 0$

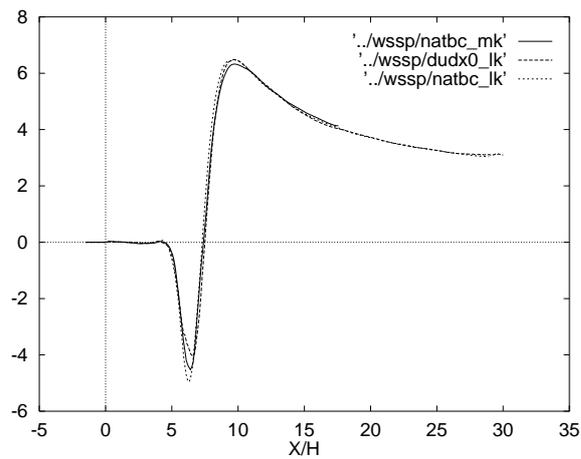


Abbildung 71: u_τ -Vergleich für $L = 11, 17, 28$ und untersch. RB-Typen

Literatur

- [1] Huppertz A. & Janke, G. *Ergebnisse der Strömung hinter einer rückwärtsgewandten Stufe durch dreidimensionale Anregung, persönlich Mitteilung 1996/1997*
- [2] Bärwolff, G., Wengle, H. & Jeggle, H. *Direct Numer. Solution of Transitional bfs Flow Manipulated by Oscillating Blowing/Suction. H.W. Rodi (ed.): Proc. of the 3rd Int. Symp. on Eng. Turbulence Modelling and Measurements, May 27-29, 1996, Crete, Greece, Elsevier Science, Amsterdam, 1996*
- [3] Chorin, A.J. *Numerical Solution of the Navier Stokes Equations. Comp. Math. 22 1968*
- [4] Hirt, C.W. & Cook J.L. *Calculating Three-Dimensional Flows around Structures and over Rough Terrain. Journal of Comp. Physics 10, 1972*
- [5] Werner, H. *Grobstruktursimulation der turbulenten Strömung über eine querliegende Rippe in einem Plattenkanal bei hoher Reynoldszahl. Dissertation an der TU München, 1991*
- [6] Bärwolff, G. *Numerische Berechnung von Transportprozessen fluider Medien. Report des ZWG der AdW 2/88, Berlin 1988*
- [7] Spalart, P. R., Moser, R. D. & Rogers, M. M. *Spectral methods for the Navier-Stokes equations with one infinite and two periodic directions. J. Comp. Phys. Vol. 96 1991*
- [8] Akselvoll, K. & Moin, P. *Large eddy simulation ... of turbulent flow over a backward facing step. Report No. TF-63, Stanford University, Febr. 1995*
- [9] Bärwolff, G. & Schwandt, H. *A Parallel Domain Decomp. Algorithm in 3D Turbulence Modeling. Proc. of the Int. Conf. on Parallel and Distr. Processing Techn. and Appl. (PDPTA'96), Aug. 8-11, 1996, Sunnyvale/Ca. USA (Ed. H. Arabnia)*
- [10] Koster, F. & Bärwolff, G. *On the convergence and stability of a PUI of Chorin type with nat. bc. Preprint-Nr. 521, FB Mathematik, TU Berlin, 1996*
- [11] Heywood, J. G., Rannacher, R. & Turek, S. *Artificial Boundaries and Flux and Pressure Conditions. Intern. Journal for Numer. Methods in Fluids, 1996*
- [12] Koster, F. *Tabellen der bisher gerechneten LES-Läufe und Vergleiche mit DNS und LDA-Messungen, Arbeitsbericht, TU Berlin, FB Mathematik, Februar 1997*
- [13] Huppertz A. *Beeinflussung der Strömung hinter einer rückwärtsgewandten Stufe durch dreidimensionale Anregung, Diplomarbeit, TU Berlin, 1994*
- [14] Bärwolff, G., Ketelsen, K. & Thiele, F. *Parallelization of a Finite-Volume Navier-Stokes solver on a T3D massively parallel system, 6. ISCFD Lake Tahoe/USA, 1995; Proceedings of the 6th Int. Symp. on CFD, Sept. 5-9, 1995, Lake Tahoe, Nevada, USA (Ed. M. Hafez)*