

Passive und aktive Beeinflussung turbulenter Stufenüberströmungen

zur Erlangung des Grades

DOKTOR-INGENIEUR (DR.-ING.)

von der Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik
der Universität der Bundeswehr München
genehmigte

DISSERTATION

verfasst von
DIPL.-ING. JENS NEUMANN

Promotionsausschuss:

Vorsitzender:	Prof. Dr.-Ing. Lutz Römer
1. Berichterstatter:	apl. Prof. Dr.-Ing. habil. Hans Wengle
2. Berichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. habil. Rainer Friedrich

Tag der Einreichung: 23.09.2003

Tag der mündlichen Prüfung: 19.12.2003

Neubiberg, den 22.12.2003

Danksagungen

Diese Arbeit entstand während meiner vierjährigen Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Strömungsmechanik und Aerodynamik der Universität der Bundeswehr München. An erster Stelle möchte ich mich bei Herrn apl.Prof.Dr.-Ing.habil. H. Wengle für die vielfältige Unterstützung bedanken, die er mir in dieser Zeit als „Doktorvater“ zukommen lies. Dazu gehören u.a. die Hilfestellung bei vielen organisatorischen Fragen, unzählige konstruktive Diskussionen und die sehr angenehme Arbeitsatmosphäre. Dank aussprechen möchte ich ferner Herrn Prof.Dr.-Ing. L. Römer, für die Möglichkeit der Arbeit an seinem Institut und Herrn Prof.Dr.-Ing.Dr.-Ing.habil. R. Friedrich für die Übernahme des Co-Referats.

Meinen ehemaligen Kollegen, Dr.-Ing. Alexander Orellano und Dr.-Ing. Adnan Meri gilt mein Dank für die Ermöglichung einer raschen Einarbeitung. Für zahlreiche Hilfestellungen und viele interessante Diskussionen möchte ich mich auch bei Dr.-Ing.habil. Michael Manhart bedanken. Stets fachkundig unterstützt wurde ich von den Mitarbeitern des Rechenzentrums der Universität der Bundeswehr München und des Leibniz-Rechenzentrums der Bayerischen Akademie der Wissenschaften, denen ich hiermit meinen Dank aussprechen möchte. Entscheidenden Anteil an meiner Begeisterung und Motivation für das Fachgebiet der numerischen Strömungsmechanik hat Assist.Prof. Jon Pharoah, sowie das gesamte ehemalige Team im CFD-Lab der University of Victoria.

Für ihre stete Unterstützung möchte ich meinen Eltern danken, ohne deren mutige Entscheidungen in der Vergangenheit diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre. Meiner Freundin Angelika bin ich sehr dankbar für ihr Verständnis, ihre Hilfsbereitschaft und ihre Fähigkeit, mir „Flügel zu verleihen“.

München, im Herbst 2003

Jens Neumann

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
1.1	Stand der Forschung	3
1.2	Ziele der vorliegenden Arbeit	6
1.3	Gliederung	7
2	Numerisches Verfahren	9
3	Beeinflussung der Strömung über eine scharfkantige Stufe	13
3.1	Einführung	13
3.2	Simulationsparameter	18
3.3	Erzeugung von Referenzlösungen (DNS)	22
3.3.1	Erfüllung von Kriterien zur Gitterauflösung	23
3.3.2	Vergleich mit experimentellen Daten	26
3.3.3	Zuströmungsbedingungen	29
3.3.4	Mittleres Strömungsfeld	32
3.3.5	Augenblicksaufnahmen	36
3.4	Validierung der Grobstruktursimulation (LES)	47
3.4.1	Zuströmungsbedingungen	47
3.4.2	Mittleres Strömungsfeld	48
3.5	Beeinflussung der Stufenüberströmung	57
3.5.1	Mittleres Strömungsfeld	57
3.5.2	Räumliche Ausdehnung der Strukturen	63
3.5.3	Augenblicksaufnahmen	66
3.5.4	Analysen von Zeitreihen	67
3.5.5	Phasenmittelung des aktiv beeinflussten Falls	77
3.6	Eigenmodeanalyse und Bilanzen der Energieflüsse	101

3.6.1	Grundlagen	102
3.6.2	POD der Stufenströmung	105
3.6.3	Energieflüsse zwischen den kohärenten Strukturen	109
3.7	Zusammenfassung	121
4	Optimierung der passiven und aktiven Kontrolle	125
4.1	Einführung	125
4.2	Rückkopplungsalgorithmus	128
4.2.1	Wahl der Messgröße	128
4.2.2	Ablaufdetails	129
4.2.3	Messung der augenblicklichen Rezirkulationslänge	132
4.3	Übersicht der berechneten Fälle	133
4.4	Optimierung der passiven Kontrolle	136
4.5	Optimierung der aktiven Kontrolle	138
4.6	Optimierung der kombinierten (passiven und aktiven) Kontrolle	143
4.7	Zusammenfassung	144
5	Beeinflussung der Strömung über eine abgerundete Stufe	159
5.1	Einführung	159
5.2	Simulationsparameter	162
5.3	Validierung der Grobstruktursimulation	166
5.3.1	Zuströmung	166
5.3.2	Mittleres Strömungsfeld	167
5.3.3	Bestimmung der Wandschubspannung	173
5.4	Beeinflussung der abgerundeten Stufenüberströmung	183
5.4.1	Passive Beeinflussung durch einen Kontrollzaun	183
5.4.2	Aktive Beeinflussung durch einen oszillierenden Wandstrahl	187
5.4.3	Zusätzliche Vergleiche von passiver und aktiver Beeinflussung	191
5.5	Zusammenfassung	203

6	Abschlussdiskussion und Ausblick	205
A	Die Wavelettransformation	209
A.1	Einführung	209
A.2	Theorie	209
B	Überströmung einer abgerundeten Stufe in einem ebenen Plattenkanal	213
B.1	Simulationsparameter	214
B.2	Zuströmungsbedingungen	216
B.3	Mittleres Strömungsfeld	218
B.4	Visualisierung des augenblicklichen Strömungsfelds	220
B.5	Zusammenfassung	220
	Literaturverzeichnis	229

Übersicht

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist die gezielte Beeinflussung von abgelösten und wiederanlegenden turbulenten Strömungen über stufenförmige Hindernisse im Hinblick auf eine Erhöhung der Vermischungsfähigkeit der freien Scherschicht und damit einer Verkleinerung des (in der Praxis zumeist mit nachteiligen Eigenschaften behafteten) Rezirkulationsgebiets. Die Anwendung der – je nachdem, ob der Strömung externe Energie zugeführt wird – in passiv und aktiv unterteilten Beeinflussungsmethoden erfolgt im Rahmen numerischer Simulationen durch Adaption von Versuchsaufbauten ausgewählter Windkanalexperimente. Als passive Methode dient ein stromauf der Stufe befindlicher Zaun, welcher klein relativ zur Stufenhöhe ist. Die aktive Beeinflussung ist mithilfe eines periodisch oszillierenden Wandstrahls realisiert. Ergebnisse einfach (open-loop) oder rückkopplungsbasiert (closed-loop) beeinflusster Large-Eddy Simulationen (LES) werden hinsichtlich der Bestimmung des Beeinflussungserfolgs, bezüglich dessen Abhängigkeit von einzelnen relevanten Parametern, sowie mit dem Ziel einer Charakterisierung von strömungsphysikalischen Besonderheiten der Beeinflussungsmethoden ausgewertet. Zur Validierung der LES-Ergebnisse werden diese mit Referenzdaten – gewonnen aus Direkten Numerischen Simulationen (DNS) oder aus Experimenten – verglichen.

Im ersten (Haupt-) Teil dieser Arbeit werden die beiden passiven und aktiven Beeinflussungsmethoden auf die turbulente Grenzschichtströmung über eine scharfkantige Stufe bei $Re_h = 3000$ angewendet. Neben dem mittleren Strömungsfeld können insbesondere für die zeitliche und räumliche Dynamik der energiereichen Strukturen Unterschiede in der Wirkungsweise der Methoden festgestellt werden. Im nächsten Teil der Arbeit erlaubt die Anwendung rückkopplungsbasierter LES auf die scharfkantige Stufenüberströmung eine Analyse einzelner Beeinflussungsparameter. Insbesondere für die Entfernung des passiven Kontrollzauns von der Stufen-, bzw. Ablösekante (bei gegebener Höhe des Zauns) und für die Anregungsfrequenz des oszillierenden Wandstrahls können dabei Gesetzmäßigkeiten und Optimalwerte angegeben werden, welche einen maximalen Beeinflussungserfolg gewährleisten. Schließlich steht im letzten Teil dieser Arbeit die Auswirkung der beiden Beeinflussungskonzepte auf eine druckinduziert ablösende turbulente Überströmung einer abgerundeten Stufe bei $Re_h = 9100$ im Mittelpunkt. Dabei stellt die – im Gegensatz zur scharfkantigen Stufenüberströmung – nun frei entlang einer gekrümmten Oberfläche verlaufende Ablöselinie einen bedeutenden phänomenologischen Unterschied zur geometrisch induzierten Ablösung dar. Mithilfe der Strömungsbbeeinflussung kann hier die Größe des Rezirkulationsgebiets nicht nur verkleinert, sondern sogar – im Falle günstig gewählter Beeinflussungsparameter – die Ablösung der turbulenten Strömung gänzlich vermieden werden.

Abstract

The subject of the present work is the control of separated and reattaching turbulent flows over obstacles in the form of steps aiming at an enhancement of the mixing capability of the free shear layer and thus a reduction of the size of the recirculation region (afflicted in practice mostly with unfavorable characteristics). The application of passive (no external energy input to the flow) and active (via energy input) control methods is realized in numerical simulations performed by adapting setups from selected wind tunnel experiments. For the passive method, a fence (with a relatively small height compared with the step height) is placed upstream of the step. A periodically oscillating wall jet is utilized for the active method. Results of open-loop or closed-loop (with feedback) controlled Large-Eddy Simulations (LES) are analyzed according to the control success and its dependence on relevant parameters, and with respect to a characterization of method-specific features of the flow physics. In order to validate the LES results, these results are compared with reference data, obtained either from Direct Numerical Simulations (DNS) or from experiments.

In the first (major) part of this work, both passive and active control methods are applied to the turbulent boundary layer flow over a sharp-edged backward-facing step at $Re_h = 3000$. Differences between the impact of the methods are observed for the mean flow field as well as for the temporal and spatial dynamics of the highly energetic structures. The next part of the work covers the application of closed-loop feedback control LES to the flow over a sharp-edged step, allowing the analysis of certain control parameters. Dependencies and optimum values for a maximum control success can be specified in particular for the distance between the passive control fence and the step (i.e. separation) edge (with given fence height) and for the forcing frequency of the oscillating wall jet. Finally, the impact of both control approaches on a flow over a smoothly contoured step at $Re_h = 9100$ with pressure-induced separation is investigated in the last part of this work. The freely evolving separation line along the curved surface represents an important difference between this flow and the sharp-edged step flow (with geometrically induced separation). Applying the flow control, the size of the recirculation region can not only be reduced, the separation of the turbulent flow can even be avoided totally (with accordingly chosen control parameters).

Symbolverzeichnis

Lateinische Buchstaben

A	Amplitude einer periodischen Anregung, Konstante
AR	seitliches Erstreckungsverhältnis („aspect ratio“)
a^n	zeitliche Entwicklungskoeffizienten für Mode n
B	Konstante
c^-, c^{--}, c^+, c^{++}	Faktoren
C^+	Konstante
C_f	Wandreibungskoeffizient
C_p	Druckbeiwert
$C(\Delta t)$	zeitliche Korrelationsfunktion
$C(t, t')$	zeitlicher Korrelationstensor
C_S	Smagorinsky-Konstante des Feinstrukturmodells
CFL	Courant-Friedrichs-Levy-Zahl
d_{kl}	Koeffizient der diffusiven Wechselwirkung von Mode k mit Mode l
D_k	Dissipation von Mode k
DIF	diffusive Courant-Zahl
e	Energie
\vec{e}	resultierender Geschwindigkeitsvektor
E_Ω	Energie, räumlich über Ω integriert
ER	Expansionsverhältnis („expansion ratio“)
f	Frequenz, Funktion
H	Formparameter der Grenzschicht
H_s	Längenkonstante (Höhe der Stufe)
h	Höhe der Stufe
h_f	Höhe des Zauns (fence)
k	Wellenzahl, turbulente kinetische Energie
l	Wellenlänge
l_K	Kolmogorov'sches Mikro-Längenmaß
L_f	Abstand Zaun-Stufenkante
L_i	Länge in Richtung i
L_{resc}	Abstand Reskalierungspunkt-Stufenkante
L_{ww}^x	integrales Längenmaß der vertikalen Geschwindigkeit w in x -Richtung
L_{xu}	Abstand Einströmebene-Stufenkante
n_{klm}	Koeffizient der nichtlinearen Wechselwirkungen von Mode k mit den Moden l und m
M	maximale Anzahl an Zeitschritten für Algorithmus
N	maximale Anzahl an Rückkopplungen für Algorithmus

N_M	Anzahl von Karhunen-Loève-Moden
N_T	Anzahl von Zeitpunkten
N_i	Gitterpunktanzahl Richtung i
p	Druckfluktuationen
P	Druck
Q_{kl}	Energiestrom von Mode l zu Mode k
R_{ww}	räumlicher Korrelationstensor der vertikalen Geschwindigkeit w
Re	Reynoldszahl ($Re = h \cdot U_\infty / \nu$)
s, x'	Verzerrungsfaktor (Skale), bzw. Verschiebungskonstante für Wavelets
S_{ij}	Deformationsgeschwindigkeitstensor
St	Strouhalzahl ($St = f \cdot h / U_\infty$)
St_b	Strouhalzahl der Anregung („blowing/suction“)
t	Zeitpunkt
t_K	Kolmogorov'sches Mikro-Zeitmaß
T	Zeitspanne
T_k	Interaktionsgewinne von Mode k aus nichtlinearen Wechselwirkungen
$u_i (u, v, w)$	Geschwindigkeitsfluktuationen in Richtung i
$u_i u_i$	Komponenten des Reynolds'schen Spannungstensors
$U_i (U, V, W)$	Geschwindigkeitskomponenten
U_{ref}	Referenzgeschwindigkeit
U_∞	Umgebungsgeschwindigkeit
U_c	Geschwindigkeit in der Mitte eines ebenen Plattenkanals, bzw. Konvektionsgeschwindigkeit von Wirbelstrukturen
U^+	mit Wandeinheiten normierte Geschwindigkeit ($U^+ = U / U_\tau$)
U_τ	Wandschubspannungsgeschwindigkeit ($U_\tau = \sqrt{\tau_w / \rho}$)
U_∞	ungestörte Anströmgeschwindigkeit
W_ψ	Waveletkoeffizient
$x_i (x, y, z)$	Koordinaten
X_1, X_2	Längenkonstanten
X_b	longitudinale Position des oszillierenden Strahls („blowing/suction“)
X_f	longitudinale Position des Zauns („fence“)
$X_i (X, Y, Z)$	Koordinaten
X_r	Rezirkulationslänge
$X_{r f}$	Rezirkulationslänge stromab des Zauns („fence“)
$X_{r2 f}$	sekundäre Rezirkulationslänge stromab des Zauns
X_s	Ablöseposition („separation“)
$X_{s f}$	Ablöseposition stromauf des Zauns
X_{r2}	sekundäre Rezirkulationslänge
Z^+	in Wandeinheiten normierter Wandabstand ($Z^+ = Z \cdot U_\tau / \nu$)
Z_{r2}	sekundäre Rezirkulationshöhe

Z_∞ sehr hoher Wert für Z (deshalb hier: obere Grenze des Berechnungsgebiets)

Griechische Buchstaben

α	Winkel
$\delta = \delta_{99}$	Grenzschichtdicke, halbe Kanalhöhe
δ_1	Verdrängungsdicke
δ_{ij}	Kronecker-Symbol ($\delta_{ij} = 0$ für $i \neq j$; $\delta_{ij} = 1$ für $i = j$)
Δ	Inkrement, Distanz, Abstand, Filterweite des Feinstrukturmodells
$\Delta X^-, \Delta X^{--}$	Schrittweiten
$\Delta X^+, \Delta X^{++}$	Schrittweiten
ε	Dissipation
κ	von Kármánsche Konstante
λ	Periode zu Frequenz $f = 1/\lambda$
λ^n	Eigenwert für Mode n
μ	dynamische Viskosität
ν	kinematische Viskosität
ν_t	„turbulente“ (kinematische) Viskosität
$\hat{\pi}_k$	Wechselwirkung des Modes k mit dem Druckfeld
ψ	Waveletfunktion
Π_k	energetische Interaktion von Mode k mit dem Druckfeld
ρ	Dichte
θ	Impulsverlustdicke (entspricht δ_2)
τ_w	Wandschubspannung
ϕ_i^n	Karhunen-Loève-Eigenfunktion (Komponente i) für Mode n
Φ	Wirbelschichtdicke, Phasenwinkel
ω_i	Wirbelstärke in Richtung i
Ω	räumliches Gebiet
Ω_{ij}	Rotationstensor

Indizes, Symbole

$(\cdot)^k, (\cdot)^l, (\cdot)^m$	Indizes der Karhunen-Loève-Eigenfunktionen
$(\cdot)^n$	Kurzform für die Indizes der Karhunen-Loève-Eigenfunktionen
$(\cdot)'$	Fluktuation, Abweichung (zusätzlich zur Kleinschreibung)
$\vec{(\cdot)}$	Vektor
$(\cdot)^T$	transponierte Matrix
$(\cdot)^*$	komplexe Konjugation

$(\cdot)^*$	feste Bezugsgröße
$\hat{(\cdot)}$	Transformation, Substitution, Fouriertransformation
$(\cdot)_0$	Anfangsbedingung, feste Bezugsgröße
$(\cdot)_c$	entlang einer Kontur („contour“)
$(\cdot)_i$	Koordinatenrichtung
$(\cdot)_{(i-1)}, (\cdot)_i, \dots$	Schleifeninkremente
$(\cdot)_k$	auf die Kanalströmung bezogen
$(\cdot)_{local}$	lokale Größe
$(\cdot)_{LES}$	die LES betreffend
$(\cdot)_{POD}$	die POD betreffend
$(\cdot)_{rms}$	<i>rms</i> -Wert („root mean square“, $\sqrt{\langle(\cdot)^2\rangle}$)
$(\cdot)_{search}$	die Suchschleife eines Algorithmus betreffend
$(\cdot)_\tau$	auf die Wandschubspannung τ_w bezogen
$(\cdot)_s$	auf die Stufenüberströmung bezogen
$(\cdot)_S$	das Feinstrukturmodell betreffend
$(\cdot)_w$	an fester Wand
$\langle(\cdot)\rangle$	zeitlicher Mittelwert
$\langle(\cdot)\rangle_y$	Mittelwert in Spannweitenrichtung y
$\overline{(\cdot)}$	räumlicher Mittelwert
$\tilde{(\cdot)}$	phasengemittelter Wert

Abkürzungen

DNS	Direkte Numerische Simulation
FFT	Fast Fourier Transformation
LEBU	Large-eddy breakup device
LES	Large-Eddy Simulation
RANS	Reynolds-averaged Navier-Stokes
<i>rms</i>	root mean square

Abbildungsverzeichnis

1.1	Beeinflussung eines achsensymmetrischen Freistrahls	3
3.1	Scharfkantige Stufe: Schematische Darstellung des Strömungsfelds	14
3.2	Scharfkantige Stufe: Schema der Stufenüberströmung	19
3.3	Scharfkantige Stufe: Zellweite ΔX des Gitters in x -Richtung	20
3.4	Scharfkantige Stufe: Zellweite ΔZ des Gitters in z -Richtung	21
3.5	DNS: Dissipation	24
3.6	DNS: Wellenzahlspektrum in lateraler Richtung	25
3.7	DNS: $C_f(Re_\theta)$	26
3.8	DNS zu Experiment: Wandreibungskoeffizient C_f bei $Z = 0.0$	38
3.9	DNS zu Experiment: Druckbeiwert C_p bei $Z = 0.0$	39
3.10	DNS zu Experiment: $\langle U \rangle$ Profile	39
3.11	DNS zu Experiment: $\langle W \rangle$ Profile	39
3.12	DNS zu Experiment: u_{rms} -Profile	40
3.13	DNS zu Experiment: w_{rms} -Profile	40
3.14	DNS zu Experiment: $-\langle uw \rangle$ Profile	40
3.15	DNS: Statistik 1. und 2. Ordnung in der Nähe des Kontrollzauns	41
3.16	DNS: Wandreibungskoeffizient C_f bei $Z = 1.0$	41
3.17	DNS: Verdrängungsdicke δ_1 bei $Z = 1.0$	42
3.18	DNS (s_{11_a}): Mittleres Geschwindigkeitsprofil bei $X = -4.0$	42
3.19	DNS (s_{11_a}): Mittleres logarithmisches Geschwindigkeitsprofil bei $X = -4.0$	42
3.20	DNS: Stromlinienverläufe	43
3.21	DNS: Statistik 1. und 2. Ordnung	43
3.22	DNS: Wandreibungskoeffizient C_f bei $Z = 0.0$	44
3.23	DNS: Wirbelschichtdicke $\Phi(X)$	44
3.24	DNS: Turbulente kinetische Energie $\langle k \rangle$	44

3.25	DNS: u_{rms} -Maxima	44
3.26	DNS: Augenblicksfeld von U	45
3.27	DNS: Augenblicksfeld von p' (3D)	45
3.28	DNS: Augenblicksfeld von p' (2D)	45
3.29	DNS: Augenblicksfeld von ω_y (2D)	46
3.30	DNS: Augenblicksfeld visualisiert mit ω_y und λ_2	46
3.31	Scharfkantige Stufe: Nomenklatur der Ablöse-, Wiederanlegepunkte	51
3.32	LES zu DNS: $\langle U \rangle^+(Z^+)$ bei $X = -4.0$ (nicht beeinflusste Strömung)	52
3.33	LES zu DNS: $rms^+(Z)$ bei $X = -4.0$ (nicht beeinflusste Strömung)	52
3.34	LES zu DNS: Statistik 1. und 2. Ordnung (nicht beeinflusste Strömung)	53
3.35	LES zu DNS: Statistik 1. und 2. Ordnung (passiv beeinflusste Strömung)	54
3.36	LES zu DNS: Wandreibungskoeffizient C_f bei $Z = 0.0$	55
3.37	LES zu DNS: $\langle k \rangle$ und $\langle k \rangle_S$ (nicht beeinflusste Strömung)	55
3.38	LES zu DNS: $\langle k \rangle$ und $\langle k \rangle_S$ (passiv beeinflusste Strömung)	55
3.39	LES zu DNS: u_{rms} -Maxima	56
3.40	LES: Stromlinienverläufe	78
3.41	LES: Statistik 1. und 2. Ordnung	79
3.42	LES: C_f bei $Z = 0.0$	80
3.43	LES: C_f bei $X = 0.0$	80
3.44	LES: Druckbeiwert C_p	80
3.45	LES: Wirbelschichtdicke $\Phi(X)$	81
3.46	LES: $\langle U \rangle$ -Profile der Grenzschicht bei $Z = 0.0$	81
3.47	LES: Defekt der $\langle U \rangle$ -Profile der Grenzschicht bei $Z = 0.0$	81
3.48	LES: Geschwindigkeitsfluktuationen bei $X = \{-4.0; 19.0\}$	82
3.49	LES: u_{rms} -Maxima	82
3.50	LES: $u_{rms}(X)$ -Verlauf bei $Z = 0.01$	83
3.51	LES: u_{rms} -Verteilung	83

3.52	LES: $p_{rms}(X)$ -Verlauf bei $Z = 0.01$	84
3.53	LES: p_{rms} -Verteilung	84
3.54	LES: $\langle P \rangle$ -Verteilung	84
3.55	LES: $\langle k \rangle$ und $\langle k \rangle_S$	85
3.56	LES: Zweipunktkorrelationen $R_{ww}^x(X^* = -3.02, Z^* = 1.53)$	85
3.57	LES: Zweipunktkorrelationen $R_{ww}^x(X^* = 2.04, Z^* = 0.99)$	86
3.58	LES: Zweipunktkorrelationen $R_{ww}^x(X^* = 5.21, Z^* = 0.48)$	86
3.59	LES: Gemittelte Zweipunktkorrelationen $\overline{R_{ww}^y}$	87
3.60	LES: Differenzen der Zweipunktkorrelationen $\Delta \overline{R_{ww}^y}$	87
3.61	LES: Augenblicksfeld von w' (lateral gemittelt)	88
3.62	LES: Augenblicksfeld visualisiert mit ω_y und λ_2	88
3.63	LES: Raum-Zeit-Isolinien von p' für s_01_d	89
3.64	LES: Raum-Zeit-Isolinien von p' für sf_01_d	89
3.65	LES: Raum-Zeit-Isolinien von p' für sb_01_d	89
3.66	LES: FFT (w') entlang der Scherschicht ($s(f)_01_d$)	90
3.67	LES: FFT (w') im Bereich der manipulierten Grenzschicht ($s(f)_01_d$)	90
3.68	LES: FFT (p') entlang der Scherschicht ($s(f)_01_d$)	91
3.69	LES: FFT (u') bei $Z = 0.03$ ($s(f)_01_d$)	91
3.70	LES: FFT (u') bei $Z = 0.03$ normiert mit $n = f \cdot X_r/U_\infty$ ($s(f)_01_d$)	92
3.71	LES: FFT (w') bei $X = 0.26$ ($s(f)_01_d$)	92
3.72	LES: FFT (w') bei $X = 0.26$ normiert mit $n = f \cdot X_r/U_\infty$ ($s(f)_01_d$)	93
3.73	LES: Dominante Frequenzen $n = f \cdot X_r/U_\infty$ von FFT (w') ($s(f)_01_d$)	93
3.74	LES: Zeitlicher Verlauf von τ'_w und $ \vec{e}' $	94
3.75	LES: Kreuzkorrelation von τ'_w und $ \vec{e}' $	94
3.76	LES: Augenblicksfeld von $(u'/u - rms, v'/v - rms)$	95
3.77	LES: FFT (w') entlang der Scherschicht ($s(b)_01_d$)	96
3.78	LES: FFT (w') an verschiedenen z -Positionen für s_01_d	97

3.79	LES: FFT (w') an verschiedenen z -Positionen für sf_01_d	98
3.80	LES: FFT (w') an verschiedenen z -Positionen für sb_01_d	99
3.81	LES: Phasengemittelte Geschwindigkeit für sb_01_d	99
3.82	LES: Phasengemittelter Druck für sb_01_d	100
3.83	LES: Phasengemittelte Druckfluktuationen für sb_01_d	100
3.84	POD: Eigenwerte $\lambda^{n=1\dots 8777}$ für s_01_d , sf_01_d und sb_01_d	111
3.85	POD: Energieanteil $e_r^{n=2\dots 8777}$ für s_01_d , sf_01_d und sb_01_d	111
3.86	POD: Räumliche Moden $\phi^{n=2\dots 5}(\vec{x})$ des Falls s_01_d	112
3.87	POD: Zeitliche Koeffizienten $a^{n=1\dots 17}(t)$ für s_01_d	112
3.88	POD: Räumliche Moden $\phi^{n=2\dots 5}(\vec{x})$ des Falls sf_01_d	113
3.89	POD: Zeitliche Koeffizienten $a^{n=1\dots 17}(t)$ für sf_01_d	113
3.90	POD: Räumliche Moden $\phi^{n=2\dots 5}(\vec{x})$ des Falls sb_01_d	114
3.91	POD: Zeitliche Koeffizienten $a^{n=1\dots 17}(t)$ für sb_01_d	114
3.92	POD: Rekonstruktion des Geschwindigkeitsfelds für s_01_d (2D)	115
3.93	POD: Rekonstruktion des Geschwindigkeitsfelds für sf_01_d (2D)	116
3.94	POD: Rekonstruktion des Geschwindigkeitsfelds für sb_01_d (2D)	117
3.95	POD: Rekonstruktion des Geschwindigkeitsfelds für sb_01_d ($w'(t)$)	117
3.96	POD: Rekonstruktion des Geschwindigkeitsfelds für $s(b)_01_d$ (3D)	118
3.97	POD: Eigenwerte $\lambda^{n=1\dots 8777,4388,2194}$ für s_01_d , sf_01_d und sb_01_d	118
3.98	POD: Eigenwerte $\lambda^{n=1\dots 8777}$ für s_01_d , sf_01_d und sb_01_d in Ω_1	119
3.99	POD: Mittlere Tripelkorrelationen $\langle a_k a_l a_m \rangle$	119
3.100	POD: Interaktionskoeffizienten n_{klm}	119
3.101	POD: Interaktionskoeffizienten n_{k1k}	119
3.102	POD: Mittlerer Energiefluss Q_{k1}	120
3.103	POD: Mittlerer Energiefluss Q_{kl} des Mode k zu den Moden l	120
4.1	Optimierung: Ablaufschema des Rückkopplungsalgorithmus	130
4.2	Optimierung: Schema des Rückkopplungsalgorithmus	131

4.3	Optimierung: Klassifizierung der Optimierungsfälle	134
4.4	Optimierung: Wirkungsweise des Controllers	147
4.5	Optimierung: Ermittlung der Augenblicksrezirkulationslänge	148
4.6	Optimierung: Zeitliche Verläufe von X_f und X_r für $sf_01_a_o1(a/b)$	149
4.7	Optimierung: $X_r(X_{fi})$ für $sf_01_a_o1(a/b)$	149
4.8	Optimierung: $X_r(X_{fi})$ für $sf_01_a_o2(a/b/c)$	150
4.9	Optimierung: $X_r(X_{fi})$ für $hsf_01_a_o2(a/b)$	150
4.10	Optimierung: Waveletanalyse für $sf_01_a_o1a$	151
4.11	Optimierung: Waveletanalyse für $sf_01_a_o1b$	151
4.12	Optimierung: Zeitliche Verläufe von St und X_r für $sb_01_a_o1(a/b/c)$	152
4.13	Optimierung: $X_r(St_i)$ für $sb_01_a_o1(a/b/c)$	153
4.14	Optimierung: $X_r(St_i)$ für $hsb_01_a_o1(a/b)$	153
4.15	Optimierung: $X_r(St_i)$ für $hsb_01_a_o1(a/b)$ und $sb_01_a_o1(a/b/c)$	153
4.16	Optimierung: $X_r(St_i)$ für $sb_01_a_o2(a/b/c)$	154
4.17	Optimierung: $X_r(St_i)$ für $hsb_01_a_o2(a/b/c)$	154
4.18	Optimierung: $X_r(St_i)$ für $hsb_01_a_o2(a/b)$ und $hsb_01_a_o1(a/b)$	154
4.19	Optimierung: Waveletanalyse für $sb_01_a_o1a$	155
4.20	Optimierung: Waveletanalyse für $sb_01_a_o1b$	155
4.21	Optimierung: Waveletanalyse für $sb_01_a_o1c$	156
4.22	Optimierung: Waveletanalyse (Korrelation) für $sb_01_a_o1(a/b/c)$	156
4.23	Optimierung: Waveletanalyse (Korrelation) für $hsb_01_a_o1(a/b)$	157
4.24	Optimierung: $X_r(St_i)$ für $sfb_01_a_o1(a/b/c)$	157
4.25	Optimierung: $X_r(St_i)$ für $sfb_01_a_o2(a/b/c)$	157
4.26	Optimierung: $X_r(St_i)$ für $hsfb_01_a_o2(a/b)$	158
5.1	LES nach [179]: Berechnungsgebiet und Lage des Koordinatensystems	162
5.2	LES nach [179]: Zellweite ΔX der Gitter in x -Richtung	163
5.3	LES nach [179]: Zellweite ΔX der Gitter in z -Richtung	164

5.4	LES nach [179]: Bestimmung von C_f	174
5.5	LES nach [179]: $\langle U \rangle$ -Profil bei $X = -6.67$ in Wandkoordinaten	176
5.6	LES nach [179]: rms -Profile bei $X = -6.67$	177
5.7	LES nach [179]: Vergleich der Statistik mit [179]	177
5.8	LES nach [179]: Vergleich der C_f -Verläufe mit [179]	178
5.9	LES nach [179]: Vergleich der C_p -Verläufe mit [179]	178
5.10	LES nach [179]: Vergleich der Statistik höherer Ordnung mit [179]	179
5.11	LES nach [179]: Maxima der Geschwindigkeitsfluktuationen	179
5.12	LES nach [179]: $\langle k \rangle$ und $\langle k_S \rangle$	180
5.13	LES nach [179]: Statistik der passiv beeinflussten Fälle $rf_0(1/2/3)_c0$. . .	180
5.14	LES nach [179]: Mittleres Strömungsfeld an der Ablösestelle	181
5.15	LES nach [179]: Augenblickliches Strömungsfeld an der Ablösestelle	181
5.16	LES nach [179]: Augenblickliche Lage der Ablöseblase (r_02_c , Nullstellen) .	182
5.17	LES nach [179]: Augenblickliche Lage der Ablöseblase (r_02_c , integral) . . .	182
5.18	LES nach [179]: $\langle U \rangle$ -Verteilung der passiv beeinflussten Fälle	194
5.19	LES nach [179]: C_f -Verläufe der passiv beeinflussten Fälle	195
5.20	LES nach [179]: rms - und $-\langle uw \rangle$ -Profile der passiv beeinflussten Fälle . . .	195
5.21	LES nach [179]: Augenblickliche ω_y -Verteilungen	196
5.22	LES nach [179]: Augenblicklicher Wandreibungskoeffizient C_f	196
5.23	LES nach [179]: Augenblickliches Feld von p'	197
5.24	LES nach [179]: FFT (W) entlang der Scherschicht	197
5.25	LES nach [179]: $\langle U \rangle$ -Verteilung der aktiv beeinflussten Fälle	198
5.26	LES nach [179]: C_f -Verläufe der aktiv beeinflussten Fälle	198
5.27	LES nach [179]: rms - und $-\langle uw \rangle$ -Profile der aktiv beeinflussten Fälle (1) . .	199
5.28	LES nach [179]: rms - und $-\langle uw \rangle$ -Profile der aktiv beeinflussten Fälle (2) . .	199
5.29	LES nach [179]: $\langle U \rangle$ -Profile der Grenzschicht bei $Z = 0.0$	200
5.30	LES nach [179]: Defekt der $\langle U \rangle$ -Profile der Grenzschicht bei $Z = 0.0$	200

5.31	LES nach [179]: Geschwindigkeitsfluktuationen bei $X = \{-6.67; 23.33\}$	201
5.32	LES nach [179]: u_{rms} -Maxima	201
5.33	LES nach [179]: Augenblicksfeld von U	202
5.34	LES nach [179]: Augenblicksfeld von w'	202
A.1	Morlet und Mexican Hat Wavelet	211
B.1	LES nach [198]: Berechnungsgebiet und Lage des Koordinatensystems	214
B.2	DNS/LES nach [198]: $\langle U \rangle$ -Profil im Kanalteil	222
B.3	DNS/LES nach [198]: rms -Profile im Kanalteil	222
B.4	DNS/LES nach [198]: $-\langle uw \rangle$ -Profil im Kanalteil	222
B.5	DNS/LES nach [198]: Statistik 1. und 2. Ordnung	223
B.6	DNS/LES nach [198]: Statistik 1. und 2. Ordnung (Zoom)	224
B.7	DNS nach [198]: Stromlinienverlauf	224
B.8	DNS/LES nach [198]: C_f -Verteilung unten	225
B.9	DNS/LES nach [198]: C_f -Verteilung oben	225
B.10	DNS nach [198]: P -Verteilung	225
B.11	DNS/LES nach [198]: C_p -Verteilung unten	226
B.12	DNS/LES nach [198]: C_p -Verteilung oben	226
B.13	DNS nach [198]: rms -Verteilung	227
B.14	DNS nach [198]: Augenblicksfeld von u' , v' und w'	228
B.15	DNS nach [198]: Augenblicksfeld von p'	228

Tabellenverzeichnis

3.1	Experimentelle Untersuchungen der turbulenten Stufenüberströmung	15
3.2	DNS/LES der Stufenüberströmung	16
3.3	DNS & LES: Parameter der verwendeten Gitter	20
3.4	DNS & LES: Charakteristische Grenzschichtgrößen bei $X = -3.0$	27
3.5	DNS & LES: Wiederanlege- ($\langle X_r \rangle$) und Ablösepositionen ($\langle X_s \rangle$)	49
3.6	Dominante Frequenzen in der Literatur	73
3.7	POD: Lage und Größe der betrachteten Berechnungsvolumina	103
3.8	POD: Energiewerte E_Ω für die verschiedenen Parametervariationen	109
4.1	Optimierung: Optimierungsfälle (Überblick)	135
4.2	Optimierung: Optimierungsergebnisse (Überblick)	146
5.1	LES nach [179]: Parameter der verwendeten Gitter	165
5.2	LES nach [179]: Charakteristische Grenzschichtgrößen bei $X = -6.67$	167
5.3	LES nach [179]: Ablöse- ($\langle X_s \rangle$) und Wiederanlegepositionen ($\langle X_r \rangle$)	169
5.4	LES nach [179]: Rückströmungsparameter bei $X = 3.33$	170
5.5	LES nach [179]: $\langle X_s \rangle$ und $\langle X_r \rangle$ der passiv beeinflussten LES	172
5.6	LES nach [181]: Passive Beeinflussung	184
5.7	LES nach [181]: Aktive Beeinflussung	188
B.1	DNS/LES nach [198]: Parameter der verwendeten Gitter (Kanalbereich)	215
B.2	DNS/LES nach [198]: Parameter der verwendeten Gitter (Stufenbereich)	216
B.3	DNS/LES nach [198]: Ablöse- ($\langle X_s \rangle$) und Wiederanlegepositionen ($\langle X_r \rangle$)	219

1 Einführung

Die gezielte *Beeinflussung von Strömungen* hinsichtlich eines bestimmten erwünschten Verhaltens birgt bei vielen ingenieurtechnischen Anwendungen ein enormes Potential für Effektivitäts- und/oder Leistungssteigerungen. Typische Anwendungen solcher Strömungsbeeinflussungen umfassen die Widerstandsminderung (z.B. von Flug- und Fahrzeugen), die Auftriebserhöhung von Tragflügeln, die gezielte Erhöhung oder Verminderung der Wärme- und Stoffübertragung entlang von Oberflächen, die Verzögerung der Transition, das gezielte Verzögern oder Anregen der Strömungsablösung, die Verminderung von strömungsinduzierten Oszillationen und Vibrationen, die Verminderung akustischer Emissionen oder die Erhöhung der Vermischungsfähigkeit von Strömungen (z.B. in von Verbrennungen oder von chemischen Reaktionen geprägten Bereichen). Dabei bestehen zwischen den jeweilig verfolgten Zielsetzungen meist eine Vielzahl von Abhängigkeiten, d.h. die Verfolgung eines Ziels führt oft zu (positiven oder negativen) sekundären Effekten.

Eine mögliche *Klassifizierung* der verschiedenen Methoden der Strömungsbeeinflussung stellt die Unterscheidung nach der Aufwendung von Energie dar. So wird eine Methode als *passiv* bezeichnet, wenn der Strömung keine externe Energie zum Zweck der Strömungsbeeinflussung zugeführt wird, während bei einer *aktiven* Methode Energie aufgewendet wird (Gad-el-Hak (1996) [58]). Die zugeführte Anregungsenergie bei einer aktiven Methode kann entweder im Voraus bestimmt werden oder mit gleichzeitig durchgeführten Messungen der (beeinflussten) Strömung im Rahmen einer Rückkopplung („feedback control“) koordiniert (d.h. geregelt) werden (Moin und Bewley (1994) [137]). Egal welchen der verschiedenen Zweige man betrachtet, entscheidendes Ziel der Strömungsbeeinflussung bleibt für alle Anwendungen der möglichst effektive Einsatz, d.h. die Erzielung des gewünschten Strömungsverhaltens, bzw. die Optimierung dieses Verhaltens mit möglichst geringem Aufwand.

Die Vielfalt an technologischen Anwendungen, bei denen *turbulente Strömungen* auftreten, die Tatsache, dass Turbulenz in Natur und Technik eher die Regel als die Ausnahme darstellt und die ihr innewohnende Komplexität, welche sich aus der Nichtlinearität der zugrunde liegenden Gleichungen ergibt, führten zu intensiver Forschung auf dem Gebiet der Beeinflussung turbulenter Strömungen. Fortschritte in anderen Gebieten, wie z.B. der Messtechnik oder der numerischen Simulation, trugen außerdem zum Verständnis turbulenter Erscheinungsformen bei, welches unerlässlich für die Entwicklung intelligenter Beeinflussungsmethoden ist. So stellt die in diesem Zusammenhang zu nennende große Bedeutung kohärenter Strukturen innerhalb der Turbulenz (Robinson (1991) [162]) gewissermaßen einen Angriffspunkt für die Strömungsbeeinflussung dar. Die Herausforderung liegt darin, aus einem ganzen Spektrum an zeitlichen und räumlichen Skalen diejenigen herauszufinden, deren Beeinflussung in effektivster Weise den gewünschten Effekt für die Gesamtströmung hervorruft.

Die vorliegende Arbeit befasst sich eingehend mit der Anwendung verschiedener Methoden der Strömungsbeeinflussung (passive und aktive, mit und ohne Rückkopplung) auf *turbulente und abgelöste Strömungen*. Die bei dieser hochgradig komplexen Strömungsform auftretenden turbulenten Rezirkulationsgebiete sind in der ingenieurtechnischen Praxis häufig (z.B. im Flugzeug- oder Turbomaschinenbau) anzutreffen und zeichnen sich durch hohe Turbulenzgrade und starke Ungleichförmigkeiten aus, die aus der Entstehung von Wirbeln aus der abgelösten Scherschicht herrühren. Daraus resultierende nachteilige Eigenschaften, wie Widerstandserhöhung, Vibrations-, Geräuschentwicklung oder Reduktion des Wirkungsgrads, begründen das Interesse an möglichst wirksamen Beeinflussungsmechanismen mit dem Ziel der *Verkleinerung dieser Rezirkulationsgebiete*.

Im Hinblick auf die Gewinnung möglichst allgemeingültiger, bzw. leicht in die Praxis übertragbarer Aussagen wird die *turbulente Grenzschichtströmung über stufenförmige Hindernisse* betrachtet, bei welchen trotz einfachster geometrischer Anordnung alle für eine turbulente abgelöste Strömungskonfiguration typischen komplexen Strömungsphänomene auftreten. Die verschiedenen Beeinflussungsmethoden werden zum Zweck der *Erhöhung der Vermischungsfähigkeit* im Bereich der abgelösten Scherschicht eingesetzt¹. Damit verbunden sind ein erhöhter Impulsaustausch quer zur Hauptströmungsrichtung und ein erhöhtes *entrainment* der freien Scherschicht. So zeigt sich bei der in Abb. 1.1 dargestellten Anwendung der Strömungsbeeinflussung auf einen Freistrahls die in Folge des erhöhten Querimpulsaustauschs gut sichtbare erhöhte Aufspreizung des Strahls, welche sich z.B. bei Verbrennungsprozessen effektivitätssteigernd und schadstoffmindernd auswirkt. Für die hier betrachtete wiederanliegende Strömung hinter einer Stufe führen diese Effekte zu einer im zeitlichen Mittel reduzierten Größe des von der freien Scherschicht und der entsprechenden Wänden der Stufe begrenzten Rezirkulationsgebiets. Diese i.A. nicht sehr aussagekräftige Größe kann vereinfacht mithilfe der Entfernung des mittleren Wiederanlegepunkts der ablösenden und wiederanlegenden Scherschicht vom mittleren Ablösepunkt quantifiziert werden. Ein solches Längenmaß kann damit also als einfach zugängliche Kontrollvariable zur Beurteilung (d.h. zur Quantifizierung) des Erfolgs der Strömungsbeeinflussung hinsichtlich einer Erhöhung der Vermischungsfähigkeit verwendet werden².

Der Ablöseprozess einer Grenzschichtströmung wird entweder von einem ansteigenden Druckgradienten oder von geometrischen Besonderheiten induziert, wobei sich letzterer Fall bei einem sehr geringen Krümmungsradius der Oberflächenkontur im Verhältnis zur Grenzschichtdicke ergibt. Für eine von einer ankommenden turbulenten Grenzschicht überströmte

¹Die Erhöhung der Durchmischung an sich ist – neben der Verkleinerung von Rezirkulationsgebieten – bereits ein interessantes Beeinflussungsziel, z.B. um bei Verbrennungsprozessen den Wirkungsgrad zu erhöhen und Schadstoffemissionen zu reduzieren.

²Zur Quantifizierung der Vermischung stromab einer stufenförmigen Anordnung können jedoch auch andere Variablen, wie z.B. die Fluktuationen des Wanddrucks an einer entsprechenden Position, verwendet werden (Kang und Choi (2002) [97]).

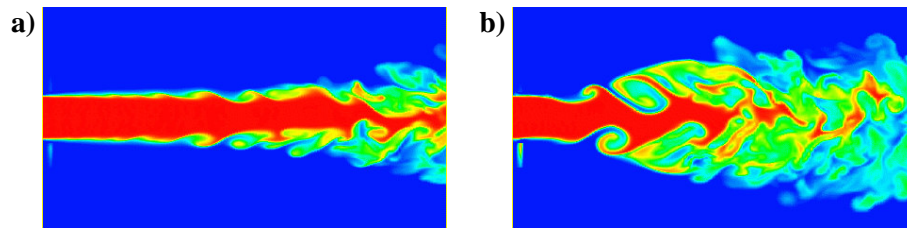


Abb. 1.1: Visualisierung der aktiven Beeinflussung eines achsensymmetrischen Freistrahls nach Freund und Moin (1998) [54]: a) natürliche, b) aktiv beeinflusste Strömung (Konzentrationsverlauf eines passiven Skalars)

scharfkantige Kontur trifft dies zu. Die Strömung löst (geometrisch induziert) exakt an der Kante (z.B. einer Stufe) ab. Eine *abgerundete* Kontur mit einer kontinuierlichen moderaten Krümmung stellt ein Gegenbeispiel dar, bei dem eine auftretende Strömungsablösung von einem ansteigenden Druckgradienten induziert und sich demzufolge die Ablöseposition *frei* entlang der gekrümmten Oberfläche einstellt. Inwieweit nun die Wirkung von verschiedenen Methoden der Strömungsbeeinflussung je nach Ablösecharakteristik Gemeinsamkeiten und Unterschiede aufweist, wird ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit untersucht.

Den Zugang zur Analyse der verschiedenen Strömungskonfigurationen erfolgt in dieser Arbeit über die *numerische Simulation*. Zwei verschiedene Konzepte, die Direkte Numerische Simulation (DNS) und die Large-Eddy Simulation (LES), werden angewandt, um das instationäre und dreidimensionale Verhalten der inkompressiblen Strömung zu beschreiben. Bei der DNS werden alle relevanten Skalen der Strömung numerisch aufgelöst, was einen hohen Rechenaufwand, bzw. die Beschränkung auf relativ einfache Strömungsprobleme zur Folge hat. Werden nur die großen (energetisch bedeutsamen) Skalen der Strömung aufgelöst und die Wirkung der nicht aufgelösten Skalen modelliert, spricht man von einer LES. Dabei fällt der Rechenaufwand geringer aus als für eine DNS. Allerdings muss aufgrund von vereinfachenden Modellannahmen oftmals eine geringere Genauigkeit der Lösung in Kauf genommen werden.

1.1 Stand der Forschung

Der nachfolgende Abschnitt soll – ohne Anspruch auf Vollständigkeit – einen kurzen Überblick der wichtigsten Forschungsergebnisse aus der enormen Menge an verfügbarer Literatur zum Thema der *Beeinflussung turbulenter abgelöster Strömungen* geben. Besondere Aufmerksamkeit wird dabei den Konfigurationen mit Ähnlichkeit zur stufenförmigen Geometrie, d.h. Konfigurationen mit einer wiederanlegenden abgelösten Scherschicht, geschenkt.

Passive Beeinflussung Für die klassische Geometrie der scharfkantigen zurückspringenden Stufe („backward-facing step“) findet man eine Reihe von experimentellen Anwen-

dungen der passiven Strömungsbeeinflussung. Westphal und Johnston (1984) [204] erzielen Verkürzungen der mittleren Rezirkulationslänge von bis zu 20% durch Einbringen von (im Verhältnis zur Stufenhöhe) kleinen Wirbelgeneratoren stromauf der Ablösekante. Bei Gai und Sharma (1987) [60] werden deutliche Verkürzung durch Modifikationen der Geometrie der Ablöselinie in Form von vertikal angeordneten Rillen an der Stufenrückwand erzielt. Eine (zur ankommenden turbulenten Grenzschicht) zusätzliche Erhöhung der Turbulenz vor und an der Ablösekante bewirken Isomoto und Honami (1989) [85] durch Installation eines im (für die verwendete Konfiguration) optimalen Wandabstand platzierten zylinderförmigen Stabs mit (im Verhältnis zur Stufenhöhe) geringem Durchmesser und erzielen damit Verkürzungen der Rezirkulationslänge. Die alternative Installation einer kleinen Kavität stromauf der Stufe wirkt sich dagegen nur unbedeutend auf die Rezirkulationszone stromab der Stufe aus. Die statische Version des Experiments von Miao et al. (1991) [135], ein in die ankommende Grenzschicht ragender dünner Zaun, bewirkt deutliche Verkürzungen von bis zu 25%, wenn seine Höhe und sein Abstand von der Stufenkante optimiert wurden.

Im Gegensatz zu den bis hier angeführten passiven Beeinflussungen im Bereich der ankommenden Grenzschicht und der Ablösekante, untersuchen Kim und Chung (1994) [100] den Einfluss der Wandrauigkeit und Yang et al. (1994) [206] und Heenan und Morrison (1998) [72] den Einfluss der Permeabilität³ im Bereich der Wiederanlegeoberfläche. Die Installation einer rauen [100] oder einer permeablen [72] Wiederanlegeoberfläche, sowie ein zusätzlich zugeführter Massenstrom bewirken jeweils eine geringe Erhöhung der mittleren Rezirkulationslänge. Dagegen führt ein ruhendes Tragflügelprofil bei Lai et al. (2002) [106] zu einer Verkürzung der Rezirkulationslänge im Fall einer optimierten Position (im Bereich der abgelösten Scherschicht, d.h. ebenfalls stromab der Ablösekante). Eine theoretische Umsetzung der Methode von Weickgenannt und Monkewitz (2000) [201], bei welcher das Ablöseverhalten stromab eines längsüberströmten Zylinders mit Hilfe einer zusätzlichen Scheibe beeinflusst wird, auf die Stufenüberströmung in Form einer Installation eines (kleinen) Zauns im Rezirkulationsgebiet würde ebenfalls in die Kategorie der Beeinflussung stromab der Ablöseposition fallen.

Weiterhin erwähnenswert sind die Experimente von Ra und Chang (1990) [159] welche durch Aufprägen von verschiedenen räumlich konstanten Druckgradienten über eine entsprechende beliebig geformte obere Kanalwand, eine Tendenz zur Verkürzung der mittleren Rezirkulationslänge bei kleinerem Gradienten feststellen. Über eine Modifikation des Fluids mithilfe der Zugabe von Partikeln (in der Größenordnung der kleinsten turbulenten Längenmaße) zeigen Fessler und Eaton (1999) [53], dass die mittlere Strömungscharakteristik so zwar nicht beeinflusst werden kann, gleichwohl die Turbulenzstruktur verändert wird.

Für passive Beeinflussungsmethoden bei druckinduziert ablösenden Strömungen bietet der Übersichtsartikel von Gad-el-Hak und Bushnell (1991) [59] eine Vielzahl von Beispielen. Die Experimente von Lin et al. (1991) [116] zeigen, dass in der Umgebung der mittleren Ablöse-

³bzw. eines zusätzlichen zugeführten Massenstroms bei Yang et al. (1994) [206]

position der Einbau von quer oder längs angeordneten Rillen, kleinen (schuppenförmigen) Wirbelgeneratoren, einem spannweitig angeordneten Zylinder (mit kleinem Durchmesser), einem LEBU („large-eddy breakup device“) unter entsprechend gewähltem Anstellwinkel oder bogenförmigen Brücken gewisser longitudinaler Erstreckung zu einer verringerten Größe des abgelösten Strömungsbereichs (und zu geringeren Druckverlusten der Gesamtanordnung) führt.

Aktive Beeinflussung Die Anwendung von aktiven Beeinflussungsmethoden kann global oder lokal geschehen. Das Experiment von Bhattacharjee et al. (1986) [18] mit Anregung durch einen Lautsprecher in einem Kanal mit asymmetrischer Stufe stellt ein Beispiel für eine *globale* Anregung dar. Es kann eine – anhand der Differenz der Spektralenergie zur nicht angeregten Strömung bestimmte – optimale Anregungsfrequenz identifiziert werden. Im Prinzip handelt es sich bei diesem Experiment um eine pulsierende Strömung, ähnlich wie beim (laminar angeströmten) Stufenexperiment von Mullin et al. (1980) [142].

Weitaus größere Relevanz für praktische Anwendungen haben *lokale* Anregungen (aus energetischen und einbautechnischen Gründen). Bei den Experimenten zur turbulent überströmten scharfkantigen Stufe verwenden Roos und Kegelman (1986) [164] und Honami et al. (1993) [79] eine über einen Elektromagneten angesteuerte oszillierende Klappe an der Ablösekante und erzielen deutliche Verkürzungen der mittleren Rezirkulationslänge bei bestimmten optimalen Anregungsfrequenzen. Vergleichbar große Effekte werden bei Anwendung von lokalen Anregungen über periodisch oszillierende Wandstrahlen, welche an der Ablösekante angebracht sind, bei Hasan und Khan (1992) [71], Chun und Sung (1996) [31] und Yoshioka et al. (1999, 2001) [208, 209] erreicht. In [164] und [71] wird in diesem Zusammenhang auf eine reduzierte Effektivität der Anregung im transitionellen Bereich der ablösenden Grenzschicht hingewiesen. Die detaillierten Untersuchungen in [31] für verschiedene Strömungsfälle sind insofern als herausragend einzuschätzen, als für eine turbulente Strömung gezeigt wird, dass für relativ geringe Anregungsamplituden bei optimaler Anregungsfrequenz bereits relativ deutliche Verkürzungen der mittleren Rezirkulationslänge erzielt werden können.

Einen weiteren Ausbau dieser lokalen Anregungsmethoden stellen die Experimente von Chun et al. (1999) [33] dar, bei denen die Auswirkungen von *spannweitigen Variationen* des oszillierenden Wandstrahls an der Ablösekante untersucht werden. Allerdings kann durch (zusätzliches) Aufprägen von periodisch angeordneten Unterbrechungen nur in Sonderfällen eine geringe zusätzliche Verkürzung gegenüber [31] erreicht werden. Die dynamische Anregung in der Zeit *und* in Spannweitenrichtung, welche über einen rückkopplungsgesteuerten suboptimalen Kontrollalgorithmus koordiniert wird, erbringt dagegen deutlichere zusätzliche Effekte, wie im Rahmen von numerischen Simulationen (LES) von Kang und Choi (2002) [97] nachgewiesen wird.

Eine von der Stufenkante abweichende Position der lokalen (aktiven) Anregung für die scharf-

kantige Stufenüberströmung wird bei Miao et al. (1991) [135] bevorzugt. Für die dynamische Version der Experimente mit einem quer zur Strömungsrichtung oszillierenden Zaun, welcher in der Grenzschicht stromauf der Ablösekannte platziert ist, ergeben sich Verkürzungen von teilweise mehr als 30% der Rezirkulationslänge des nicht angeregten Falls. Allerdings ist die aufgewendete Anregungsenergie schwer mit den mit einem Wandstrahl an der Stufenkante angeregten Fällen zu vergleichen⁴. Ebenfalls an einer von der Stufenkante abweichenden Position – nämlich im Bereich der Rezirkulationszone stromab der Stufenkante – wird die Strömung bei Lai et al. (2002) [106] beeinflusst. Dabei erbringt ein periodisch oszillierendes Tragflügelprofil bei entsprechend optimierter Position (in der Nähe der Bodenplatte) und hinreichend hohen Anregungsfrequenzen⁵ und -amplituden markante Verkürzungen der mittleren Rezirkulationslänge von bis zu 70%.

Für die druckinduzierte Ablösung turbulent überströmter stufenähnlicher Geometrien (mit Wiederanlegung der abgelösten Scherschicht) findet man wesentlich weniger Anwendungsbeispiele. Für einen Tragflügel, bzw. eine Zylinderumströmung zeigen Hsiao et al. (1990) [80] die starke Abhängigkeit des Erfolgs der lokalen aktiven Anregung von der Anregungsfrequenz, aber auch der Anregungsposition. Ohne Variation der Anregungsposition weisen Obi et al. (1993) [148] und Coller et al. (2000) [36] für die aktiv (mithilfe eines oszillierenden Wandstrahls) beeinflusste Durchströmung eines asymmetrischen Diffusors die Existenz eines optimalen Frequenzbereichs für einen geringstmöglichen Druckverlust nach. Ein optimaler Frequenzbereich für die periodische Anregung wird in ähnlicher Weise auch für einen achsensymmetrischen Diffusor mit ankommender turbulenter Rohrströmung bei Brunn und Nitsche (2003) [22] bestimmt. Die mittlere Rückströmung innerhalb der Rezirkulationszone stromab einer turbulent überströmten abgerundeten Stufe kann mithilfe von tangentialem Einblasen von Fluid an einer stromab der mittleren Ablöseposition der nicht beeinflussten Strömung nach Viswanath et al. (2000) [197] gänzlich eliminiert werden. Spalart et al. (2002) [182] zeigen in einer numerischen Studie die realitätsnahe Anwendung der lokalen aktiven Beeinflussung in der Startphase für einen Senkrechtstarter.

1.2 Ziele der vorliegenden Arbeit

Zentrales Anliegen dieser Arbeit ist die Erzielung einer optimalen Beeinflussung von turbulenten Stufenüberströmungen hinsichtlich einer *maximalen Verkürzung der mittleren Rezirkulationslänge*.

⁴Dabei stellt die Konfiguration des turbulent überströmten Zauns an sich bereits einen interessanten Fall dar, bei dem einige erfolgreiche Versuche der lokalen aktiven Anregung unternommen wurden. So erbringt die oszillierende Pendelbewegung des Zauns um seine Einbauachse bei Kelso et al. (1993) [99], die Anregung mittels eines oszillierenden Wandstrahls, der bei Siller (1999) [174] und Orellano (1999) [150] stromauf des Zauns und bei Huppertz und Fernholz (2002) [83] auch am Zaun positioniert ist, bei jeweils entsprechender optimaler Anregungsfrequenz deutliche Verkürzungen der Rezirkulationslänge.

⁵Aufgrund der begrenzten Anzahl getesteter Frequenzen, kann bei Lai et al. (2002) [106] keine Aussage bezüglich einer optimalen Anregungsfrequenz gemacht werden.

rekulationslänge, bzw. – allgemeiner ausgedrückt – der Entfernung in Hauptströmungsrichtung zwischen mittlerer Ablöse- und mittlerer Wiederanlegeposition. Dazu sollen – aufgrund ihres relativ einfachen Grundkonzepts – zwei Beeinflussungsmethoden angewandt werden:

- eine *passive* Methode: ein (gegenüber der Stufenhöhe) kleiner Kontrollzaun, welcher in der ankommenden Grenzschicht stromauf der Stufe platziert ist und der statischen Version der Experimente von Miao et al. (1991) [135] entspricht.
- eine *aktive* Methode: ein (zeitlich) periodisch oszillierender Wandstrahl, bei welchem durch einen spannwitig ausgerichteten dünnen Schlitz an der Stufenkante Fluid (mit jeweils gleichem Massenfluss) eingesaugt und wieder ausgeblasen wird und welcher den Experimenten von Chun und Sung (1996) [31] nachempfunden ist.

Im Rahmen von numerischen Simulationen soll gezeigt, bzw. nachgewiesen werden,

- ob diese Beeinflussungsmethoden zu einer Verkleinerung der Rezirkulationszone, d.h. zu einer Erhöhung der Vermischungsfähigkeit im Bereich der abgelösten Scherschicht, führen,
- welche strömungsphysikalischen Merkmale, Unterschiede und Gemeinsamkeiten die (passiv und aktiv) beeinflusste Strömung gegenüber der nicht beeinflussten Strömung aufweist,
- bei welchem Wert die mit diesen konkreten Beeinflussungsmethoden verbundenen Parameter (z.B. die Position des Zauns oder die Anregungsfrequenz des Wandstrahls) zu einem maximalen Erfolg, d.h. zu einer maximalen Verkürzung der mittleren Rezirkulationslänge, führen,
- welche Gemeinsamkeiten und Unterschiede bei der Anwendung derselben Beeinflussungsmethoden für unterschiedliche Ablösecharakteristika der Grundströmung, d.h. für geometrisch induzierter gegenüber druckinduzierter Ablösung, auftreten.

Verbunden mit der Beantwortung dieser (expliziten) Fragestellungen ist natürlich der (zu erbringende) Nachweis, ob und inwieweit numerische Simulationen – hier beschränkt auf die Konzepte von DNS und LES – geeignet sind, entsprechende Ergebnisse zu liefern, bzw. welche Bedingungen (u.a. Diskretisierungs-, Gitter-, Modellierungs- und Implementierungsaspekte) dafür erfüllt sein müssen.

1.3 Gliederung

Einer kurzen Vorstellung der verwendeten numerischen Verfahren in Kap. 2 folgt in Kap. 3 eine detaillierte Analyse der strömungsphysikalischen Besonderheiten (im Hinblick auf

die zeitlich gemittelte Strömung, Augenblicksaufnahmen, und die zeitliche und räumliche Entwicklung der Strömung) der (passiv und aktiv) beeinflussten scharfkantigen Stufenüberströmung gegenüber dem nicht beeinflussten Referenzfall. Aber auch die Validierung der LES mithilfe einer DNS und Versuche, aus den hochgradig komplexen Strömungsfeldern mithilfe von Eigenmodezerlegungen (POD) wenige, energetisch dominante Vorgänge zu extrahieren, werden behandelt. Der Optimierung von (passiven und aktiven) Beeinflussungsparametern im Rahmen von Simulationen mit einem Rückkopplungsalgorithmus für die scharfkantige turbulente Stufenüberströmung ist Kap. 4 gewidmet. Schließlich wird in Kap. 5 über die Anwendung derselben passiven und aktiven Beeinflussungsmethoden für die turbulente Strömung über eine abgerundete Stufe mit druckinduzierter Ablösung berichtet. Eine Diskussion der Ergebnisse in Kap. 6 schließt die Arbeit ab.

2 Numerisches Verfahren

Grundgleichungen Die für die zeitliche und räumliche Entwicklung eines inkompressiblen und isothermen Newtonschen⁶ Fluids zugrunde liegende mathematische Beschreibung, welche den Navier-Stokes-Gleichungen zukommt, besteht aus der Erhaltung der Masse (Kontinuitätsgleichung)

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0. \quad (2.1)$$

und des Impulses

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (2.2)$$

mit den Komponenten des Geschwindigkeitsvektors U_i ($i = 1, 2, 3$), dem Druck P , der (konstanten) Dichte ρ und der (konstanten) kinematischen Viskosität $\nu = \mu/\rho$. Dabei beschreiben die einzelnen Terme in Gl. 2.2 (von links nach rechts) die momentane Beschleunigung, den konvektiven Impulstransport, die Druckkräfte und viskosen Spannungen für ein Fluidelement. Analytische Lösungen dieses nicht-linearen Gleichungssystems existieren nur für Sonderfälle (z.B. bei Vernachlässigung einzelner Terme), sodass im Allgemeinen eine numerische Lösung, d.h. die Bestimmung der Geschwindigkeit und des Drucks an einzelnen diskreten Punkten, notwendig wird.

Diskretisierung Obige Gleichungen werden auf einem diskreten Volumenelement $\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z$ nach der Methode von Schumann (1975) [171] integriert. Die vom Gitter aufgelösten Geschwindigkeitskomponenten U_i sind somit Mittelwerte über die korrespondierenden Oberflächen der Volumenelemente. Die daraus resultierenden Differentialgleichungen werden auf einem versetzten, nichtäquidistanten, kartesischen Gitter angesetzt und mit Hilfe eines Finite-Volumen-Verfahrens gelöst. Die zeitliche Diskretisierung (expliziter Leapfrog-Zeitschritt⁷) ist von zweiter Ordnung genau. Für die räumliche Diskretisierung werden Verfahren mit Genauigkeit zweiter (zentrale Differenzen), bzw. vierter Ordnung (zentrale Differenzen, Kompaktverfahren) eingesetzt. Das Kompaktverfahren vierter Ordnung auf einem nichtäquidistanten, versetzten Maschengitter wird nach der Methode von Meri⁸ (2002) [130] angewendet. Zur iterativen Lösung der Poissongleichung der Druck-Geschwindigkeitskopplung auf dem versetzten Gitter („staggered grid“, Patankar (1980) [156]) wird ein punktorientiertes Verfahren (Hirt et al. (1975) [77]) herangezogen.

Das gewählte Verfahren (zentrale Differenzen) ist energieerhaltend, hat jedoch, aufgrund der fehlenden numerischen Dämpfung, Probleme mit unphysikalischen Schwingungen („wiggles“), die sich bei mangelnder Auflösung (d.h. zu hohen Zell-Reynoldszahlen) der Strö-

⁶d.h. ein Medium, in welchem sich die Schubspannung proportional zur Schergeschwindigkeit verhält

⁷mit zeitverzögertem Diffusionsterm (Euler-Zeitschritt) aus Stabilitätsgründen

⁸Alternativ wird diese Methode bei Meri et al. (1998-2002) [132, 133, 134, 131] beschrieben.

mungsvariablen stromaufwärts entwickeln können. Dieses Problem stellt sich auch bei anderen Diskretisierungsverfahren (Werner (1991) [203]) und kann korrekt nur durch erhöhte Auflösung in Zonen starker Gradientenänderungen gelöst werden. Dies ist auch aus physikalischen Gründen notwendig, um z.B. in freien Scherschichten, die dort entstehenden energietragenden Strukturen gut auflösen zu können (vgl. Gresho und Lee (1981) [70]). Bei Diskretisierungsverfahren vierter Ordnung erzielt man bei gleicher Auflösung des Maschengitters im Vergleich zu Verfahren zweiter Ordnung eine wirkungsvolle Dämpfung der „wiggles“ (Meri (2002) [130]).

Direkte Numerische Simulation (DNS) Bei der DNS werden *alle strömungsphysikalisch relevanten* (d.h. energietragenden) Skalen aufgelöst. Die kleinsten Strukturen der Strömung, die dabei vom Rechengitter dargestellt werden müssen, liegen in der Größenordnung der nach Dimensionanalyse bestimmbarer Kolmogorov’schen Mikro-Maßen (l_K nach Gl. 3.4 und t_K nach Gl. 3.2, s. Kap. 3.3.1). Zur Auflösung der größten Strukturen sind für die räumliche Erstreckung (in jeder Koordinatenrichtung) und die simulierte Zeitspanne jeweils ein Mehrfaches des integralen Längen, bzw. Zeitmaßes notwendig. Definiert man die Reynoldszahl

$$Re = \frac{l \cdot U}{\nu}, \quad (2.3)$$

wobei l und U ein für das jeweilige Strömungsproblem charakteristisches Längen, bzw. Geschwindigkeitsmaß darstellen, so kann (wiederum mithilfe von Dimensionsanalysen) gezeigt werden, dass sich das Verhältnis zwischen größtem und kleinstem aufzulösenden Längenmaß proportional zu $Re^{3/4}$ und das Verhältnis zwischen größtem und kleinstem aufzulösenden Zeitmaß proportional zu $Re^{1/2}$ verhält. Diese Forderungen führen – unter Berücksichtigung von drei räumlichen und einer zeitlichen Dimension – zu einem ungefähr proportional zur dritten Potenz der Reynoldszahl ansteigenden Rechenaufwand für eine DNS (Manhart (2002) [126]). Dies wiederum begrenzt aufgrund zwar stetig ansteigender, aber dennoch endlicher Rechenkapazitäten die Einsatzmöglichkeiten der DNS auf turbulente⁹ Strömungen mit maximal moderaten Reynoldszahlen, die (noch) deutlich von ingenieurtechnisch relevanten Problemstellungen entfernt sind.

Grobstruktursimulation Das Konzept der Grobstruktursimulation (Large Eddy Simulation, LES) besteht darin, dass *lediglich die großen* energietragenden Längenskalen durch das verwendete Berechnungsgitter aufgelöst werden. Die übrigen turbulenten Längenskalen, die nicht mit dem Berechnungsgitter aufgelöst werden können, werden unter Annahme lokal isotroper Turbulenz modelliert. So lässt sich die Anzahl der erforderlichen Gitterpunkte (bzw. Zeitschritte) für eine hinreichend genaue Lösung reduzieren, bzw. werden Probleme höherer Reynoldszahl überhaupt erst lösbar. Die augenblickliche Geschwindigkeit wird aufgeteilt in

⁹natürlich auch laminare Strömungen

eine (gefilterte) Grobstrukturkomponente \bar{u}_i und eine Feinstrukturkomponente u'_i :

$$U_i = \bar{u}_i + u'_i \quad (2.4)$$

Zur Filterung der Grobstrukturgröße wird der Geschwindigkeitswert über die Zellfläche integriert, was implizit bereits im Rahmen der Diskretisierung (Schumann (1975) [171]) geschieht. Die räumlich gefilterten Navier-Stokes-Gleichungen erhält man durch Einsetzen der gefilterten Geschwindigkeitskomponenten in die Kontinuitäts- (Gl. 2.1),

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.5)$$

bzw. Impulsgleichung (Gl. 2.2)

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.6)$$

mit dem (gegenüber den Ausgangsgleichungen) zusätzlichen Term, der Divergenz der Feinstrukturspannung $\tau_{ij} = \overline{U_i U_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j$. Diese Feinstrukturspannung muss aufgrund eines den Reynoldsgleichungen („Reynolds-averaged Navier-Stokes“, RANS) ähnlichen Schließungsproblems¹⁰ mithilfe eines Feinstrukturmodells modelliert werden.

Die hier verwendeten *Feinstrukturmodelle* basieren auf der Annahme, dass der Einfluss der nicht aufgelösten Längenskalen auf die Lösung der Grobstruktur durch einfache Veränderung der Viskosität der Strömung für jeden Gitterpunkt und Zeitschritt berücksichtigt werden kann und gehören damit zur Klasse der Wirbelviskositätsmodelle. Die resultierende effektive Viskosität besteht dabei aus der molekularen Viskosität und der „turbulenten“ Viskosität ν_t . Bei der Lösung der gefilterten Gleichungen (Gl. 2.5 und Gl. 2.6) wird in der vorliegenden Arbeit der Spannungstensor der Feinstruktur τ_{ij} entweder mit dem klassischen Smagorinsky Modell (1963) [178] oder mit dem dynamischen Modell nach Germano et al. (1991) [61] bestimmt. Im Fall des Smagorinsky Feinstrukturmodells

$$\begin{aligned} \tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} &= -2\nu_t \bar{S}_{ij} &= -2C_S \Delta^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij} \\ \bar{S}_{ij} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \\ |\bar{S}| &= \sqrt{2\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}} \end{aligned} \quad (2.7)$$

mit dem Deformationstensor S_{ij} des Geschwindigkeitsfelds und der mithilfe der lokalen Maschenweite bestimmten Filterweite (bzw. Mischungsweglänge) $\Delta = (\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z)^{1/3}$ wird die Konstante für die hier gezeigten Fälle (von Kap. 4) zu $C_S = 0.1$ gesetzt¹¹.

¹⁰Beim Ausmultiplizieren des Terms $\overline{U_i U_j} = \overline{(\bar{u}_i + u'_i)(\bar{u}_j + u'_j)}$ entstehen bei Anwendung der (räumlichen) Filterung des LES-Konzepts neue Subterme, welche die Wechselwirkungen der Wirbelelemente innerhalb des Grobstrukturfelds, zwischen Grob- und Feinstrukturfeld und innerhalb des Feinstrukturfelds beschreiben.

¹¹Der isotrope Anteil $\frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij}$ der Feinstrukturspannungen τ_{ij} stellt Normalspannungen dar und wird deshalb dem Druck \bar{p} (nach Gl. 2.6) zugeschlagen

Der Vorteil des dynamischen Feinstrukturmodells ist, dass die Konstante C_S nicht vom Benutzer gesetzt, sondern orts- und zeitabhängig berechnet wird. Dies geschieht durch Filterung der bereits gefilterten Navier-Stokes-Gleichungen (Gl. 2.5 und Gl. 2.6) auf einem der doppelten Maschenweite entsprechenden größeren Testfilter $\hat{\Delta} > \Delta$, wobei der zum Testfilter gehörige Spannungstensor $\hat{\tau}_{ij}$ analog zu Gl. 2.7 modelliert wird. Unter Ausnutzung der Ähnlichkeit der mit unterschiedlichen Filterweiten berechneten Feinstrukturspannungen kann ein Gleichungssystem aufgestellt werden, aus dem nach Germano et al. (1991) [61] die Konstante C_S explizit bestimmt wird. Um Stabilitätsprobleme als Konsequenz der mathematisch schwachen Formulierung bei der Bestimmung von C_S (s. Akselvoll und Moin (1995) [6]) zu vermeiden, wird in der vorliegenden Arbeit die homogene laterale Richtung y zur Mittelung verwendet. C_S verbleibt daher abhängig von der Hauptströmungsrichtung x , der vertikalen Richtung z und der Zeit t .

Wandrandbedingung Es wird angenommen, dass die augenblickliche Wandschubspannung in Richtung des augenblicklichen tangentialen Geschwindigkeitsvektors wirkt. Für die Berechnung ihres Betrages wird eine linear-exponentielle Geschwindigkeitsverteilung, $U^+ = Z^+$ für $Z^+ \leq 11.81$ und $U^+ = A(Z^+)^B$ für $Z^+ > 11.81$ ($A = 8.3$ und $B = 1/7$) angenommen und über das wandnächste Kontrollvolumen integriert (Werner (1991) [203]). Im Rahmen der vorgestellten Simulationen wird bei der Auslegung der Gitter *der wandnächste Gitterpunkt jedoch ausschließlich im Bereich der Gültigkeit des linearen Wandgesetzes*, d.h. in der viskosen Unterschicht $Z^+ \leq 11.81$ platziert.

3 Beeinflussung der turbulenten Strömung über eine scharfkantige Stufe

3.1 Einführung

Die Strömung über eine zurückspringende Stufe zählt zu den am meisten experimentell und numerisch untersuchten Strömungsfällen. Dies liegt in der Kombination einer hochgradig komplexen Strömung mit einer denkbar einfachen Geometrie, d.h. einem einfachen Versuchsaufbau, begründet. Eine Übersicht über Ergebnisse vorangegangener Arbeiten findet man bei Eaton und Johnston (1981) [50] und Adams und Johnston (1988) [1, 2].

Beschreibung der Stufenüberströmung In Abb. 3.1 sind schematisch die unterschiedlichen Regionen dargestellt, die man in einer abgelösten Stufenüberströmung mit einer ankommenden voll entwickelten turbulenten Grenzschicht vorfindet. Die ankommende Wandgrenzschicht (I) löst fixiert an der Kante der Stufe (im gewählten Koordinatensystem bei $x = 0$ und $z = h$ (s. Abb. 3.1)) ab und bildet stromab eine Scherschicht (II) aus, die wendepunktinstabil ist. Das Ablösegebiet stromab der Stufe ist charakterisiert durch die nachfolgende Aufrollung der Scherschicht, Wirbelpaarungen, der Entstehung dreidimensionaler Längswirbelstrukturen und der Wiederanlegung der turbulenten Strömung. Stromauf der Wiederanlegezone (III) findet man eine druckgetriebene Rückströmung unter Ausbildung einer laminar-ähnlichen Wandgrenzschicht vor¹². Stromab des Wiederanlegebereichs entwickelt sich eine neue turbulente Wandgrenzschicht (VI).

Im zeitlichen Mittel führen diese Vorgänge zur Ausbildung einer Rezirkulationszone (IV), deren räumliche Ausdehnung¹³ wesentliches Merkmal der spezifischen Strömungskonfiguration ist. Insbesondere die mittlere Entfernung in Hauptströmungsrichtung vom Ablösepunkt zum mittleren Wiederanlegepunkt, welche sich im Fall der Stufenüberströmung aufgrund der fixierten Ablösung zur *mittleren Wiederanlegelänge*¹⁴ reduziert, stellt die wichtigste globale Kenngröße dar. Die Existenz einer mittleren sekundären Rezirkulationszone (V) im Gebiet um den Fuß der Stufe, in dem verschwindend kleine Geschwindigkeiten der Strömung vorherrschen¹⁵, konnte nachgewiesen werden. Deren Ausdehnung in Hauptströmungsrichtung, die mittlere sekundäre Rezirkulationslänge, stellt eine weitere, wenngleich weniger aussagekräftige Kenngröße der Stufenüberströmung dar.

¹²s. Adams und Johnston (1988) [3]

¹³gemessen beispielsweise mithilfe der Nullstromlinie, der Maxima der *rms*-Fluktuationen einer Geschwindigkeitskomponente oder des Nulldurchgangs der Geschwindigkeitskomponente in Hauptströmungsrichtung

¹⁴oder auch mittlere Rezirkulationslänge bezeichnet

¹⁵Der Begriff des „Totwassers“ taucht als Beschreibung eines solchen Bereichs der Strömung öfter auf, ist jedoch nicht eindeutig, da teilweise das gesamte Ablösegebiet so bezeichnet wird (Leder (1992) [110]).

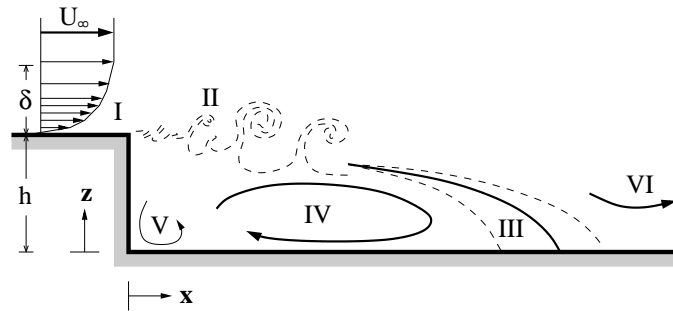


Abb. 3.1: Schematische Darstellung des Strömungsfelds: (I) ankommende turbulente Grenzschicht, (II) freie Scherschicht, (III) Wiederanlegelzone, (IV) Rezirkulationszone, (V) sekundäre Rezirkulationszone, (VI) neu entstehende Grenzschicht

Die mittlere Wiederanlegelänge der ungestörten Stufenüberströmung wird von mehreren Parametern beeinflusst [50, 2, 82]:

- *Reynoldszahl* $Re_h = U_\infty \cdot h/\nu$

Eine Beschreibung des Einflusses der mit der Stufenhöhe h , der Umgebungsgeschwindigkeit U_∞ und der kinematischen Viskosität ν gebildeten Reynoldszahl auf die mittlere Wiederanlegelänge bei laminaren, transitionellen und schwach turbulenten Strömungen findet man bei Armaly et al. [10]. Für steigende Re_h wird die laminare Ablöseblase zunächst immer länger, wobei sich ein eventuell auftretender Umschlagpunkt zwischen laminarer und turbulenter Strömung noch stromab des Wiederanlegelgebiets im Bereich der sich entwickelnden Wandgrenzschicht befindet. Wandert dieser Umschlagpunkt bei steigender Reynoldszahl jedoch weiter stromauf in den Bereich der freien Scherschicht, vermindert sich die Wiederanlegelänge dramatisch. Für noch höhere Reynoldszahlen bildet die mittlere Wiederanlegelänge ein Minimum, steigt dann im Bereich der turbulenten Zuströmung jedoch nur noch sehr leicht an.

- *Zustand (laminar/turbulent) und Dicke δ/h der Grenzschicht an der Stufenkante*

Je größer das Verhältnis der Grenzschichtdicke δ zur Stufenhöhe h , desto schwächer ist die Störung, die das Hindernis Stufe auf die abgelöste Strömung ausübt. Im Grenzfall $\delta/h \gg 1$ reduziert sich die Stufe zu einer Art Wandrauigkeit, welche sich innerhalb der viskosen Unterschicht befindet. Das Interesse der vorliegenden Untersuchung liegt im Bereich von starken ($\delta/h \approx 1$) und extremen ($\delta/h \ll 1$) Störungen, bei denen eine erhöhte Rezeptivität der Strömung auf passive und aktive Beeinflussungsmethoden im Vergleich zum Fall $\delta/h \gg 1$ zu erwarten ist. Der Einfluss der Grenzschichtdicke δ auf die mittlere Wiederanlegelänge ist dann bei einem turbulenten Grenzschichtzustand an der Stufenkante sehr gering.

- *Expansionsverhältnis der Stufegeometrie ER*

Der Druckgradient der Strömung in Hauptströmungsrichtung wird hauptsächlich durch die Geometrie des Gesamtgebiets, und damit auch durch das Expansionsverhältnis ER ,

Artikel	Jahr	Re_h	Re_θ	δ/h	ER	AR	X_r
Tsou et al. [196]	1991	38800		1.4	1.07	38.5	7.6
Devenport & Sutton [44]	1991	35000	660	0.2	1.88	7.2 ¹⁶	10.7
Yoo & Baik [207]	1992	≈ 26000		0.1	1.05	43.0	≈ 6.5
Ruck & Makiola [166] ¹⁷	1993	15000			1.48	40	6.4
		64000			1.48	40	7.7
		15000			2.00	40	8.2
Kasagi et al. [98]	1993	5541			1.50	19.5	6.5
Yang et al. [206]	1994	19100		0.6	1.30	13.3	6.9
Jovic & Driver [90]	1995	5000	600	1.20	1.20	24.7	6.0
Papadopoulos & Ötügen [154]	1995	26500		0.16	2.00	28.0	8.2
Chun & Sung [31]	1996	13000	480	0.28	1.5	12.5	6.8
		23000	890	0.38	1.5	12.5	7.2
		33000	1340	0.41	1.5	12.5	7.8
Jovic [89]	1996	37000	3600	0.8	1.19	11	6.8
Romano et al. [163]	1997	2500	200		1.5	10	6.4
Scarano et al. [169]	1999	5000	730		1.20	10.0	
Yoshioka et al. [208, 209]	1999	3700			1.5	12	5.5
Spazzini et al. [184]	2001	3500			1.46	18.6	5.0
		5100			1.46	18.6	5.4
		10000			1.46	18.6	6.1
		16000			1.46	18.6	6.5
Tihon et al. [191]	2001	4800		≈ 1	1.40	11.0	5.1
Lai et al. [106]	2002	12700			1.12	12.3	5.2

Tab. 3.1: Neuere experimentelle Untersuchungen der turbulenten Stufenüberströmung

bestimmt. Dieses wird aus dem Verhältnis der Kanalhöhen stromab und stromauf der Stufe bestimmt. Eine Erhöhung des Expansionsverhältnisses vergrößert die mittlere Wiederanlegelänge.

- *seitliches Erstreckungsverhältnis der Stufengeometrie AR*

Diese Kennzahl wird aus dem Verhältnis der Ausdehnung des Untersuchungskanals in Spannweitenrichtung zur Stufenhöhe gebildet und sollte ein gewisses Mindestmaß nicht unterschreiten, um einen Einfluss auf die Wiederanlegelänge auszuschließen.

- *Turbulenzintensität der freien Zuströmung*

Eine Erhöhung der Turbulenzintensität bewirkt prinzipiell eine Verkürzung der mittleren Wiederanlegelänge.

Artikel	Jahr	Re_h	Vergleichsexperiment
Friedrich & Arnal [55]	1990	155000	Durst & Schmitt (1985) [48]
Moinat & Djilali [139]	2001	113000	
Morinishi & Kobayashi [140]	1990	46000	Itoh & Kasagi (1989) [87]
Silveira Neto et al. [175]	1993	38000	Eaton & Johnston (1980) [49]
Sagaut et al. [167]	1995	11200	
Ghosal et al. [62]	1995	28000	Adams et al. (1984) [4]
Akselvoll & Moin [6]	1995	5100	Jovic & Driver (1994) [91]
Le & Moin [109]	1997		
Delcayre [42]	1997		
Simons et al. [176]	2002		
Kaltenbach [94]	2002	5000	
Chiang [29] ¹⁹	1997	≤ 800	Armaly et al. (1983) [10]
Fureby [56]	1998	22000	Pitz & Daily (1983) [157]
Wengle et al. [202]	2001	3000	Wengle et al. [202]
Kaltenbach & Janke [95]	2001		
Meri & Wengle [131, 130]	2002	3300	
Labbé et al. [105]	2002	7432	

Tab. 3.2: DNS/LES der Stufenüberströmung

Auswahl eines repräsentativen Falls Ausgehend von den Zielsetzungen für diese Arbeit wurde eine Literaturrecherche zu vorhandenen Untersuchungen sowohl auf experimenteller als auch auf numerischer Seite durchgeführt. Eine Auflistung von neueren (d.h. *nach* den Übersichtsartikeln [1, 2] von 1988 erstellten) Datensätze befindet sich – ohne Anspruch auf Vollständigkeit – in Tab. 3.1 für experimentelle und in Tab. 3.2 für numerische¹⁸ Arbeiten. Bei den Experimenten (turbulente Zuströmung) fällt die Häufung von neueren Arbeiten mit niedriger Reynoldszahl Re_h auf. Dies hängt z.T. mit der zunehmenden Rechenkapazität und Verfügbarkeit von Großrechenanlagen, einer steigenden Anzahl numerischer Arbeiten und dem daraus resultierenden starken Interesse der Numeriker an Referenzexperimenten bei niedriger bis moderater Reynoldszahl zusammen.

In der Direkten Numerischen Simulation (DNS) der turbulenten Stufenüberströmung von Le et al. (1997) [109] wurde sehr gute Übereinstimmung der statistischen Größen mit den Daten eines korrespondierenden Experiments [91] festgestellt. Alle anderen in Tab. 3.2 angeführ-

¹⁶achsensymmetrischer Versuchsaufbau, Berechnung von AR über den auf die Stufenhöhe bezogenen Umfang in der Einströmebene

¹⁷ausgewählte 3 Strömungskonfigurationen aus einer ganzen Datenbank

¹⁸nur dreidimensionale DNS/LES berücksichtigt

¹⁹Weitere DNS der laminaren Stufenüberströmung sind in [29] zitiert (Ref. 11-16).

ten Arbeiten sind Large-Eddy Simulationen (LES), bei denen statistische Größen ebenfalls größtenteils direkt mit einem Experiment verglichen werden. In dieser Arbeit soll nun ein etwas anderer Weg beschritten werden: Da das Hauptaugenmerk auf der Beeinflussung der Strömung liegt und die Reynoldszahl Re_h *so gering wie möglich* gehalten werden soll, um mithilfe von POD-Analysen klarstmögliche Aussagen zur Physik einer dennoch vollturbulenten Strömung gewinnen zu können, wird auf einen direkten Vergleich mit einem Experiment – mangels passender Option – verzichtet. Stattdessen soll als Referenzlösung eine eigens zu diesem Zweck durchzuführende DNS dienen. Aus der Erfahrung der aktiv beeinflussten turbulenten Überströmung eines Zauns bei einer (mit der Zaunhöhe gebildeten) Reynoldszahl $Re_h = 3000$ (Orellano (1999) [150]) wird genau diese Reynoldszahl für die turbulente Stufenüberströmung gewählt.

Die Grenzschichtdicke δ/h der ankommenden Grenzschicht wird für den nicht beeinflussten Fall *so gering*, wie es der turbulente Zustand erlaubt, festgelegt. Damit soll eine größtmögliche Rezeptivität bezüglich der passiven und aktiven Beeinflussung gewährleistet werden, d.h. die zu wählende Beeinflussungsmethode (s.u.) soll eine möglichst starke Störung für die Grenzschichtströmung darstellen. Besonderer Wert muss dabei allerdings auf das Vermeiden der Relaminarisierung der Grenzschicht gelegt werden. Aufgrund des moderaten Einflusses der Reynoldszahl (im Bereich $3000 \leq Re_h \leq 6000$ bei turbulenter Zuströmung) und der Grenzschichtdicke (im Bereich $\delta/h \approx 1$) auf die Strömungscharakteristik (z.B. auf die mittlere Wiederanlegelänge) der nicht beeinflussten Stufenüberströmung können die experimentellen Daten von Jovic und Driver (1994) [91] trotz der unterschiedlichen Zahlenwerte Re_h und δ/h zur Absicherung der Ergebnisse der numerischen Referenzsimulation verwendet werden.

Strömungsbeeinflussung Nach der Auswahl eines repräsentativen Falls kann das eigentliche Ziel dieser Arbeit, die Untersuchung von passiven und aktiven Beeinflussungsmethoden auf den Zustand einer abgelösten Strömung, verfolgt werden. Ziel der Strömungsanregung ist eine maximale Verkürzung der mittleren Rezirkulationslänge. Für die scharfkantige Stufenüberströmung wurden dazu zwei Beeinflussungsmethoden aus der Literatur auf die gewählte Konfiguration bei $Re_h = 3000$ angewendet:

- Als *passive Beeinflussungsmethode* soll die statische Version des Experiments von Miou et al. (1991) [135] dienen. Dazu wird ein Zaun der Höhe $h_f = 0.33h$ im Abstand $4h$ stromauf der Stufenkante im Bereich der ankommenden turbulenten Wandgrenzschicht platziert. Im Experiment [135] konnte mit diesem Aufbau eine Verkürzung der mittleren Wiederanlegelänge hinter der Stufe von 25% erzielt werden. Die Höhe und die Position des Zauns waren allerdings optimiert im Hinblick auf eine maximale Verkürzung.
- Der um 45° geneigte, periodisch oszillierende Wandstrahl des Experiments von Chun und Sung (1996) [31] soll als *aktive Beeinflussungsmethode* nachgeahmt werden. Im

Experiment konnte bei einer Amplitude von $A = 5\%$ der Referenzgeschwindigkeit im Fall einer optimalen Anregungsfrequenz von $St = f \cdot h / U_\infty = 0.275$ eine Verkürzung der Wiederanlegelänge von ca. 30% erzielt werden. Im vorliegenden Fall wird die Amplitude des Wandstrahls zu $A = 20\%$ der Umgebungsgeschwindigkeit U_∞ und die Frequenz zu $St = 0.10$ gesetzt²⁰.

In diesem Kapitel werden nur Simulationen mit genau diesen Beeinflussungskonfigurationen ausgewertet. Ob diese Konfigurationen optimal hinsichtlich einer maximalen Verkürzung der mittleren Wiederanlegelänge sind, kann so allerdings nicht beantwortet werden. In Kap. 4 soll dieser Frage dann mithilfe eines speziellen Algorithmus nachgegangen werden.

Gliederung dieses Abschnitts Zunächst werden in Kap. 3.2 die Simulationsparameter für die DNS und die LES erläutert. Namentlich sind dies: das Berechnungsgebiet, die räumliche Auflösung des Gitters und die verwendeten Randbedingungen. In Kap. 3.3 wird dann die DNS gesondert behandelt. Es wird sowohl auf die Erfüllung von zeitlichen und räumlichen Auflösungskriterien eingegangen, als auch Vergleiche mit einem ähnlichen Windkanalexperiment [91], sowie zwischen der nicht beeinflussten DNS und einer passiv beeinflussten DNS vorgestellt. Im nächsten Schritt wird die Lösung der LES anhand der DNS-Daten validiert (Kap. 3.4). In Kap. 3.5 wird dann auf das zentrale Thema, die Untersuchung der Wirkung der passiven und aktiven Beeinflussung auf die Strömung, eingegangen. Dabei werden Vergleiche von statistischen Auswertungen, Momentanaufnahmen und Analysen von zeitabhängigen Vorgängen der Strömung vorgestellt. In einem gesonderten Kap. 3.6 werden Ergebnisse der Eigenmode-Analyse (POD) der LES Daten gezeigt. In stark gekürzter Form wird dabei auch die zugrunde liegende Dekompositionsmethode beschrieben. Eine kurze Zusammenfassung der Ergebnisse zur Simulation der beeinflussten turbulenten Strömung über eine scharfkantige Stufe bietet Kap. 3.7.

3.2 Simulationsparameter

Die Notation der Variablen erfolgt nachfolgend in dimensionsloser Form, d.h. die Geschwindigkeiten und Geschwindigkeitskorrelationen sind normiert bezüglich der Referenzgeschwindigkeit U_∞ , die Längenmaße bezüglich der Stufenhöhe h (gekennzeichnet durch Großbuchstaben) und die Zeitmaße t bezüglich h/U_∞ .

²⁰In Kap. 4.5 wird im Rahmen der Optimierung der Beeinflussungsparameter gezeigt, dass bei einer Anregungsfrequenz von $St = 0.10$ die maximale Verkürzung der Rezirkulationslänge für die gewählte Konfiguration bei $Re_h = 3000$ erzielbar ist.

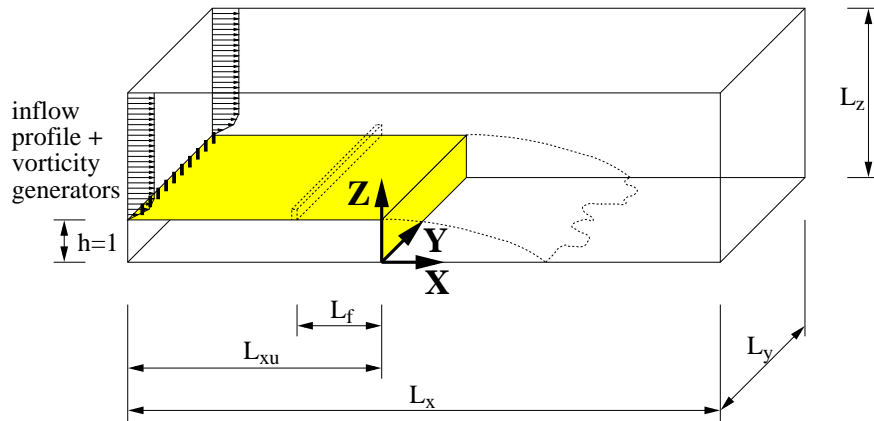


Abb. 3.2: Berechnungsgebiet und Lage des Koordinatensystems für die Stufenüberströmung

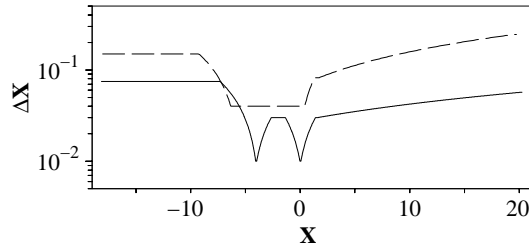
Berechnungsgebiet Abb. 3.2 zeigt schematisch das Berechnungsgebiet, die wichtigsten Abmessungen und die Lage des Koordinatensystems für die in diesem Kapitel vorgestellten Simulationen der scharfkantigen Stufenüberströmung. In der vorliegenden Notation zeigt die Koordinate x in Hauptströmungsrichtung (Geschwindigkeitskomponente U), y in laterale (Geschwindigkeitskomponente V) und z in vertikale Richtung (Geschwindigkeitskomponente W). In der Ebene $X = x/h = 0$ befindet sich die Stufe. Die räumliche Ausdehnung des Berechnungsgebiets beträgt $(L_x, L_y, L_z) = (38.0 \dots 38.3, 5.0, 6.0)$. Die Einströmebene liegt bei $X = -L_{xu} = -18.0$. Die Lage der oberen Begrenzung des Berechnungsgebiets wurde nach den Erfahrungen bei der Simulation der manipulierten Zaunüberströmung einer ankommenden turbulenten Grenzschichten (Orellano (1999) [150]) zu $Z = L_z = 6.0$ gesetzt. Damit ergibt sich ein Expansionsverhältnis von $ER = L_z / (L_z - 1) = 1.20$.

Räumliche Auflösung und Feinstrukturmodell Im Rahmen der vorliegenden Arbeit kommen für die Rechnungen zur Reynoldszahl $Re_h = 3000$ zwei verschiedene Gitter, das feinere für die DNS und das gröbere für die LES, zur Anwendung. Für alle Simulationen *mit* passiver oder aktiver Beeinflussung wird jeweils dasselbe Gitter wie für den korrespondierenden Fall *ohne* Beeinflussung verwendet. Im Rahmen einer bestehenden Namenskonvention (hier nicht weiter erläutert) erhalten die DNS die Bezeichnungen s_{11}_a und sf_{11}_a für den nicht beeinflussten und den passiv beeinflussten Fall. Der Buchstabe „f“ steht dabei für „fence“, den passiven Kontrollzaun. Die Bezeichnungen für die LES-Fälle lauten s_{01}_d , sf_{01}_d und sb_{01}_d , je nachdem ob es sich um den nicht beeinflussten, den passiv („f“) oder den aktiv („b“ für „blowing/suction“) beeinflussten Fall handelt. Das Feinstrukturmodell nach Germano et al. (1991) [61] wird für jeden der 3 LES-Fälle eingesetzt. Für die räumliche Diskretisierung wird das Kompaktverfahren 4. Ordnung nach Meri (2002) [130] verwendet.

Die wichtigsten Parameter der verwendeten Gitter für die Rechnungen zur turbulenten Stufenüberströmung bei $Re_h = 3000$ sind in Tab. 3.3 zusammengefasst. In der lateralen (homogenen) y -Richtung wird für die DNS und die LES jeweils ein äquidistantes Gitter verwendet.

	DNS $s(f)_{11_a}$	LES $s(f/b)_{01_d}$
Gitterpunktanzahl in x, y, z -Richtung insgesamt	$976 \cdot 160 \cdot 304$ 47.5 Mio.	$404 \cdot 80 \cdot 110$ 3.6 Mio.
Maschenweite		
ΔX_{min}	0.01	0.04
ΔX_{max}	0.075	0.15
ΔY	0.03125	0.0625
ΔZ_{min}	0.01	0.02
ΔZ_{max}	0.06358	0.23418
Zeitschritt Δt		
s_{\dots}	0.0025	0.004
sf_{\dots}	0.0015	0.0025
sb_{01_d}		0.0020

Tab. 3.3: Parameter der verwendeten Gitter

Abb. 3.3: Zellweite ΔX des Gitters in x -Richtung: DNS (durchgezogene Linie) und LES (gestrichelte Linie)

Die nicht-äquidistanten Gitter in x - und z -Richtung sind jeweils in der Nähe der Stufe, sowie im Bereich um die Position des (optionalen) passiven Kontrollzauns verfeinert. Die Maschenweite der Gitter für die DNS und für die LES sind in Abb. 3.3 für die x -Richtung und in Abb. 3.4 für die z -Richtung dargestellt. Im Bereich der Position des (optionalen) Kontrollzauns und stromab davon ist das LES-Gitter bei relativ feiner Maschenweite in x -Richtung $\Delta X = 0.04$ über einen größeren Bereich ($-6.0 \leq X \leq 0.0$) äquidistant. Diese Maßnahme soll die problemlose Variation der Position des Kontrollzauns ermöglichen. Für die DNS wäre eine solche Strategie zu teuer bezüglich der benötigten Rechenkapazität. Deshalb ist – in Übereinstimmung mit der optimalen passiven Beeinflussungskonfiguration bei Miao et al. (1991) [135] – die Position $X_f = -L_f = -4.0$ des Kontrollzauns gesetzt und das DNS-Gitter dementsprechend ausgelegt, d.h. in x -Richtung *nur* um $X = -4.0$ (Kontrollzaun) und $X = 0.0$ (Stufenkante) lokal verfeinert.

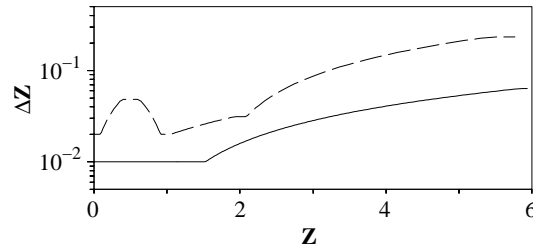


Abb. 3.4: Zellweise ΔZ des Gitters in z -Richtung: DNS (durchgezogene Linie) und LES (gestrichelte Linie)

Randbedingungen Als Einströmbedingung wird ein turbulentes Geschwindigkeitsprofil nach dem $1/7$ -Potenzgesetz mit einer Grenzschichtdicke von jeweils $\delta/h = 0.5$ benutzt. Dieses wird zu jedem Zeitschritt aufgeprägt. An der Ausströmebene sind die Gradienten der Geschwindigkeiten normal zur Ausströmebene zu Null gesetzt. Periodische Randbedingungen sind in lateraler (homogener) Richtung an den Seitenflächen definiert. Die Simulation der Geometrie der Hinderniskörper, z.B. der Stufe und des optionalen passiven Kontrollzauns, wird durch einfaches Ausblocken der entsprechenden Zellen im kartesischen Gitter realisiert. An den unteren Begrenzungsflächen des Rechengebiets, d.h. entlang der Bodenplatte bei $Z = 0.0$, an den Begrenzungsflächen des quaderförmigen Stufenkörpers, sowie an den Begrenzungsflächen des optionalen passiven Kontrollzauns, werden alle drei Geschwindigkeitskomponenten auf $U = V = W = 0$ gesetzt, womit eine reibungsbehaftete feste Wand dargestellt wird. An der oberen Begrenzungsfläche des Rechengebiets findet eine slip-Randbedingung Anwendung, welche wie eine reibungsfreie Wand wirkt. Die Geschwindigkeiten, bzw. Geschwindigkeitsgradienten werden hierbei zu

$$W = 0, \quad \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\partial V}{\partial z} = 0 \quad (3.1)$$

gesetzt. Im Fall der aktiven Beeinflussung mithilfe eines oszillierenden Wandstrahls wird der Wert der Geschwindigkeitskomponente lokal für die Gitterzellen entlang der Stufenkante über eine zeitlich variierende Randbedingung gesteuert.

Turbulente Grenzschichterzeugung Um eine voll entwickelte turbulente Grenzschicht zu erzeugen, wird eine Serie von Wirbelerzeugern nach Counihan (1969) [37] verwendet, welche in lateraler Richtung in unmittelbarer Nähe der Einströmebene angeordnet sind (vgl. Abb. 3.2). Nach dem Auftreffen des zeitlich konstanten Einströmprofils (s. oben) auf diese Wirbelgeneratoren ordnet sich die Turbulenzstruktur solange um, bis sich nach ca. 10 Grenzschichtdicken eine eingelaufene turbulente Grenzschicht einstellt. Breite, Höhe ($0.48h$), Flankenwinkel (18°), Position ($X = -17.5$) und lateraler Abstand ($0.50h$) der Wirbelgeneratoren sind die bestimmenden Parameter für die Grenzschichtentwicklung (s. Manhart (1998) [124] und Orellano (1999) [150]). Diese Parameter sind so gewählt, dass sich die gewünschten Eigenschaften der turbulenten Grenzschicht einstellen, wie z.B. Grenzschicht-

(δ_{99}), Impulsverlust- (θ), Verdrängungsdicke (δ_1), Wandreibungskoeffizient (C_f), charakteristische Geschwindigkeits- und Fluktuationsprofile. Die Grenzschichtcharakteristika werden jeweils beim nicht beeinflussten Fall an einer Referenzposition, welche zu $X = -4.0$ festgelegt wurde, gemessen.

Statistik Für den Start jeder numerischen Simulation, muss eine gewisse Zeit, welche zur Entwicklung einer stationären Lösung benötigt wird, einkalkuliert werden. Diese transiente Einlaufphase wurde für alle hier vorgestellten Fälle zu 5 Gebietsdurchlaufzeiten L_x/U_∞ gesetzt. Da die Entwicklung vom Start der Simulation zu einem voll entwickelten turbulenten Strömungsfeld wegen der hohen Divergenzen teurer in Bezug auf Rechenzeit ist als die Veränderung eines bereits turbulenten Strömungsfelds, wurden die passiv und aktiv beeinflussten Fälle jeweils ausgehend von einer statistisch stationären Lösung des nicht beeinflussten Falls gestartet. Nach der transienten Einlaufphase können Stichproben für die statistische Auswertung in äquidistanten Zeitabständen, $0.12h/U_\infty$ für die DNS, bzw. $0.16h/U_\infty$ für die LES, und unter Ausnutzung der Homogenität der Strömung in Spannweitenrichtung y entnommen werden. Nachdem das mittlere Strömungsfeld hinreichend genau konvergiert ist, wird die Statistik 2. Ordnung für die Fluktuationen der gemessenen Größen eingeschaltet. Als Kriterium hierfür dient das Erreichen einer Schranke $\langle V \rangle \leq 0.01$ für die mittlere Geschwindigkeitskomponente in Spannweitenrichtung. Die *kürzesten* verwendeten Zeitintervalle, in denen Stichproben für die Statistik der jeweiligen Ordnung entnommen wurden, betragen dabei für die DNS-Fälle $150h/U_\infty$ (1. Ordnung), bzw. $210h/U_\infty$ (2. Ordnung) und für die LES-Fälle $250h/U_\infty$ (1. Ordnung), bzw. $420h/U_\infty$ (2. Ordnung).

3.3 Erzeugung von Referenzlösungen (DNS)

Die in diesem Kapitel vorgestellten Direkten Numerischen Simulationen (DNS) der turbulenten Strömung über eine scharfkantige Stufe dienen als Referenzlösung für nachfolgende Grobstruktursimulationen (LES). Daher ist zunächst der Nachweis der Einhaltung bestimmter Auflösungskriterien von höchster Priorität (s. Kap. 3.3.1). Es wird dabei zwischen zeitlichen und räumlichen Auflösungskriterien unterschieden, deren Erfüllung über die Verwendbarkeit der Ergebnisse als Referenzlösung entscheiden. Danach wird in Kap. 3.3.2 ein Vergleich mit einem Experiment [91] vorgestellt, welches unter ähnlichen, aber nicht identischen Bedingungen wie die vorliegenden Simulationen ausgeführt wurde. Ein solcher Vergleich dient der nochmaligen Absicherung der Ergebnisse. In Kap. 3.3.3 wird detailliert auf die Eigenschaften der ankommenden turbulenten Wandgrenzschicht, sowie deren Veränderung durch die Wirkung des passiven Kontrollzauns eingegangen²¹. Ein Vergleich von statistischen Ergebnissen (Kap. 3.3.4) und Momentanaufnahmen (Kap. 3.3.5) zwischen den DNS *s_11_a* und *sf_11_a*

²¹Im Rahmen der vorliegenden Arbeit war der zeitliche Umfang und das vorhandene Rechenpotential nicht ausreichend für die Durchführung einer aktiv beeinflussten DNS.

zeigt schließlich die Wirkung des Kontrollzauns auf die abgelöste Strömung hinter der Stufe (s.a. Neumann und Wengle (2003) [146]).

3.3.1 Erfüllung von Kriterien zur Gitterauflösung

Die zentrale Eigenschaft einer DNS ist die Darstellung aller relevanten Längen- und Zeitmaße. Zur Beurteilung der dafür benötigten Gitterauflösung stehen verschiedene Kriterien zur Verfügung, welche nachfolgend auf die vorliegenden Simulationen zur Stufenüberströmung angewendet werden sollen.

Zeitliche Auflösung Das Kolmogorov'sche Mikro-Zeitmaß t_K ergibt sich aus einer Dimensionsanalyse unter der Annahme, dass die Dynamik der turbulenten Feinstruktur lokalisotrop ist und nur durch die Viskosität ν [m^2/s] und die Dissipation ϵ [m^2/s^3] bestimmt ist:

$$t_K = \mathcal{O}\left(\left(\frac{\nu}{\epsilon}\right)^{\frac{1}{2}}\right). \quad (3.2)$$

Unter Verwendung eines aus der Rechnung stammenden Werts der Dissipation von $\epsilon = 0.01$ für *s_11_a* ergibt sich $t_K = 0.18$ und für *sf_11_a* mit $\epsilon = 0.215$ folgt $t_K = 0.04$. Dieser *physikalisch* bestimmte Zeitschritt liegt deutlich über dem *numerisch* bestimmten, welcher durch das CFL-Kriterium $CFL = |U_{max}|\Delta t/\Delta X_{min} \leq \mathcal{O}(1)$ für das explizite Leapfrog-Zeitintegrationsverfahren ermittelt wird. Die CFL-Zahl²² beschreibt dabei das Verhältnis der Zeitschrittweite Δt zur charakteristischen Konvektionszeit $\Delta X/|U|$. Berechnet man die CFL-Zahl im ungünstigsten Fall mit $\Delta X_{min} = 0.01$ und $|U_{max}| \approx 1.5$ (z.B. für hohe lokale Geschwindigkeiten an der Oberkante des Kontrollzauns), so ergibt sich selbst für den hohen Zeitschritt $\Delta t = 0.0025$ des Falls *s_11_a* eine moderate CFL-Zahl von weniger als 0.4. Analog zur CFL-Zahl beschreibt die Diffusionszahl $DIF = \nu\Delta t/\Delta X_{min}^2$ das Verhältnis von Δt zur charakteristischen Diffusionszeit $\Delta X^2/\nu$. Mit $\Delta X_{min} = 0.01$ und $\Delta t = 0.0025$ ergibt sich $DIF < 0.01$. Für das kombinierte CFL-/Diffusionszahl-Stabilitätskriterium (s. Breuer (2002) [20])

$$\Delta t \leq \frac{f}{\frac{|U_{max}|}{\Delta X_{min}} + \frac{|V_{max}|}{\Delta Y_{min}} + \frac{|W_{max}|}{\Delta Z_{min}} + 2\nu \left(\frac{1}{\Delta X_{min}^2} + \frac{1}{\Delta Y_{min}^2} + \frac{1}{\Delta Z_{min}^2} \right)} \quad (3.3)$$

mit einem (empirisch bestimmten) Sicherheitsfaktor von $f \approx 0.5$ für das Leapfrog-Verfahren ergibt ein *worst case* Szenario mit $|U_{max}| = 1.50$, $|V_{max}| = 0.50$, $|W_{max}| = 0.75$ und den durch das DNS-Gitter bestimmten ΔX_{min} , ΔY_{min} , ΔZ_{min} einen maximal zulässigen Zeitschritt von $\Delta t \approx 0.002$ und erbringt damit eine weitere Bestätigung einer ausreichenden zeitlichen Auflösung. Anzumerken bleibt allerdings, dass diese Angaben für eine räumliche Diskretisierung mit zentralen Differenzen von 2. Ordnung Genauigkeit gelten. In viskosen Zeiteinheiten liegt der Zeitschritt bei $\Delta t^+ = \Delta t U_{\tau}^2/\nu < 0.02$ und damit noch leicht unter dem von Le et al. (1997) [109] verwendeten Wert.

²²CFL-Zahl=Courant-Friedrichs-Levy-Zahl, auch als Courant-Zahl bezeichnet

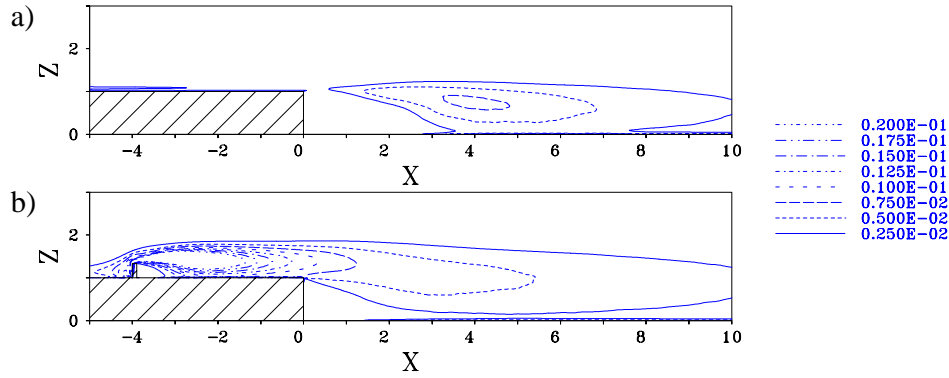


Abb. 3.5: Mittlere Dissipation ϵ für a) s_{11_a} und b) sf_{11_a}

Räumliche Auflösung Verschiedene Methoden zur Beurteilung der räumlichen Gitterauflösung einer DNS werden bei Manhart (2002) [126] beschrieben. Die Anwendung von einigen dieser Methoden für die turbulente Stufenüberströmung wird nachfolgend vorgestellt:

- *Kolmogorov'sche Mikro-Länge l_K*

In Abb. 3.5 sind die Isolinien der mittleren Dissipation ϵ dargestellt. Die kleinsten turbulenten Längenmaße sind genau dort zu finden, wo die Dissipation am größten ist. Für die Simulation s_{11_a} erreicht die Dissipation bei $X = 4.0$ und $Z = 1.0$ ihr Maximum mit $\epsilon = 0.01$. Es ergibt sich mit Hilfe der aus einer Dimensionanalyse analog zu Gl. 3.2 gewonnenen Abschätzung

$$l_K = \mathcal{O}\left(\left(\frac{\nu^3}{\epsilon}\right)^{\frac{1}{4}}\right) \quad (3.4)$$

ein Kolmogorov'sches Mikro-Längenmaß von $l_K = 0.008$. Die Maschenweite des Gitters ist an dieser Stelle mit $(\Delta X, \Delta Y, \Delta Z) = (0.034, 0.03125, 0.01) \approx (4l_K, 4l_K, 1l_K)$ in der Größenordnung der Kolmogorov'schen Mikro-Länge. Für den Fall sf_{11_a} ergibt sich ein Maximalwert der Dissipation von $\epsilon = 0.215$ kurz hinter der Ablösekante des Kontrollzauns. Es ergibt sich eine Kolmogorov'sche Mikro-Länge von $l_K = 0.004$. Die Gitterauflösung beträgt nun $(\Delta X, \Delta Y, \Delta Z) = (0.015, 0.03125, 0.01) \approx (4l_K, 8l_K, 3l_K)$. Für beide DNS ist die Auflösung des Gitters an den kritischen Punkten also in der Größenordnung der kleinsten auftretenden turbulenten Strukturen.

- *Viskoses Längenmaß ν/U_τ*

Für wandgebundene Strömungen liegt die Verwendung des mit der mittleren Wandschubspannungsgeschwindigkeit U_τ gebildeten viskosen Längenmaßes ν/U_τ als Referenzlängenmaß nahe. Für die DNS errechnet man mit $U_\tau = 0.051$ (Fall s_{11_a} , Messpunkt $X = -4.0$ und $Z = 1.0$) Maschenweiten des Gitters von $\Delta X^+ = 1.5 \dots 11.5$, $\Delta Y^+ = 4.8$ und $\Delta Z^+ = 1.5 \dots 9.7$. Aufgrund des versetzten Maschengitters befindet sich der erste Gitterpunkt in einem Abstand von $\Delta Z^+/2 = 0.75$ von den horizontalen

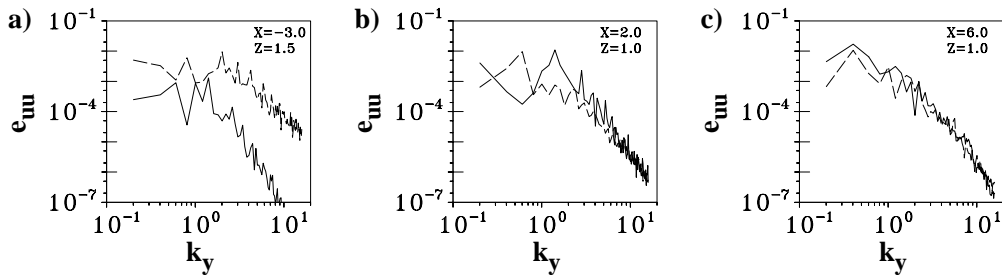


Abb. 3.6: Wellenzahlspektrum der longitudinalen Geschwindigkeitsfluktuationen u' in lateraler Richtung für s_{11_a} (durchgezogene Linie) und sf_{11_a} (gestrichelte Linie) an verschiedenen Positionen

Wänden entfernt. Damit liegt das DNS-Gitter im Rahmen der empirisch ermittelten Angaben zur geforderten Mindestauflösung [126]. Mit Ausnahme der vertikalen Richtung ist das vorliegende DNS-Gitter – bezüglich des mit U_τ für die ankommende turbulente Grenzschicht gebildeten viskosen Längenmaßes – *feiner* aufgelöst als das von Le et al. (1997) [109] ($\Delta X^+ \approx 10$, $\Delta Y^+ \approx 15$, $\Delta Z^+ \approx 0.3 \dots 31$) bei $Re_h = 5100$ verwendete²³.

- *Energieabfallkriterium*

Räumliche Energiespektren in der homogenen y -Richtung, welche um mehrere Größenordnungen abfallen und den dissipativen Bereich ($e \propto k_y^{-7}$) erreichen, können als Nachweis einer ausreichenden Gitterauflösung angesehen werden [126]. Die in Abb. 3.6 dargestellten Wellenzahlspektren $e(k_y)$ an verschiedenen Positionen des Strömungsfelds belegen, dass ein Mindestabfall der Energie um 3 Größenordnungen erreicht wird²⁴. Für die passiv beeinflusste DNS an der Position $X = -3.0$, $Z = 1.5$ wird dieser Wert knapp unterboten. Dies deutet – wie bereits der relativ hohe Wert der Gitterauflösung $\Delta Y = 8l_K$ in Mikro-Längeneinheiten – darauf hin, dass das DNS-Gitter in Spannweitenrichtung im Bereich der freien Scherschicht stromab des passiven Kontrollzauns am unteren Rand einer als ausreichend zu bezeichnenden Gitterauflösung rangiert. Da die y -Richtung in diesem Bereich die am größten aufgelöste Koordinatenrichtung darstellt, kann davon ausgegangen werden, dass die Auflösung der Wellenzahlen in longitudinaler und vertikaler Richtung einen mindestens ebenso großen Energieabfall aufweisen.

- *Gitteruntersuchungen*

Eine weitere (deutliche) Verfeinerung des DNS-Gitters zum Nachweis der Gitterunabhängigkeit der Lösung erscheint unter der Maßgabe der *derzeit* zur Verfügung ste-

²³Nur im Bereich $X = [-18.0; -6.8]$ der ankommenden Grenzschicht werden in Hauptströmungsrichtung für die vorliegende DNS Gitterweiten von $\Delta X^+ > 10$ verwendet.

²⁴Die mit der spannweitigen (V) oder vertikalen (W) Geschwindigkeitskomponente gebildeten Wellenzahlspektren $e(k_y)$ weisen denselben, bzw. einen größeren Energieabfall, wie das in Abb. 3.6 gezeigte Spektrum der Geschwindigkeitskomponente in Hauptströmungsrichtung (U) auf.

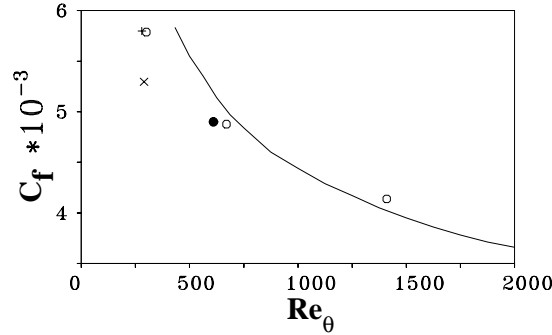


Abb. 3.7: Wandschubspannung C_f in Abhängigkeit von der Reynoldszahl Re_θ : —, Coles (empirisch ermittelt); o, Spalart [183]; •, Jovic und Driver (Zuströmung) [91]; x, DNS s_{11_a} ; +, LES s_{01_d}

henden maximalen Rechenkapazität (Hitachi SR8000-F1 mit 168 Knoten á 8 CPU's und ca. 2 TFlops Gesamtperformance) nicht realistisch.

3.3.2 Vergleich mit experimentellen Daten

Der in Kap. 3.3.1 erbrachte Nachweis einer ausreichenden zeitlichen und räumlichen Auflösung der beiden DNS (Fälle s_{11_a} und sf_{11_a}) bildet das Fundament für nachfolgende Untersuchungen auf Basis der LES. Eine weitere Absicherung des Ergebnisses der nicht beeinflussten DNS s_{11_a} kann durch einen Vergleich mit einem ähnlichen Experiment erreicht werden. Hauptkriterien bei der Auswahl einer geeigneten experimentellen Datenbasis sind eine größtmögliche Ähnlichkeit zu den Parametern der Simulation, sowie eine höchstmögliche Qualität, Detailtreue und Aktualität der Experimente. Das Experiment von Jovic und Driver (1994, 1995) [91, 90] erfüllt diese Ansprüche.

Zunächst soll der Grad der Ähnlichkeit zwischen Simulation und Experiment beschrieben werden. Neben dem offensichtlichsten Unterschied in der auf die Stufenhöhe h bezogenen Reynoldszahl Re_h von 3000 zu 5000, sind in Tab. 3.4 weitere Unterschiede bezüglich der Eigenschaften der zuströmenden turbulenten Grenzschicht aufgeführt. Aufgrund der Gitterabhängigkeit der Zuströmungsbedingung für die DNS und LES treten zwischen den Simulationen selber Abweichungen auf, welche ebenfalls in Tab. 3.4 dokumentiert sind (s.a. Kap. 3.4). Den gravierendsten Unterschied zwischen Simulation und Experiment stellt sicher die auf die Impulsverlustdicke θ der Grenzschicht (an einer Position $X = -3.0$ stromauf der Stufenkante) bezogene Reynoldszahl Re_θ dar. Das Ziel einer Minimierung der Grenzschichtdicke δ_{99} zur Erhöhung der Rezeptivität für Beeinflussungsmaßnahmen führt bei den vorliegenden Simulationen zu einem starken Absinken von Re_θ auf einen Wert für eine gerade noch turbulente, relaminarisierungsgefährdete Grenzschicht. Der damit verbundene starke Anstieg des Wandreibungskoeffizienten C_f (s. Abb. 3.7) und des Formfaktors H entspricht – zumindest qualitativ – den bei Coles (1956) [35] und Spalart (1988) [183] ermittelten Zusammenhängen.

	Experiment	DNS	LES
	Jovic und Driver (1994) [91]	Fall <i>s_11_a</i>	Fall <i>s_01_d</i>
$Re_h = \frac{h U_\infty}{\nu}$	5000	3000	
δ_{99}	1.17	0.83	0.73
θ	0.121	0.097	0.093
$Re_\theta = \frac{\theta U_\infty}{\nu}$	610	290	280
δ_1	0.18	0.18	0.22
$H = \frac{\delta_1}{\theta}$	1.45	1.88	2.39
C_f	0.0049	0.0053	0.0058

Tab. 3.4: Charakteristische Grenzschichtgrößen bei $X = -3.0$

Die Reynoldszahlen Re_θ der Simulationen von 290 (DNS), bzw. 280 (LES) liegen im Bereich der von Bandyhopadhuay (1988) [14] ermittelten minimalen Reynoldszahl $Re_\theta = 285$, ab welcher der turbulente Zustand der Grenzschicht überhaupt erst erhalten bleibt²⁵. Dank sorgfältiger Beobachtungen aller berechneten Fälle kann jedoch ausgeschlossen werden, dass die turbulente Grenzschicht innerhalb des berechneten Gebiets in der stationären, d.h. voll eingelaufenen Phase der Simulation relaminarisierte.

In Abb. 3.8 ist der Verlauf des Wandreibungskoeffizienten

$$C_f = \frac{\mu \left. \frac{\partial \langle U \rangle}{\partial z} \right|_w}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2} \approx \frac{\mu \frac{\langle U \rangle_w - 0}{\Delta Z_w / 2}}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2} \quad (3.5)$$

entlang der Bodenplatte $Z = 0.0$ dargestellt. Für die Simulationen wird diese Größe über die mittlere Geschwindigkeitskomponente in Hauptströmungsrichtung $\langle U \rangle_w$ am wandnächsten Gitterpunkt (mit dem Abstand $\Delta Z_w / 2$ im versetzten Maschengitter) bestimmt. Vorzeichenwechsel des C_f -Verlaufs repräsentieren zeitgemittelte Ablöse-, bzw. Wiederanlegelinien. Die am weitesten stromab gelegene Nullstelle bestimmt die mittlere Rezirkulationslänge, welche $\langle X_r \rangle = 6.2$ für den Fall *s_11_a* beträgt. Jovic und Driver (1994) [91] beziffern die mittlere Wiederanlegelänge mit $\langle X_r \rangle = 6.0$. Insgesamt ist eine mäßig gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment erkennbar. Die maximale mittlere Rückströmung (charakterisiert durch $C_{f \min}$) in der Rezirkulationszone bei $X \approx 3.5$ fällt betragsmäßig für die Simulation etwas größer als beim Experiment aus. Dies ist auf Reynoldszahleffekte zurückzuführen. Tihon et al. (2001) [191] geben einen empirischen Zusammenhang für den maximalen Betrag des (negativen) Wandreibungskoeffizienten im Rückströmgebiet in Abhängigkeit von der Reynoldszahl Re_h

$$C_{f \min} = -0.38 Re_h^{-0.57} \quad (3.6)$$

²⁵Sreenivasan (1982) [186] weist in diesem Zusammenhang auf die Schwierigkeiten bei der Bestimmung einer universellen (unteren) Reynoldszahl Re_θ hin, ab welcher eine turbulente Grenzschicht relaminarisiert.

basierend auf allen zur Verfügung stehenden experimentellen Daten – inklusive jenen von Jovic und Driver (1994, 1995) [91, 90] – an. Gegenüber dem nach Gl. 3.6 für $Re_h = 3000$ berechneten $C_{f\ min} = -3.96 \cdot 10^{-3}$ weicht für s_{11_a} der berechnete Wert $C_{f\ min} = -3.88 \cdot 10^{-3}$ nur um 2% ab. Im Bereich $X > 10.0$ der wiederanlegenden Grenzschicht sind die berechneten Wandreibungskoeffizienten C_f höher als die experimentell bestimmten. Beide letztgenannten Ergebnisse lassen sich nach Le und Moin (1994) [108] mit den Unterschieden in der Reynoldszahl Re_h erklären, wonach bei steigender Reynoldszahl sowohl der Betrag der Wandreibung $|C_{f\ min}|$ am Punkt maximaler Rückströmung als auch der Wandreibungskoeffizienten C_f im Bereich neu gebildeten Grenzschicht entlang der Bodenplatte absinkt.

Eine gute Übereinstimmung zwischen DNS und Experiment – mit Ausnahme des stromab gelegenen Bereichs ab ca. $X > 7.5$ – lässt sich für den in Abb. 3.9 dargestellten Verlauf des Druckbeiwerts

$$C_p = \frac{P - P_\infty}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2} \quad (3.7)$$

feststellen. Der statische Referenzdruck für den Fall s_{11_a} ist dabei $P_\infty = -0.12$ und wird – wie im Experiment – bei $X = -5.0$ gemessen. Der Grund für die konsistent zu hoch berechneten (als im Experiment gemessenen) C_p -Werte scheint (wiederum) mit den erwähnten Konfigurationsunterschieden zusammenzuhängen. Da die mittensymmetrische Versuchsanordnung [91] die Verwendung einer slip-Randbedingung entlang der oberen Begrenzung des Rechengebiets rechtfertigt, dürfte hier jedoch der bei Le und Moin (1994) [108] festgestellte starke Einfluss des Expansionsverhältnisses ER auf das Druckniveau weit stromab der Stufe als Grund für die C_p -Abweichungen nicht zutreffen.

Ein Vergleich der Profile der longitudinalen Geschwindigkeitskomponente $\langle U \rangle$ zwischen der Simulation s_{11_a} und dem Experiment [91] ist in Abb. 3.10 dargestellt. Deutlich erkennt man hier die durch die unterschiedlichen Grenzschichtdicken der ankommenden Grenzschicht hervorgerufenen Differenzen. So fallen die berechneten Profile – mit Ausnahme der Position $X = 19.0$ – um die vertikale Lage $Z \approx 1.5$ allesamt bauchiger aus als die gemessenen. Ebenfalls bauchigere Profile lassen sich in der Nähe der Bodenplatte an den Positionen $X = 15.0$ und $X = 19.0$ für die sich neu entwickelnde Grenzschicht feststellen. Das bedeutet also, dass aufgrund der geringeren Grenzschichtdicke der Zuströmung in der Simulation *mehr* Fluid in Wandnähe ($Z = 1.0$) als im Experiment strömt, dieser Überschuss entlang der gesamten Lauflänge spürbar bleibt und sich im Zuge der Wiederausbildung einer Grenzschicht entlang der Bodenplatte ($Z = 0.0$) langsam in einen Überschuss in deren Nähe umwandelt. Auffällig ist zudem die sehr gute Übereinstimmung der $\langle U \rangle$ -Profile in der Umgebung der Rezirkulationszone.

Vergleicht man die vertikalen Geschwindigkeitsprofile $\langle W \rangle$ (s. Abb. 3.11), so scheinen die Abweichungen zwischen Simulation und Experiment weit größer zu sein. Allerdings umfasst die Geschwindigkeitsskala hier einen wesentlich kleineren Wertebereich gegenüber Abb. 3.10,

sodass Unterschiede entsprechend stärker hervortreten. Bei $X = 4.0$ und $X = 6.0$ fällt wiederum die sehr gute Übereinstimmung in der Umgebung der Rezirkulationszone $Z \approx [0.0; 1.0]$ auf. Ansonsten erkennt man anhand der Profile $X \geq 10.0$, dass sich die simulierte Strömung früher zu einer (gewöhnlichen) Grenzschichtströmung mit $\langle W \rangle(Z) \approx 0.0$ (zurück-) entwickelt als die gemessene. Gegenüber den bei Le und Moin (1994) [108] angegebenen $\langle W \rangle$ -Werten herrscht bezüglich der maximalen (negativen) Abströmung bei $X = 5.0$ (*s_11_a*: -0.08; [108]: -0.073) und der maximalen Aufströmung im Rezirkulationsgebiet (*s_11_a*: 0.05; [108]: ≈ 0.04) gute Übereinstimmung.

Vergleicht man die Profile der *rms*-Werte der Fluktuationen in longitudinaler (s. Abb. 3.12) und vertikaler (s. Abb. 3.13) Richtung im Bereich der ankommenden Grenzschicht ($X = -3.12$), so stellt man einige Abweichungen oberhalb von $Z > 1.5$ fest. Diese liegen einerseits in der unterschiedlichen Grenzschichtdicke begründet, hängen andererseits aber auch in einer (in der Simulation nicht vorhandenen) gewissen Außenturbulenz des Experiments zusammen. Weiter stromab an den Positionen $X = \{4.0, 6.0, 10.0\}$ ist der die freie Scherschicht markierende Maximalwert von u_{rms} , w_{rms} und der Reynolds'schen Schubspannung $-\langle uw \rangle$ (s. Abb. 3.14) in der Simulation z.T. deutlich höher als im Experiment. Dies kann wiederum an der unterschiedlichen Zuströmungsgrenzschichtdicke liegen, welche außerdem der Grund für die geringfügig höhere Vertikalposition der Maximalwerte sein kann. Ein anderer möglicher Grund könnte der von Berbee und Ellzey (1989) [16] festgestellte Einfluss der (endlichen) seitlichen Erstreckung der Stufengeometrie (AR) des Experiments im Unterschied zu den für die Simulation verwendeten periodischen Randbedingungen auf die Turbulenzintensität ab $X \geq 3.0$ sein. Als positiv zu werten bleibt die Tatsache, dass an der am weitesten stromab gelegenen Position $X = 19.0$ für die u_{rms} -, w_{rms} - und $-\langle uw \rangle$ -Werte eine weitgehend sehr gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment festzustellen ist.

Zusammenfassend kann man also sagen, dass trotz einiger Unterschiede in den Bedingungen zwischen der nicht beeinflussten DNS *s_11_a* und dem Experiment von Jovic und Driver (1994) [91] viele Parallelen auszumachen sind. Die Wandreibungs- und Druckverläufe, sowie Geschwindigkeits- und Fluktuationsprofile an 6 Referenzpositionen zeigen weitgehend ähnliche Charakteristika. Differenzen lassen sich größtenteils direkt mit den unterschiedlichen Bedingungen von Simulation und Experiment (v.a. Re_h , δ_{99}/h) begründen. Die gefundenen Aussagen stellen aufgrund der Konfigurationsunterschiede keine fundierte Validierung der Simulation dar, bilden jedoch eine gewisse *Rückversicherung* (zusätzlich zu den erfüllten Auflösungskriterien in Kap. 3.3.1), mit der *feinaufgelösten DNS eine qualitativ hochwertige Referenzlösung zu besitzen*.

3.3.3 Zuströmungsbedingungen

Nachdem in den vorangegangenen beiden Unterkapiteln die Bewertung der DNS – insbesondere der nicht beeinflussten DNS *s_11_a* – hinsichtlich ihrer Qualität der Gegenstand der

Betrachtung war, sollen nun die eigentlichen strömungsphysikalischen Ergebnisse der DNS im Vordergrund stehen.

Mithilfe des in Abb. 3.15 dargestellten Ausschnitts des Strömungsfelds im Bereich der ankommenden turbulenten Grenzschicht kann die Wirkung des passiven Kontrollzauns der DNS *sf_11_a* gegenüber dem Fall *s_11_a* nachempfunden werden. Die mittlere Geschwindigkeitskomponente in Hauptströmungsrichtung $\langle U \rangle$ zeigt bereits stromauf des Zauns $X < -4.0$ einen mit der Nähe zum Zaun zunehmenden Defekt, d.h. die Profile *sf_11_a* sind weniger bauchig. Die vertikale Geschwindigkeitskomponente $\langle W \rangle$, welche für *s_11_a* im gesamten betrachteten Bereich verschwindend klein ist, weist für *sf_11_a* mit zunehmender Zaunnähe immer höhere Werte auf, d.h. die Strömungsrichtung wird immer steiler, enthält eine immer stärkere wandabgewandte Komponente. Diese Entwicklung gipfelt in einem lokal sehr hohen Wert $\langle W \rangle \approx 0.5$ bei $X = -4.0$ und $Z = 1.33$ direkt an der vorderen Oberkante des Zauns. Neben der beobachteten Veränderung des mittleren Geschwindigkeitsvektors ($\langle U \rangle$, $\langle W \rangle$) im Bereich $X < -4.0$ lässt sich eine Erhöhung der Niveaus der *rms*-Fluktuationen mit zunehmender Zaunnähe für *sf_11_a* gegenüber *s_11_a* feststellen. Am passiven Zaun selber bei $X_f = -4.0$ ist dann nochmal ein sehr starker Anstieg der Maximalwerte der *rms*-Fluktuationen zu beobachten. Die Charakteristika der Profile bei $X = -4.0$ decken sich qualitativ mit jenen von Orellano (1999) [150] numerisch und von Larsen (1995) [107] experimentell beobachteten, z.B. auch der sehr kurze Bereich negativer $-\langle uw \rangle$ direkt über dem Dach des Zauns.

Im Bereich $X > -4.0$ stromab des Zauns lässt sich für *sf_11_a* anhand der teilweise negativen $\langle U \rangle$ -Profile in Abb. 3.15 die Existenz eines Rückströmgebiets feststellen. Selbst das Profil bei $X = -1.5$ enthält noch einen kurzen wandnahen Bereich mit (mittlerer) Rückströmung $\langle U \rangle < 0$. Die mittleren $\langle W \rangle$ -Profile klappen sprichwörtlich zwischen $X = -3.0$ und $X = -2.5$ von positiv nach negativ um, was den Umschlag von wandabgewandter ($\langle W \rangle < 0$) zu wandzugewandter ($\langle W \rangle > 0$) Bewegung des Fluids, und damit den Beginn der Wiederanlegephase markiert.

Betrachtet man die u_{rms} - und $-\langle uw \rangle$ -Profile bei $X = -3.5$ für *sf_11_a* (s. Abb. 3.15), so fallen zunächst die deutlich ausgeprägten Maxima bei $Z \approx 1.5$ auf, welche (zusammen mit den etwas schwächer ausgeprägten v_{rms} - und w_{rms} -Maxima an gleicher Stelle) die Ausbildung einer freien Scherschicht infolge des hohen Gradienten $\partial \langle U \rangle / \partial z$ charakterisieren. Im Bereich $Z \approx [1.1; 1.4]$ bildet sich – analog zu [150, 107] – ein Plateau mit moderaten, aber nicht verschwindenden u_{rms} -, v_{rms} - und w_{rms} -Werten, aber gegenüber dem Scherschichtmaximum verschwindend kleiner Kreuzkorrelation $-\langle uw \rangle$, und damit verschwindend geringer Turbulenzproduktion. Orellano (1999) [150] weist dieses Plateau dem konvektiven Rücktransport von energiereichem (hohe *rms*-Werte) Fluid aus dem sich stromab befindlichen Wiederanlegebereich in Richtung der Rückseite des Zauns zu.

Weiter stromab bei $X > -3.0$ zeigen die *rms*-Profile für *sf_11_a* (Abb. 3.15) weiter sehr hohe

Maximalwerte unter gleichzeitiger Aufdickung der Scherschicht und Zunahme des Wandeinflusses (zunehmende *rms*-Werte um $1.0 < Z < 1.2$). Dies entspricht den typischen Charakteristika einer wiederanlegenden Scherschicht (Castro und Haque (1987) [26]). Anhand eines Vergleichs der *rms*-Profile bei $X = -1.5$ zwischen *sf_11_a* und *s_11_a* kann man sehen, dass die passiv beeinflusste Strömung vor Eintritt in die eigentliche Stufengeometrie durch die Wirkung des Zauns energiereichere Strukturen enthält und sich die Maximalwerte zudem in einem größeren Wandabstand befinden. Damit hat sich – trotz Verwendung eines eigentlich wandgebundenen passiven Kontrollwerkzeugs – (u.a.) der Betrag der *Außerturbulenz* erhöht. Die Auswirkung einer erhöhten Außerturbulenz auf die Strömung hinter einer scharfkantigen Stufe beschreiben Isomoto und Honami (1989) [85]. Gerade anhand der v_{rms} - und w_{rms} -Werte sieht man jedoch, dass sich auch der Betrag der *wandnahen* Turbulenz gegenüber der nicht beeinflussten Strömung, wenngleich weniger stark, erhöht hat.

Der in Abb. 3.16 dargestellte Vergleich des mittleren Wandreibungskoeffizienten C_f entlang $Z = 1.0$ zeigt die Komplexität der passiv manipulierten Strömung stromauf der Stufe. Während $C_f(X)$ für *s_11_a* nach Abklingen der Wirkung der Einströmrandbedingung auf einen fast konstanten Wert von ca. 0.005 hinläuft und der Einfluss der Stufe nur in deren unmittelbarer Nähe (ab ca. $X > -1.0$) sichtbar ist, ist der Verlauf für *sf_11_a* stromab von $X > -8.0$ deutlich vom Einfluss des Zauns geprägt. Zunächst fällt $C_f(X)$ bis zum Zaun bei $X_f = -4.0$ deutlich ab und wechselt bei $X = -4.8$ ins Negative, d.h. die Strömung löst reichlich 2 Zaunhöhen ($h_f = 0.33h$) stromauf des Zauns ab. Dieser Wert entspricht in etwa der DNS von Orellano (1999) [150], wobei bei einem Vergleich das unterschiedliche Verhältnis der Grenzschichtdicke zur Zaunhöhe (hier: $\delta_{99}/h_f \approx 2.5$, [150]: $\delta_{99}/h_f \approx 1.0$) beachtet werden muss. Stromab des Zauns bildet sich eine Rezirkulationszone, deren mittlere Wiederanlegelinie bei $X = -0.9$ liegt und damit – bezogen auf die Zaunhöhe – mit $9.4h_f$ deutlich kürzer als in [150]: $13.0h_f$ und in [107]: $12.5h_f$ ausfällt. Innerhalb der Rezirkulationszone ist anhand der positiven Werte des C_f -Verlaufs eine schwach ausgeprägte sekundäre Rezirkulationszone unmittelbar stromab des Zauns erkennbar, welche bei $X = -3.3$ endet.

In Abb. 3.17 ist der Verlauf der Verdrängungsdicke [170]

$$\delta_1(Z) = \int_{Z_0=1.0}^{Z_\infty} \left(1 - \frac{\langle U \rangle(Z)}{\langle U \rangle_{max}} \right) dz \quad (3.8)$$

in Hauptströmungsrichtung X dargestellt. Das starke Anwachsen von δ_1 für *sf_11_a* beginnend bereits stromauf des passiven Kontrollzauns gegenüber dem nur sehr leichten Anwachsen („Aufdicken“) für *s_11_a* ist gut zu beobachten. Die Verdrängungsdicke für *sf_11_a* erreicht ein Maximum bei $X \approx -2.5$, dem bereits anhand von Abb. 3.15 erwähnten Umschlagpunkt von wandabgewandter ($\langle W \rangle < 0$) zu wandzugewandter ($\langle W \rangle > 0$) mittlerer Bewegungsrichtung. Trotz des nachfolgenden Abfalls ist die Grenzschicht für die passiv beeinflusste Strömung in Höhe der Stufenkante mehr als doppelt so dick (gemessen mit δ_1) wie für die nicht beeinflusste Strömung.

Abb. 3.18 und Abb. 3.19 zeigen den Verlauf der mittleren Geschwindigkeitskomponente in Hauptströmungsrichtung $\langle U \rangle$ bei $X = -4.0$ für die nicht beeinflusste Strömung. In der mit der lokalen Grenzschichtdicke $\delta_{local} = \delta_{99}(X = -4.0) = 0.82h$ skalierten Abb. 3.18 erkennt man sowohl die sehr gute Übereinstimmung des Geschwindigkeitsprofils mit dem der DNS von Spalart (1988) [183] bei $Re_\theta = 300$ als auch die Güte der Auflösung der vorliegenden Simulation im wandnahen Bereich mit hohen Geschwindigkeitsgradienten $\partial\langle U \rangle/\partial z$. In Wandkoordinaten $(Z^+, \langle U \rangle^+) = (Z \cdot U_\tau/\nu, \langle U \rangle/U_\tau)$ stimmt das Profil²⁶ ebenfalls recht gut mit der DNS [183] überein (s. Abb. 3.19). Leichte Abweichungen, welche sich auf den Einfluss der Wirbelgeneratoren zurückführen lassen [150], findet man in Grenzschichtdickenhöhe. Die wandnächsten 6 Gitterzellen liegen im Bereich $Z^+ < 10$. Aufgrund dieser und nachfolgender (s. Abb. 3.32 und 3.33 in Kap. 3.4) Auswertungen bleibt festzuhalten, dass bei $X = -4.0$ trotz der erwähnten Besonderheit einer sehr niedrigen Reynoldszahl Re_θ und der relativ groben Methode der Erzeugung mithilfe von Wirbelgeneratoren eine mit der DNS [183] bei $Re_\theta = 300$ vergleichbare turbulente Grenzschicht vorliegt.

3.3.4 Mittleres Strömungsfeld

Im nachfolgenden Unterkapitel soll auf die Wirkung des passiven Kontrollzauns auf die Strömung stromab der Stufe anhand von ausgewählten Auswertungen zur Statistik der DNS *s_11_a* und *sf_11_a* eingegangen werden. Weitere Auswertungen bezüglich der Wirkung der passiven Beeinflussung folgen dann, im Rahmen der LES, in Kap. 3.5

In Abb. 3.20 ist ein Vergleich der mittleren Stromlinienverläufe dargestellt. Stromab der Stufenkante findet man für beide Fälle eine Rezirkulationszone vor, deren Zentrum (das lokale Minimum der Stromlinienverteilung) für die passiv beeinflusste DNS *sf_11_a* deutlich weiter stromauf liegt als für *s_11_a*. Ebenso endet die Rezirkulationszone für *sf_11_a* weiter stromauf²⁷.

Wie bereits anhand von Abb. 3.15 in Kap. 3.3.3 festgestellt werden konnte, enthält die passiv beeinflusste mittlere Strömung bei Eintritt in den Expansionsteil der Stufe eine aufgeprägte wandzugewandte ($\langle W \rangle > 0$) Bewegungsrichtung, einen durch den Zaun bedingten Geschwindigkeitsdefekt in $\langle U \rangle$, sowie einen erhöhten wandnahen und wandfernen Turbulenzgehalt. All diese Charakteristika lassen sich in der Anschlussgraphik Abb. 3.21 anhand der dargestellten Profile im stromauf gelegenen Bereich der ankommenden Grenzschicht wiedererkennen. Stromab der Stufenkante liegen die $\langle U \rangle$ -Profile für $Z < 1.0$ im „Schatten“ der Stufe leicht im Negativen, hier herrscht Rückströmung vor. Dieser Bereich schmilzt zu einem Streifen in Wandnähe zusammen, und ab $X \geq 7.0$ weisen alle $\langle U \rangle$ -Profile wieder einen deutlich positiven

²⁶lokale Reynoldszahl $Re_\theta = 286$ bei $X = -4.0$

²⁷Für die passiv beeinflusste DNS *sf_11_a* ist die Ausbildung einer Rezirkulationszone stromab des Zauns bei $X_f = -4.0$ zu erkennen, welche deutlich stromauf der Stufenkante bei $X \approx -1.0$ endet (s.a. Kap. 3.3.3).

und ansteigenden Gradienten $\partial\langle U\rangle/\partial z$ in Wandnähe auf. Trotz kontinuierlicher Verringerung bleibt auf Höhe der ankommenden Grenzschicht $Z \approx 1.0$ ein geringer Geschwindigkeitsdefekt für sf_11_a aufgrund der Nachwirkung des Zauns erhalten.

Die mittleren vertikalen Geschwindigkeitsprofile $\langle W\rangle$ des Falls s_11_a weisen im stromauf gelegenen Teil des Rezirkulationsgebiets direkt hinter der Stufe ($1.0 \leq X \leq 3.0$) positive Werte auf (s. Abb. 3.21). Diese charakterisieren die (mittlere) Aufströmung von Fluid von der Bodenplatte $Z = 0.0$ in Richtung der abgelösten Scherschicht. Für sf_11_a ist dieser Effekt nur bei $X = 1.0$ zu erkennen. Der Aufströmbereich $\langle W\rangle > 0$ reduziert sich demnach auf ein deutlich kleineres Gebiet hinter der Stufenkante, was auch anhand der deutlich weiter stromauf befindlichen Lage des Zentrums der Stromlinienverteilung (Abb. 3.20) zu sehen ist. Das Abströmverhalten $\langle W\rangle$ der mittleren Strömung im Bereich der wiederanlegenden Grenzschicht $X > 8.0$ ist dagegen weitgehend unbeeinflusst von der passiven Kontrolle.

Bezüglich der räumlichen Entwicklung der *rms*-Fluktuationen und der Kreuzkorrelationen $-\langle uw\rangle$ lassen sich anhand von Abb. 3.21 folgende Tendenzen festhalten:

- Der erhöhte Turbulenzgrad der passiv beeinflussten Zuströmung (s. Kap. 3.3.3) bleibt in Stufenhöhe im Bereich $Z \approx [1.0; 2.0]$ bis zum letzten betrachteten Profil bei $X = 12.0$ erhalten. Die Erhöhung der *rms*- und $-\langle uw\rangle$ -Werte sinkt dabei schwach, aber kontinuierlich ab.
- Die Ausbildung einer freien, abgelösten Scherschicht ist anhand der lokalen Maxima der u_{rms} und $-\langle uw\rangle$ besonders für s_11_a zu beobachten. Für sf_11_a sind neben den flacheren Gradienten $\partial\langle U\rangle/\partial z$ in diesem Bereich auch flachere Maxima der *rms*- und $-\langle uw\rangle$ -Profile festzustellen, welche allerdings höhere Werte, d.h. höhere Turbulenzenergien besitzen.
- Die *rms*-Profile bei $X = 1.0$ und $X = 2.0$ für s_11_a haben im stromauf gelegenen Teil der Rezirkulationszone bei $0.0 < Z < 1.0$ einen plateauartigen Verlauf, während die zugehörigen $-\langle uw\rangle$ verschwindend gering sind. Analog zur Situation stromab des passiven Kontrollzauns für sf_11_a (Kap. 3.3.3) deutet dies wieder auf den konvektiven (Rück-) Transport von energiereichem Fluid aus dem Wiederanlegebereich hin [150]. Die *rms*-Fluktuationen der passiv beeinflussten Strömung sind hier deutlich höher. Allerdings sind auch für sf_11_a die Kreuzkorrelationen $-\langle uw\rangle$ bei $X = 1.0$ zumindest in $0.0 < Z < 0.5$ noch recht gering, und wachsen dann bis $X = 2.0$ stark an. Demzufolge findet für die passiv beeinflusste Strömung der konvektive Rücktransport von energiereichem Fluid in einem kleineren Bereich (näher an der Stufenrückwand und näher an der Bodenplatte) statt. Gleichzeitig gelangt früher, d.h. weiter stromauf, energiereiches Fluid aus der Scherschicht in jenen Bereich. Letzterer Effekt ist Indiz für eine erhöhte Vermischungsrate der Scherschicht, einem der ursprünglichen Ziele der Beeinflussungsmaßnahmen.

- In der wandnahen Region des Wiederanlegebereichs und stromab davon zeigen sich nur (noch) sehr geringe Auswirkungen der passiven Beeinflussung auf die Turbulenzenergie.

In Abb. 3.22 ist der C_f -Verlauf der DNS entlang der Bodenplatte $Z = 0.0$ dargestellt. Deutlich erkennt man die auftretende Verkürzung der mittleren Rezirkulationslänge von $\langle X_r \rangle = 6.2$ für $s_{11.a}$ auf $\langle X_r \rangle = 5.4$ für $sf_{11.a}$. Dies entspricht einer Verkürzung um 13%, deutlich weniger als die bei Miao et al. (1991) [135] angegebenen 25% für die nicht oszillierende Grundkonfiguration des Zauns. Allerdings sind Unterschiede zum Experiment in Bezug auf die Charakteristika der ankommenden Grenzschicht (weil nicht detailliert angegeben in [135]) sehr wahrscheinlich. Das betragsmäßig schwächer ausfallende Minimum von $C_f(X)$ zeigt, dass für $sf_{11.a}$ eine schwächere Rückströmung entlang der Bodenplatte (im zeitlichen Mittel) vorliegt. Interessant am C_f -Verlauf erscheint zudem die starke Verkürzung (−57%) der sekundären Rezirkulationslänge von 2.1 auf 0.9 durch Einbau des passiven Kontrollzauns. Die Geschwindigkeitsgradient $\partial\langle U \rangle/\partial z \propto C_f$ im (kürzeren) Bereich der sekundären Rezirkulationszone $0.0 \leq X \leq 0.9$ ist allerdings für $sf_{11.a}$ deutlich größer als für $s_{11.a}$, d.h. es herrscht (im Mittel) stärkere Vorwärtsströmung vor. In diesem Zusammenhang ebenfalls zu erwähnen ist die (hier nicht dargestellte) deutlich verkürzte vertikale Ausdehnung der sekundären Rezirkulationszone, gemessen anhand der vertikalen (Z) Lage des Staupunkts (von 0.8 für $s_{11.a}$ nach 0.5 für $sf_{11.a}$), als Folge der passiven Beeinflussung.

Den Verlauf der Wirbelschichtdicke nach Brown und Roshko (1974) [21]

$$\Phi(X) = \frac{\langle U \rangle_{max} - \langle U \rangle_{min}}{\left(\frac{\partial U}{\partial z}\right)_{max}} \quad (3.9)$$

zeigt Abb. 3.23. Dabei wurde die Position X in Hauptströmungsrichtung mit der jeweiligen mittleren Rezirkulationslänge $\langle X_r \rangle$ (s. oben) normiert. Nach der Stufenkante wächst die Wirbelschichtdicke stark an, für $sf_{11.a}$ allerdings wesentlich stärker als für $s_{11.a}$. Dieses Anwachsen indiziert das Aufdicken der freien Scherschicht mit zunehmender Lauflänge²⁸ durch komplexe Interaktionen, wie z.B. Wirbelpaarungen (Ho und Huerre (1984) [78]). Nach einer gewissen Lauflänge $X/\langle X_r \rangle \approx 0.5$ stagniert das Anwachsen von $\Phi(X)$ und geht plateauartig zu einem schwach ausgeprägten Maximum bei $X/\langle X_r \rangle = 1.0$ über. Dieses Abknicken des Anstiegs von $\Phi(X)$ ist auf den Beginn des Einflusses der unteren Wand auf die Entwicklung der Scherschicht zurückzuführen, welche sich nun nicht mehr ungehindert aufweiten kann (Troutt et al. (1984) [195]). Der höhere Plateauwert von $\Phi \approx 1.5$ für $sf_{11.a}$ gegenüber $\Phi \approx 1.0$ für $s_{11.a}$ ist auf die bereits stromauf der Stufenkante wesentlich größere Grenzschichtdicke (s. Verdrängungsdicke δ_1 in Abb. 3.17) zurückzuführen. Stromab des mittleren

²⁸Das für die nichtmanipulierte Strömung $s_{11.a}$ ungleichmäßige (anfänglich schwächere, später stärkere) Anwachsen der Wirbelschichtdicke kann auch bei Ötügen und Muckenthaler (1992) [153] beobachtet werden, und wird von diesen Autoren eher pauschal auf – im Gegensatz zur ebenen Vermischungsschicht bei der Stufenüberströmung auftretende – nichtlineare Effekte, wie der Existenz eines Rückströmgebiets, der Stromlinienkrümmung und des starken positiven Druckgradienten zurückgeführt.

Wiederanlegepunkts fällt $\Phi(X)$ für beide DNS stark ab und relaxiert auf ungefähr denselben Wert $\Phi \approx 0.2$ für die wiederanlegende Grenzschicht beim Austritt aus dem Rechengebiet.

Die Abbildung der Profile der mittleren turbulenten kinetischen Energie stellt gewissermaßen eine Zusammenfassung der zu Abb. 3.21 getroffenen Aussagen bezüglich der *rms*-Verteilungen stromab der Stufenkante dar (s. Abb. 3.24). Es gilt

$$\langle k \rangle = \frac{1}{2} \left(u_{rms}^2 + v_{rms}^2 + w_{rms}^2 \right). \quad (3.10)$$

Ohne auf Details einzugehen, seien hier nur die zwei wesentlichen räumlichen Gebiete mit stark erhöhten Turbulenzenergien der passiv beeinflussten gegenüber der nicht beeinflussten Strömung angeführt: zum einen auf Höhe der Stufe, bzw. oberhalb $Z \approx [1.0; 2.0]$, zum anderen im stromauf gelegenen Teil der Rezirkulationszone bis ca. $X \leq 2.0$.

Eine sowohl den Bereich der ankommenden Grenzschicht als auch den Expansionsteil der Stufegeometrie abdeckende Darstellung der maximalen (in z -Richtung auftretenden) *rms*-Fluktuationen der longitudinalen Geschwindigkeitskomponente bietet Abb. 3.25. Bis zur Stufenkante bleibt $u_{rms \ max}(X)$ für *s_11_a* konstant, ein weiterer Beleg für den eingelaufenen Zustand der nicht gestörten Grenzschicht. Danach steigt $u_{rms \ max}(X)$ steil an, bildet ein Maximum²⁹ bei $X \approx 5.0$, also leicht stromauf des mittleren Wiederanlegepunkts, um dann erst stärker, ab $X \approx 15.0$ nur noch sehr schwach, abzufallen. Der Wert des Maximums $u_{rms \ max} = 0.19$ entspricht jenem von Le und Moin (1994) [108] für $Re_h = 5100$ angegebenen $u_{rms \ max} \approx 0.18$, ebenso die räumliche Lage bei $X \approx 5.0$ ³⁰. Für *sf_11_a* steigt der Verlauf $u_{rms \ max}(X)$ bereits stromauf des Zauns immer steiler an, bildet ein ausgeprägtes Maximum bei $X = X_f = -4.0$ und fällt bis zur Stufenkante wieder deutlich ab. Wie bereits mehrfach erwähnt, sind die maximalen *rms*-Fluktuationen an der Stufenkante $X = 0.0$ für den passiv beeinflussten Fall jedoch immer noch deutlich höher als für *s_11_a*. Interessant ist, dass stromab von $X = 0.0$ für *sf_11_a* die $u_{rms \ max}(X)$ -Verteilung zunächst noch weiter abfällt, dann bei $X \approx 3.5$, also wiederum stromauf des mittleren Wiederanlegepunkts, ein sekundäres Maximum bildet, um dann vergleichbar mit *s_11_a* abzusinken. Jenes erste Absinken von $u_{rms \ max}(X)$ nach $X \geq 0.0$ zeigt, dass beim passiv beeinflussten Fall der konvektive Transport von Turbulenzenergie aus dem Gebiet des Kontrollzauns bei gleichzeitig noch relativ hoher Dissipation (s. Abb. 3.5) gegenüber dem Aufrollvorgang der freien Scherschicht hinter der Stufenkante energetisch dominiert.

²⁹Das für *s_11_a* sichtbare sekundäre Maximum bei $X \approx 2.0$ kann auch bei der DNS von Le und Moin (1994) [108] beobachtet werden.

³⁰Gegenüber den bei Le und Moin (1994) [108] angegebenen Werten fallen hier berechneten $v_{rms \ max}$ (*s_11_a*: 0.17; [108]: 0.14), $w_{rms \ max}$ (*s_11_a*: 0.15; [108]: 0.12) und $-\langle uw \rangle_{max}$ (*s_11_a*: 0.016; [108]: 0.011) allesamt etwas zu hoch aus, befinden sich aber an derselben räumlichen Position bei $X \approx 5.0$.

3.3.5 Augenblicksaufnahmen

Nachfolgend sollen einige Augenblicksaufnahmen der turbulenten Stufenüberströmung vorgestellt werden, bei denen sich exemplarisch der Einfluss der passiven Kontrolle (Fall *sf_11_a*) auf die Strömung zeigt.

In Abb. 3.26 sind Schnappschüsse der Isooberfläche (grau), bei welcher die longitudinale Geschwindigkeitskomponente den Wert $U(\vec{x}, t) = 0.0$ annimmt, dargestellt. Zusätzlich ist die obere Wand des Stufenquaders $Z = 1.0$, die Bodenplatte $Z = 0.0$ und eine laterale Scheibe $Y = 5.0$ mit $U(\vec{x}, t)$ gemäß nebenstehender Farbskala gefärbt. Im Bereich der ankommenden Grenzschicht erkennt man für *sf_11_a* sich in Hauptströmungsrichtung erstreckende längliche Strukturen. Diese entsprechen den „streaks“, welche als charakteristisches Merkmal in der Wandnähe turbulenter Grenzschichten auftreten. Stromab der Stufenkante breitet sich die Grenze $U(\vec{x}, t) = 0.0$ des Rückströmgebiets aus. Mit zunehmender Entfernung von der Stufenkante verliert die Isooberfläche ihre im Bereich $X \approx [0.0; 1.0]$ auffällige Glätte und Homogenität in Spannweitenrichtung. Großskalige, kohärente Strukturen werden sichtbar, z.B. bei $X \approx 5.0$ direkt vor der lateralen Ebene $Y = 5.0$.

Für den passiv beeinflussten Fall *sf_11_a* fällt das Rückströmgebiet stromab des Kontrollzauns bei $X_f = -4.0$ auf (s. Abb. 3.26). Es endet – wie bereits anhand des mittleren C_f -Verlaufs ersichtlich (s. Abb. 3.16) – ca. eine Stufenhöhe stromauf der Stufenkante, auch wenn zeitweise kleinere Rückströmgebiete bis zur Stufenkante wandern. Stromab der Stufenkante erscheint die augenblickliche Grenze $U(\vec{x}, t) = 0.0$ des Rückströmgebiets zerklüfteter als für *sf_11_a*. Am stromab befindlichen Ende lassen sich wiederum großskalige Strukturen beobachten. Die – anhand der statistischen Auswertungen (Kap. 3.3.4) nachgewiesene – Verkürzung der Rezirkulationszone und damit auch des Rückströmgebiets ist anhand von Abb. 3.26 nicht ersichtlich.

Abb. 3.27 zeigt Isooberflächen $p' = \pm 0.025$ der Druckfluktuationen. Bei dem gewählten Schwellwert werden für *sf_11_a* Strukturen erst ab $X \approx 2.0$ sichtbar. Unter Berücksichtigung von Zufallseffekten bei der Auswahl einer Augenblicksaufnahme zeigt dies, dass in der Aufrollphase der abgelösten Scherschicht direkt hinter der Stufenkante zunächst keine Wirbel größeren Ausmaßes entstehen. Erst durch Interaktionen im Bereich der freien Scherschicht erreichen die Strukturen eine gewisse Stärke. Die Hauptausdehnungsrichtung der Strukturen ist die homogene Spannweitenrichtung. Man bezeichnet die Strukturen deshalb auch als zweidimensional. Dennoch treten auch einige dreidimensionale Strukturen, d.h. mit Abweichungen von einer Ausrichtung parallel zur y -Achse, auf.

Für *sf_11_a* lassen sich bereits am Kontrollzaun bei $X_f = 4.0$ Strukturen, deren Druckfluktuationsniveau über dem Schwellwert liegt, erkennen (s. Abb. 3.27). Im weiteren Verlauf sind vorwiegend recht komplexe Strukturen erkennbar: Zum Teil kann man noch Zweidimensionalität in kleineren Abschnitten $\Delta Y \leq 2.0$ erkennen, dazwischen treten jedoch immer

wieder Versetzungen (v.a. in x -Richtung) auf. Im Bereich um $X \approx 1.0$ und $Y \approx 1.0$ wird eine geschlossene hufeisenförmige Struktur sichtbar, welche Ähnlichkeit zu den bogenförmigen Wirbelstrukturen bei Delcayre (1997) [42] und Dubief und Delcayre (2000) [47] aufweist. Das frühe Auftreten einer solchen eher weiter stromab zu erwartenden Struktur lässt sich mit der Wirkung des passiven Kontrollzauns erklären, welcher einige stromab der Stufenkante zu lokalisierende Vorgänge gewissermaßen vorwegnimmt.

Eine zweidimensionale Ansicht der soeben beschriebenen Vorgänge in einer lateralen Ebene bietet Abb. 3.28. Sehr gut kann man das Anwachsen der Größe der Strukturen für s_{11_a} hinter der Stufenkante (ab ca. $X > 1.5$) und für sf_{11_a} hinter dem Zaun (bei $X_f = -4.0$) beobachten. Dieses Anwachsen wird begrenzt, bzw. ganz beendet ab jener räumlichen Position, ab welcher der Einfluss der jeweiligen Referenzwand auf die Entwicklung der freien Scherschicht beginnt, d.h. für s_{11_a} ab $X \approx 3.0$ (Bodenplatte $Z = 0.0$) und für sf_{11_a} ab $X \approx -1.5$ (Stufenoberseite $Z = 1.0$) und ab $X \approx 3.0$ (Bodenplatte $Z = 0.0$).

In Abb. 3.29 ist die Verteilung der lateralen Wirbelstärke

$$\omega_y = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial W}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial z} \right) \quad (3.11)$$

in einer lateralen Ebene dargestellt. Mithilfe der gewählten Farbskala werden betragsmäßig geringe, moderate und hohe ω_y unterscheidbar. Sehr deutlich ist die Wirkung des passiven Kontrollzauns in allen Bereichen des betrachteten Gebiets zu erkennen: Die ankommende Grenzschicht ist für sf_{11_a} mit hochturbulentem Fluid gefüllt. Für s_{11_a} sind nur unmittelbar an der Wand $Z = 1.0$ langgestreckte Strukturen mit hohem ω_y erkennbar³¹. Diese langgestreckten Strukturen gewinnen mit Ausbildung der freien Scherschicht hinter der Stufe zunehmend an Dynamik. So ist bei $X \approx 1.0$ bereits die erste komplexe Struktur, welche sich sichtbar von denen in der Grenzschicht stromauf unterscheidet, erkennbar. Die passiv beeinflusste Strömung enthält dagegen an, bzw. kurz hinter der Stufenkante bereits eine Vielzahl komplexer Strukturen. Auch erkennt man die in vertikaler Richtung beobachtbare Erhöhung der Dicke der Wirbelschicht für sf_{11_a} gegenüber s_{11_a} . Die Unterschiede in der Wirbelschichtdicke nehmen mit zunehmender Lauflänge X ab, bzw. sind ab dem Wiederanlegebereich weitgehend verschwunden. Direkt hinter der Stufe im Bereich $0.0 \leq Z < 1.0$ fällt für s_{11_a} der verschwindend kleine Betrag an ω_y auf. Dieser Bereich der Rezirkulationszone, in welchem sich auch die sekundäre Rezirkulationszone befindet, erstreckt sich bis $X \approx 1.5$ bei abnehmender vertikaler Ausdehnung. Interessant ist nun, dass hier für sf_{11_a} Fluid mit mittlerer lateraler Wirbelstärke ω_y vorherrscht. Im dargestellten Schnappschuss ist für sf_{11_a} – zumindest ansatzweise – die Ausbildung einer rückströmenden Wandgrenzschicht entlang der Bodenplatte im Bereich $X \approx [1.0; 3.0]$, deren Ablösung bei $X \approx 1.0$, die nachfolgende Ausbildung eines Strahls, welcher bei $Z \approx 0.8$ auf die Stufenrückwand trifft, und die

³¹Gleichwohl belegen die in größerer Wandentfernung immer mehr von der Wand(-tangente) weggerichteten Strukturen (mit geringerem ω_y), welche bei Lesieur et al. (2003) [115] nur im Fall der realitätsnäheren Grenzschichterzeugungsmethode sichtbar werden, die Güte der Zuströmbedingung bei s_{11_a} .

Ausbildung des sekundären „corner eddy“ am Fuß der Stufe zu erkennen. Diese Charakteristika entsprechen den von Spazzini et al. (2001) [184] für eine nicht beeinflusste turbulente Stufenüberströmung beschriebenen. Im Unterschied zu [184] ist die räumliche Ausdehnung des sekundären Wirbels am Fuß der Stufe für *sf_11_a* wesentlich kleiner, eine Erkenntnis, welche bereits in Kap. 3.3.4 bei der starken Verkürzung der sekundären Rezirkulationslänge aufgefallen ist.

Mithilfe verschiedener Visualisierungsformen ist in Abb. 3.30 für die beiden DNS *s_11_a* und *sf_11_a* jeweils ein Augenblicksfeld in direkter Umgebung der Ablösestelle dargestellt. Für *s_11_a* weisen die ankommende Grenzschicht (bei $X = 0.0$) und die abgelöste Scherschicht im Bereich $X \approx [0.0; 1.5]$ kaum Verwirbelungen in der Darstellung der Geschwindigkeitsvektoren auf. Die hohen Werte der lateralen Wirbelstärke ω_y in diesem Bereich können mit der hohen Scherrate $\partial U/\partial z$ (zwischen Außenströmung und rezirkulierender Strömung) begründet werden. Zur Lokalisierung von Wirbelzentren erweisen sich die zweithöchsten Eigenwerte λ_2 des Tensors $S_{ij}^2 + \Omega_{ij}^2$ als besserer Indikator. Gerade bis $X \leq 1.5$ findet man für *s_11_a* keine hohen λ_2 -Werte vor. Die hier offensichtlich werdende Schwäche des Wirbelstärkekriteriums bei der Detektion von kohärenten Strukturen in komplexen Strömungsfeldern wird von Jeong und Hussain (1995) [88] analysiert. Für die Stufenüberströmung findet man ähnliche Vergleiche bei Scarano et al. (1999) [169] und bei Dubief und Delcayre (2000) [47]. In Bereichen starker Verwirbelungen des Strömungsfeldes in einer gewissen Wandentfernung – d.h. stromab von $X > 1.5$ für *s_11_a*, sowie fast³² im gesamten dargestellten Ausschnitt für *sf_11_a* – decken sich die Isolinienfelder des ω_y - und des λ_2 -Kriteriums (qualitativ) jedoch weitgehend.

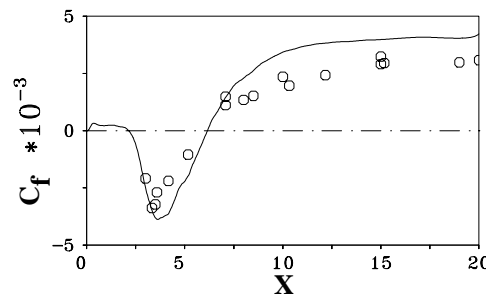


Abb. 3.8: Wandreibungskoeffizient C_f entlang der Bodenplatte $Z = 0.0$ für *s_11_a* (durchgezogene Linie); \circ , Experiment von Jovic und Driver (1994) [91]

³²Die ablösende freie Scherschicht bildet auch für *sf_11_a* eine Ausnahme, erstreckt sich jedoch nur über einen sehr kleinen Bereich stromab der Ablösestelle (im vorliegenden Augenblicksbild bis $X \approx 0.3$).

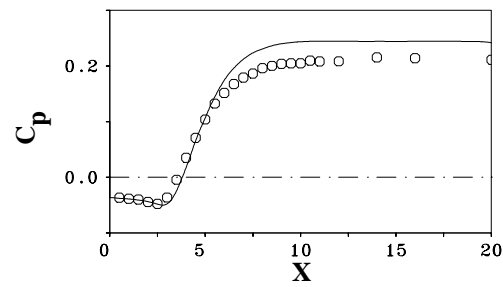


Abb. 3.9: Druckbeiwert C_p entlang der Bodenplatte $Z = 0.0$ für s_{11_a} (durchgezogene Linie); \circ , Experiment von Jovic und Driver (1994) [91]

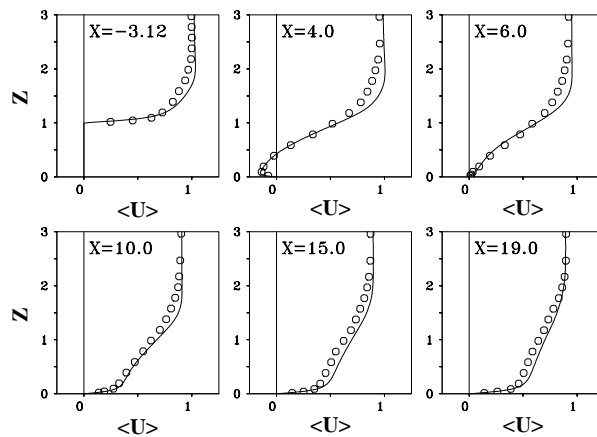


Abb. 3.10: Mittlere Profile der $\langle U \rangle$ Geschwindigkeitskomponente für s_{11_a} (durchgezogene Linie); \circ , Experiment von Jovic und Driver (1994) [91]

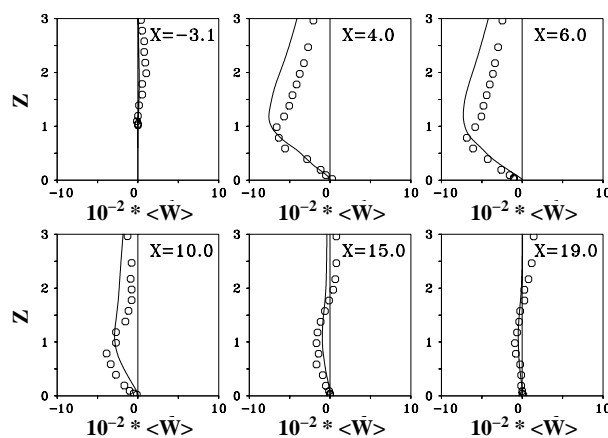


Abb. 3.11: Mittlere Profile der $\langle W \rangle$ Geschwindigkeitskomponente für s_{11_a} (durchgezogene Linie); \circ , Experiment von Jovic und Driver (1994) [91]

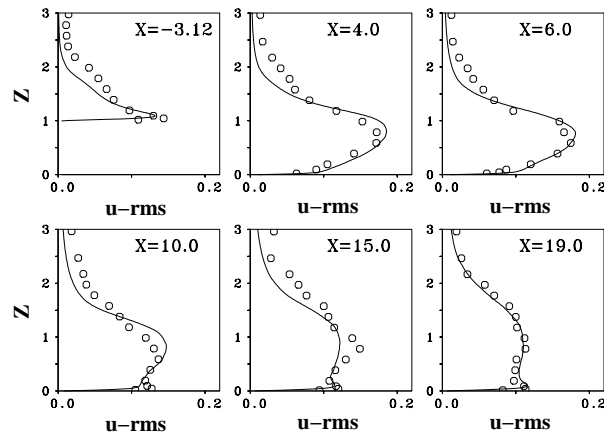


Abb. 3.12: Mittlere u_{rms} -Profile für s_{11_a} (durchgezogene Linie); \circ , Experiment von Jovic und Driver (1994) [91]

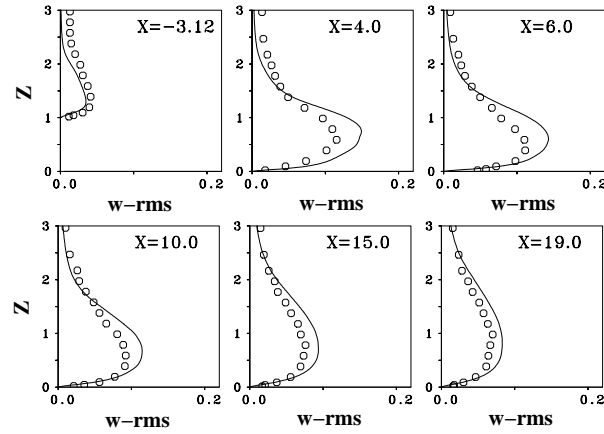


Abb. 3.13: Mittlere w_{rms} -Profile für s_{11_a} (durchgezogene Linie); \circ , Experiment von Jovic und Driver (1994) [91]

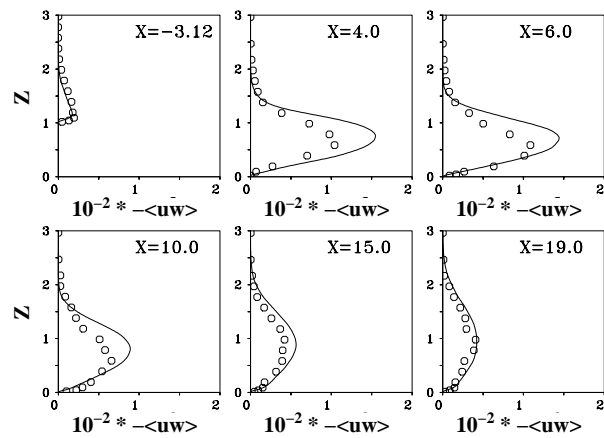


Abb. 3.14: Mittlere Profile der Reynolds'schen Schubspannung $-\langle uw \rangle$ für s_{11_a} (durchgezogene Linie); \circ , Experiment von Jovic und Driver (1994) [91]

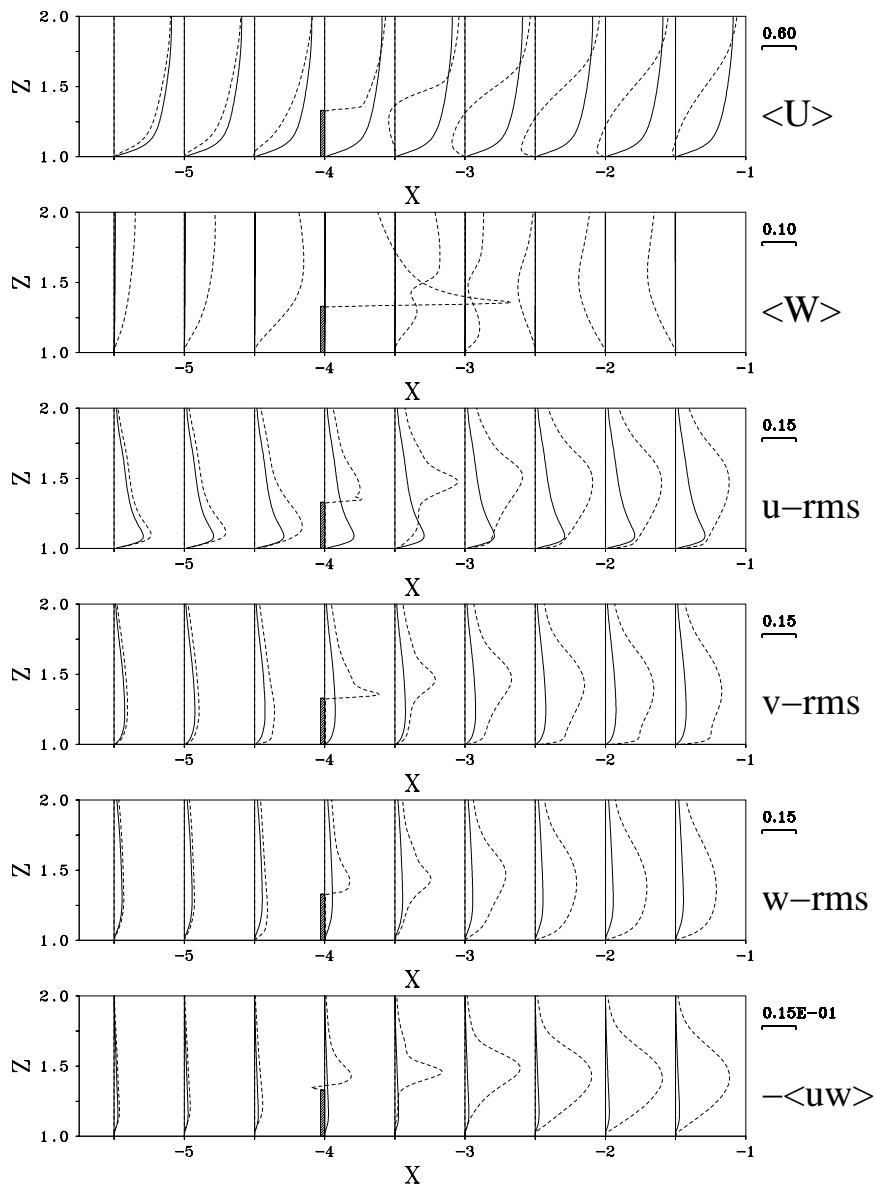


Abb. 3.15: Statistik 1. und 2. Ordnung der Fälle s_{11_a} (durchgezogene Linie) und sf_{11_a} (gestrichelte Linie)

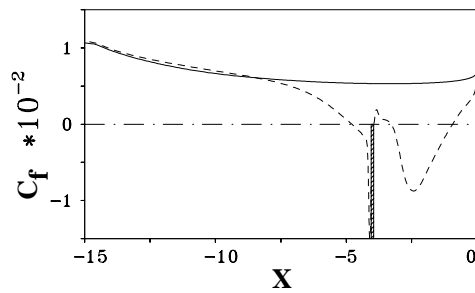


Abb. 3.16: Wandreibungskoeffizient C_f entlang der Stufenoberseite $Z = 1.0$ für die Fälle s_{11_a} (durchgezogene Linie) und sf_{11_a} (gestrichelte Linie)

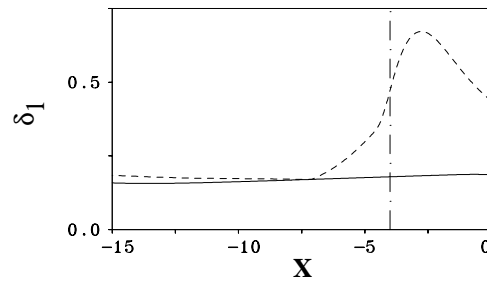


Abb. 3.17: Verdrängungsdicke δ_1 entlang der Stufenoberseite $Z = 1.0$ für die Fälle $s_{11.a}$ (durchgezogene Linie) und $sf_{11.a}$ (gestrichelte Linie)

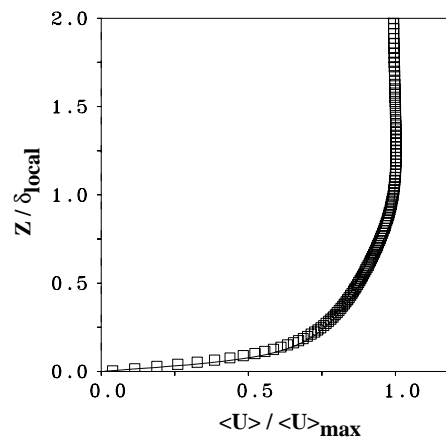


Abb. 3.18: Mittleres Geschwindigkeitsprofil $\langle U \rangle$ bei $X = -4.0$ für den Fall $s_{11.a}$ (\square); Spalart (1988) [183]: $Re_\theta = 300$ (Linie)

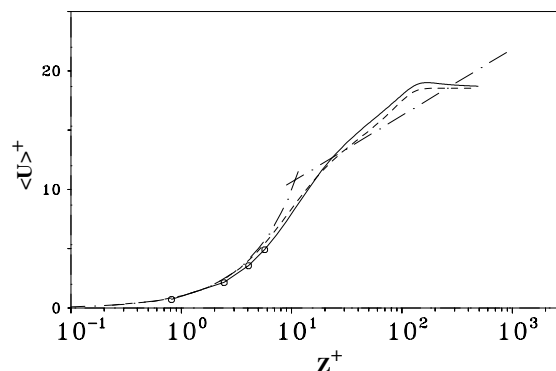


Abb. 3.19: Mittleres Geschwindigkeitsprofil $\langle U \rangle^+(Z^+)$ in Wandkoordinaten bei $X = -4.0$ für den Fall $s_{11.a}$ (durchgezogene Linie, bzw. \circ für die 4 wandnächsten Punkte); Spalart (1988) [183]: $Re_\theta = 300$ (gestrichelte Linie); $U^+ = Z^+$ für $Z^+ \leq 10$ und $U^+ = \frac{1}{0.41} \ln Z^+ + 5.0$ für $Z^+ > 10$ (strichpunktierte Linien)

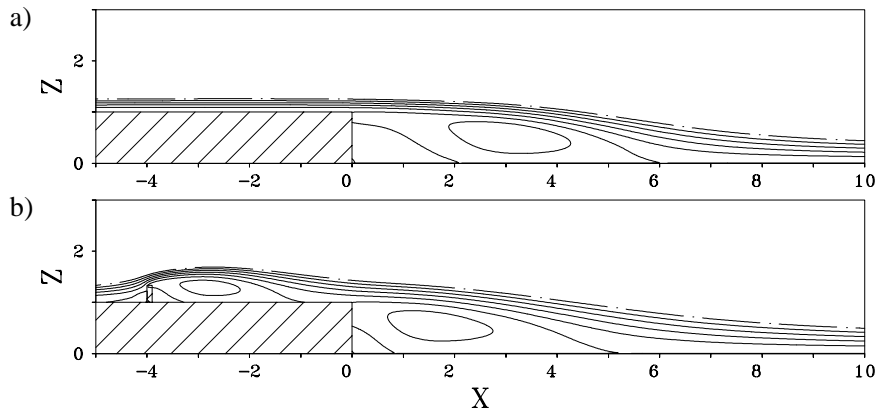


Abb. 3.20: Mittlerer Stromlinienverlauf für a) s_{11_a} und b) sf_{11_a} ; $-\cdot-$, gleicher Endwert der Stromfunktion (willkürlich gewählt)

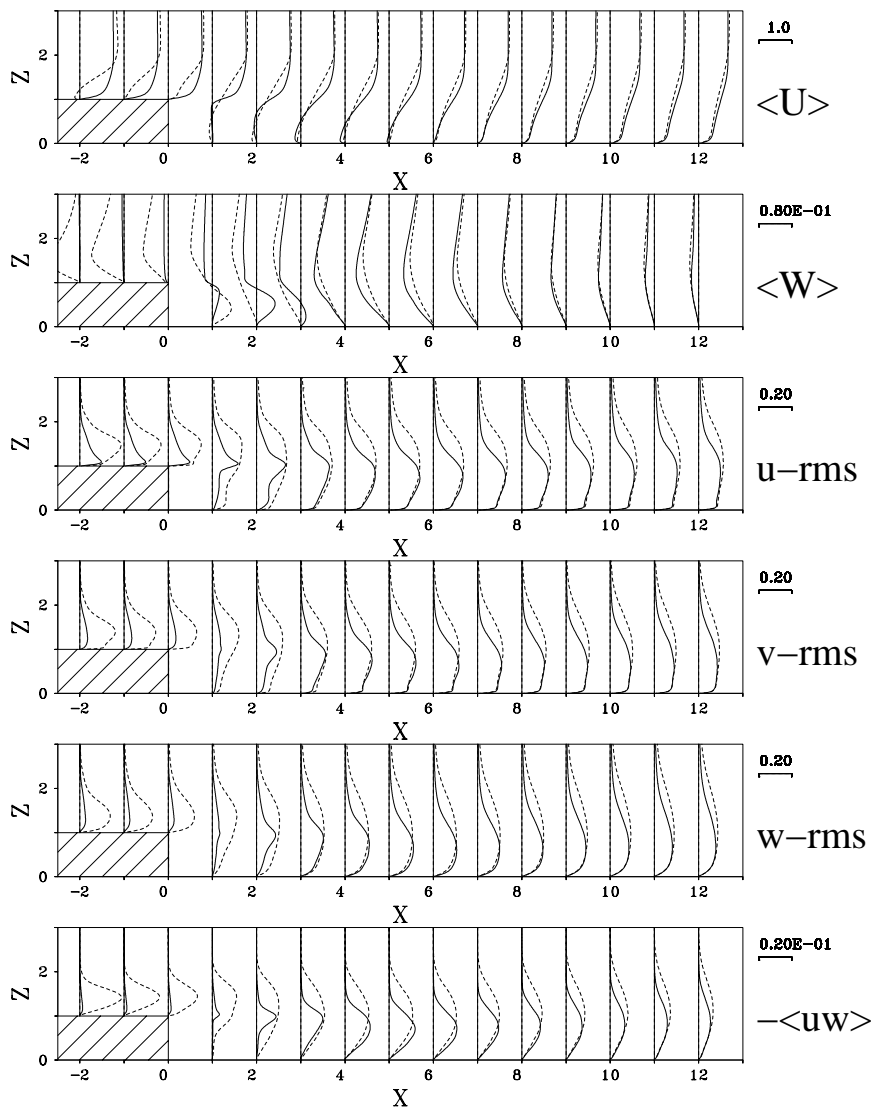


Abb. 3.21: Statistik 1. und 2. Ordnung der Fälle s_{11_a} (durchgezogene Linie) und sf_{11_a} (gestrichelte Linie)

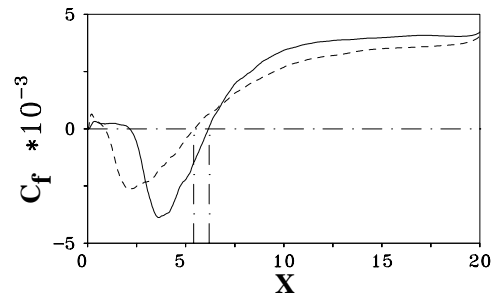


Abb. 3.22: Wandreibungskoeffizient C_f entlang der Bodenplatte $Z = 0.0$ für die Fälle s_{11_a} (durchgezogene Linie) und sf_{11_a} (gestrichelte Linie)

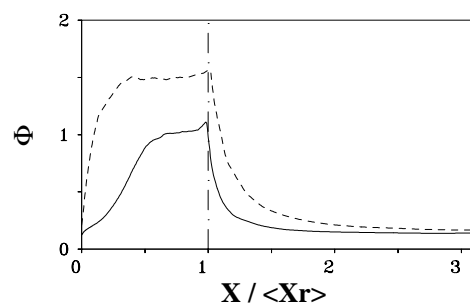


Abb. 3.23: Wirbelschichtdicke $\Phi(X)$ nach Brown und Roshko (1974) [21] für die Fälle s_{11_a} (durchgezogene Linie) und sf_{11_a} (gestrichelte Linie); normiert bezüglich der mittleren Wiederanlegelänge $\langle X_r \rangle$

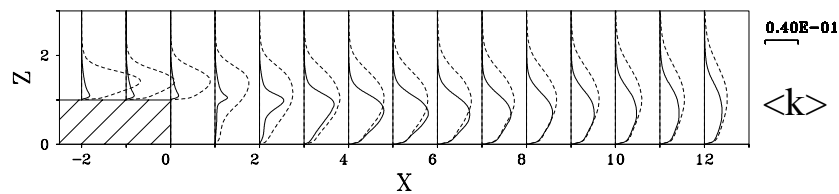


Abb. 3.24: Profile der turbulenten kinetischen Energie, $\langle k \rangle$ der Fälle s_{11_a} (durchgezogene Linie) und sf_{11_a} (gestrichelte Linie)

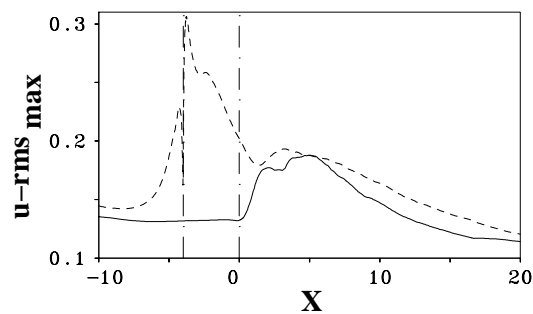


Abb. 3.25: Maxima der rms -Verteilung der Geschwindigkeitskomponente in Hauptströmungsrichtung U für s_{11_a} (durchgezogene Linie) und sf_{11_a} (gestrichelte Linie)

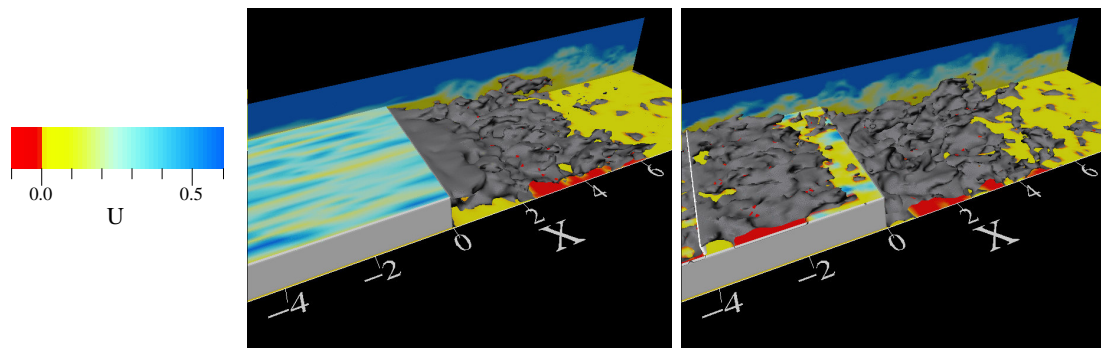


Abb. 3.26: Augenblicksfeld der Geschwindigkeitskomponente in Hauptströmungsrichtung U (links, s_{11_a} ; rechts, sf_{11_a}): grau, Isooberfläche mit $U = 0.0$

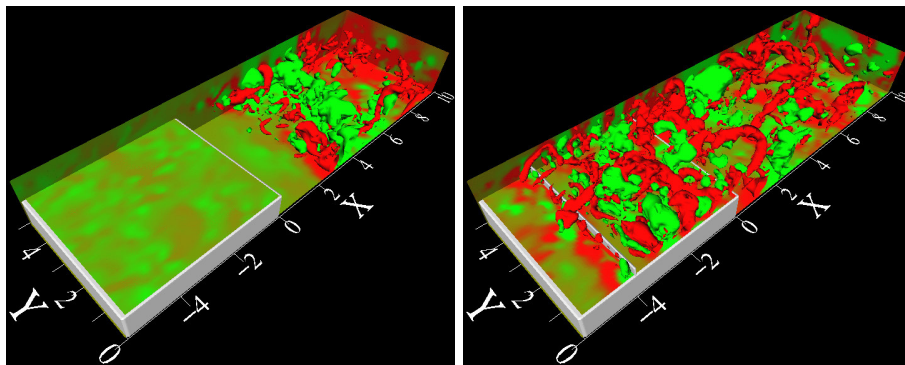


Abb. 3.27: Augenblicksfeld der Druckfluktuationen p' (links, s_{11_a} ; rechts, sf_{11_a}): rot, $p' = -0.025$; grün, $p' = 0.025$

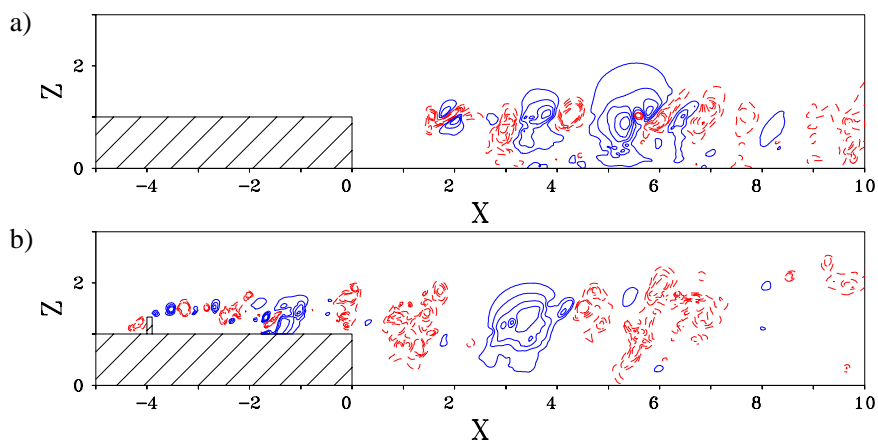


Abb. 3.28: Augenblicksfeld der Druckfluktuationen p' für a) s_{11_a} und b) sf_{11_a} (jeweils 10 äquidistante Isoniveaus in $[-0.15; 0.15]$: --- negative Werte, — positive Werte)

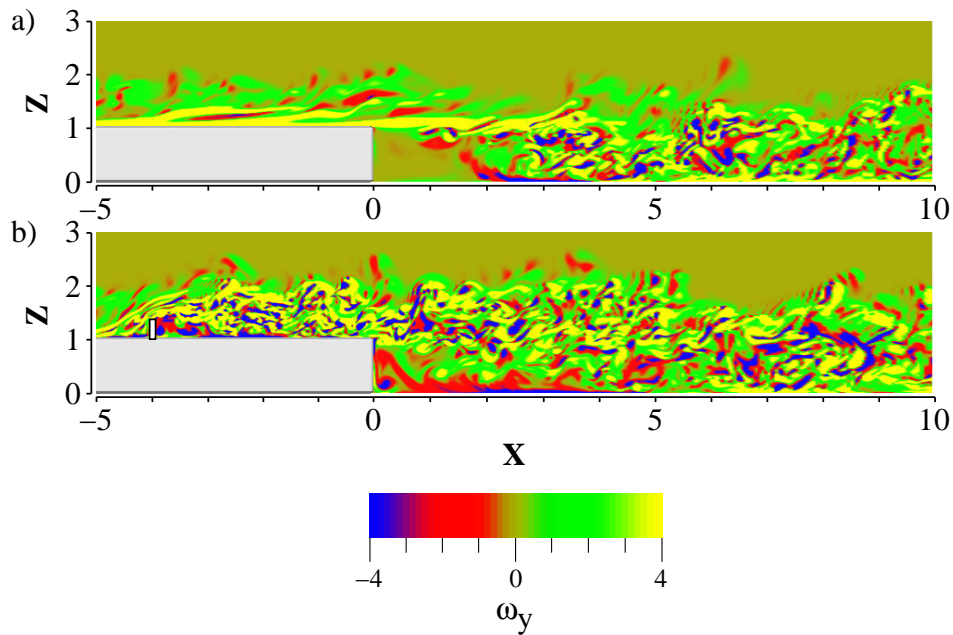


Abb. 3.29: Augenblicksfeld der Wirbelstärke in lateraler Richtung ω_y für a) s_{11_a} und b) sf_{11_a}

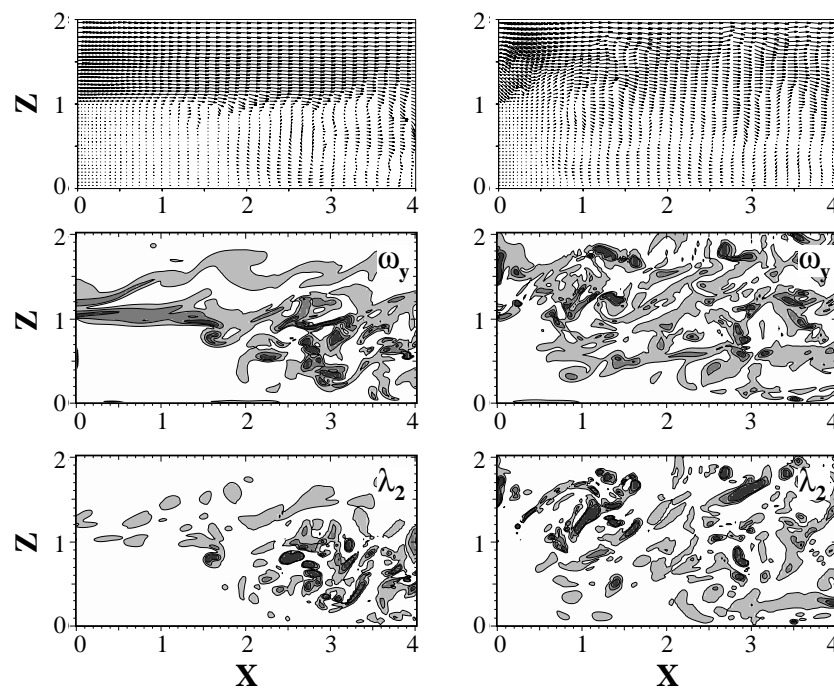


Abb. 3.30: Visualisierung willkürlich gewählter Augenblicksfelder mit Vektoren (oben, Darstellung nur jedes vierten Vektorpfeiles), der Wirbelstärke in lateraler Richtung ω_y (Mitte, jeweils 3 äquidistante Isoniveaus in $[0.5; 5.0]$) und dem zweithöchsten Eigenwert λ_2 des Tensors $S_{ij}^2 + \Omega_{ij}^2$ (unten, jeweils 3 äquidistante Isoniveaus in $[-20.0; -0.5]$) für s_{11_a} (links) und sf_{11_a} (rechts)

3.4 Validierung der Grobstruktursimulation (LES)

Nachfolgend wird – in kurzer Form – ein Vergleich der Ergebnisse von Grobstruktursimulationen (LES) mit den Ergebnissen der in Kap. 3.3 beschriebenen Direkten Numerischen Simulation (DNS) präsentiert. Zu den zwei DNS, dem nicht beeinflussten Fall *s_11_a* und dem passiv beeinflussten Fall *sf_11_a*, werden dazu die zwei korrespondierenden LES-Fälle, *s_01_d* und *sf_01_d*, nach verschiedenen Kriterien bezüglich des mittleren Strömungsfelds ausgewertet. Es soll dabei ausschließlich auf numerische Aspekte, d.h. auf Abweichungen und Gemeinsamkeiten zwischen DNS und LES, und nicht auf strömungsphysikalische Merkmale eingegangen werden. Für letztere sei auf Kap. 3.3 und Kap. 3.5 verwiesen.

3.4.1 Zuströmungsbedingungen

In Abb. 3.32 ist das longitudinale Geschwindigkeitsprofil $\langle U \rangle^+(Z^+)$ in Wandkoordinaten bei $X = -4.0$ für die nicht beeinflusste DNS *s_11_a* und LES *s_01_d* dargestellt. Der wandnächste Gitterpunkt befindet sich für die LES in größerem (wegen $\Delta Z_{min}^{LES} = 2\Delta Z_{min}^{DNS}$ in doppelt so großem) Abstand von der Wand, aber liegt dennoch im Bereich der Gültigkeit des linearen Wandgesetzes. Verglichen mit 6 Gitterzellen für die DNS, liegen bei der LES nur 3 Gitterzellen im Bereich $Z^+ < 10$. Im Gültigkeitsbereich $30 \leq Z^+ \leq 500$ des turbulenten Wandgesetzes zeigt das Profil für die LES gegenüber der DNS zu hohe Geschwindigkeitswerte und eine etwas zu große Steigung in Wandnormalenrichtung bis zum Plateau, d.h. dem Erreichen der Grenzschichtdicke. Dieser Überhang des mittleren Geschwindigkeitsprofils ist auf den Einfluss der Wirbelgeneratoren nahe der Einströmebene zurückzuführen (Orellano (1999) [150]). In weitaus geringerem Maß als für die LES ist dieser Effekt auch für die DNS *s_11_a* (s. Abb. 3.19 zu Kap. 3.3.3) gegenüber der DNS bei $Re_\theta = 300$ von Spalart (1988) [183] sichtbar.

Ein Vergleich der *rms*-Fluktuationen der 3 Geschwindigkeitskomponenten bei $X = -4.0$ ist anhand von Abb. 3.33 zu sehen. Der Maximalwert der u_{rms} -Verteilung liegt für die DNS *s_11_a* auf fast genau demselben Niveau wie die DNS [183] bei $Re_\theta = 300$, während er für die LES zu hoch berechnet wird. Für $Z/\delta > 0.2$ stimmt die u_{rms} -Verteilung der DNS *s_11_a* näherungsweise mit [183] überein, während für die LES *s_01_d* wiederum konstant zu hohe Werte vorliegen. Deutlich zu geringe Werte für DNS und LES zeigen dagegen die Verläufe und Maximalwerte von v_{rms} und w_{rms} , wobei Unterschiede zur DNS [183] bei $Re_\theta = 300$ schwerlich mit der geringfügig niedrigeren Reynoldszahl Re_θ der Grenzschicht in den vorliegenden Simulationen erklärbar sind³³. Ebenfalls auffällig sind die für DNS und LES zu hoch

³³Eine bessere Übereinstimmung der v_{rms} - und w_{rms} -Profile mit [183] (bei gleichbleibender Ergebnisqualität für das u_{rms} -Profil) konnte bei Verwendung des Verfahrens zur turbulenten Grenzschichterzeugung nach Manhart (1998) [123] im Rahmen zusätzlicher (hier nicht beschriebener) LES anstatt der Methode der nahe der Einströmebene platzierten Wirbelgeneratoren (s. Kap. 3.2) erzielt werden. Allerdings konnten dann die

berechneten *rms*-Werte für alle Geschwindigkeitskomponenten im äußeren Bereich $Z/\delta > 0.8$ der Grenzschicht, welche ähnlich wie der Überhang des Geschwindigkeitsprofils $\langle U \rangle$ mit dem Verdrängungseffekt der Wirbelgeneratoren nahe der Einströmebene zu begründen sind. Dass ein solcher Überschuss an Außenturbulenz durchaus sehr deutliche Auswirkungen auf das Rezirkulationsgebiet stromab der Stufe und insbesondere auf die mittlere Wiederanlegelänge haben kann, zeigen die Arbeiten von Isomoto und Honami (1989) [85] (experimentell) und von Friedrich und Arnal (1990) [55] (numerisch).

Im Bereich stromauf der Stufe liegt also für die nicht beeinflussten DNS *s_11_a* und LES *s_01_d* eine turbulente Wandgrenzschicht vor, welche sich aufgrund der niedrigen gewählten Reynoldszahl und der aus Rezeptivitätsgründen gering gewählten Grenzschichtdicke am Rand der Relaminarisierung befindet und sich aufgrund der relativ einfachen, gitterabhängigen Methode der Grenzschichtgenerierung mithilfe von Wirbelgeneratoren leicht von der Vergleichslösung einer DNS [183] unterscheidet. Die LES weicht dabei stärker ab (bei $\langle U \rangle$ und u_{rms}) als die DNS.

3.4.2 Mittleres Strömungsfeld

Die mittleren DNS- und LES-Profile der longitudinalen und vertikalen Geschwindigkeit und der *rms*-Fluktuationen aller 3 Geschwindigkeitskomponenten an 4 repräsentativen Messpunkten sind für die nicht beeinflusste Strömung in Abb. 3.34 und für die passiv beeinflusste Strömung in Abb. 3.35 dargestellt. Die Auswahl der 4 Messpunkte liegt im Ergebnis eines vorher durchgeführten Vergleichs von DNS und LES im *gesamten* Berechnungsgebiet begründet, bei dem sich herausstellte, dass die maximal auftretenden Abweichungen der LES von der DNS-Referenzlösung in der Mitte des Rezirkulationsgebiets – daher die Auswahl des Messpunkts $X = 3.0$ – auftreten.

Beim Vergleich $\langle U \rangle$ -Profile der DNS *s_11_a* und der LES *s_01_d* der nicht beeinflussten Strömung sieht man (s. Abb. 3.34), dass der in Kap. 3.4.1 beschriebene Überhang des Profils in Grenzschichtdickenhöhe (hier bei $Z \approx 1.8$) in Hauptströmungsrichtung erhalten bleibt, sich nach der Ablösung in zur Bodenplatte $Z = 0.0$ nähere Gebiete zu verschieben scheint und bei $X = 6.0$ ein deutlicher Überhang wandnahen Bereich samt eines höheren Gradienten bei $Z = 0.0$ auftritt. Die Vertikalgeschwindigkeit $\langle W \rangle$ der LES weist bei $X = 3.0$ deutlich weniger Aufströmung $\langle W \rangle > 0.0$ im wandnahen und höhere Werte für die Abströmung $\langle W \rangle < 0.0$ im wandfernen Bereich gegenüber der DNS auf. Die mittlere Rezirkulationszone der LES scheint also weiter stromauf zu enden, da die nicht rezirkulierende Außenströmung früher zur Bodenplatte driftet ($\langle W \rangle(X = 3.0)$) und früher die Charakteristika

integralen Grenzschichtparameter (z.B. Impulsverlustdicke θ) mit jenen, der per Wirbelgenerator-Methode erzeugten DNS-Grenzschicht, nicht in Einklang gebracht werden, was neben dem Aspekt der Konsistenz der Grund für die Nichtberücksichtigung dieser Daten im Rahmen der vorliegenden Arbeit war.

	$\langle X_r \rangle$	$\langle X_{r2} \rangle$	$\langle X_{r\ f} \rangle$	$\langle X_{r2\ f} \rangle$	$\langle X_{s\ f} \rangle$
DNS <i>s_11_a</i>	6.2	2.1			
LES <i>s_01_d</i>	5.8	2.0			
DNS <i>sf_11_a</i>	5.4	0.9	-0.9	-3.3	-4.8
LES <i>sf_01_d</i>	5.0	0.8	-0.8	-3.3	-4.8
Verkürzung:					
DNS (<i>s</i> → <i>sf</i>)	-13%	-57%			
LES (<i>s</i> → <i>sf</i>)	-14%	-60%			

Tab. 3.5: Mittlere Wiederanlage- ($\langle X_r \rangle$) und Ablösepositionen ($\langle X_s \rangle$) für DNS und LES

einer sich neu entwickelnden Grenzschicht mit einem Wandgradienten $\partial\langle U \rangle / \partial z$ zu erkennen sind ($\langle U \rangle(X = 6.0)$). Die Tendenz der gegenüber der DNS *s_11_a* zu hoch berechneten *rms*-Maxima der LES *s_01_d* im Bereich der ankommenden Grenzschicht (s. Kap. 3.4.1) setzt sich für alle Geschwindigkeitskomponenten und an allen 3 Messpunkten stromab der Stufe fort. Die größten Abweichungen (von ungefähr 10%) treten für u_{rms} bei $X = 3.0$ auf.

Für die passiv beeinflusste Strömung treten beim Vergleich der LES *sf_01_d* mit der DNS *sf_11_a* prinzipiell dieselben Effekte zutage (s. Abb. 3.35), wie für die nicht beeinflusste Strömung. Auch hier setzt der Wiederanlageprozess bei der LES früher ein ($\langle U \rangle(X = 6.0)$) und die zur Bodenplatte gerichtete Vertikalgeschwindigkeit $\langle W \rangle$ fällt bei $X = 3.0$ höher aus. Zusätzlich ist bei $X = 0.5$ eine erhöhte Aufströmung $\langle W \rangle > 0.0$ im Bereich $Z \approx [0.0; 0.9]$ beobachtbar. Die *rms*-Geschwindigkeitsfluktuationen fallen wiederum an allen Messpunkten zu hoch aus. Interessant ist die Tatsache, dass bereits die maßgeblich von der Scherschichtentwicklung stromab des passiven Kontrollzauns geprägte Zuströmung zu hohe *rms*-Werte aufweist. Die maximalen Abweichungen der *rms*-Maxima der LES von der DNS-Lösung liegen wiederum bei ca. 10%. Die Abweichungen der *rms*-Fluktuationen der LES zur DNS von ca. 10% – sowohl für die passiv beeinflusste als auch für nicht beeinflusste Strömung – liegen damit noch unter den bei Akselvoll und Moin (1993) [5] für die LES bei $Re_h = 5100$ gegenüber der DNS von Le und Moin (1994) [108] ersichtlichen Abweichungen³⁴.

Der Verlauf des C_f -Werts entlang der Bodenplatte $Z = 0.0$ ist in Abb. 3.36 dargestellt. Im Bereich der sekundären Rezirkulationszone in kurzer Entfernung zur Stufenkante herrscht nahezu perfekte Übereinstimmung zwischen beiden LES und den jeweiligen Referenz-DNS. Auch der größte Teil des Rückströmgebiets wird von den LES noch gut wiedergegeben. Die maximalen (negativen) Rückström- C_f -Werte fallen für die LES zu hoch aus. Vor allem

³⁴Für das vorliegende, für *s(f)_01_d* verwendete LES-Gitter beträgt die räumliche Auflösung in viskosen Längeneinheiten ($\Delta X^+ = 6.1 \dots 23.0$, $\Delta Y^+ = 9.6$, $\Delta Z^+ = 3.1 \dots 35.9$). Bei Akselvoll und Moin (1993) [5] ergibt sich ($\Delta X^+ = 39.8$, $\Delta Y^+ = 31.9$, $\Delta Z_{min}^+ = 0.8$) unter Verwendung desselben Rechengebiets wie in [108]. In einer anderen Arbeit beschreiben Akselvoll und Moin (1995) [6] den Einfluss der Gitterauflösung und des Feinstrukturmodells detailliert.

aber weichen – wiederum sowohl für den nicht beeinflussten als auch für den passiv beeinflussten Fall – die C_f -Werte im nachfolgenden Wiederanlegebereich voneinander ab. Die zu hohen Werte für die LES signalisieren – in Übereinstimmung mit obigen Folgerungen – ein zu schnelles Wiederanlegeverhalten für die LES. Daraus resultieren relativ deutliche Abweichungen bei der Berechnung der mittleren Wiederanlegelängen. Einen Überblick hierfür bietet Tab. 3.5. Deutlich erkennbar sind die für die LES s_01_d und sf_01_d jeweils (um $\approx 7\%$) zu kurz berechneten Wiederanlegelängen verglichen mit der jeweiligen Referenz-DNS. Die Fehlerursachen sind hauptsächlich in Abweichungen bei der Zuströmung (erhöhte Außenturbulenz der LES (s.a. Friedrich und Arnal (1990) [55])), aber auch im Einfluss von Fehlern des Feinstrukturmodells, in lokal noch zu grober Auflösung (z.B. freie Scherschicht), bzw. zu starker Streckung (Inhomogenität) des LES-Gitters, und in einem verbesserungsfähigen Wandmodell im Bereich der rezirkulierenden Strömung (s. Manhart (2001) [125]) zu suchen. Aufgrund offensichtlich ähnlicher Fehlerquellen, die bei beiden LES (s_01_d und sf_01_d) auftreten, und demzufolge ähnlicher Abweichungen in den C_f -Verläufen stimmt die Verkürzung der mittleren Rezirkulationslänge $\langle X_r \rangle$ von nicht zu passiv beeinflusster Strömung sehr gut überein (DNS: -13% ; LES: -14%). Trotz der unbefriedigenden Übereinstimmung für $\langle X_r \rangle$ zwischen LES und DNS ist dies vor dem Hintergrund des auf die Beeinflussung der Strömung abzielenden Themas dieser Arbeit sicher eine gute Nachricht.

Aufgrund der guten C_f -Übereinstimmung in der stufennahen Region der Bodenplatte $Z = 0.0$ (s. Abb. 3.36) verwundert die für sf_11_a und sf_01_d beobachtete gute Übereinstimmung bei den mittleren sekundären Rezirkulationslängen $\langle X_{r2} \rangle$, bzw. deren (sehr deutliche) Verkürzung nicht. Ebenfalls sehr gute Übereinstimmung zwischen DNS und LES lässt sich für die mittlere Lage des Staupunkts $\langle Z_{r2} \rangle$ an der vertikalen Stufenwand $X = 0.0$ (in Tab. 3.5 nicht angeführt), bzw. deren Verkürzung, feststellen³⁵. Im Hinblick auf die korrekte Bestimmung des Einflusses des passiven Kontrollzauns auf die Strömung per LES sind die fast gänzlich identischen Werte für die Nulldurchgänge des C_f -Verlaufs der oberen Stufenwand $Z = 1.0$ zwischen sf_01_d und sf_11_a positiv zu werten. Die Position der aus diesen Nulldurchgängen resultierenden Ablöse-, bzw. Wiederanlegelinien sind mit $\langle X_{s\ f} \rangle$ für die Ablöselinie stromauf des Zauns³⁶, mit $\langle X_{r\ f} \rangle$ für die Wiederanlegelinie stromab des Zauns, sowie mit $\langle X_{r2\ f} \rangle$ für die sekundäre Rezirkulationslänge stromab des Zauns bezeichnet (zur Nomenklatur s. Abb. 3.31).

Keine Überraschung stellen die in Abb. 3.37 für die nicht beeinflusste Strömung und in Abb. 3.38 für die passiv beeinflusste Strömung ersichtlichen zu hohen mittleren turbulenten kinetischen Energien $\langle k \rangle$ der LES gegenüber den DNS dar. Dieser Trend kann bereits anhand der überhöhten *rms*-Fluktuationen (s. Abb. 3.34 und Abb. 3.35) ersehen werden. Die stärksten Abweichung sind in den Rezirkulations- und Wiederanlegegebieten hinter der Stufe und hinter dem Kontrollzaun anzufinden. Die Größenordnung des Feinstrukturanteils $\langle k \rangle_S$ der

³⁵Die Einzelwerte $\langle Z_{r2} \rangle$ betragen jeweils 0.8 für s_11_a und s_01_d , sowie 0.5 für sf_11_a und sf_01_d .

³⁶Der Index „f“ steht für „fence“, den passiven Kontrollzaun.

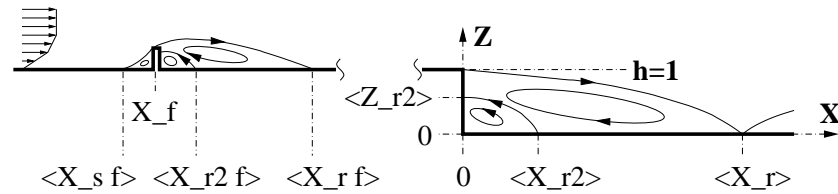


Abb. 3.31: Schematische Darstellung der Nomenklatur der mittleren Ablöse- und Wiederanlegepositionen

turbulenten kinetischen Energie für die jeweiligen LES kann ebenfalls anhand von Abb. 3.37 und Abb. 3.38 abgeschätzt werden. Die $\langle k \rangle_S$ -Profile (im auf 6.25%-Anteil vergrößerten Maßstab) überschreiten die $\langle k \rangle$ -Profile der LES an keinem Punkt nennenswert. Dies bedeutet, dass der Feinstrukturanteil für beide LES *s_01_d* und *sf_01_d* im gesamten betrachteten Gebiet unter 10% liegt. Damit wird der bei Meri und Wengle (2002) [131, 130] für eine LES einer Stufenüberströmung bei $Re_h = U_c \cdot h/\nu = 3300$ und turbulenter Kanalzuströmung nach Kim et al. (1987) [101] auftretende Feinstrukturanteil von bis zu 20% (aufgrund entsprechend feinerer räumlicher Auflösung der LES) klar unterschritten. Ebenfalls unterschritten wird eine häufig zitierte Forderung, der Feinstrukturanteil, d.h. der nicht vom Rechengitter aufgelöste Anteil an der gesamten turbulenten kinetischen Energie, solle 10 – 20% nicht überschreiten (z.B. Breuer (2002) [20]).

Abschließend für den Vergleich von LES und DNS sind die Maxima der Geschwindigkeitsfluktuationen in Hauptströmungsrichtung $u_{rms\ max}$ in Abb. 3.39 dargestellt. Wiederum liegen die *rms*-Werte der LES für beide Konfigurationen über denen der DNS. Trotzdem wird der Verlauf der Maxima insbesondere für die freien Scherschichten (denn hier sind bekanntlich die $u_{rms\ max}$ zu finden) stromab der Stufe und des Zauns qualitativ übereinstimmend wiedergegeben.

Zusammenfassend kann man also festhalten, dass die LES der nicht beeinflussten, bzw. der passiv beeinflussten turbulenten Stufenüberströmung bei $Re_h = 3000$ einige Abweichungen gegenüber der in Kap. 3.3 beschriebenen und validierten DNS (d.h. der Referenzlösung) bezüglich der Statistik höherer Ordnung und des C_f -Verlaufs entlang der Bodenplatte, insbesondere auch (leider) bezüglich der mittleren Rezirkulationslänge $\langle X_r \rangle$, aufweist. Die moderate Höhe dieser Abweichungen ermutigt – auch gerade vor dem Hintergrund von Vergleichen mit ähnlichen numerischen Arbeiten und deren Ergebnisqualität (z.B. [55, 175, 6]) – zur Anwendung auf aktiv beeinflusste Fälle, sowie zur weiteren, detaillierten Auswertung mit dem Schwerpunkt Strömungsbeeinflussung.

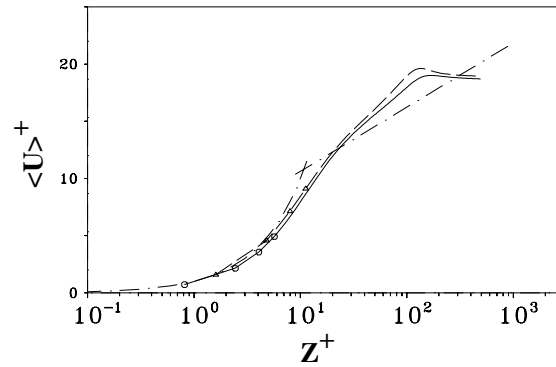


Abb. 3.32: Mittleres Geschwindigkeitsprofil $\langle U \rangle^+(Z^+)$ in Wandkoordinaten bei $X = -4.0$ für DNS *s_11_a* (durchgezogene Linie, bzw. \circ für die 4 wandnächsten Punkte) und LES *s_01_d* (gestrichelte Linie, bzw. \triangle für die 4 wandnächsten Punkte); $U^+ = Z^+$ für $Z^+ \leq 10$ und $U^+ = \frac{1}{0.41} \ln Z^+ + 5.0$ für $Z^+ > 10$ (strichpunktierte Linien)

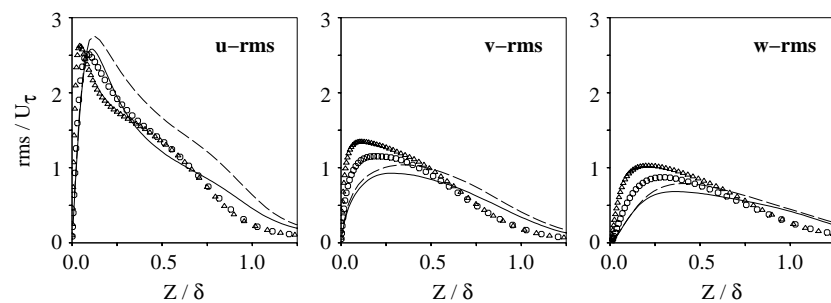


Abb. 3.33: mit der Wandschubspannungsgeschwindigkeit U_τ normierte *rms*-Geschwindigkeitsfluktuationen bei $X = -4.0$ für DNS *s_11_a* (durchgezogene Linie) und LES *s_01_d* (gestrichelte Linie); DNS von Spalart (1988) [183]: $Re_\theta = 300$ (Kreise) und $Re_\theta = 670$ (Dreiecke)

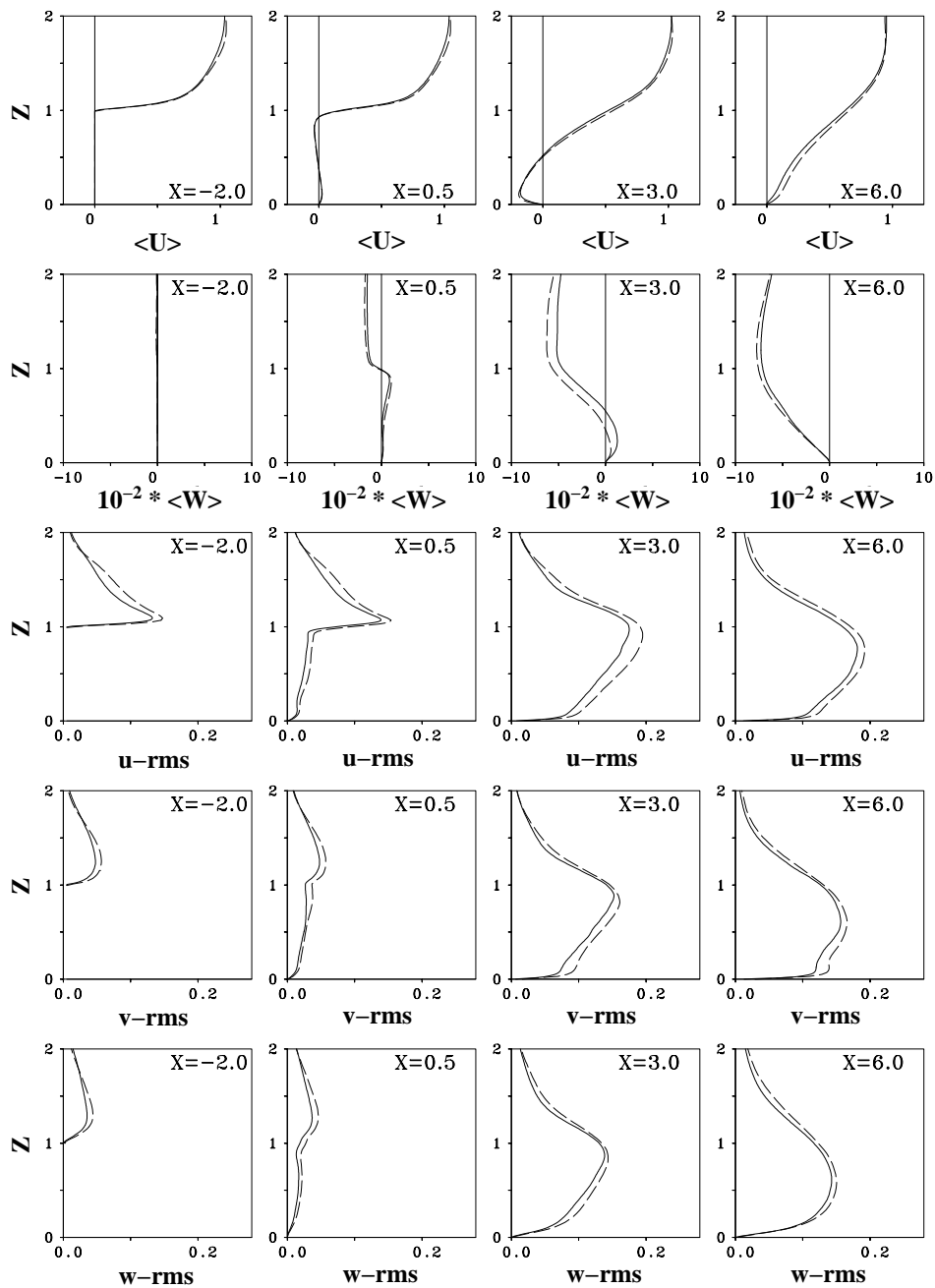


Abb. 3.34: Statistik 1. und 2. Ordnung für DNS *s_11_a* (durchgezogene Linie) und LES *s_01_d* (gestrichelte Linie)

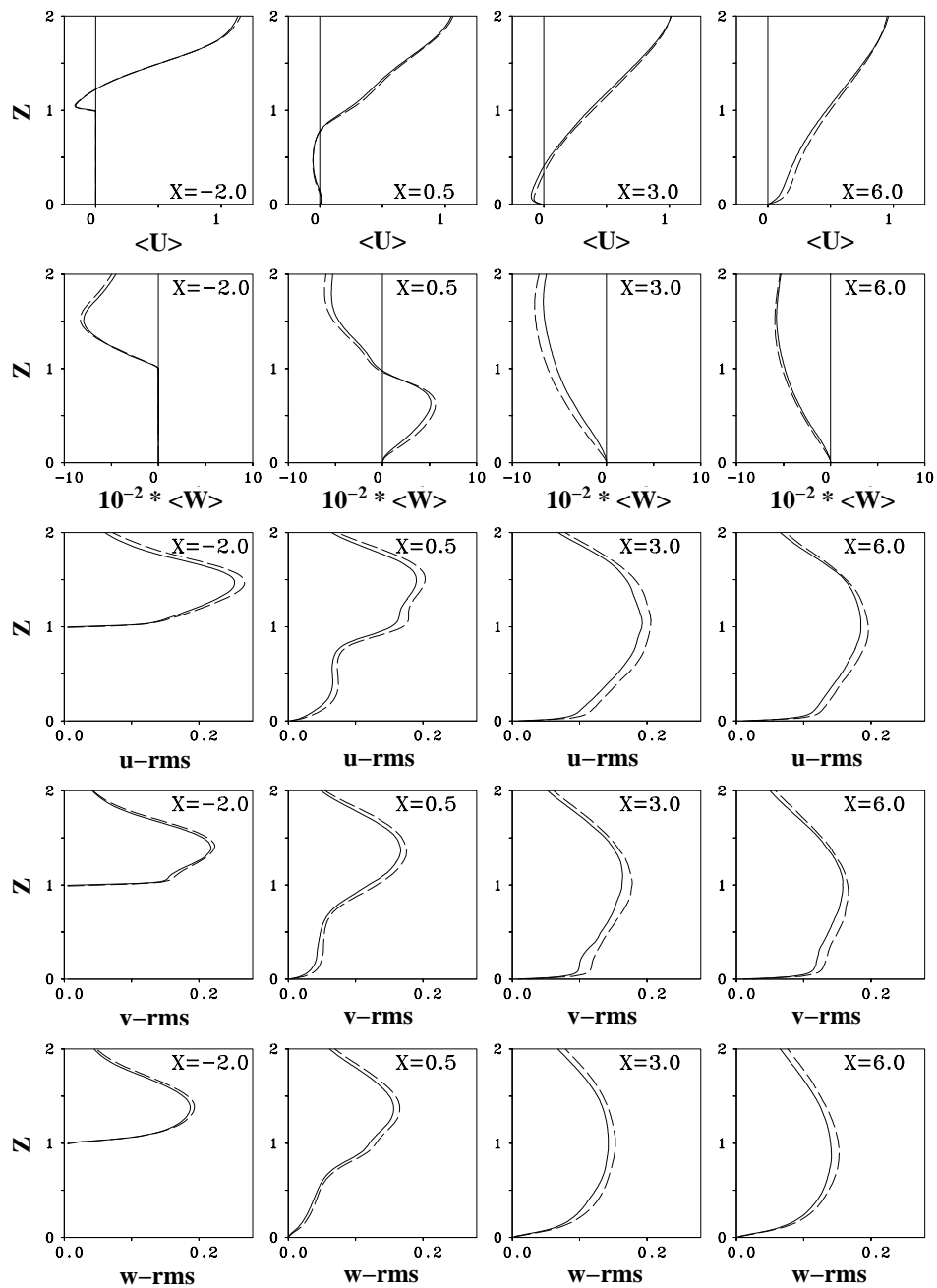


Abb. 3.35: Statistik 1. und 2. Ordnung für DNS *sf_11_a* (durchgezogene Linie) und LES *sf_01_d* (gestrichelte Linie)

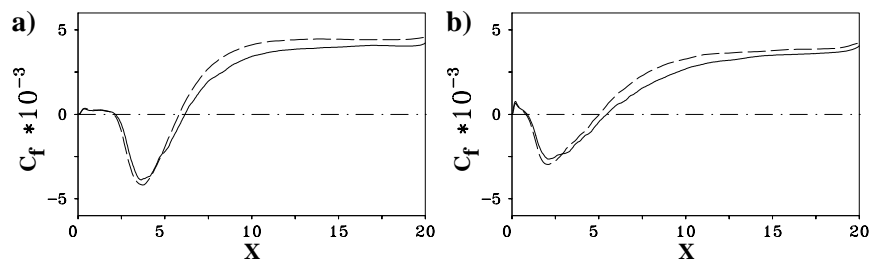


Abb. 3.36: Wandreibungskoeffizient C_f entlang der Bodenplatte $Z = 0.0$: a) nicht beeinflusste und b) passiv beeinflusste Strömung: DNS $s(f)_{11.a}$ (durchgezogene Linie); $s(f)_{01.d}$ (gestrichelte Linie)

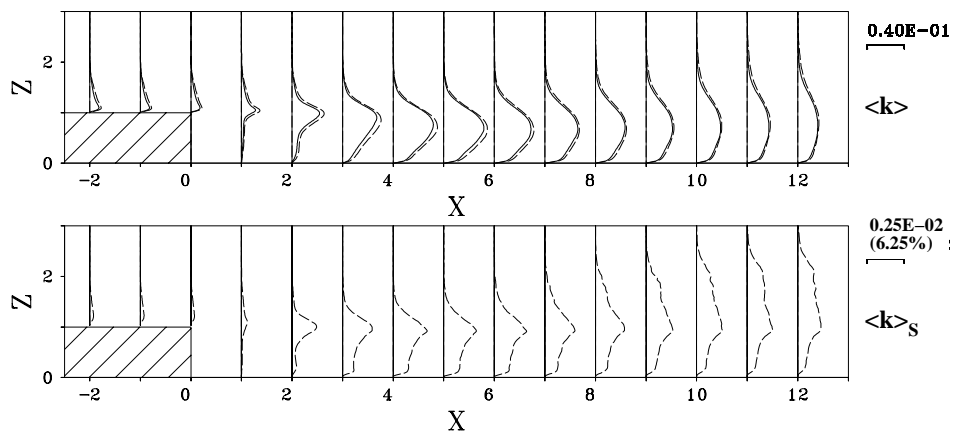


Abb. 3.37: Mittlere turbulente kinetische Energie $\langle k \rangle$ und dazugehöriger Feinstrukturanteil $\langle k \rangle_s$ für DNS $s_{11.a}$ (durchgezogene Linie) und LES $s_{01.d}$ (gestrichelte Linie)

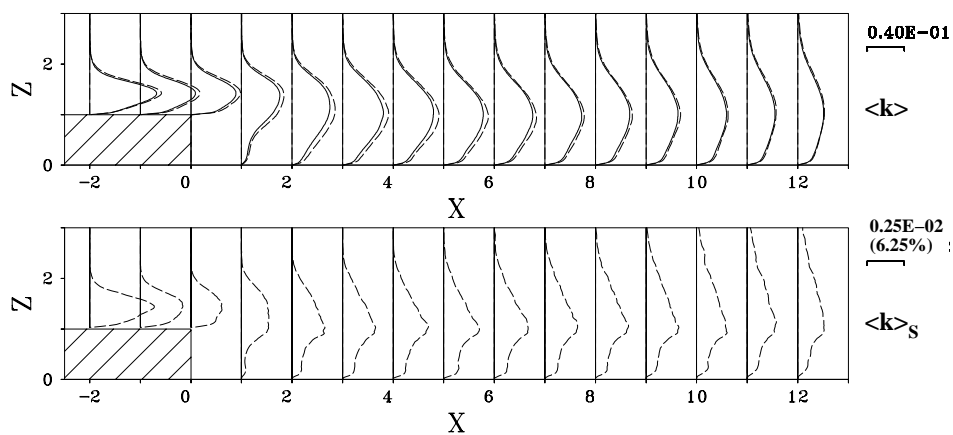


Abb. 3.38: Mittlere turbulente kinetische Energie $\langle k \rangle$ und dazugehöriger Feinstrukturanteil $\langle k \rangle_s$ für DNS $sf_{11.a}$ (durchgezogene Linie) und LES $sf_{01.d}$ (gestrichelte Linie)

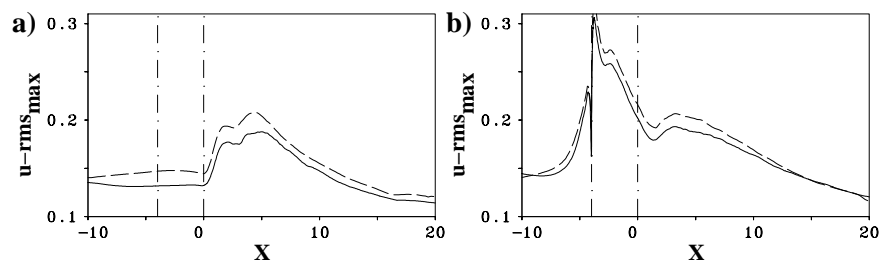


Abb. 3.39: Maxima der *rms*-Verteilung der Geschwindigkeitskomponente in Hauptströmungsrichtung U : a) nicht beeinflusste und b) passiv beeinflusste Strömung: DNS $s(f)_{11_a}$ (durchgezogene Linie); $s(f)_{01_d}$ (gestrichelte Linie)

3.5 Beeinflussung der Stufenüberströmung

Nachdem in den vorangegangenen Abschnitten mit der DNS (Kap. 3.3) und der LES (Kap. 3.4) der nicht beeinflussten und passiv beeinflussten Stufenüberströmung schrittweise eine numerische Grundlage geschaffen wurde, soll sich der Schwerpunkt nachfolgend ausschließlich auf strömungsphysikalische Fragen, insbesondere auf den Einfluss von passiver und aktiver Kontrolle auf die abgelöste und wiederanlegende turbulente Strömung verlagern. Ähnlich der Darstellungsweise der Ergebnisse der DNS in Kap. 3.3 werden zuerst das mittlere Strömungsfeld (Kap. 3.5.1), eine Auswertung der Zweipunktkorrelationen bezüglich der räumlichen Ausdehnung von Strukturen (Kap. 3.5.2) und danach Augenblicksaufnahmen (Kap. 3.5.3) vorgestellt³⁷. Schließlich werden in Kap. 3.5.4 umfangreiche Analysen von aus den LES gewonnenen Zeitreihen vorgestellt. Bei der passiv beeinflussten LES *sf_01_d* ist ein Kontrollzaun mit der Höhe $h_f = 0.33h$ bei $X = -4.0$ installiert. Für die aktive Beeinflussung wird bei der LES *sb_01_d* Fluid periodisch durch einen um 45° geneigten, sich in Spannweitenrichtung erstreckenden Schlitz mit einer Amplitude $A = 0.2U_\infty$ und einer Frequenz $St = f \cdot h/U_\infty = 0.10$ ein- und ausgeblasen.

3.5.1 Mittleres Strömungsfeld

In Abb. 3.40 ist der mittlere Stromlinienverlauf für die drei LES *s_01_d*, *sf_01_d* und *sb_01_d* dargestellt. Deutlich erkennt man, dass das Rezirkulationsgebiet stromab der Stufe für beide beeinflussten Fälle weiter stromauf endet als für *s_01_d*. Dennoch unterscheidet sich die Struktur dieses Rezirkulationsgebiets zwischen *sf_01_d* und *sb_01_d*: Während das Rezirkulationszentrum, d.h. der Ort, an dem die Stromlinienfunktion Ψ ihren minimalen Wert annimmt, für *sf_01_d* bei $X \approx 1.5$ liegt, befindet es sich für *sb_01_d* weiter stromab bei $X \approx 2.5$ und damit wenig stromauf verschoben gegenüber *s_01_d* ($X \approx 3.0$). Im (aufgrund der Beeinflussung stromauf verschobenen) mittleren Wiederanlegebereich fällt die stärkere Neigung der Stromlinien für *sb_01_d* gegenüber *sf_01_d* auf. Bezüglich des Rezirkulationsgebiets stromab des passiven Kontrollzauns für *sf_01_d* sei auf die Ähnlichkeit zur DNS (s. Abb. 3.20 zu Kap. 3.3.4) verwiesen.

Die mittleren Profile der longitudinalen und vertikalen Geschwindigkeit, der *rms*-Geschwindigkeitsfluktuationen und der Kreuzkorrelationen $-\langle uw \rangle$ sind in Abb. 3.41 abgebildet. Unterteilt in einzelne charakteristische Strömungsbereiche ergeben sich folgende Beobachtungen:

- Für die *ankommende Grenzschicht* an der Stufenkante können zwischen der nicht beeinflussten (*s_01_d*) und der aktiv beeinflussten (*sb_01_d*) Strömung fast keine Unterschiede ausgemacht werden. Nur anhand der geringfügig stärker ins Negative reichenden

³⁷Dabei lassen sich Überschneidungen bei der bereits ausgewerteten passiv beeinflussten Stufenüberströmung (DNS: Kap. 3.3) nicht ganz vermeiden.

$\langle W \rangle$ lässt sich für *sb_01_d* ein geringer Einfluss der (verkürzten) Rezirkulationszone in Form einer geringfügig stärker abwärts geneigten mittleren Strömung bemerken. Die passiv beeinflusste Strömung *sf_01_d* an der Stufenkante ist deutlich abwärts geneigt ($\langle W \rangle < 0.0$), weist in Wandnähe einen Defekt im $\langle U \rangle$ -Profil als Spätfolge der Verdrängungswirkung des Kontrollzauns auf und tritt unter signifikant höherem Turbulenzgrad (hohe *rms*- und $-\langle uw \rangle$ -Werte) in den Expansionsteil ein (s.a. Abb. 3.21 zu Kap. 3.3.4).

- Im *stromauf gelegenen Bereich der Rezirkulationszone* treten bei $X = 1.0$ und $X = 2.0$ erhöhte *rms*- und $-\langle uw \rangle$ -Werte für *sf_01_d* hervor. Bei $X = 1.0$ sind für *sb_01_d* noch kaum Veränderungen bei den *rms*-Fluktuationen gegenüber *s_01_d* feststellbar. Allerdings herrscht hier für *sb_01_d* (wie auch bei *sf_01_d*) eine verstärkte Aufströmung ($\langle W \rangle > 0.0$) vor. Dies deutet auf eine Verdrängung des bewegungsarmen Fluidbereichs der sekundären Rezirkulationszone in ein deutlich verkleinertes Gebiet am Fuß der Stufe als Folge der aktiven (aber noch mehr der passiven) Beeinflussung hin.
- Der *Hauptteil des Rezirkulationsgebiets* ist gekennzeichnet durch das „Umklappen“ der mittleren Strömung von Aufströmung ($\langle W \rangle > 0.0$, Rückströmung in Richtung Stufenkante) zu Abströmung ($\langle W \rangle < 0.0$) und stark ansteigender Turbulenzenergie, verstärkt durch die Beeinflussungsmaßnahmen. Ersterer Effekt ist für *sf_01_d* weiter stromauf (zwischen $X = 1.0$ und $X = 2.0$) beobachtbar als für *s_01_d* und *sb_01_d*, was konsistent zum weiter stromauf befindlichen Rezirkulationszentrum (s. Abb. 3.40) ist. Zwischen $X = 2.0$ und $X = 3.0$ steigt das Niveau der (erhöhten) *rms*- und $-\langle uw \rangle$ -Profile für *sb_01_d* über jenes von *sf_01_d*, insbesondere in Wandnähe $Z = 0.0$.
- Im *Wiederanlegebereich* der neuentstehenden Wandgrenzschicht ab $X \geq 6.0$ schwächen sich die Effekte der Beeinflussungsmaßnahmen kontinuierlich ab. Für $\langle U \rangle$ ist für *sb_01_d* ein sehr leichter Überhang gegenüber *s_01_d* erkennbar. Dies ist ein Indiz für den aufgrund der Beeinflussung schneller erfolgten (Quer-) Transport von Fluid in Richtung $Z = 0.0$, welcher sich auch an den stark erhöhten Beträgen der (negativen) $\langle W \rangle$ bei $X = [3.0; 5.0]$ für *sb_01_d* belegen lässt. Interessant ist, dass die u_{rms} -Profile für *sb_01_d* in Wandnähe erhöht bleiben, die v_{rms} -, w_{rms} - und $-\langle uw \rangle$ -Werte sich jedoch denen der nicht beeinflussten Strömung angleichen.
- Im nicht von Rezirkulations- und Wandeffekten dominierten Bereich (stromab und) *oberhalb der Stufe* $Z \geq 1.0$ fällt die bereits in Kap. 3.3.4 festgestellte stark erhöhte Turbulenzenergie für den passiv beeinflussten Fall *sf_01_d* auf. Die $\langle U \rangle$ -Profile für *sf_01_d* haben dazu einen langsam schwächer werdenden Defekt. Diese Phänomene sind allesamt konvektiv transportierte Spätfolgen der Präsenz des Kontrollzauns. Für *sb_01_d* lässt sich ab ca. $X \geq 5.0$ ein verstärktes Eindringen von Turbulenzenergie (hohe *rms*-Werte) in diesen Bereich durch Queraustausch und konvektiven Transport – allerdings auf deutlich geringerem Niveau als für *sf_01_d* – feststellen.

In Abb. 3.42 ist der C_f -Verlauf entlang der Bodenplatte $Z = 0.0$ für s_{01_d} , sf_{01_d} und sb_{01_d} dargestellt. Die mittlere Rezirkulationslänge – markiert durch den am weitesten stromab gelegenen Nulldurchgang $C_f(X) = 0.0$ – beträgt $\langle X_r \rangle = 5.0$ für sb_{01_d} , exakt derselbe Wert wie für sf_{01_d} . Mit anderen Worten, der Erfolg der Strömungsbeeinflussung bezüglich einer Erhöhung der Vermischung und damit einer Verkürzung von $\langle X_r \rangle$ ist für die speziell gewählte passive und aktive Konfiguration gleich. Die im Vergleich zu Miao et al. (1991) [135] für die passive Beeinflussung und zu Chun und Sung (1996) [31] für die aktive Beeinflussung geringeren Verkürzungen von $\langle X_r \rangle$ lassen sich mit den Unterschieden der simulierten Konfiguration zu den Experimenten, insbesondere mit der von Roos und Kegelmann (1986) [164] festgestellten reduzierten Effektivität³⁸ bei Anregungen von schwachturbulenten bis transitionellen Scherschichten mit geringer Reynoldszahl erklären.

Im C_f -Verlauf im stufennahen Bereich bis ca. $X \leq 1.0$ sind kaum Unterschiede zwischen sb_{01_d} und s_{01_d} feststellbar (s. Abb. 3.42). Die mittlere sekundäre Rezirkulationslänge bestimmt sich für sb_{01_d} zu $\langle X_{r2} \rangle = 1.6$, was einer Verkürzung gegenüber der nicht manipulierten Strömung um 20% entspricht, deutlich weniger, als die für sf_{01_d} erzielten 60%. Das eigentliche Rückströmgebiet (mit $C_f < 0$) hat für sb_{01_d} ungefähr dieselbe Ausdehnung wie für s_{01_d} und eine geringfügig höhere maximale Rückströmgeschwindigkeit (höherer Betrag $|C_{f \min}|$), befindet sich allerdings eine knappe Stufenhöhe weiter stromauf. Demgegenüber zeigt der wesentlich flachere C_f -Verlauf für sf_{01_d} , dass entlang der Bodenplatte $Z = 0.0$ – mit Ausnahme des stufennahen Bereichs bis ca. $X \leq 2.0$ – „weniger“ Strömung (d.h. eine geringere mittlere Rück-, bzw. Vorwärtsströmung) als für s_{01_d} und sb_{01_d} vorherrscht, eine Folge des Verdrängungseffekts durch den Kontrollzaun (s.a. der Defekt der $\langle U \rangle$ -Profile für sf_{01_d} in Abb. 3.41).

Einen eindrucksvollen Beleg für die unterschiedlichen Auswirkungen der beiden Beeinflussungsmethoden auf die Strömung im *stufennahen Bereich der Rezirkulationszone* bietet ein Vergleich der Wandreibungskoeffizienten C_f entlang der vertikalen Stufen(rück-)wand bei $X = 0.0$ (s. Abb. 3.43). Trotz der vergleichsweise geringen räumlichen Ausdehnung des hier betrachteten Gebiets fallen starke Unterschiede für sf_{01_d} in Form höherer Beträge von C_f und vor allem einer deutlich in Richtung der Bodenplatte verschobenen Lage des Nulldurchgangs ($\langle Z_{r2} \rangle$), welcher das mittlere sekundäre Rezirkulationsgebiet begrenzt, auf. Dagegen gleicht für sb_{01_d} der $C_f(Z)$ -Verlauf dem der nicht beeinflussten Strömung weitestgehend³⁹. Trotz (im Vergleich zur passiven Beeinflussung) geringerer Entfernung von der Anregungsposition erfährt also der stufennahe Teil des Ablösegebiets, u.a. die sekundäre Rezirkulations-

³⁸Hasan und Khan (1992) [71] erklären die reduzierte Effektivität für im transitionellen Bereich ablösende Scherschichten mit dem (relativ dazu) hohen Niveau der Turbulenzintensität in der ankommenden Grenzschicht. So sei ein Anregungsniveau, welches höher als das maximale Niveau der Turbulenzintensität der Grenzschicht ist, notwendig, um die eingebrachten Störungen der Instabilitätswelle überhaupt erhalten, bzw. wachsen lassen zu können.

³⁹Für sb_{01_d} beträgt $\langle Z_{r2} \rangle = 0.8$ (wie auch für s_{01_d}).

zone, für die aktive beeinflusste Strömung keine, bzw. nur geringe Auswirkungen, während sich der passive Kontrolleinfluss deutlich, z.B. in Form eines (sowohl in longitudinaler als auch in vertikaler Richtung) stark verkleinerten mittleren sekundären Rezirkulationsgebiets, bemerkbar macht.

Für die in Abb. 3.44 dargestellten C_p -Verläufe entlang $Z = 0.0$ findet man für s_{01_d} und sb_{01_d} qualitativ übereinstimmende Charakteristika im Vergleich zu Chun und Sung (1996) [31]. Der Bereich der Druckerholung setzt für sb_{01_d} weiter stromauf ein. Dies kann zwar für sf_{01_d} auch festgestellt werden, jedoch ist der Druckgradient in Hauptströmungsrichtung wesentlich flacher als für s_{01_d} und sb_{01_d} und der Wanddruck erreicht das Niveau der nicht beeinflussten Strömung erst weiter stromab als beim aktiv beeinflussten Fall sb_{01_d} .

Die Wirbelschichtdicke $\Phi(X)$ (s. Gl. 3.9) nach Brown und Roshko (1974) [21] zeigt für sb_{01_d} fast denselben Verlauf wie für s_{01_d} (s. Abb. 3.45). Dies wird besonders bei einer Normierung der longitudinalen Koordinatenrichtung X mit der fallspezifischen mittleren Rezirkulationslänge $\langle X_r \rangle$ deutlich. Die aktive Beeinflussung bewirkt somit zwar ein schnelleres Aufdicken der Scherschicht, die Interaktionsmechanismen zwischen den Wirbeln, welche zum Aufdicken führen, scheinen sich jedoch zumindest zu ähneln. Im Gegensatz dazu sind die deutlich höheren Werte $\Phi(X)$ für sf_{01_d} auf die bereits stromauf der Stufe wesentlich größere Grenzschichtdicke zurückzuführen (s. Kap. 3.3.4).

Die stromab eines abgelösten Strömungsbereichs neu-, bzw. wiederentstehende turbulente Wandgrenzschicht (im vorliegenden Fall entlang der Bodenplatte $Z = 0.0$) entwickelt sich – räumlich betrachtet – nur sehr langsam und weist noch weit stromab der mittleren Wiederanlegeposition Differenzen zu den Eigenschaften einer gewöhnlichen Grenzschicht auf (Bradshaw und Wong (1972) [19], Alving und Fernholz (1996) [8], Castro und Epik (1998) [25]). Anhand der in Wandkoordinaten skalierten mittleren Geschwindigkeitsprofile $\langle U \rangle$ in Abb. 3.46a kann dieses charakteristische Merkmal für die Stufenüberströmung s_{01_d} in Form von z.T. deutlichen Abweichungen vom logarithmischen Wandgesetz, welche in Hauptströmungsrichtung zwar abnehmen, aber bis $X = 19.0$ beobachtbar bleiben, festgestellt werden. Für sf_{01_d} erscheinen die Abweichungen vom Wandgesetz, d.h. einem gewöhnlichen Grenzschichtprofil, sogar noch stärker (s. Abb. 3.46b), während für sb_{01_d} an allen 4 Messpositionen geringere Abweichungen gegenüber den Profilen an den korrespondierenden Messpositionen für s_{01_d} zu sehen sind (s. Abb. 3.46c). Zur quantitativen Belegung dieser Aussagen werden in Abb. 3.47 die Abweichungen der berechneten Geschwindigkeiten $\langle U \rangle^+$ vom logarithmischen Wandgesetz für $Z^+ = 50$ in Abhängigkeit von der longitudinalen Position X stromab des Rezirkulationsgebiets gezeichnet. Die etwas frühere Relaxation von sb_{01_d} in Form eines geringeren Geschwindigkeitsdefekts (gegenüber s_{01_d}), und die ab $X > 10.0$ langsamere Relaxation für sf_{01_d} sind erkennbar.

Weitere Belege für die unterschiedlich weit fortgeschrittene Relaxation der neu entstehenden Grenzschicht entlang der Bodenplatte $Z = 0.0$ bietet ein Vergleich der Komponenten $\langle uu \rangle$,

$\langle ww \rangle$ und $-\langle uw \rangle$ des Reynolds'schen Spannungstensors bei $X = -4.0$ (d.h. im Bereich der nicht gestörten Wandgrenzschicht) mit den entsprechenden Profilen bei $X = 19.0$ (s. Abb. 3.48)⁴⁰. Für *s_01_d* sind bei allen Komponenten deutliche Abweichungen vor allem für $Z^+ \geq 10$ erkennbar. Anhand der Abweichungen zwischen den Profilen bei $X = 19.0$ und $X = -4.0$ für *sf_01_d* und *sb_01_d* kann geschlossen werden: am stromab gelegenen Ende des Berechnungsgebiets weist die passiv beeinflusste Strömung eine – gegenüber *s_01_d* – deutlich verzögerte, die aktiv beeinflusste Strömung eine geringfügig weiter fortgeschrittene Relaxation hin zu einer Gleichgewichtsgrenzschicht auf. Diese Aussagen decken sich mit jenen zu den mittleren Geschwindigkeitsprofilen (s.o.) getroffenen Aussagen.

In Abb. 3.49 sind die Maxima der longitudinalen Geschwindigkeitsfluktuationen $u_{rms\ max}$ dargestellt. Für *sb_01_d* ergibt die Auftragung dieses Verlaufs in Hauptströmungsrichtung ein gegenüber *s_01_d* und *sf_01_d* erhöhtes Maximum bei $X = 3.9$ und ein sekundäres Maximum bei $X = 1.2$. Die Lage des (globalen) Maximums ca. $1h$ stromauf des Wiederanlegepunkts entspricht dem Verhalten der nicht beeinflussten Strömung. Die $u_{rms\ max}$ -Werte für *sf_01_d* sind nur im stufennahen Bereich bis ca. $X \leq 1.0$ von allen 3 Fällen die höchsten und spiegeln den konvektiven Transport von Turbulenzenergie aus dem Wiederanlegebereich stromab des passiven Kontrollzauns in den Stufenbereich wieder.

Die Dominanz des aktiven Kontrolleinflusses im Rezirkulationsgebiet veranschaulicht Abb. 3.50 anhand der Verläufe der u_{rms} -Fluktuationen entlang der Bodenplatte $Z = 0.0$ (genauer gesagt bei $Z = 0.01 = \Delta Z_{min}/2$ am wandnächsten Gitterpunkt). Das um 55% höhere Maximum für *sb_01_d* befindet sich genauso wie jenes für *s_01_d* im Bereich von $X/\langle X_r \rangle \approx [0.8; 0.9]$. Es lässt sich eine qualitative Übereinstimmung der aus experimentellen Messungen bestimmten Verläufe der fluktuierenden Wandschubspannung von Spazzini et al. (2001) [184] und Tihon et al. (2001) [191] mit dem u_{rms} -Verlauf des Falls *s_01_d* feststellen. Für *sf_01_d* sind die gravierendsten Unterschiede zu *s_01_d* wiederum im stufennahen Bereich der Rezirkulationszone, insbesondere in der sekundären Rezirkulationszone, auszumachen, wo stark erhöhte Fluktuationen vorherrschen. Im Gegensatz zum schnellen Anstieg für *sb_01_d* flacht der u_{rms} -Verlauf für *sf_01_d* ab $X/\langle X_r \rangle \geq 0.5$ zusehends ab und bildet ein flaches, sogar noch geringer als für *s_01_d* ausfallendes Maximum.

Die in Abb. 3.51 dargestellten Isolinienverläufe der u_{rms} -Fluktuationen dienen lediglich der Übersicht und verdeutlichen nochmals eindrucksvoll die erhöhten Turbulenzniveaus im stufennahen Bereich der Rezirkulationszone als Folge der passiven und aktiven Beeinflussung. Außerdem sind für *sf_01_d* die hohen u_{rms} -Werte in der freien und wiederanlegenden Scherschicht stromab des passiven Kontrollzauns zu erkennen. Für *sb_01_d* ist das bereits anhand des $u_{rms\ max}(X)$ -Verlaufs beobachtete sekundäre Maximum bei $X = 1.2$ sichtbar, welches

⁴⁰Zur unterschiedlichen Skalierung der Variablen und für eine detailliertere Analyse der $\langle uu \rangle$ -, $\langle ww \rangle$ - und $-\langle uw \rangle$ -Profile sei auf die entsprechende Auswertung (Abb. 5.31 zu Kap. 5.4.3) zur Beeinflussung der abgerundeten Stufenüberströmung verwiesen.

sich auf Stufenhöhe $Z = 1.0$ im Bereich der abgelösten Scherschicht befindet.

Aufgrund ihrer leichten Zugänglichkeit in experimenteller Umgebung sind die Druckfluktuationen entlang von Wänden für abgelöste und wiederanlegende Strömungen ein beliebtes Vergleichskriterium. Abb. 3.52 zeigt die p_{rms} -Verläufe entlang der Bodenplatte $Z = 0.0$, bzw. im Zentrum der wandnächsten Gitterzelle. Für die nicht beeinflusste Strömung s_01_d lässt sich ein im sekundären Rezirkulationsbereich schwacher, stromab steilerer Anstieg zum Maximum $p_{rms\ max} = 0.05$ bei $X/\langle X_r \rangle \approx 0.9$ und danach ein kontinuierlicher, aber relativ flacher Abfall beobachten. Das knapp stromauf des mittleren Wiederanlegepunkts befindliche Maximum, die (ungefähre) Höhe dieses Maximums $p_{rms\ max} \approx 0.05$ und der erst ab ca. $X/\langle X_r \rangle \geq 0.5$ steile Anstieg der Fluktuationen sind häufig dokumentiert, sowohl für abgelöste und wiederanlegende Strömungen allgemein (Mabey (1972) [120], Cherry et al. (1984) [28], Kiya und Sasaki (1985) [102]) als auch für die Stufenüberströmung im Besonderen (Roos und Kegelmann (1986) [164], Driver et al. (1987) [46], Heenan und Morrison (1998) [72], Lee und Sung (2001) [112]). Das Maximum der Druckfluktuationen bei Le und Moin (1994) [108] fällt dagegen deutlich geringer aus ($p_{rms\ max} \approx 0.02$). Die passiv beeinflusste Strömung sf_01_d unterscheidet sich im Wesentlichen von s_01_d durch höhere p_{rms} -Werte im stufennahen vorderen Teil des Rezirkulationsgebiets. Ähnlich wie bei den (hier auch erhöhten) u_{rms} -Werten spiegelt sich so der Einfluss der erhöhten Turbulenzintensität der (manipulierten) ankommenden Strömung an der Stufenkante wieder.

Gravierende Unterschiede weist nun der aktiv beeinflusste Fall sb_01_d auf: Zum einen sind die maximalen p_{rms} -Fluktuationen mehr als doppelt so hoch wie für s_01_d und sf_01_d , zum anderen fällt die Oszillation der p_{rms} -Werte in x -Richtung auf (s. Abb. 3.52). Gerade letztere Beobachtung wird in Abb. 3.53 bei der Darstellung der p_{rms} -Isolinien noch deutlicher. Im Gegensatz zu den homogenen und weniger komplexen Verteilungen für s_01_d und sf_01_d , bei denen p_{rms} -Maxima in den Bereichen der freien Scherschichten vor der Wiederanlegung (stromab der Stufe und des Kontrollzauns) sichtbar werden, treten für sb_01_d mehrere Maxima in gleicher Höhe knapp unterhalb der Abströmkante bei $Z \approx 0.9$ auf. Bei einer Analyse der x -Position dieser Maxima ($X = 2.4; 4.8; 9.9; 16.8$) fällt auf, dass sich der Abstand zwischen ihnen zumindest bis zum dritten Maximum verdoppelt. Wohlgermerkt, diese Statistik stellt keine Phasenmittelung dar, sondern zeigt, dass an bestimmten Stellen – gemittelt über alle Phasenlagen der periodischen Anregung – relativ zur Umgebung erhöhte p_{rms} -Fluktuationen auftreten. Dabei ist anhand von Abb. 3.54 erkennbar, dass sich die mittlere Druckverteilung $\langle P \rangle$, welche letztlich den Subtrahenden bei der Bestimmung der p' -Fluktuationen (und damit der $p_{rms} = \sqrt{\langle p'^2 \rangle}$) darstellt, nur sehr geringfügig zwischen s_01_d und sb_01_d unterscheidet. Ob die Oszillationen der p_{rms} -Verteilung auf eine Serie (statistisch) bevorzugter Verschmelzungspositionen von Wirbeln zurückzuführen sind, kann mit dem derzeitigen Kenntnisstand nicht eindeutig geklärt werden.

In Abb. 3.55 sind die mittleren turbulenten kinetischen Energien $\langle k \rangle$ (s. Gl. 3.10) und der

deren Feinstrukturanteil $\langle k \rangle_S$ für die drei LES dargestellt. Die zu Abb. 3.41 bezüglich der *rms*-Profile getroffenen Aussagen innerhalb der verschiedenen Teilbereiche der Strömung gelten auch für die $\langle k \rangle$ -Profile. Der Feinstrukturanteil $\langle k \rangle_S$ für *sb_01_d* liegt ab $X \geq 2.0$ höher (z.T. deutlich) als jener für *s_01_d* und *sf_01_d*. In einigen Teilbereichen der Strömung, namentlich im Wiederanlegebereich und im Bereich oberhalb $Z \geq 1.0$ und stromab $X \geq 8.0$, überschreiten die $\langle k \rangle_S$ -Profile für *sb_01_d* (im auf 6.25%-Anteil vergrößerten Maßstab) die jeweiligen $\langle k \rangle$ -Profile. Die hohen $\langle k \rangle_S$ -Werte im Wiederanlegebereich haben dabei physikalische Ursachen, d.h. liegen in der hohen, durch die aktive Beeinflussung eingebrachte Turbulenzenergie begründet. Dagegen lassen sich die gegenüber den moderaten $\langle k \rangle$ -Werten hohen $\langle k \rangle_S$ -Anteile im Bereich $Z \geq 1.0$ und $X \geq 8.0$ mit der hier (aus Kostengründen) beginnenden Gitterspreizung in *x*- und *z*-Richtung und der damit verbundenen stärkeren Ausnutzung des Feinstrukturmodells erklären. Festzuhalten bleibt, dass für den aktiv beeinflussten Fall *sb_01_d* das LES-Gitter gegenüber den anderen beiden Fällen stromab von $X \geq 2.0$ die größte Auflösung bietet und – im Gegensatz zu *s_01_d* (s. Abb. 3.37) und *sf_01_d* (s. Abb. 3.38) – der Feinstrukturanteil nicht immer kleiner als 10% ist.

3.5.2 Räumliche Ausdehnung der Strukturen

Die gleichzeitige Beobachtung von Geschwindigkeitsschwankungen an verschiedenen (benachbarten oder nicht benachbarten) Positionen, kann als Kriterium für eine zusammenhängende Struktur verwendet werden. Die Zweipunktkorrelation an einem Aufpunkt $\vec{x}^* = (X^*, Z^*)$ in der *x-z*-Ebene mit allen anderen Punkten $\vec{x}^* + \Delta\vec{x}$ im Strömungsfeld

$$R_{ww}^x(\vec{x}^*, \Delta\vec{x}) = \frac{\langle w'(\vec{x}^*) \cdot w'(\vec{x}^* + \Delta\vec{x}) \rangle}{w_{rms}(\vec{x}^*) \cdot w_{rms}(\vec{x}^* + \Delta\vec{x})} \quad (3.12)$$

stellt das diesbezüglich relevante Maß dar. Die vertikale Geschwindigkeitskomponente *W* wird dazu – als spezielle Wahl innerhalb dieser Arbeit – als Bezugsgeschwindigkeit für die Detektion von Kohärenz in den Strukturen verwendet⁴¹. Im Aufpunkt selber beträgt die Korrelation aufgrund der Normierung $R_{ww}^x(\vec{x}^*, \Delta\vec{x} = 0) = 1.0$. Analog zu Orellano (1999) [150] wird zusätzlich ein integrales Längenmaß L_{ww}^x , welches die räumliche Ausdehnung der Strukturen beschreibt, aus der Integration der Korrelationsverteilung in Hauptströmungsrichtung

$$L_{ww}^x = \int_{X^*}^{X_0} R_{ww}^x(\vec{x}^*, \Delta\vec{x}) dx \quad (3.13)$$

⁴¹Im Gegensatz zu der bei Orellano (1999) [150] verwendeten Formulierung für die Zweipunktkorrelation

$$R_{ww}^x(\vec{x}^*, \Delta\vec{x}) = \frac{\langle w'(\vec{x}^*) \cdot w'(\vec{x}^* + \Delta\vec{x}) \rangle}{w_{rms}(\vec{x}^*) \cdot w_{rms}(\vec{x}^* + \Delta\vec{x})}$$

kann der zur Normierung benötigte Nenner der rechten Seite für in schwach turbulenten Bereichen der Strömung befindliche Positionen $\vec{x}^* + \Delta\vec{x}$ nicht mehr sehr niedrige Werte annehmen und verfälscht daher die Korrelationsverteilung $R_{ww}^x(\vec{x}^*, \Delta\vec{x})$ in eben solchen Gebieten nicht mehr. Einzige Voraussetzung bleibt, dass die Fluktuationen $w_{rms}(\vec{x}^*)$ am Aufpunkt selber nicht sehr geringe (in der Größenordnung der Rechengenauigkeit) Werte annehmen, d.h. dass sich der Aufpunkt im turbulenten Strömungsbereich befindet.

bestimmt. Dabei wird die Integration in der vertikalen Lage des Aufpunkts Z^* durchgeführt und der Integrationsbereich erstreckt sich vom Aufpunkt X^* bis zum ersten Nulldurchgang X_0 der Korrelationsverteilung.

Die Abb. 3.56, 3.57 und 3.58 zeigen die Verteilung der Zweipunktkorrelation $R_{ww}^x(\vec{x}^*, \Delta\vec{x})$ im gesamten Strömungsfeld für drei repräsentative Aufpunkte \vec{x}^* :

- ($X^* = -3.02$, $Z^* = 1.53$) in Abb. 3.56: Für s_01_d und sb_01_d liegt dieser Punkt im Bereich der ungestörten turbulenten Grenzschicht. Dagegen befindet sich für sf_01_d der Aufpunkt innerhalb der freien Scherschicht stromab des passiven Kontrollzauns. Die entsprechende Korrelationsverteilung zeigt die Entwicklung von in Hauptströmungsrichtung wechselnden Bereichen mit positiven und negativen Vorzeichen, was auf die spannweitig ausgerichteten Wirbelstrukturen des Aufrollvorgangs in der Scherschicht hindeutet. Zudem weist die leicht ansteigende Neigung der Lage der Korrelationsextrema auf die in diesem Bereich (noch) dominierende mittlere Aufströmung $\langle W \rangle$ (vgl. Abb. 3.15 zu Kap. 3.3.3) hin. Das gegenüber der ungestörten Grenzschicht (s_01_d , sb_01_d) deutlich geringere integrale Längenmaß für sf_01_d zeigt, dass die an dieser Position (im Mittel) vorliegenden Strukturen noch nicht den voll entwickelt – im Sinne von voll ausgedehnt – sind und sich die Scherschicht noch in der Aufrollphase befindet. Es können jedoch keine Rückschlüsse auf die Intensität der Strukturen, und damit den Energiegehalt der Strömung gezogen werden.
- ($X^* = 2.04$, $Z^* = 0.99$) in Abb. 3.57: Der hohe Wert des integralen Längenmaßes für sf_01_d belegt, dass sich in der passiv beeinflussten Strömung aufgrund des „Vorsprungs“ an Turbulenzenergie an der Stufenkante in schnellerem Maß als bei s_01_d und sb_01_d großskalige Strukturen entwickeln. Die wechselnden Bereiche positiver und negativer Korrelationen zeigen für s_01_d die Aufrollphase der an der Stufenkante abgelösten Scherschicht an. Für sb_01_d sind die Bereichswechsel Ausdruck der Dominanz von an der (aktiven) Anregungsstelle erzeugten, spannweitig ausgerichteten Wirbeln im gesamten, stromab von $X \approx 1.0$ gelegenen dargestellten Bereich der Strömung.
- ($X^* = 5.21$, $Z^* = 0.48$) in Abb. 3.58: Auch hier lässt sich für sb_01_d die regelmäßige Anordnung der sich als Folge der aktiven Strömungsbeeinflussung ausbildenden kohärenten Strukturen erkennen. Das für sb_01_d nun gegenüber sf_01_d – im Kontrast zu ($X^* = 2.04$, $Z^* = 0.99$) – höhere integrale Längenmaß L_{ww}^x deutet auf die im stufenfernen Teil der Rezirkulationszone verstärkte Auswirkung der aktiven Beeinflussung in Form einer stärkeren Vermischung, einem größeren Aufweiten der Strömung als Folge erhöhten Queraustauschs und zunehmender Wirbelinteraktionen hin. Andererseits sind an diesem Aufpunkt die prozentualen Unterschiede in L_{ww}^x für die 3 untersuchten Fälle gegenüber den weiter stromauf befindlichen anderen Aufpunkten geringer, was bedeutet, dass sich die Prozesse, denen die Strömung im Wiederanlegebereich unterliegt, nicht grundlegend voneinander unterscheiden.

Auf der Suche nach einem Maß, welches den Grad an Zwei-, bzw. Dreidimensionalität der Stufenüberströmung beschreibt, liegt die Wahl der Zweipunktkorrelation in die laterale homogene Richtung $R_{ww}^y(\Delta Y)$ als Basis nahe^{42,43}. Der integrale Mittelwert des Korrelationskoeffizienten über alle (in der Praxis diskreten Werte) $\Delta Y = 0 \dots L_y$

$$\overline{R_{ww}^y} = \frac{1}{L_y} \int_0^{L_y} R_{ww}^y(\Delta Y) dy \quad (3.14)$$

dient dabei als Quantifizierung der Stärke der Kohärenz der Strukturen in Spannweitenrichtung⁴⁴. In Abb. 3.59 sind die Verteilungen dieser mittleren Korrelationen in der x - z -Ebene für die 3 repräsentativen Fälle dargestellt. Generell können mit zunehmender Entfernung von festen Wänden ansteigende $\overline{R_{ww}^y}$ beobachtet werden. In Wandnähe herrschen demnach kleinskalige, in y -Richtung wenig kohärente Strukturen vor und in großer Wandentfernung (z.B. im Umgebungsfluid) dominieren lateral kohärente Strukturen. Dabei wird die Bedeutung der Strukturen, d.h. ihre Abgrenzung zu benachbarten Vorgängen, gänzlich außer Acht gelassen. Mit diesen Überlegungen lässt sich die – die Analyse erschwerende – Überlagerung der eigentlich von der Stufe, bzw. der Beeinflussung hervorgerufenen Vorgängen mit jenem aus der Wandpräsenz folgenden Gradienten in der $\overline{R_{ww}^y}$ -Verteilung erklären. Vor diesem Hintergrund kann man anhand von Abb. 3.59 für alle drei Fälle besonders im stufennahen Teil der Rezirkulationszone, für *sf_01_d* aber auch im Nachlauf des Kontrollzauns eine erhöhte laterale Kohärenz, d.h. einen verstärkt zweidimensionalen Charakter der Strömung feststellen. Stromab der Stufe herrschen für *sb_01_d* die höchsten $\overline{R_{ww}^y}$ vor, d.h. die aktiv kontrollierte Strömung (stromab der Anregungsposition) ist (mit Abstand) am stärksten lateral kohärent.

Eine aussagekräftigere Analyse hinsichtlich der Wirkung der zwei verschiedenen Beeinflussungsmethoden auf die laterale Kohärenz bietet die Subtraktion des $\overline{R_{ww}^y}$ -Feldes des Referenzfalls *s_01_d* von den entsprechenden Feldern der Fälle *sf_01_d* und *sb_01_d* (s. Abb. 3.60). Für *sf_01_d* ist eine Erhöhung der lateralen Kohärenz u.a. in der ankommenden Grenzschicht in der Nähe des Zauns und im Wiederanlegebereich stromab der Stufe, Verminderungen vor allem stromab und oberhalb der Stufe ($Z \geq 1.0$) festzustellen. Betragsmäßig weitaus stärkere Erhöhungen liegen für *sb_01_d* im Nahbereich um die Anregungsstelle an der Stufenkante und weiter stromab einerseits im stufennahen Teil der Rezirkulationszone, andererseits auch für $X \geq 5.0$ auf Höhe der Stufenkante $Z = 1.0$ vor. Letztere (Erhöhungs-) Zone spiegelt den konvektiven Transport der gegenüber *s_01_d* stark zweidimensionalen Wirbelstrukturen bis in den Bereich der wiederanlegenden Grenzschicht stromab der Rezirkulationszone wieder.

⁴²Dabei entfällt aufgrund der Homogenität in Spannweitenrichtung die Abhängigkeit der Korrelationsverteilung von der (lateralen) Lage des Aufpunkts Y^* .

⁴³Aussagen zum augenblicklichen Grad an Zwei-, bzw. Dreidimensionalität der Strömung lassen sich z.B. anhand der Isolinienverteilungen der lateralen Zweipunktkorrelation in einem kurzen Zeitintervall bei Furuichi und Kumada (2002) [57] treffen.

⁴⁴Alternativ bestünde die Möglichkeit, aus dem lateralen Wellenzahlspektrum $\epsilon(k_y)$ (s. z.B. Abb. 3.6 zu Kap. 3.3.1) eine integrale (nicht ganzzahlige) mittlere Wellenzahl als Maß für laterale Kohärenz zu bestimmen.

3.5.3 Augenblicksaufnahmen

Augenblicksaufnahmen der Fluktuationen der vertikalen Geschwindigkeitskomponente w' in beliebigen lateralen Ebenen und zu beliebigen Zeitpunkten sind in Abb. 3.61 für die drei LES s_{01_d} , sf_{01_d} und sb_{01_d} abgebildet. Während für s_{01_d} kohärente Strukturen (zumindest gemäß den betragsmäßig kleinsten Niveaus der Isolinien) erst ab $X \approx 2.0$ im Bereich der freien Scherschicht erkennbar sind, beobachtet man solche für sf_{01_d} und sb_{01_d} bereits in unmittelbarer Nähe der Stufenkante. Weiterhin sieht man, dass die räumliche Ausdehnung der kohärenten Strukturen für sf_{01_d} und sb_{01_d} bis $X \approx 10.0$ deutlich, weiter stromab weniger deutlich, *größer* ist als jene für s_{01_d} . In diesem Punkt ähneln sich die beiden beeinflussten Fälle, d.h. trotz der unterschiedlichen Kontrollmechanismen wachsen die Strukturen für sf_{01_d} und sb_{01_d} stromab der Stufenkante in einem vergleichbaren Ausmaß. Allerdings wirken die Strukturen im Rezirkulationsbereich für sb_{01_d} kompakter als für sf_{01_d} , was wiederum auf die höhere Kohärenz in Spannweitenrichtung (s. Kap. 3.5.2) hindeutet. Anhand von Abb. 3.61b kann man auch gut die räumliche Entwicklung der abgelösten Scherschicht stromab des passiven Kontrollzauns für sf_{01_d} , insbesondere das allmähliche Anwachsen der Größe der sich ausbildenden Strukturen ersehen.

In Abb. 3.62 sind Augenblicksfelder des Strömungsbereichs direkt stromab der Ablösestelle für s_{01_d} , sf_{01_d} und sb_{01_d} gegenübergestellt. Neben dem Vergleich der Fälle miteinander und der verschiedenen Visualisierungsmöglichkeiten⁴⁵ miteinander, ist ein Vergleich zwischen LES und DNS (s. Abb. 3.30) möglich. Dabei fallen die deutlich glatteren Geschwindigkeits-, ω_y - und λ_2 -Felder der LES auf, welche direkte Auswirkungen der wesentlich geringeren Gitterpunktanzahl im selben räumlichen Bereich sind. Insbesondere die ω_y - und λ_2 -Felder der LES weisen gegenüber der DNS weniger starke Extrema auf, welche sich jedoch über weitere räumliche Bereiche erstrecken. Trotzdem lassen sich für die LES s_{01_d} und sf_{01_d} keine Unterschiede zu den entsprechenden DNS s_{11_a} und sf_{11_a} bezüglich der zugrunde liegenden Eigenschaften der Strömungen, wie des Aufrollvorgangs der freien Scherschicht, der typischen Wirbelausdehnung an einer bestimmten Position, usw. feststellen (zumindest nicht anhand von Abb. 3.62 und Abb. 3.30). Für die aktiv beeinflusste Strömung sb_{01_d} fällt – besonders anhand der lateralen Wirbelstärke ω_y – die Krümmung der Scherschicht im Bereich $X \approx [0.5; 1.5]$ gegenüber der in diesem Bereich ungekrümmt verlaufenden Scherschicht des Falls s_{01_d} ins Auge. Dies ist das erste Zeichen der einsetzenden Wirkung der aktiven Beeinflussung auf die Strömung. Im Gegensatz dazu kann für sf_{01_d} nicht von einer Scher-*schicht* gesprochen werden, eher von einem Bereich mit hoher Scherung, welcher eine erhebliche Ausdehnung in vertikaler Richtung besitzt.

⁴⁵Beim Vergleich der Visualisierungskriterien ω_y und λ_2 miteinander lassen sich anhand von Abb. 3.62 identische Aussagen wie für die DNS (s. Abb. 3.30 zu Kap. 3.3.5) ableiten.

3.5.4 Analysen von Zeitreihen

Raum-Zeit-Isolinien Die Raum-Zeit-Isolinien der in y -Richtung gemittelten Druckfluktuationen p' in jeweils 3 verschiedenen Höhen ($Z = 0.03; 0.48; 0.99$) sind in Abb. 3.63 für s_{01_d} , in Abb. 3.64 für sf_{01_d} und in Abb. 3.65 für sb_{01_d} dargestellt. Für den nicht beeinflussten Fall s_{01_d} sieht man besonders an der unteren Wand (bei $Z = 0.03$), dass im Bereich $0.0 \leq X < 3.0$ permanent fast derselbe Druck herrscht, und dieser zeitlich nur leicht schwankt. Weiter stromab ($X \geq 3.0$) herrschen gleichmäßig geneigte Strukturen vor, deren Neigungswinkel räumlich und zeitlich konstant ist. Augenblickliche Minima der Druckfluktuationen können mit dem Passieren von großskaligen Wirbeln erklärt werden (Cherry et al. (1984) [28], Kiya und Sasaki (1985) [102]). Aus dem in Abb. 3.63 ermittelten Neigungswinkel der Minima der Druckfluktuation kann somit direkt die Konvektionsgeschwindigkeit der großräumigen Strukturen im Wiederanlegebereich zu $U_c \approx 0.6$ in Übereinstimmung mit Lee und Sung (2001) [112, 113] abgeschätzt werden. Betrachtet man die Schnitte bei $Z = 0.48$ und $Z = 0.99$, so fällt besonders der sich im Vergleich zum Schnitt $Z = 0.03$ weiter stromauf befindliche Beginn der geneigten Strukturen auf. Diese sind im Bereich $1.0 \leq X < 3.0$ bei $Z = 0.99$ noch eher von kürzerer zeitlicher Dauer (höhere charakteristische Frequenzen) als weiter stromab. Für s_{01_d} zeigt ein Vergleich mit Fig. 1 aus Lee und Sung (2001) [113] weitestgehend ähnliche Strukturen.

Für den passiv beeinflussten Fall sf_{01_d} fällt anhand von Abb. 3.64 das weitestgehende Verschwinden des Gebiets mit minimalen Druckschwankungen auf. Nur bis $X < 1.0$ bei $Z = 0.03$ lassen sich noch nicht geneigte Strukturen erkennen, welche im Vergleich zu Fall s_{01_d} jedoch stärkeren zeitlichen Schwankungen unterliegen. Der konstante Neigungswinkel der weiter stromab dominierenden großräumigen Strukturen bleibt unverändert, was auf dieselbe Konvektionsgeschwindigkeit in diesem Bereich der Strömung schließen lässt.

Die Raum-Zeit-Isolinien der Druckfluktuationen für den aktiv beeinflussten Fall sb_{01_d} weisen einige sehr interessante Details auf (s. Abb. 3.65). Im Gegensatz zu s_{01_d} und sf_{01_d} fällt die starke Regelmäßigkeit der Druckminima und Druckmaxima im gesamten räumlichen und zeitlichen Beobachtungsbereich auf. Selbst der Bereich der sekundären Rezirkulationszone (bei $Z = 0.03$ und $X < 2.0$) ist starken periodischen Druckschwankungen unterworfen, welche ihren Ursprung natürlich in der – nicht weit entfernten – Anregung selber haben. Für alle 3 betrachteten Schnitte ($Z = 0.03; 0.48; 0.99$) folgt im relativ scharf abgegrenzten Bereich $2.5 < X < 4.0$ eine kurze Stagnationsphase, zu sehen an den „Knicken“ in den Höhenlinien. Es scheint, als würden die stromab der Stufenkante entstehenden Wirbel (welche die Druckfluktuationsminima als Abdrücke hinterlassen) hier kurze Zeit verharren (relativ steiler Neigungswinkel an den „Knicken“). Anhand der in Abb. 3.94 vorgestellten Schnappschüsse des augenblicklichen Verlaufs der vertikalen Geschwindigkeitsfluktuationen w' kann man diese Stagnationsphase in der Wirbelbewegung ebenfalls gut beobachten. Es kann vermutet werden, dass es sich hierbei um eine Verschmelzungszone mit komplexen

Wirbelinteraktionen, wie z.B. „vortex pairings“, „shredding interactions“ oder „vortex nutations“ [78] handelt. Weiter stromab ($X > 4.0$) findet man wieder flachere und konstante Neigungswinkel für die Bewegung der großskaligen Strukturen vor. Der hier vorherrschende Winkel entspricht in etwa dem der Fälle s_{01_d} und sf_{01_d} , d.h. die Konvektionsgeschwindigkeit beträgt ebenfalls $U_c \approx 0.6$.

Spektralanalysen des nicht beeinflussten und passiv beeinflussten Falls Für die quantitative Untersuchung der Dynamik kohärenter Wirbelstrukturen erweist sich die Fourier-Transformation als zweckmäßig. Nachfolgend werden zeitabhängige Signale von Geschwindigkeitskomponenten, bzw. vom Druck an festen räumlichen Positionen in den Fourierraum transformiert und dann der Energieinhalt, den eine bestimmte Frequenz (am Signal) besitzt, ausgewertet. Sofern nicht explizit anders vermerkt, werden für die Fourier-Transformationen 4 Partitionen á 2192 Stichproben verwendet und diese transformierten Datensätze über 40 verschiedene laterale Positionen mit lateralem Abstand $\Delta Y = 0.125$ gemittelt. Der zeitliche Stichprobenabstand beträgt $\Delta t = 0.08$.

In Abb. 3.66 ist die Spektralenergie e der Zeitsignale der vertikalen Geschwindigkeitsfluktuationen $w'(t)$ an 8 nacheinanderfolgenden Positionen, welche sich zu Beginn ungefähr in der Höhe der Scherschicht befinden, dargestellt. Bei einer Analyse des nicht beeinflussten Falls s_{01_d} kann das typische Verhalten einer abgelösten und wiederanlegenden Strömung beobachtet werden: an den Positionen P1 und P2 das Aufrollen der freien Scherschicht mit einer dominanten hohen Frequenz ($St \approx 0.3$, „Kelvin-Helmholtz-Instabilität“); weiter stromab eine Erhöhung der Spektralenergie mit den größten Werten im Wiederanlegebereich, bzw. kurz davor (P4, P5); noch weiter stromab eine sehr langsame Änderung in Richtung eines für eine turbulente Grenzschicht typischen Spektrums (P8). Die Spektren des passiv beeinflussten Falls sf_{01_d} lassen sich bereits an Position P1 als hochenergetisch charakterisieren, weisen so gut wie keine Anzeichen einer charakteristischen Aufrollfrequenz auf und gleichen im weiter stromab befindlichen Bereich weitestgehend den Spektren von s_{01_d} . Daran erkennt man, dass die Wirkung des passiven Kontrollzauns nur bis $X \approx 4.0$ reicht, d.h. stromab die Umwälzung des Strömungsfelds aufgrund des Stufenhindernisses selber energetisch dominiert.

Für sf_{01_d} lassen sich die Vorgänge in der Umgebung des passiven Kontrollzauns und in ungefährer Höhe der Scherschicht anhand von Abb. 3.67 erkennen. Es werden dabei erneut die Zeitsignale $w'(t)$ an 8 repräsentativen Punkten analysiert. Für sf_{01_d} erkennt man bereits stromauf des Zauns (P1) leicht erhöhte Spektralenergien e gegenüber der nicht beeinflussten Grenzschicht (s_{01_d}), welche bis zum Zaun selber (P2) sehr stark ansteigen. Stromab des Zauns erkennt man wiederum charakteristische dominante Frequenzen (P3, P4), welche den Aufrollvorgang, bzw. Subharmonische des Aufrollvorgangs, der abgelösten Scherschicht ($St \approx \{0.5; 1.5\}$) charakterisieren. Weiter stromab verlagert sich der Hauptteil an Spektralenergie hin zu niedrigeren Frequenzen (P5, P6, P7), was mit der beginnenden

Interaktion des Aufrollvorgangs mit der Wand $Z = 1.0$, und dem nachfolgenden Wiederanlegen der Scherschicht zu begründen ist. Obwohl die Wiederanlegung der Scherschicht hinter dem Zaun für *sf_01_d stromauf* der Stufenkante geschieht (zumindest im zeitlichen Mittel), ändert sich die Energieverteilung der manipulierten Grenzschicht nur minimal (zwischen P6 und P7). Die passiv beeinflusste Strömung an der Stufenkante kann somit als hochenergetisch und dominiert von niedrigen Frequenzen, welche die Dominanz von im Wiederanlegebereich der Rezirkulationszone stromab des Kontrollzauns ausgeworfenen, großskaligen kohärenten Strukturen aufzeigen, charakterisiert werden. Die geringfügigen Unterschiede in den Verteilungen der Spektralenergie e für den nicht beeinflussten Fall *s_01_d* lassen sich eher mit dem unterschiedlichen Wandabstand der Auswertepositionen und dessen Wirkung auf die Energiespektren (z.B. Farabee und Casarella (1991) [51]) und kaum mit den unterschiedlichen longitudinalen Positionen erklären⁴⁶.

Die in Abb. 3.68 dargestellten Spektren des Drucksignals $p'(t)$ für *s_01_d* und *sf_01_d* stromab der Stufe entsprechen weitestgehend den in Abb. 3.66 gezeigten Spektren des Geschwindigkeitssignals $w'(t)$. Die charakteristische Frequenz des Aufrollvorgangs für *s_01_d* liegt bei $St \approx 0.25$, erkennbar an den Positionen P1 und P2. Die hochenergetischen ($e_{max} \geq 2 \cdot 10^{-5}$) niederfrequenten Vorgänge im Wiederanlegebereich für *s_01_d* (P4-P8), sowie im gesamten Bereich stromab der Stufe für *sf_01_d* (P1-P8) lassen sich mit einer charakteristischen Frequenz von $St \approx 0.10$ quantifizieren. Dieser St -Wert schwankt jedoch etwas und z.T. tritt eine noch niedrigere Frequenz $St \approx 0.05$ fast ebenso dominant in Erscheinung.

Nach dieser Quantifizierung der im Bereich der abgelösten und wiederanlegenden Scherschicht und der stromauf der Stufe dominierenden Vorgänge, stellt sich die Frage, ob in anderen Bereichen des Strömungsfelds ähnliche Effekte beobachtbar sind, bzw. wo Gemeinsamkeiten und Unterschiede zum Scherschichtbereich vorzufinden sind. Abb. 3.69 zeigt die Spektren des longitudinalen Geschwindigkeitssignals $u'(t)$ am wandnächsten Gitterpunkt entlang der Bodenplatte $Z = 0.0$ für *s_01_d* und *sf_01_d*. Im stromab befindlichen Auswertebereich (P6-P8) im Wiederanlegebereich der Strömung lassen sich – genauso wie für die Spektren von $w'(t)$ (s. Abb. 3.66) in größerer Wandentfernung – keine nennenswerten Unterschiede zwischen *s_01_d* und *sf_01_d* feststellen. Mit zunehmender Nähe zur Stufenkante $X = 0.0$ fallen die Spektralenergien ab, für *s_01_d* jedoch wesentlich stärker als für *sf_01_d*. Es zeigt sich also analog zur Beobachtung der erhöhten *rms*-Fluktuationen (s. Abb. 3.41 zu Kap. 3.5.1) für *sf_01_d*, dass in der Umgebung der sekundären Rezirkulationszone aufgrund der passiven Strömungsbeeinflussung die sehr geringe Turbulenzintensität der Strömung auf ein moderates Maß angehoben wird.

Stellt man die Spektren der Geschwindigkeitssignale $u'(t)$ entlang der Bodenplatte $Z = 0.0$ in

⁴⁶Die schwachen Maxima der Spektren von *s_01_d* mit großem Wandabstand ($Z \geq 1.48$ bei P2-P5 in Abb. 3.67) sind nicht bei den wandnäheren Spektren im Bereich der ankommenden (ungestörten) Grenzschicht zu erkennen. Es kann daher ein Artefakt der Wirbelgeneratoren vermutet werden, durch deren Präsenz bestimmte Frequenzen im Bereich der Außenschicht leicht angefacht werden.

anders normierter Form dar (s. Abb. 3.70), ergeben sich weitere interessante Beobachtungen. Die Normierung der Frequenz erfolgt nun anstatt über $St = f \cdot h / U_\infty$ mithilfe der fallspezifischen mittleren Rezirkulationslänge $\langle X_r \rangle$, wobei die so gewonnene Frequenz $n = f \cdot \langle X_r \rangle / U_\infty$ definiert wird. Analog zu [120, 46, 72, 184] wird die Spektralenergie e gemäß

$$\langle u'^2 \rangle = u_{rms}^2 = \int_0^\infty e_{uu}(n) dn = \int_{-\infty}^\infty n \cdot e_{uu}(n) d[\log(n)] \quad (3.15)$$

zum Ausgleich der erheblichen Differenzen in den Energieniveaus auf ein konstantes äqui-integrales Maß normiert. Während nun die Maxima der so normierten Spektren für s_{01_d} im stromab gelegenen Auswertebereich ($0.35 \leq X / \langle X_r \rangle \leq 1.47$) bei ungefähr $n \approx 0.6$ liegen, lassen sich – in Übereinstimmung mit den Spektren des Wandschubspannungssignals $\tau'_w(t)$ bei Spazzini et al. (2001) [184] – (noch) niedrigere dominante Frequenzen $n < 0.2$ im stufennahen Gebiet beobachten. Für sf_{01_d} lässt sich eine solche sehr kleine dominierende Frequenz $n < 0.2$ nur bei $X / \langle X_r \rangle = 0.05$ feststellen, während stromab wieder höhere Frequenzen $n \approx 0.6$ die höchsten Beiträge zur normierten Spektralenergie $e(n) \cdot n$ stellen. Einschränkend muss an diesem Punkt allerdings auf die relativ geringe Qualität der Spektren in diesem extrem niederfrequenten Auswertebereich (nahe der kleinsten darstellbaren Frequenz von $2192(\text{Stichproben}) \cdot 0.08(\Delta t) \approx 175(\Delta T) \Rightarrow St \approx 0.006$) hingewiesen werden.

Die Spektren der vertikalen Geschwindigkeitssignale $w'(t)$ nahe der Stufe bei $X = 0.26$ an 8 verschiedenen vertikalen Positionen sind in Abb. 3.71, bzw. in Abb. 3.72 in normierter Form (analog zu Abb. 3.70) dargestellt. Anhand von Abb. 3.71 sieht man die im stufennahen Bereich markant erhöhten Spektralenergien des passiv beeinflussten Falls sf_{01_d} . Eine Zweiteilung des dominanten Frequenzbereichs lässt sich für s_{01_d} anhand von Abb. 3.72a erkennen: Während die normierten Spektren oberhalb von $Z \geq 0.95$ bei hohen Frequenzen $n \approx 3.0$ deutliche Maxima im Zusammenhang mit dem hier beginnenden Aufrollvorgang der freien Scherschicht aufweisen, liegen die Maxima (zumindest) für $Z \leq 0.48$ im sehr niedrigen Frequenzbereich $n < 0.2$. Dabei gleicht das (normierte) $w'(t)$ -Spektrum bei $X = 0.26, Z = 0.03$ in etwa dem $u'(t)$ -Spektrum bei $X / \langle X_r \rangle = 0.04, Z = 0.03$ (s. Abb. 3.70a), womit Differenzen zwischen verschiedenen Komponenten des Geschwindigkeitsvektors bezüglich der Spektralenergien ausgeschlossen werden können. Weiterhin fällt das Fehlen von Maxima bei Frequenzen um $n \approx 0.6$, welche im Wiederanlegebereich dominieren (s. Abb. 3.70a), ins Auge. Einige Unterschiede zu s_{01_d} offenbart Abb. 3.72b für den passiv beeinflussten Fall sf_{01_d} : Oberhalb von $Z \geq 0.75$ dominieren hohe Frequenzen $n \approx 1.0$. Diese fallen somit deutlich geringer aus als für s_{01_d} im selben Bereich. Im bodennäheren Bereich $0.03 \leq Z \leq 0.48$ zeigen die normierten Spektren sehr flache Maxima um $n \approx [0.2; 0.8]$, also leicht oberhalb der für s_{01_d} beobachteten Werte (s. Abb. 3.72a).

Gewissermaßen als vorläufige Zusammenfassung der Untersuchungen im Fourierraum zeigt Abb. 3.73 die Frequenzen n , bei denen die Spektren $e(n) \cdot n$ des vertikalen Geschwindigkeitssignals $w'(t)$ den maximalen Wert erreichen. Um eine phänomenologische Einteilung der verschiedenen Frequenzbereiche vornehmen zu können, wurde eine sehr grob eingeteilte

Grauwertskalierung verwendet. Nur im Bereich $X \approx [0.0; 1.0]$ und $Z \approx [0.0; 0.8]$ treten für s_{01_d} sehr niedrige Frequenzen $n < 0.2$ dominant in Erscheinung. Für sf_{01_d} ist dieser Bereich signifikant verkleinert, bzw. verschwindet fast vollständig. Hohe Frequenzen $n > 1.1$ treten für s_{01_d} im Bereich der ankommenden Grenzschicht, im Aufrollbereich der abgelösten Scherschicht, sowie (nur schwach erkennbar) für $X > 8.0$ im Bereich der sich wieder neu formierenden Wandgrenzschicht auf. Für sf_{01_d} fallen dominante $n > 1.1$ vor allem im Aufrollbereich der abgelösten Scherschicht stromab des passiven Kontrollzauns auf, während stromab der Stufenkante niedrigere Frequenzen $0.2 < n < 1.1$ vorherrschen.

Phänomenologische Einteilung Unter Einbeziehung aller bis zu diesem Punkt gewonnenen Erkenntnisse und der vorhandenen Literaturangaben zu Spektralanalysen von Stufenüberströmungen lässt sich für die *nicht beeinflusste* Stufenüberströmung folgende Einteilung vornehmen (s.a. Neumann (2003) [143]):

- I. Die hohen Frequenzen $St > 0.2$, bzw. $n > 1.2$, welche stromab der Stufenkante bis $X \approx 3.5$ im sich in vertikaler Richtung aufweitenden Bereich um $Z \approx 1.0$ vorherrschen, lassen sich dem Aufrollvorgang (oder *roll-up instability*, Kelvin-Helmholtz-Instabilität) zuordnen. Nach Ho und Huerre (1984) [78] ist die Impulsverlustdicke θ der *Vermischungsschicht* die bestimmende Längenskala der Aufrollfrequenz, welche für Ablösungen *turbulenter* Vermischungsschichten einen universellen Wert von $f \cdot \theta / \bar{U} \approx 0.046$ annimmt. Mit der (in erster Näherung angenommenen) Impulsverlustdicke $\theta \approx 0.1$ der ankommenden Grenzschicht an der Stufenkante und der Mittelebenengeschwindigkeit $\bar{U} \approx 0.5$ ergibt sich eine Aufrollfrequenz von $St \approx 0.23$. Nicht zuletzt in Anbetracht eines gewissen Unschärfebereichs und einer starken Abhängigkeit von der Messposition (vgl. Abb. 3.68 und Abb. 3.72a) erscheint somit der Nachweis der Aufrollfrequenz stromab der Stufenkante als gelungen⁴⁷.
- II. Dominante Frequenzen von $St \approx 0.1$, bzw. $n \approx 0.6$ werden in der Literatur der *shedding-type Instabilität* zugeordnet, welche nach Sigurdson (1995) [173] gewisse Parallelen zum „vortex shedding“ stromab von Zylindern hat. Im Wiederanlegebereich der Stufenüberströmung tritt dieser Vorgang am deutlichsten, d.h. in Form der höchsten auftretenden Energieniveaus, hervor. Für verschiedene Typen von abgelösten Strömungen existiert eine universelle Frequenz $St \approx 0.08$ [173], welche im Falle der Stufenüberströmung mit der Stufenhöhe h und der Umgebungsgeschwindigkeit U_∞ skaliert und sich damit im Wertebereich der o.g. Analysen befindet⁴⁸.

⁴⁷Die deutlich höhere – allerdings anhand von Abb. 3.67 nicht eindeutig quantifizierbare – Aufrollfrequenz stromab des passiven Kontrollzauns lässt sich mit der an der vorderen Oberkante des Zauns durch die höhere Stromliniendichte kleineren Impulsverlustdicke der von der Stufenoberseite $Z = 1.0$ bereits abgelösten Scherschicht begründen.

⁴⁸Ebenfalls in der Größenordnung des theoretischen Werts [173] von $St \approx 0.08/0.33 = 0.24$ (bezogen

- III. Die im Bereich des Fußes der Stufe um $X \approx [0.0; 1.0]$ und $Z \approx [0.0; 0.8]$ auftretenden, schwachenergetisch dominierenden, sehr niedrigen Frequenzen $n < 0.2$ werden von einigen Autoren [72, 112, 184] dem so genannten *flapping* zugeordnet. Erst die Normierung der Fourierspektren macht eine eindeutige Erkennung möglich, wobei die Fehler bei der Auswertung der Spektren im niederfrequenten Bereich erheblich, und somit quantitative Angaben entsprechend ungenau sind.

Für die *passiv beeinflusste* Stufenüberströmung verschiebt sich der maßgebliche Einflussbereich der Aufrollvorgangs (I) zur abgelösten Scherschicht stromab des Zauns, während für die Strömung stromab der Stufenkante nur noch ansatzweise Eigenschaften eines Aufrollvorgangs erkennbar sind. Bei einem gleichzeitig sehr stark verkleinerten Einflussbereich des *flapping*-Vorgangs (III) ist klar, dass die passiv beeinflusste Strömung stromab der Stufe fast ausschließlich von zum *shedding*-Vorgang (II) ähnlichen Phänomenen bestimmt wird.

Zu obiger Dreiteilung bleibt allerdings zu bemerken, dass innerhalb der Literatur schon allein bei den Bezeichnungen der einzelnen Phänomene keinesfalls Einigkeit herrscht. Gerade im Kontext von ebenen Vermischungsschichten wird oft der Aufrollvorgang mit dem Auftreten von Wirbeln und gleichzeitig mit dem Begriff des „vortex shedding“ gleichgesetzt. Nach Meinung des Autors wird aber auch für die Stufenüberströmung bei Chun und Sung (1996, 1997) [31, 32] – als von der hier verwendeten Nomenklatur abweichende Ausnahme – die gemessene Frequenz für den Aufrollvorgang mit „shedding frequency St_s “ bezeichnet. Zudem wird in vielen Arbeiten eine klare phänomenologische Trennung von *roll-up* und *shedding-type* Instabilität mit dem Hinweis eines kontinuierlichen Übergangs von einem Vorgang zum anderen vermieden.

Mit Tab. 3.6 wird nun der Versuch unternommen, einige Ergebnisse von Spektralanalysen experimenteller und numerischer Arbeiten zur *nicht beeinflussten* Stufenüberströmung zu kategorisieren, und zwar unabhängig von der Bezeichnung und der Interpretation des jeweiligen Autors. Besonderes Augenmerk gilt dabei den Nachweisen, Erklärungen, aber auch (z.T. vagen) Andeutungen zum *flapping*-Vorgang (III). Aus dieser Zusammenstellung ist zu erkennen, dass die Frequenzangaben zu den einzelnen Instabilitäten zumindest grob übereinstimmen⁵⁰, und damit obige phänomenologische Dreiteilung gerechtfertigt wird. Inwieweit eine strikte Abgrenzung der Vorgänge I, II und III voneinander Sinn macht, bzw. inwieweit die Phänomene ineinander übergehen, ist eine andere Frage, deren Diskussion den Rahmen dieser Arbeit sprengen würde.

auf die Höhe h_f des passiven Kontrollzauns) liegt der für *sf_01_d* gemessene Frequenzbereich stromab des Kontrollzauns ($h_f = 0.33h$) von $n \approx 1.0$, bzw. $St \approx 0.20$ bei $X = 0.26$ (s. Abb. 3.72b).

⁴⁹für turbulente Ablösung

⁵⁰Einschränkend muss zu den Frequenzangaben in Tab. 3.6 angemerkt werden, dass z.T. erhebliche Unterschiede bezüglich der Position der jeweiligen Frequenzmessung bestehen, was einer der Gründe für die starken Abweichung der Werte für die Phänomene I und III ist.

Artikel	Jahr	Typ	<i>roll-up instability</i>	<i>shedding-type instability</i>	<i>flapping</i>
Mabey [120]	1972	E		$n = 0.6$	
Eaton & Johnston [50]	1981	E		$St = 0.065$	$St < 0.02$ „reversals“
Roos & Kegelman [164]	1986	E	$St =$ $0.15 \dots 0.30^{49}$	$St = 0.07$	
Troutt et al. [195]	1984	E	$St =$ $0.25 \dots 0.65$	$St =$ $0.10 \dots 0.15$ (from Fig. 11)	„lowest resolvable frequencies“
Driver et al. [46]	1987	E		$n = 0.6$	$n \approx 0.1$; $St = \frac{1}{50 \dots 300}$ „reversals“
Berbee & Ellzey [16]	1989	E	$St =$ $0.58 \dots 0.82$	$St = 0.10$	
Devenport & Sutton [44]	1991	E		$n = 0.74$	$n = 0.18$
Ötügen & Muckenthaler [153]	1992	E	$St =$ $0.3 \dots 0.7$		
Neto et. al [175]	1993	N		$St = 0.09$	
Chun & Sung [31]	1996	E	$St \approx 0.275$	$St \approx 0.14$	„ $St = St_s/2$ “
Chun & Sung [32]	1997	E			
Le et al. [109]	1997	N		$St = 0.06$	
Delcayre [42]	1997	N	$St = 0.23$	$St = 0.07$	
Heenan & Morrison [72]	1998	E		$n = 1.0$	$n = 0.1$
Lee & Sung [112]	2001	E		$St = 0.068$	$St = 0.015$; $n = 0.11$ (wo?)
Tihon et al. [191]	2001	E		$n = 0.65$	$n = 0.15$
Spazzini et al. [184]	2001	E		$n = 1.0$	$n = 0.08$

Tab. 3.6: Zuordnung von dominanten Frequenzen der Stufenüberströmung in der Literatur (Typen: E = Experiment, N = numerische Arbeit)

Fokus *flapping* Betrachtet man die Literaturübersicht (s. Tab. 3.6) unter dem Aspekt des *flapping*-Phänomens näher, so fällt auf, dass dieser Vorgang (zumindest quantitativ) noch nie Gegenstand einer numerischen Untersuchung war. Die sehr niedrigen Frequenzen und die damit verbundenen langen Rechenzeiten plus der hohe Speicheraufwand zum Sammeln der nötigen Zeitschriebe bieten dafür eine schlüssige Erklärung. Wie anhand der oben beschriebenen Abb. 3.70, 3.72 und 3.73 erkennbar, führt der hier in diesem Zusammenhang betriebene Aufwand zur Beobachtung sehr niedriger dominanter Frequenzen in der Umgebung des Fußes der Stufe, welche dem *flapping* zugerechnet werden können. Zudem ermöglicht die vorliegenden Datenbasis, den Einfluss der passiven Kontrolle auf dieses Phänomen zu analysieren. Somit liegt es nahe, den von Spazzini et al. (2001) [184] beschrittenen Weg einer Analyse der den niederfrequenten Bewegungen zugrunde liegenden Mechanismen weiterzuverfolgen.

In Abb. 3.74 sind für *s_01_d* die zeitlichen Verläufe der Wandschubspannungsfuktuationen τ'_w bei $X = 0.26$ (also im Bereich der niederfrequenten Schwankungen) und der Fluktuationen des Betrages des Geschwindigkeitsvektors $|\vec{e}'|$ bei $X = 0.93$ und $Z = 0.75$ dargestellt. Dabei befindet sich das Geschwindigkeitssignal in einer in [184] vermuteten Region einer (zumindest zeitweise auftretenden) rückwärtsgerichteten strahlförmigen Strömung vom Ablösepunkt der sekundären Rezirkulationszone hin zur Stufenrückwand, wo sie im Bereich $Z \approx [0.7; 0.9]$ auftrifft. Es sind in regelmäßigen Zeitabständen bei beiden Signalen Ausschläge in die positive Richtung zu erkennen, wobei das Wandschubspannungssignal τ'_w dem Geschwindigkeitssignal $|\vec{e}'|$ um einen bestimmten zeitlichen Versatz nachzulaufen scheint. Die Kombination aus langen Phasen relativer Ruhe und kurzen, hochgradig instationären Phasen lässt sich mit einer Art „bursting“-Zyklus erklären [184]. Das Nachlaufen des Wandschubspannungssignals kann mithilfe einer Kreuzkorrelation

$$R(\Delta t) = \frac{1}{\sqrt{\langle |\vec{e}'|^2 \rangle} \sqrt{\langle \tau_w'^2 \rangle}} \frac{1}{T^*} \lim_{T^* \rightarrow \infty} \int_0^{T^*} |\vec{e}'|(t) \tau'_w(t + \Delta t) dt \quad (3.16)$$

aus beiden Signalen quantifiziert werden (s. Abb. 3.75). Zu sehen ist bei einem moderaten Korrelationsmaximum von $R_{max} = 0.29$ ([184]: $R_{max} = 0.24$ bei $Re_h = 5100$ und $R_{max} = 0.18$ bei $Re_h = 10000$) eine Zeitverschiebung für den Nachlauf des τ'_w -Signals von $\Delta t \approx 12$ ([184]: $\Delta t \approx 8$). Dies zeigt, dass eine Verbindung zwischen dem zeitlichen Verhalten der sekundären Rezirkulationszone und des Rückströmungsbereichs existiert. Das *flapping*-Phänomen kann damit (vorläufig) als das Ablaufen von quasi-periodischen Vorgängen der Intensivierung der sekundären Rezirkulationszone (positive Ausschläge, d.h. verstärkte Vorwärtsströmung am τ'_w -Signal) mit einer sehr niedrigen Frequenz charakterisiert werden.

Anhand dieser Signalanalysen und qualitativer Strömungsvisualisierungen entwerfen Spazzini et al. (2001) [184] einen Mechanismus des Anwachsens der sekundären Ablösezone, bis deren Ausdehnung die Größenordnung der Stufenhöhe erreicht, und des nachfolgenden Zusammenbrechens. In Abb. 3.76 sind zum Zwecke des Nachweises eines solchen Mechanismus

die Geschwindigkeitsvektorfelder⁵¹ der DNS *s_11_a* im stufennahen Bereich des Ablösegebiets zu verschiedenen Zeitpunkten innerhalb des quasi-periodischen Zyklus dargestellt. Dabei zeigen die Vektorfelder bei $t = \{300; 310; 320\}$ die Entwicklung während einer Unruhephase: Deutlich ist die rückwärtsgerichtete aufströmende Bewegung des Fluids um $X \approx 1.0$ und $Z \approx 0.5$ bei $t = \{300; 310\}$ zu erkennen, welche an den Zeitpunkten $t = \{310; 320\}$ zu einer markant erhöhten Dynamik des Strömungsfelds am Fuß der Stufe führt. Während der Ruhephase bei $t = \{380; 390; 400\}$ lassen sich allerdings keine Anzeichen einer sich aufbauenden Ungleichgewichtssituation erkennen. Ebenso können anhand der Vektorfelder keine systematischen Unterschiede bezüglich der Stärke der Wirbelaufrollung im Scherschichtbereich ausgemacht werden, welche nach [184] den Mechanismus gewissermaßen vorantreiben.

Spektralanalysen des aktiv beeinflussten Falls In Abb. 3.77 sind die Spektren des vertikalen Geschwindigkeitssignals $w'(t)$ an denselben 8 Scherschichtpositionen wie in Abb. 3.66, nur diesmal für den nicht beeinflussten (*s_01_d*) und den *aktiv* beeinflussten (*sb_01_d*) Fall dargestellt. Besonders deutlich zu erkennen sind für *sb_01_d* die scharfen Maxima der Anregungsfrequenz $St = 0.10 =: St_b$, welche ab Position P5 zwar an Dominanz verlieren, aber dennoch bis Position P8, d.h. bis in den Bereich der neu entstehenden Wandgrenzschicht hinein sichtbar bleiben. Diese Vorherrschaft der Anregungsfrequenz St_b bis über den Wiederanlegebereich hinaus (bei einer Amplitude von $A = 0.20U_\infty$) entspricht qualitativ dem bei Bhattacharjee et al. (1986) [18], Hasan und Khan (1992) [71] ($A = 0.03U_\infty$) und Chun und Sung (1996) [31] ($A = 0.07U_\infty$) beobachteten Verhalten. Dagegen klingt St_b bei der oszillierenden Klappe von Roos und Kegelmann (1986) [164] bis $X \leq 4.0$ (für alle beschriebenen Fälle) weitestgehend ab.

Weiterhin erkennt man anhand von Abb. 3.77 für *sb_01_d* das Auftreten von Harmonischen und Subharmonischen der Anregungsfrequenz St_b . Die Harmonische $2St_b$ weist bei Position P1 fast die gleiche Spektralenergie e auf wie St_b , in Analogie zu [31]. Theoretisch könnte die Energie für $2St_b$ kurz stromab der Stufenkante bis $X \leq 1.0$ das Niveau von St_b sogar überschreiten [164, 71]. Die Harmonischen $2St_b$ und $3St_b$ bleiben bis Position P3 bei $X \approx 3.0$ erkennbar (s.a. [164] bis $X \approx 3.0$, [71] bis $X \approx 5.0$ und [31] bis $X \approx 4.0$). Im Bereich zwischen den Positionen P3 und P5, d.h. $X \approx [3.0; 5.5]$ ist die Subharmonische $St_b/2$ (eindeutig) identifizierbar (s.a. [31] für $X \geq 2.0$). Chun und Sung (1996) [31] schließen sowohl aus letzterer Beobachtung als auch aus den gegenüber der nicht beeinflussten Strömung erhöhten Energieniveaus v.a. im niederfrequenten Bereich (Abb. 3.77 bis $X \leq 4.1$; [31] in $X \approx [2.0; 5.0]$), dass in der abgelösten Scherschicht offensichtlich als Folge der aktiven Beeinflussung großskalige

⁵¹Zum Zwecke der Erkenntlichkeit, d.h. einerseits um die Vorgänge mit sehr geringer Intensität in der Umgebung der sekundären Rezirkulationszone hervorzuheben und andererseits um die wesentlich intensiveren Vorgänge der (benachbarten) abgelösten Scherschicht und im (primären) Rezirkulationsgebiet zu unterdrücken, wurde für Abb. 3.76 das fluktuierende Geschwindigkeitsfeld (u', w') ausgewählt und zusätzlich mit den jeweiligen *rms*-Fluktuationsstärken (u_{rms}, w_{rms}) normiert.

Wirbelverschmelzungsvorgänge stattfinden.

Spektralanalysen in Ebenen Nachfolgend sollen einige Spektralkarten $[e(St) \cdot St][St; X]$ auf Höhe verschiedener $Z = konst.$ -Ebenen für die LES vorgestellt werden. Sie dienen ergänzend zu den oben vorgestellten Spektren einer Vertiefung des Verständnisses der räumlichen Entwicklung der instationären Mechanismen⁵².

Für s_{01_d} erkennt man in Abb. 3.78, dass für die unterste Ebene $Z = 0.29$ – je weiter man sich $X = 0.0$ annähert – eine Neigung des Bereichs der maximalen Spektralenergien zu sehr niedrigen Frequenzen vorherrscht. Für die näher an der Stufenkante befindlichen Ebenen $Z = \{0.75; 0.91; 1.03\}$ kippt diese Neigung hin zu den hohen Frequenzen Aufrollvorgangs. Insbesondere für $Z = 1.03$ sieht man, dass die dominante Frequenz des Aufrollens der Scherschicht – erkennbar am gebogenen Rücken in der Spektralkarte im Bereich $X \approx [0.0; 2.0]$ – bei Annäherung an die Stufenkante $X = 0.0$ scheinbar immer weiter (fast asymptotisch) ansteigt. Dass dies ein optischer Effekt ist, kann jedoch nicht ausgeschlossen werden.

Die Spektralkarte bei $Z = 0.29$ für sf_{01_d} (s. Abb. 3.79) ähnelt jener für s_{01_d} (s. Abb. 3.78). Allerdings liegt der Beginn des niederfrequenten und hochenergetischen *shedding*-Frequenzbereichs $St \approx 0.1$ für sf_{01_d} etwas näher an der Stufenkante ($X \approx 3.0$) als für s_{01_d} ($X \approx 4.0$). Bei $Z = 0.91$ kann man die markant höheren Energieniveaus für sf_{01_d} direkt stromab der Stufenkante gegenüber s_{01_d} (s. Abb. 3.78) erkennen. Die Lage der maximalen Spektralenergien bei $X \approx [-2.0; -1.0]$ im Wiederanlegebereich stromab des Zauns kommt in der Spektralkarte bei $Z = 1.33$ zur Geltung.

Die – im vorangegangenen Abschnitt bereits für den Scherschichtbereich formulierte – Dominanz der Anregungsfrequenz St_b im *gesamten* räumlichen Gebiet stromab der Stufe verdeutlichen die 6 Spektralkarten für sb_{01_d} in Abb. 3.80. Daneben sind die Harmonischen $2St_b$ und $3St_b$ stromab der Anregungsstelle $X = 0.0$ bis ca. $X < 4.0$ ersichtlich. Für die außerdem erkennbaren Subharmonischen treten zwei interessante Effekte auf: Zum einen ist in allen gezeigten 6 Ebenen neben der Subharmonischen $St_b/2$ eine weitere, nur etwas geringer ausgeprägte Frequenz $3St_b/4$ sichtbar. Zum anderen reicht der Einflussbereich der Subharmonischen weiter stromab, als anhand der Spektralkarten bei $Z = \{0.29; 0.75; 0.91\}$ und der im vorigen Abschnitt beschriebenen Abb. 3.77 erkennbar ist. So zeigen die Spektralkarten bei $Z = \{1.03; 1.15; 1.33\}$, wo die Erkennbarkeit von schwach dominanten Frequenzen nicht von den Beiträgen der hohen Turbulenzgrade des Wiederanlegebereichs gemindert wird (Ötügen und Muckenthaler (1992) [153]), die Existenz der subharmonischen Frequenz(en) ab $X \approx 3.0$ bis (mindestens) zum stromab gelegenen Ende des ausgewerteten Bereichs. Dies kann man dahingehend interpretieren, dass ab $X \approx 3.0$ Verschmelzungsvorgänge von Wirbeln – zu-

⁵²Ähnliche solcher Spektralkarten sind bei Roos und Kegelmann (1986) [164] und bei Orellano (1999) [150] zu finden.

mindest teilweise – stattfinden, und die in ihrer räumlichen Ausdehnung doppelt so großen Strukturen aus dem Ablösegebiet der Stufe heraustransportiert werden.

3.5.5 Phasenmittelung des aktiv beeinflussten Falls

Aufgrund der für den aktiv beeinflussten Fall *sb_01_d* offensichtlichen Dominanz der Anregungsfrequenz $St = 0.10 = St_b$ im gesamten Strömungsbereich stromab der Stufenkante erscheint eine phasengemittelte Betrachtung naheliegend. Zu diesem Zweck wird die Momentangeschwindigkeit U_i (bzw. der Momentandruck P) abweichend von der klassischen Reynolds-Dekomposition in

$$U_i = \langle U_i \rangle + u'_i = \tilde{U}_i + \tilde{u}'_i \quad (3.17)$$

$$P = \langle P \rangle + p' = \tilde{P} + \tilde{p}' \quad (3.18)$$

eine phasengemittelte Geschwindigkeit \tilde{U}_i (bzw. einen phasengemittelten Druck \tilde{P}) und eine fluktuierende Komponente \tilde{u}'_i (bzw. \tilde{p}') zerlegt. Die Synchronisation der Phasenmittelung erfolgt mit dem Anregungsvorgang, dessen Geschwindigkeitsbetrag $|\vec{e}_f(t)|$ sich mit

$$|\vec{e}_f(t)| = \sqrt{U_f(t)^2 + W_f(t)^2} = A \sin(2\pi f_f t) = A \sin \phi \quad (3.19)$$

beschreiben lässt. Für $\phi = \pi/2$ herrscht demnach die maximale (positive) Ausblasgeschwindigkeit („blowing“), $\phi = 3\pi/2$ markiert den Zustand des stärksten Einsaugens („suction“). Yoshioka et al. (1999) [208] werten die phasengemittelten Geschwindigkeits- und Druckfelder einer bei $St_b = 0.19$ angeregten Stufenüberströmung ($Re_h = 3700$, ankommende voll entwickelte turbulente Kanalströmung) aus. Die Anregung erfolgt wie bei Chun und Sung (1996) [31], bzw. wie in der vorliegenden Arbeit mithilfe eines 45° geneigten oszillierenden spannweitig homogenen Strahls⁵³.

In Abb. 3.81 sind die Vektorpfeile der phasengemittelten Geschwindigkeiten (\tilde{U} , \tilde{W}) in 4 äquidistanten Phasenlagen ϕ dargestellt. Der – von der Stufenkante, d.h. der Anregungsposition stromab gesehen – erste Aufrollvorgang zu einer im Uhrzeigersinn drehenden Wirbelstruktur ist bei $\phi = 0$ sichtbar, also beim Wechsel von Einsaugen zu Ausblasen und entspricht damit genau der von Yoshioka et al. (1999) [208] beobachteten Phasenlage für den am weitesten stromauf sichtbaren Wirbel. Die konvektiv stromab transportierte Wirbelstruktur ist danach anhand der Vektorpfeile (\tilde{U} , \tilde{W}) noch bis $\phi = 7\pi/2$ zu erkennen. Der räumliche Abstand der konvektiv transportierten Strukturen voneinander ist weiter als in [208], eine Folge der geringeren Anregungsfrequenz $St = 0.10 = St_b$.

⁵³Yoshioka et al. (1999, 2001) [208, 209] beziffern die Verkürzung der mittleren Wiederanlegelänge für $St_b = 0.19$ mit ungefähr 30% und verwenden eine Anregungsamplitude von 30% der Mittelebenengeschwindigkeit U_c der ankommenden turbulenten Kanalströmung. Die Rezeptivität der ankommenden Strömung bezüglich des Energieaufwands für den periodisch oszillierenden Wandstrahl liegt damit in der Größenordnung der in dieser Arbeit (Fall *sb_01_d*, 14% Verkürzung bei $A = 0.2U_\infty$) verwendeten Anordnung.

Die räumliche Position der Minima der phasengemittelten Druckverteilung \tilde{P} (s. Abb. 3.82) und der Maxima der phasengemittelten lateralen Wirbelstärke ω_y (nicht dargestellt) entsprechen genau den in Abb. 3.81 verfolgbaren Zentren der Wirbelstrukturen. Diese Übereinstimmung wird auch bei [208] beobachtet. Das globale Minimum der phasengemittelten Druckverteilung \tilde{P} tritt wie in [208] ca. 2 Stufenhöhen stromab der Stufenkante auf. Die Konvektionsgeschwindigkeit U_c der Wirbel scheint mit zunehmender Entfernung von der Abströmkante einen größeren Wert anzunehmen, zu sehen an der zunehmenden Neigung der gestrichelten Linien in Abb. 3.82, welche die Druckminima verbinden. Da eine Periode 2π der Anregungsfrequenz $St_b = 0.10$ einer Zeitspanne von $\Delta T = 10$ entspricht, kann man so die Konvektionsgeschwindigkeit im Bereich stromauf von $X \approx 3.0$ zu $U_c \approx 0.3$ und stromab von $X \approx 6.0$ zu $U_c \approx 0.6$ abschätzen, wobei letzterer Wert mit der Abschätzung der Neigung der Raum-Zeit-Isolinien (s. Abb. 3.65 zu Kap. 3.5.4) übereinstimmt.

In Abb. 3.83 sind schließlich die phasengemittelten Druckfluktuationen $\widetilde{p_{rms}}$ – allerdings gebildet aus den *rms*-Werten der Differenzen des Momentandruckfelds $P(\phi)$ mit dem zeitlich gemittelten Druckfeld $\langle P \rangle$, und *nicht* mit dem phasengemittelten Druckfeld \tilde{P} – abgebildet. Interessanterweise ist (nur mit dieser Differenzenkonvention bei der Bildung des *rms*-Werts) zu sehen, dass in den Zentren der Wirbelstrukturen (s. Abb. 3.81 und Abb. 3.82) $\widetilde{p_{rms}}$ -Maxima auftreten, *zusätzliche* Maxima aber auch dazwischen, und zwar an den Positionen der Maxima der phasengemittelten Druckverteilung \tilde{P} auftreten. Die Höhe der $\widetilde{p_{rms}}$ -Maxima erreicht dabei genau an jenen bevorzugten Positionen ($X \approx \{2.0; 5.0; 10.0\}$) die höchsten Werte, an denen die zeitlich (d.h. über alle Phasenlagen) gemittelten p_{rms} -Werte auch ihre Maxima aufweisen (s. Abb. 3.53 zu Kap. 3.5.1). Ob diese Positionen auf bestimmte Präferenzorte von z.B. Wirbelinteraktionen bei einer bestimmten Phasenlage ϕ hinweisen, kann mit dem augenblicklichen Kenntnisstand nicht zweifelsfrei geklärt werden.

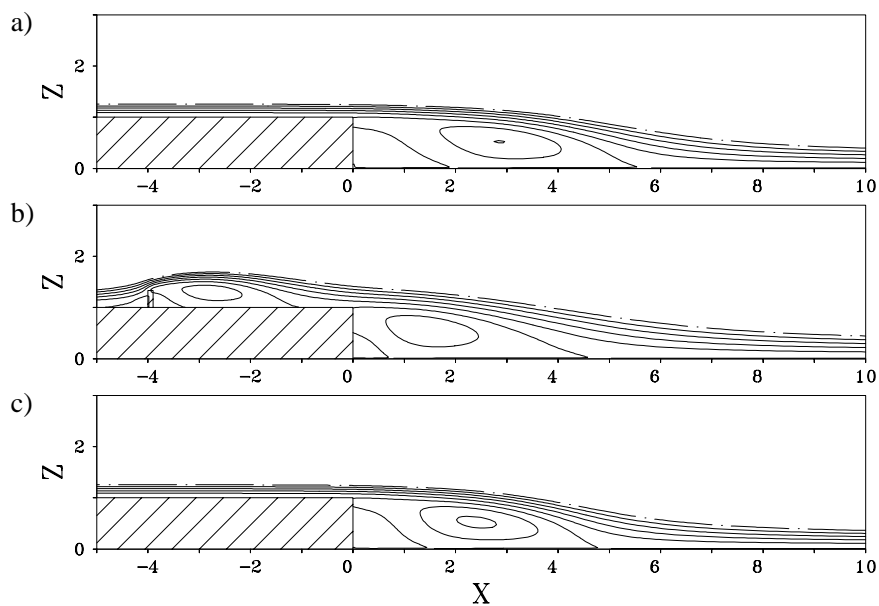


Abb. 3.40: Mittlerer Stromlinienverlauf für a) *s_01_d*, b) *sf_01_d* und c) *sb_01_d*

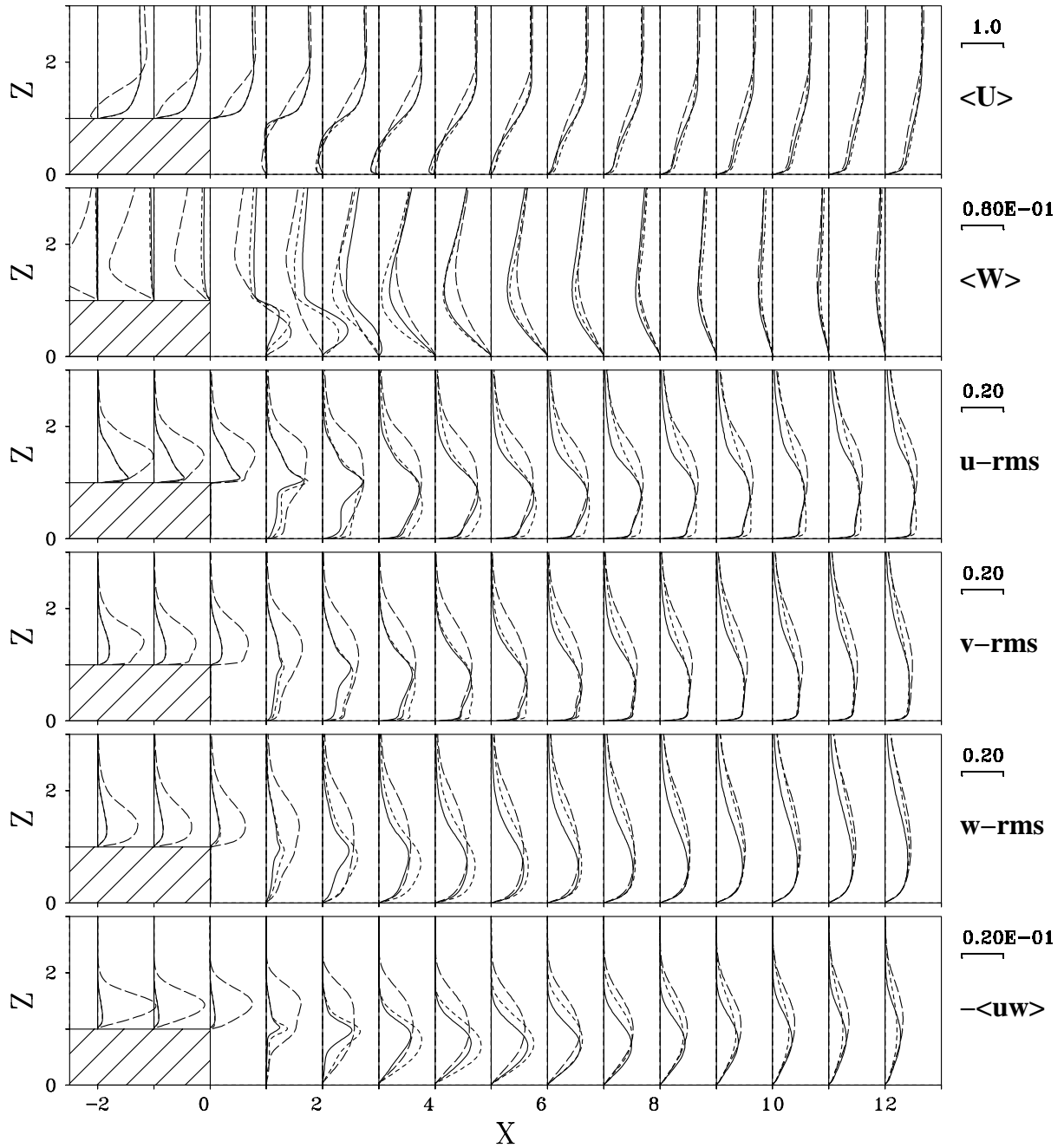


Abb. 3.41: Statistik 1. und 2. Ordnung für s_{01_d} (durchgezogene Linie), sf_{01_d} (lang gestrichelte Linie) und sb_{01_d} (kurz gestrichelte Linie)

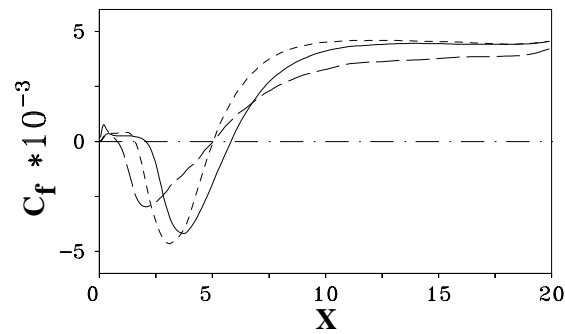


Abb. 3.42: Wandreibungskoeffizient C_f entlang der Bodenplatte $Z = 0.0$ für s_{01_d} (durchgezogene Linie), sf_{01_d} (lang gestrichelte Linie) und sb_{01_d} (kurz gestrichelte Linie)

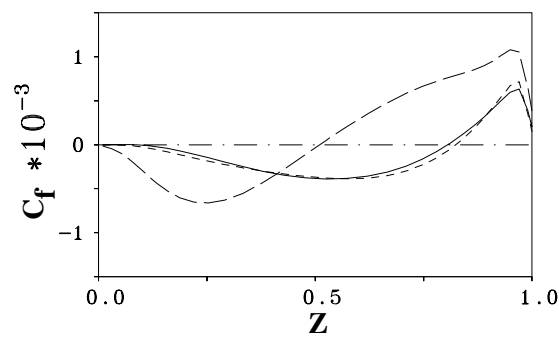


Abb. 3.43: Wandreibungskoeffizient C_f entlang der vertikalen Stufenwand $X = 0.0$ für s_{01_d} (durchgezogene Linie), sf_{01_d} (lang gestrichelte Linie) und sb_{01_d} (kurz gestrichelte Linie)

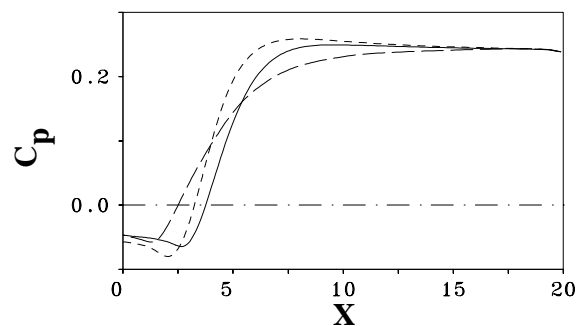


Abb. 3.44: Druckbeiwert C_p entlang der Bodenplatte $Z = 0.0$ für s_{01_d} (durchgezogene Linie), sf_{01_d} (lang gestrichelte Linie) und sb_{01_d} (kurz gestrichelte Linie)

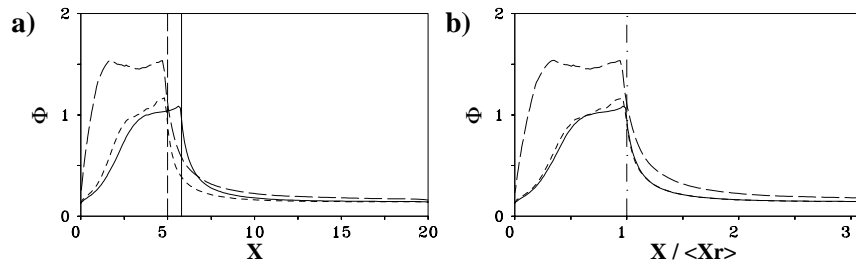


Abb. 3.45: Wirbelschichtdicke $\Phi(X)$ nach Brown und Roshko (1974) [21] a) bezogen auf die Koordinate X (mit der jeweiligen mittleren Rezirkulationslänge $\langle X_r \rangle$); b) bezogen auf $X/\langle X_r \rangle$: *s_01_d* (durchgezogene Linie), *sf_01_d* (lang gestrichelte Linie) und *sb_01_d* (kurz gestrichelte Linie)

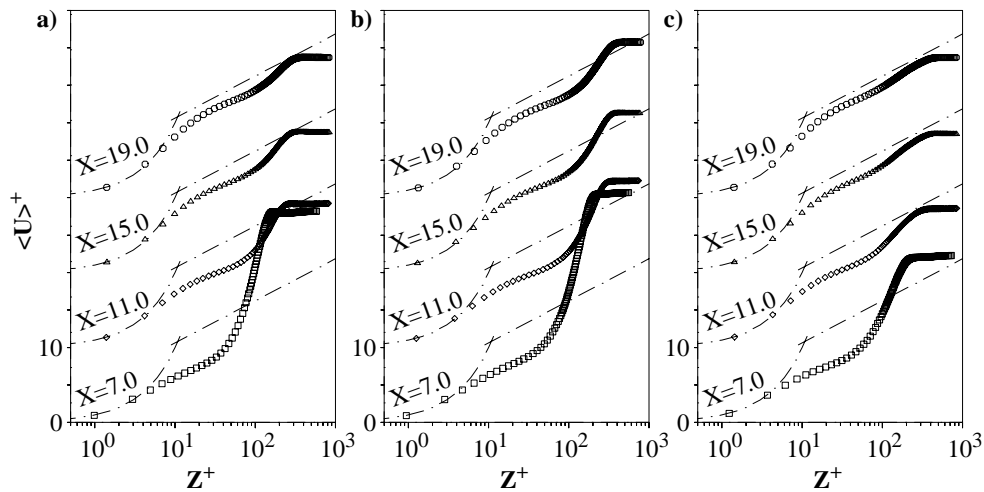


Abb. 3.46: Mittlere Geschwindigkeitsprofile in Hauptströmungsrichtung $\langle U \rangle$ entlang der Bodenplatte $Z = 0.0$ stromab der Rezirkulationszone für a) *s_01_d*, b) *sf_01_d* und c) *sb_01_d*: \square , $X = 7.0$; \diamond , $X = 11.0$; \triangle , $X = 15.0$; \circ , $X = 19.0$

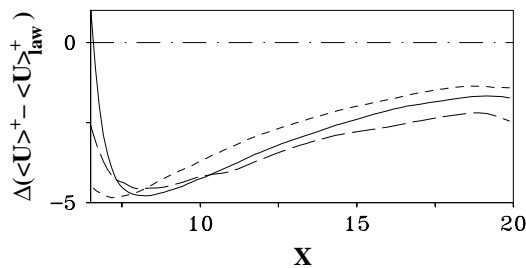


Abb. 3.47: Abweichung (Defekt) der mittleren Geschwindigkeitsprofile in Hauptströmungsrichtung $\langle U \rangle$ entlang der Bodenplatte $Z = 0.0$ stromab der Rezirkulationszone bei $Z^+ = 50$ vom logarithmischen Wandgesetz $U^+ = \frac{1}{0.41} \ln Z^+ + 5.0$ für *s_01_d* (durchgezogene Linie), *sf_01_d* (lang gestrichelte Linie) und *sb_01_d* (kurz gestrichelte Linie)

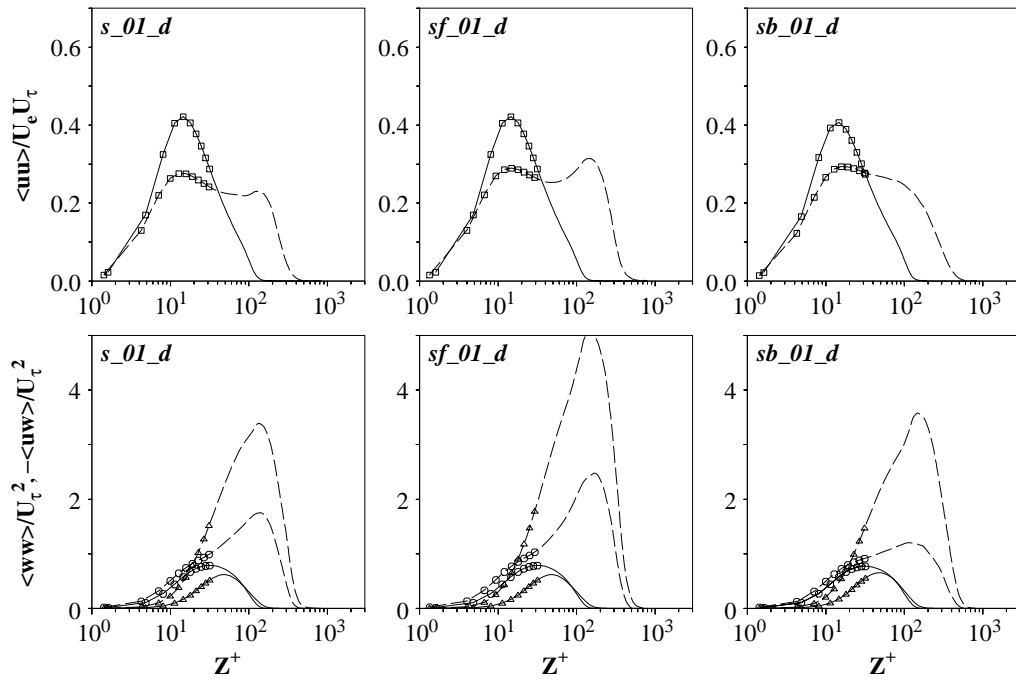


Abb. 3.48: Profile der Geschwindigkeitsfluktuationen bei $X = -4.0$ (durchgezogene Linien) und $X = 19.0$ (gestrichelte Linien) für s_{01_d} (links), sf_{01_d} (Mitte) und sb_{01_d} (rechts); Symbole für die wandnächsten 10 Gitterpunkte: \square , $\langle uu \rangle$; \triangle , $\langle ww \rangle$; \circ , $-\langle uw \rangle$; Normierung mit der Wandschubspannungsgeschwindigkeit U_τ und der maximalen longitudinalen Geschwindigkeit U_e

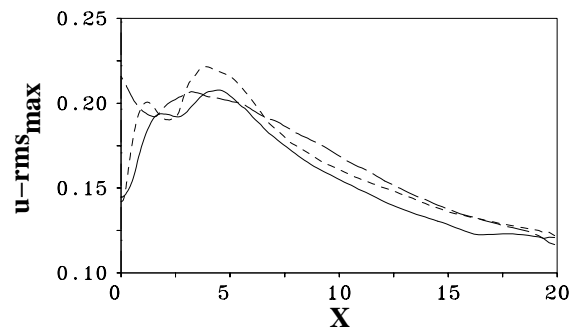


Abb. 3.49: Maxima der rms -Fluktuationen der Geschwindigkeitskomponente in Hauptströmungsrichtung $u_{rms_{max}}$ für s_{01_d} (durchgezogene Linie), sf_{01_d} (lang gestrichelte Linie) und sb_{01_d} (kurz gestrichelte Linie)

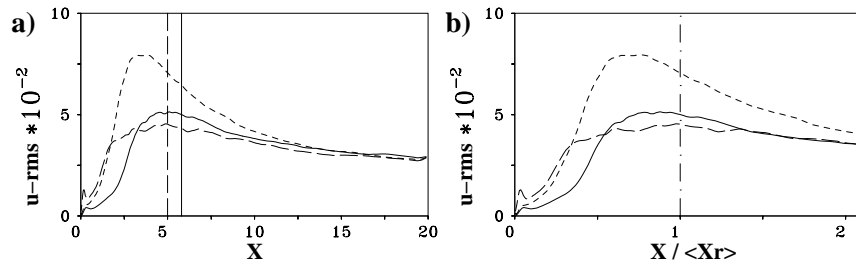


Abb. 3.50: u_{rms} -Verlauf bei $Z = 0.01$ a) bezogen auf die Koordinate X (jeweilige mittlere Rezirkulationslänge $\langle X_r \rangle$) (gestrichelte Linie); b) bezogen auf $X/\langle X_r \rangle$: s_{01_d} (durchgezogene Linie), sf_{01_d} (lang gestrichelte Linie) und sb_{01_d} (kurz gestrichelte Linie)

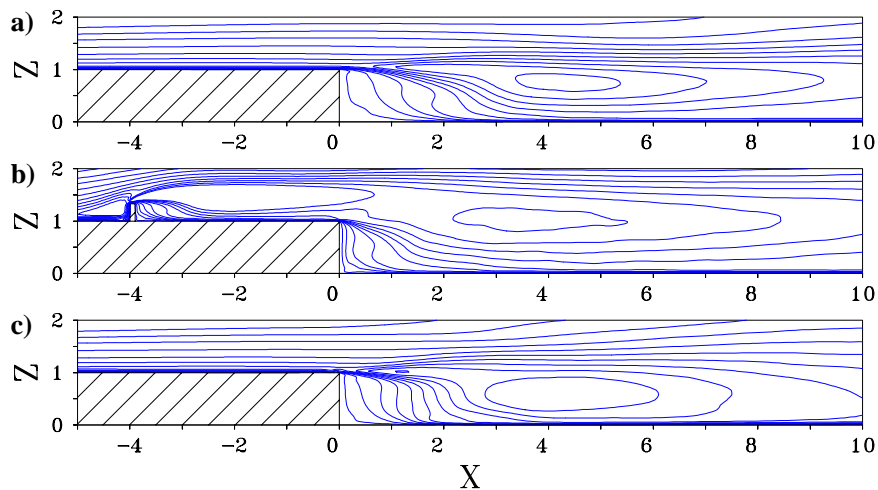


Abb. 3.51: u_{rms} -Verteilung für a) s_{01_d} , b) sf_{01_d} und c) sb_{01_d} (jeweils 10 äquidistante Isoniveaus in $[0.00; 0.20]$)

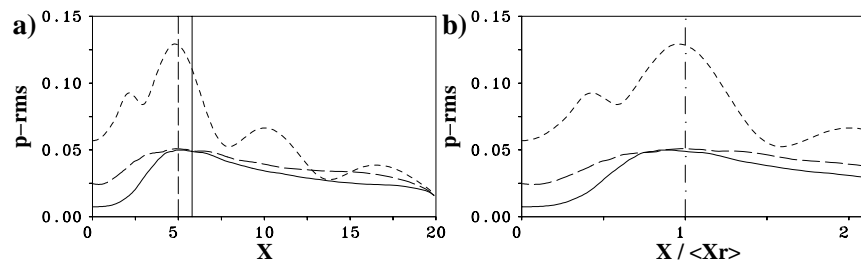


Abb. 3.52: $p_{rms}(X)$ -Verlauf bei $Z = 0.01$ a) bezogen auf die Koordinate X (jeweilige mittlere Rezirkulationslänge $\langle X_r \rangle$ (gestrichelte Linie)); b) bezogen auf $X/\langle X_r \rangle$: s_{01_d} (durchgezogene Linie), sf_{01_d} (lang gestrichelte Linie) und sb_{01_d} (kurz gestrichelte Linie)

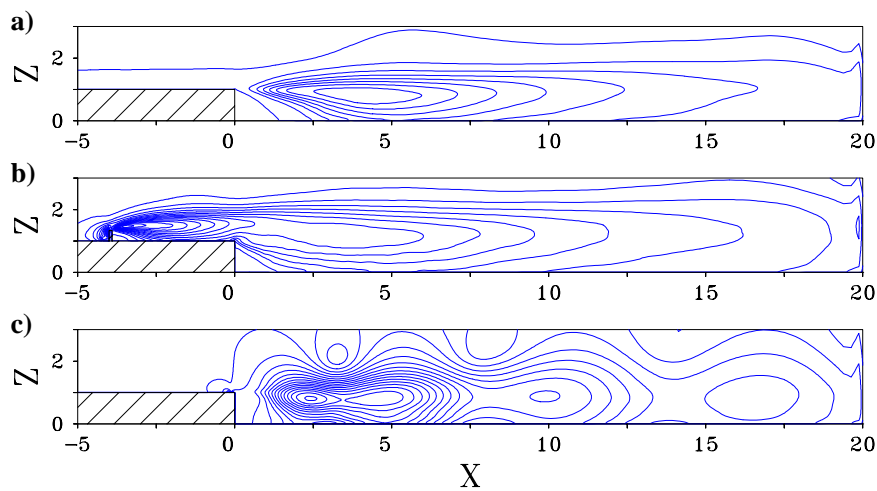


Abb. 3.53: p_{rms} -Verteilung für a) s_{01_d} , b) sf_{01_d} und c) sb_{01_d} (jeweils 40 äquidistante Isoniveaus in $[0.00; 0.20]$)

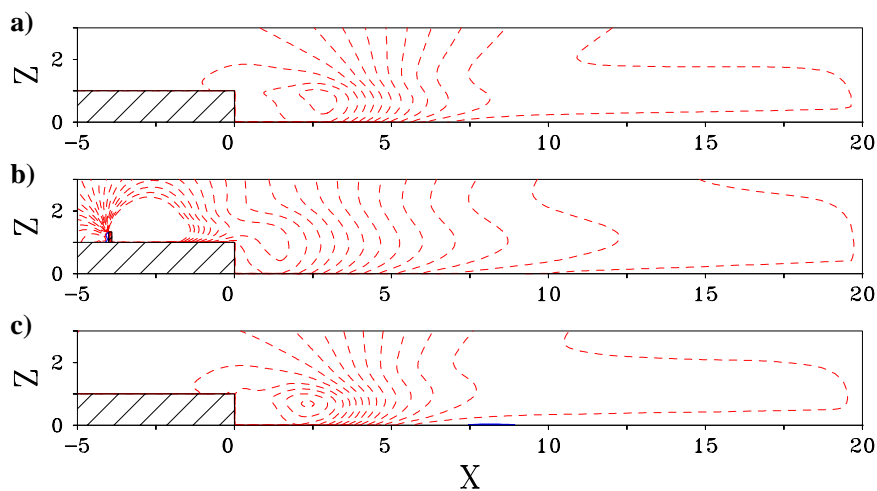


Abb. 3.54: $\langle P \rangle$ -Verteilung für a) s_{01_d} , b) sf_{01_d} und c) sb_{01_d} (jeweils 20 äquidistante Isoniveaus in $[-0.25; 0.00]$)

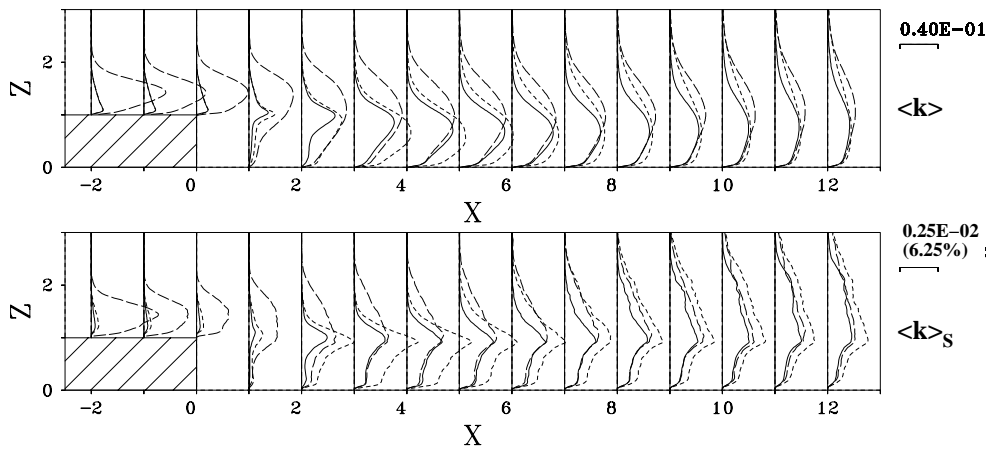


Abb. 3.55: Mittlere turbulente kinetische Energie $\langle k \rangle$ und dazugehöriger Feinstrukturanteil $\langle k \rangle_S$ für s_{01_d} (durchgezogene Linie), sf_{01_d} (lang gestrichelte Linie) und sb_{01_d} (kurz gestrichelte Linie)

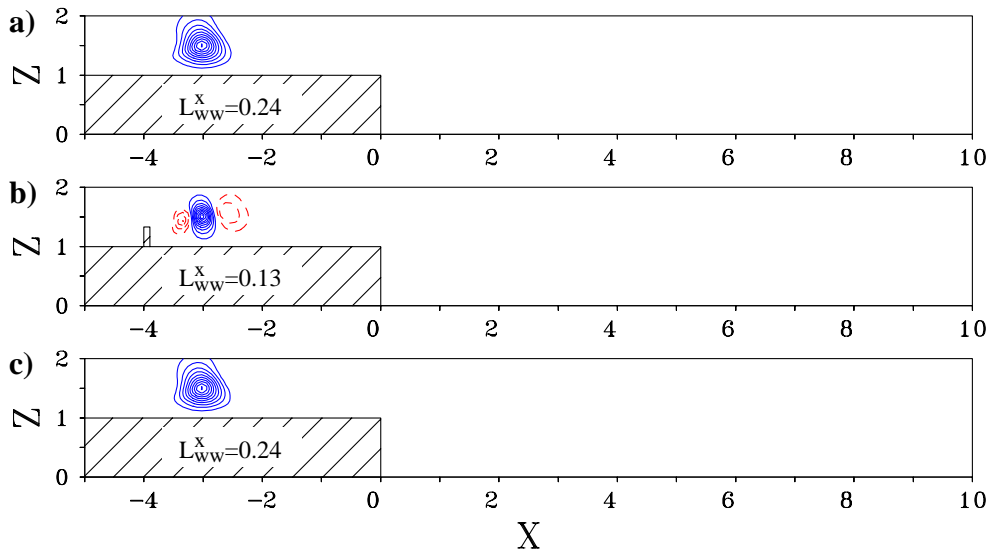


Abb. 3.56: Zweipunktkorrelationsverteilung $R_{ww}^x(X^* = -3.02, Z^* = 1.53)$ für a) s_{01_d} , b) sf_{01_d} und c) sb_{01_d} (jeweils 20 äquidistante Isoniveaus in $[-1.00; 1.00]$ ($\Delta R_{ww}^x = 0.10$): --- negative Werte, — positive Werte)

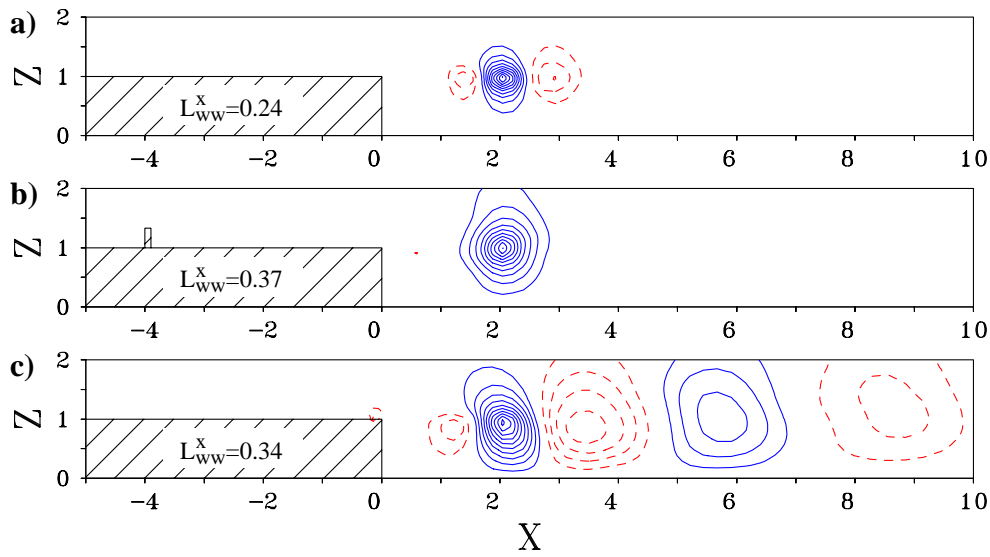


Abb. 3.57: Zweipunktkorrelationsverteilung $R_{ww}^x(X^* = 2.04, Z^* = 0.99)$ für a) *s_01_d*, b) *sf_01_d* und c) *sb_01_d* (jeweils 20 äquidistante Isoniveaus in $[-1.00; 1.00]$ ($\Delta R_{ww}^x = 0.10$): --- negative Werte, — positive Werte)

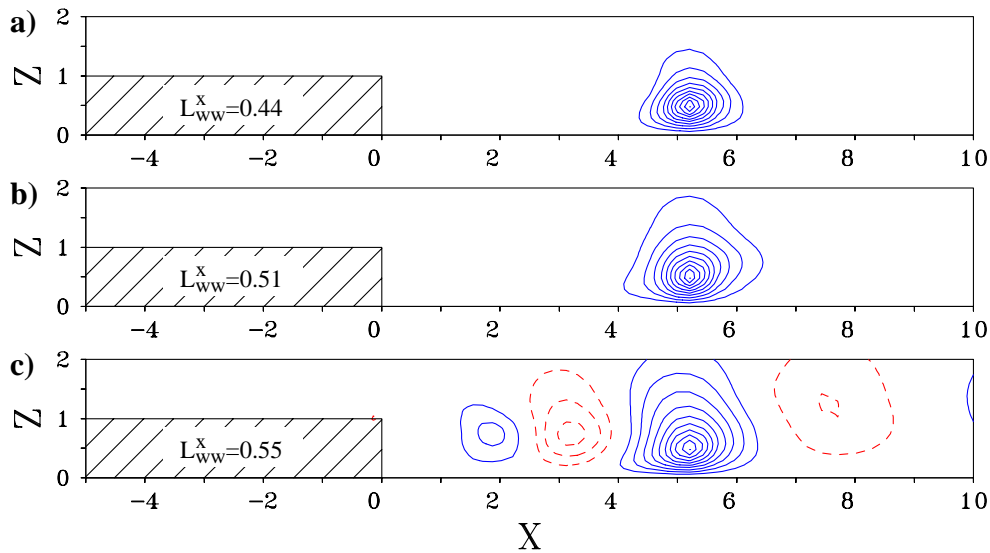


Abb. 3.58: Zweipunktkorrelationsverteilung $R_{ww}^x(X = 5.21, Z = 0.48)$ für a) *s_01_d*, b) *sf_01_d* und c) *sb_01_d* (jeweils 20 äquidistante Isoniveaus in $[-1.00; 1.00]$ ($\Delta R_{ww}^x = 0.10$): --- negative Werte, — positive Werte)

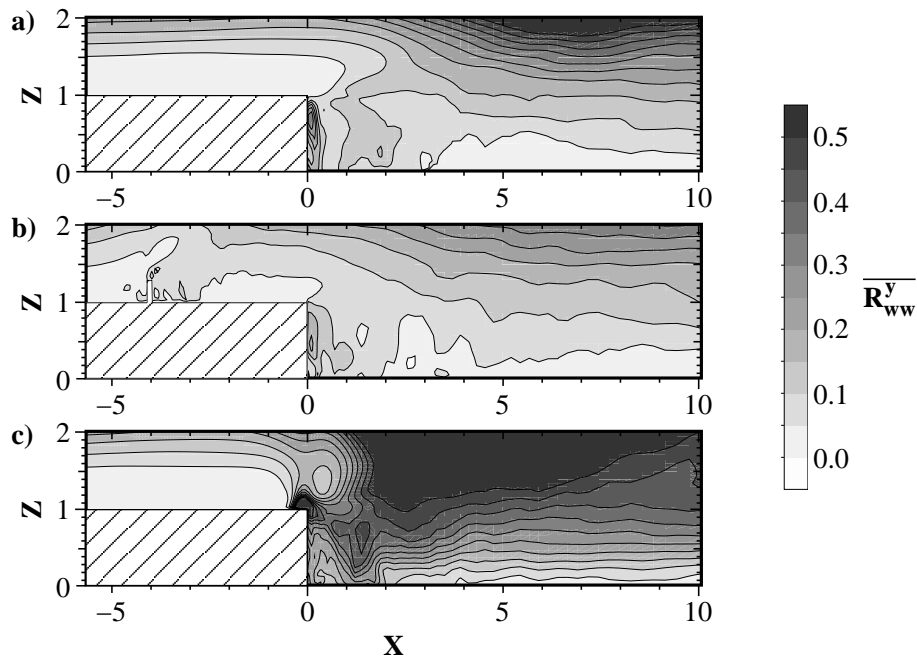


Abb. 3.59: Integraler Mittelwert der Zweipunktkorrelationsverteilung $\overline{R_{ww}^y}$ für a) s_{01_d} , b) sf_{01_d} und c) sb_{01_d} (überhöhte 2:1 Darstellung der Z - gegenüber der X -Achse)

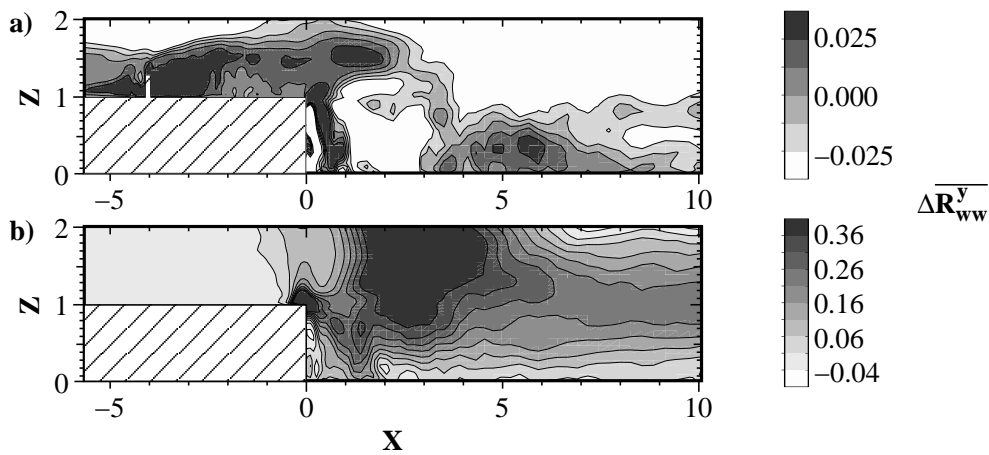


Abb. 3.60: Abweichung der integralen Mittelwerte der Zweipunktkorrelationsverteilung $\Delta \overline{R_{ww}^y}$ für a) $\overline{R_{ww}^y}_{sf_{01_d}} - \overline{R_{ww}^y}_{s_{01_d}}$ und b) $\overline{R_{ww}^y}_{sb_{01_d}} - \overline{R_{ww}^y}_{s_{01_d}}$ (überhöhte 2:1 Darstellung der Z - gegenüber der X -Achse)

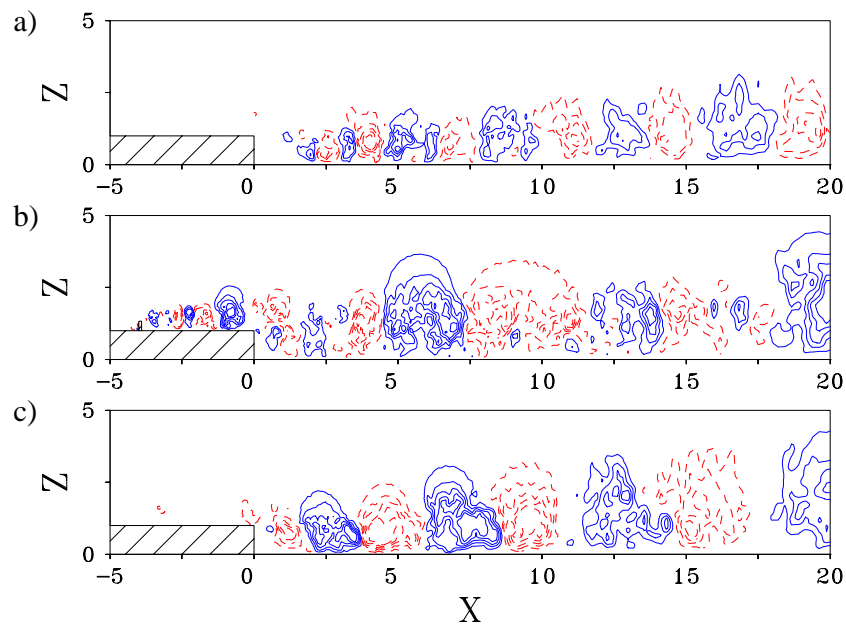


Abb. 3.61: Willkürlich ausgewählte Augenblicksfelder der lateral gemittelten Fluktuationen der vertikalen Geschwindigkeitskomponente w' für a) s_{01_d} , b) sf_{01_d} und c) sb_{01_d} (jeweils 10 äquidistante Isoniveaus in $[-0.10; 0.10]$: - - - negative Werte, — positive Werte)

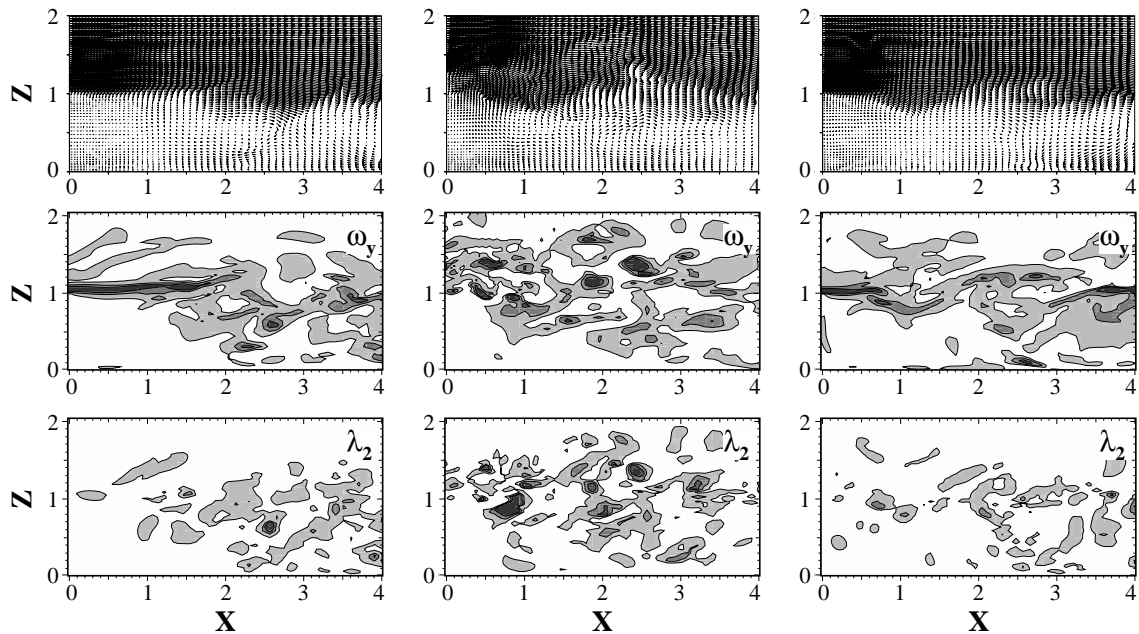


Abb. 3.62: Visualisierung willkürlich gewählter Augenblicksfelder mit Vektoren (oben), der Wirbelstärke in lateraler Richtung ω_y (Mitte, jeweils 3 äquidistante Isoniveaus in $[0.5; 5.0]$) und dem zweithöchsten Eigenwert λ_2 des Tensors $S_{ij}^2 + \Omega_{ij}^2$ (unten, jeweils 3 äquidistante Isoniveaus in $[-20.0; -0.5]$) für s_{01_d} (links), sf_{01_d} (Mitte) und sb_{01_d} (rechts)

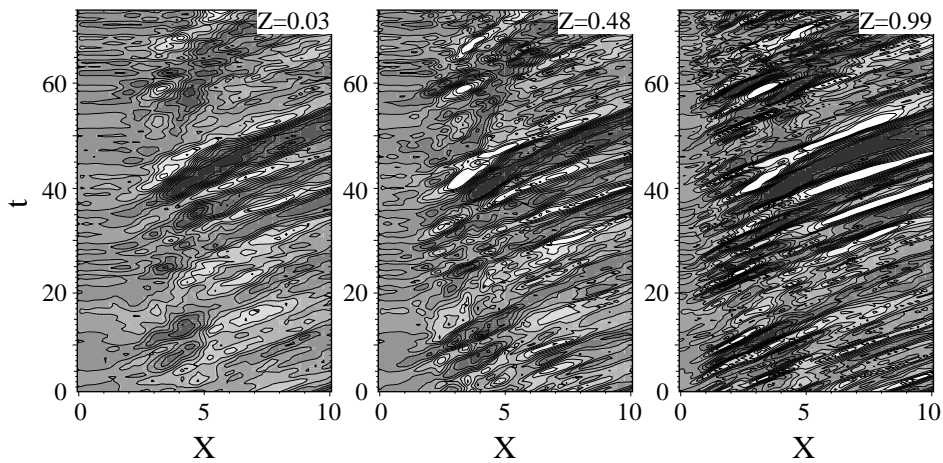


Abb. 3.63: Raum-Zeit-Isolinien der lateral gemittelten Druckfluktuationen p' für s_{01_d} (10 Isoniveaus im Bereich $[-0.05; 0.05]$)

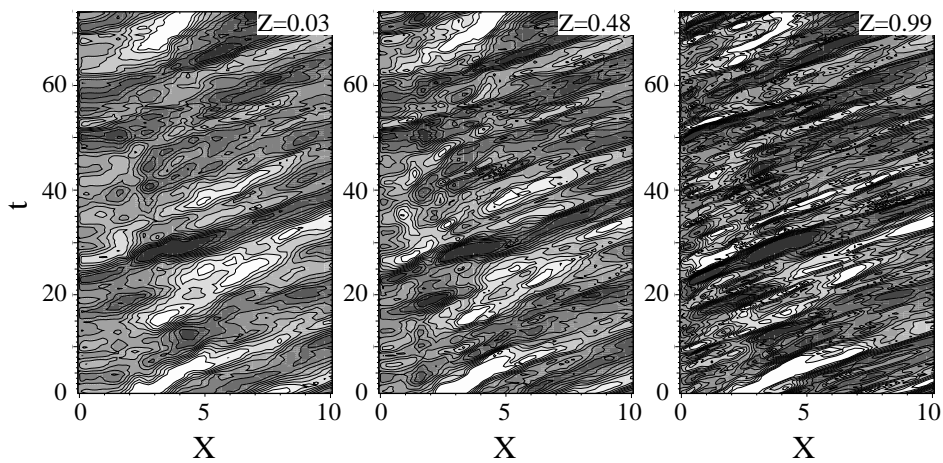


Abb. 3.64: Raum-Zeit-Isolinien der lateral gemittelten Druckfluktuationen p' für sf_{01_d} (10 Isoniveaus im Bereich $[-0.05; 0.05]$)

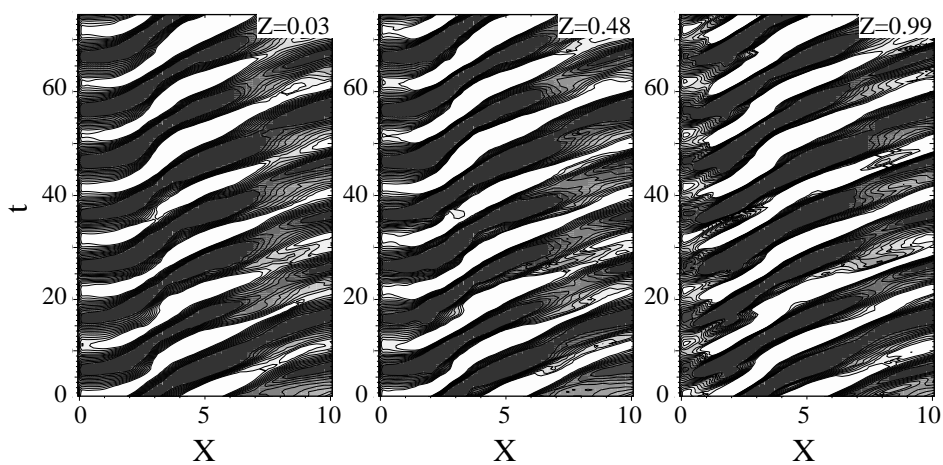


Abb. 3.65: Raum-Zeit-Isolinien der lateral gemittelten Druckfluktuationen p' für sb_{01_d} (10 Isoniveaus im Bereich $[-0.05; 0.05]$)

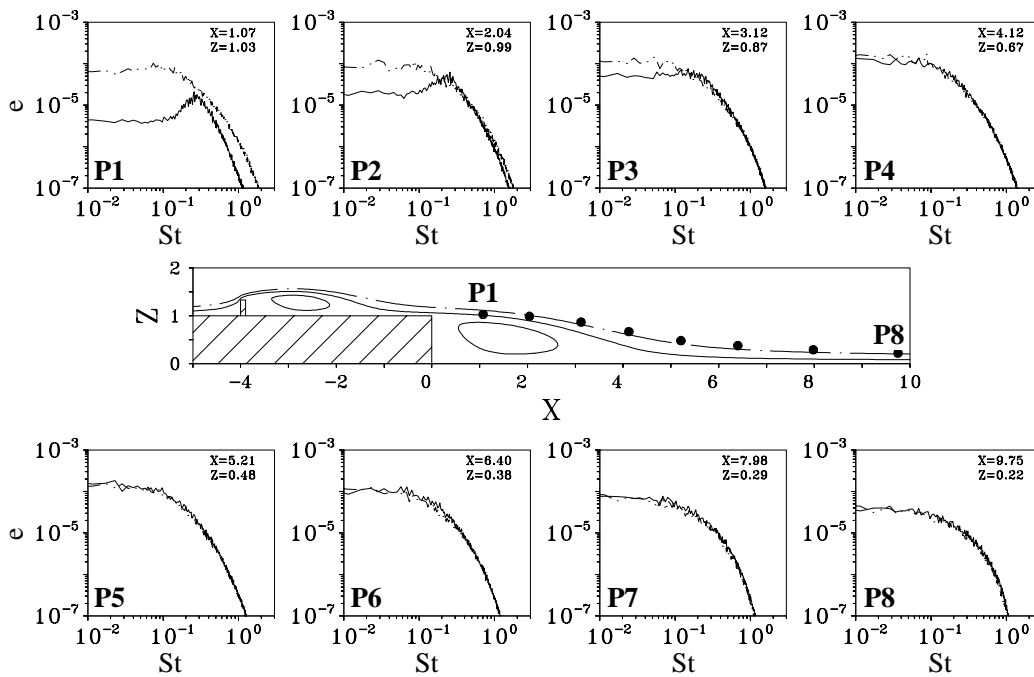


Abb. 3.66: Frequenzspektren der vertikalen Geschwindigkeitsfluktuationen w' für s_{01_d} (durchgezogene Linie) und sf_{01_d} (gestrichelte Linie)

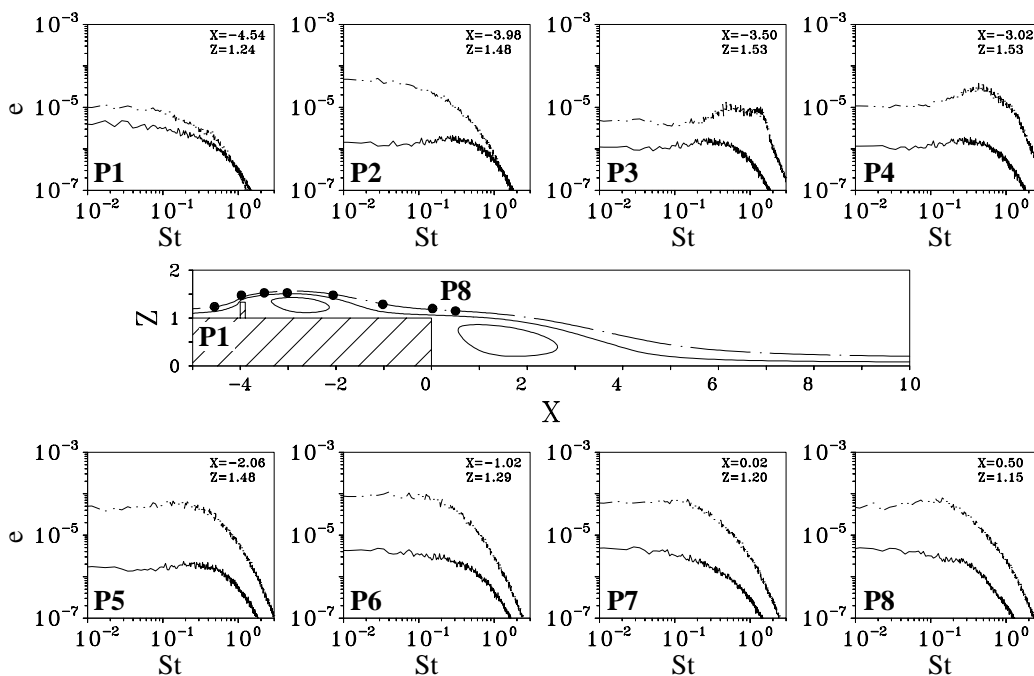


Abb. 3.67: Frequenzspektren der vertikalen Geschwindigkeitsfluktuationen w' für s_{01_d} (durchgezogene Linie) und sf_{01_d} (gestrichelte Linie) im Bereich der ankommenden manipulierten Grenzschicht

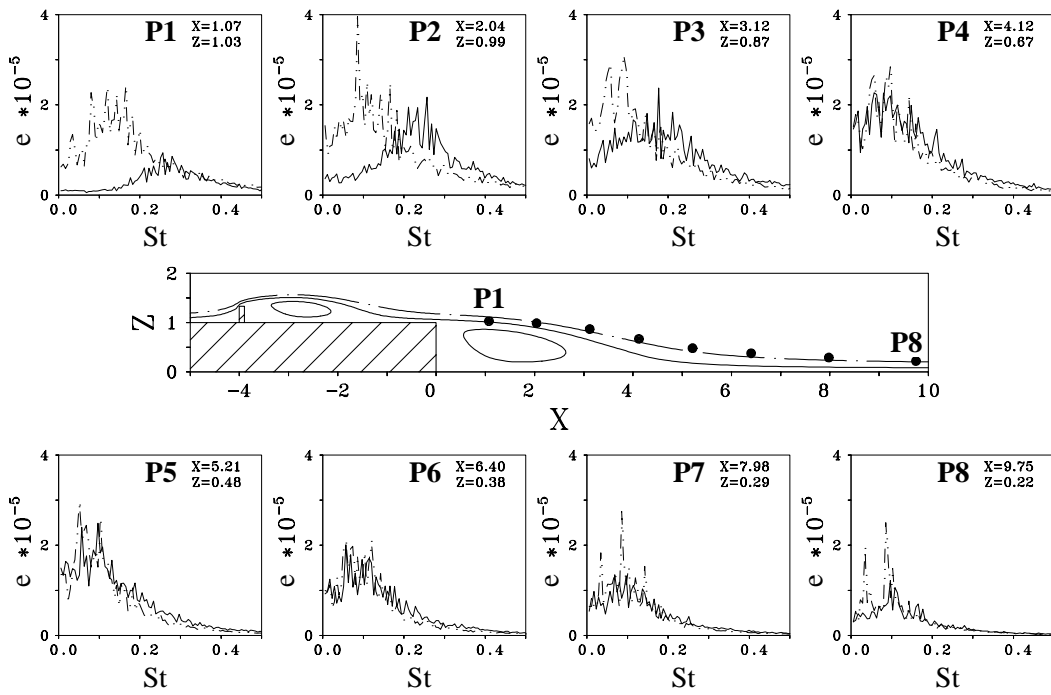


Abb. 3.68: Frequenzspektren der Druckfluktuationen p' für s_{01_d} (durchgezogene Linie) und sf_{01_d} (gestrichelte Linie)

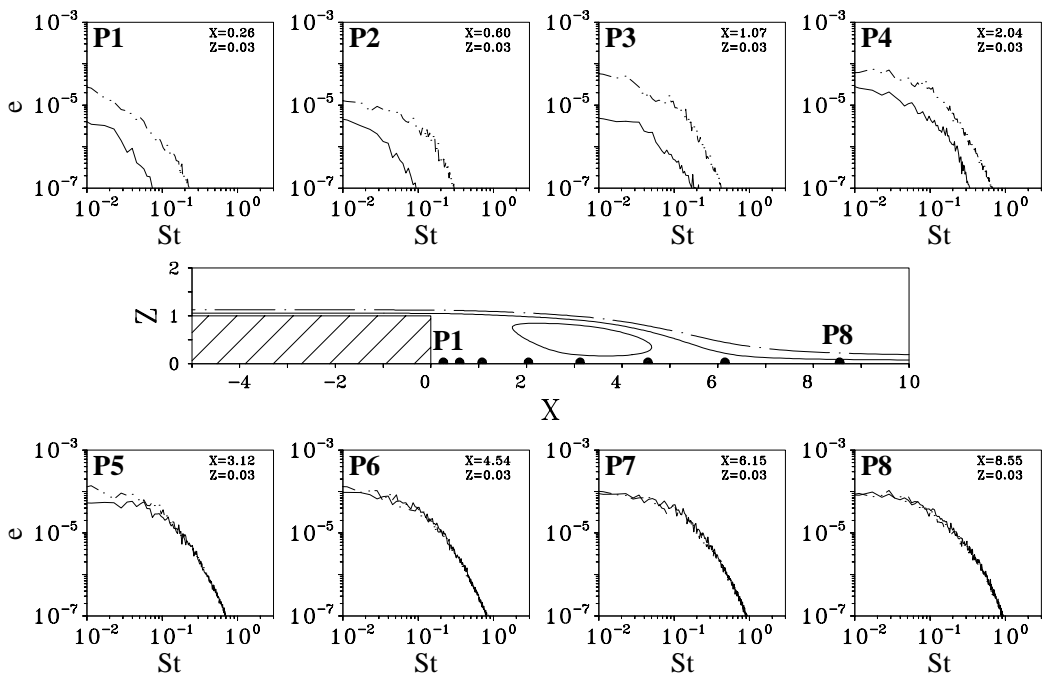


Abb. 3.69: Frequenzspektren der Geschwindigkeitsfluktuationen in Hauptströmungsrichtung u' bei $Z = 0.03$ für s_{01_d} (durchgezogene Linie) und sf_{01_d} (gestrichelte Linie)

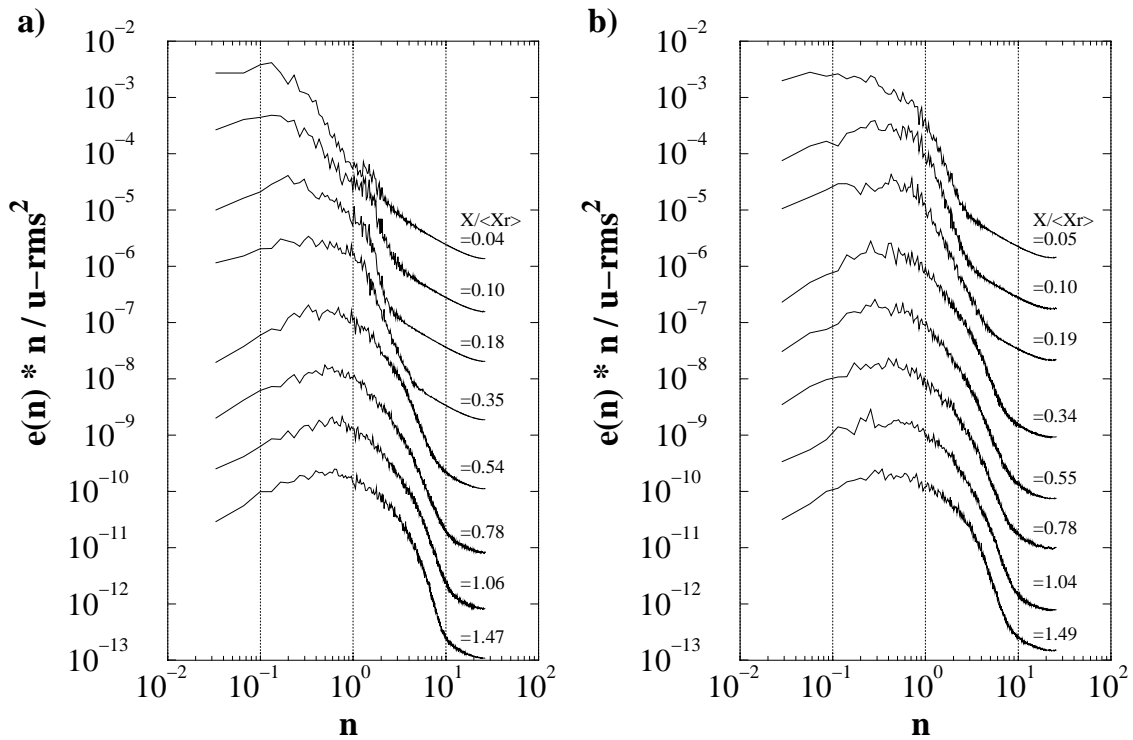


Abb. 3.70: Frequenzspektren der Geschwindigkeitsfluktuationen in Hauptströmungsrichtung u' bei $Z = 0.03$ für a) s_{01_d} und b) sf_{01_d} ; Normierung mit $n = f \cdot X_r / U_\infty$

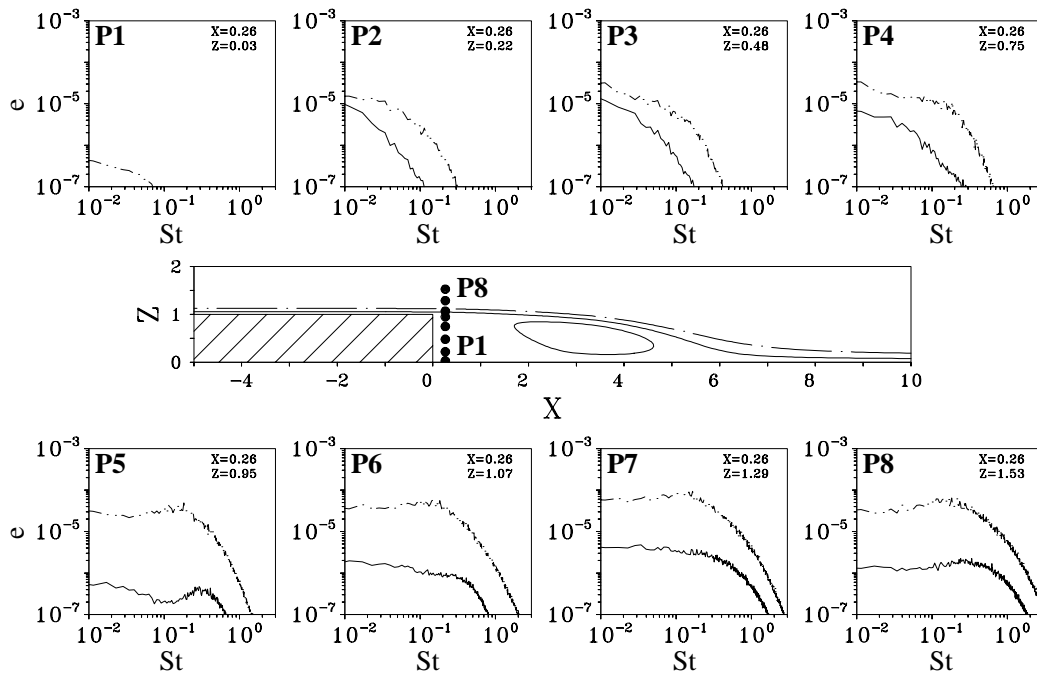


Abb. 3.71: Frequenzspektren der vertikalen Geschwindigkeitsfluktuationen w' bei $X = 0.26$ für s_{01_d} (durchgezogene Linie) und sf_{01_d} (gestrichelte Linie)

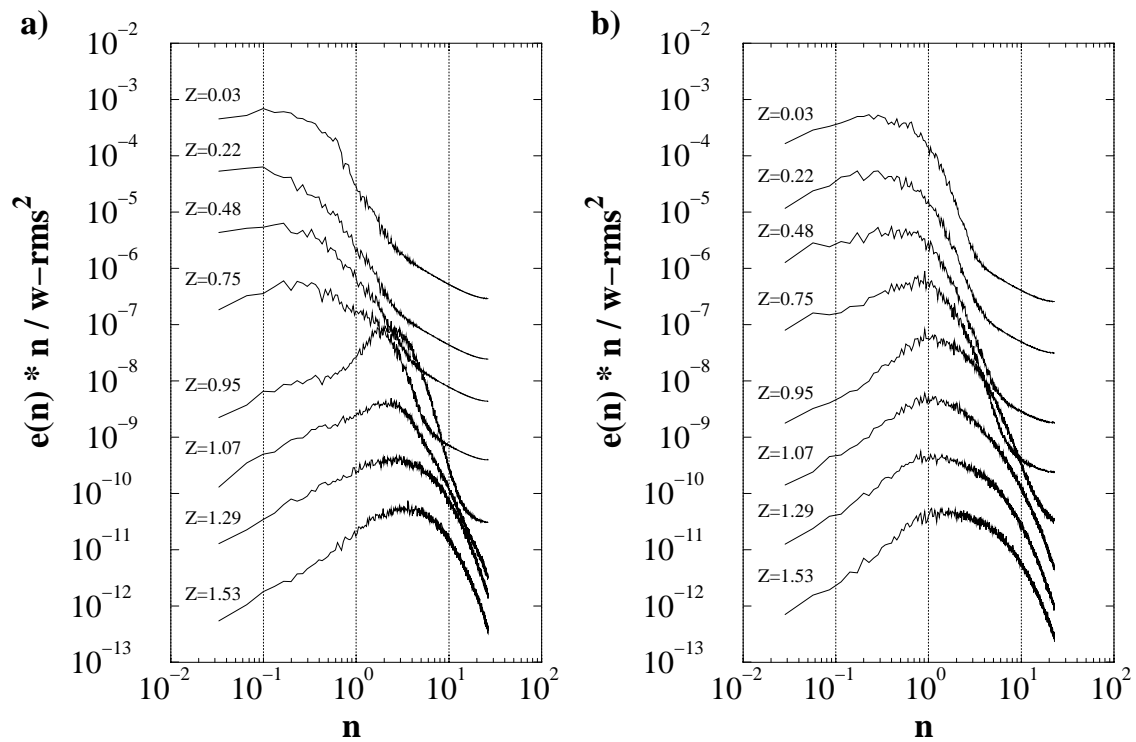


Abb. 3.72: Frequenzspektren der vertikalen Geschwindigkeitsfluktuationen w' bei $X = 0.26$ für a) s_{01_d} und b) sf_{01_d} ; Normierung mit $n = f \cdot X_r / U_\infty$

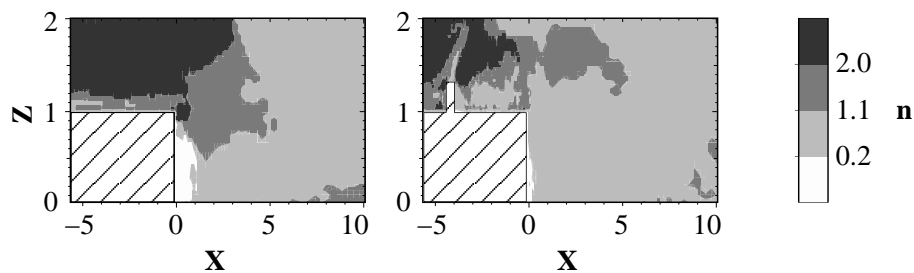


Abb. 3.73: Frequenzen n mit der maximalen Spektralenergie $e(n) \cdot n$ aus den Frequenzspektren der vertikalen Geschwindigkeitsfluktuationen w' für s_{01_d} (links) und sf_{01_d} (rechts); Normierung mit $n = f \cdot X_r / U_\infty$

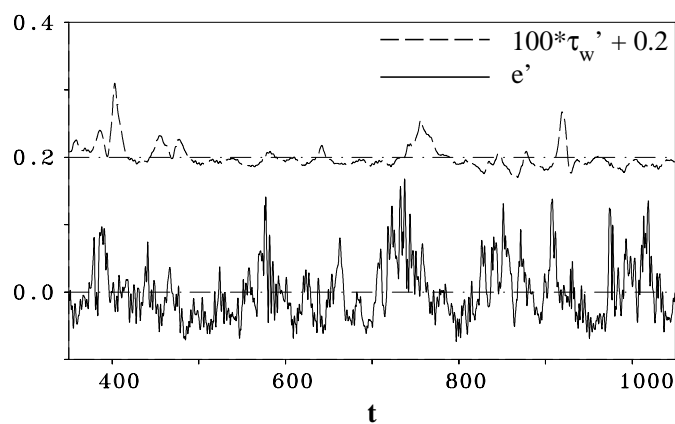


Abb. 3.74: Zeitlicher Verlauf der Wandschubspannungsfuktuationen τ_w' bei $X = 0.26$ und der Fluktuationen des Geschwindigkeitsbetrags $|e'| = (\sqrt{U^2 + V^2 + W^2})'$ bei $X = 0.93; Z = 0.75$ für Fall s_{01_d}

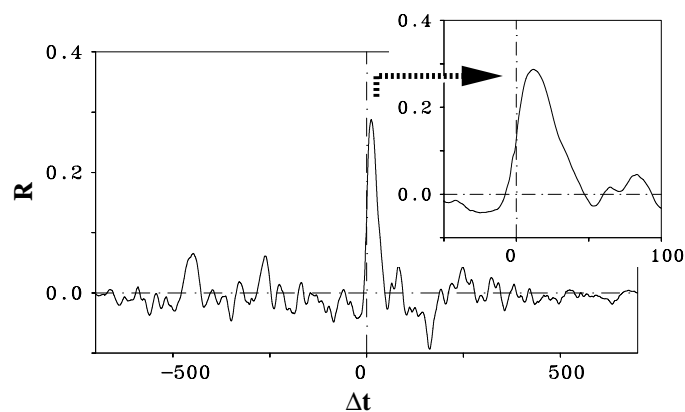


Abb. 3.75: Kreuzkorrelationsfunktion $R(\Delta t)$ der Wandschubspannungsfuktuationen τ_w' bei $X = 0.26$ und der Fluktuationen des Geschwindigkeitsbetrags $|e'| = (\sqrt{U^2 + V^2 + W^2})'$ bei $X = 0.93; Z = 0.75$ für Fall s_{01_d} (gemittelt über 40 laterale Positionen)

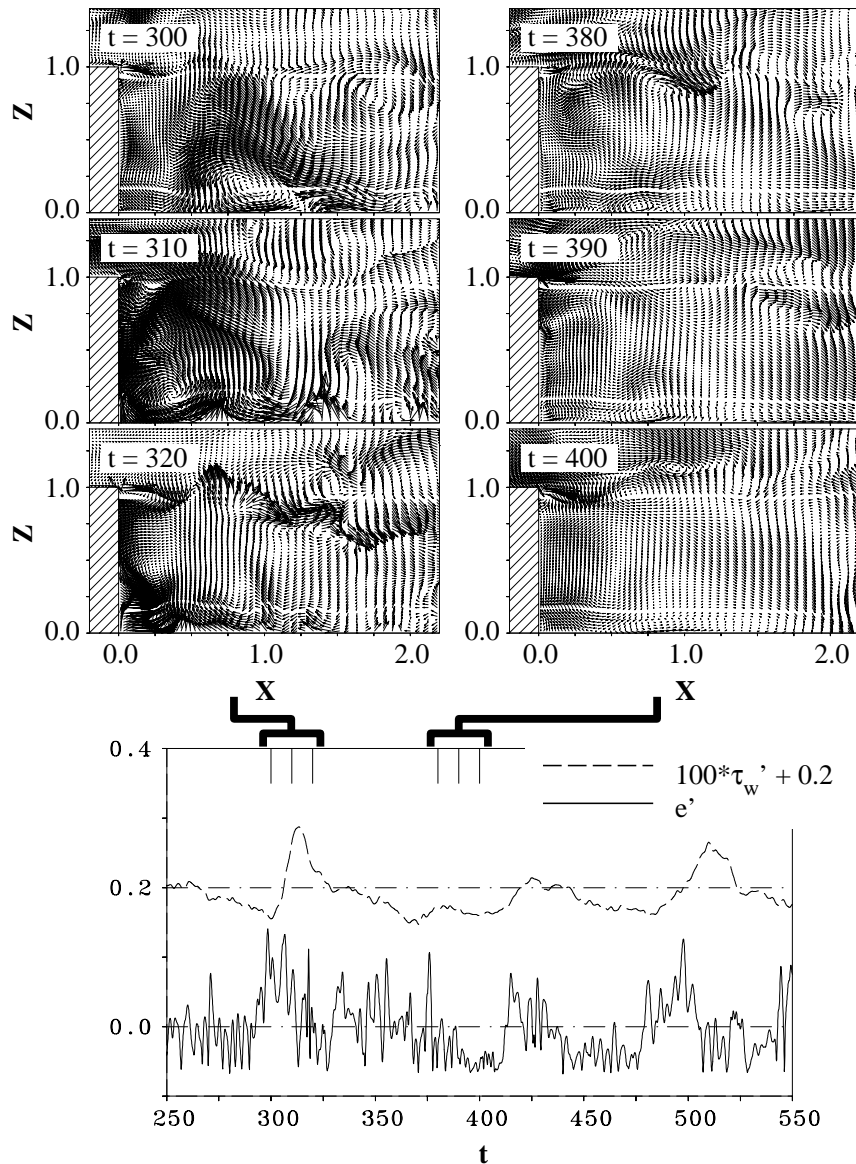


Abb. 3.76: Augenblicksvektorfelder der normierten Geschwindigkeitsfluktuationen ($u'/u - rms, v'/v - rms$) an ausgewählten Zeitpunkten; dazu: zeitlicher Verlauf der Wandschubspannungsfluktuationen τ_w' bei $X = 0.26$ und der Fluktuationen des Geschwindigkeitsbetrags $|\bar{e}'| = (\sqrt{U^2 + V^2 + W^2})'$ bei $X = 1.02$; $Z = 0.76$

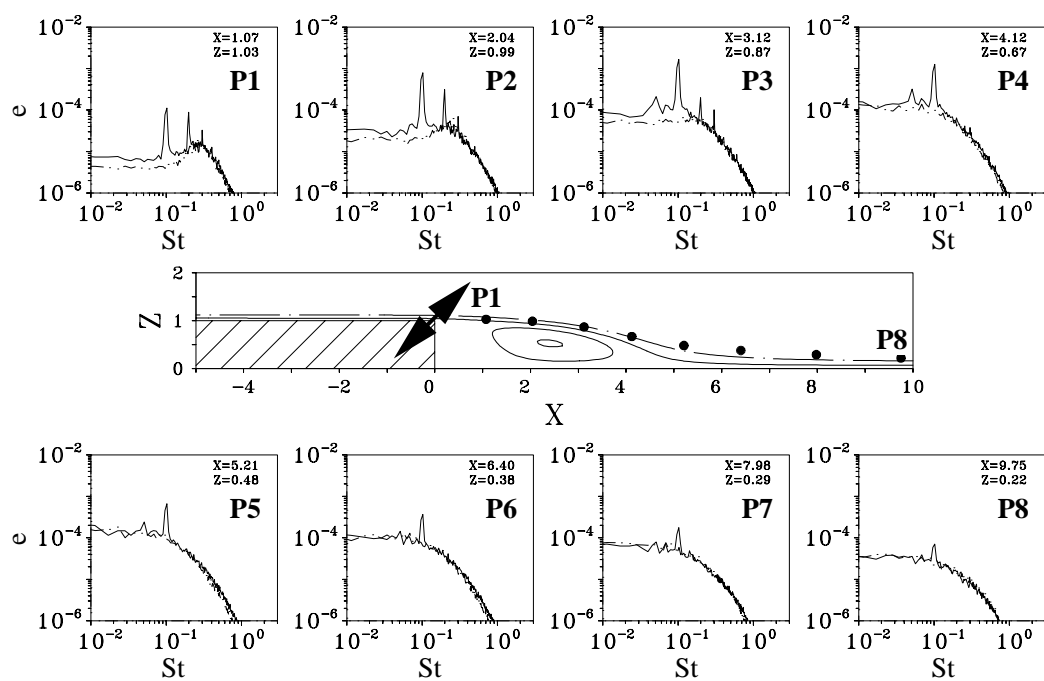


Abb. 3.77: Frequenzspektren der vertikalen Geschwindigkeitsfluktuationen w' für *s_01_d* (gestrichelte Linie) und *sb_01_d* (durchgezogene Linie)

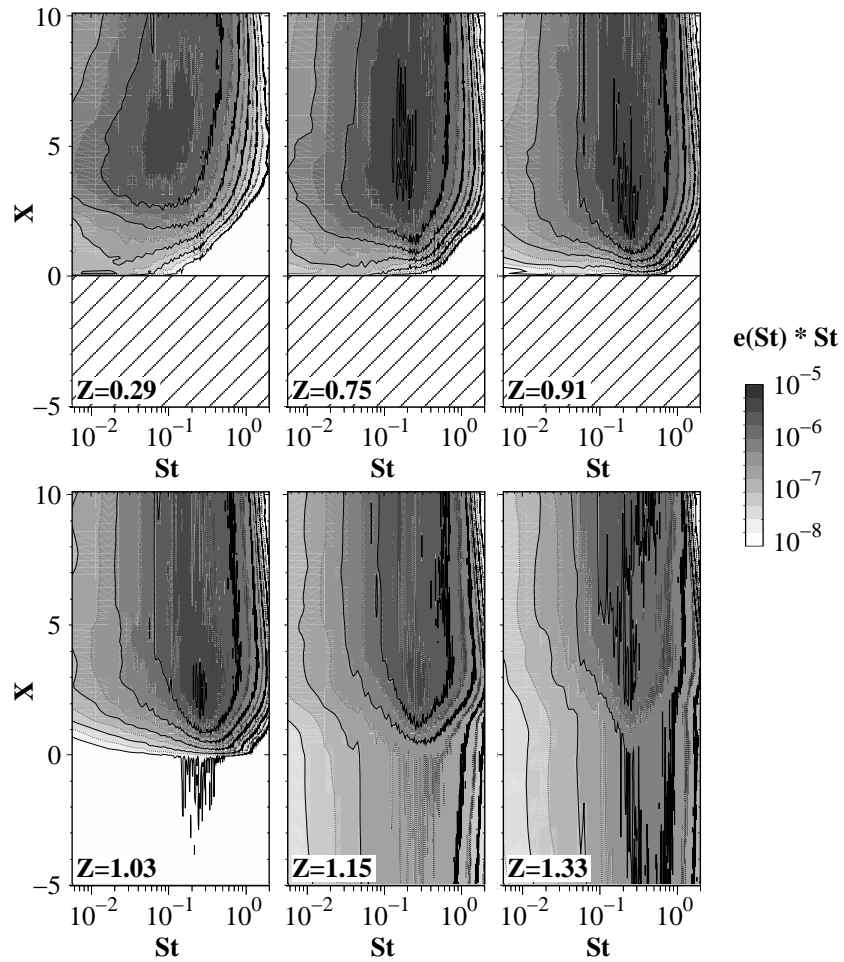


Abb. 3.78: Frequenzspektren der vertikalen Geschwindigkeitsfluktuationen w' für s_{01_d} an verschiedenen z -Positionen

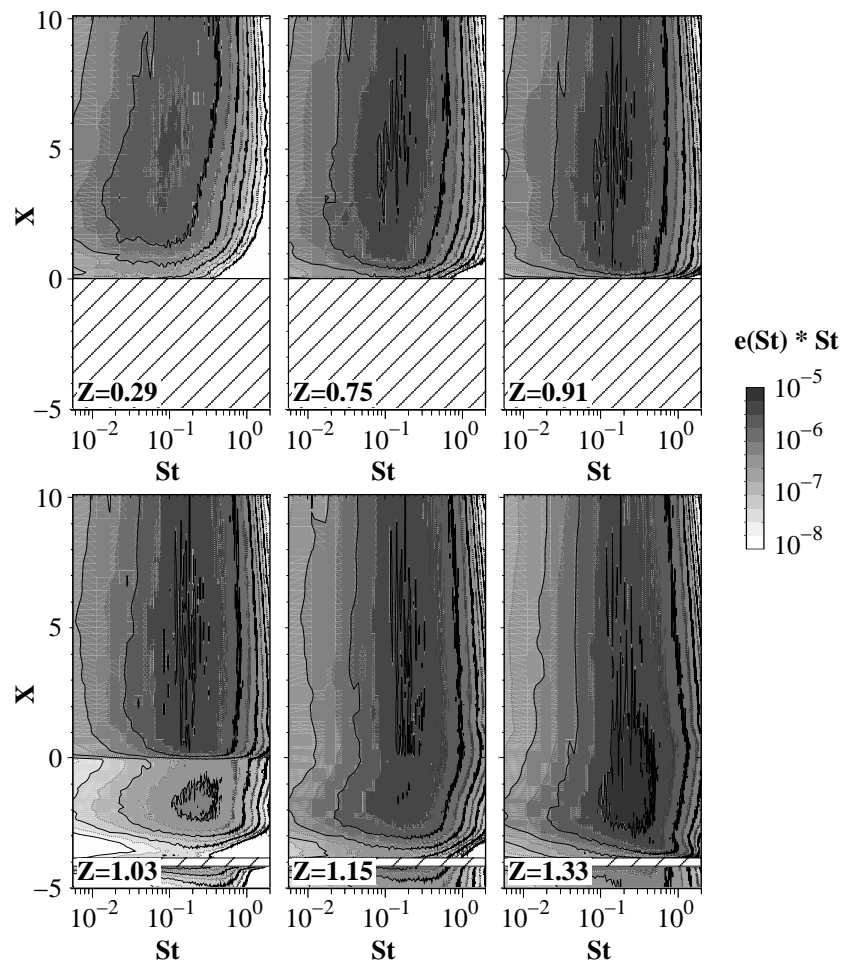


Abb. 3.79: Frequenzspektren der vertikalen Geschwindigkeitsfluktuationen w' für sf_01_d an verschiedenen z -Positionen

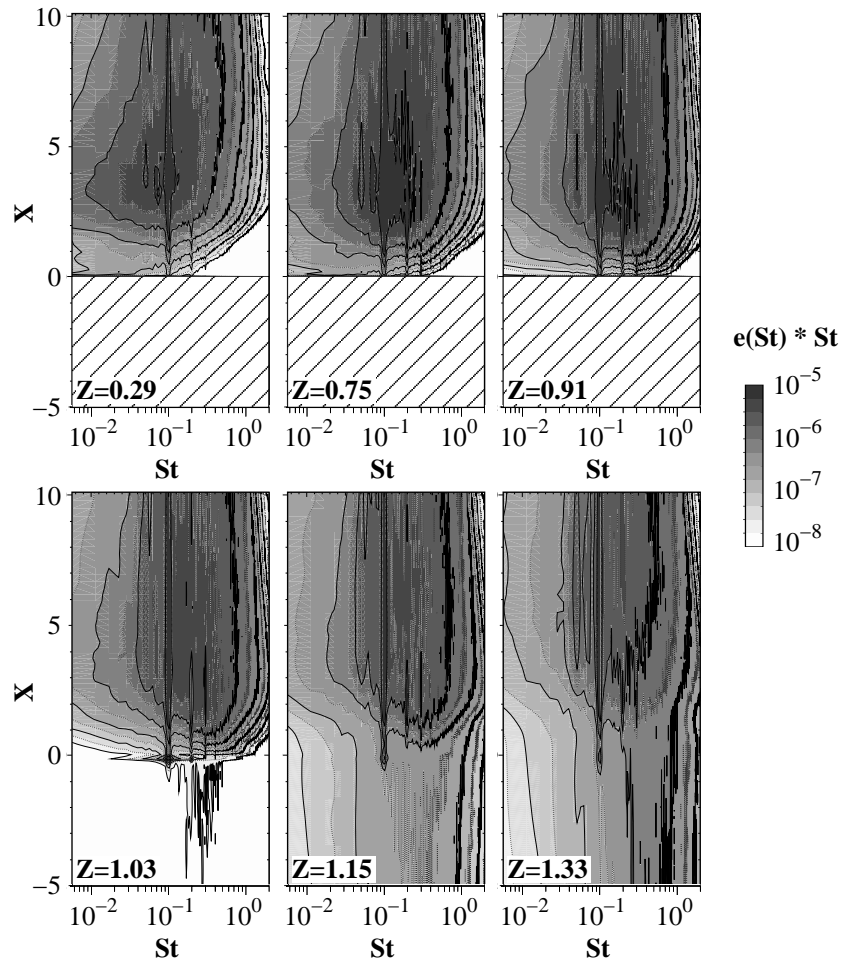


Abb. 3.80: Frequenzspektren der vertikalen Geschwindigkeitsfluktuationen w' für sb_{01_d} an verschiedenen z -Positionen

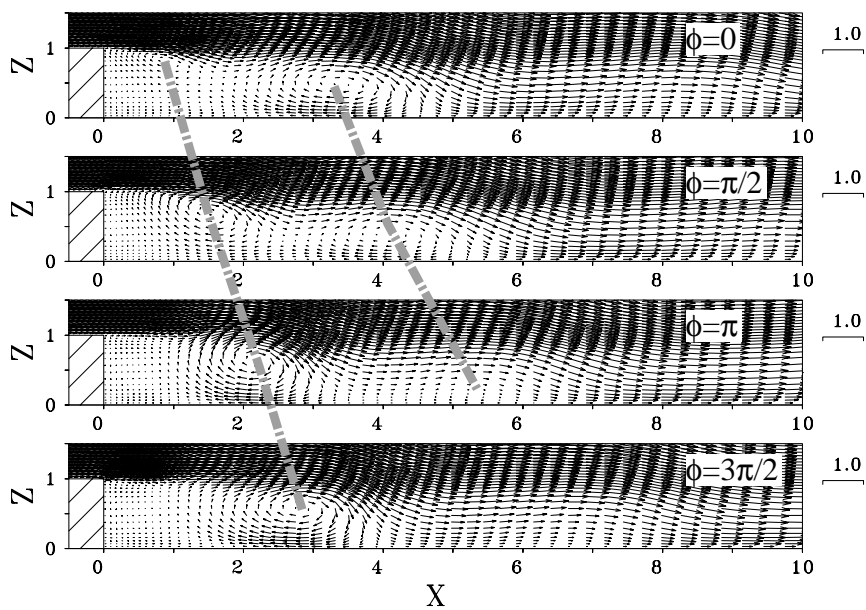


Abb. 3.81: Phasengemittelte Geschwindigkeitsfelder (\tilde{U} , \tilde{W}) für sb_{01_d}

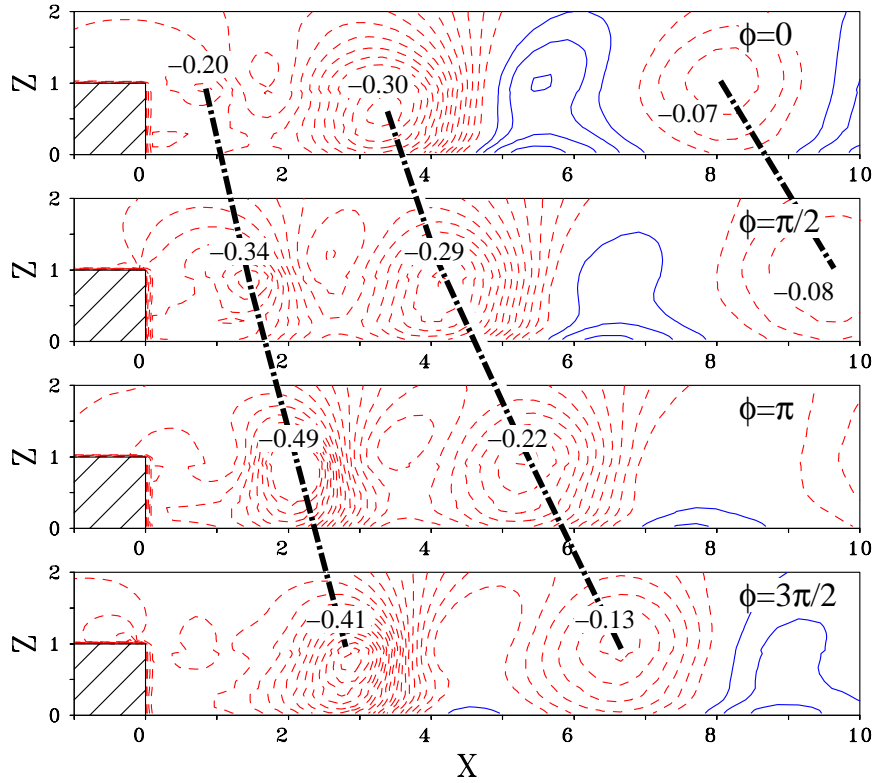


Abb. 3.82: Phasengemittelte Druckverteilung \tilde{P} für *sb_01_d* (jeweils 40 äquidistante Isoniveaus in $[-0.40; 0.40]$: --- negative Werte, — positive Werte)

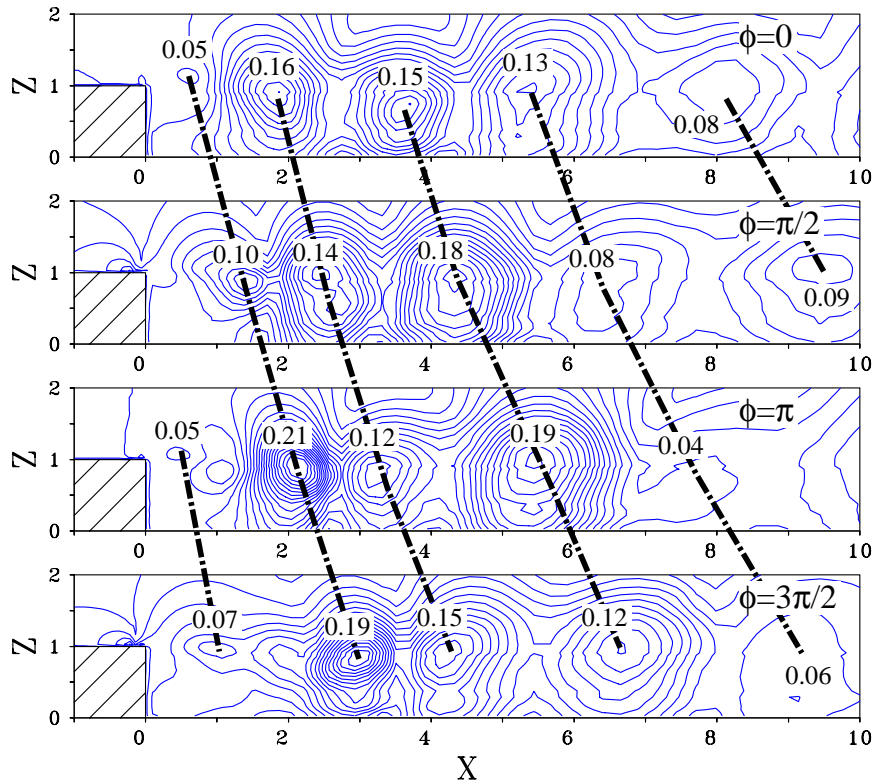


Abb. 3.83: Phasengemittelte Druckfluktuationen $\tilde{p}_{rms} = \sqrt{\langle (P(\phi) - \langle P \rangle)^2 \rangle}$ für *sb_01_d* (jeweils 20 äquidistante Isoniveaus in $[0.00; 0.20]$)

3.6 Eigenmodeanalyse und Bilanzen der Energieflüsse

Nachdem im vorangegangenen Abschnitt anhand der räumlichen Verteilung der Zweipunkt-korrelation (s. Kap. 3.5.2) und der Fourieranalysen der (zeitlichen) Signale der Geschwindigkeits- und Druckfluktuationen (s. Kap. 3.5.4) bereits Rückschlüsse auf die Bedeutung einzelner Wirbelstrukturen gezogen wurden, soll nachfolgend eine Eigenmodeanalyse der Geschwindigkeitsfelder mit dem Ziel einer Vertiefung des Verständnisses der *Dynamik der Wirbelstrukturen* – insbesondere unter dem Einfluss der passiven und aktiven Kontrolle – angewandt werden. Die Karhunen-Loève-Zerlegung oder auch „Proper Orthogonal Decomposition“ (POD) dient dabei als Analysewerkzeug, um (kombinierte) räumlich-zeitliche Prozesse des dreidimensionalen und instationären Strömungsproblems in einzelne, voneinander unabhängige Basisströmungen, die so genannten POD-Moden zu zerlegen. Die Reihenentwicklung in POD-Moden bietet eine im Sinne der Fehlerquadrate schnellstmögliche Konvergenz und damit die Möglichkeit, großskalige, kohärente Strukturen durch eine minimale Anzahl der energiereichsten Moden darzustellen. Diese Eigenschaft erlaubt die Identifikation der kohärenten Strukturen, bzw. die Analyse der Dynamik dieser Strukturen und unterstützt die Reduktion von komplexen Strömungen in niedrigdimensionale dynamische Systeme durch Abbruch der Reihenentwicklung bei hinreichend geringem Energiebeitrag der nicht berücksichtigten Moden zur Gesamtenergie. Weiterhin kann durch Einsetzen der energiegewichteten POD-Moden in die Navier-Stokes-Gleichung eine Energiebilanz für jeden einzelnen Mode aufgestellt werden, welche Rückschlüsse auf die Energieübertragung zwischen einzelnen Moden und damit zwischen einzelnen charakteristischen Strömungsvorgängen erlaubt.

Die Anwendung der POD bei der Analyse von dynamischen Prozessen in turbulenten Strömungen geht auf Lumley (1967) [117] zurück. Aubry et al. (1988) [12] gelang die Gewinnung eines niedrigdimensionalen Systems einer turbulenten Grenzschicht auf Basis der energiereichsten POD-Moden. Nachfolgend wurde die POD (und daraus abgeleitete niedrigdimensionale Systeme) für eine Vielzahl von *numerisch* berechneten, turbulenten und transitionellen Strömungen angewendet: z.B. für die Kanalströmung (Moin und Moser (1989) [138], Ball et al. (1991) [13]), für die Grenzschichtströmung (Rempfer und Fasel (1994) [161]), für die Strömung über einen Würfel (Manhart und Wengle (1993) [127]), über eine Halbkugel (Manhart (1998) [124]), über eine rechteckige Kavität (Deane et al. (1991) [39], Cazemier et al. (1998) [27], Rowley et al. (2000) [165]) oder über einen Zaun (Orellano und Wengle (2001) [152]). Für *experimentelle* Datensätze liegen POD-Analysen beispielsweise von Strömungen in achsensymmetrischen (Citriniti und George (2000) [34]) und ebenen Vermischungsschichten (Glezer et al. (1989) [65], Delville et al. (1999) [43]) oder in achsensymmetrischen (Glauser et al. (1987) [64]) und ebenen Freistrahlen (Gordeyev und Thomas (2000) [67]) vor. POD-Analysen einer transitionellen Stufenüberströmung bei $Re_h \approx 3000$ wurden von Huppertz (2001) [82] mit experimentellen Daten und von Jürgens und Kaltenbach (2000, 2003) [92, 93] mit einer numerischen Datenbasis (DNS) durchgeführt. Der mathematische Hintergrund und der Stand der Forschung in den verschiedenen Anwendungsgebieten der POD wird in einem

Übersichtsartikel von Berkooz et al. (1993) [17] beleuchtet.

3.6.1 Grundlagen

Theorie Ausgehend von einem dreidimensionalen und instationären Strömungsfeld mit dem Geschwindigkeitsvektor $U_i(\vec{x}, t)$ wird nach einer Zerlegung der Abhängigkeiten in Raum und Zeit, d.h. nach einer Zerlegung

$$U_i(\vec{x}, t) = \sum_{n=1}^{N_M} a^n(t) \phi_i^n(\vec{x}) \quad (3.20)$$

in stationäre räumliche Basisströmungen (Moden) $\phi_i^n(\vec{x})$ und zeitabhängige Koeffizienten $a^n(t)$ gesucht, wobei der obere Index n den jeweiligen POD-Mode kennzeichnet. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird das zugehörige Eigenwertproblem analog zu Manhart und Wengle (1993) [127] nach der von Sirovich (1987) [177] („method of snapshots“) und von Aubry (1991) [11] („bi-orthogonal decomposition“) vorgeschlagenen Methode gelöst. Dabei bildet der zeitliche (Auto-) Korrelationstensor

$$C(t, t') = \frac{1}{T} \iiint_{\Omega} U_i(\vec{x}, t) U_i(\vec{x}, t') d\vec{x} \quad (3.21)$$

den Kern des Eigenwertproblems

$$\int_T C(t, t') a^n(t') dt' = \lambda^n a^n(t). \quad (3.22)$$

Der zugehörige Eigenwert λ^n des Korrelationstensors $C(t, t')$ ist proportional zum Energieinhalt, den der entsprechende POD-Mode mit dem Index n besitzt. Die Gesamtenergie des zerlegten Strömungsfelds entspricht der Summe $\sum_{n=1}^{N_M} \lambda^n$ aller Eigenwerte⁵⁴. Die räumlichen Moden $\phi_i^n(\vec{x})$ können durch Projektion der als (linear unabhängige Menge von) Eigenvektoren des Eigenwertproblems (Gl. 3.22) gewonnenen, zeitlichen Koeffizienten $a^n(t)$ auf die Geschwindigkeitsfelder $U_i(\vec{x}, t)$ gemäß

$$\phi_i^n(\vec{x}) = \frac{1}{T} (\lambda^n)^{-1} \int_T a^n(t) U_i(\vec{x}, t) dt \quad (3.23)$$

bestimmt werden.

Numerische Aspekte Um die Speicheranforderungen der POD zu verringern, wird ein Unterbereich Ω_{POD} Rechengebiets der LES Ω_{LES} für die POD selektiert. In diesem wird zusätzlich eine Filterung der zeitlichen Aufnahmen („snapshots“) der Geschwindigkeitsfelder vom LES-Gitter auf ein (in x -, y - und z -Richtung) doppelt so grobes Gitter durchgeführt. Zur Kontrolle der Lösung und zur Erlangung weiterer Aussagen (s. Kap. 3.6.2) werden im

⁵⁴Hierbei steht N_M für die maximal zur Verfügung stehende Anzahl aller zeitlichen Aufnahmen („snapshots“) des Strömungsfelds.

Rahmen weiterführender POD-Analysen aus dem Bereich Ω_{POD} wiederum Unterbereiche Ω_1 (im Aufrollbereich der abgelösten Scherschicht), bzw. Ω_2 (im Wiederanlegebereich) selektiert. Die räumliche Ausdehnung aller Bereiche, sowie die jeweilige Gitterauflösung sind in Tab. 3.7 zusammengefasst.

	Ω_{LES}	Ω_{POD}	Ω_1	Ω_2
X	-18.0 ... 20.0	-5.7 ... 10.1	0.0 ... 3.9	4.1 ... 10.1
Y	0.0 ... 5.0	0.0 ... 5.0	0.0 ... 5.0	0.0 ... 5.0
Z	0.0 ... 6.0	0.0 ... 2.0	0.0 ... 2.0	0.0 ... 2.0
N_x	404	123	28	24
N_y	80	40	40	40
N_z	110	36	36	36

Tab. 3.7: Lage und Größe der betrachteten Berechnungsvolumina für die POD

Für die Grundversion der POD kann auf eine Datenbasis von $N_M = 8777$ Stichproben („snapshots“) mit einem äquidistantem Zeitabstand von $\Delta t = 0.08$, d.h. einem Gesamtzeitintervall von $\Delta T \approx 700$ zurückgegriffen werden. Für zusätzliche Untersuchungen des Konvergenzverhaltens der POD wird die Anzahl der verwendeten Stichproben halbiert, bzw. geviertelt.

Im Rahmen der hier durchgeführten POD-Analysen wird das Geschwindigkeitsfeld selber zerlegt (und nicht die Fluktuationen). Damit beinhalten die POD-Moden das mittlere Strömungsfeld, welches in der Regel⁵⁵ separat von Mode 1 (konstanter zeitlicher Koeffizient $a^1(t)$) repräsentiert wird. POD-Moden mit Indizes $n \geq 2$ enthalten daher alle Fluktuationen des Strömungsfelds und werden nachfolgend als fluktuierende Moden bezeichnet. Für homogene Richtungen reduziert sich die POD zu einer Fouriertransformation mit den Basisfunktionen Sinus und Cosinus. In der vorliegenden Arbeit wird – nicht zuletzt aufgrund des Problems der unbestimmten Phasenwinkel (s. Manhart (1996) [122]) – die homogene y -Richtung als inhomogen behandelt.

Galerkin-Projektion Setzt man die Reihenentwicklung der POD-Moden (Gl. 3.20) anstatt der Geschwindigkeiten $U_i(\vec{x}, t)$ in die Navier-Stokes-Gleichungen (Gl. 2.2) ein, so erhält man

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\sum_k a^k \phi_i^k \right) = - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\sum_k a^k \phi_i^k \sum_l a^l \phi_j^l \right) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2}{\partial x_j^2} \left(\sum_k a^k \phi_i^k \right). \quad (3.24)$$

Nach Aubry et al. (1988) [12] kann man diese partielle Differentialgleichung mithilfe der Galerkin-Projektion (einer Multiplikation von Gl. 3.24 mit ϕ_i^k , nachfolgend einer Addition

⁵⁵zu Ausnahmen s. Manhart (1996) [122]

über die Indizes i auf der linken Seite und schließlich einer Integration über den Bereich Ω in ein System gewöhnlicher Differentialgleichungen für die zeitlichen Koeffizienten $a^k(t)$

$$\frac{d}{dt}a^k = \sum_{l,m} n_{klm}a^l a^m + \hat{\pi}_k + \sum_l d_{kl}a^l \quad (3.25)$$

mit

$$n_{klm} = - \int_{\Omega} \phi_i^k \frac{\partial \phi_i^l \phi_j^m}{\partial x_j} d\vec{x} \quad (3.26)$$

$$\hat{\pi}_k = -\frac{1}{\rho} \int_{\Omega} \phi_i^k \frac{\partial P}{\partial x_i} d\vec{x} \quad (3.27)$$

$$d_{kl} = \nu \int_{\Omega} \phi_i^k \frac{\partial^2 \phi_i^l}{\partial x_j^2} d\vec{x} \quad (3.28)$$

überführen (Manhart (1996) [122], Orellano (1999) [150]). Dabei steht n_{klm} für einen nicht-linearen Interaktionsterm zwischen Mode k , l und m , der Term $\hat{\pi}_k$ beschreibt die Interaktion mit dem Druckfeld und d_{kl} ist ein Zähigkeitsterm. Es gilt die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \phi_i^k}{\partial x_i} = 0 \quad (3.29)$$

für jeden einzelnen Mode k . Eine Energiebilanz für die momentane kinetische Energie⁵⁶ $e^k = \frac{1}{2}a^k a^k$ des Mode k erhält man durch Multiplikation von Gl. 3.25 mit a^k , die mittlere Energiebilanzgleichung durch nachfolgende zeitliche Mittelung

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{de^k}{dt} \right\rangle &= \left\langle \frac{d\left(\frac{1}{2}a^k a^k\right)}{dt} \right\rangle = \sum_{l,m} n_{klm} \langle a^k a^l a^m \rangle + \langle a^k \hat{\pi}_k \rangle + \sum_l d_{kl} \langle a^k a^l \rangle \\ &= T_k + \Pi_k + D_k. \end{aligned} \quad (3.30)$$

Damit können nun Aussagen für jeden Mode k gemacht werden, welcher Energieanteil (im zeitlichen Mittel) dem Druck, der Dissipation oder der Interaktion mit anderen Moden zuzuordnen ist. Das besondere Interesse in dieser Arbeit soll nun dem Interaktionsterm T_k gelten, welcher den mittleren nichtlinearen Energiefluss zwischen dem *empfangenden* Mode k und dem *abgebenden* Mode l über den als Brücke fungierenden *transportierenden* Mode m beschreibt. Ein hoher Energiebeitrag des Interaktionsterms T_k tritt dann auf, wenn

- (a) die zeitlich gemittelte Tripelkorrelation $\langle a^k a^l a^m \rangle$, welche ein Maß dafür ist, wie häufig die drei Moden gleichzeitig auftreten,

⁵⁶Der augenblickliche räumliche Energieinhalt $E_{\Omega}(t)$ entspricht der Spur des zeitlichen Korrelationstensors (Gl. 3.21) und lässt sich aufgrund der Orthogonalität der räumlichen Basisströmungen (Moden) in die Summe der allein aus den zeitlichen Koeffizienten $a^k(t)$ gebildeten augenblicklichen Energieinhalte $e^k(t)$ der Einzelmoden k nach

$$E_{\Omega}(t) = \frac{1}{2}C(t,t) = \iiint_{\Omega} \frac{1}{2}U_i(\vec{x},t)U_i(\vec{x},t)d\vec{x} = \iiint_{\Omega} \frac{1}{2} \left(\sum_{n=1}^{N_M} a^n(t)\phi^n(\vec{x}) \right)^2 d\vec{x} = \sum_{n=1}^{N_M} \frac{1}{2}a^n(t)^2 = \sum_{n=1}^{N_M} e^n(t)$$

zerlegen (Manhart (1996) [122]).

- (b) der nichtlineare Austauschkoefizient n_{klm} , welcher als Maß für das Potential angesehen werden kann, mit dem die Modentriade k , l und m Energie austauscht,

groß ist [150]. Für den *gesamten* zeitlich gemittelten Beitrag des Energieaustauschs zwischen Mode k und l , zu dem *alle* transportierenden Moden m beitragen, lässt sich (aufsummiert)

$$Q_{kl} = \sum_m n_{klm} \langle a_k a_l a_m \rangle \quad (3.31)$$

definieren [122]. Dabei muss die von Mode l an Mode k abgegebene Energie Q_{kl} der von Mode k empfangenen Energie $-Q_{lk}$ entsprechen [122].

3.6.2 POD der Stufenströmung

In Abb. 3.84 ist das Eigenwertspektrum der (sortierten) λ^n der POD für den nicht beeinflussten (*s_01_d*), den passiv beeinflussten (*sf_01_d*) und den aktiv beeinflussten Fall (*sb_01_d*) dargestellt. Der Eigenwert und damit der Energieinhalt des mittleren Strömungsfelds (Mode 1) ist zunächst für alle 3 Fälle deutlich (um eine Größenordnung) höher als für alle anderen fluktuierenden Moden (≥ 2). Für *sf_01_d* liegt die Energie aller fluktuierenden Moden etwas höher als für *s_01_d*. Im Gegensatz dazu kann man für *sb_01_d* gegenüber *s_01_d* (deutlich) erhöhte Energieniveaus nur für die fluktuierenden Moden bis ca. 10-20 feststellen, der Rest des Eigenwertspektrums verläuft nahezu identisch.

Der aufsummierte Energieanteil der fluktuierenden (≥ 2) Moden zur Gesamtenergie

$$e_r(k) = \frac{\sum_{n=2}^k \lambda^n}{\sum_{n=2}^{N_M} \lambda^n} \quad (3.32)$$

ist in Abb. 3.85 zu sehen. Der Anstieg von $e_r(k)$ für *sf_01_d* verläuft bei größeren Modeindizes als für *s_01_d*, d.h. um denselben Anteil an Fluktuationsenergie abzudecken, bedarf es für *sf_01_d* einer größeren Anzahl an (fluktuierenden) Moden als für *s_01_d*. Im Gegensatz dazu decken bereits die ersten beiden (fluktuierenden) Moden des aktiv beeinflussten Falls *sb_01_d* einen recht hohen Energieanteil ab, und auch im weiteren Verlauf genügt bei *sb_01_d* eine geringere Anzahl Moden zur Abdeckung eines bestimmten Fluktuationsenergieanteils als bei *s_01_d*. Diese Beobachtungen lassen sich generell mit einer gegenüber *s_01_d* etwas geringeren Kohärenz der Strukturen für *sf_01_d*, bzw. einer deutlich größeren Kohärenz für *sb_01_d* erklären. In allen 3 Fällen sind zum Erreichen eines Energieanteils $e_r(k)$ von 99.9% ca. 2500-3500 POD-Moden nötig. Diese Zahl entspricht aufgrund der Orthogonalität der Moden zueinander in etwa⁵⁷ der Anzahl an Freiheitsgraden, die diese Strömung besitzt oder mit

⁵⁷Allerdings stellt die numerische Simulation an sich bereits ein reduziertes System dar (Omurtag und Sirovich (1999) [149]) und die wirkliche Anzahl der Freiheitsgrade der Strömung dürfte höher liegen. Die Abschätzung $Re^{9/4}$ kann in jedem Fall als obere Grenze angesehen werden (Temam (1988) [188], Manhart (1996) [122]).

anderen Worten: bei einer weiteren Steigerung der Modenanzahl (über diese Zahl hinaus) ist keine weitere Steigerung des abgedeckten Energieanteils mehr zu erzielen. Vergleicht man schließlich das Eigenwertspektrum (s. Abb. 3.84) und den aufsummierten Energieanteil (s. Abb. 3.85) mit den für die nicht beeinflusste und die aktiv beeinflusste Grenzschichtströmung über einen Zaun in Orellano et al. (1999, 2001) [150, 151] gezeigten POD-Analysen, so stellt man eine Reihe von qualitativen Übereinstimmungen fest, was letztendlich die Ähnlichkeit der durch die gleichartige (aktive) Strömungsbeeinflussung induzierten Strukturen trotz verschiedener Gesamtgeometrien belegt.

Die räumlichen Moden $\phi^{n=2\dots 5}(\vec{x})$ und die zeitlichen Koeffizienten $a^{n=1\dots 17}(t)$ sind in Abb. 3.86 bis Abb. 3.91 für die 3 Fälle *s_01_d*, *sf_01_d* und *sb_01_d* dargestellt. Bereits bei flüchtiger Betrachtung fallen die POD-Moden 2 und 3 des aktiv beeinflussten Falls *sb_01_d* ins Auge: Die räumlichen Basisströmungen $\phi(\vec{x})$ sind von allen (für die 3 Fälle) dargestellten die einzigen, bei denen ein zweidimensionaler Vorgang (weitgehende Homogenität der Strukturen in lateraler Richtung) dominiert (s. Abb. 3.90). Die zeitlichen Koeffizienten $a(t)$ dieser 2 POD-Moden sind die einzigen, bei denen ein periodischer Vorgang vorherrscht (s. Abb. 3.91). Die Frequenz dieses Vorgangs entspricht der Anregungsfrequenz $St = 0.1 = St_b$. Die beiden Moden bilden ein Modenpaar, zu sehen an den versetzt angeordneten Basisströmungen $\phi(\vec{x})$ und den verschiedenen Phasenlagen der mit derselben Frequenz St_b periodisch oszillierenden Koeffizienten $a(t)$. Die Überlagerung dieser beiden Moden ergibt eine laufende Welle, d.h. eine sich in Hauptströmungsrichtung fortbewegende kohärente Struktur (Manhart (1996) [122]).

Alle anderen POD-Moden können als dreidimensional und nicht-periodisch charakterisiert werden: Die (energiereichsten) räumlichen Basisströmungen $\phi(\vec{x})$ weisen Inhomogenitäten in Spannweitenrichtung auf, oftmals erkennbare Periodizitäten in Form von niedrigen Wellenzahlen. Abweichungen von glatten Schwingungen, d.h. von Sinus-, bzw. Cosinusförmigen Strukturen einer in der homogenen Richtung theoretisch anwendbaren Fourierzerlegung, sind ein Hinweis auf eine noch ungenügende Anzahl von Stichproben zur Bildung des zeitlichen Korrelationstensors. So fallen beispielsweise für *s_01_d* im Bereich der ankommenden Grenzschicht die anhand der $\phi_{i=1}(\vec{x})$ erkennbaren Überreste der hier dominanten länglichen „streak“-Strukturen auf (s. Abb. 3.86). Einige der nicht-periodischen Verläufe der zeitlichen Koeffizienten $a(t)$ lassen die Ausbildung weiterer Modenpaare erahnen, z.B. die POD-Moden 2/3, 8/9 für *s_01_d* (s. Abb. 3.87), die POD-Moden 2/3, 4/5 für *sf_01_d* (s. Abb. 3.89) und die POD-Moden 4/5, 6/7 für *sb_01_d* (s. Abb. 3.91). Bei einem Vergleich der zeitlichen Koeffizienten $a(t)$ der Fälle untereinander fällt für *sb_01_d* auf, dass neben dem oben erwähnten Modenpaar 2/3 die POD-Moden 4 bis 11 deutlich langwelliger (nicht-periodisch) oszillieren, als die vergleichbaren $a(t)$ der beiden anderen Fälle, ab POD-Mode $n \geq 12$ allerdings wieder weitgehend Übereinstimmung herrscht. Aus dieser Beobachtung und den für *sb_01_d* gegenüber *s_01_d* erhöhten Eigenwerten bis ungefähr zu den Moden 10-20 (s. Abb. 3.84) könnte man schlussfolgern, dass ein besonders niederfrequenter Verlauf der $a(t)$ generell ein

Hinweis für einen hohen Energiegehalt des POD-Mode sei, bzw. umgekehrt. Allerdings stellen das Modenpaar 2/3 für *sb_01_d* mit seiner (relativ gegenüber $n = 4 \dots 11$) hohen Frequenz und die nicht sichtbaren Unterschiede in den dominanten Frequenzen der $a(t)$ von *sf_01_d* gegenüber *s_01_d* trotz höherer Eigenwerte zwei Gegenbeispiele dar.

Rekonstruktion der Geschwindigkeitsfelder Nachdem das Augenmerk der Analysen bisher auf dem Charakter der *Zerlegung* in einzelne POD-Moden gerichtet war, sollen nachfolgend einige Ergebnisse der *Zusammenführung* von POD-Moden zur näherungsweise Rekonstruktion der originalen Geschwindigkeitsfelder vorgestellt werden. Willkürlich ausgewählte Zeitsequenzen des Strömungsverlaufs sind dabei anhand der Fluktuationen w' der vertikalen Geschwindigkeitskomponente für *s_01_d* in Abb. 3.92, für *sf_01_d* in Abb. 3.93 und für *sb_01_d* in Abb. 3.94 dargestellt. Es können die größtenteils bereits in Kap. 3.5 beschriebenen,

- sich stromab der Stufe ausbildenden großskaligen Wirbelstrukturen und die komplexen Interaktionen von Strukturen miteinander
- sich im Verlauf der freien Scherschicht stromab des passiven Kontrollzauns für *sf_01_d* (s. Abb. 3.93) entwickelnden Wirbelstrukturen, welche die Strömung am Eintritt in die Stufengeometrie dominieren, und die gegenüber *s_01_d* größeren Strukturen im Bereich stromab der Stufe
- für die aktiv beeinflusste Strömung *sb_01_d* (s. Abb. 3.94) gegenüber *s_01_d* kompakteren und zugleich größeren Wirbelstrukturen
- im Zusammenhang mit der Zunahme der Konvektionsgeschwindigkeit stehenden Phänomene in hinreichend weiter Entfernung von der Stufenkante für *sb_01_d* (s. Abb. 3.94), wobei auf die bereits in Kap. 3.5.5 vermutete präferierte räumliche Lage von komplexen Wirbelinteraktionen, hier im Bereich $X \approx [1.0; 3.0]$ und während $t = [t^*; t^* + 3.2]$ und $t = [t^* + 9.6; t^* + 12.8]$ zu sehen, und deren scheinbares Bewirken einer Verzögerung des konvektiven Transports der Wirbelstrukturen in diesem Bereich hingewiesen wird,

beobachtet werden. Beim Vergleich des originalen Geschwindigkeitsfelds $W(\vec{x}, t)$ mit den approximierten Feldern der energiereichsten POD-Moden $\sum_{n=1}^{100} a^n(t) \phi_{i=3}^n(\vec{x})$ fällt der glättende Charakter des vorzeitigen Abbruchs der Reihe der POD-Moden auf. Für alle 3 Fälle sind kleinskalige Strukturen/Vorgänge in den rekonstruierten Feldern verschwunden, allerdings fällt auch auf, dass die lokalen Extrema der Fluktuationen nur abgeschwächt, d.h. mit zu geringer Amplitude wiedergegeben werden. Letzterer Punkt wird auch anhand von Abb. 3.95 bei der Signalanalyse des originalen und des mit verschiedenen Modenkombinationen rekonstruierten Geschwindigkeitssignals an einem festen räumlichen Punkt für *sb_01_d* deutlich. Die Charakterisierung des Modenpaares 2/3 des Falls *sb_01_d* als laufende Welle bestätigen der sinusförmige Verlauf des Zeitsignals in Abb. 3.95, die geordnete und zweidimensionale

Anordnung der rekonstruierten Geschwindigkeitssignale zu einem bestimmten Zeitpunkt in Abb. 3.96 und schließlich auch im Rahmen der POD-Analysen durchgeführte Animationen von zeitlichen Abläufen der rekonstruierten Geschwindigkeitsfelder.

In ihrer räumlichen Struktur ähneln die rekonstruierten Felder der vertikalen Geschwindigkeitsfluktuationen in Abb. 3.96 für s_{01_d} mit den POD-Moden $2 \dots 100$ jenen für sb_{01_d} mit den POD-Moden $4 \dots 100$. Dies zeigt, dass sich der aktiv beeinflusste Fall sb_{01_d} vom Referenzfall s_{01_d} in erster Linie durch das dominante Modenpaar $2/3$, welches eine laufende Welle und damit den Mechanismus der Anregung selber verkörpert, unterscheidet. Weniger deutliche (d.h. anhand von Abb. 3.96 nicht erkennbare), aber dennoch sichtbare (s. oben) Unterschiede bestehen zwischen den POD-Moden $4 \dots 11$ der beiden Fälle.

Bezüglich der Qualität der Rekonstruktion der originalen Geschwindigkeitsfelder $u_i(\vec{x}, t)$ aus den energiereichsten POD-Moden sieht man für alle hier gezeigten Rekonstruktionen bis einschließlich Mode 100, dass z.T. noch deutliche Differenzen v.a. im kleinst-, aber auch im kleinskaligen Bereich bestehen, d.h. dass der Anteil der energiearmen, für die Rekonstruktion nicht berücksichtigten POD-Moden in der Summe doch beachtlich ist. Diese Feststellung bedeutet letztendlich, dass von einem niedrigdimensionalen dynamischen System für die vorliegende(n) Strömungskonfiguration(en) mit dem bereits beachtlichen Aufwand der Berücksichtigung von 100 POD-Moden kaum hervorragende Ergebnisse zu erwarten sind.

Variation der Anzahl der Snapshots Gewissermaßen eine Kontrolle der vorgestellten Ergebnisse bietet eine gesonderte Untersuchung, bei der die zur Bildung des zeitlichen Korrelationstensors $C(t, t')$ herangezogene Anzahl der Stichproben N_M variiert wird. Anhand von Abb. 3.97 ist ersichtlich, dass sich für alle 3 Fälle das Eigenwertspektrum der energiereichsten POD-Moden bis ca. 200 nicht wesentlich ändert, wenn man N_M halbiert oder vierteilt. Lediglich kleine Abweichungen sind insofern festzustellen, als dass für eine geringere Stichprobenanzahl N_M die Energien der energiereichsten fluktuierenden Moden leicht über denen des Referenzfalls mit $N_M = 8777$ liegen.

Die in Tab. 3.8 zusammengetragenen Werte der Gesamtenergie E_Ω , der fluktuierenden Energie E'_Ω und des Energieanteils E'_Ω/E_Ω belegen hinsichtlich einer Veränderung der Stichprobenanzahl N_M , dass für die Basisanalysen mit $N_M = 8777$ Stichproben von einer hinreichend konvergierten Lösung ausgegangen werden kann. Die größten Schwankungen treten zwischen $N_M = 2194$ und $N_M = 8777$ in den Beträgen der fluktuierenden Energien zutage, bleiben jedoch deutlich unter 10%.

Variation des betrachteten Berechnungsvolumens Bei POD-Analysen der Unterräume Ω_1 und Ω_2 des Gesamt-POD-Volumens Ω_{POD} können Rückschlüsse auf den Anteil der kohärenten Strukturen aus bestimmten Strömungsbereichen (namentlich dem Aufrollbereich der abgelösten Scherschicht oder dem Wiederanlegebereich) an der Gesamtenergie gezogen

		$N_M = 8777$ $\Omega = \Omega_{POD}$	$N_M = 4388$ $\Omega = \Omega_{POD}$	$N_M = 2194$ $\Omega = \Omega_{POD}$	$N_M = 8777$ $\Omega = \Omega_1$	$N_M = 8777$ $\Omega = \Omega_2$
<i>s_01_d</i>	E_Ω	70.00	70.04	69.90	17.28	28.92
	E'_Ω	2.79	2.82	2.73	0.68	1.84
	$\frac{E'_\Omega}{E_\Omega}$	4.0%	4.0%	3.9%	3.9%	6.3%
<i>sf_01_d</i>	E_Ω	53.19	53.38	53.19	12.90	23.32
	E'_Ω	5.92	5.96	5.84	1.83	2.79
	$\frac{E'_\Omega}{E_\Omega}$	11.1%	11.2%	11.0%	14.2%	12.0%
<i>sb_01_d</i>	E_Ω	71.81	71.72	71.63	18.10	29.76
	E'_Ω	4.02	3.92	3.74	1.13	2.57
	$\frac{E'_\Omega}{E_\Omega}$	5.6%	5.5%	5.2%	6.3%	8.6%

Tab. 3.8: Gesamtenergie $E_\Omega = \sum_{n=1}^{N_M} \lambda^n$, Energie der fluktuierenden Moden $E'_\Omega = \sum_{n=2}^{N_M} \lambda^n$ und der Energieanteil E'_Ω/E_Ω der fluktuierenden Moden an der Gesamtenergie für die verschiedenen Parametervariationen der POD

werden. Die Eigenwertspektren in Abb. 3.98 zeigen, dass für alle 3 Fälle *s_01_d*, *sf_01_d* und *sb_01_d* die POD-Moden aus dem Unterraum Ω_1 , d.h. dem Aufrollbereich, deutlich geringere Energien als die POD-Moden des Gesamtbereichs Ω_{POD} besitzen. Dagegen liegen die Energien der energiereichsten fluktuierenden POD-Moden des Unterraums Ω_2 , d.h. des Wiederanlegebereichs, für alle 3 Fälle fast auf demselben Niveau wie die POD-Moden aus Ω_{POD} . Diese Beobachtungen und der nachfolgende relative Energieabfall bei den niederenergetischen POD-Moden für Ω_2 gegenüber Ω_{POD} zeigen: die energiereichsten fluktuierenden POD-Moden aus Ω_{POD} beinhalten im Wesentlichen die Dynamik der großskaligen und energetisch bedeutsamen Strukturen in der Wiederanlegezone; die Dynamik im ankommenden Grenzschichtbereich (einschließlich der passiven Kontrollwirkung), sowie des Aufrollvorgangs der ablösenden Scherschicht wird dagegen erst von energiewächeren POD-Moden beschrieben.

3.6.3 Energieflüsse zwischen den kohärenten Strukturen

Nachfolgend werden einige Untersuchungen des Interaktionsterms T_k , welcher ein Maß für den Energieanteil, der durch Interaktion der einzelnen POD-Moden miteinander in der mittleren Energiebilanzgleichung (Gl. 3.30) abgedeckt wird, vorgestellt. Die dreidimensionale Ansicht der zeitlich gemittelten Tripelkorrelationen $\langle a^k a^l a^m \rangle$ in Abb. 3.99 zeigt, dass die höchsten Werte in der Umgebung der Achsen, d.h. wenn zwei beteiligte Moden (k , l oder m) klein sind, auftreten⁵⁸. Die in Abb. 3.100 dargestellte dreidimensionale Ansicht der nichtli-

⁵⁸Weitere hoher Werte für $\langle a^k a^l a^m \rangle$ treten auf, falls einer der beteiligten POD-Moden das mittlere Strömungsfeld (Mode 1) ist und die beiden anderen gleiche Indizes aufweisen. In diesem Fall ist aufgrund der

nearen Austauschkoefizienten n_{klm} offenbart ein hohes Interaktionspotential vor allem für kleine *transportierende* Moden m , ein Zeichen dafür, dass die dominanten großskaligen Strukturen besonders effiziente Energietransporteure sind (Orellano (1999) [150]).

Die für die Produktion von Turbulenzenergie maßgeblichen linearen Interaktionen n_{k1k} (Manhart (1996) [122]), welche die Rolle des mittleren Strömungsfelds ($l = 1$) als Energielieferant für den betrachteten Mode k quantifizieren⁵⁹, sind in Abb. 3.101 für die 3 Fälle *s_01_d*, *sf_01_d* und *sb_01_d* dargestellt. Zu sehen ist, dass besonders die niederenergetischen Moden > 20 des passiv beeinflussten Falls *sf_01_d* und die (bezüglich der zeitlichen Koeffizienten) sehr niederfrequenten Moden 9 und 10 des aktiv beeinflussten Falls *sb_01_d* ein hohes Potential besitzen, dem mittleren Strömungsfeld Energie zu entziehen. Dagegen besitzen die dominanten beiden Moden 2/3 für *sb_01_d* – ähnlich wie beim niederfrequent ($St_b = 0.08$) angeregten Fall der turbulenten Zaunüberströmung in Orellano (1999) [150] – ein deutlich verringertes Interaktionspotential mit dem mittleren Strömungsfeld. Die von einem POD-Mode k tatsächlich dem mittleren Strömungsfeld ($l = 1$) entzogene (nach Gl. 3.31 berechnete) Energie

$$Q_{k1} = \sum_m n_{k1m} \langle a^k a^1 a^m \rangle \approx n_{k1k} a^1 \langle a^k a^k \rangle = n_{k1k} \sqrt{\lambda^1} \lambda^k, \quad (3.33)$$

auch als Turbulenzproduktionsenergie bezeichnet [122], wird im Gegensatz zum korrespondierenden Potential $n_{k1m} \approx n_{k1k}$ maßgeblich vom Eigenwert λ^k des Modes bestimmt. Die in Abb. 3.102 dargestellten Verteilungen der Q_{k1} sind daher weitgehend proportional zu den jeweiligen Eigenwertspektren (s. Abb. 3.84 zu Kap. 3.6.2).

Eine detaillierte Auswertung der nicht-linearen Energietransfers Q_{kl} zwischen den einzelnen POD-Moden ermöglicht Abb. 3.103. Zunächst fällt für alle 3 Fälle und alle betrachteten Zielmoden $k = \{2, 3, 4, 6, 10, 16\}$ (Energiefluss Q_{kl} von Mode l nach Mode k) auf, dass häufiger negative Vorzeichen als positive Vorzeichen zu beobachten sind, d.h. die ausgewählten energiereichen Moden k geben häufiger Energie zu den energieärmeren Moden $l > k$ ab (Vorwärtstransfer), als von ihnen Energie zu beziehen („backscatter“). Von allen Vorwärtstransfers von Energie ($Q_{kl} < 0$) von energiereichen (k) zu energiearmen (l) Moden erhalten meist jene Empfänger (l) die höchsten Energieraten, die am nächsten zum Geber k liegen (d.h. relativ am energiereichsten sind), was dem klassischen Modell einer Energiekaskade (z.B. Tennekes und Lumley (1972) [190]) nahekommt, bei dem turbulente Energie in großen Skalen produziert und schrittweise an kleinere Strukturen weitergegeben wird, bis sie dissipieren. Neben diesen so genannten *lokalen* Energietransfers existieren auch – wenngleich in geringerem Ausmaß – *nicht-lokale* Energietransfers zwischen stark unterschiedlichen Skalen (Domaradzki und Rogallo (1990) [45]). Die Beträge der Energieflüsse des Falls *s_01_d* liegen unter denen von *sf_01_d*, aber auch jene von *sf_01_d* liegen nochmals unter denen von

Orthogonalität der zeitlichen Koeffizienten $\langle a^k a^k \rangle = \lambda^k$ deren mittlere Tripelkorrelation proportional (mit der Proportionalitätskonstante $a^1 = const.$) zu deren Eigenwert.

⁵⁹Von allen transportierenden Moden ist hier der Mode $m = k$ stark dominant und wird daher ausschließlich betrachtet.

sb_01_d. Besonders hohe Energieraten transferiert das wegen seiner besonderen Stellung (s. oben) markante Modenpaar 2/3 des aktiv beeinflussten Falls *sb_01_d* zu den Moden $k = 4$ und $k = 6$, erhält aber auch Energie, z.B. von Mode $k = 10$. Aufgrund der schlechten Identifizierbarkeit von einzelnen POD-Moden mit einzelnen strömungsphysikalisch erklärba- ren Prozessen (Ausnahme: Modenpaar 2/3 für *sb_01_d*) bleibt die Aussagekraft der Energietransfers Q_{kl} von und zu einzelnen Moden eingeschränkt.

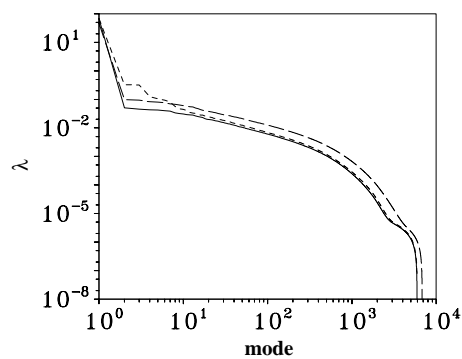


Abb. 3.84: Eigenwerte $\lambda^{n=1\dots 8777}$ der Fälle *s_01_d* (durchgezogene Linie), *sf_01_d* (lang gestrichelte Linie) und *sb_01_d* (kurz gestrichelte Linie)

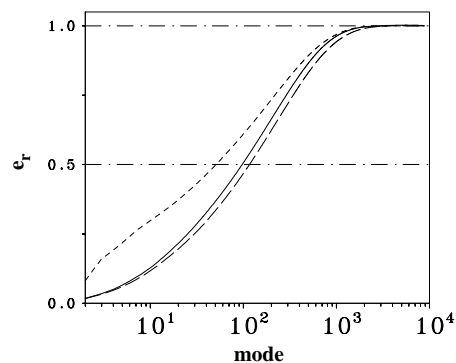


Abb. 3.85: Aufsummierter Energieanteil $e_r^{n=2\dots 8777}$ der fluktuierenden Moden für die Fälle *s_01_d* (durchgezogene Linie), *sf_01_d* (lang gestrichelte Linie) und *sb_01_d* (kurz gestrichelte Linie)

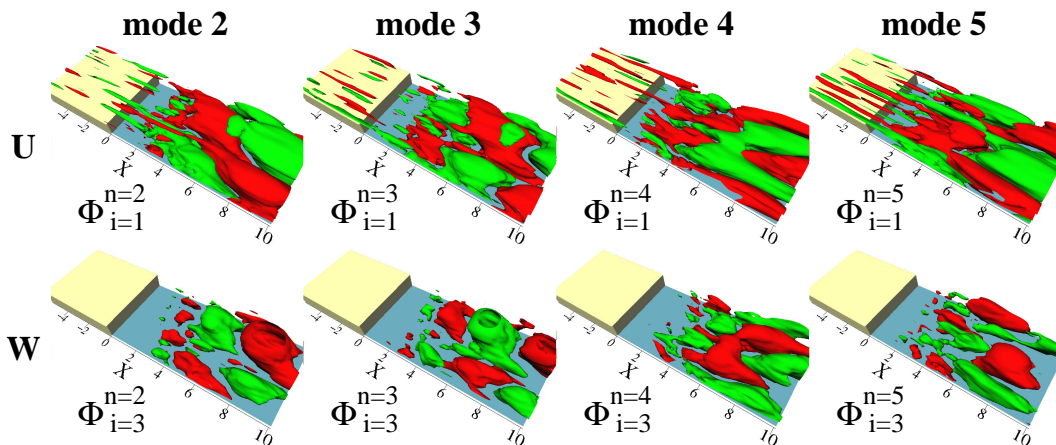


Abb. 3.86: Räumliche Basisströmungen $\phi^{n=2\dots 5}(\vec{x})$ des Falls s_{01_d} : Isooberflächen $U = W = \pm 0.05$

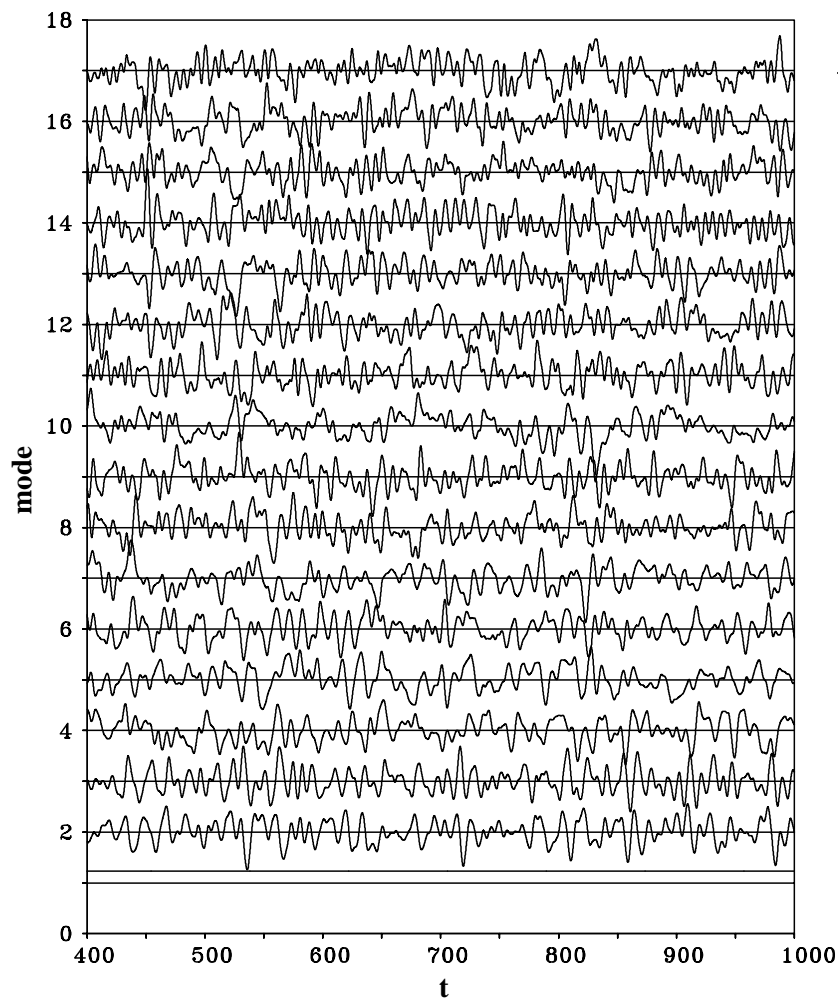


Abb. 3.87: Zeitliche Koeffizienten $a^{n=1\dots 17}(t)$ des Falls s_{01_d}

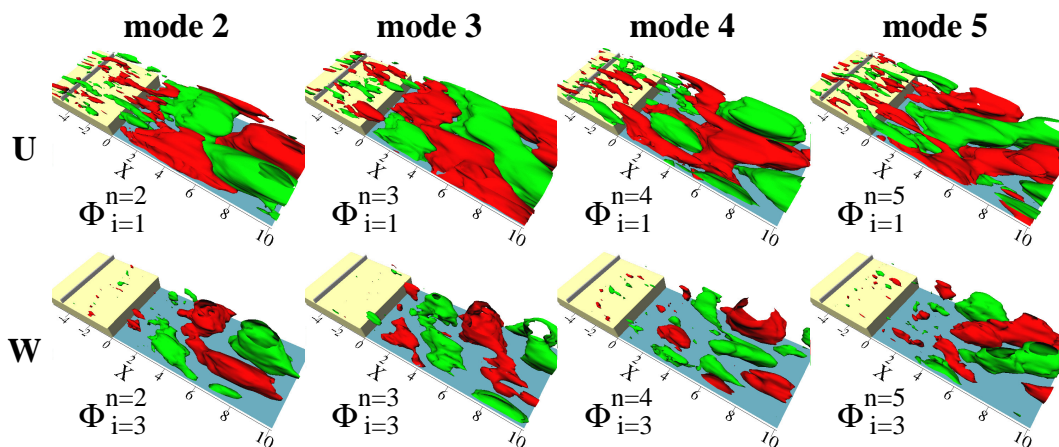


Abb. 3.88: Räumliche Basisströmungen $\phi^{n=2\dots 5}(\vec{x})$ des Falls *sf_01_d*: Isooberflächen $U = W = \pm 0.05$

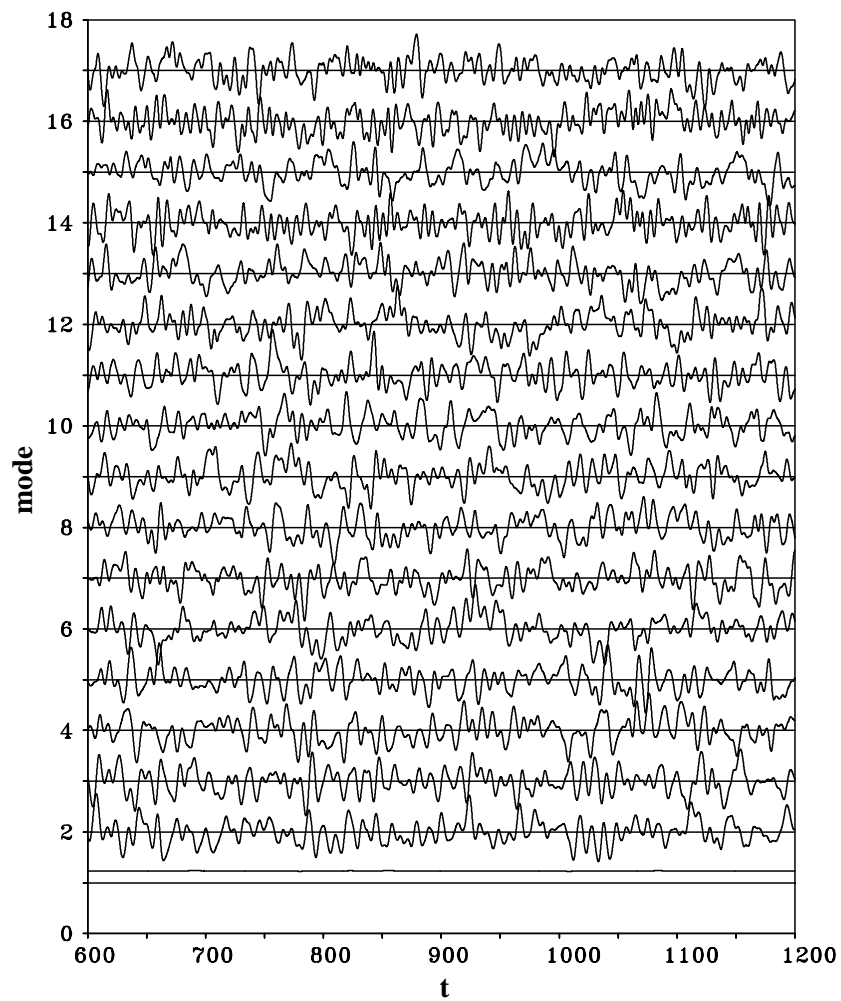


Abb. 3.89: Zeitliche Koeffizienten $a^{n=1\dots 17}(t)$ des Falls *sf_01_d*

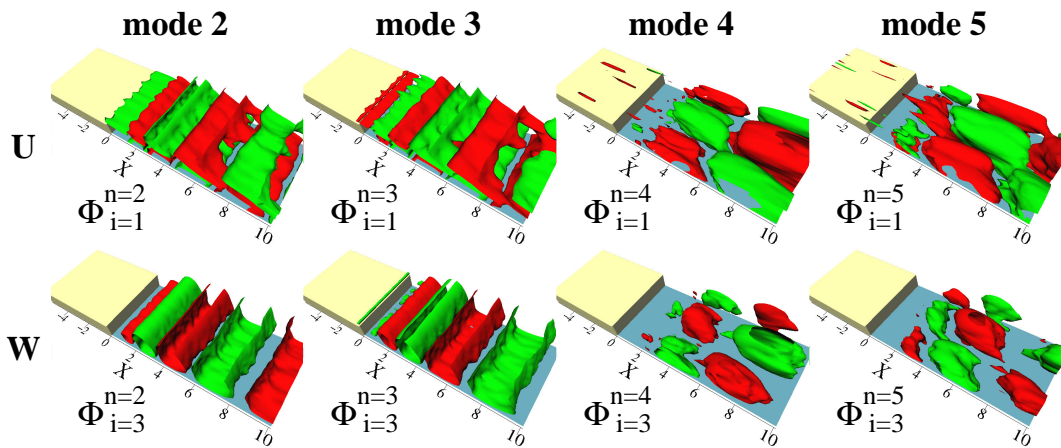


Abb. 3.90: Räumliche Basisströmungen $\phi^{n=2\dots 5}(\vec{x})$ des Falls *sb_01_d*: Isooberflächen $U = W = \pm 0.05$

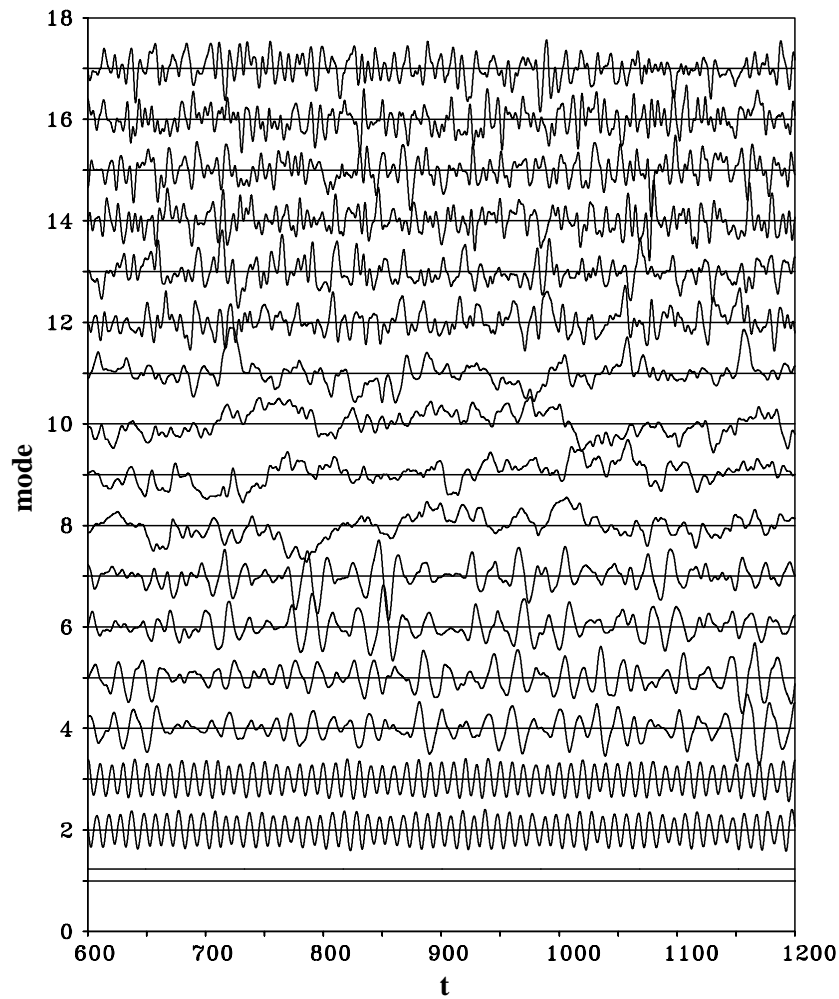


Abb. 3.91: Zeitliche Koeffizienten $a^{n=1\dots 17}(t)$ des Falls *sb_01_d*

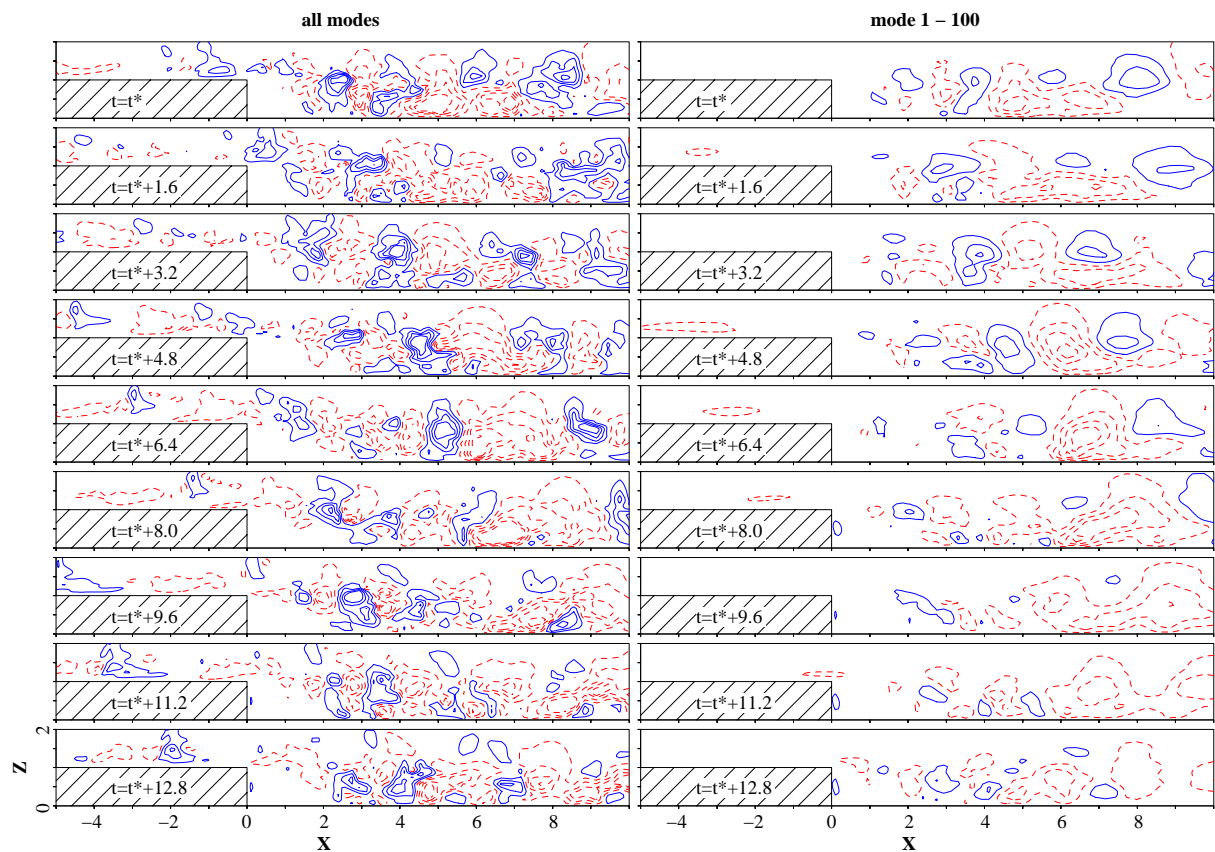


Abb. 3.92: Rekonstruktion des originalen Geschwindigkeitsfelds (links) mit Hilfe der POD Moden 1 bis 100 (rechts) für Fall *s_01_d* (jeweils 8 äquidistante Isoniveaus der vertikalen Geschwindigkeitsfluktuationen w' in $[-0.20; 0.20]$: - - - negative Werte, — positive Werte)

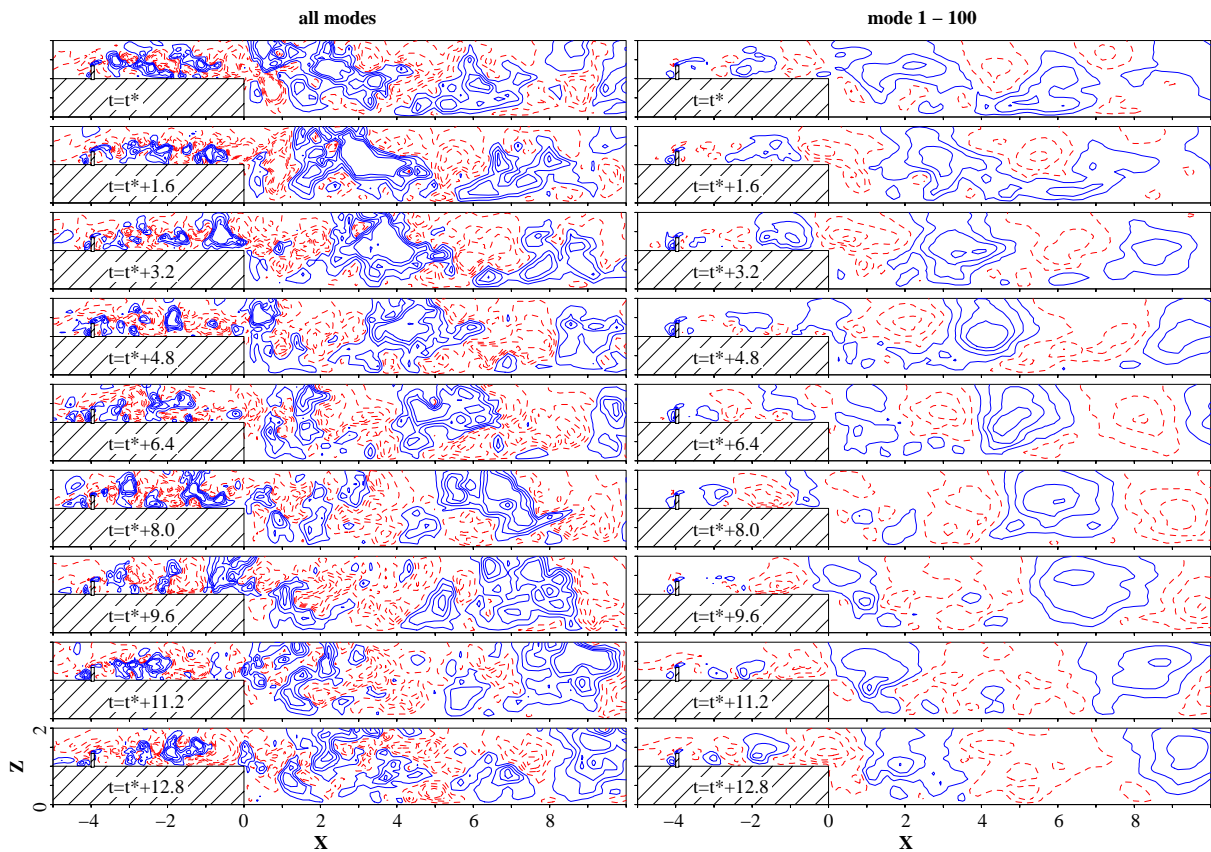


Abb. 3.93: Rekonstruktion des originalen Geschwindigkeitsfelds (links) mit Hilfe der POD Moden 1 bis 100 (rechts) für Fall *sf_01_d* (jeweils 8 äquidistante Isoniveaus der vertikalen Geschwindigkeitsfluktuationen w' in $[-0.20; 0.20]$: --- negative Werte, — positive Werte)

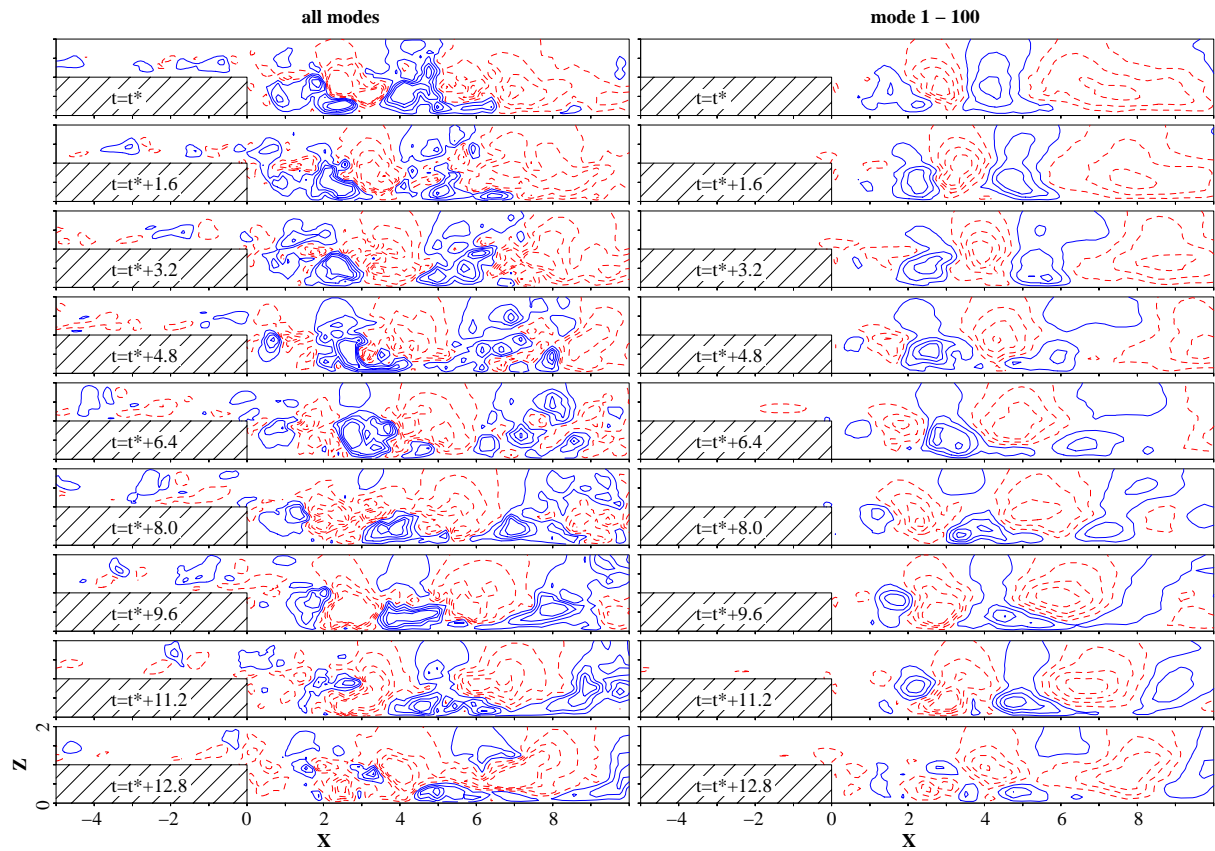


Abb. 3.94: Rekonstruktion des originalen Geschwindigkeitsfelds (links) mit Hilfe der POD Moden 1 bis 100 (rechts) für Fall *sb_01_d* (jeweils 8 äquidistante Isoniveaus der vertikalen Geschwindigkeitsfluktuationen w' in $[-0.20; 0.20]$: --- negative Werte, — positive Werte)

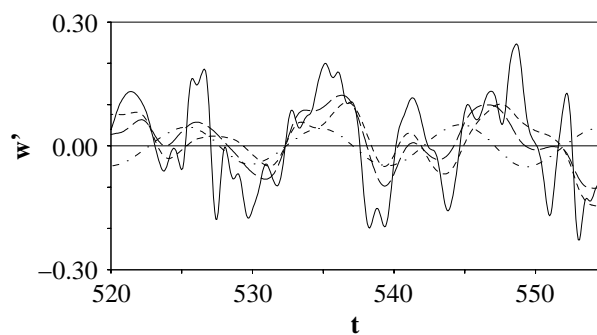


Abb. 3.95: Rekonstruktion des Geschwindigkeitsfelds (vertikale Geschwindigkeitsfluktuationen $w'(t)$ bei $X = 7.98$ und $Z = 0.29$) für Fall *sb_01_d*: —, originales Geschwindigkeitsfeld; — — —, POD Moden 2 bis 100; - - - - -, POD Moden 4 bis 100; - · - · - ·, POD Moden 2 und 3

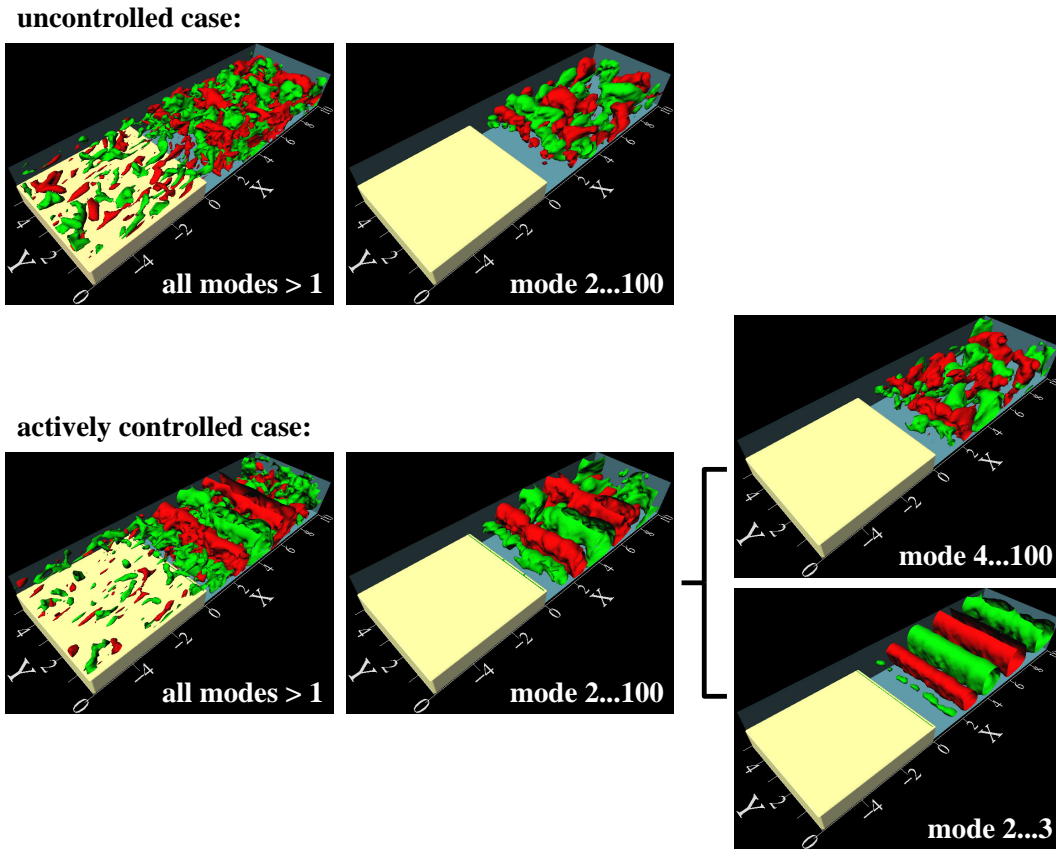


Abb. 3.96: Rekonstruktion des originalen Geschwindigkeitsfelds („all modes > 1“) mit Hilfe der POD Moden für Fall s_{01_d} (oben) und sb_{01_d} (unten): Isooberflächen der vertikalen Geschwindigkeitsfluktuationen $w' = \pm 0.05$

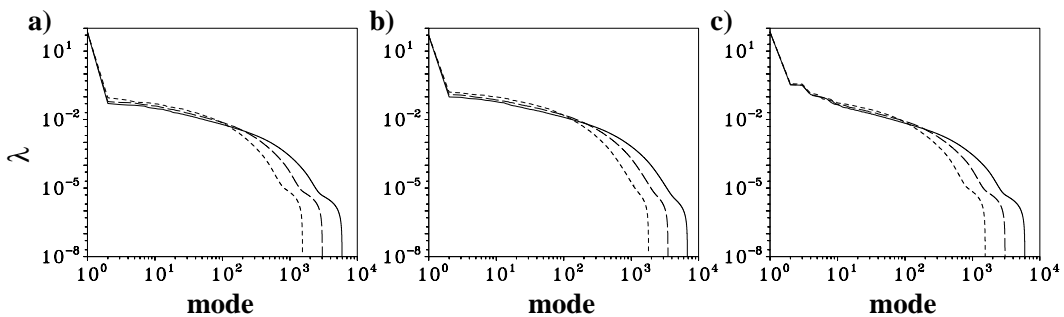


Abb. 3.97: Eigenwerte $\lambda^{n=1\dots 8777, 4388, 2194}$ für a) s_{01_d} , b) sf_{01_d} und c) sb_{01_d} : —, $N_M = 8777$; — —, $N_M = 4388$; - - - -, $N_M = 2194$

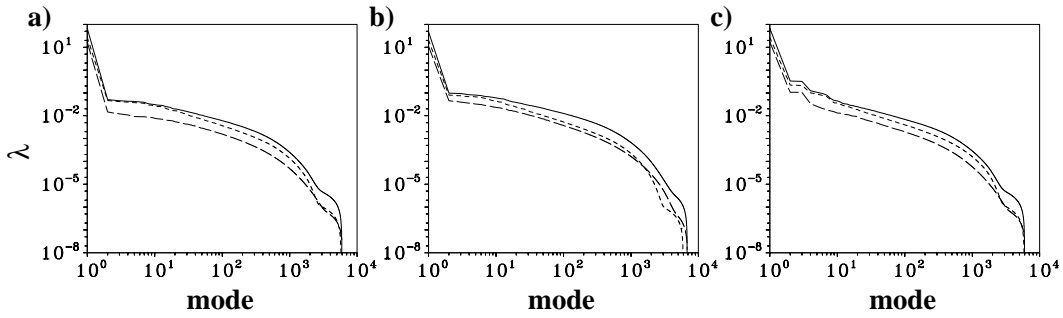


Abb. 3.98: Eigenwerte $\lambda^{n=1\dots 8777}$ für a) s_{01_d} , b) sf_{01_d} und c) sb_{01_d} in: —, Ω_{POD} ; — — —, Ω_1 ; - - - -, Ω_2

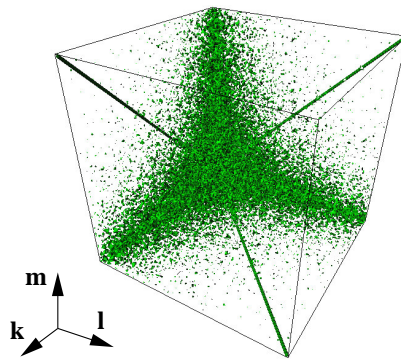


Abb. 3.99: Absolutwert der mittleren Tripelkorrelationen: Oberflächen mit $|\langle a_k a_l a_m \rangle| = 0.0002$ im Bereich $1 \leq k, l, m \leq 100$ für den Fall s_{01_d}

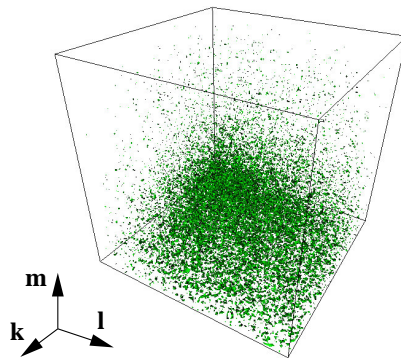


Abb. 3.100: Absolutwert der Interaktionskoeffizienten: Oberflächen mit $|n_{klm}| = 0.02$ im Bereich $1 \leq k, l, m \leq 100$ für den Fall s_{01_d}

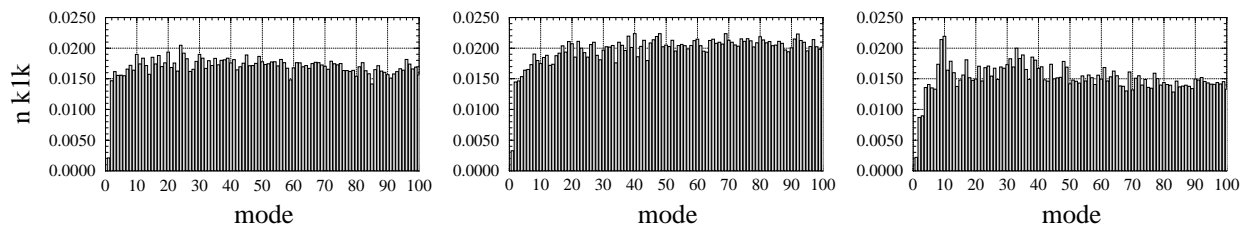


Abb. 3.101: Interaktionskoeffizienten n_{k1k} des Mode k zum mittleren Strömungsfeld (Mode $l = 1$): s_{01_d} (links), sf_{01_d} (Mitte) und sb_{01_d} (rechts)

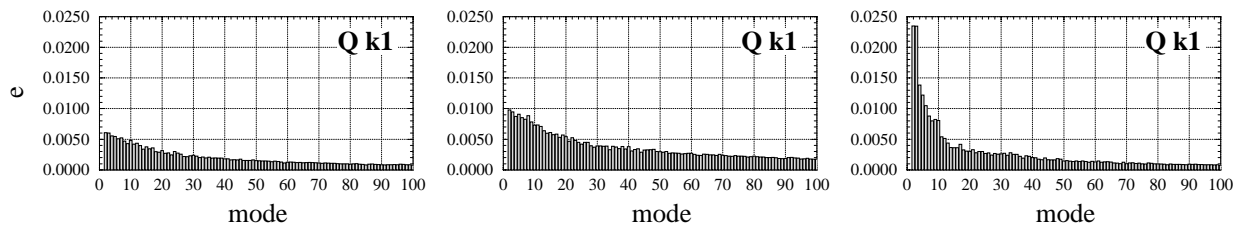


Abb. 3.102: Mittlerer Energiefluss Q_{k1} des Mode k zum mittleren Strömungsfeld (Mode $l = 1$): *s_01_d* (links), *sf_01_d* (Mitte) und *sb_01_d* (rechts)

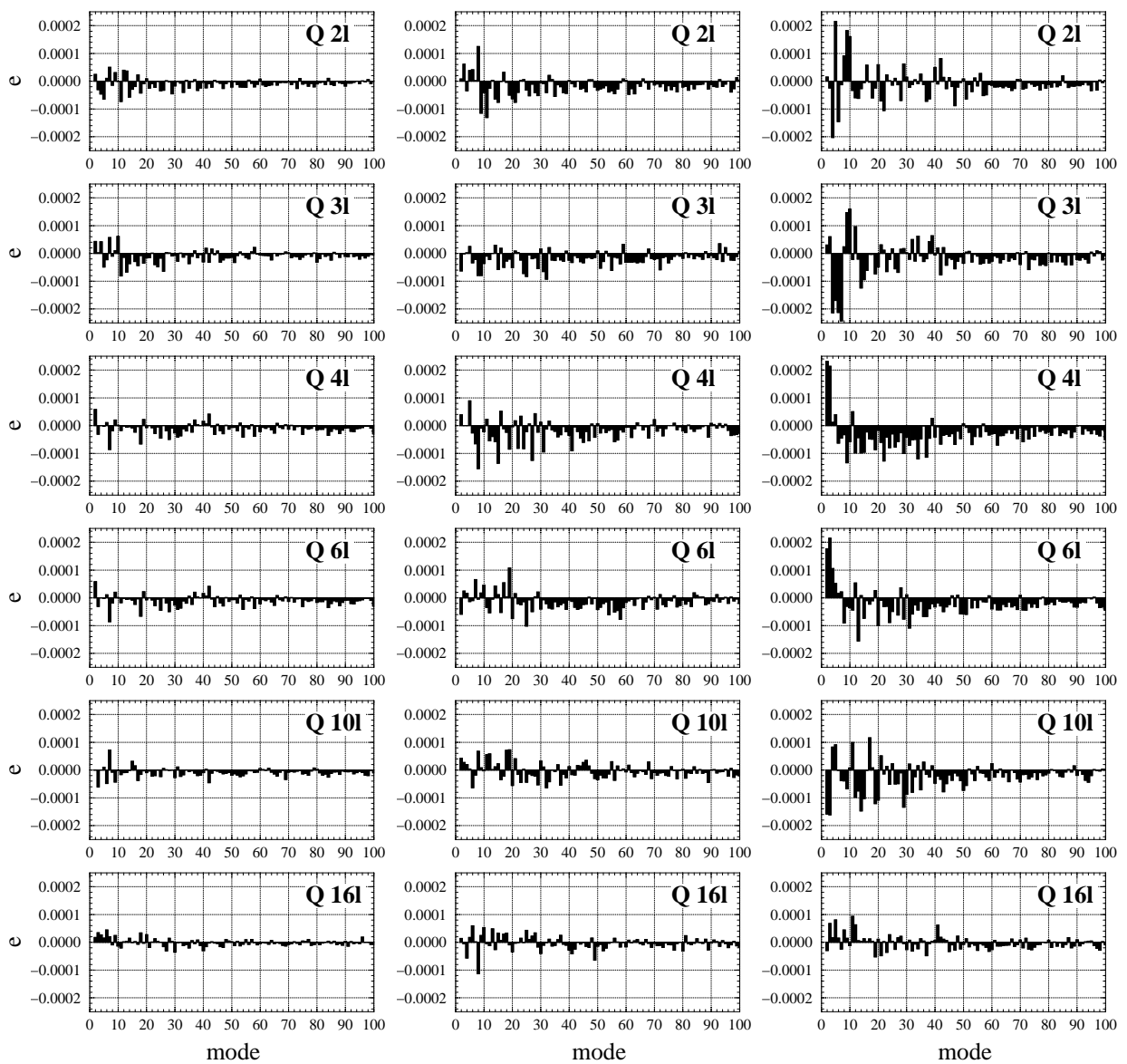


Abb. 3.103: Mittlerer Energiefluss Q_{kl} des Mode $k = 2, 3, 4, 6, 10, 16$ zu den Moden l : *s_01_d* (linke Spalte), *sf_01_d* (mittlere Spalte) und *sb_01_d* (rechte Spalte)

3.7 Zusammenfassung

In Rahmen von numerischen Simulationen (DNS, LES) wird die turbulente Überströmung einer scharfkantigen rückwärts-gewandten Stufe mit dem Ziel einer erhöhten Vermischungsfähigkeit der abgelösten Scherschicht mit einem *passiven*, stromauf der Stufenkante befindlichen Zaun (analog zu Miao et al. (1991) [135]) und einem *aktiven*, periodisch oszillierenden, lateralen Wandstrahl an der Stufenkante (analog zu Chun und Sung (1996) [31]) beeinflusst.

Direkte Numerische Simulationen (DNS) der nicht beeinflussten und der passiv beeinflussten Strömung werden als Referenzlösungen zur späteren Validierung der Ergebnisse von Large-Eddy Simulationen (LES) – quasi als Ersatz für ein entsprechendes Experiment – erstellt. Um bei der DNS alle relevanten zeitlichen und räumlichen Skalen erfassen zu können, wird eine Reynoldszahl von $Re_h = 3000$ gewählt. Um zusätzlich eine größtmögliche Rezeptivität bezüglich der Strömungsbeeinflussung zu besitzen, wird die Grenzschichtdicke auf ein so geringes Maß gesetzt, dass die ankommende turbulente Strömung gerade nicht relaminarisiert. Die besonderen Eigenschaften einer solchen Grenzschicht in Kombination mit den in den Simulationen verwendeten Wirbelgeneratoren nahe der Einströmebene sind als kritisch zu bewerten und bereiten einige Probleme bei der Erzeugung einer gitterunabhängigen und realitätsnahen turbulenten Zuströmbedingung. Der Nachweis der Einhaltung von zeitlichen und räumlichen Auflösungskriterien kann für die DNS erbracht werden. Als größte überwundene Hürde stellt sich dabei die räumliche Auflösung der passiv beeinflussten Strömung stromab des Kontrollzauns heraus, was im Nachhinein die relativ niedrige Wahl der Reynoldszahl rechtfertigt. Zusätzlich kann eine befriedigende Übereinstimmung für den nicht beeinflussten Fall mit einem unter ähnlichen Bedingungen durchgeführten Experiment (Jovic und Driver (1994) [91]) festgestellt werden.

Die nicht beeinflusste und passiv beeinflusste LES weisen moderate Abweichungen (in Form von etwas zu hohen turbulenten Fluktuationen) im Vergleich zu den entsprechenden DNS-Referenzdaten trotz der um den Faktor ≈ 13 geringeren Anzahl der LES-Gitterpunkte auf. Die Fehlerquellen liegen in der Simulation der Zuströmung, in lokal zu schwacher Auflösung von starken Gradienten bei der LES, sowie in verbesserungsfähigen Feinstruktur- und Wandmodellen für die LES. Nicht zuletzt der relativ geringe Anteil der Feinstrukturenergie an der gesamten turbulenten kinetischen Energie (bei den LES) rechtfertigt die Verwendung der erfolgreich validierten LES für weiterführende Analysen mit dem Schwerpunkt im strömungsphysikalischen Bereich.

Für die hier bei der passiven und aktiven Beeinflussung angewandten Konfigurationen kann dieselbe moderate Verkürzung der mittleren Wiederanlegelänge von 14% festgestellt werden. Die gegenüber den Vergleichsexperimenten [135, 31] geringeren Verkürzungen können mit den verschiedenen Umgebungsparametern (z.B. Reynoldszahl, Eigenschaften der ankommenden Grenzschicht) erklärt werden. Im Detail ergeben sich folgende Schlussfolgerungen:

- An der *Stufenkante*, d.h. vor Eintritt in den Expansionsteil ist die passiv beeinflusste Strömung als Folge der Präsenz des weiter stromauf befindlichen Zauns deutlich abwärts geneigt und weist einen deutlich erhöhten Turbulenzgrad in Wandnähe, aber auch in (relativer) Wandferne (Außenturbulenz) auf. Die Ablösung einer Scherschicht am passiven Kontrollzaun führt zur Ausbildung einer Rezirkulationszone, dem Wiederanlegen der Scherschicht stromauf der Stufenkante unter der Dominanz von energiereichen kohärenten Strukturen.
- Im *Aufrollbereich* der abgelösten Scherschicht kurz stromab der Stufenkante entfaltet die passiv angeregte Strömung ihre volle Wirkung in Form sehr hoher Turbulenzenergie, einem starken Queraustausch der Strömung, und einem starken Anwachsen der räumlichen und zeitlichen Skalen als Folge verstärkt auftretender Wirbelinteraktionen. Es kann eher von einem Scherbereich als von einer Scherschicht gesprochen werden. Im Gegensatz dazu verzögert sich die volle Auswirkung der an der Stufenkante platzierten aktiven Anregung. Sie führt lediglich zu einer frühen periodisch wechselnden Krümmung der abgelösten Scherschicht unter Dominanz der aufgeprägten Anregungsfrequenz.
- Im *Wiederanlegebereich* der Scherschicht ändert sich die Situation. Der passive Kontrolleinfluss stagniert auf hohem Niveau: die Turbulenzenergie nähert sich den (in diesem Bereich auftretenden Höchst-) Werten der nicht beeinflussten Strömung an, die räumliche Ausdehnung der Wirbelstrukturen ist aufgrund des Wandeinflusses gesättigt und steigt nur noch leicht im Bereich oberhalb der Stufenhöhe durch Queraustausch an. Dagegen ist die aktiv beeinflusste Strömung dominiert von der Anregung selber: die stark erhöhte Turbulenzenergie, insbesondere auch die erhöhten Wandfluktuationen im Wiederanlegebereich und die immer noch große Dominanz der Anregungsfrequenz sind Zeichen der Präsenz von energiereichen, großskaligen und sehr kohärenten Wirbelstrukturen, welche gegenüber der nicht beeinflussten und der passiv beeinflussten Strömung eine wesentlich größere Homogenität in Spannweitenrichtung besitzen. Ihre Dynamik kann durch ein relativ einfaches Modell einer laufenden Welle beschrieben werden, wobei die Gesamtströmung aus der Überlagerung eines solchen (durch ein einziges POD-Modenpaar darstellbaren) Modells mit einem fluktuierenden Strömungsfeld, welches jenem der nicht beeinflussten Strömung ähnelt, besteht.
- Im Bereich der sich entlang der Bodenplatte stromab des Wiederanlegebereichs langsam *neuentwickelnden*, turbulenten *Wandgrenzschicht* klingt der passive und aktive Kontrolleinfluss schnell ab. Eine verzögerte, bzw. beschleunigte Relaxation hin zu einer gewöhnlichen turbulenten Wandgrenzschicht (im Gleichgewicht) kann für die passiv, bzw. aktiv angeregte Strömung festgestellt werden.
- Innerhalb der Rezirkulationszone stromab der Stufe kann sich im Bereich des Fußes der Stufe eine *sekundäre Rezirkulationszone* ausbilden. Ein auf experimentellen Daten be-

ruhender Erklärungsversuch für deren aus sehr niederfrequenten Vorgängen bestehende Dynamik konnte – nach Meinung des Autors erstmals im Rahmen einer numerischen Untersuchung – nachvollzogen, bzw. ausgebaut werden. Der aus dem im abgelösten Scherschichtbereich für die passiv beeinflusste Strömung hervorgehende verstärkte Impulsaustausch bewirkt die erhöhte Zufuhr von Turbulenzenergie in diese von bewegungsarmen Fluid geprägte Zone und schränkt so deren räumliche Ausdehnung ein. Die Verzögerung des Einsetzens der aktiven Kontrollwirkung auf die Strömung in der Umgebung der Stufenkante verhindert eine (nennenswerte) Verkleinerung der mittleren sekundären Rezirkulationszone nach ähnlichen Prinzipien. Ansonsten dominieren für die aktiv beeinflusste Strömung – wie im gesamten (primären) Rezirkulationsbereich – von der Anregungsfrequenz bestimmte Vorgänge.

Die große Komplexität aller in diesem Abschnitt beschriebenen Strömungen schließt die Anwendung von – in der Anzahl der Freiheitsgrade erheblich reduzierten – dynamischen Systemen für eine hinreichend genaue Beschreibung aller relevanten Prozesse (trotz der relativ gering gewählten Reynoldszahl Re_h des Gesamtproblems) aus.

Nach der (mit befriedigendem Erfolg hinsichtlich der Erhöhung der Vermischung und der Verkürzung der mittleren Wiederanlegelänge abgeschlossenen) Anwendung der passiven und aktiven Beeinflussungsmethoden auf die turbulente Überströmung der scharfkantigen Stufe liegen zwei neue Untersuchungszeige, denen dann in den nächsten Abschnitten nachgegangen werden soll, nahe:

I. *die Optimierung der Anregung:*

Im Rahmen der in diesem Abschnitt beschriebenen Untersuchungen sind die Vorgaben verwandter Experimente [135, 31] hinsichtlich der Kontrollkonfiguration direkt angewandt worden, ohne Rücksichtnahme auf strömungsphysikalische Unterschiede (z.B. in der Reynoldszahl). Die moderate Verkürzung der Wiederanlegelänge wirft natürlich die Frage(n) auf, ob bei einer anderen Platzierung oder einer anderen Geometrie des passiven Kontrollzauns, ob bei einer anderen aktiven Anregungsfrequenz oder -amplitude, ob bei einer Kombination der aktiven und passiven Methode, usw. hinsichtlich der Erhöhung der Vermischungsfähigkeit eine noch größere Wirkung erzielt werden kann, bzw. ob es einen Optimalwert für diese Parameter gibt. Einige Antworten auf die Vielzahl dieser Fragen hält Kap. 4 bereit.

II. *die Anwendung der vorgestellten Beeinflussungsmethoden auf andere Strömungsfälle:*

In Kap. 5 werden die Methoden des passiven Kontrollzauns und des aktiven, periodisch oszillierenden Wandstrahls auf die turbulente Überströmung einer abgerundeten Stufe angewendet. Die an sich zur scharfkantigen Stufenüberströmung ähnliche Strömung einer ankommenden Grenzschichtströmung in einen (um die Stufenhöhe) erweiterten (Diffusor-) Querschnitt weist im Wesentlichen einen phänomenologischen Unterschied

auf: Im Gegensatz zur (an der Stufenkante) fixierten Ablösung bei der scharfkantigen Stufe, stellt sich bei der abgerundeten Stufe die Ablösung frei nach den jeweiligen Strömungsgegebenheiten ein. Völlig neuartige Fragestellungen ergeben sich somit hinsichtlich der Auswirkungen der passiven und aktiven Beeinflussungsmethoden auf diese veränderte Strömungssituation.

4 Optimierung der passiven und aktiven Kontrolle für die scharfkantige Stufenüberströmung

4.1 Einführung

Im nachfolgenden Abschnitt werden Ergebnisse von Untersuchungen zur Optimierung der passiven und aktiven Kontrolle der turbulenten Überströmung der scharfkantigen Stufe vorgestellt. Dazu wird ein Rückkopplungsalgorithmus verwendet, welcher auf einer adaptiven Methode (s.u.) basiert. Konkretes Ziel dieser Untersuchungen ist die Bestimmung einer optimalen Position des Kontrollzauns (X_f) für die passive, bzw. einer optimalen Anregungsfrequenz (St) für die aktive Kontrolle, bei denen eine maximale Verkürzung der mittleren Rezirkulationslänge erzielt werden kann⁶⁰. Dabei soll sich die Suche auf genau diese kritischen Parameter beschränken, d.h. andere Parameter, wie die Höhe des Kontrollzauns (h_f) oder die Amplitude der periodischen Anregung (A) bleiben konstant. Ebenso bleiben die Eigenschaften der ankommenden turbulenten Grenzschicht unverändert.

Die Stufenüberströmung wird ebenso wie in Kap. 3 mithilfe von passiven oder aktiven Bauelementen beeinflusst. Es wird wiederum auf die numerisch leicht zu realisierenden Elemente des passiven Kontrollzauns und des aktiven, periodisch oszillierenden Wandstrahls zurückgegriffen. Im Unterschied zur Beeinflussung in Kap. 3 wird nun jedoch ein Messelement verwendet, welches eine für den Erfolg der Beeinflussung charakteristische Größe misst. Dieses Messergebnis wird dann zur Anpassung des kritischen Kontrollparameters – z.B. der Oszillationsfrequenz (St) des Wandstrahls im aktiven Fall – verwendet. Geschieht die Anregung wie beschrieben nach Auswertung einer Strömungsmessgröße spricht man von einem geschlossenen Regelkreis oder einem Rückkopplungs- (engl. *feedback*) mechanismus. Somit entspricht

- das für die Strömungsbeeinflussung verantwortliche Bauelement einem Aktuator,
- das Messelement einem Analysator
- und jenes Element, welches die Messdaten in Entscheidungsrichtlinien übersetzt, einem Controller.

Es folgt ein kurzer Überblick der rückkopplungsbasierten Kontrollstrategien, ehe dann in Kap. 4.2 näher auf den neu implementierten Rückkopplungsalgorithmus eingegangen wird.

In Übersichtsartikeln unterteilen Moin und Bewley (1994) [137] und Gad-el-Hak (1996) [58] aktive Kontrollstrategien mit Rückkopplung je nach der Art der verwendeten Methoden in

⁶⁰Der im Rahmen dieses Abschnitts verwendete Begriff der „Kontrolle“ wird bewusst im Kontrast zum (sonst verwendeten) Begriff der „Beeinflussung“ eingesetzt, um die Verwendung des Prinzips der Rückkopplung zu betonen.

- *adaptive Methoden*

Hierbei werden Kontrollparameter für die Rückkopplung durch manuelles Anpassen oder einem intelligenten Lernalgorithmus ohne zwingende Kenntnis der Strömungsphysik bestmöglich eingestellt.

- *auf physikalischen Erkenntnissen basierende Methoden*

Bestehen ausreichende Vorkenntnisse über die dominante Strömungsphysik im zu manipulierenden System, so können Kontrollstrategien auf deren Basis entworfen werden.

- *auf dynamischen Systemen basierende Methoden*

Mithilfe dynamischer Systeme, welche aus Eigenmode-Analysen der Strömungen gewonnen werden, können dominante Strukturen niedriger Ordnung identifiziert und gezielt in Kontrollmechanismen eingebunden werden.

- *optimale Kontrollmethoden*

Hierbei werden die Navier-Stokes Gleichungen direkt zur Bestimmung einer – der optimalen – Kontrollstrategie ausgewertet. Eine Kostenfunktion, gesetzt je nach Problemstellung als zeitlicher Mittelwert, wird minimiert durch eine entsprechend aufgeprägte Anregung. Betrachtet man statt eines zeitlichen Mittelwerts für die Kostenfunktion nur ein bestimmtes Zeitintervall, so spricht man von suboptimaler Kontrollstrategie. Diese kann mit weniger Aufwand bzw. für praxisnähere Probleme als die optimale Kontrollstrategie realisiert werden.

Es wird davon ausgegangen, dass sich eine solche Einteilung auch auf passive Kontrollstrategien mit Rückkopplung⁶¹ anwenden lässt. Vergleicht man den Aufwand und die zu erwartenden Effekte zwischen den verschiedenen vorgestellten Methoden, so lassen sich zwei gegenläufige Richtungen ausmachen. Adaptive Methoden sind von allen vorgestellten Methoden am leichtesten zu implementieren, erfordern den geringsten Rechen-/Einbau-/Materialaufwand, sind jedoch auch am wenigsten effektiv in ihrer Wirkung auf die Strömung. Umgekehrt sind optimale Kontrollmethoden per Definition optimal (effektiv) in ihrer Wirkung gemessen an der Minimierung einer Kostenfunktion, erfordern jedoch durch die Lösung zusätzlicher Gleichungen den höchsten Rechenaufwand.

Als Aktualisierung der bereits erwähnten Literaturrecherchen [58, 137] lassen sich in jüngster Vergangenheit einige neue Trends in Bezug auf die Anwendung von Kontrollmethoden mit Rückkopplung erkennen, wovon drei (ohne Anspruch auf Vollständigkeit) nachfolgend genannt seien:

⁶¹Strenggenommen stellt dabei die Rückkopplung bei einer passiven Beeinflussungsmethode einen Energieaufwand dar, der die Bezeichnung „passiv“ unzulässig werden lässt. Zum Zwecke der leichteren Unterscheidbarkeit zwischen den verschiedenen Grundkonzepten (ohne Rückkopplung) der Strömungsbeeinflussung wird diese Tatsache nachfolgend jedoch vernachlässigt.

(1) *Evolutionsstrategien*

Evolutionsstrategien (ES) sind Optimierungsverfahren, die auf der Umsetzung von Mechanismen der biologischen Evolution beruhen. ES können automatisiert, d.h. ohne spezielle Bindung zur Problemstellung, angewendet werden. Bezüglich obiger Einordnung von rückkopplungsbasierten Kontrollstrategien fallen die ES in die Kategorie der *adaptiven Methoden*. Sie sind eng verwandt mit den neuronalen Netzwerken (Anwendung z.B. Lee et al. (1997) [111]). Pionierarbeiten in diesem Bereich stammen von Rechenberg (1973) [160] und Schwefel (1977) [172]. Die Gruppe um Koumoutsakos hat diese Konzepte aufgegriffen und wendet ES im Bereich der Kontrolle von Strömungen an. Ausgehend von der erfolgreichen Simulation eines (nicht rückkopplungsbasierten) aktiv kontrollierten achsensymmetrischen Freistrahls von Freund und Moin (1998) [54] entwickelten Koumoutsakos et al. (1998, 1999, 2001) [103, 141, 104] eine auf ES basierende Optimierung der Kontrolle. Sbalzarini et al. (2000) [168] behandeln die Umsetzung dieser Arbeit in ein Experiment. Einen Vergleich verschiedener ES hinsichtlich der Kontrolloptimierung am Freistrahls findet man in Hilgers (2000) [76]. Büche et al. (2001) [23] wenden ES bei der experimentell durchgeführten Optimierung der Einspritzverteilung in der Brennkammer einer Gasturbine an.

(2) *Anwendung von Methoden basierend auf dynamischen Systemen*

In diesem Teilgebiet konzentrierte sich das Interesse in letzter Zeit sehr stark auf die Einbindung von POD-basierten niedrigdimensionalen Systemen in die optimale Kontrolltheorie [30, 68, 69, 86, 114, 155, 187]. Diese Studien bleiben jedoch meist auf niedrige Reynoldszahlen (meist laminare Strömungen) oder auf einfache Geometrien beschränkt, was zur Folge hat, dass sich die Strömungscharakteristik bereits mit wenigen Moden hinreichend genau beschreiben lässt. Dass diese Annahme nicht mehr für komplexere Anwendungsbeispiele gilt, zeigt Orellano (1999) [150] und nicht zuletzt die in Kap. 3 untersuchte POD der Stufenüberströmung. Neben diesen physikalischen Schwierigkeiten bei der Erstellung eines niedrigdimensionalen Systems treten numerische Schwierigkeiten bei der Formulierung von Randbedingungen nicht wandgebundener Strömungen auf. Zudem ist die Beschreibung einer beeinflussten Strömung durch wenige energiereiche Moden einer POD, welche aus einer nicht beeinflussten Strömung gewonnen wurde, meist mit Fehlern behaftet (Prabhu et al. (2001) [158]).

(3) *Anwendung von suboptimalen Kontrollmethoden*

Auf Basis der suboptimalen Kontrollstrategien gelangen in jüngster Zeit Anwendungen für komplexere Strömungskonfigurationen jenseits turbulenter Kanal- oder Grenzschichtströmungen. Min und Choi (1999) [136] realisierten ein suboptimales Kontrollkonzept am Kreiszyylinder. Dieses basiert auf der Minimierung einer Kostenfunktion, beispielsweise einer Druckdifferenz, zu jedem Zeitschritt. Die Anwendung dieser Kontrollstrategie auf die vollturbulente Strömung über eine zurückspringende Stufe gelang Kang und Choi (2002) [97]. Dabei konnte aus dem Systemverhalten bei suboptimaler Kontrolle ein einfaches (nicht rückkopplungsbasiertes) Kontrollprinzip abgeleitet werden, mit welchem eine Verkürzung

der mittleren Rezirkulationslänge um 27% erzielt wurde. Hauptunterschied zu den Untersuchungen in dieser Arbeit ist die Verwendung eines in Spannweitenrichtung mit variierender Amplitude operierenden Wandstrahls in [97].

Bei der Wahl einer den oben beschriebenen Zielsetzungen gerecht werdenden Rückkopplungsmethode wurden obige Gesichtspunkte und Entwicklungen in Betracht gezogen. Für die Optimierung eines einzelnen Kontrollparameters (keiner Kostenfunktion) in Kombination mit einer gewissen Fehlerakzeptanz erschien die Einfachheit und Robustheit eines adaptiven Algorithmus schwerer zu wiegen, als die Präzision und Effektivität einer aufwendigeren Methode. Nicht zuletzt auch die einfache Implementierung in ein Strömungssimulationsprogramm, wie MGLET, waren ausschlaggebend bei der Wahl einer adaptiven Methode. So konnte im vorliegenden Fall der Analysator und der Controller des Kontrollalgorithmus in jeweils einer Subroutine untergebracht werden.

4.2 Rückkopplungsalgorithmus

Der hier verwendete Algorithmus (s.a. Neumann und Wengle (2001) [145]) stützt sich auf die Methode einer *adaptiv geregelten Rückkopplungsschleife mit indirekter Kopplung*. Über eine Messvorrichtung (Analysator) wird ein Messwert einer Strömungsgröße (= Regelgröße) ermittelt, nach einem bestimmten Messintervall ausgewertet und im Controller mit einem Sollwert verglichen. Die Differenz von Ist- zu Sollwert wird benutzt, um den neuen Systeminput (= Stellgröße) zu ermitteln. Dieser wird vom Beeinflussungsgerät (Aktuator) in das System eingegeben. Im vorliegenden Algorithmus steht an Stelle eines expliziten Sollwerts die Optimierung, d.h. der Istwert wird mit der Regelgröße des vorangegangenen Messintervalls verglichen und im Controller wird eine Entscheidung hinsichtlich einer Minimierung oder Maximierung der Regelgröße getroffen. Im Gegensatz zur hier verwendeten Methode der indirekten Kopplung würden bei einer direkten Kopplung alle Zwischenauswertungen des gemessenen Signals entfallen und dieses Signal direkt als Systeminput am Beeinflussungsgerät verwendet.

4.2.1 Wahl der Messgröße

Nachdem mit den Vorgaben aus Kap. 4.1 die Zielvorstellungen eingegrenzt sind, stellt sich die Frage nach der zu verwendenden Information, der Strömungsgröße, nach welcher der Rückkopplungsalgorithmus arbeiten soll. Ein sehr einfaches Kriterium ist die Messung der mittleren Rezirkulationslänge $\langle X_r \rangle$. Sie ist eine charakteristische Größe für alle rezirkulierenden und wiederanlegenden Strömungen, kann als Messgröße also für verschiedenste Strömungskonfigurationen verwendet werden und entspricht bei Verwendung als Entscheidungskriterium zudem genau der Zielvorstellung (Minimierung von $\langle X_r \rangle$). Bis zur Konvergenz einer

einzelnen mittleren Rezirkulationslänge innerhalb der Rückkopplungsschleife würde jedoch, verlangt man eine hinreichende Genauigkeit, enorm viel Rechenzeit benötigt werden, da eine Mindestanzahl unkorrelierter Stichproben gesammelt werden muss. Ein funktionierender Algorithmus für reale Fälle (und Gitter) erscheint deshalb nicht praktikabel.

Ein Ausweg aus diesem Dilemma ist der Wechsel zum nächsten Schleifendurchlauf, d.h. zur nachfolgenden Zaunposition X_f , bzw. Anregungsfrequenz St , bereits nach einer gewissen Anlaufphase. Die über diese Anlaufphase gemittelte Rezirkulationslänge⁶² entspräche damit nur im theoretischen Grenzfall einer „unendlich“ langen Anlaufphase der mittleren Rezirkulationslänge. Aufgrund der begrenzten Zeitdauer für einen Schleifendurchlauf wird die über diese Anlaufphase gemittelte Rezirkulationslänge innerhalb eines gewissen Fehlerbereichs um die mittlere Rezirkulationslänge schwanken. Je kürzer diese Anlaufphase gewählt wird, desto größer ist der Fehlerbereich. Das zeitlich verzögerte Eintreffen der Anregungswirkung vom Anregungsort (Zaun, bzw. Wandstrahl) bis zur Messposition (Wiederanlegebereich stromab der Stufe) muss zudem in Betracht gezogen werden. Der Algorithmus stellt also einen *Kompromiss* zwischen dem Rechenaufwand pro Rückkopplungsschleife und der Genauigkeit bei der Bestimmung der Messgröße dar.

Alternativ zur Wahl der – zumindest im begrenzten Maß – *gemittelten* Rezirkulationslänge als Messgröße wurde die Analyse einer rein *instationären* Strömungsgröße getestet (s. Neumann und Orellano (2001) [144]). Um dabei die Wirkung der Anregung auf die freie Scherschicht möglichst früh zu erfassen, wurde das Signal der vertikalen Geschwindigkeitskomponente $W(t)$ an einem Messpunkt in relativ kurzer Entfernung stromab der Stufenkante ($X = 2.0$) aufgezeichnet und jeweils am Ende des Messintervalls mithilfe einer Waveletanalyse ausgewertet. Die Abhängigkeit der Regelgröße von der räumlichen Lage des Messpunkts, sowie die fehlende Universalität des speziell für die aktive Kontrolle ausgelegten Algorithmus erwiesen sich als Hauptnachteile dieser ansonsten zum vorgestellten Algorithmus ähnlich genauen Methode.

4.2.2 Ablaufdetails

Nachdem die Regelgröße als zentraler Parameter für den Analysator festgelegt worden ist, kann ein Algorithmus entworfen werden, welcher dann so angepasst wird, dass er schnellstmöglich in Richtung der minimalen Rezirkulationslänge konvergiert. Die zentralen Teile des verwendeten Algorithmus sind im Ablaufschema in Abb. 4.1, sowie graphisch in Abb. 4.2 aufgeführt.

Die Unterscheidung zwischen passiv und aktiv kontrollierten Fällen erfolgt wegen der verschiedenen Stellgrößen des Aktuators, der Position X_f für den passiven Kontrollzaun und der Anregungsfrequenz St für den aktiven Wandstrahl. Der Algorithmus ist jedoch denkbar

⁶²nachfolgend (vereinfacht) als schleifengemittelte Rezirkulationslänge bezeichnet

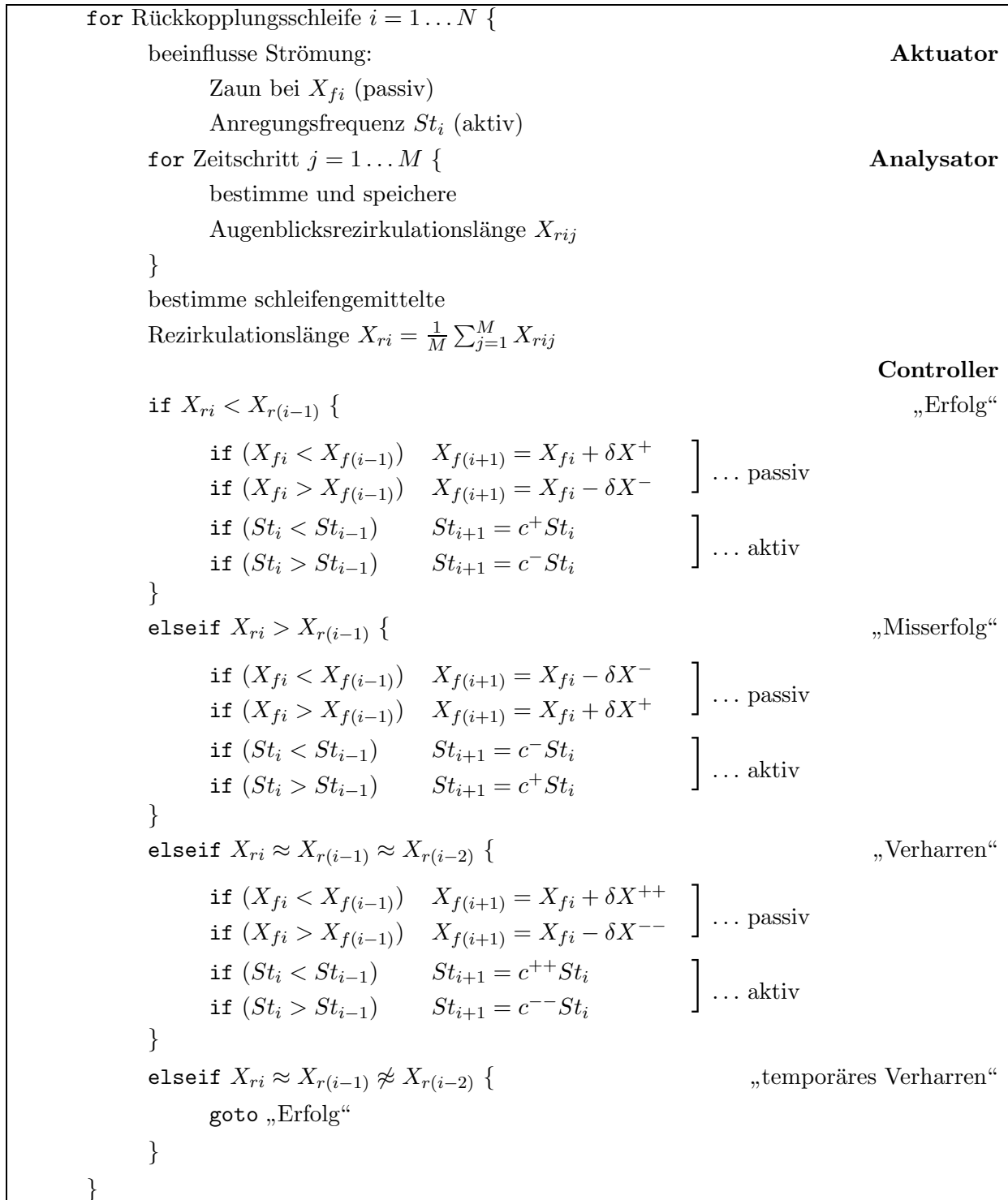


Abb. 4.1: Ablaufschema des Rückkopplungsalgorithmus

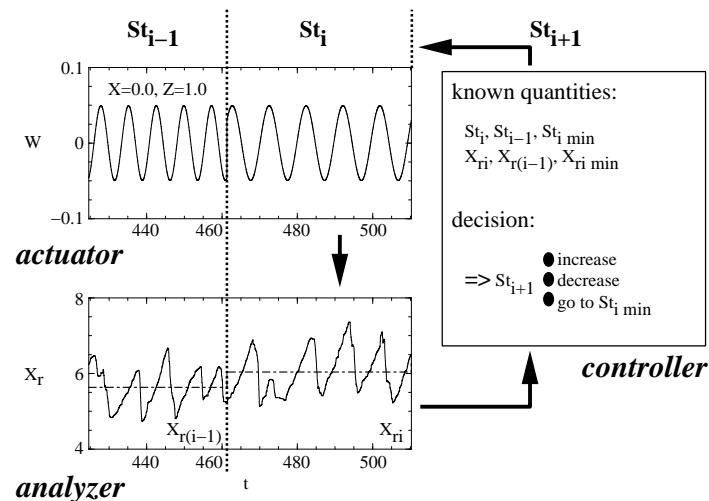


Abb. 4.2: Schematische Darstellung des Rückkopplungsalgorithmus

leicht für eine andere Größe, z.B. die Höhe eines passiven Kontrollzauns oder die Anregungsamplitude eines aktiven Wandstrahls, modifizierbar. Das Flussdiagramm in Abb. 4.4 stellt nochmals schematisch die Entscheidungsstruktur des Controllers dar. Vereinfacht gesagt wird zwischen drei Szenarios unterschieden:

- Liegt die aktuelle schleifengemittelte Rezikulationslänge X_{ri} unter der vorherigen $X_{r(i-1)}$, d.h. war die aktuelle Anregung erfolgreich, so wird die neue Stellgröße für Schleife $(i+1)$ in dieselbe Richtung wie von $(i-1)$ nach i prolongiert.
- Im Misserfolgsfall $X_{ri} > X_{r(i-1)}$ wird bei der Bestimmung der Stellgröße für Schleife $(i+1)$ der Entwicklung von $(i-1)$ nach i entgegengesteuert.
- Verharren die zuletzt erzielten schleifengemittelten Rezikulationslängen auf demselben Niveau $X_{ri} \approx X_{r(i-1)} \approx X_{r(i-2)}$, so springt die neue Stellgröße bei $(i+1)$ zu einem Wert, welcher stark vom aktuellen abweicht⁶³. Besitzen dagegen nur die Rezikulationslängen $X_{ri} \approx X_{r(i-1)}$ ähnliche Werte („temporäres Verharren“), so wird die neue Stellgröße wie im Erfolgsfall prolongiert.

⁶³Programmetechnisch wird eine Ähnlichkeitsabfrage, z.B. $X_{ri} \approx X_{r(i-1)}$, verneint, wenn sich X_{ri} außerhalb eines 1% Intervalls, d.h. außerhalb von $X_{r(i-1)} \pm 1\%$ befindet.

Eine Reihe von Parametern, welche für die Effizienz dieses Rückkopplungsalgorithmus entscheidend sind, wurde (heuristisch) angepasst:

- die Anzahl der Zeitschritte für die Aufnahme der Messgröße M innerhalb einer Schleife
 - zu einem Äquivalent von $40h/U_\infty$ für die passive Kontrolle⁶⁴
 - zu einem Äquivalent von 5 Perioden der Anregungsfrequenz St_i mit einem Minimum von $20h/U_\infty$ und einem Maximum von $80h/U_\infty$ für die aktive Kontrolle
- die Sprungraten bei der Bestimmung der neuen Stellgröße,
 - d.h. die *additiven* Konstanten (in Längeneinheiten, d.h. normiert mit Stufenhöhe) zu $\delta X^- = -0.42$, $\delta X^{--} = -1.00$, $\delta X^+ = 0.36$ und $\delta X^{++} = 1.00$ für die passive Kontrolle
 - d.h. die *multiplikativen* Konstanten (dimensionslos) zu $c^- = 0.75$, $c^{--} = 0.55$, $c^+ = 1.36$ und $c^{++} = 1.80$ für die aktive Kontrolle

Abbruchkriterium für die Simulationen ist das Auftauchen eines optimalen Niveaus der Stellgröße und eine ausreichende Anzahl an Wertepaaren, d.h. Schleifendurchläufen N , bei der die Abhängigkeit von Rezirkulationslänge und Stellgröße deutlich wird.

Ein zusätzlicher – in obigem Ablaufschema und in Abb. 4.4 nicht dargestellter – Zweig des Controllers, bei dem die im Laufe der Simulation erzielte minimale schleifengemittelte Rezirkulationslänge $X_{r \min}$ und die korrespondierende Stellgröße, $X_{f \min}$ oder St_{\min} , gespeichert und genutzt werden, wurde zusätzlich implementiert. Die Stellgröße für Schleife $(i + 1)$ wird genau dann zu $X_{f \min}$, bzw. St_{\min} gesetzt, wenn die Rezirkulationslänge X_{ri} mehrere Male (der Wert 5 wurde verwendet) größer als die minimale Rezirkulationslänge $X_{r \min}$ ist, d.h. wenn $(X_{r(i-4)}, X_{r(i-3)}, \dots, X_{ri}) > X_{r \min}$. Diese Maßnahme verhindert ein zu weites Abdriften des Algorithmus in die Richtung von z.B. sekundären Minima.

4.2.3 Messung der augenblicklichen Rezirkulationslänge

Bevor eine schleifengemittelte Rezirkulationslänge X_{ri} überhaupt gebildet werden kann, muss im Analysator zu jedem Zeitschritt $j = 1 \dots M$ eine augenblickliche Rezirkulationslänge X_{rij} , deren Definition einer gewissen Willkür unterliegt, ermittelt werden. Grundsätzlich wird die augenblickliche und in Spannweitenweitenrichtung gemittelte Verteilung der Geschwindigkeitskomponente in Hauptströmungsrichtung am wandnächsten Gitterpunkt, nachfolgend mit $\langle U \rangle_y(t)$ bezeichnet, bzw. deren Nulldurchgänge, verwendet. Bezugswand ist im vorliegenden Fall die Bodenplatte hinter der Stufe $Z = 0.0$. Um Konflikte zwischen der primären

⁶⁴Die eigentliche Anzahl der Zeitschritte M hängt somit auch von der Zeitschrittweite ΔT der Simulation ab, welche fallspezifisch nach Stabilitätskriterien gewählt wird.

und der sekundären Rezirkulationslänge bei der Nullstellensuche auszuschließen, wird eine gewisse Anfangsstrecke stromab der Hinderniskante (im Bereich $X = 0.0 \dots 2.0$ für die berechneten Fälle) von der Betrachtung ausgenommen.

Die augenblickliche Wiederanlegelänge $X_r(t)$ kann (neben sicherlich noch vielen anderen Methoden) mit

- X_r^f : der in Hauptströmungsrichtung *ersten*, d.h. am weitesten stromauf gelegenen Nullstelle des $\langle U \rangle_y(t)$ Verlaufs
- X_r^l : der in Hauptströmungsrichtung *letzten*, d.h. am weitesten stromab gelegenen Nullstelle des $\langle U \rangle_y(t)$ Verlaufs
- X_r^i : der Summe der Maschenweiten ΔX der Gitterzellen mit negativen $\langle U \rangle_y(t)$ Werten

definiert werden. Im Rahmen von Voruntersuchungen zu verschiedenen Geometrien erwies sich die letzte, quasi-integrale Methode X_r^i als am wenigsten sprunganfällig und damit am meisten praktikabel. Sie wurde deshalb verwendet. Die Summe der Maschenweiten ΔX der Gitterzellen mit negativen $\langle U \rangle_y(t)$ Werten ist äquivalent zur *Summe aller Rückströmflächen* geteilt durch die laterale Weite L_y des Berechnungsgebiets. Schematisch kann die Messung der Augenblicksrezirkulationslängen X_r^f , X_r^l und X_r^i , sowie ein typischer zeitlicher Verlauf anhand von Abb. 4.5 nachempfunden werden.

4.3 Übersicht der berechneten Fälle

Nachfolgend werden Ergebnisse der Optimierung von repräsentativ ausgewählten Strömungskonfigurationen für die turbulente Strömung über eine scharfkantige Stufe vorgestellt. Es handelt sich dabei um Konfigurationen mit passiver Kontrolle, mit aktiver Kontrolle und mit einer Kombination aus passiver und aktiver Kontrolle (s. Abb. 4.3). Bei einer Reynoldszahl $Re_h = 3000$ (s. Kap. 3) wird die Strömung über zwei verschieden hohe passive Kontrollzäune ($h_f = 0.33h$ und $h_f = 0.20h$), die mit einem Wandstrahl an der Stufenkante (bei $X_b = 0.0$ um 45° geneigt) und vor der Stufenkante (bei $X_b = -3.0$) beeinflusste Strömung, sowie die Strömung über zwei verschieden hohe passive Kontrollzäune, vor denen jeweils oszillierende aktive Wandstrahlen wirken, optimiert. Mit Ausnahme der Simulationen für den passiven Kontrollzaun mit der Höhe $h_f = 0.33h$, wurden dieselben Kontrollfälle auch bei einer höheren Reynoldszahl $Re_h = 33000$ und einer anderen Dicke der ankommenden turbulenten Grenzschicht untersucht.

Für jede dieser Konfigurationen wurden mindestens zwei Simulationen mit jeweils verschiedenen, manuell eingestellten Anfangsbedingungen durchgeführt. Die Anfangswerte der Stellgröße, St_0 , bzw. X_{f0} , wurden so ausgewählt, dass zum einen die Konvergenz zu einem gemeinsamen Optimum, zum anderen die Abdeckung eines möglichst breiten Parameterbereichs

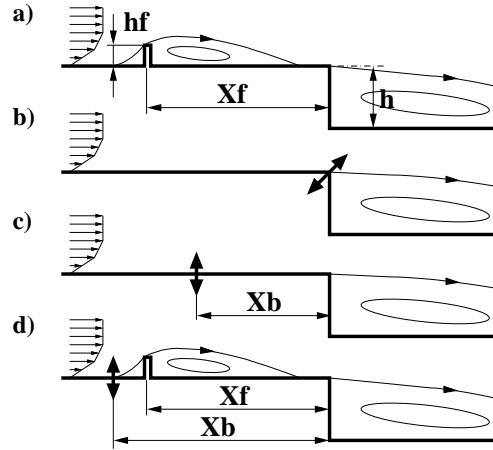


Abb. 4.3: Klassifizierung der Optimierungsfälle: a) passive Kontrolle, b) und c) aktive Kontrolle, d) Kombination aus passiver und aktiver Kontrolle

gewährleistet ist. Eine Zusammenstellung aller beschriebenen – und mithilfe des in Kap. 4.2 vorgestellten Rückkopplungsalgorithmus durchgeführten – Optimierungsfälle befindet sich in Tab. 4.1.

Die Simulationen zur turbulenten Stufenüberströmung bei $Re_h = 33000$ sind in erster Linie den Experimenten von Chun und Sung (1996) [31] nachempfunden. Dabei konnte mithilfe eines periodisch oszillierenden Jets an der Stufenkante bei einer Amplitude von nur 5% der Umgebungsgeschwindigkeit des Fluids eine maximale Verkürzung der mittleren Wiederanlegelänge von ca. 30% bei einer optimalen Anregungsfrequenz $St = 0.275$ erzielt werden. Ziel der vorliegenden Arbeit ist nun, diese erfolgreiche Beeinflussung der Strömung per LES zu simulieren, die experimentellen Daten [31] als Referenzlösung für die Validierung des Rückkopplungsalgorithmus zu verwenden, sowie über die detaillierte Auswertung der Simulationsergebnisse und über Parametervariationen weitere Ergebnisse bezüglich der Kontrolle dieser Strömung zu gewinnen (s. Neumann und Wengle (2001) [145]). Ein weiterer interessanter Aspekt ist natürlich die direkte Vergleichsmöglichkeit zwischen den rückkopplungsbasierten Simulationen bei $Re_h = 3000$ und $Re_h = 33000$.

Für die Stufenüberströmung bei $Re_h = 33000$ wurde ein Berechnungsgebiet der Ausmaße $(23h, 6h, 3h)$ in Hauptströmungs- (x), Spannweiten- (y) und vertikaler (z) Richtung unterteilt in $384 \times 80 \times 80$ Gitterzellen. Diese sind in x - und y -Richtung äquidistant angeordnet, während in vertikaler Richtung nur im Bereich $0.0 \leq Z \leq 1.5$ äquidistante Zellen mit $\Delta Z = 0.03125$ verwendet wurden und das Gitter oberhalb $Z > 1.5$ gleichförmig zur oberen Grenze des Berechnungsgebiets gespreizt wurde. Wirbelgeneratoren nahe des Einströmrandes bei $X = -7.7$ wurden so angeordnet, dass das experimentell ermittelte Grenzschichtprofil bei $X = 0.0$ bestmöglich getroffen wurde, d.h. es wurde dieselbe Methode, wie in Kap. 3.2 beschrieben, verwendet. Weitere Details zur Gitterauslegung, sowie eine Validierung der

Kontroll- typ (Stell- größe)	Konstanten	$Re_h = 3000$ (analog zu Miau et al. (1991) [135])		$Re_h = 33000$ (analog zu Chun und Sung (1996) [31])	
		Fall	Anfangs- bedingungen	Fall	Anfangs- bedingungen
passiv (X_f)	$h_f = 0.33h$	$sf_01_a_o1a$	$X_{f0} = -6.0$		
		$sf_01_a_o1b$	$X_{f0} = -2.0$		
passiv (X_f)	$h_f = 0.20h$	$sf_01_a_o2a$	$X_{f0} = -6.0$	$hsf_01_a_o2a$	$X_{f0} = -5.0$
		$sf_01_a_o2b$	$X_{f0} = -1.0$	$hsf_01_a_o2b$	$X_{f0} = -1.0$
		$sf_01_a_o2c$	$X_{f0} = -4.0$		
aktiv (St)	$X_b = 0.0$ (45°)	$sb_01_a_o1a$	$St_0 = 0.05$	$hsb_01_a_o1a$	$St_0 = 0.05$
		$sb_01_a_o1b$	$St_0 = 1.00$	$hsb_01_a_o1b$	$St_0 = 1.00$
		$sb_01_a_o1c$	$St_0 = 0.25$		
	→	$A = 0.20U_\infty$		$A = 0.05U_\infty$	
aktiv (St)	$X_b = -3.0$	$sb_01_a_o2a$	$St_0 = 0.05$	$hsb_01_a_o2a$	$St_0 = 0.05$
		$sb_01_a_o2b$	$St_0 = 1.00$	$hsb_01_a_o2b$	$St_0 = 1.00$
		$sb_01_a_o2c$	$St_0 = 0.25$		
	→	$A = 1.00U_\infty$		$A = 0.20U_\infty$	
passiv+ aktiv (St)	$h_f = 0.33h$	$sfb_01_a_o1a$	$St_0 = 0.05$		
		$sfb_01_a_o1b$	$St_0 = 1.00$		
		$sfb_01_a_o1c$	$St_0 = 0.25$		
	→	$X_f = -4.0; X_b = -5.0$			
	→	$A = 0.20U_\infty$			
passiv+ aktiv (St)	$h_f = 0.20h$	$sfb_01_a_o2a$	$St_0 = 0.05$	$hsfb_01_a_o2a$	$St_0 = 0.05$
		$sfb_01_a_o2b$	$St_0 = 1.00$	$hsfb_01_a_o2b$	$St_0 = 1.00$
		$sfb_01_a_o2c$	$St_0 = 0.25$		
	→	$X_f = -2.0; X_b = -3.0$		$X_f = -3.0; X_b = -4.0$	
	→	$A = 0.20U_\infty$		$A = 0.05U_\infty$	

Tab. 4.1: Optimierungsfälle (Überblick)

Simulationen ohne Rückkopplungsalgorithmus⁶⁵ für die Fälle bei $Re_h = 33000$ sind in Neumann und Orellano (2001) [144] beschrieben.

Aufgrund der enormen Rechenzeitanforderungen für die Simulationen mit dem implementierten Rückkopplungsalgorithmus, wurde für *alle* in Tab. 4.1 aufgeführten Fälle das Feinstrukturmodell nach Smagorinsky (1963) [178] mit einer Modellkonstante $C_S = 0.1$ verwendet. Außerdem wurde die Diskretisierung mit zentralen Differenzen von zweiter Ordnung Genauigkeit durchgeführt. Mithilfe von Validierungssimulationen konnte nachgewiesen werden, dass der gegenüber der Verwendung des Feinstrukturmodells nach Germano et al. (1991) [61] und der Diskretisierung mit Verfahren 4. Ordnung auftretende zusätzliche Fehler die Qualität der Ergebnisse nicht nachhaltig mindert.

4.4 Optimierung der passiven Kontrolle

Passiver Kontrollzaun mit $h_f = 0.33h$ Der zeitliche Verlauf der sich einstellenden Position X_f des passiven Kontrollzauns für die Fälle $sf_01_a_01(a/b)$, sowie der jeweiligen sich einstellenden augenblicklichen und schleifengemittelten Rezirkulationslängen ist in Abb. 4.6 dargestellt. Die zeitlich variierenden Rezirkulationslängen der Simulationen mit Rückkopplung wurden dabei mit der mittleren Rezirkulationslänge $\langle X_{r0} \rangle = 6.2$ des korrespondierenden nicht kontrollierten Falls⁶⁶ normiert. Nach einer kurzen Anfangsphase bis $t \approx 300$ haben sich die Positionen X_f der Simulationen mit den verschiedenen Anfangsbedingungen $X_{f0} = -6.0$ und $X_{f0} = -2.0$ bereits angenähert und bewirken bereits Verkürzungen der Rezirkulationslänge von mehr als 20%. Nachfolgend bewegen sich die Positionen X_f bis auf kurze Ausbrüche in einem Bereich von ungefähr $X_f = [-4.5; -6.5]$. Ein solcher Ausbruch ist z.B. für $sf_01_a_01b$ während $t \approx 800 \dots 1000$ mit Positionen $X_f \approx -4.0$ zu sehen, wobei anhand der korrespondierenden Rezirkulationslängen eine sofortige Minderung der Reduktionswirkung auf Verkürzungen von unter 20% zu beobachten ist. Mithilfe des $X_{f \min}$ -, bzw. St_{\min} -Kriteriums (s. Kap. 4.2.2) kann das Abdriften der Positionen X_f auf Werte $X_f < -7.0$ – ersichtlich bei $t \approx 800$ für $sf_01_a_01a$ – verhindert werden. Das „Scheitern“ solcher Ausbrüche ist Beleg für den konvergenten Charakter des Algorithmus. Aufgrund der mäßigen Aussagekraft der zeitlichen Verläufe bezüglich der Abhängigkeit der Rezirkulationslänge von der Stellgröße (hier X_f), werden die zeitlichen Verläufe der Stellgröße nachfolgend nur noch für ausgewählte Fälle ausgewertet.

⁶⁵Gegenüber dem Experiment [31] ohne Strömungsbeeinflussung (ankommende Grenzschicht: $Re_\theta = 1340$, $\delta_{99}/h = 0.41$) wurde mithilfe der LES (Grenzschicht: $Re_\theta = 1160$, $\delta_{99}/h = 0.24$) eine nur geringe Abweichung der mittleren Rezirkulationslänge $\langle X_r \rangle$ (LES: 7.4 gegenüber [31]: 7.8) festgestellt. Neuere experimentelle Daten einer fast identischen $Re_h = 33000$ Konfiguration von Lee und Sung [112] bei $Re_\theta = 1300$ beziffern $\langle X_r \rangle = 7.4$.

⁶⁶mit dem Smagorinsky Feinstrukturmodell

Trägt man die Verkürzungen der schleifengemittelten Rezirkulationslänge in Abhängigkeit von der jeweiligen Position X_f des passiven Kontrollzauns auf, so erhält man eine Punktwolke (s. Abb. 4.7). Die Abweichung der Punktwolke von einer zu findenden Korrelation, welche auf physikalischen Prinzipien beruht, wird durch statistische Fehler, also letztendlich der Annahme, dass die – innerhalb einer begrenzten physikalischen Zeitspanne – schleifengemittelte Rezirkulationslänge der mittleren entspricht, verursacht. Für die Darstellung dieser Korrelation wird nachfolgend ein gleitender Durchschnitt der in der Reihenfolge der Stellgröße sortierten Datenmenge verwendet. Gegenüber aufwendigeren Methoden, wie z.B. Regressionspolynomen, können mithilfe des gleitenden Durchschnitts auch aus inhomogenen Datenmengen (Werte häufungen bei bestimmten Werten der Stellgröße) zuverlässig aussagekräftige Korrelationsverläufe erstellt werden. Für die im Rahmen dieser Arbeit jeweils anfallenden Datenmengen erwies sich ein aus 10 Datenpunkten gebildeter gleitender Durchschnitt als guter Kompromiss zwischen der Glätte und der Detailtreue der Korrelation. Nachfolgend soll bei der Auswertung der Korrelationen der Rezirkulationslänge mit der jeweiligen Stellgröße (hier X_f) der aus 10 Punkten gebildete gleitende Durchschnitt als maßgebliches Auswertungskriterium verwendet werden.

Die Korrelation $X_r(X_f)$ für $sf_01_a_01(a/b)$ in Abb. 4.7 zeigt ein deutliches Anwachsen für Positionen $X_f > -4.0$. Bei z.T. erheblicher Streuung der Einzelwerte zeigt die Korrelation für Positionen $X_f < -4.0$ einen flachen Verlauf. Daraus kann man folgern, dass man den passiven Kontrollzaun mit $h_f = 0.33h$ mindestens 4 Stufenhöhen stromauf der Stufe platzieren muss, um eine maximale Verkürzung der Rezirkulationslänge zu erzielen. Aufgrund der begrenzten Ausdehnung des Rechengebiets in Hauptströmungsrichtung, der Bildung und dem Aufdicken der Grenzschicht im weit stromauf gelegenen Bereich des Rechengebiets und der aus Kostengründen groben Gitterauflösung, wurde auf eine Auswertung des Bereichs $X_f < -8.0$ (steuerbar durch eine entsprechende Anfangsbedingung X_{f0}) verzichtet. Zudem würde die Konvergenz des Algorithmus in Bereichen mit flachen Gradienten der Korrelation $X_r(X_f)$ Probleme bereiten. Trotz des flachen Verlaufs von $X_r(X_f)$ im Bereich $X_f = [-8.0; -4.0]$ kann von einem leichten Abfall weiter stromauf bei $X_f < -8.0$ ausgegangen werden, da im Grenzfall für einen unendlich weit von der Stufe entfernten Kontrollzaun natürlich $\lim_{X_f \rightarrow -\infty} X_r(X_f) = \langle X_{r0} \rangle$ gilt.

Passiver Kontrollzaun mit $h_f = 0.20h$ In Abb. 4.8 ist die Korrelation $X_r(X_f)$ für die Fälle $sf_01_a_02(a/b/c)$ mit dem kleineren passiven Kontrollzaun $h_f = 0.20h$ dargestellt. Erkennbar ist wiederum der steile Anstieg der Korrelation, in diesem Fall für $X_f < -2.0$, und der flache, bzw. sehr leicht abfallende Verlauf stromauf. Vergleicht man die Kontrollwirkung der passiven Kontrollzäune mit unterschiedlichen Höhen, lassen sich – sofern der Zaun stromauf der jeweils kritischen Marke platziert ist – geringere Rezirkulationslängen mit dem höheren Zaun erzielen. Die Verschiebung der kritischen Marke für Kontrollerfolg von $X_f = -4.0$ für $h_f = 0.33h$ nach $X_f = -2.0$ für $h_f = 0.20h$ lässt sich mit einem kleineren,

d.h. kürzeren Rezirkulationsgebiet stromab des niedrigeren Zauns erklären. Für eine Position in der Nähe der kritischen Marke, legt die durch den Zaun abgelöste Strömung im zeitlichen Mittel gerade ein kleines Stück stromauf der Stufenkante wieder an. Für $h_f = 0.33h$ und $X_f = -4.0$ wurde dies anhand des Falls *sf_01_d* in Kap. 3 demonstriert. Dass die Wiederanlegung der Strömung kurz vor der Stufenkante eine maximale Verkürzung bewirkt, zeigen Miao et al. (1991) [135].

Die Korrelation $X_r(X_f)$ für die Fälle *hsf_01_a_o2(a/b)* bei $Re_h = 33000$ ist in Abb. 4.9 dargestellt. Die kritische Position des passiven Kontrollzauns, ab welcher ein deutlicher Anstieg der Rezirkulationslänge bei Positionierung in Richtung Stufenkante zu verzeichnen ist, befindet sich – analog zu den Fällen *sf_01_a_o2(a/b/c)* mit derselben Höhe $h_f = 0.20h$ des Zauns – bei $X_f = -2.0$. Verglichen mit den Fällen bei $Re_h = 3000$ werden allerdings deutlich geringere Wiederanlegelängen erzielt. Im Bereich der optimalen Position des Zauns treten Verkürzungen von bis zu 30% auf. Da sich die Konfigurationen sowohl in der Reynoldszahl Re_h als auch in den Eigenschaften der ankommenden turbulenten Grenzschicht, z.B. Grenzschichtdicke δ_{99} oder Impulsverlustdicke θ , und damit in deren auf die Höhe des Zauns h_f bezogenen Eigenschaften unterscheiden, ist eine punktuelle Ursachenanalyse unmöglich. Erwiesen ist damit jedoch, dass die Konfiguration bei $Re_h = 33000$ weitaus sensitiver auf die Wirkung des passiven Kontrollzauns reagiert, als die Konfiguration bei $Re_h = 3000$.

Waveletanalysen Die Waveletanalyse (s.a. Anhang A) des zeitlichen Verlaufs der augenblicklichen Rezirkulationslänge gewährt einen Einblick in die temporär auftretenden Frequenzverteilung z.B. für einzelne Schleifen (d.h. Messintervalle) des Rückkopplungsalgorithmus (s. Abb. 4.10 für den Fall *sf_01_a_o1a* und in Abb. 4.11 für Fall *sf_01_a_o1b*). Die dominanten Wellenzahlen (hier bereits in Frequenzen des Fourierraums umgerechnet) schwanken deutlich und liegen im Bereich $St = [0.05; 0.15]$. Dies ist der Bereich, in dem auch die typische Frequenz des „shedding“-Vorgangs (v.a. im Wiederanlegebereich) der nicht kontrollierten Stufenüberströmung zu finden ist (s. Kap. 3.5.4). Es sind keine Verbindungen (z.B. Korrelationen) zwischen der jeweiligen Position des Kontrollzauns X_f und der zu diesem Zeitpunkt dominanten Frequenz im Waveletspektrum der Rezirkulationslänge erkennbar.

4.5 Optimierung der aktiven Kontrolle

Anregung an der Stufenkante Aus den zeitlichen Verläufen der Anregungsfrequenz St und der sich einstellenden Rezirkulationslängen für die Fälle *sb_01_a_o1(a/b/c)* in Abb. 4.12 sieht man, dass der Fall *sb_01_a_o1b* mit der Startfrequenz $St_0 = 1.00$ nicht konvergiert. Zum einen verharren die Anregungsfrequenzen um $St \approx 1.00$, während sich für die beiden anderen Fälle mit den Startfrequenzen $St_0 = 0.05$ und $St_0 = 0.25$ ein optimaler Frequenzbereich von $St \approx 0.10$ einstellt. Zum anderen verkürzen sich augenblickliche und schleifengemittelte

Rezirkulationslänge des Falls *sb_01_a_01b* durch die Wirkung der aktiven Kontrolle deutlich weniger (um ca. 10%, s. Abb. 4.12c) als für die beiden anderen Fälle (Verkürzungen um ca. 20%). Auffällig ist zudem, dass die augenblickliche Rezirkulationslänge des Falls *sb_01_a_01b* mit der hohen Anregungsfrequenz auch deutlich höherfrequent schwankt, wie die, der beiden anderen Fälle.

Die Korrelation $X_r(St)$ der schleifengemittelten Rezirkulationslänge mit der Anregungsfrequenz (s. Abb. 4.13) bildet ein deutliches Minimum um $St \approx 0.10$. Im Bereich um diese optimale Frequenz ist die Streuung innerhalb der Punktwolke relativ gering. Es lassen sich maximale Verkürzungen der Rezirkulationslänge von über 20% erzielen. Bei $St \approx 0.60$ erreicht die Rezirkulationslänge ein Maximum, während für Anregungsfrequenzen $St > 0.60$ wieder leichte Verkürzungen der Rezirkulationslänge von ca. 10% gegenüber der Rezirkulationslänge X_{r_0} des nicht kontrollierten Falls möglich sind. Das Maximum von $X_r(St)$ bei $St \approx 0.60$ bewirkt, dass für höhere Anregungsfrequenzen $St \approx 1.00$ beim Testen in Richtung $St \approx 0.60$ der adaptive Algorithmus wieder zurück in Richtung der höheren, d.h. etwas effektiveren Anregungsfrequenzen driftet, und somit zu einem *sekundären*, aber nicht zum *globalen* Minimum von $X_r(St)$ konvergiert. Zu beachten ist jedoch, dass die Aussagekraft der Korrelation $X_r(St)$ durch die starke Streuung der Punktwolke im Bereich $St > 0.60$ geschmälert wird.

In Abb. 4.14 ist die Korrelation $X_r(St)$ bei $Re_h = 33000$ dargestellt. Es handelt sich um die Fälle *hsb_01_a_01(a/b)* mit einer Anregungsamplitude von 5%, bei welcher ein direkter Vergleich mit den experimentell ermittelten Werten (in Abb. 4.14 als „X“ dargestellt) von Chun und Sung (1996) [31] möglich ist. Trotz der relativ hohen Streuung der schleifengemittelten Rezirkulationslängen, und dementsprechenden nichtphysikalischen Schwankungen des Korrelationsverlaufs $X_r(St)$, lässt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Rückkopplungssimulation und Experiment feststellen. Bei einer optimalen Anregungsfrequenz von $St \approx 0.25$ lassen sich Verkürzungen der Rezirkulationslänge von ca. 30% erzielen.

Vergleicht man die Wirkung des oszillierenden Wandstrahls an der Stufenkante für die Konfigurationen bei $Re_h = 3000$, $A = 20\%$ und bei $Re_h = 33000$, $A = 5\%$ (s. Abb. 4.15), so lassen sich in beiden Fällen Minima der Korrelation $X_r(St)$ feststellen. Die optimalen Frequenzen, bei denen diese maximalen Verkürzungen erzielt werden können, liegen bei $St \approx 0.10$ für $Re_h = 3000$ und bei $St \approx 0.25$ für $Re_h = 33000$. Wie bereits in Kap. 4.4 angemerkt, kann dies jedoch nicht ausschließlich mit den unterschiedlichen Reynoldszahlen Re_h begründet werden, da sich die Konfigurationen auch in den charakteristischen Größen der ankommenden turbulenten Grenzschicht, sowie in den Anregungsamplituden unterscheiden. Markant bleibt jedoch die Tatsache, dass bei $Re_h = 33000$ eine *stärkere* Verkürzung der Rezirkulationslänge bei deutlich *geringerer* Amplitude, d.h. Energiezufuhr, als bei $Re_h = 3000$ erzielt wird, d.h. die Kontrollwirkung in die Strömungsmechanismen zwischen Stufenkante und Wiederanlegepunkt *effektiver* eingreift. Diese reduzierte Effektivität der Strömungsbeeinflussung

für $Re_h = 3000$ entspricht dem von Roos und Kegelmann (1986) [164] und von Hasan und Khan (1992) [71] beobachteten Verhalten für die Ablösung im transitionellen Bereich.

Die hier vorgestellten Ergebnisse haben weitreichende Konsequenzen auf die noch offene Diskussion über die Vorhersage der optimalen Anregungsfrequenz für abgelöste und wiederanlegende Scherschichten (z.B. Sigurdson (1995) [173]). Verwendet man die Impulsverlustdicke der jeweiligen (nicht manipulierten) Referenzrechnungen am Ablösepunkt $X = 0.0$ ($Re_h = 3000$: $\theta = 0.095$; $Re_h = 33000$: $\theta = 0.035$) zur Umrechnung der optimalen Anregungsfrequenzen, so ergibt sich für $Re_h = 3000$ eine Frequenz von $St_\theta = 0.010$ und für $Re_h = 33000$ eine Frequenz von $St_\theta = 0.009$. Der in dieser Skalierung nahezu übereinstimmende Wert deckt sich mit jener von Chun und Sung (1996) [31] für verschiedene Konfigurationen ($Re_h = \{13000; 23000; 33000\}$) ermittelten optimalen Anregungsfrequenz von $St_\theta \approx 0.01$. Für die laminar angeströmte Stufenüberströmung (mit Transition der Scherschicht stromauf der Wiederanlegung) lässt sich derselbe universelle Wert ermitteln (Huppertz (2001) [82], Wengle et al. (2001) [202]).

Für die transitionelle Konfiguration beruht die (maximale) Verkürzung der Ablöseblase auf der Anfachung der Scherschichtinstabilität [82, 202]⁶⁷. Die Frage, auf welchem Mechanismus die (maximale) Verkürzung der Ablöseblase im turbulenten Fall beruht, lässt sich dagegen nicht so einfach beantworten:

(1) In der Interpretation von Chun und Sung (1996) [31] wird – nicht zuletzt aufgrund eines sekundären Minimums der Rezirkulationslänge bei $St_h \approx 0.4$, welches der Scherschichtinstabilität zugeordnet wird – die optimale Anregungsfrequenz in Verbindung mit der *shedding-type Instabilität* der Ablöseblase (Sigurdson (1995) [173]) gebracht. Die offensichtliche Diskrepanz zwischen der optimalen Anregungsfrequenz $St_h = 0.275$ der entsprechenden Konfiguration bei $Re_h = 33000$ und typischen Werten für den „shedding“-Vorgang von $St_h = 0.08$ (Sigurdson (1995) [173], Eaton und Johnston (1981) [50]) lässt diese Interpretation unwahrscheinlich erscheinen.

(2) Bei der (alternativen) Zuordnung der optimalen Anregungsfrequenz zur *Scherschichtinstabilität* tritt für $Re_h = 3000$ ebenfalls eine Diskrepanz auf: die typische Aufrollfrequenz der Scherschicht kann im Energiespektrum der nicht beeinflussten Strömung (s. Abb. 3.66 und Abb. 3.68 zu Kap. 3.5.4) bei $St \approx 0.25$ beobachtet werden, was unter Verwendung der Impulsverlustdicke der nicht beeinflussten Strömung $s_{01,d}$ am Ablösepunkt von $\theta(X =$

⁶⁷Die Aufrollfrequenz zu einer diskreten zweidimensionalen Wirbelstruktur (Kelvin-Helmholtz-Instabilität) kann für die transitionelle Stufenüberströmung in Energiespektren der vertikalen Geschwindigkeitskomponente in einer gewissen Entfernung stromab der Stufenkante deutlich hervorgehoben beobachtet werden und beträgt $St_\theta \approx 0.014$ bei Huppertz (2001) [82]. Dieser Wert entspricht (in etwa) der optimalen Anregungsfrequenz.

0.0) = 0.092 auf eine Frequenz von $St_\theta \approx 0.023$ führt^{68,69}. Dem gegenüber verharrt die optimale Anregungsfrequenz für die turbulent angeströmte Stufenüberströmung auf dem Wert $St_\theta \approx 0.01$, welcher für laminare Ablösung gilt (s.o.).

Eine phänomenologische Zuordnung der optimalen Anregungsfrequenz für den turbulenten Fall kann aufgrund der widersprüchlichen Fakten nach Meinung des Autors nur vermutet werden. So könnte man beispielsweise mutmaßen, die optimale Anregungsfrequenz $St_\theta \approx 0.01$ sei die Subharmonische der Aufrollfrequenz $St_\theta \approx 0.023$.

Anregung stromauf der Stufenkante Die Korrelation $X_r(St)$ für einen senkrechten Wandstrahl bei $X_b = -3.0$ bei $Re_h = 3000$ ist in Abb. 4.16 dargestellt. Es bildet sich wiederum ein Minimum der erzielbaren Rezirkulationslänge heraus. Die dafür verantwortliche optimale Anregungsfrequenz liegt bei $St \approx 0.07$, also leicht unterhalb der optimalen Frequenz für die korrespondierende Konfiguration mit der Anregung bei $X_b = 0.0$. Um eine vergleichbare – allerdings immer noch geringere – Verkürzung der Rezirkulationslänge gegenüber den Fällen $sb_01_a_o1(a/b/c)$ mit $X_b = 0.0$ und $A = 20\%$ zu erzielen, ist für die Fälle $sb_01_a_o2(a/b/c)$ mit $X_b = -3.0$ allerdings eine sehr viel höhere Anregungsamplitude $A = 100\%$ nötig. Im Bereich der turbulenten Grenzschicht zwischen $X_b = -3.0$ und $X = 0.0$ wird also ein Großteil der aktiven Anregungsenergie verbraucht, ohne stromab im Bereich der Rezirkulationszone hinter der Stufe Wirkung entfalten zu können. Der deutliche Verlust an Effektivität für die aktive Kontrolle bei $X_b = -3.0$ gegenüber $X_b = 0.0$ deutet darauf hin, dass die optimale Lage der aktiven Kontrolle generell in der Nähe des Ablösepunkts liegt. Einschränkend bleibt allerdings zu bemerken, dass diese Aussage zunächst nur für abgelöste Strömungen mit – wie bei der Stufenüberströmung – geometrisch induzierter Ablösung, d.h. einer festen Ablöselinie, getroffen werden kann.

In Abb. 4.17 ist die Korrelation $X_r(St)$ der Fälle $hsb_01_a_o2(a/b)$ bei $Re_h = 33000$, einer Anregungsposition $X_b = -3.0$ und einer Anregungsamplitude $A = 20\%$ dargestellt. Die bereits für $hsb_01_a_o1(a/b)$ (Abb. 4.14) sichtbare starke Streuung der Punktwolke fällt wiederum auf und zwingt zur Vorsicht bei der Interpretation. Bei einer optimalen Anregungsfrequenz von $St \approx 0.20$ ist eine maximale Verkürzung der Rezirkulationslänge von ca. 30% erreichbar. Im Vergleich zum in Abb. 4.17 zusätzlich eingezeichneten Korrelationsverlauf für die Fälle bei $Re_h = 3000$ lässt sich damit auch hier für die Konfiguration bei $Re_h = 33000$ bei einer deutlich geringeren Amplitude eine stärkere Verkürzung erzielen. Zudem fällt wie-

⁶⁸Die Frequenz von $St_\theta \approx 0.023$ entspricht der für turbulente ebene Vermischungsschichten bei Ho und Huerre (1984) [78] angegebenen charakteristischen Frequenz $f \cdot \theta / \bar{U} \approx 0.046$ (unter Annahme einer Mittelebenengeschwindigkeit von $\bar{U} \approx 0.5$). Auch die bei Huppertz (2001) [82] bestimmte Aufrollfrequenz $St_\theta \approx 0.014$ kommt dem für laminare Vermischungsschichten angegebenen Wert von $f \cdot \theta / \bar{U} \approx 0.032$ [78] (ebenfalls mit der Annahme $\bar{U} \approx 0.5$) nahe.

⁶⁹Für die scharfkantige Stufenkonfiguration entspricht die Impulsverlustdicke $\theta(X = 0.0)$ (d.h. an der Ablösestelle) der nicht beeinflussten Strömung s_01_d jener der aktiv beeinflussten Strömung.

derum die bereits für $X_b = 0.0$ (Abb. 4.15) festgestellte verschiedene Lage der optimalen Anregungsfrequenz – $St \approx 0.07$ bei $Re_h = 3000$ gegenüber $St \approx 0.20$ bei $Re_h = 33000$ – auf. Abb. 4.18 zeigt einen Vergleich der Kontrollwirkung bei $X_b = -3.0$ ($hsb_01_a_o2(a/b)$) mit der an der Stufenkante bei $X_b = 0.0$ ($hsb_01_a_o2(a/b)$). Es lässt sich für beide Konfigurationen die gleiche maximale Verkürzung der Rezirkulationslänge von ca. 30% feststellen, allerdings muss dafür bei Manipulation an der Stufenkante viermal weniger Energie aufgewendet werden, wie bei der Manipulation weiter stromauf ($A = 5\%$ gegenüber $A = 20\%$). Ein nur für $X_b = -3.0$ sichtbares *sekundäres* Minimum der Korrelation $X_r(St)$ bei $St \approx 0.10$ fällt auf. Es deutet auf eine Instabilität der Strömung hin, die bei der Manipulation an der Stufenkante nicht angeregt wird.

Waveletanalysen Die Ergebnisse von Waveletanalysen der zeitlichen Entwicklung der augenblicklichen Rezirkulationslänge für die Fälle $sb_01_a_o1(a/b/c)$ bei $Re_h = 3000$ und $X_b = 0.0$ sind in den Abb. 4.19, 4.20 und 4.21 dargestellt. Es lassen sich zwei Szenarios unterscheiden:

- Zum einen konzentriert sich die höchste Energie der Wavelet-Spektren für die Fälle $sb_01_a_o1a$ und $sb_01_a_o1c$, bei denen Konvergenz zum globalen Minimum der Rezirkulationslänge erzielt werden kann, auf den Frequenzbereich um $St \approx 0.10$. Dies entspricht auch genau der konvergierten (zugleich optimalen) Anregungsfrequenz dieser Fälle. In Teilbereichen ist sogar eine direkte Abhängigkeit der maximalen Waveletkoeffizienten von der Anregungsfrequenz erkennbar. So folgt beispielsweise für $sb_01_a_o1c$ die per Waveletanalyse zugängliche dominante Momentanfrequenz der Rezirkulationslänge im Intervall $t = 200 \dots 500$ (Abb. 4.21) dem Muster des einmaligen Herauf-, viermaligen Herab- und einmaligen Heraufsetzens der Anregungsfrequenz in diesem Intervall (Abb. 4.12a). Die periodische Oszillation des Wandstrahls führt hier also zu einer periodischen Bewegung der gesamten Ablöseblase – messbar anhand der augenblicklichen Rezirkulationslänge – mit derselben Frequenz.
- Zum anderen existieren für den Fall $sb_01_a_o1b$ mit Konvergenz zu einem sekundären Minimum zwei dominante Frequenzbereiche des Signals der Rezirkulationslänge (Abb. 4.20). Analog zum gerade beschriebenen Szenario tritt die Anregungsfrequenz, jetzt im Bereich $St \approx [0.60; 2.00]$, hervor. Zusätzlich verbleibt jedoch ein großer Anteil der Spektralenergie bei Frequenzen um $St \approx 0.10$. Diese Anteile scheinen im Zusammenhang mit der nicht kontrollierten Strömung zu stehen, d.h. sie verkörpern den „shedding“-Vorgang (s. Kap. 3.5.4). Die *Entkopplung* der beiden Frequenzbereiche kann als Hinweis für eine nicht effektive Anregung verstanden werden.

Führt man nachfolgend innerhalb jedes Zeitintervalls einer Rückkopplungsschleife eine zeitliche Mittelung der Waveletkoeffizienten der jeweiligen Anregungsfrequenz St durch, und

trägt diese schleifengemittelten Spektralenergien e über der jeweiligen Anregungsfrequenz St auf, so ergibt sich die in Abb. 4.22 dargestellte Korrelation. Diese fällt bis $St \approx 0.20$ steil ab, bildet hier ein globales Minimum, und steigt für $St > 0.20$ wieder steil an. Bei der optimalen Anregungsfrequenz $St \approx 0.10$ weist die Korrelation $e(St)$ zwar sehr hohe Werte auf, bei noch niedrigeren Anregungsfrequenzen treten allerdings noch höhere Spektralenergien $e(St)$ auf. Aus diesen charakteristischen Details kann man folgern, dass es *keine* Verbindung zwischen der Oszillationsstärke e und dem zeitlichen Mittelwert der augenblicklichen Rezirkulationslänge gibt. Mit anderen Worten: die Stärke e des Oszillierens der Rezirkulationslänge (mit Anregungsfrequenz⁷⁰) ist *kein* Kriterium für eine maximale Verkürzung der Rezirkulationslänge.

Um die für $sb_01_a_o1(a/b/c)$ zur Korrelation $e(St)$ getroffenen Aussagen zu untermauern, wurde dieselbe Untersuchung für die Konfiguration bei $Re_h = 33000$ für die Fälle $hsb_01_a_o1(a/b)$ durchgeführt. In Abb. 4.23 ist wieder die schleifengemittelte Energie des Waveletspektrums e über der korrespondierenden Anregungsfrequenz St aufgetragen. Wiederum erkennt man, dass bei der optimalen Anregungsfrequenz $St \approx 0.25$ für diese Konfiguration (Abb. 4.14) kein Maximum oder Minimum der Korrelation $e(St)$ sichtbar wird. Vielmehr fällt $e(St)$ im gesamten Bereich $St < 0.60$ steil ab, und bildet – ähnlich wie für die $Re_h = 3000$ Konfiguration – bei $St \approx 0.60$ ein Minimum⁷¹.

Diese charakteristischen Minima der Korrelation $e(St)$ könnten ein Hinweis darauf sein, dass bei dieser Anregungsfrequenz in der Strömung die meisten kohärenten Strukturen zerstört, im geringsten Ausmaß geordnete Strukturen im Wiederanlegebereich auftreten und die Rezirkulationslänge deshalb bei dieser Frequenz am wenigsten schwankt. Interessant erscheint zudem die Tatsache, dass die Frequenz der Minima $e(St)$ für beide Konfigurationen ungefähr doppelt so hoch wie die optimale Anregungsfrequenz ist.

4.6 Optimierung der kombinierten (passiven und aktiven) Kontrolle

In Abb. 4.24 ist die Korrelation $X_r(St)$ der Fälle $sfb_01_a_o1(a/b/c)$ mit einem stationären passiven Kontrollzaun bei $X_f = -4.0$ (Höhe $h_f = 0.33h$) und einem oszillierenden Wandstrahl bei $X_b = -5.0$ (Anregungsamplitude $A = 20\%$) dargestellt. Die Anregungsfrequenz St des aktiven Wandstrahls wird mithilfe des Rückkopplungsalgorithmus optimiert. Es lässt

⁷⁰Für Auftragungen (a) der Waveletkoeffizienten der angenommenen Frequenz $St = 0.08$ des „shedding“-Vorgangs oder (b) des maximalen Waveletkoeffizienten innerhalb eines Zeitintervalls der Rückkopplungsschleife jeweils über der Anregungsfrequenz St ergeben sich keine ausgeprägten Korrelationsverläufe.

⁷¹Für die Waveletanalysen des zeitlichen Verlaufs der nach anderen Methoden bestimmten Rezirkulationslängen X_r^f und X_r^l (s. Kap. 4.2.3) weisen die entsprechenden Korrelationsverläufe $e(St)$ ähnliche Verläufe wie für X_r^i auf, was die Unabhängigkeit der Aussagen von der Messmethode untermauert.

sich hier keine eindeutig optimale Anregungsfrequenz feststellen. Die Streuung der Punktewolke bei höheren Anregungsfrequenzen $St > 0.20$ ist enorm. Die maximale Verkürzung der Rezirkulationslänge beträgt etwas mehr als 20% und ist damit vergleichbar mit der für die rein passive Kontrolle (Fälle $sf_01_a_o1(a/b)$, Abb. 4.7) erzielte Verkürzung. Die gegenüber der rein passiven Kontrolle zusätzlich bereitgestellte Anregungsenergie bewirkt also keine zusätzliche Verkürzung, ist daher überflüssig.

Ähnliche Aussagen können anhand der Abb. 4.25 und 4.26 für die Fälle mit dem niedrigen passiven Kontrollzaun ($h_f = 0.20h$) bei $Re_h = 3000$ ($sfb_01_a_o2(a/b/c)$) und bei $Re_h = 33000$ ($hsfb_01_a_o2(a/b)$) getroffen werden. Wiederum lassen sich keine deutlichen Minima der Korrelation $X_r(St)$ erkennen, es treten eher ganze optimale Frequenzbereiche mit gleichem, maximalem Verkürzungspotential auf. Die Rezirkulationslängen für sehr kleine und sehr hohe Anregungsfrequenzen, bei denen für die rein aktive Kontrolle wesentlich geringere Verkürzungen als bei der Optimalfrequenz erzielbar waren, liegen nun jedoch auch nur geringfügig über den Minimalwerten. Quantitativ lassen sich sowohl für $sfb_01_a_o2(a/b/c)$ mit knapp 20% als auch für $hsfb_01_a_o2(a/b)$ mit ca. 30% keine geringeren Rezirkulationslängen wie für die korrespondierenden, rein passiv kontrollierten Fälle erzielen.

4.7 Zusammenfassung

Ziel der in diesem Abschnitt vorgestellten Untersuchungen war es, mithilfe einer adaptiven rückkopplungsbasierten Kontrollmethode einzelne, für den Erfolg der passiven oder aktiven Kontrolle u.U. entscheidende Kontrollparameter im Hinblick auf eine maximale Verkürzung der mittleren Rezirkulationslänge zu optimieren. Dazu wurde ein Algorithmus entworfen und implementiert, welcher auf der Messung der augenblicklichen Rezirkulationslänge, deren nachfolgender Auswertung und Verwertung im Rahmen einer adaptiven Entscheidungsfindung basiert. Hauptaugenmerk lag dabei auf der Einfachheit, Robustheit und Universalität des Algorithmus.

Im Hinblick auf die Optimierung der passiven und aktiven Kontrolle der turbulenten Strömung über eine Stufe wurden folgende Erkenntnisse gewonnen (s. a. Tab. 4.2):

- Für die *passive* Kontrolle mithilfe eines Zauns kann eine maximale Verkürzung der Rezirkulationslänge dann erzielt werden, wenn sich der Zaun gerade stromauf einer kritischen Marke befindet, ab welcher sich der Kontrollerfolg drastisch verringert. Eine Platzierung stromauf dieser Marke mindert den Kontrollerfolg ebenfalls, wenngleich nur in geringem Ausmaß. Die Lage der kritischen Marke wurde für eine Zaunhöhe $h_f = 0.33h$ zu $X_f \approx -4.0$ und für $h_f = 0.20h$ zu $X_f \approx -2.0$ bestimmt. Für den *höheren* der beiden Kontrollzäune fällt die maximal erzielbare Verkürzung der Rezirkulationslänge bei Platzierung des Zauns an der jeweiligen kritischen Marke *höher* aus.

In Kombination mit den aus Kap. 3 gewonnenen Erkenntnissen zur Strömungsphysik der Fälle *sf_11_a* und *sf_01_d*, bei welchen der Zaun in unmittelbarer Nähe der für die Verkürzung von $\langle X_r \rangle$ kritischen Marke ($h_f = 0.33h$, $X_f \approx -4.0$) platziert ist, kann geschlussfolgert werden: als kritisch ist diejenige Platzierung anzusehen, bei der die mittlere Rezirkulationszone hinter dem Zaun hinreichend weit – bei den vorliegenden Fällen ist dies knapp $1h$ – stromauf der Stufenkante endet. Wird der Zaun stromab der kritischen Marke platziert, verkürzt sich (bzw. verschwindet) die Aufprallzone der stromab des Zauns abgelösten und in Stufenhöhe $Z = 1.0$ wiederanlegenden Strömung bei gleichzeitiger markanter Verlängerung der Rezirkulationslänge $\langle X_r \rangle$ stromab der Stufe. Eine hinreichend weit ausgedehnte (allerdings auch nicht überlange) Aufprallzone scheint Voraussetzung für die Entstehung hochenergetischer Strukturen zu sein, die wiederum entscheidend für die Funktion des Verkürzungsmechanismus der Strömung stromab der Stufenkante sind.

- Im *aktiv* kontrollierten Fall findet man eine optimale Anregungsfrequenz für einen an der Stufenkante und für einer stromauf der Stufe befindlichen oszillierenden Wandstrahl, wobei für erstere Position eine wesentlich effektivere Nutzung der Anregungsenergie hinsichtlich der Verkürzung der Rezirkulationslänge festgestellt werden kann. So muss für eine ca. 20%ige Verkürzung der Rezirkulationslänge bei jeweils optimaler Anregungsfrequenz ($St \approx 0.10$) bei einer Anregung $3h$ stromauf der Stufenkante die 5fache Energie (Amplitude) wie bei einer Anregung an der Stufenkante aufgewendet werden. Sekundäre Minima der Rezirkulationslänge, welche z.B. bei höheren als der optimalen Anregungsfrequenz auftreten können, behindern teilweise die Konvergenz des Algorithmus.
- Verglichen mit einer Stufenüberströmung bei $Re_h = 33000$ und einer geringeren ankommenden Grenzschichtdicke, kann für die in Kap. 3 vorgestellte Konfiguration bei $Re_h = 3000$ weniger Verkürzung bei identischer (passiver oder/und aktiver) Kontrollmethode erzielt werden. Die optimale Anregungsfrequenz für den aktiv kontrollierten Fall liegt bei der $Re_h = 33000$ Konfiguration deutlich höher ($St \approx 0.25$) als bei $Re_h = 3000$ ($St \approx 0.10$). Ein universell gültiger Wert für die optimale Anregungsfrequenz von $St_\theta \approx 0.01$ für transitionelle und turbulente Stufenüberströmungen bei verschiedenen Reynoldszahlen kann mithilfe der Impulsverlustdicke θ der nicht angeregten Grenzschicht an der Ablösestelle gebildet werden. Der Vergleich mit experimentell gemessenen mittleren Rezirkulationslängen in Abhängigkeit von verschiedenen Anregungsfrequenzen [31] für die aktive Kontrolle bei der hohen Reynoldszahl $Re_h = 33000$ liefert gute Übereinstimmung.
- Waveletanalysen zeigen, dass bei einem optimal eingestellten (passiven oder aktiven) Kontrollparameter die Frequenz der augenblicklichen Wiederanlegeposition im Bereich der charakteristischen Frequenz des *shedding*-Vorgangs einer nicht beeinflussten Stu-

Kontrolltyp (Konstanten)	$Re_h = 3000$	$Re_h = 33000$
passiv ($h_f = 0.33h$)	$\Delta X_r \approx 22\%$ bei $X_{f\ opt} \approx -4.0$	
passiv ($h_f = 0.20h$)	$\Delta X_r \approx 18\%$ bei $X_{f\ opt} \approx -2.0$	$\Delta X_r \approx 30\%$ bei $X_{f\ opt} \approx -2.0$
aktiv ($X_b = 0.0$)	$\Delta X_r \approx 20\%$ bei $St_{opt} \approx 0.10$ ($A = 0.20U_\infty$)	$\Delta X_r \approx 30\%$ bei $St_{opt} \approx 0.25$ ($A = 0.05U_\infty$)
aktiv ($X_b = -3.0$)	$\Delta X_r \approx 20\%$ bei $St_{opt} \approx 0.08$ ($A = 1.00U_\infty$)	$\Delta X_r \approx 20\%$ bei $St_{opt} \approx 0.20$ ($A = 0.20U_\infty$)
passiv + aktiv ($h_f = 0.33h$)	$\Delta X_r \approx 20\%$; kein St_{opt} ($X_f = -2.0$; $X_b = -3.0$; $A = 0.20U_\infty$)	
passiv + aktiv ($h_f = 0.20h$)	$\Delta X_r \approx 18\%$; kein St_{opt} ($X_f = -2.0$; $X_b = -3.0$; $A = 0.20U_\infty$)	$\Delta X_r \approx 18\%$ bei $St_{opt} \approx [0.10; 0.60]$ ($X_f = -3.0$; $X_b = -4.0$; $A = 0.05U_\infty$)

Tab. 4.2: Ergebnisse der Optimierung (Überblick); $\Delta X_r = (X_r - \langle X_{r0} \rangle) / \langle X_{r0} \rangle$, maximale Verkürzungen der Rezirkulationslänge

fenüberströmung liegt. Zwischen der Amplitude, d.h. Schwankungsbreite, der augenblicklichen Wiederanlegeposition und der mittleren Lage dieser Wiederanlegeposition besteht kein Zusammenhang.

- Verglichen mit einer rein passiv kontrollierten Konfiguration mit einem Kontrollzaun stromauf der Stufe erbringt die *zusätzliche* Installation eines aktiven Wandstrahls stromauf des Zauns keine zusätzliche Verkürzung der Rezirkulationslänge. Diese Aussage gilt auch für die Konfiguration bei $Re_h = 33000$.

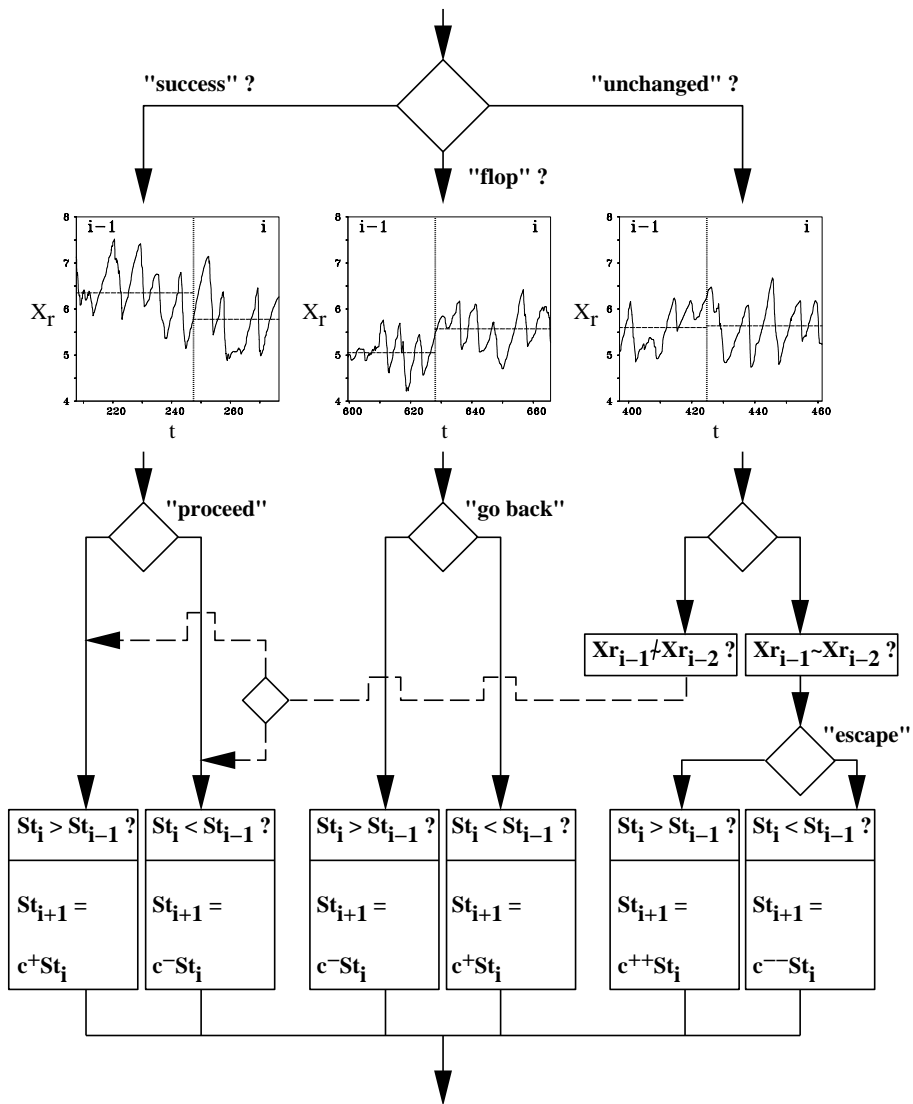


Abb. 4.4: Schematische Darstellung der Wirkungsweise des Controllers

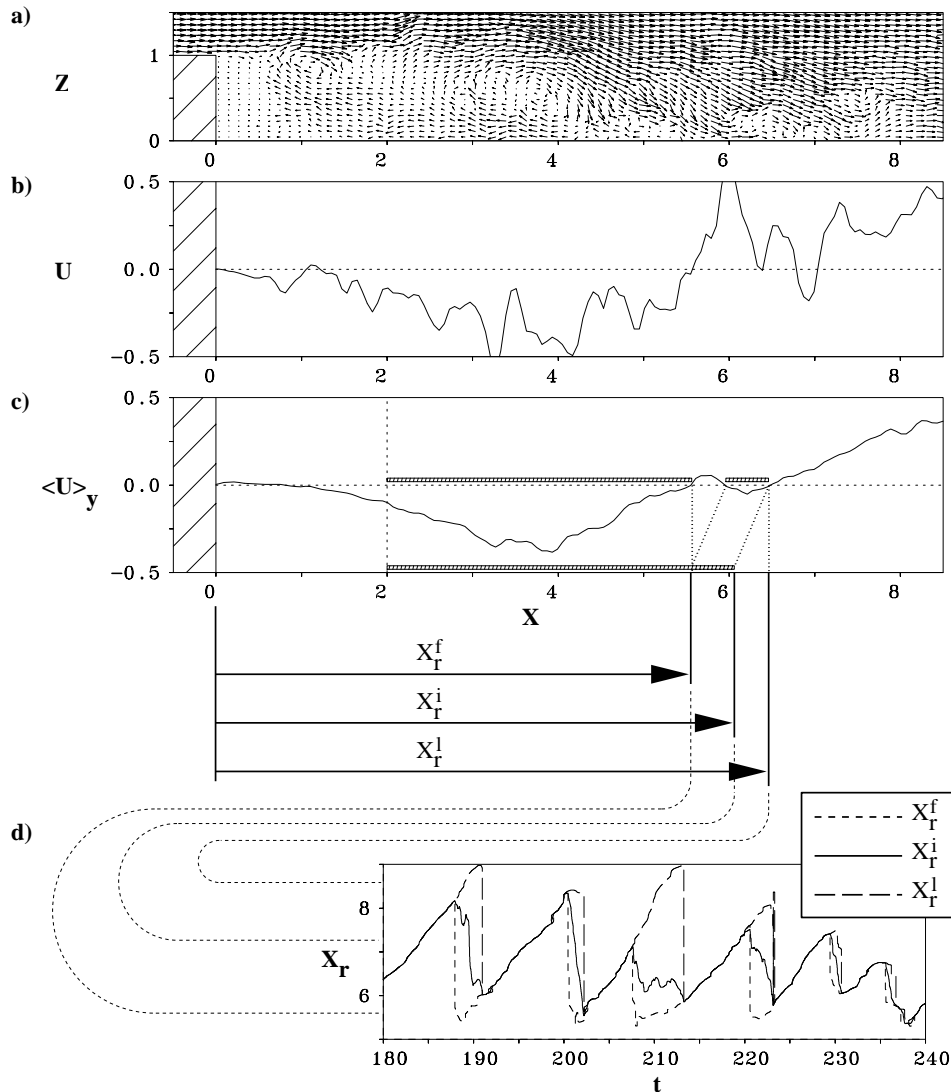


Abb. 4.5: Ermittlung der Augenblicksrezirkulationslänge:

- Augenblicksgeschwindigkeitsfeld an einer willkürlichen y -Position;
- zugehöriger Verlauf der Geschwindigkeitskomponente $U(t)$ an der wandnächsten Gitterzelle;
- momentaner Verlauf der in lateraler Richtung gemittelten Geschwindigkeitskomponente $\langle U \rangle_y(t)$ an der wandnächsten Gitterzelle; Bestimmung der Augenblicksrezirkulationslängen X_r^f , X_r^i und X_r^l
- zeitlicher Verlauf der Augenblicksrezirkulationslängen X_r^f , X_r^i und X_r^l

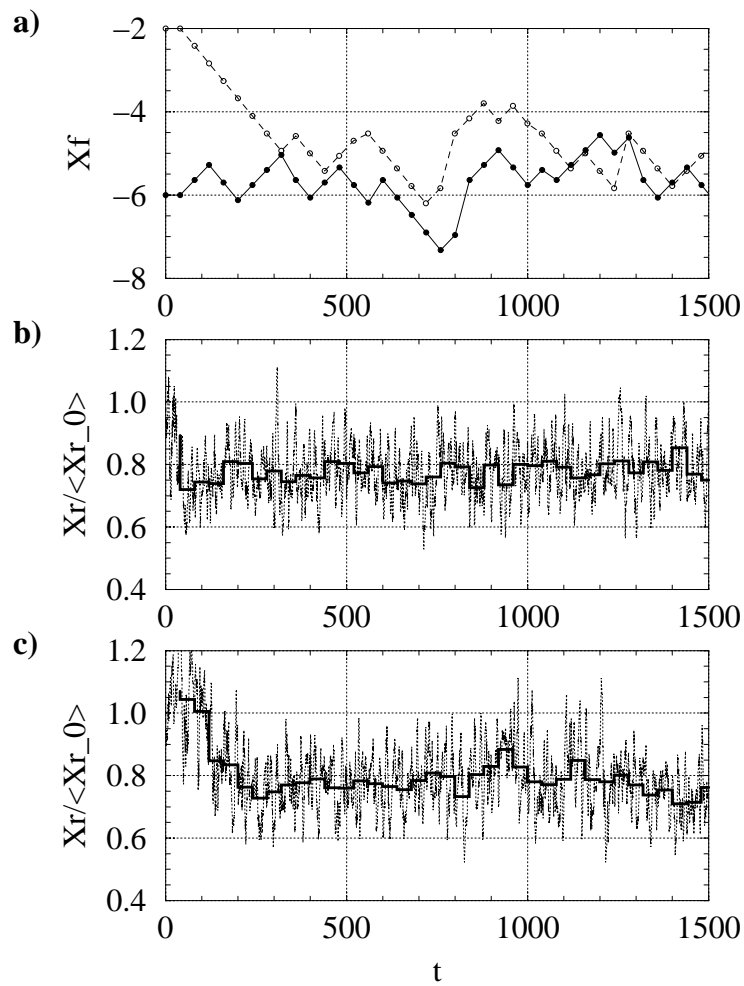


Abb. 4.6: Optimierung der Position des Kontrollzauns: a) von Feedback-Routine ermittelte Position X_{fi} ($\bullet\text{---}\bullet$, $sf_01_a_01a$; $\circ\text{---}\circ$, $sf_01_a_01b$); zeitlicher Verlauf der Rezirkulationslänge für b) $sf_01_a_01a$ und c) $sf_01_a_01b$: $\cdots\cdots$, X_{ri} ; --- , $X_r(X_{fi})$

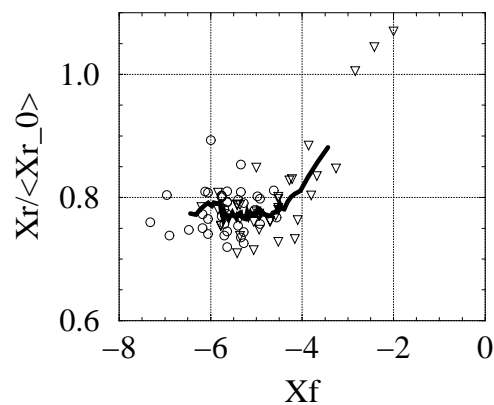


Abb. 4.7: Optimierung der Position des Kontrollzauns ($Re_h = 3000$, $h_f = 0.33h$): \circ , $X_r(X_{fi})$ für $sf_01_a_01a$; ∇ , $X_r(X_{fi})$ für $sf_01_a_01b$; --- , gleitender Durchschnitt aus $sf_01_a_01(a/b)$

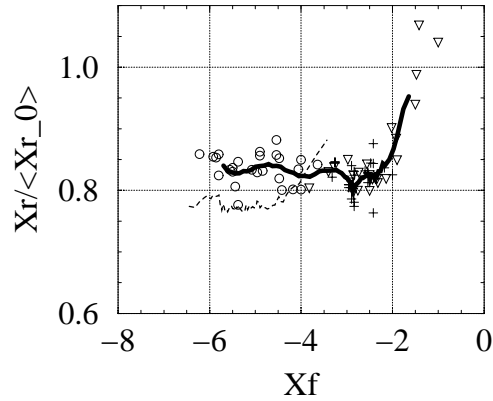


Abb. 4.8: Optimierung der Position des Kontrollzauns ($Re_h = 3000$, $h_f = 0.20h$): \circ , $X_r(X_{fi})$ für $sf_01_a_o2a$; $+$, $X_r(X_{fi})$ für $sf_01_a_o2b$; ∇ , $X_r(X_{fi})$ für $sf_01_a_o2c$; —, gleitender Durchschnitt aus $sf_01_a_o2(a/b/c)$; - - -, gleitender Durchschnitt aus $sf_01_a_o1(a/b)$ mit $h_f = 0.33h$

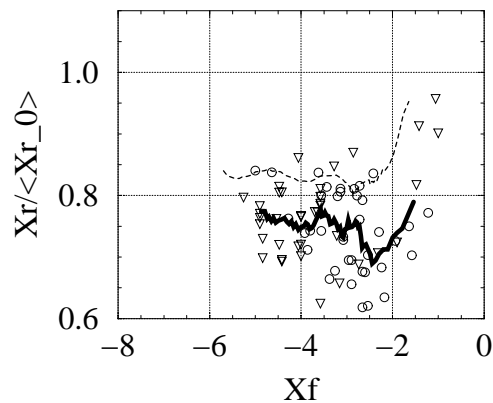


Abb. 4.9: Optimierung der Position des Kontrollzauns ($Re_h = 33000$, $h_f = 0.20h$): \circ , $X_r(X_{fi})$ für $hsf_01_a_o2a$; ∇ , $X_r(X_{fi})$ für $hsf_01_a_o2b$; —, gleitender Durchschnitt aus $hsf_01_a_o2(a/b)$; - - -, gleitender Durchschnitt aus $sf_01_a_o2/a/b/c$ bei $Re_h = 3000$

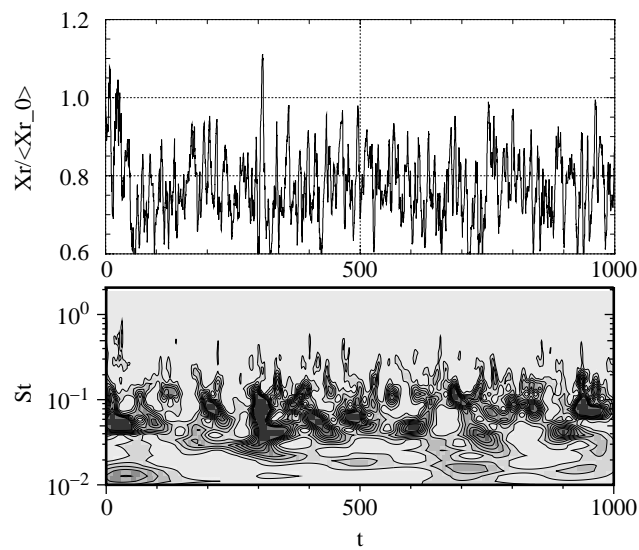


Abb. 4.10: Waveletanalyse des zeitlichen Verlaufs der Rezirkulationslänge für den Fall *sf_01_a_o1a*: oben, Signal; unten, Wavelet-Map (Morlet), 8 Isolinien in $[0.0; 0.15]$

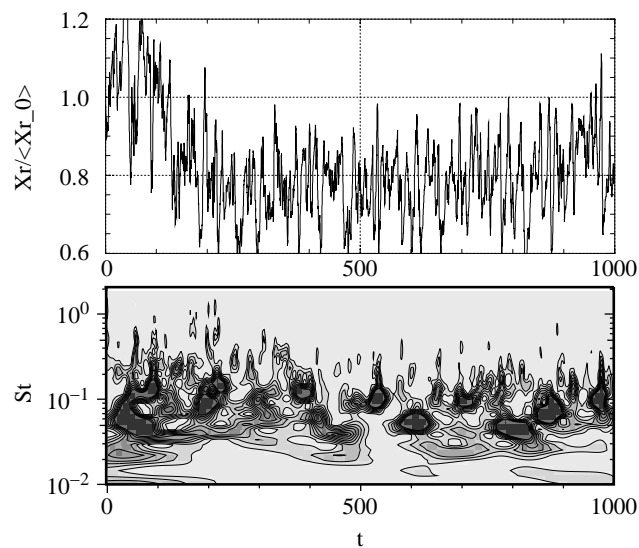


Abb. 4.11: Waveletanalyse des zeitlichen Verlaufs der Rezirkulationslänge für den Fall *sf_01_a_o1b*: oben, Signal; unten, Wavelet-Map (Morlet), 8 Isolinien in $[0.0; 0.15]$

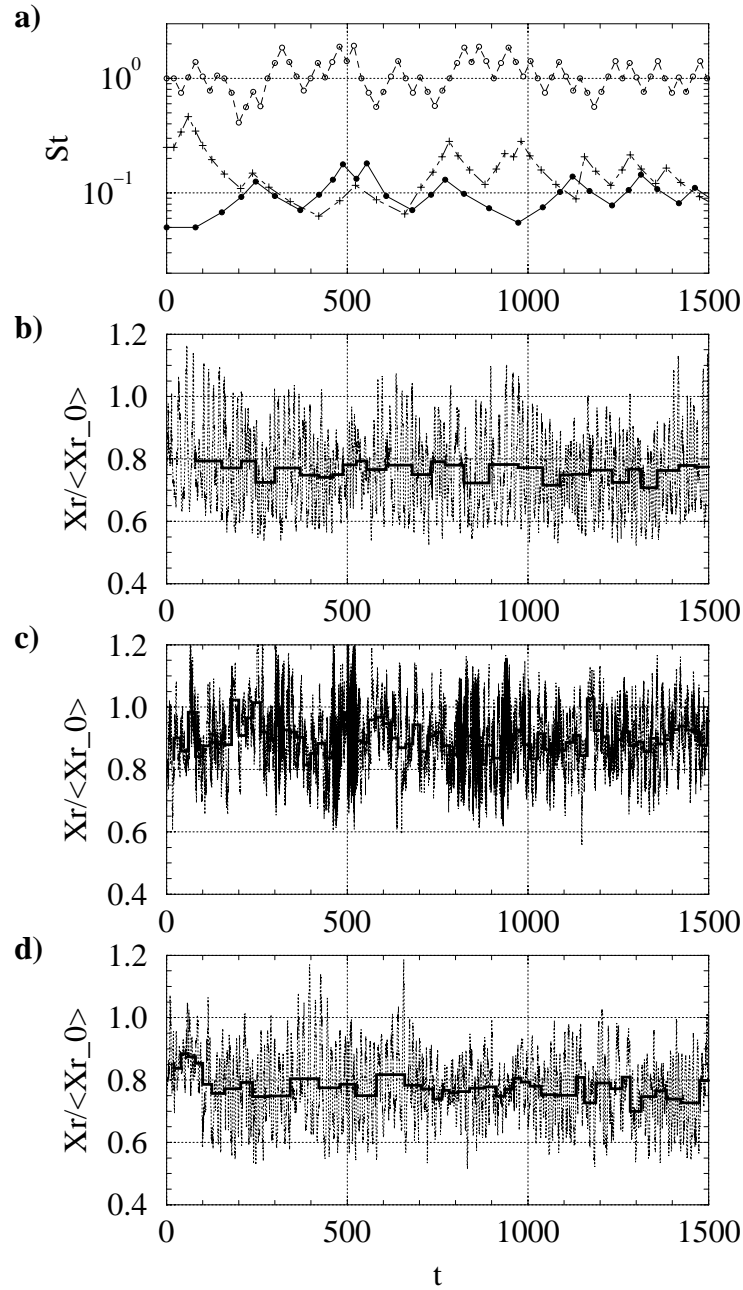


Abb. 4.12: Optimierung der Anregungsfrequenz: a) von Feedback-Routine ermittelte Anregungsfrequenz St_i (\bullet — \bullet , $sb_01_a_o1a$; \circ — \circ , $sb_01_a_o1b$; $+$ — \cdot — $+$, $sb_01_a_o1c$); zeitlicher Verlauf der Rezirkulationslänge für b) $sb_01_a_o1a$, c) $sb_01_a_o1b$ und d) $sb_01_a_o1c$: \cdots , X_{ri} ; —, $X_r(St_i)$

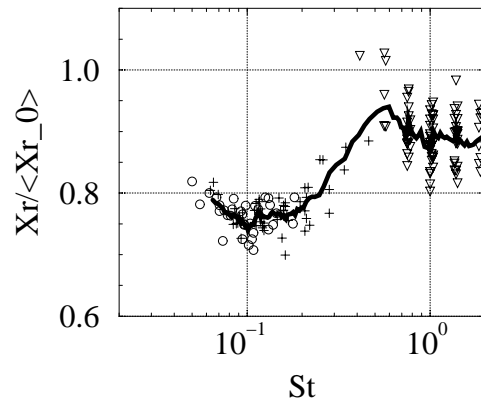


Abb. 4.13: Optimierung der Anregungsfrequenz ($Re_h = 3000$, $X_b = 0.0$): \circ , $X_r(St_i)$ für $sb_01_a_01a$; ∇ , $X_r(St_i)$ für $sb_01_a_01b$; $+$, $X_r(St_i)$ für $sb_01_a_01c$; —, gleitender Durchschnitt aus $sb_01_a_01(a/b/c)$

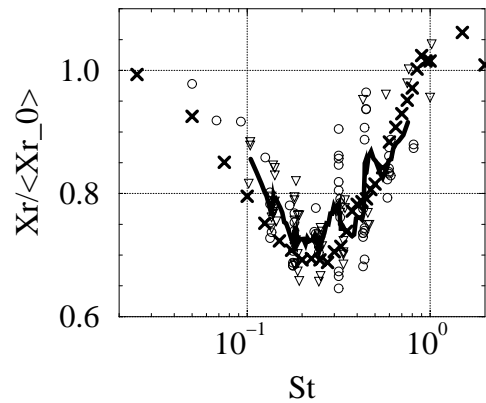


Abb. 4.14: Optimierung der Anregungsfrequenz ($Re_h = 33000$, $X_b = 0.0$): \circ , $X_r(St_i)$ für $hsb_01_a_01a$; ∇ , $X_r(St_i)$ für $hsb_01_a_01b$; —, gleitender Durchschnitt aus $hsb_01_a_01(a/b)$; \times , Experiment von Chun und Sung (1996) [31]

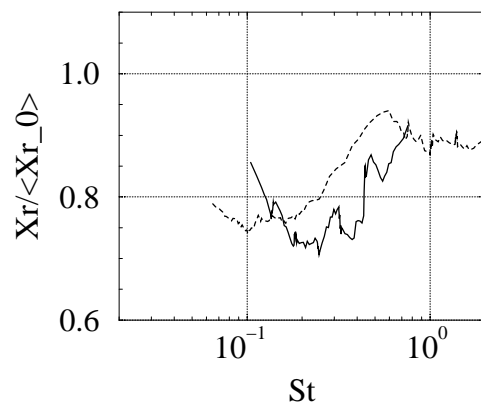


Abb. 4.15: Optimierung der Anregungsfrequenz ($X_b = 0.0$): —, gleitender Durchschnitt aus $hsb_01_a_01(a/b)$ bei $Re_h = 33000$; - - -, gleitender Durchschnitt aus $sb_01_a_01(a/b/c)$ bei $Re_h = 3000$

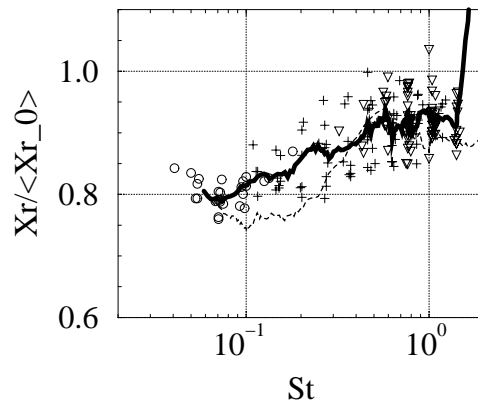


Abb. 4.16: Optimierung der Anregungsfrequenz ($Re_h = 3000$, $X_b = -3.0$): \circ , $X_r(St_i)$ für $sb_01_a_o2a$; ∇ , $X_r(St_i)$ für $sb_01_a_o2b$; $+$, $X_r(St_i)$ für $sb_01_a_o2c$; —, gleitender Durchschnitt aus $sb_01_a_o2(a/b/c)$; - - -, gleitender Durchschnitt aus $sb_01_a_o1(a/b/c)$ mit $X_b = 0.0$

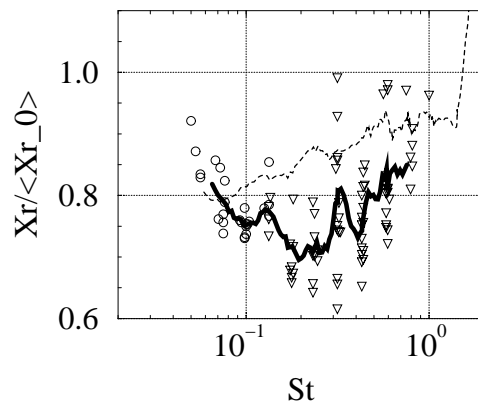


Abb. 4.17: Optimierung der Anregungsfrequenz ($Re_h = 33000$, $X_b = -3.0$): \circ , $X_r(St_i)$ für $hsb_01_a_o2a$; ∇ , $X_r(St_i)$ für $hsb_01_a_o2b$; —, gleitender Durchschnitt aus $hsb_01_a_o2(a/b)$; - - -, gleitender Durchschnitt aus $sb_01_a_o2(a/b/c)$ bei $Re_h = 3000$

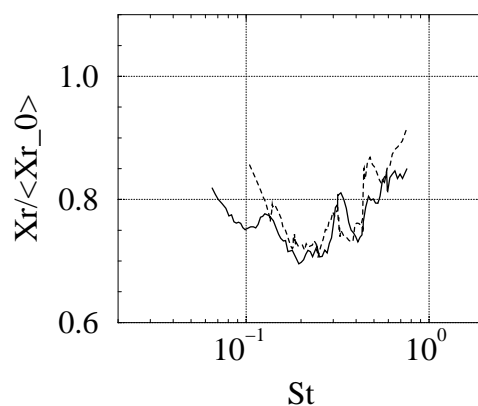


Abb. 4.18: Optimierung der Anregungsfrequenz ($Re_h = 33000$):
—, gleitender Durchschnitt aus $hsb_01_a_o2(a/b)$ ($X_b = -3.0$, $A = 0.20U_\infty$);
- - -, gleitender Durchschnitt aus $hsb_01_a_o1(a/b)$ ($X_b = 0.0$, $A = 0.05U_\infty$)

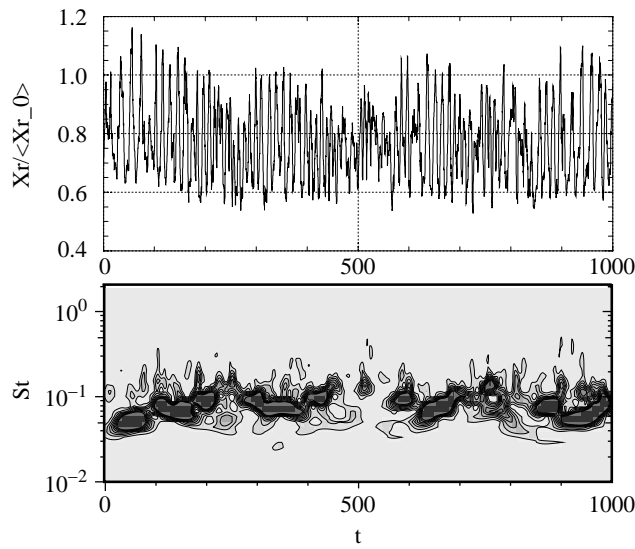


Abb. 4.19: Waveletanalyse des zeitlichen Verlaufs der Rezirkulationslänge für den Fall *sb_01_a_01a*: oben, Signal; unten, Wavelet-Map (Morlet), 8 Isolinien in $[0.0; 0.40]$

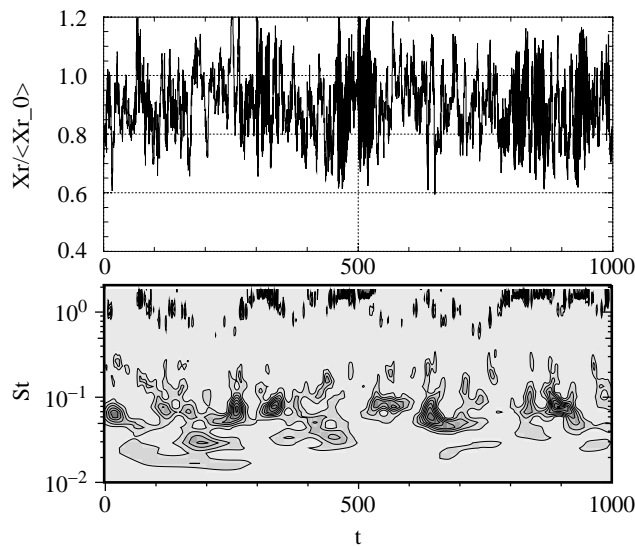


Abb. 4.20: Waveletanalyse des zeitlichen Verlaufs der Rezirkulationslänge für den Fall *sb_01_a_01b*: oben, Signal; unten, Wavelet-Map (Morlet), 8 Isolinien in $[0.0; 0.40]$

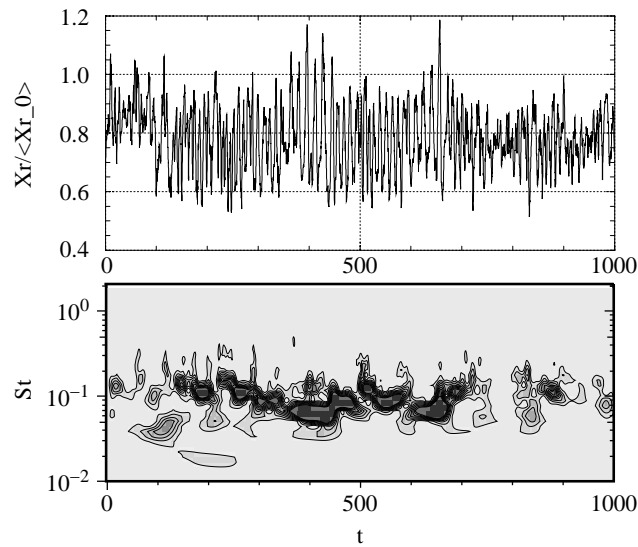


Abb. 4.21: Waveletanalyse des zeitlichen Verlaufs der Rezirkulationslänge für den Fall *sb_01_a_01c*: oben, Signal; unten, Wavelet-Map (Morlet), 8 Isolinien in $[0.0; 0.40]$

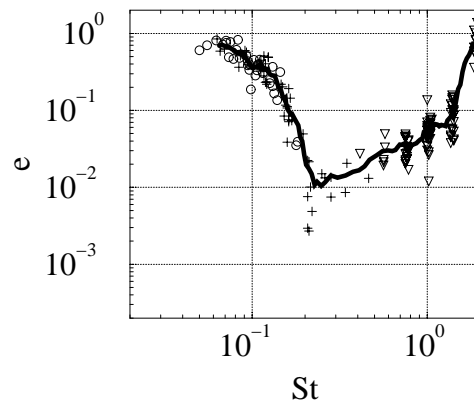


Abb. 4.22: Korrelation der schleifengemittelten Waveletenergie e des zeitlichen Verlaufs der Rezirkulationslänge mit der Anregungsfrequenz St_i bei $Re_h = 3000$: \circ , $e(St_i)$ für *sb_01_a_01a*; ∇ , $e(St_i)$ für *sb_01_a_01b*; $+$, $e(St_i)$ für *sb_01_a_01c*; —, gleitender Durchschnitt aus *sb_01_a_01(a/b/c)*,

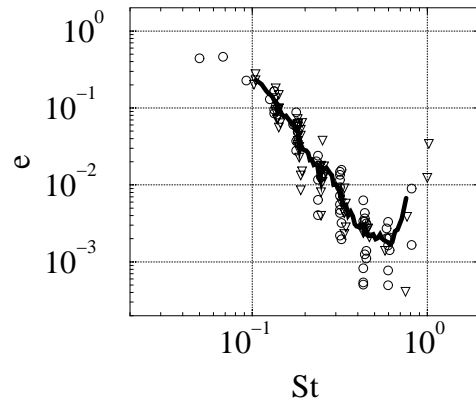


Abb. 4.23: Korrelation der schleifengemittelten Waveletenergie e des zeitlichen Verlaufs der Rezirkulationslänge mit der Anregungsfrequenz St_i bei $Re_h = 33000$: \circ , $e(St_i)$ für *hsb_01_a_o1a*; ∇ , $e(St_i)$ für *hsb_01_a_o1b*; —, gleitender Durchschnitt aus *hsb_01_a_o1(a/b)*

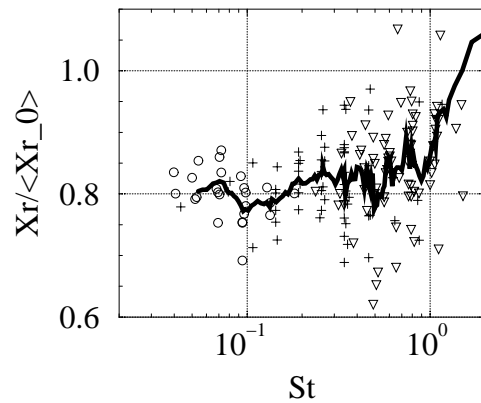


Abb. 4.24: Optimierung der Anregungsfrequenz ($Re_h = 3000$, $h_f = 0.33h$): \circ , $X_r(St_i)$ für *sfb_01_a_o1a*; ∇ , $X_r(St_i)$ für *sfb_01_a_o1b*; +, $X_r(St_i)$ für *sfb_01_a_o1c*; —, gleitender Durchschnitt aus *sfb_01_a_o1(a/b/c)*

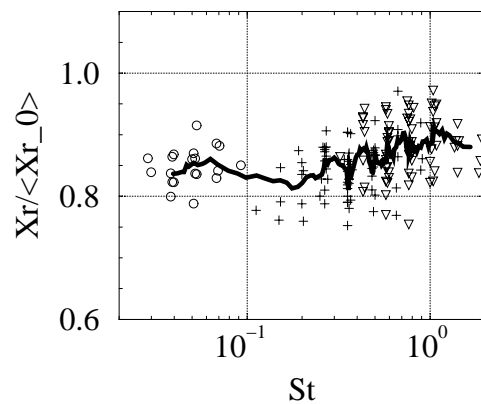


Abb. 4.25: Optimierung der Anregungsfrequenz ($Re_h = 3000$, $h_f = 0.20h$): \circ , $X_r(St_i)$ für *sfb_01_a_o2a*; ∇ , $X_r(St_i)$ für *sfb_01_a_o2b*; +, $X_r(St_i)$ für *sfb_01_a_o2c*; —, gleitender Durchschnitt aus *sfb_01_a_o2(a/b/c)*

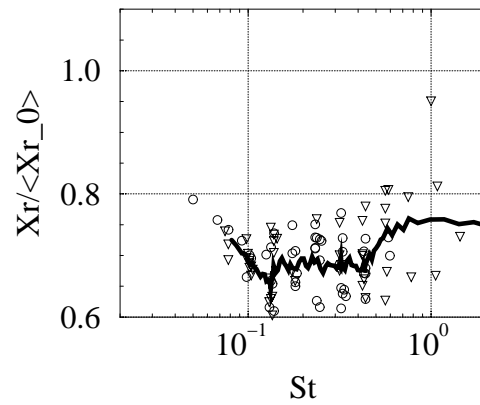


Abb. 4.26: Optimierung der Anregungsfrequenz ($Re_h = 33000$, $h_f = 0.20h$): \circ , $X_r(St_i)$ für *hsfb_01_a_o2a*; ∇ , $X_r(St_i)$ für *hsfb_01_a_o2b*; —, gleitender Durchschnitt aus *hsfb_01_a_o2(a/b)*

5 Beeinflussung der turbulenten Strömung über eine abgerundete Stufe

5.1 Einführung

Nachdem in Kap. 3 ein passives und ein aktives Konzept zur Beeinflussung der turbulenten Überströmung einer scharfkantigen Stufe vorgestellt wurde, liegt die Anwendung dieser Konzepte auf andere Strömungsfälle nahe. Dabei soll das zu behandelnde Problem (weiterhin) aus einer turbulenten ablösenden und wiederanlegenden Grenzschichtströmung über ein Hindernis bestehen. Während bei der scharfkantigen zurückspringenden Stufe der Vorgang der Strömungsablösung durch die geometrische Singularität der Stufenkante entlang einer zeit- und raumfesten Linie fixiert ist, trifft eine solche Tatsache nur auf einen Teil der in der Realität auftretenden Strömungsphänomene mit Ablösung und Wiederanlegung zu. Der Ablösungsvorgang verläuft meist weitaus komplexer, und wird bei stumpfen Körpern (mit großen Krümmungsradien der Kontur im Verhältnis zur Grenzschichtdicke) maßgeblich von der aufgeprägten Druckverteilung beeinflusst: die Gefahr einer (in der Technik oftmals nicht erwünschten) Ablösung einer Grenzschicht steigt, je größer der Gradient eines ansteigenden Druckverlaufs ist. Die Ablöselinie, welche durch eine verschwindende Wandschubspannung $\tau_w = \mu(\partial U/\partial z)_w = 0$ gekennzeichnet ist, verläuft dabei nicht mehr (fixiert) gerade sondern *frei* entlang der Oberfläche – genauso wie die (bereits mehrfach erwähnte) Wiederanlegelinie.

Hinsichtlich der *Beeinflussung* einer solchen frei ablösenden und (ebenfalls frei) wiederanlegenden Strömung ergibt sich somit auch ein neuer Aspekt. Bei der in Kap. 3 vorgestellten scharfkantigen Stufenüberströmung zielt die Beeinflussung auf eine Verkleinerung des mittleren Rezirkulationsgebiets, was auf die Wahl der mittleren Rezirkulationslänge als Schlüsselgröße, welche den Erfolg der Anregung definiert, führt. Bei einer frei ablösenden und frei wiederanlegenden Strömung kann die mittlere Größe des Rezirkulationsgebiets in ähnlicher Weise über die *Länge des mittleren Rückströmungsgebiets* entlang der (in Experimenten leicht zugänglichen) Wand quantifiziert werden. Diese Länge ist proportional zur longitudinalen Entfernung (d.h. in Hauptströmungsrichtung) zwischen der mittleren Ablöse- ($\langle X_s \rangle$) und mittleren Wiederanlegeposition ($\langle X_r \rangle$), welche nachfolgend (vereinfacht) als *mittlere Rückströmlänge* bezeichnet wird. Eine Erhöhung der Vermischungsfähigkeit der abgelösten Scherschicht durch entsprechende Beeinflussung führt zu einem erhöhtem Impulsaustausch zwischen Außenströmung und rezirkulierender Strömung, damit zu einer Verkleinerung des mittleren Rezirkulationsgebiets, d.h. auch zu einer Verkleinerung der mittleren Rückströmlänge $\langle X_r \rangle - \langle X_s \rangle$. Letzteres Maß kann demnach zur Quantifizierung des Erfolgs der Strömungsbeeinflussung verwendet werden.

Auswahl einer repräsentativen Falls Bei der Auswahl der Strömungskonfiguration bietet die Literatur experimentelle Datensätze, welche für die oben umrissene Problemstellung als Referenzlösung geeignet sind und oftmals bereits numerisch analysiert wurden. Ohne Anspruch auf Vollständigkeit seien nachfolgend einige ebene (d.h. mit einer homogenen Koordinatenrichtung) Fälle aufgezählt:

- der (scharfkantige) asymmetrische Diffusor mit einem Austrittswinkel von 10° :
 - Experimente: Obi et al. (1993) [147] (zugänglich unter Maeda et al. (1995) [121]) und Buice und Eaton (2000) [24]
 - Simulationen: LES von Kaltenbach et al. (1999) [96], zahlreiche RANS Untersuchungen u.a. mit kommerziellen CFD-Codes (Testproblem beim 8. ERCOFTAC/IAHR/COST Workshop (1999), Iaccarino (2000) [84])
 - Strömungsbeeinflussung: Obi et al. (1993) [148]
- die abgerundete flache Erhebung des Experiments von Webster et al. (1996) [200] und der LES von Wu und Squires (1998) [205]
- die periodisch angeordneten Erhebungen des Experiments von Almeida et al. (1993) [7] und der LES von Temmerman und Leschziner (2001) [189]
- die gewellte Wand des Experiments von Hudson et al. (1996) [81], der DNS von Maaß und Schumann (1996) [119], DeAngelis et al. (1997) [40] und den LES von Gong et al. (1996) [66] und Henn und Sykes (1999) [73]
- die abgerundete Stufe der DNS von Wagner und Dallmann (1998) [198] (s. Anhang B)
- die abgerundete Stufe der Experimente von Song et al. (2000-2002) [180, 181, 179] und der LES von Wasistho und Squires (2001) [199]

Die letztgenannte Strömungskonfiguration hat eine gewisse Ähnlichkeit zur scharfkantigen rückwärts-gewandten Stufe aus Kap. 3. So wird die Stufengeometrie in beiden Fällen von einer turbulenten Grenzschicht angeströmt, die Expansionsverhältnisse beider Diffusoranordnungen sind ähnlich und geometrisch betrachtet wird die gerade Stufenrückwand lediglich durch eine kreis- (segment-) förmige Form ersetzt. Um eine größtmögliche Vergleichsgrundlage zu gewährleisten wurde diese Konfiguration deshalb als Simulationsbeispiel ausgewählt. Ein weiterer Entscheidungsgrund war die Aktualität und hohe Qualität (z.B. Auflösung in Wandnähe) der Experimente. Im Gegensatz zu anderen Konfigurationen (z.B. zur in obiger Aufzählung erstgenannten) liegen für die abgerundete Stufengeometrie allerdings keine Daten zur Strömungsbeeinflussung vor.

In Song (2002) [179] werden experimentelle Datensätze von 5 verschiedenen Reynoldszahlen $Re_\theta = 1100 \dots 20100$ (gemessen in der ankommenden turbulenten Grenzschicht) vorgestellt. Analog zu Wasistho und Squires (2001) [199] wird der Datensatz mit der geringsten Reynoldszahl $Re_\theta = 1100$ für die hier vorgestellten Simulationen ausgewählt. Bezogen auf die Höhe der Stufe h beträgt die Reynoldszahl $Re_h = 9100$ und liegt damit bereits ca. dreimal höher als die Reynoldszahl $Re_h = 3000$ für die scharfkantige Stufenüberströmung. Die Auswahl kann mit der bestmöglichen Vergleichbarkeit zum Experiment [179], mit der bei dieser Reynoldszahl im Rahmen von (relativ fein aufgelösten) LES gerade noch möglichen Auflösung der Strömung in Wandnähe ohne Wandmodelle, sowie mit der zusätzlichen Vergleichsmöglichkeit zu einer anderen LES [199] begründet werden. Zu erwähnen bleiben allerdings die in [179] beobachteten starken Reynoldszahleffekte, welche den Fall $Re_\theta = 1100$ zu einem – in [179] als nicht vollturbulent charakterisierten – Ausnahmefall gegenüber den anderen Fällen bei höherer Reynoldszahl machen⁷².

Lösungsstrategie Im Gegensatz zur scharfkantigen Stufenüberströmung bei $Re_h = 3000$ ist für die abgerundete Konfiguration bei $Re_h = 9100$ im Rahmen der für diese Arbeit zur Verfügung stehenden maximalen Rechenkapazität (Hitachi SR8000-F1) eine DNS, d.h. die zeitliche und räumliche Auflösung aller relevanten turbulenten Skalen, nicht möglich. Es besteht jedoch die Möglichkeit, mithilfe eines sehr feinen (d.h. engmaschigen) Rechengitters eine hochaufgelöste LES durchzuführen, bei der – aufgrund der Abdeckung eines großen Anteils an der Gesamtenergie der Strömung durch das feine Gitter – das Feinstrukturmodell eine relativ geringe Rolle spielt. Die Qualität einer solchen LES und auch von LES mit größeren Gittern kann dann gegenüber der experimentellen Referenz [179] validiert werden. Ergebnisse dazu werden in Kap. 5.3 vorgestellt. Für konkrete Angaben zu den Simulationsparametern sei auf Kap. 5.2 verwiesen.

Auf der Basis der validierten nicht beeinflussten LES-Ergebnisse können dann die passiven und aktiven Beeinflussungsmethoden angewandt werden (s. Kap. 5.4). Der Schwerpunkt bei der Auswertung liegt dabei auf den strömungsphysikalischen Konsequenzen der Beeinflussung. Deshalb wird (im Rahmen dieser Arbeit) auf die Anwendung einer rückkopplungsgesteuerten Kontrolle (analog zu Kap. 4) verzichtet, obwohl eine solche Methode theoretisch auch für die abgerundete Stufenüberströmung anwendbar wäre. Stattdessen sollen im Rahmen von moderat aufgelösten (und damit auch moderat rechenzeitintensiven) LES einige beeinflussungsrelevante Parameter variiert werden. Für die passive Beeinflussung wird zusätzlich – um die Gitterunabhängigkeit der Wirkung der Beeinflussung zu verifizieren – eine hochaufgelöste LES durchgeführt.

⁷²Die Länge des Rückströmgebiets ist beispielsweise für $Re_\theta = 1100$ gegenüber den Fällen $Re_\theta \geq 3400$ überproportional hoch, was fast ausschließlich eine Folge eines wesentlich weiter stromauf gelegenen Ablösepunkts ist [179]. Dies wiederum eröffnet ein größeres Verkürzungspotential für die Anwendung der gezielten Beeinflussung der Rückströmlänge gegenüber den Fällen mit höheren Re_θ .

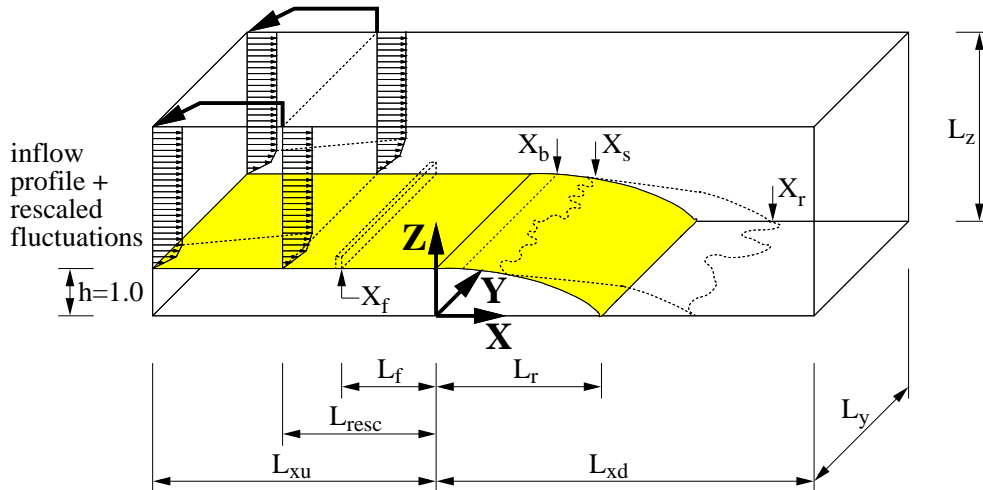


Abb. 5.1: Berechnungsgebiet und Lage des Koordinatensystems für die turbulente Strömung über eine abgerundete Stufe (nicht maßstabsgetreu)

Es werden – wie bei der scharfkantigen Stufenüberströmung – ein stromauf der Stufenkontur positionierter Kontrollzaun (analog zu Miao et al. (1991) [135]) für die passive und ein periodisch oszillierender Wandstrahl (analog zu Chun und Sung (1996) [31]) für die aktive Beeinflussung verwendet. Die Parameter der Höhe des passiven Kontrollzauns im Verhältnis zur Stufenhöhe, und die Anregungsposition, -frequenz und -amplitude des aktiven Wandstrahls werden variiert, und hinsichtlich ihrer Auswirkung auf die abgelöste und wiederanlegende Strömung stromab der abgerundeten Stufe untersucht.

5.2 Simulationsparameter

Analog zu den Simulationen zur scharfkantigen Stufenüberströmung erfolgt die Normierung der Variablen nachfolgend bezogen auf die Referenzgeschwindigkeit U_∞ und (im Gegensatz zu Song (2002) [179] und Wasistho und Squires (2001) [199]) auf die Stufenhöhe h .

Berechnungsgebiet Die Koordinatenrichtungen (und die Bezeichnungen der entsprechenden Geschwindigkeitskomponenten) entsprechen der in Kap. 3.2 eingeführten Nomenklatur. Der Ursprung des Koordinatensystems befindet sich am Beginn des abgerundeten Teils der Stufe in (vertikaler) Höhe der Bodenplatte, was Vergleiche zur scharfkantigen Stufenüberströmung erleichtern soll. Die räumliche Ausdehnung des Berechnungsgebiets orientiert sich in etwa anhand der Vorgaben des Experiments [179] und der LES [199] und beträgt $(L_x, L_y, L_z) = (42.0, 5.0, 7.2)$ für alle (drei) verwendeten Gitter (s. Abb. 5.1). Die Einströmebene liegt jeweils $L_{xu} = 18.0$ Stufenhöhen stromauf des Koordinatenursprungs.

Die Kontur der abgerundeten Stufe in einem x - z -Schnitt entspricht einem Kreissegment mit dem Radius $R = 6.05$, woraus sich eine Rampenlänge von $L_r = 3.33$ bestimmen lässt.

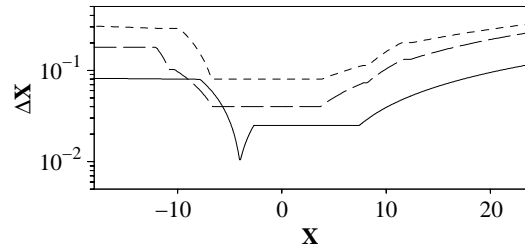


Abb. 5.2: Zellweite ΔX der Gitter in x -Richtung: Gitter 01 (durchgezogene Linie), Gitter 02 (lang gestrichelte Linie) und Gitter 03 (kurz gestrichelte Linie)

Folgende Beziehung

$$Z_c(X) = \begin{cases} 1.0 & \text{für } X < 0.0 \\ \sqrt{R^2 - X^2} - (R - 1.0) & \text{für } X = [0.0; \sqrt{2R - 1.0}] \\ 0.0 & \text{für } X > \sqrt{2R - 1.0} \end{cases} \quad (5.1)$$

ergibt sich für die Gesamtkontur im verwendeten Koordinatensystem. Damit besitzt die abgerundete Stufegeometrie bei $X = 3.33$ einen singulären Punkt am Schnittpunkt von Kreiskontur und Bodenplatte $Z = 0.00$.

Räumliche Auflösung Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden die Rechnungen zur Reynoldszahl $Re_h = 9100$ mit drei verschiedenen Gittern durchgeführt. Die wichtigsten Parameter sind in Tab. 5.1 zusammengefasst. Um die in diesem Abschnitt vorgestellten Simulationen eindeutig von den Simulationen zur scharfkantigen Stufenüberströmung unterscheiden zu können, lautet der Anfangsbuchstabe „r“ (für „round“) der Fallbezeichnung im Unterschied zu „s“ (für „sharp-edged“). Die Nummern 01, 02 und 03 kennzeichnen das verwendete Gitter (01 steht für die feinste, 03 für die größte Gitterauflösung). Die Kennung „c“ kennzeichnet das für alle LES verwendete dynamische Feinstrukturmodell nach Germano et al. (1991) [61]. Im Unterschied zu den in Kap. 3 vorgestellten Simulationen der scharfkantigen Stufenüberströmung wird für die räumliche Diskretisierung des konvektiven und diffusiven Terms der Impulsbilanz (Gl. 2.2) das zentrale Differenzschema 2. Ordnung verwendet⁷³.

In der lateralen (homogenen) y -Richtung ist für alle 3 Gitter der Abstand der Gitterpunkte äquidistant. Die nicht-äquidistanten Gitter in x - und z -Richtung sind jeweils in der Nähe der Stufe, sowie im Bereich um die Position des (optionalen) passiven Kontrollzauns verfeinert. Die Maschenweite der Gitter sind in Abb. 5.2 für die x -Richtung und in Abb. 5.3 für die z -Richtung dargestellt.

⁷³Der Grund dafür liegt in der fehlenden Implementierung der Verwendbarkeit des Kompaktverfahrens 4. Ordnung (Meri (2002) [130]) in Kombination mit der Behandlung beliebig geformter Körper im kartesischen Gitter (Tremblay (2002) [193]).

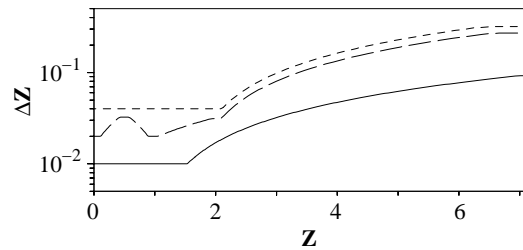


Abb. 5.3: Zellweite ΔZ der Gitter in z -Richtung: Gitter 01 (durchgezogene Linie), Gitter 02 (lang gestrichelte Linie) und Gitter 03 (kurz gestrichelte Linie)

Randbedingungen Wie bei den Simulationen zur scharfkantigen Stufenüberströmung sind an der Ausströmebene die Gradienten der Geschwindigkeiten normal zur Ausströmebene zu Null gesetzt, sind periodische Randbedingungen in lateraler (homogener) Richtung an den Seitenflächen definiert und werden slip-Randbedingungen (Gl. 3.1) an der oberen Begrenzungsfläche des Rechengebiets verwendet. Die Simulation der Geometrie der abgerundeten Stufe kann – will man eine „treppenförmige“ Approximation 1. Ordnung (wie z.B. bei Manhart und Wengle (1994) [128]) vermeiden – nur durch ein spezielles Verfahren, mit dem beliebig geformte Körper im kartesischen Gitter dargestellt werden, realisiert werden. Die Implementierung (in MGLET) und erfolgreiche Anwendung eines solchen Verfahrens erfolgte durch Tremblay (2002) [193, 194]. Dabei werden

1. die Oberflächen der beliebig geformten Körper in Form eines unstrukturierten Gitters bestehend aus Dreieckselementen dargestellt,
2. in einem preprocessing-Schritt die nicht an der Druckkorrektur beteiligten Gitterzellen im Körperinneren ausgeblockt,
3. in einem weiteren preprocessing-Schritt die Einhaltung der Geschwindigkeitsrandbedingungen ($U = V = W = 0$) an der Körperkontur mithilfe von Lagrange-Polynomen 3. Ordnung und einem Extrapolationsgitterpunkt im Körperinneren sichergestellt und die zugehörigen Polynomkoeffizienten gespeichert,
4. in der eigentlichen Simulation diese geometrischen (und daher konstanten) Koeffizienten entsprechend bei der Formulierung der (no-slip) Wandrandbedingungen angewandt.

Dieses Verfahren wird für die abgerundete Stufenüberströmung entlang der Bodenplatte bei $Z = 0.0$, an den Begrenzungsflächen des Stufenkörpers, sowie an den Begrenzungsflächen des optionalen Kontrollzauns zur Darstellung einer reibungsbehafteten festen Wand angewandt.

Zuströmung Die für die Simulationen zur scharfkantigen Stufenüberströmung verwendete Methode der Grenzschichtgenerierung mithilfe von Wirbelgeneratoren (s. Kap. 3.2)

Gitter	01	02	03
Gitterpunktanzahl			
in x -Richtung N_x	1008	544	296
in y -Richtung N_y	160	80	80
in z -Richtung N_z	303	125	87
gesamt $N_x \cdot N_y \cdot N_z$	48.9 Mio.	5.4 Mio.	2.1 Mio.
Maschenweite			
ΔX_{min}	0.01047	0.04000	0.08000
ΔX_{max}	0.11563	0.25552	0.31683
ΔY	0.03125	0.06250	0.06250
ΔZ_{min}	0.01000	0.02000	0.04000
ΔZ_{max}	0.09208	0.23418	0.31909
Re_τ bei $X = -6.67$	448	444	442
ΔX_{min}^+	4.7	17.8	35.4
ΔX_{max}^+	51.8	113.5	140.0
ΔY^+	14.0	27.8	27.6
ΔZ_{min}^+	4.5	8.9	17.7
ΔZ_{max}^+	41.3	120.1	141.0
Zeitschritt Δt			
r_{\dots}	0.001	0.001	0.002
rf_{\dots}	0.001	0.001	0.001

Tab. 5.1: Parameter der verwendeten Gitter

weist einen gravierenden Nachteil gegenüber anderen Methoden auf: die Gitterabhängigkeit der Geometrie der zellweise ausgeblockten Wirbelerzeuger im kartesischen Gitter. Da eine effiziente Verteilung der Gitterpunkte gerade im Einlaufbereich zu Einsparungen zwingt, d.h. der Bereich der Wirbelerzeuger nur relativ grob aufgelöst ist, wirkt sich die Gitterabhängigkeit besonders stark auf die Gestalt der entstehenden Grenzschicht aus. Nicht zuletzt die wenig befriedigende Übereinstimmung der DNS- und LES-Grenzschichtprofile der *rms*-Fluktuationen (s. Abb. 3.33 zu Kap. 3.4.1) für die scharfkantige Stufenüberströmung und die deutlich höhere Reynoldszahl ($Re_\theta = 1100$ für die abgerundete gegenüber $Re_\theta \approx 300$ für die scharfkantige Konfiguration) motivieren den Einsatz der Methode von Manhart (1998) [123] für alle in diesem Abschnitt vorgestellten Simulationen. Dabei werden Fluktuationen in einem y - z -Schnitt bei $X_{resc} = -L_{resc} = -6.67$ (s. Abb. 5.1) in die Einströmebene bei $X_{xu} = -L_{xu} = -18.0$ zurückskaliert und einem dort konstant vorgegebenen mittleren Geschwindigkeitsprofil für eine turbulente Grenzschicht (nach den Daten für $Re_\theta = 1410$ von Spalart (1988) [183]) überlagert. Das Prinzip der Zurückskalierung ist dabei Lund et al.

(1996) [118] nachempfunden⁷⁴.

5.3 Validierung der Grobstruktursimulation

Die Ergebnisse zur Validierung der LES der nicht beeinflussten abgerundeten Stufenüberströmung – durchgeführt für 3 verschieden fein aufgelöste Gitter – werden nachfolgend vorgestellt. Dabei soll zunächst auf die ankommende turbulente Grenzschicht (Kap. 5.3.1), dann auf die eigentliche Stufenüberströmung (Kap. 5.3.2) und abschließend auf ein spezielles, im vorliegenden Fall auftretendes Problem im Zusammenhang mit der Bestimmung der Wand Schubspannung entlang einer beliebig gekrümmten Oberfläche im kartesischen Gitter (Kap. 5.3.3) eingegangen werden.

5.3.1 Zuströmung

Zunächst sollen die Grenzschichtparameter der 3 LES r_01_c (feinstes Gitter), r_02_c und r_03_c (gröbstes Gitter) an einer Referenzposition $X = -6.67$, also zwei Stufenlängen L_r stromauf des Beginns der Abrundung der Stufe, untersucht werden (s. Tab. 5.2). Es lassen sich moderate Abweichungen zum Experiment [179], die für alle 3 Gitter im einstelligen Prozentbereich⁷⁵ liegen, feststellen. Mit Ausnahme der Grenzschichtdicke δ_{99} und des Wandreibungskoeffizienten C_f kann ein Trend von abnehmenden Abweichungen zum Experiment [179] mit zunehmender Gitterpunktanzahl der LES ausgemacht werden. Die Abweichungen der LES untereinander sind deutlich geringer als bei den Simulationen zur scharfkantigen Stufenüberströmung bei $Re_h = 3000$ (s. Tab. 3.4 zu Kap. 3.3.2), eine direkte Folge der offensichtlich *verbesserten Methode der Grenzschichtgenerierung*.

Dass die Methode der Grenzschichtgenerierung nach Manhart (1998) [123] weniger gitterabhängige Ergebnisse als die Methode mit Wirbelgeneratoren liefert, kann neben den integralen Grenzschichtparametern auch anhand der mittleren Geschwindigkeitsprofile in Hauptströmungsrichtung $\langle U \rangle$ (s. Abb. 5.5) und den *rms*-Geschwindigkeitsfluktuationen (s. Abb. 5.6) – gemessen jeweils an der Referenzposition $X = -6.67$ – ersehen werden. Die Abweichungen der $\langle U \rangle$ -Profile zum Experiment [179] und zur DNS bei $Re_\theta = 1410$ von Spalart (1988) [183] im Bereich der Außenströmung lassen sich zum einen mit der unterschiedlichen

⁷⁴Dass weitere Anstrengungen bei der Entwicklung einer effizienten Methode zur Generierung eines zeitabhängigen Einströmprofils einer turbulenten Grenzschicht unternommen werden, beweist die Weiterentwicklung der bei Lund et al. (1996) [118] und Le et al. (1997) [109] aufgezeigten Methoden durch Spille und Kaltenbach (2001) [185].

⁷⁵Lediglich für den Wandreibungskoeffizienten C_f tritt eine größere Abweichung als 10% für das Gitter r_01_c auf.

⁷⁶Kleine Abweichungen zwischen dem bei Song (2002) [179] aufgeführten und hier übernommenen Wert mit dem theoretisch berechenbaren Wert sind wahrscheinlich auf Rundungsfehler zurückzuführen.

	Experiment Song (2002) [179]	LES r_01_c	LES r_02_c	LES r_03_c
$Re_h = \frac{h U_\infty}{\nu}$	9086			
δ_{99}	1.22	1.18	1.24	1.30
θ	0.125	0.117	0.115	0.114
$Re_\theta = \frac{\theta U_\infty}{\nu}$	1100 ⁷⁶	1060	1040	1040
δ_1	0.17	0.16	0.15	0.15
$H = \frac{\delta_1}{\theta}$	1.39 ⁷⁶	1.38	1.33	1.29
C_f	0.0043	0.0049	0.0047	0.0043

Tab. 5.2: Charakteristische Grenzschichtgrößen bei $X = -6.67$ für die LES

Reynoldszahl Re_θ erklären⁷⁷. Eine andere Erklärungsmöglichkeit ist eine mögliche unterschiedlich stark stromauf gerichtete Wirkung der Stufenrundung in Form eines leicht negativen Druckgradienten und demzufolge leichter Strömungsbeschleunigung v.a. bei den LES. Dass eine Strömungsbeschleunigung zum Abflachen der $\langle U \rangle$ -Profile im Außenströmungsbereich führen kann, zeigt der Vergleich der Profile bei $Re_\theta = 3400$ an den Positionen $X = -6.67$ und $X = 0.00$ (Song (2002) [179]).

Die berechneten *rms*-Geschwindigkeitsfluktuationen (s. Abb. 5.6) stimmen relativ gut mit Spalarts (1988) [183] DNS-Daten bei $Re_\theta = 1410$ überein. Der Grad der Übereinstimmung ist für v_{rms} und w_{rms} deutlich höher als beim Vergleich der scharfkantigen Stufenüberströmung mit der DNS [183] bei $Re_\theta = 300$ (s. Abb. 3.33 zu Kap. 3.4.1). Bis auf wenige Ausnahmen sind mit feinerem Gitter tendenziell etwas geringere Abweichungen feststellbar. Die experimentellen u_{rms} - und w_{rms} -Profile [179] weisen im Bereich $Z/\delta \approx [0.2; 0.6]$ eine Abflachung mit erniedrigten Werten gegenüber den DNS-Daten [183] und den vorliegenden LES-Daten auf, eine Besonderheit, die bei Song (2002) [179] auch gegenüber den entsprechenden Grenzschichtprofilen von DeGraaff und Eaton (2000) [41] beobachtet wird. Eine leichte Kontraktion des Windkanals (weit) stromauf der Referenzposition $X = -6.67$ und entsprechende schwache Überreste an Effekten in Form reduzierter Turbulenz in der Außenschicht als (Spät-) Folge der konvexen Krümmung (Gillis und Johnston (1983) [63]) im Kontraktionsbereich dienen hierfür als Erklärung (Song (2002) [179]).

5.3.2 Mittleres Strömungsfeld

Die mittleren $\langle U \rangle$ -Profile an 11 verschiedenen longitudinalen, nicht äquidistant verteilten Messpositionen (s. Abb. 5.7) zeigen nur sehr geringe Abweichungen zwischen den LES und

⁷⁷Auch zwischen den LES und Experiment [179] bestehen kleine Abweichungen in der Reynoldszahl Re_θ (s. Tab. 5.2).

der experimentellen Referenz [179]. Lediglich bei den Profilen zwischen $2.57 \leq X \leq 6.67$ im Bereich bis $Z < 1.0$, also in der Umgebung, bzw. leicht stromab der Ablöseblase (s.u.) sind leichte Differenzen zwischen den mit verschiedenen Gittern berechneten LES feststellbar.

Für die ebenfalls in Abb. 5.7 dargestellten mittleren Profile der vertikalen Geschwindigkeitskomponente $\langle W \rangle$ fallen die Abweichungen zwischen den LES (auch untereinander) und dem Experiment [179] stärker als bei den $\langle U \rangle$ -Profilen aus. Allerdings muss der fünfmal größere Maßstab der Geschwindigkeitsachse beachtet werden, d.h. die Abweichungen umfassen bei $\langle W \rangle$ geringere Geschwindigkeitsbeträge als bei $\langle U \rangle$. Zudem erscheint eine kritische Betrachtung der experimentellen $\langle W \rangle$ -Daten angebracht: Der von Position zu Position variierende Betrag $\langle W \rangle$ in der Außenströmung (z.B. bei $Z = 3.0$), die bei $X = 23.33$ größeren $\langle W \rangle$ -Beträge im Vergleich zu $X = 13.33$ und die relativ hohen $\langle W \rangle$ -Beträge bei $X = -6.67$ ergeben nach Meinung des Autors keinen Sinn und sind – wenn überhaupt – mit Einflüssen der Kontraktion (evt. auch Expansion) des Windkanals (weit) stromauf des Messbereichs (evt. auch (weit) stromab) zu erklären. Zu den berechneten $\langle W \rangle$ bleibt festzuhalten, dass bei $X = 1.33$ in Wandnähe für r_{03_c} ein gegenüber den feiner aufgelösten LES deutlich größerer Betrag an Abströmung ($\langle W \rangle < 0.0$) vorherrscht und dass die geringen Abweichungen zwischen den LES bei $X = 23.33$ wahrscheinlich der Wirkung der Ausströmrandbedingung zugeschrieben werden können.

In Abb. 5.8 sind die Verläufe des mittleren Wandreibungskoeffizienten C_f entlang der Körperkontur $Z_c(X)$ (Gl. 5.1) dargestellt. Vorab sollte auf Probleme bei der Bestimmung der Wand Schubspannung entlang der gekrümmten Kontur im kartesischen Gitter verwiesen werden, auf die dann in Kap. 5.3.3 gesondert eingegangen wird und welche für die – trotz ausreichender Stichprobenanzahl für die Statistik – etwas rauhen C_f -Verläufe der LES im Bereich der Stufenrundung $0.00 \leq X \leq 3.33$ verantwortlich sind. Bereits bei der Betrachtung des Gesamtbereichs (s. Abb. 5.8a) fallen einige Abweichungen zwischen den LES vor allem weit stromauf $X < -5.0$ (wahrscheinlich Folgen der Methode der Grenzschichtgenerierung) und entlang der Stufenrundung $0.00 \leq X \leq 3.33$ (s.u.) auf. An der Messposition $X = 13.33$ (aber auch bei $X = 6.67$) liegen alle per LES berechneten C_f -Werte deutlich unter denen des Experiments [179]. Dieselbe Beobachtung trifft allerdings auch auf die C_f -Verteilung der LES von Wasistho und Squires (2001) [199] zu.

Eine vergrößerte Darstellung der C_f -Verläufe in der Umgebung des Rückströmgebiets (s. Abb. 5.8b) zeigt deutliche Abweichungen der grob aufgelösten LES r_{03_c} vom Experiment [179]. So werden die C_f -Werte zwischen $X \approx 1.0$ und dem Wiederanlegepunkt bei $\langle X_r \rangle = 4.5$ deutlich zu hoch, der Ablösepunkt deutlich zu weit stromab, und damit die Ausdehnung des Rückströmgebiets markant zu kurz berechnet. Dagegen treffen die beiden feiner aufgelösten LES r_{01_c} und r_{02_c} die experimentellen Referenzdaten weitaus besser, mit steigender Übereinstimmung bei feinerem Gitter. Der entscheidende Sprung in der Ergebnisqualität erfolgt somit bei einer Gitterverfeinerung von r_{03_c} nach r_{02_c} , d.h. erst mit dem Git-

	$\langle X_s \rangle$	$\langle X_r \rangle$	$\Delta(\langle X_r \rangle - \langle X_s \rangle)_{expt}$
Experiment Song (2002) [179]	1.3	4.5	—
LES r_{01_c}	1.2	4.7	+9%
LES r_{02_c}	1.4	4.9	+9%
LES r_{03_c}	2.7	4.5	-44%
LES Wasistho und Squires (2001) [199]	1.3	4.7	+6%

Tab. 5.3: Mittlere Ablöse- ($\langle X_s \rangle$), Wiederanlegepositionen ($\langle X_r \rangle$) und deren Abweichungen von der experimentell [179] bestimmten Rückströmlänge ($\langle X_r \rangle - \langle X_s \rangle$) für die LES

ter des Falls r_{02_c} (und noch feiner aufgelösten Gittern natürlich) kann der Ablösepunkt hinreichend genau bestimmt werden. Der gegenüber der Kontur flache Ablöswinkel dieser Strömungskonfiguration und die als Folge im vorderen Teil ($X < 3.33$) sehr flache Rezirkulationszone sind die Gründe für eine gewisse *Mindestanforderung an Gitterauflösung* zur hinreichend genauen Simulation in dieser Region. Dagegen erscheint die korrekte Bestimmung des Wiederanlegepunkts weit weniger gittersensitiv zu sein. Einen quantitativen Beleg für diese Aussagen bieten die in Tab. 5.3 zusammengetragenen Ablöse- ($\langle X_s \rangle$) und Wiederanlegepositionen ($\langle X_r \rangle$). Die für die Beeinflussung (s. Kap. 5.4) wichtige und deshalb in Tab. 5.3 mit angeführte Rückströmlänge spiegelt ebenfalls obige Aussagen wieder: während $\langle X_r \rangle - \langle X_s \rangle$ für r_{01_c} und r_{02_c} im einstelligen Prozentbereich vom Experiment [179] abweicht, ist die 44%ige Abweichung für r_{03_c} eine offensichtliche Folge einer zu groben Auflösung dieses Gitters in der Umgebung des Rückströmgebiets.

Als **Zwischenergebnis** nach Auswertung der für weiterführende Untersuchungen zur Strömungsbeeinflussung äußerst relevanten C_f -Verläufe und der mittleren Lage und Länge des Rückströmgebiets ergibt sich, dass das Gitter der LES r_{02_c} den bestmöglichen Kompromiss zwischen Ergebnisqualität und erforderlicher Rechenkapazität und damit eine Art untere Mindestauflösung, ab welcher die Lösungen (weitestgehend) gitterunabhängig sind, darstellt.

Anhand der mittleren Druckbeiwertverteilung C_p entlang der Körperkontur $Z_c(X)$ (Gl. 5.1) sieht man, dass – analog zur LES von Wasistho und Squires (2001) [199] – das markante C_p -Minimum stromauf des Ablösepunkts bei $X \approx 0.4$ zu hoch (d.h. zu wenig markant) und der C_p -Verlauf stromab des Maximalwerts ab ca. $X > 7.0$ zu hoch (d.h. zu flach) berechnet werden (s. Abb. 5.9). Einzige Ausnahme bildet die genauere Berechnung des C_p -Minimums für r_{03_c} gegenüber den feiner aufgelösten Gittern, was eine eher zufallsbedingte Kombination verschiedener Fehler sein dürfte. Letztendlich dürften die Abweichungen des C_p -Verlaufs eine Folge der Verwendung der – aus Gründen der Rechenzeiterparnis aufgrund eines größeren Gitters verwendeten – slip-Randbedingung am oberen Rand des Rechengebiets sein. Die korrekte Berechnung des C_p -Verlaufs in der Umgebung des Minimums und stromab $X > 7.0$ im Rahmen zweier RANS-Fälle mit jeweils einer – dem Experiment [179] entsprechenden – oberen Wandrandbedingung bei Wasistho und Squires (2001) [199] belegt dies.

	$\langle U_N/U_e \rangle$	$\langle Z_S \rangle$	$\langle Z_N \rangle$
Experiment Song (2002) [179]	0.12	0.26	0.09
LES r_{01_c}	0.11	0.32	0.11
LES r_{02_c}	0.13	0.36	0.11
LES r_{03_c}	0.06	0.25	0.10

Tab. 5.4: Rückströmungsparameter bei $X = 3.33$ (maximale Rückströmgeschwindigkeit $\langle U_N \rangle$); Höhe des Rückströmgebiets Z_S ; Höhe Z_N bei $\langle U \rangle = \langle U_N \rangle$)

Eine quantitative Darstellung der Rückströmgrößen bei $X = 3.33$, also ca. in der Mitte des Rezirkulationsgebiets, zeigt, dass die berechnete maximale Rückströmgeschwindigkeit U_N nur bei r_{03_c} deutlich von der Referenz [179] abweicht (s. Tab. 5.4). Dies ist ein weiteres Indiz für eine bei zu grober Auflösung als Folge der zu spät berechneten Strömungsablösung zu schwach ausgeprägten Rezirkulationszone. Die räumliche Lage der maximalen Rückströmung $\langle Z_N \rangle$ und der Höhe des Rückströmgebiets Z_S zeigen hingegen für alle LES nur moderate Abweichungen.

Bei Betrachtung der in Abb. 5.10 dargestellten u_{rms} -, w_{rms} - und $-\langle uw \rangle$ -Profile an 11 nicht äquidistant befindlichen longitudinalen Messpositionen fällt auf, dass für r_{03_c} die jeweiligen Beträge in Wandnähe z.T. signifikant zu hoch bis $X \leq 1.33$, danach recht genau (u_{rms}), bzw. zu niedrig (w_{rms} , $-\langle uw \rangle$) berechnet werden. Abgesehen von den bereits diskutierten Differenzen der ankommenden Strömung im Zusammenhang mit der reduzierten Turbulenz in der Außenschicht der Grenzschicht weichen für r_{01_c} und r_{02_c} lediglich die Profile zwischen $X = [2.57; 6.67]$ im Bereich um die jeweiligen Maximalbeträge in der abgelösten und wiederanlegenden Scherschicht (in Form von zu hohen Beträgen) vom Referenzexperiment [179] ab. In diesem Bereich wird die Lage der (betragsmäßigen) Maxima außerdem in etwas zu großer Wandentfernung berechnet. Die Ergebnisqualität steigt zwar tendenziell bei einer Gitterverfeinerung von r_{02_c} nach r_{01_c} , allerdings in nur geringem Maß, sodass auch für die feinstaufgelöste LES noch einige Abweichungen zu [179] bestehen. Diese Abweichungen für r_{01_c} sind (für $-\langle uw \rangle$) auch höher als bei der LES von Wasistho und Squires (2001) [199], trotz der wesentlich feineren Gitterauflösung.

Vor dem Hintergrund der Abweichungen zwischen den berechneten und gemessenen u_{rms} -, w_{rms} - und $-\langle uw \rangle$ -Profilen muss auch die Analyse des longitudinalen Verlaufs der Maxima dieser Größen (s. Abb. 5.11) mit Vorsicht gesehen werden. Trotz einiger Unterschiede zwischen r_{01_c} und r_{02_c} vor allem im hinteren Teil der Rezirkulationszone bleibt festzuhalten:

- Alle 3 dargestellten Reynolds'schen Spannungen erreichen ihre Maxima innerhalb der Rezirkulationszone, und nicht wie bei Song (2002) [179] für den Fall $Re_{theta} = 3400$ festgestellt, erst in unmittelbarer Nähe des Wiederanlegepunkts ($\xi = 1.0$). Diese Aus-

sagen werden auch von den experimentellen Daten für $Re_\theta = 1100$ [179] gestützt (nicht dargestellt).

- Ein kurzes Stück stromab der Mitte des Rezirkulationsgebiets ($\xi \approx 0.6$, d.h. $X \approx 3.3$) weisen besonders die $\langle uu \rangle$ -Profile ein lokales Minimum auf. Dieses kann nach Song (2002) [179] mit inaktiven Fluidbewegungen in der Rezirkulationszone in Wandnähe erklärt werden, welche weitestgehend von den aktiven Bewegungen der darüberliegenden freien Scherschicht bestimmt werden (Adams und Johnston (1988) [3]).
- Der longitudinale Verlauf der $\langle uu \rangle$ -Maxima ähnelt dem der Fälle *s_11_a* und *s_01_d* der scharfkantigen Stufenüberströmung bei $Re_h = 3000$ (s. Abb. 3.39 zu Kap. 3.4.2). Bei beiden Strömungskonfigurationen lässt sich jenes lokale Minimum der maximalen longitudinalen Geschwindigkeitsfluktuationen beobachten. Aufgrund dieser Ähnlichkeit liegt die alternative Erklärungsmöglichkeit, dass dieses Minimum den (niederenergetischen) Übergang zwischen den hochenergetischen Vorgängen im Aufrollbereich der abgelösten Scherschicht und denen der wiederanlegenden Scherschicht weiter stromab beschreibt, nahe.

Verglichen mit der feinstaufgelösten LES *r_01_c* wird der Maximalwert der turbulenten kinetischen Energie $\langle k \rangle$ für *r_02_c* im Teil der Rezirkulationszone mit Wandkrümmung zu gering und weiter stromab ($X \geq 4.0$) zu hoch berechnet (s. Abb. 5.12). Allerdings sind die Abweichungen gering im Vergleich zu denen des Falls *r_03_c*, bei welchem ähnliche Abweichungen in $\langle k \rangle$ wie bereits bei den u_{rms} -Profilen (s. Abb. 5.10) auftreten. Bei Betrachtung des Feinstrukturanteils $\langle k \rangle_S$ an der turbulenten kinetischen Energie $\langle k \rangle$ fällt der für *r_02_c* gegenüber den anderen Fällen abweichende Verlauf auf: während die $\langle k \rangle_S$ (im Verhältnis zum den mit Faktor 10 vergrößert dargestellten $\langle k \rangle$) für *r_01_c* sehr gering ($\leq 4\%$ bei den $\langle k \rangle$ -Maxima) und auch für *r_03_c* moderat ($\leq 10\%$) ausfallen, treten für *r_02_c* ab $X \geq 4.0$ plateauartige Verläufe der Feinstrukturenergie mit relativ hohen Werten im Wand- ($Z \leq 0.3$) und im Außenbereich der Scherschicht ($0.7 \leq Z < 1.0$) zutage. In diesen Bereichen scheint sich die aus Kostengründen eingeführte Streckung, bzw. Stauchung des Gitters in z -Richtung (s.a. Abb. 5.3) negativ in Form eines erhöhten Feinstrukturanteils auszuwirken. Als Ergebnis zusätzlicher detaillierter Untersuchungen kann allerdings festgehalten werden, dass der Anteil von $\langle k \rangle_S$ an $\langle k \rangle$ für *r_02_c* auch in diesen Bereichen den (moderaten) Wert von 12% nicht überschreitet.

Zur Abrundung der LES-Validierung können die mittleren $\langle U \rangle$ und u_{rms} -Profile für die passiv beeinflussten Fälle *rf_01_c0*, *rf_02_c0* und *rf_03_c0* anhand von Abb. 5.13 ausgewertet werden. Mit abnehmender Gitterpunktanzahl werden die $\langle U \rangle$ -Profile in der Umgebung der abgerundeten Stufe bauchiger, d.h. der Geschwindigkeitsdefekt im Nachlauf des passiven Kontrollzauns wird in seiner Wirkung zu gering berechnet. Eine bessere Übereinstimmung der LES-Lösungen mit den verschiedenen fein aufgelösten Gittern als für die nicht beeinflusste

	$\langle X_{s\ f} \rangle$	$\langle X_{r2\ f} \rangle$	$\langle X_{r\ f} \rangle$	$\langle X_s \rangle$	$\langle X_r \rangle$
LES <i>rf_01_c0</i>	-4.5	-3.4	-0.4	2.7	4.5
LES <i>rf_02_c0</i>	-4.4	-3.4	-1.0	2.9	3.9
LES <i>rf_03_c0</i>	-4.4	-3.3	-1.5	2.8	4.1

Tab. 5.5: Mittlere Ablöse- ($\langle X_s \rangle$) und Wiederanlegepositionen ($\langle X_r \rangle$) für die passiv beeinflussten LES (Bezeichnungen analog zu Abb. 3.31 in Kap. 3.4.2)

Strömung lässt sich für die u_{rms} -Profile feststellen. Insbesondere in Wandnähe bei $X = 0.83$ und $X = 1.33$ weichen die u_{rms} -Profile für den am größten aufgelösten Fall *rf_03_c* weniger markant als für *r_03_c* von der entsprechenden Feingitterlösung ab. Ankommende ($X = -6.67$) und weggehende ($X = 23.33$) Strömung in (relativ) großer Entfernung von abgerundeter Stufe und Kontrollzaun zeigen kaum Abweichungen von den experimentellen Daten [179] bezüglich der Geschwindigkeitsprofile $\langle U \rangle$. Dagegen ist anhand der u_{rms} -Profile der stromauf gerichtete Einfluss der Stufe ($X_f = -4.0$) bei $X = -6.67$ leicht, der erhöhte Turbulenzgrad der passiv beeinflussten Außenströmung $1.0 < Z < 3.0$ bei $X = 23.33$ deutlich zu sehen.

Wie sensitiv die Bestimmung der mittleren Ablöse- und Wiederanlegeposition auch für den passiv beeinflussten Fall vom Gitter abhängt, verdeutlicht Tab. 5.5. Trotz der nur moderaten Abweichungen der $\langle U \rangle$ -Profile schwanken die $\langle X_r \rangle$ -Positionen beträchtlich: für *rf_02_c0* und *rf_03_c0* legt die Strömung im zeitlichen Mittel ca. eine halbe Stufenhöhe weiter stromauf wieder an als bei *rf_01_c0*. Dagegen zeigen die $\langle X_s \rangle$ -Positionen – im Gegensatz zur nicht beeinflussten Strömung – kaum Gitterabhängigkeit. Dies kann allerdings auch eine glückliche Verkettung mehrerer Fehler (bzw. Gitterabhängigkeiten) sein, zumal nur die ca. $4h$ weiter stromauf befindlichen Wiederanlegeposition $\langle X_{r\ f} \rangle$ des Rezirkulationsgebiets hinter dem Zaun einen deutlichen Trend aufweist: je feiner das Gitter, desto weiter stromab reicht $\langle X_{r\ f} \rangle$. Letztere Feststellung deckt sich mit den in Abhängigkeit von der Gitterauflösung mehr oder weniger bauchigen $\langle U \rangle$ -Profilen (s. Abb. 5.13). Die gute Übereinstimmung der mittleren sekundären Rezirkulationslänge $\langle X_{r2\ f} \rangle$ stromab des Zauns und des mittleren Ablösepunkts $\langle X_{s\ f} \rangle$ stromauf des Zauns⁷⁸ belegen, dass zumindest nicht die komplette abgelöste Strömung über den Zaun gitterabhängig berechnet wird und die wesentlichen Gittereinflüsse (und damit Fehler) erst im stromab gelegenen Teil der Rezirkulationszone des Zauns (mit den dort vorherrschenden energiereichen Strukturen) auftreten.

Betrachtet man abschließend die mit 3 Gittern berechnete Verkürzung der mittleren Rückströmlänge $\langle X_r \rangle - \langle X_s \rangle$ stromab der abgerundeten Stufe als Folge der passiven Beeinflussung, so ergibt sich leider kein eindeutiges Bild: -49% für das Gitter 01 (d.h. von *r_01_c* nach *rf_01_c0*), -71% für Gitter 02 und -28% für Gitter 03. Diese Abweichungen sind

⁷⁸Die Nomenklatur der Ablöse- und Wiederanlegepositionen entspricht Abb. 3.31 zu Kap. 3.4.2.

Ausdruck der Anhäufung verschiedener Fehlerquellen aus je zwei involvierten Simulationen, aber auch der – gegenüber der scharfkantigen Stufenüberströmung – wesentlich kleineren räumlichen Ausdehnung des Rezirkulationsgebiets (größere prozentuale Abweichungen bei gleichen absoluten Abweichungen) und mahnen zur Vorsicht bei der Auswertung der in Kap. 5.4 vorgestellten Parameterstudien verschiedener Beeinflussungsfälle, welche im Rahmen von LES mit dem Gitter 02 durchgeführt werden.

5.3.3 Bestimmung der Wandschubspannung entlang der Körperoberfläche im kartesischen Gitter

Bei Tremblay (2002) [193, 194] findet man keine Hinweise auf eine Möglichkeit zur Bestimmung der Wandschubspannung entlang von Körperoberflächen (z.B. des kreisrunden Zylinders) im kartesischen Gitter. Da die Bestimmung der Wandschubspannung aber die Grundlage für die Bestimmung der mittleren Ablöse- und Wiederanlegeposition und damit auch für die Messung des Erfolges der jeweiligen Beeinflussungsmethode ist, wird nachfolgend eine im Rahmen der vorliegenden Arbeit speziell darauf ausgerichtete *postprocessing*-Methode vorgestellt. Danach soll kurz auf Probleme, die bei der Anwendung dieser Methode auftreten, eingegangen werden.

Angewandte Methode Der für die Bestimmung der Wandschubspannung τ_w entlang einer beliebig gekrümmten Körperoberfläche im kartesischen Gitter relevante Gradient der tangential zur Wand verlaufenden Geschwindigkeitskomponente in Wandnormalenrichtung kann analog zu Gl. 3.5 näherungsweise durch den Quotienten aus der Tangentialgeschwindigkeit am wandnächsten Gitterpunkt und dem wandnormalen Abstand dieses Gitterpunkts von der Körperoberfläche abgeschätzt werden.

Zunächst wird dabei für jeden longitudinalen Index i der wandnächste Gitterpunkt im Fluid markiert. Für die so selektierten Gitterpunkte wird zunächst der kürzeste Abstand zur Körperoberfläche bestimmt. Der bei der hier verwendeten Konfiguration mit einer homogenen y -Richtung nur für die x - z -Ebene relevante Algorithmus ist in Abb. 5.4a skizziert. Für jeden wandnächsten Gitterpunkt (hier $P^{i,k}$) wird die gesamte Körperkontur, welche in Form eines funktionalen Zusammenhangs $Z_c(X)$ bekannt ist, in longitudinaler Richtung mit einer Schrittweite ΔX_{search} nach dem geringsten auftretenden Abstand $\Delta L_{c\ min}^{i,k}$ zwischen dem jeweiligen Suchpunkt $P_{c\ search}^{i,k}$ und $P^{i,k}$ abgesucht. Der Punkt $P_{c\ min}^{i,k}$, welcher den minimalen Abstand $\Delta L_{c\ min}^{i,k}$ zu $P^{i,k}$ besitzt, weist in seiner Verbindung zu $P^{i,k}$ (näherungsweise) in Wandnormalenrichtung. Die Schrittweite der Suche ΔX_{search} muss für eine genaue Bestimmung des Abstands $\Delta L_{c\ min}^{i,k}$ und der Position $P_{c\ min}^{i,k}$ entsprechend klein⁷⁹ gewählt werden.

⁷⁹Die Suchschrittweite wurde bei den hier untersuchten Fällen zu $\Delta X_{search} = 0.001$ gesetzt. Kleinere Werte von bis zu $\Delta X_{search} = 1.0 \cdot 10^{-8}$ ergaben keine nennenswerten Änderungen der ermittelten C_f -Verläufe.

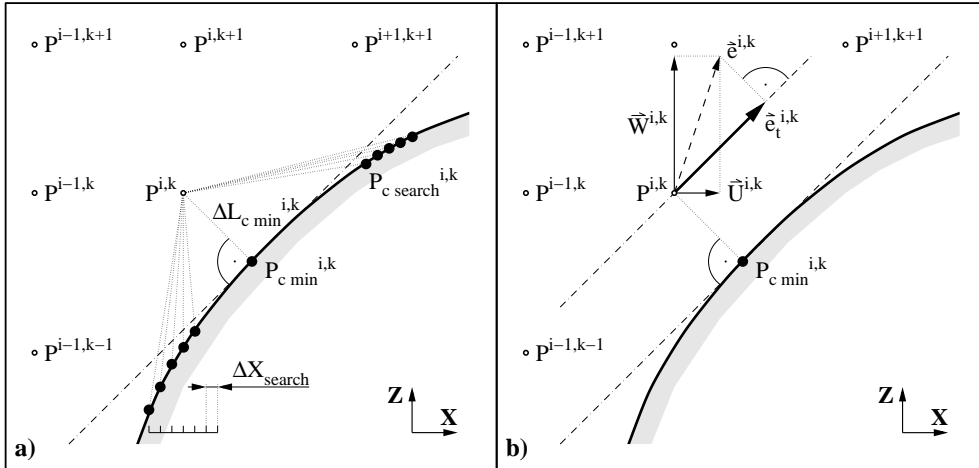


Abb. 5.4: Bestimmung des Wandreibungskoeffizienten C_f für eine beliebig gekrümmte Körperkontur $Z_c(X)$: a) Bestimmung des kürzesten Wandabstands $\Delta L_{c \min}$, b) Bestimmung der tangentialen Geschwindigkeit $|\vec{e}_t|$

Mithilfe des bestimmten Punkts $P_c^{i,k}$ kann dann der Betrag der tangential zur Körperkontur verlaufende Geschwindigkeitskomponente $|\vec{e}_t^{i,k}|$ bestimmt werden (s. Abb. 5.4b). Dazu wird am Punkt $P^{i,k}$ – unter der Voraussetzung einer in y -Richtung homogenen Konfiguration, d.h. keiner Krümmung der Körperoberfläche – die aus den bekannten longitudinalen ($\vec{U}^{i,k}$) und vertikalen ($\vec{W}^{i,k}$) Komponenten gebildete resultierende Geschwindigkeit $\vec{e}^{i,k}$ in Richtung der Wandtangente projiziert. Die Richtung der Wandtangente wird dabei aus der Normalen zur (näherungsweise) wandnormalen Verbindung zwischen $P^{i,k}$ und $P_c^{i,k}$ bestimmt.

Auftretende Probleme Der so verwendeten Bestimmung der Wandschubspannung liegen einige Annahmen zugrunde, deren Gültigkeit zumindest teilweise fraglich ist.

(1) So gilt die oben verwendete Abschätzung für die Wandschubspannung analog zu Gl. 3.5 nur, solange sich der wandnächste Gitterpunkt in der viskosen Unterschicht, d.h. im Bereich der Gültigkeit des *linearen Wandgesetzes* befindet. Für größere Wandabstände, d.h. wenn sich der wandnächste Gitterpunkt im Übergangs- oder im vollturbulenten Bereich befindet, müsste die Wandschubspannung über alternative Ansätze, z.B. über das explizit formulierte 1/7-Potenzgesetz (Werner (1991) [203]) oder über das implizit auflösbare logarithmische Wandgesetz bestimmt werden. Dass diese Bedingung z.B. für das Gitter 02 der abgerundeten Stufenüberströmung durchaus lokal verletzt sein kann, zeigen die relativ hohen Werte von ΔX_{\min}^+ , ΔZ_{\min}^+ , sowie die Tatsache, dass bei $Z = 1.0$ nur der erste Gitterpunkt auf dem Graphen des linearen Wandgesetzes (s. Abb. 5.5 zu Kap. 5.3.1) liegt.

(2) Bei momentaner *Rückströmung* ist das lineare Wandgesetz (für negative Wandschubspannungen) nicht mehr gültig, was weniger eine Folge der Rückströmung an sich, sondern des damit verbundenen großen lokalen Druckgradienten ist (Manhart (2001, 2002) [125, 126]).

Die Einbeziehung des lokalen Druckgradienten bei der Bestimmung der Wandschubspannung im Rückströmbereich würde daher zu einer weiteren Genauigkeitssteigerung führen.

(3) Für sehr dünne, bzw. marginal aufgelöste abgelöste Strömungsgebiete können nominell benachbarte Gitterpunkte in völlig verschiedenen *phänomenologischen Bereichen* liegen, die (gemäß den beiden obigen Punkten) verschiedene Methoden der Bestimmung der Wandschubspannung erfordern würden. Für die unmittelbare Umgebung der mittleren Ablöseposition $\langle X_s \rangle$ ist dies anhand des mittleren Strömungsfelds für den Fall $r_{02,c}$ ⁸⁰ in Abb. 5.14 dokumentiert. Zu erkennen sind – für die wandnächsten (!) Gitterpunkte – die teilweise (im zeitlichen Mittel) vorwärts gerichteten Geschwindigkeiten im abgelösten Scherschichtbereich und die teilweise rückwärts gerichteten Geschwindigkeiten im Rückströmbereich und deren unterschiedlich hohe – und damit zackig verlaufende – mittlere Wandschubspannung (bzw. mittlere Wandreibungskoeffizienten C_f).

Es kann davon ausgegangen werden, dass letztlich alle drei oben angeführten verletzten Annahmen bei der Wandschubspannungsbestimmung die Gründe für die in Abb. 5.14 dokumentierten, aber auch in Abb. 5.8 (zu Kap. 5.3.2) sichtbaren zackigen mittleren C_f -Verläufe ist. Natürlich treten diese Artefakte bei gröberen Gittern deutlicher zutage als bei feineren. Insbesondere die auf einer korrekten Bestimmung der Wandschubspannung basierende Bestimmung der Ablöse- und Wiederanlegeposition ist in ihrer Qualität beeinträchtigt. Für die mittlere Ablöseposition ist dies bereits an von Abb. 5.14 zu sehen, wobei klar wird, dass der für $r_{02,c}$ zuvor angegebene Wert von $\langle X_s \rangle = 1.4$ (s. Tab. 5.3 zu Kap. 5.3.2) einer gewissen Fehlertoleranz unterliegt.

Die ungenaue Wandschubspannungsbestimmung hat auch Rückwirkungen auf die Bestimmung der augenblicklichen (lateral gemittelten) Ablöse- und Wiederanlegepositionen. Deren genaue Bestimmung wäre beispielsweise bei der Anwendung eines Rückkopplungsalgorithmus (analog zu dem in Kap. 4 vorgestellten) von großer Bedeutung. Abb. 5.15 zeigt, dass die augenblickliche Ablöseposition für $r_{02,c}$, welche in einer ersten Näherung über die am weitesten stromauf gelegene Nullstelle des augenblicklichen C_f -Verlaufs definiert sein soll, als Folge der Ungenauigkeiten bestimmte (präferierte) Werte $X_s \approx \{1.25; 1.36; 1.45\}$ häufiger annimmt als andere, was der Realität natürlich nicht entspricht. Der zeitliche Verlauf der so ermittelten augenblicklichen (lateral gemittelten) Ablöseposition (s. Abb. 5.16), suggeriert demzufolge ein (unrealistisches) Verharren an bestimmten präferierten Werten und entsprechend sprunghaftes Wechseln. Dagegen deckt sich das zeitliche Verhalten der augenblicklichen Wiederanlegeposition, welche analog über die am weitesten stromab gelegene Nullstelle des C_f -Verlaufs definiert wird, durchaus mit anderen Studien (z.B. Wasistho und

⁸⁰Die dargestellten Probleme bei der Bestimmung der Wandschubspannung gelten auch für die anderen beiden verwendeten Gitter 01 und 03. Gerade in der Umgebung von $\langle X_s \rangle$ ist dies für die abgerundete Stufenüberströmung leicht einzusehen, wenn man das Strömungsfeld entsprechend stärker (01) oder weniger stark (03) vergrößert betrachtet.

Squires (2001) [199]). Die Wiederanlegeposition schwankt deutlich stärker und langwelliger im zeitlichen Verlauf als die Ablöseposition.

Als alternative Definition für die Erkennung der Ablöse- und Wiederanlegeposition sei abschließend noch eine integrale Methode vorgeschlagen: ausgehend von einer (willkürlich gewählten) festen Position im Innern des Rückströmgebiets (hier: $X = 3.5$) werden alle x -Intervalle mit negativem C_f -Wert stromauf der festen Position kumuliert und aus der Summe die Ablöseposition bestimmt. Für die Bestimmung der Wiederanlegeposition wird die Methode einfach stromab der festen Position angewandt. Die mit der integralen Methode bestimmbaren augenblicklichen Ablöse- und Wiederanlegeposition verlaufen deutlich weniger sprunghaft (s. Abb. 5.17) als die mit der Nullstellenmethode bestimmten. Auch findet man keine präferierten Ablösepositionen mehr vor. Nach wie vor gehen jedoch die Ungenauigkeiten bei der Wandschubspannungsbestimmung in die Bestimmung der Ablöse- und Wiederanlegeposition mit ein.

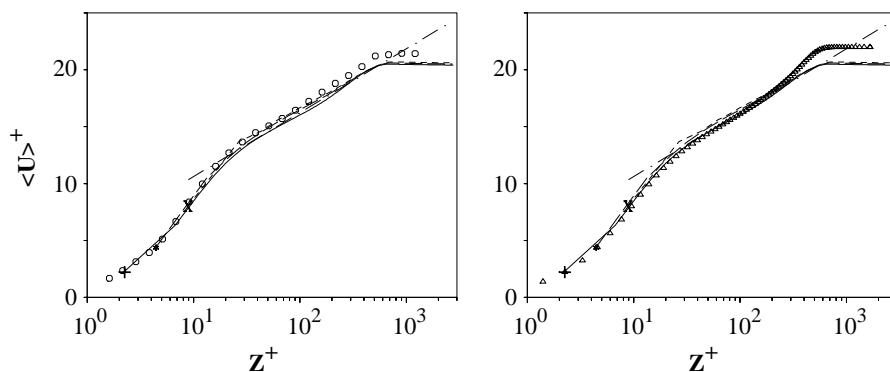


Abb. 5.5: Profil der mittleren Geschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung, $\langle U \rangle$ bei $X = -6.67$ für r_{01-c} (durchgezogene Linie und +, wandnächster Punkt), r_{02-c} (lang gestrichelte Linie und *, wandnächster Punkt), r_{03-c} (kurz gestrichelte Linie und X, wandnächster Punkt), Experiment von Song (2002) [179] (\circ , links) und DNS ($Re_\theta = 1410$) von Spalart (1988) [183] (\triangle , rechts); logarithmisches Wandgesetz $\langle U \rangle^+ = \frac{1}{0.41} \ln Z^+ + 5.0$ (strichpunktete Linie)

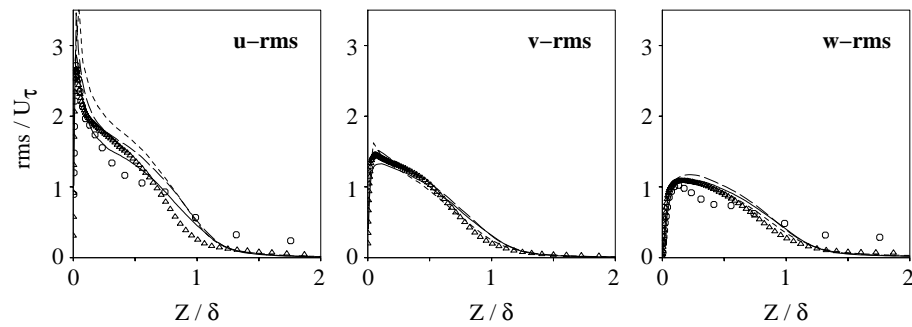


Abb. 5.6: *rms*-Profile der Geschwindigkeitsfluktuationen bei $X = -6.67$ für r_{01_c} (durchgezogene Linie), r_{02_c} (lang gestrichelte Linie), r_{03_c} (kurz gestrichelte Linie), Experiment von Song (2002) [179] (\circ) und DNS ($Re_\theta = 1410$) von Spalart (1988) [183] (\triangle)

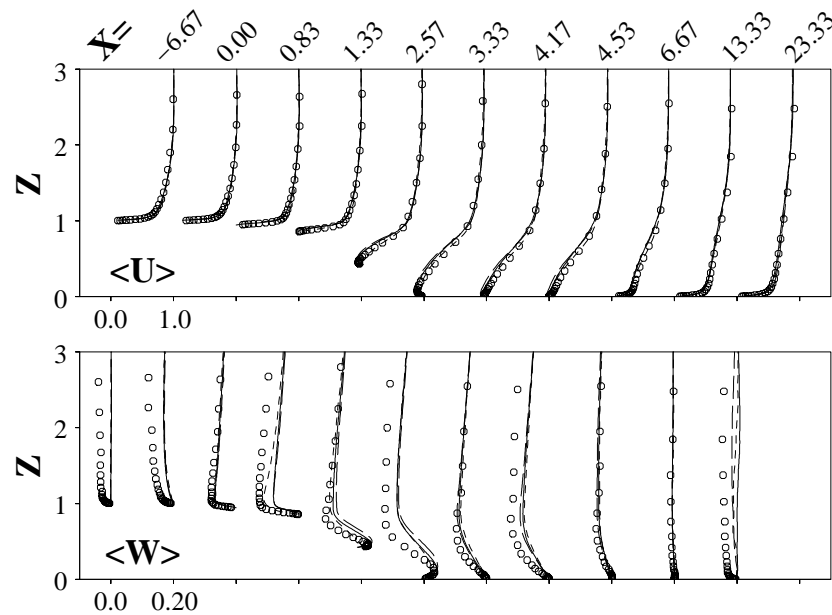


Abb. 5.7: Profile der mittleren Geschwindigkeitskomponenten in Hauptströmungsrichtung $\langle U \rangle$ und in vertikaler Richtung $\langle W \rangle$ für r_{01_c} (durchgezogene Linie), r_{02_c} (lang gestrichelte Linie), r_{03_c} (kurz gestrichelte Linie), Experiment von Song (2002) [179] (\circ)

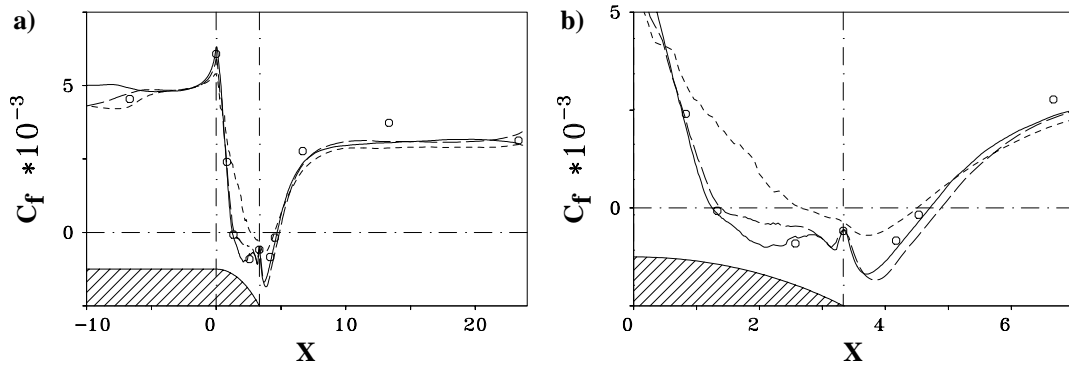


Abb. 5.8: Wandreibungskoeffizient C_f entlang der Körperkontur für r_{01_c} (durchgezogene Linie), r_{02_c} (lang gestrichelte Linie), r_{03_c} (kurz gestrichelte Linie), Experiment von Song (2002) [179] (\circ): a) Gesamtbereich; b) Umgebung der Ablösezone

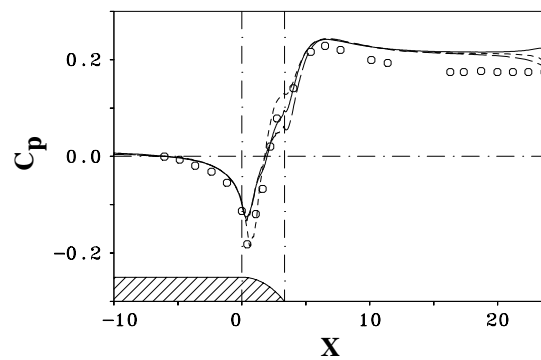


Abb. 5.9: Druckbeiwert C_p entlang der Körperkontur für r_{01_c} (durchgezogene Linie), r_{02_c} (lang gestrichelte Linie), r_{03_c} (kurz gestrichelte Linie), Experiment von Song (2002) [179] (\circ)

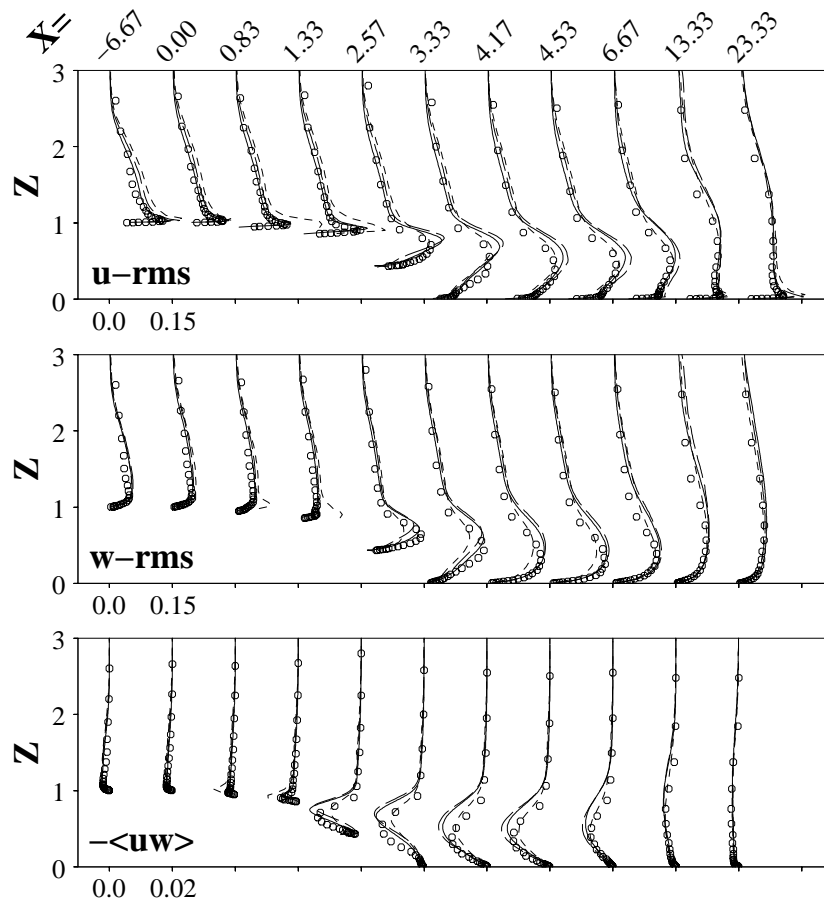


Abb. 5.10: Profile der Geschwindigkeitsfluktuationen in Hauptströmungsrichtung u_{rms} und in vertikaler Richtung w_{rms} und der Kreuzkorrelationen $-\langle uw \rangle$ für r_{01_c} (durchgezogene Linie), r_{02_c} (lang gestrichelte Linie), r_{03_c} (kurz gestrichelte Linie), Experiment von Song (2002) [179] (\circ)

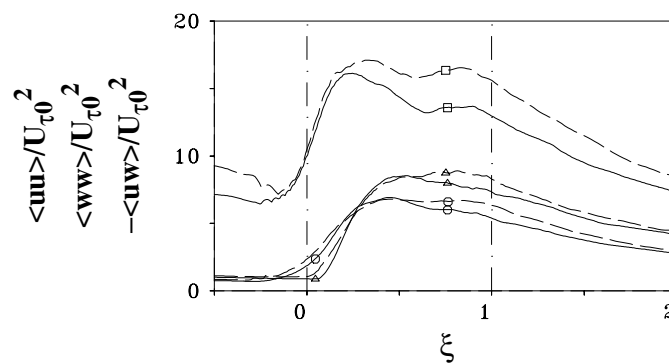


Abb. 5.11: Maxima der Geschwindigkeitsfluktuationen für r_{01_c} (durchgezogene Linien) und r_{02_c} (gestrichelte Linien) in Abhängigkeit von der normierten longitudinalen Position $\xi = \frac{X - \langle X_s \rangle}{\langle X_r \rangle - \langle X_s \rangle}$: \square , $\langle uu \rangle$; \triangle , $\langle ww \rangle$; \circ , $-\langle uw \rangle$; Normierung jeweils mit der Wandschubspannungsgeschwindigkeit $U_{\tau 0}$ bei $X = -6.67$

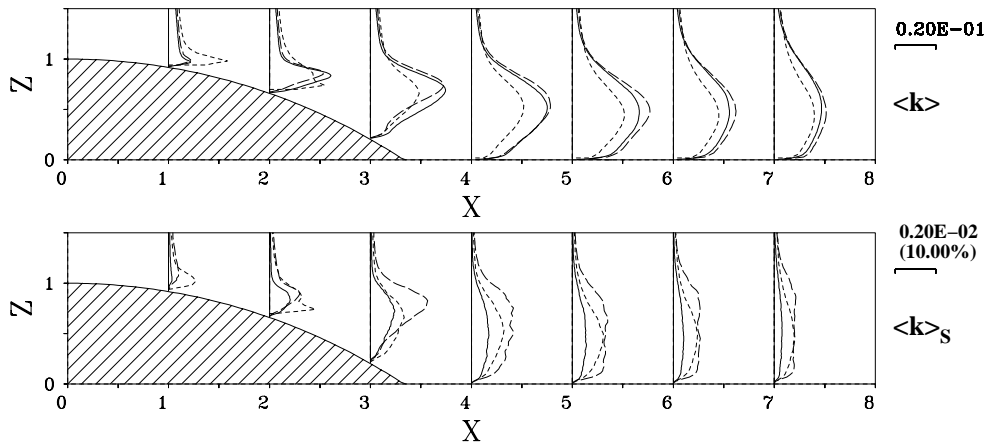


Abb. 5.12: Mittlere turbulente kinetische Energie $\langle k \rangle$ und dazugehöriger Feinstrukturanteil $\langle k_s \rangle$ für r_{01_c} (durchgezogene Linie), r_{02_c} (lang gestrichelte Linie) und r_{03_c} (kurz gestrichelte Linie)

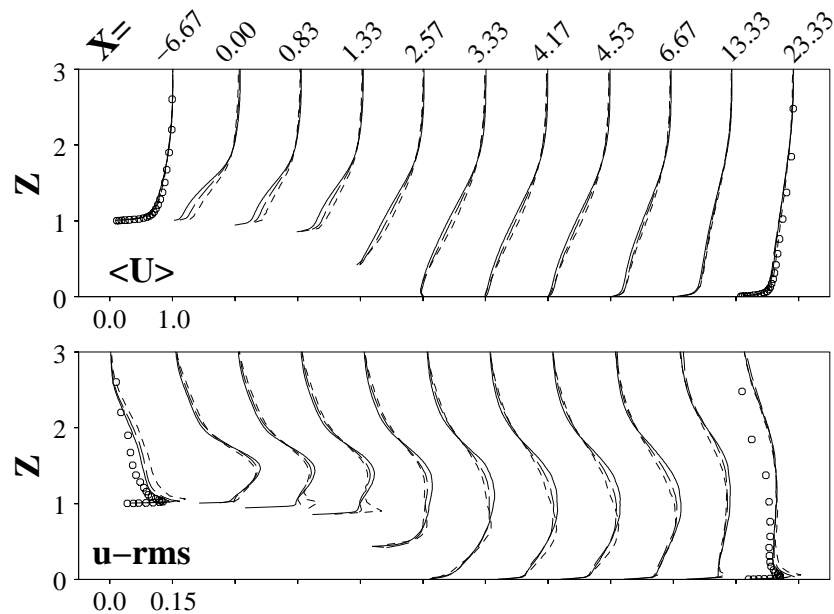


Abb. 5.13: Profile der mittleren Geschwindigkeitskomponente $\langle U \rangle$ und der Geschwindigkeitsfluktuationen u_{rms} in Hauptströmungsrichtung für rf_{01_c0} (durchgezogene Linie), rf_{02_c0} (lang gestrichelte Linie), rf_{03_c0} (kurz gestrichelte Linie) und das Experiment von Song (2002) [179] (\circ)

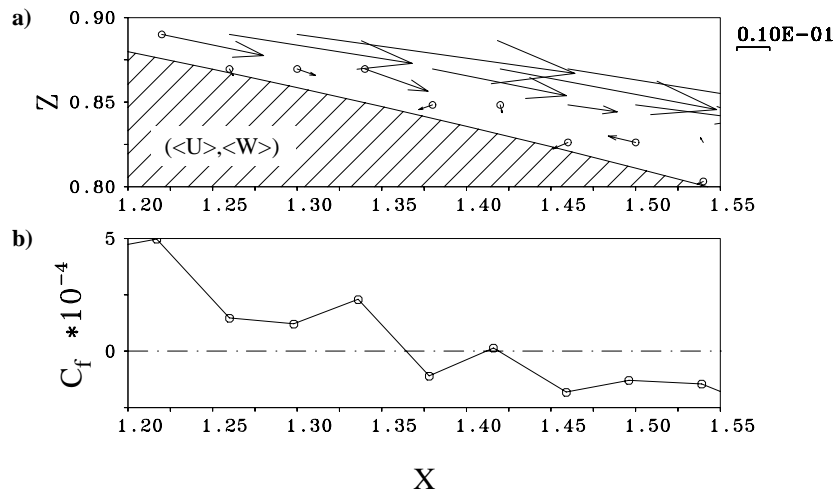


Abb. 5.14: Probleme bei der Bestimmung des mittleren Wandreibungskoeffizienten:

- a) mittlere Geschwindigkeitsvektoren in der Umgebung der Ablösestelle für Fall r_{02_c} (wandnächster Gitterpunkt mit \circ markiert)
- b) mittlerer Wandreibungskoeffizient C_f

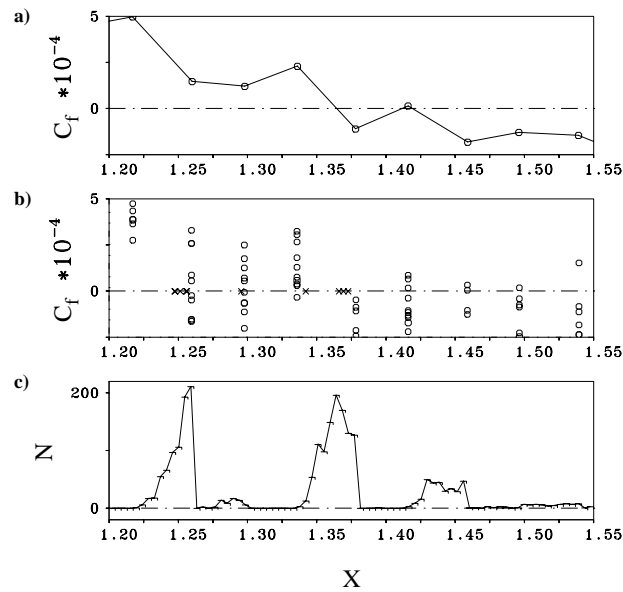


Abb. 5.15: Probleme bei der Bestimmung des augenblicklichen (lateral gemittelten) Wandreibungskoeffizienten:

- a) mittlerer Wandreibungskoeffizient C_f für Fall r_{02_c}
- b) augenblicklicher (lateral gemittelter) Wandreibungskoeffizient an 10 Zeitpunkten mit $\Delta t = 0.8$ (dazugehörige am weitesten stromauf gelegene Nulldurchgänge mit \times markiert)
- c) Histogramm der Lage der am weitesten stromauf gelegene Nulldurchgänge für die augenblicklichen (lateral gemittelten) Wandreibungskoeffizienten an 2387 Zeitpunkten mit $\Delta t = 0.08$

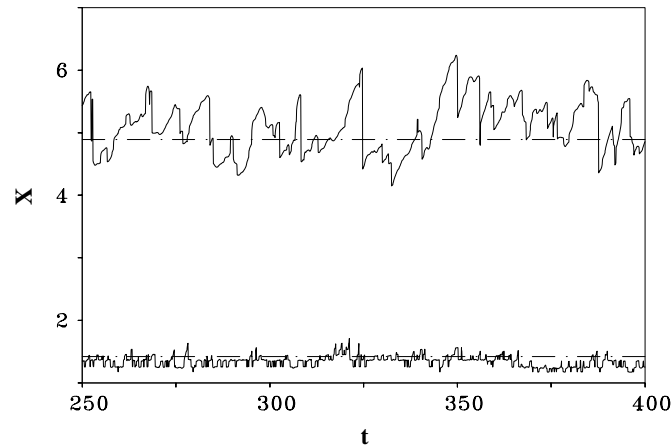


Abb. 5.16: Augenblickliche (lateral gemittelte) Lage der Ablösestelle (unten) und der Wiederanlegestelle (oben) für Fall r_{02_c} (Bestimmung nach der Nullstellenmethode); mittlere Ablöselänge $X_s = 1.4$, mittlere Wiederanlegelänge $X_r = 4.9$ (strichpunktierte Linien)

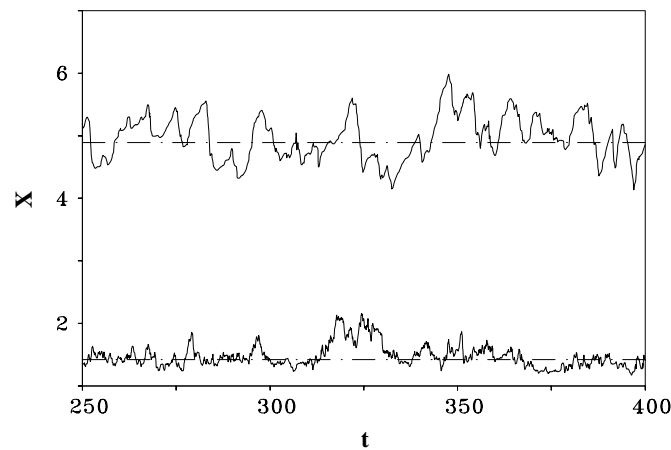


Abb. 5.17: Augenblickliche (lateral gemittelte) Lage der Ablösestelle (unten) und der Wiederanlegestelle (oben) für Fall r_{02_c} (Bestimmung nach der integralen Methode); mittlere Ablöselänge $X_s = 1.4$, mittlere Wiederanlegelänge $X_r = 4.9$ (strichpunktierte Linien)

5.4 Beeinflussung der abgerundeten Stufenüberströmung

Als Ergebnis der in Kap. 5.3 vorgestellten Validierung der LES der turbulenten Überströmung der abgerundeten Stufe bei $Re_h = 9100$ kann festgehalten werden, dass das Gitter 02 – trotz einiger Differenzen zum Experiment und zum feineren Gitter 01 (insbesondere bei passiver Beeinflussung) – den interessantesten Kompromiss zwischen der Genauigkeit der Lösung und einem für Parameterstudien (mit den derzeit zur Verfügung stehenden Ressourcen) vertretbaren Rechenaufwand bietet. Die Qualität der mit dem feineren Gitter 01 erzielbaren Ergebnisse ist zwar höher einzuschätzen, der Rechenaufwand steigt allerdings dementsprechend stark an. Die mit dem groben Gitter 03 berechneten Lösungen weichen, insbesondere im relevanten Bereich der Strömungsablösung stark von den Referenzwerten ab und stellen deshalb keine Alternative dar. Nachfolgend werden Parameterstudien zur passiven (Kap. 5.4.1) und aktiven (Kap. 5.4.2) Beeinflussung der abgerundeten Stufenüberströmung, welche im Rahmen von LES mithilfe des Gitters 02 durchgeführt wurden, vorgestellt. Als Referenzlösung dient jeweils der nicht beeinflusste Fall r_02_c . Zusammenfassend werden in Kap. 5.4.3 einige Gemeinsamkeiten und Unterschiede der Beeinflussungsmethoden dargestellt.

5.4.1 Passive Beeinflussung durch einen Kontrollzaun

Ausgehend von den Erfahrungen beim Einsatz der passiven Beeinflussungsmethode mit einem Zaun (analog zu Miao et al. (1991) [135]) für die scharfkantige Stufenüberströmung wurden 3 repräsentative Fälle für die abgerundete Stufe definiert.

Mittleres Strömungsfeld Die relevanten Beeinflussungsparameter (namentlich die Höhe des Zauns h_f und dessen longitudinale Position X_f stromauf der Stufe), sowie die berechneten mittleren Ablöse- und Wiederanlegepositionen und die Verkürzung der mittleren Rückströmlänge sind in Tab. 5.6 aufgelistet. Die deutlichen Verkürzungen der Rückströmlänge setzen sich aus markanten stromab gerichteten Verschiebungen der Ablöseposition gegenüber r_02_c (mit $\langle X_s \rangle = 1.4$) und etwas geringeren stromauf gerichteten Verschiebungen der Wiederanlegeposition zusammen. Das mittlere Rückströmgebiet erscheint als Folge der passiven Beeinflussung in die unmittelbare Umgebung des singulären Punkts (am Schnittpunkt vom abgerundeten Teil der Stufenkontur und der Bodenplatte) zurückgedrängt (s. Abb. 5.18). Je kürzer sich die Rückströmlänge für die verschiedenen passiv beeinflussten Fälle einstellt, desto geringer ist auch die vertikale Ausdehnung des Rückströmgebiets (gemessen z.B. über dem singulären Punkt $X = 3.33$). Außerdem sinkt dann auch der Betrag des minimalen Wandschubspannungskoeffizienten $|C_{f\ min}|$ (s. Abb. 5.19) und es herrscht eine geringere maximale Rückströmgeschwindigkeit vor. Der minimale Wandschubspannungskoeffizient $|C_{f\ min}|$ tritt jeweils stromab des singulären Punkts der Kontur bei $X = 3.33$ auf.

Fall	h_f	X_f	$\langle X_s \rangle$	$\langle X_r \rangle$	$\Delta(\langle X_r \rangle - \langle X_s \rangle)_{r \rightarrow rf}$
<i>rf_02_c0</i>	0.33 <i>h</i>	-4.0	2.9	3.9	-71%
<i>rf_02_c1</i>	0.20 <i>h</i>	-4.0	2.7	4.2	-57%
<i>rf_02_c2</i>	0.20 <i>h</i>	-2.0	2.8	4.0	-66%

Tab. 5.6: Kontrollparameter, mittlere Ablöse- ($\langle X_s \rangle$), Wiederanlegeposition ($\langle X_r \rangle$) und deren Abweichung von der berechneten (*r_02_c*) Rückströmlänge ($\langle X_r \rangle - \langle X_s \rangle$) für die passiv beeinflussten Fälle

Im einzelnen kann man mithilfe der Daten für die Rückströmcharakteristik (Tab. 5.6, Abb. 5.18 und Abb. 5.19) festhalten:

- Der bei $X_f = -4.0$ positionierte hohe Zaun $h_f = 0.33h$ erbringt eine stärkere Verkleinerung des Rückströmgebiets als der an der für $h_f = 0.20h$ günstigeren Position $X_f = -2.0$ (gegenüber $X_f = -4.0$) platzierte niedrige Zaun.
- Für den niedrigen Zaun $h_f = 0.20h$ bewirkt eine stufennähere Position $X_f = -2.0$ des Zauns ein kleineres Rückströmgebiet als $X_f = -4.0$.
- Mangels Ergebnissen zu weiteren Kombinationen der Kontrollparameter (h_f und X_f) kann nur vermutet werden, dass die optimale Zaunposition X_f für den hohen Zaun $h_f = 0.33h$ weiter stromauf des abgerundeten Stufenteils als für den niedrigeren Zaun $h_f = 0.20h$ liegt. Diese Vermutung wird maßgeblich von den im Rahmen der Optimierungsstudien zur scharfkantigen Stufenüberströmung für die passive Kontrolle (s. Abb. 4.8 zu Kap. 4.4) erzielten Ergebnissen gestützt, welche zeigen, dass bei Platzierung des Zauns stromauf eines gewissen Mindestabstands zur Stufe die Reduktionswirkung (für X_r) geringfügig nachlässt.

Die in Abb. 5.20 dargestellten mittleren u_{rms} -, w_{rms} - und $-\langle uw \rangle$ -Profile ermöglichen eine Analyse der Turbulenzstruktur der passiv beeinflussten Strömung im Vergleich zum (ungestörten) Referenzfall *r_02_c*. Im Bereich der abgerundeten Stufe (Profile bis $X \leq 3.0$) bewirkt die passive Beeinflussung eine Anhebung der Turbulenzenergie in Wandnähe, während die wandnahe Turbulenzenergie nach Erreichen der Bodenplatte ($X \geq 4.0$) insbesondere in der Umgebung des Wiederanlegeposition auf deutlich reduziertem Niveau liegt. Die scharfen, die abgelöste Scherschicht kennzeichnenden u_{rms} - und $-\langle uw \rangle$ -Maxima (bei $X = \{2.0; 3.0\}$) gehen in flachere Bereiche erhöhter Turbulenzenergie mit geringeren Maximalbeträgen, insbesondere aber markant erhöhter Außenturbulenz über. Letzterer Punkt konnte bereits für die passiv beeinflusste scharfkantige Stufenüberströmung (Fall *sf_01_d*, s. Abb. 3.41 zu Kap. 3.5.1) festgestellt werden. Die Außenturbulenz ist für den Fall *rf_02_c0* mit dem hohen

Kontrollzaun $h_f = 0.33h$ von allen passiv beeinflussten Fällen am höchsten und reicht am weitesten in den Bereich des (wandfernen) Umgebungsfluids hinein. Befindet sich der niedrige Zaun $h_f = 0.20h$ näher zur Stufe ($X_f = -2.0$, d.h. ist die Beeinflussung erfolgreicher), so erreichen die (relativ flachen) u_{rms} -, w_{rms} - und $-\langle uw \rangle$ -Maxima höhere Werte und befinden sich in größerer Wandentfernung als für den Fall rf_02_c1 mit $X_f = -4.0$. Diese Tendenzen lassen sich mit den konvektiv transportierten Spätfolgen der sich je nach Höhe und Position des Zauns unterschiedlich befindlichen ablösenden Scherschicht vom Dach des Zauns erklären.

Augenblicksaufnahmen Anhand der in Abb. 5.21 dargestellten Verteilung der lateralen Wirbelstärke ω_y kann die Auswirkung der passiven Beeinflussung auf das Momentanströmungsfeld beobachtet werden. Der Kontrollzaun bewirkt einen verstärkten Eintrag von Turbulenz (hier zu sehen in Form erhöhter Beträge von ω_y) in die ankommende Grenzschicht. Der Mechanismus der Ablösung wird durch den erhöhten Turbulenzeintrag verändert. Für die nicht beeinflusste Strömung r_01_c ist die ablösende Scherschicht analog zur scharfkantigen Stufenüberströmung als eine Art Zunge mit erhöhten ω_y im Bereich $X = [1.0; 2.0]$ sichtbar, welche sich weiter stromab einerseits in immer kleinskaligere Turbulenzballen verästelt, andererseits die Bildung, bzw. das Auswerfen großskaliger Wirbelstrukturen mit Ausdehnungen in der Größenordnung der Stufenhöhe (in Abb. 5.21a z.B. bei $X \approx 4.0$) zur Folge hat. Bei der passiv beeinflussten Strömung lässt sich (zumindest anhand von Abb. 5.21b) eine solche Zunge nicht explizit erkennen. Das stromab der Stufe für rf_01_c0 sichtbare Strömungsfeld enthält großskalige Strukturen, deren räumliche Ausdehnung größer als jene der Strukturen der nicht beeinflussten Strömung r_01_c ist.

Einen detaillierteren Einblick speziell in den Prozess der Strömungsablösung gewährt die in Abb. 5.22 dargestellte Verteilung des augenblicklichen Wandreibungskoeffizienten auf der Oberfläche der (in lateraler Richtung expandiert dargestellten) Körperkontur $Z_c(X)$. Im Bereich stromauf der Ablösung treten für r_01_c keine nennenswerten, für rf_01_c0 deutlich erkennbare Schwankungen des lateral gemittelten augenblicklichen C_f -Verlaufs zutage (s. oberer Teil von Abb. 5.22). Die auf die Körperoberfläche projizierte augenblickliche C_f -Verteilung zeigt für r_01_c ein stark von Eigenschaften der ankommenden Grenzschicht diktiert Ablöseverhalten. Die energiereichen langgestreckten charakteristischen „streaks“, welchen eine typische laterale Erstreckung von $\Delta Y^+ \approx 100$ (bzw. umgerechnet $\Delta Y \approx 0.2$) zugeschrieben wird, sind als „Fußabdrücke“ der Grenzschicht in der Umgebung der Ablösestelle $X \approx [0.0; 1.5]$ für r_01_c mit eben dieser ungefähren lateralen Ausdehnung zu beobachten (s. unterer Teil von Abb. 5.22). Die Dominanz dieser – gegenüber stromab der Ablösezone – relativ kleinskaligen Strukturen bewirkt eine (relativ) große Homogenität in Spannweitenrichtung im Ablösebereich und damit auch das Fehlen nennenswerter Schwankungen im lateral gemittelten augenblicklichen C_f -Verlauf. Dagegen dominieren für rf_01_c0 als Folge der im Nachlauf des Kontrollzauns vollzogenen Umwälzung der Grenzschicht bereits strom-

auf der Ablösestelle die großskaligen Strukturen⁸¹. Das Ende des Rückströmgebiets in der Umgebung der Wiederanlegeposition ist für r_{01_c} und rf_{01_c0} gleichermaßen geprägt von großskaligen Strukturen beträchtlicher longitudinaler und spannweitischer Ausdehnung.

Die Darstellung der Druckfluktuationen p' in Abb. 5.23 vervollständigt die für die Augenblicksaufnahmen der Strömungsfelder des nicht beeinflussten und des passiv beeinflussten Falls getroffenen Aussagen in der dreidimensionalen Sichtweise. Deutlich erkennbar ist wiederum das Einbringen von Turbulenz in die ankommende Grenzschicht durch den Kontrollzaun. Die stromab der abgerundeten Stufe entstehenden großskaligen Wirbelstrukturen zeichnen sich für r_{01_c} und rf_{01_c0} durch eine (zumindest teilweise erkennbare) geneigte, bogenförmige charakteristische Form aus. Diese Strukturen sind eine typische Erscheinung für abgelöste und wiederanlegende Strömungen, deren „hartnäckiges“ Fortbestehen stromab der Wiederanlegezone als ein entscheidender Grund für die zögerliche Relaxation der longitudinalen Geschwindigkeitsprofile in gewöhnliche Grenzschichtprofile gesehen werden kann (Dubief und Delcayre (2000) [47]).

Analysen von Zeitreihen Die Energiespektren der zeitlichen Signale der vertikalen Geschwindigkeitsfluktuationen $w'(t)$ an 8 verschiedenen Positionen, welche in etwa der Position der Trennstromlinie, bzw. der *rms*-Maxima im Scherschichtzentrum entsprechen, sind in Abb. 5.24 dargestellt. Mit Ausnahme der Positionen P1 (stromauf der Ablöseposition) und P2 unterscheiden sich die Spektren des nicht beeinflussten Falls r_{02_c} und des passiv beeinflussten Falls rf_{02_c0} nur geringfügig. Die ankommende (Position P1) passiv beeinflusste Strömung ist gekennzeichnet durch energiereiche großskalige (d.h. vorwiegend langwellige) Strukturen. Dagegen zeigt das Spektrum für r_{02_c} bei P1 eine für eine turbulente Grenzschicht in Wandnähe typische Form (s. z.B. Farabee und Casarella (1991) [51]), wenngleich die Spektralenergien für alle dargestellten Spektren einer gewissen Unschärfe aufgrund einer zu geringen Stichprobenanzahl (verglichen z.B. mit den in Kap. 3.5.4 zur scharfkantigen Stufenüberströmung vorgestellten Spektralanalysen) unterliegen. An der Position P2, welche sich stromab von $\langle X_s \rangle$ des Falls r_{02_c} , aber noch stromauf von $\langle X_s \rangle$ für rf_{02_c0} befindet, deutet sich für die abgelöste Strömung r_{02_c} ein schwach erkennbares lokales Energiemaximum bei $St \approx 0.4$ für die aufrollende Scherschicht (Kelvin-Helmholtz-Instabilität) an, während für rf_{02_c0} nur noch im niederfrequenten Bereich $St < 0.1$ deutlich erhöhte Energien (gegenüber r_{02_c}) zu beobachten sind. Bei P3 lässt sich für rf_{02_c0} kein Anzeichen für das Aufrollen der (hier bereits) abgelösten Scherschicht erkennen, was allerdings auch an einem zu großen vertikalen Wandabstand dieses Messpunkts liegen kann.

Die stromab von P3 nur geringfügig voneinander abweichenden Spektren der Fälle r_{02_c}

⁸¹Mithilfe von Animationen des zeitlich veränderlichen projizierten C_f -Verlaufs können dabei die in diesem Bereich für die passiv beeinflusste Strömung deutlich stärker ausgeprägten turbulenten Schwankungsbewegungen visualisiert werden, besonders diejenigen in lateraler Richtung, welche für r_{01_c} äußerst gering ausfallen.

und rf_{02_c0} erreichen ungefähr bei P5 im Bereich der Wiederanlegezone ihre höchsten Maximalenergien und flachen danach zögernd ab (s. Abb. 5.24). Zwischen den Spektren bei P8 ($X = 8.5$) und dem Spektrum der ankommenden turbulenten Grenzschicht bei P1 für r_{02_c} lassen sich (bei einem vertikalen Wandabstand in derselben Größenordnung) jedoch noch gravierende Unterschiede in Form stark erhöhter maximaler Spektralenergien bei P8 feststellen. Diese Dominanz der vorwiegend niederfrequenten Vorgänge bei P8 (bei gleichzeitig geringere Anteil an hochfrequenten Vorgängen mit $St > 1.5$) deutet den nur zögerlich verlaufenden Zerfallsprozess der großskaligen kohärenten Wirbelstrukturen an, die aufgrund der Stufe (bzw. zusätzlich des passiven Kontrollzauns) entstanden sind. Noch weiter stromab (von P8) entstehen wieder die für eine gewöhnliche turbulente Grenzschicht (mit entsprechend anderer spektraler Energieverteilung) typischen Strukturen (z.B. „streaks“, „hair pin“-Wirbel). Die innerhalb und stromab des abgelösten Strömungsbereichs (d.h. stromab von P3) analysierten Spektren decken sich qualitativ mit denen der scharfkantigen Stufenüberströmung (s. Kap. 3.5.4).

5.4.2 Aktive Beeinflussung durch einen oszillierenden Wandstrahl

Bei der Umsetzung der (in Kap. 3 und Kap. 4 analysierten) verschiedenen Beeinflussungsmethoden von der scharfkantigen auf die abgerundete Stufenkonfiguration tritt ein gravierender Unterschied auf: während der stromauf der Stufe positionierte passive Kontrollzaun direkt auf den abgerundeten Stufenfall übertragbar ist, bietet die Positionierung des oszillierenden Wandstrahls an der (scharfkantigen) Stufenkante eine gewisse Zweideutigkeit⁸². Im Rahmen von Parameterstudien muss somit bei der Bestimmung einer (zumindest annähernd) optimalen aktiven Konfiguration für die abgerundete Stufenüberströmung, welche gemäß den in Kap. 5.1 getroffenen Zielvorgaben zu einer größtmögliche Verkürzung der Rückströmlänge (bei geringstmöglichem Energieaufwand) führen soll, die Anregungsposition X_b mit berücksichtigt werden.

Die in Tab. 5.7 aufgelisteten Daten der (aktiven) Beeinflussungsparameter inklusive den erzielten Rückströmlängen, sowie die in Abb. 5.25 dargestellten Verteilungen der mittleren Geschwindigkeitskomponente in Hauptströmungsrichtung $\langle U \rangle$ belegen, dass:

- bei hoher Anregungsamplitude ($A_b = 0.50U_\infty$) und konstanter Anregungsfrequenz ($St_b = 0.20$) die Positionierung des oszillierenden Wandstrahls bei $X_b = 1.3$ eine signifikant stärkere Verkürzung (bzw. sogar völlige Auslöschung) des Rückströmgebiets (von -37% nach -100%) gegenüber der Positionierung bei $X_b = 0.0$ zur Folge hat.

⁸²Es kann nicht mit Sicherheit gesagt werden, ob für den oszillierenden Wandstrahl die absolute Position $X = 0.0$ oder die relative Position zum abgelösten Strömungsgebiet (von der scharfkantigen auf die abgerundete Stufenkonfiguration) übertragen werden kann.

Fall	St_b	A_b	X_b	α_b	$\langle X_s \rangle$	$\langle X_r \rangle$	$\Delta(\langle X_r \rangle - \langle X_s \rangle)_{r \rightarrow rb}$
<i>rb_02_c0</i>	0.20	$0.50U_\infty$	0.0	90	2.3	4.5	-37%
<i>rb_02_c1</i>	0.05	$0.50U_\infty$	0.0	90	2.1	4.6	-29%
<i>rb_02_c2</i>	0.20	$0.50U_\infty$	1.3	78	—	—	-100%
<i>rb_02_c3</i>	0.20	$0.20U_\infty$	1.3	78	2.4	4.3	-46%
<i>rb_02_c4</i>	0.05	$0.20U_\infty$	1.3	78	1.5	4.9	-3%
<i>rb_02_c5</i>	0.10	$0.20U_\infty$	1.3	78	1.5	4.8	-6%

Tab. 5.7: Kontrollparameter, mittlere Ablöse- ($\langle X_s \rangle$), Wiederanlegeposition ($\langle X_r \rangle$) und deren Abweichung von der berechneten (*r_02_c*) Rückströmlänge ($\langle X_r \rangle - \langle X_s \rangle$) für die aktiv beeinflussten Fälle

- bei konstanter Anregungsposition $X_b = 1.3$ und konstanter Anregungsfrequenz ($St_b = 0.20$) eine deutliche Reduzierung des Energieaufwands, d.h. der Anregungsamplitude A_b (von $0.50U_\infty$ nach $0.20U_\infty$), auch eine deutliche Reduzierung des Beeinflussungserfolgs (von -100% nach -46%) bewirkt.
- das Rückströmgebiet unabhängig von der Anregungsposition X_b und der Amplitude A_b bei Anregung mit $St_b = 0.20$ stärker verkürzt wird als bei Anregung mit $St_b = 0.05$.
- bei konstanter Anregungsfrequenz ($St_b = 0.20$) für die Positionierung bei $X_b = 1.3$ trotz Reduzierung des Energieaufwands gegenüber der Konfiguration mit $X_b = 0.0$ um über die Hälfte ($0.20U_\infty$ gegenüber $0.50U_\infty$) immer noch eine größere Verkürzung der Rückströmlänge (-46% gegenüber -37%) erzielt wird.
- die Sensitivität bezüglich der (möglichst optimalen) Auswahl einer (günstigen) Anregungsfrequenz St_b an der effektiveren Anregungsposition $X_b = 1.3$ höher ist als bei $X_b = 0.0$, was zu sehen ist am stärkeren Abfall der Verkürzung von *rb_02_c3* ($St_b = 0.20$, $\Delta = -46\%$) nach *rb_02_c4* ($St_b = 0.05$, $\Delta = -3\%$) gegenüber der Veränderung von *rb_02_c0* ($St_b = 0.20$, $\Delta = -37\%$) nach *rb_02_c1* ($St_b = 0.05$, $\Delta = -29\%$).
- mit der Anregungsfrequenz $St_b = 0.10$ (Fall *rb_02_c5*) eine nur unwesentlich stärkere Reduktion des Rückströmgebiets gegenüber $St_b = 0.05$ (Fall *rb_02_c4*) erzielt werden kann (-6% gegenüber -3%), welche somit immer noch markant unter dem Wert für $St_b = 0.20$ ($\Delta = -46\%$) liegt.

Die Schlussfolgerung aus der massiven Effektivitätssteigerung bei Änderung der Anregungsposition X_b kann somit formuliert werden: optimal hinsichtlich einer maximalen Verkürzung des Rückströmgebiets unter möglichst effektiver Ausnutzung der Anregungsenergie ist eine Positionierung in der Nähe der mittleren Ablöseposition $\langle X_s \rangle$. Dieses Erkenntnis deckt sich mit der bei Hsiao et al. (1990) [80] für die (lokale) Beeinflussung (per interner, zeitlich oszil-

lierender Anregung) der Druckverteilung, des Widerstands- und Auftriebsbeiwerts an einem Tragflügelprofil, bzw. einem Zylinder erzielten Schlussfolgerung.

Die Frage, ob die effektivste ($St_b = 0.20$) der analysierten Anregungsfrequenzen bereits (zumindest annähernd) der optimalen Frequenz für eine maximale Verkürzung der Rückström-länge entspricht, kann nicht ohne weiteres beantwortet werden. Für die nicht beeinflusste Strömung beträgt die Impulsverlustdicke $\theta \approx 0.11$ am Ablösepunkt $\langle X_s \rangle$. Bezogen auf θ beträgt die effektivste Anregungsfrequenz ($St_b = 0.20$) damit $St_\theta = 0.022$ und unterscheidet sich damit vom charakteristischen Wert $St_\theta \approx 0.01$ für die scharfkantige Stufenkonfiguration (s. Kap. 4.5). Diesem Wert würde dagegen eher die (deutlich weniger Beeinflussungserfolg erbringende) Anregungsfrequenz $St_b = 0.10$ bezogen auf die Impulsverlustdicke θ ($St_\theta = 0.011$) entsprechen⁸³. Ob die bei Chun und Sung (1996) [31] und in Kap. 4.5 für die scharfkantige Stufenüberströmung festgestellte optimale Anregungsfrequenz $St_\theta \approx 0.01$ *universell* auf verschiedenste Konfigurationen aktiv beeinflusster, abgelöster Strömungen anwendbar ist, ist jedoch nicht erwiesen und scheint durch die vorliegenden Ergebnisse widerlegt. In der Literatur findet man nach Kenntnisstand des Autors keine relevanten Hinweise zu dieser Frage. Huppertz und Fernholz (2002) [83] bestimmen die optimale Anregungsfrequenz für eine am Dach des Zauns manipulierte turbulente Zaunüberströmung zu $St_\theta \approx 0.018$ ⁸⁴. Für die zur abgerundeten Stufe geometrisch ähnlicheren Konfigurationen des Zylinders und des Tragflügelprofils bei Hsiao et al. (1990) [80] liegen zwar Angaben zur optimalen Anregungsfrequenz ($St = 1.0 \dots 3.0$), allerdings keine zur – für die entsprechende Skalierung dieses Frequenzbereichs nötige – Impulsverlustdicke θ an der Ablöseposition vor.

Keine Aussagen können bezüglich des Einflusses des Neigungswinkels α_b des oszillierenden Wandstrahls relativ zur jeweiligen (oberflächenbezogenen) tangentialen Strömungsrichtung getroffen werden. Der Neigungswinkel α_b ist jeweils so gewählt, dass der Wandstrahl genau *senkrecht* zur Oberfläche (an der jeweiligen Position X_b) auf die Strömung einwirkt.

Zusätzlich zur Struktur des mittleren Geschwindigkeitsfelds $\langle U \rangle$ in Abb. 5.25 zeigen die in

⁸³Die Bestimmung der Impulsverlustdicke θ stellt eine gewisse Ungenauigkeit bei der Normierung der Frequenz gemäß $St_\theta = f \cdot \theta / U_\infty$ dar. So treten bei der abgerundeten Stufe z.T. erhebliche Unterschiede in den Impulsverlustdicken zwischen nicht beeinflusstem und (aktiv) beeinflusstem Fall auf. Für die scharfkantige Stufe sind diese Werte (an der Stufenkante) nahezu identisch, sodass genauere phänomenologische Unterscheidungen überflüssig sind. Beim angeregten abgerundeten Stufenfall *rb_02_c3* liegt z.B. die bei $\langle X_s \rangle$ gemessene Impulsverlustdicke bei $\theta \approx 0.18$, also deutlich über dem – für die Umrechnung als gültig angenommenen – Wert für *r_02_c* (mit entsprechend weiter stromauf gelegenem $\langle X_s \rangle$). Die Umrechnung der effektivsten Anregungsfrequenz $St_b = 0.20$ ergibt damit einen Wert von $St_\theta = 0.036$, was noch über dem oben abgeschätzten Wert von $St_\theta = 0.022$ liegt. Die Behauptung, dass die *optimale Anregungsfrequenz* für die abgerundete Stufe *größer als* $St_\theta \approx 0.01$ ist, scheint damit ausreichend untermauert. Ferner kann die Gültigkeit dieser Aussage auch für an der Anregungsposition X_b (des beeinflussten Falls) statt an der mittleren Ablöseposition $\langle X_s \rangle$ gemessene Impulsverlustdicken bestätigt werden.

⁸⁴Einige Ungenauigkeiten ergeben sich bei Huppertz und Fernholz (2002) [83] nach Meinung des Autors allerdings bei der Bestimmung der Impulsverlustdicke θ an der Ablöse- bzw. Anregungsposition.

Abb. 5.26 dargestellten C_f -Verläufe entlang der Stufenkontur einige erwähnenswerte Effekte der aktiven Anregung. So fällt auf, dass für die Fälle mit $X_b = 1.3$ unmittelbar stromab der Anregungsposition ein lokales C_f -Minimum auftritt. Insbesondere der Fall *rb_02_c3* dürfte in dieser Hinsicht einen *Grenzfall* darstellen, da (lokal) für $X \approx 1.5$ *fast* Rückströmung auftritt, die (mittlere) Strömungsablösung aber unterbleibt und erst deutlich weiter stromab bei $\langle X_s \rangle = 2.4$ auftritt. Die zwischen Anregungsposition X_b und Ablöseposition $\langle X_s \rangle$ von der aktiven Beeinflussung bewirkten lokalen Veränderungen der Strömung scheinen weiter stromab mit der geringeren Rückströmintensität, bzw. der weiter stromauf verschobenen Wiederanlegeposition $\langle X_r \rangle$ im Zusammenhang zu stehen. Ist die Strömung – wie im Referenzfall *r_02_c* – erst einmal abgelöst ($\langle X_s \rangle \approx X_b$), z.B. aufgrund einer ungünstigen Anregungsfrequenz ($St_b = 0.05$ im Fall *rb_02_c4*), so findet man im Rückströmbereich allenfalls marginale Verringerungen der Rückströmintensität vor. Dagegen weist der mit der höheren Amplitude ($A_b = 0.50U_\infty$) angeregte Fall *rb_02_c2* stromab von X_b , d.h. stromab des C_f -Minimums, eine deutliche Erholung in Form von hohen, grenzschichtähnlichen C_f -Werten (bei $X \approx 2.0$) auf, ehe sich dann die immer stärkere Krümmung der Stufenkontur in Form eines erneuten, des globalen C_f -Minimums, welches jedoch nicht in den Rückströmbereich ($C_f < 0$) reicht, bemerkbar macht⁸⁵. Für Anregungen bei $X_b = 0.0$ (s. Abb. 5.26a) sind der Strömung im Bereich der Stufenkrümmung (d.h. der Ablöseposition) die erzwungenen Veränderungen bereits aufgeprägt worden, sodass die Verminderung der Rückströmintensität im Rückströmgebiet, bzw. die Verkürzung der Rückströmlänge, gewissermaßen nur noch von der Güte der stromauf eingebrachten (quasi-globalen) Strömungsumwälzungen (d.h. einer möglichst optimalen Parameterkombination von St_b und A_b) und nicht mehr von lokalen Effekten abhängt. Dieser grundlegende Unterschied dürfte auch der Grund für die deutlich stärkere Streuung der Beeinflussungserfolge für Anregungen bei $X_b = 1.3$ gegenüber $X_b = 0.0$ je nach gewähltem St_b und A_b sein.

Für alle vorgestellten aktiv beeinflussten Fälle kann anhand der mittleren u_{rms} -, w_{rms} - und $-\langle uw \rangle$ -Profile (s. Abb. 5.27 für $X_b = 0.0$ und s. Abb. 5.28 für $X_b = 1.3$) als wesentlicher Unterschied zur passiven Beeinflussung festhalten werden, dass keine zusätzliche Außenturbulenz in (wandferne) Bereiche des Umgebungsfluids eingebracht wird⁸⁶. Ebenfalls verallgemeinern kann man die Beschreibung der Turbulenzstruktur für alle (deutlich⁸⁷) erfolgreich aktiv beeinflussten Fälle, wenn man vom Sonderfall *rb_02_c2* mit totaler Auslöschung des Rückströmgebiets absieht:

⁸⁵Analog zu den beschriebenen Auswirkungen der aktiven Anregung stromab von X_b ist der *stromauf* gerichtete Einfluss der Anregung ebenfalls umso größer, je kleiner das Rückströmgebiet als Folge der Beeinflussung ist.

⁸⁶Für den wenig erfolgreich aktiv beeinflussten Fall *rb_02_c4* muss diese Aussage eingeschränkt werden, wengleich der zusätzliche Beitrag zur Außenturbulenz sehr gering und v.a. deutlich geringer als für die passiv beeinflussten Fälle ausfällt (s. Abb. 5.28).

⁸⁷Der Fall *rb_02_c4* muss wiederum von nachfolgenden Aussagen ausgenommen werden, weist aber im Wesentlichen dieselbe Turbulenzstruktur wie der Referenzfall *r_02_c* auf (s. Abb. 5.28).

- Unabhängig von X_b sind die wandnahen u_{rms} -, w_{rms} - und $-\langle uw \rangle$ -Maxima bei $X = 1.0$ erhöht, was eine Folge der stromab (für $X_b = 0.0$), bzw. stromauf (für $X_b = 1.3$) gerichteten Wirkung der Anregung ist.
- Für $X \geq 3.0$ liegen die wandfernen u_{rms} - und $-\langle uw \rangle$ -Maxima zum Teil deutlich unter den Referenzwerten r_{02_c} , und zwar umso deutlicher, je erfolgreicher die Anregung ist. Diese Maxima kennzeichnen die abgelöste Scherschicht und markieren im Bereich der wiederanlegenden Grenzschicht die Zentren der als Folge der Stufe konvektiv transportierten großskaligen Strukturen, welche nur sehr langsam zerfallen. Für die w_{rms} -Maxima gilt – mit Ausnahme der Positionen $X = \{3.0; 4.0\}$ des Falls rb_{02_c3} – ähnliches in weniger deutlicher Form.
- Die Lage der dieser Maxima ist umso wandnäher, je erfolgreicher die Anregung ist, d.h. je kleiner das Rückströmgebiet ist und demzufolge je wandnäher die abgelöste Scherschicht verläuft.
- Nur im (schmalen) Bereich der abgelösten Strömung bei $X = 3.0$ findet man (in Wandnähe) erhöhte Turbulenzgrade vor. Hier sind demnach – nicht zuletzt aufgrund der verringerten räumlichen Ausdehnung der Rezirkulationsgebiete – die im Rezirkulationsbereich der nicht beeinflussten Strömung beobachteten weitgehend inaktiven Prozesse (s. Kap. 5.3.2, bzw. Song (2002) [179]) in Form erhöhter Aktivität aus der (nun näheren) abgelösten Scherschicht verändert worden.

Diese Aussagen gelten nur bedingt für den Fall rb_{02_c2} , bei welchem keine Strömungsablösung auftritt, die Grenzschicht bei $X = \{2.0; 3.0\}$ stark überhöhte Turbulenzmaxima aufweist und die u_{rms} -Profile weiter stromab am ausgeprägtesten gegenüber den anderen Fällen die beschleunigte Ausbildung der Wandgrenzschicht entlang der Bodenplatte in Form von hohen „inner layer“-Maxima und (relativ) abgeschwächten „outer layer“-Maxima (Song (2002) [179]) signalisieren.

5.4.3 Zusätzliche Vergleiche von passiver und aktiver Beeinflussung

Es ist leicht einzusehen, dass sich in hinreichend weiter Entfernung stromab der Stufe entlang der Bodenplatte $Z = 0.0$ eine gewöhnliche turbulente Wandgrenzschicht mit einem logarithmischen Geschwindigkeitsprofil, welches dem stromauf der Stufe (s. Abb. 5.5 zu Kap. 5.3.1) gleicht, entwickelt. Für die nicht beeinflusste Strömung r_{02_c} , sowie für je einen repräsentativen passiv (rf_{02_c0}) und aktiv (rb_{02_c3}) beeinflussten Fall sind diese mittleren $\langle U \rangle$ -Profile an 4 verschiedenen Messpunkten in Abb. 5.29 dargestellt⁸⁸. Im Bereich der Gültigkeit des

⁸⁸Die für die Achsennormierung benötigte mittlere Wandschubspannungsgeschwindigkeit U_τ wird hier jeweils lokal mit Hilfe des linearen Wandgesetzes bestimmt.

logarithmischen Wandgesetzes ist – trotz der in $Z^+ \approx [10; 200]$ weitgehend parallel verlaufenden $\langle U \rangle^+$ -Profile – für alle 3 Fälle ein Geschwindigkeitsdefekt (d.h. eine Differenz zwischen dem logarithmischen Wandgesetz und dem jeweiligen $\langle U \rangle^+$ -Verlauf) erkennbar, welcher mit zunehmender Entfernung von der Stufe abnimmt. Deutlich sichtbar wird der für rf_02_c0 an allen Messpositionen größere Geschwindigkeitsdefekt gegenüber r_02_c . Dieser Geschwindigkeitsdefekt kann als ein Maß für den Grad der sich entwickelnden turbulenten Grenzschichtcharakteristik, und damit theoretisch auch als ein (anderes, hier nicht verwendetes) Maß für den Beeinflussungserfolg im Hinblick auf ein möglichst frühes Abklingen des Stufeneinflusses auf die Gesamtströmung, angesehen werden.

Aufgrund des näherungsweise parallelen $\langle U \rangle^+(Z^+)$ -Verlaufs zum logarithmischen Wandgesetz im Bereich $Z^+ \approx [10; 200]$ (s. Abb. 5.29) erscheint es naheliegend, den Geschwindigkeitsdefekt Δ für einem bestimmten Wandabstand – hier $Z^+ = 50$ – analog zu Castro und Epik (1998) [25] zu quantifizieren (s. Abb. 5.30). Auf diese Weise kann ein grundlegender Unterschied zwischen passiver und aktiver Beeinflussung formuliert werden: während die passive Beeinflussung eine *verzögerte* Neuentstehung der Wandgrenzschicht entlang der Bodenplatte bewirkt, wird dieser Prozess bei aktiver Beeinflussung *beschleunigt*. Bis zu diesem Punkt deckt sich das Ergebnis mit dem für die scharfkantige Stufenüberströmung (s. Abb. 3.47 zu Kap. 3.5.1). Je größer nun der passive Beeinflussungserfolg (im Hinblick auf eine möglichst starke Verkleinerung des Rezirkulationsgebiets stromab der Stufe) ist, desto weiter stromab verlagert sich die Relaxation, d.h. desto stärker verzögert sich die Neuentwicklung. Genau umgekehrt lässt sich bei größerem aktiven Beeinflussungserfolg eine stärkere Beschleunigung dieses Prozesses feststellen⁸⁹.

Weitere Informationen zum Prozess der Neuentstehung der Wandgrenzschicht entlang der Bodenplatte $Z = 0.0$ bieten die Profile der Reynolds'schen Spannungen $\langle uu \rangle$, $\langle ww \rangle$ und $-\langle uw \rangle$. Deren Darstellung an zwei longitudinalen Positionen, bei $X = -6.67$ (im Bereich der ankommenden ungestörten Grenzschicht) und bei $X = 23.33$ (am stromab gelegenen Ende des Rechengebiets), erfolgt in Abb. 5.31. Der Wertebereich der Achsen entspricht dem aus Abb. 3.48 (s. Kap. 3.5.1), was einen zusätzlichen Vergleich zur scharfkantigen Stufenüberströmung bei $Re_h = 3000$ ermöglicht. Nach DeGraaff und Eaton (2000) [41] erfolgt die Auftragung der $\langle uu \rangle$ in gemischter (innerer und äußerer) Skalierung (normiert mit $U_\tau U_e$), die der $\langle ww \rangle$ und $-\langle uw \rangle$ in innerer Skalierung (normiert mit U_τ^2). Für r_02_c erkennt man für alle 3 Reynolds'schen Spannungen deutliche Abweichungen der Profile bei $X = 23.33$ von denen bei $X = -6.67$ in der Außenschicht ab $Z^+ > 60$. Allerdings treten diese Abweichungen unterschiedlich auf, in Form eines Plateaus (bei $Z^+ \approx 400$) für $\langle uu \rangle$ und in Form eines erhöhten und weiter von der Wand entfernten „peaks“ für $\langle ww \rangle$ und $-\langle uw \rangle$. Dies deutet – im Bereich der Außenschicht – auf einen Vorsprung der $\langle uu \rangle$ bei der Relaxation zu einer Gleichgewichtsgrenzschicht verglichen mit den $\langle ww \rangle$ und $-\langle uw \rangle$ hin (Song (2002) [179]).

⁸⁹Stromab von $X > 22.0$ machen sich in Abb. 5.30 Effekte der Ausströmrandbedingung bemerkbar.

Für den (repräsentativen) passiv beeinflussten Fall *rf_02_c0* erkennt man anhand der deutlich gegenüber *r_02_c* erhöhten Außenschichtmaxima ($Z^+ \approx 400$) bei $X = 23.33$ für alle 3 gezeigten Fluktuationen die verzögerte Entwicklung zum Gleichgewichtszustand, d.h. zu einer gewöhnlichen Wandgrenzschicht. Einen geringfügigen Vorsprung dieses Prozesses ist dagegen bei $X = 23.33$ für die aktive Beeinflussung (*rb_02_c3*) auszumachen, zu sehen am verringerten $\langle ww \rangle$ -Maximum in der Außenschicht („outer layer“). Diese Aussagen bestätigen den anhand der Geschwindigkeitsdefekte (s. Abb. 5.30) beschriebenen grundlegenden Unterschied zwischen passiver und aktiver Beeinflussung.

Anhand des in Abb. 5.32 dargestellten Verlaufs der Maxima der u_{rms} -Profile ist nochmals deutlich erkennbar, dass – wie bereits in Kap. 5.4.1 und Kap. 5.4.2 angemerkt – im Bereich des Rückströmgebiets die (maximale) Turbulenzenergie der abgelösten Scherschicht als Folge der Beeinflussungsmaßnahmen herabgesetzt ist und sich erst stromab der mittleren Wiederanlegeposition $\langle X_r \rangle$ wieder angleicht⁹⁰. Für alle 3 gezeigten Fälle lässt sich am Ende des abgerundeten Stufenteils bei $X = 3.33$ (singulärer Punkt der Oberflächenkontur) ein mehr oder weniger ausgeprägtes lokales Minimum des $u_{rms\ max}$ -Verlaufs feststellen. Es fällt auf, dass ein solches Minimum für die scharfkantige Stufenüberströmung ebenfalls feststellbar ist (s. Abb. 3.49 zu Kap. 3.5.1). Ob damit ein generelles Charakteristikum einer ablösenden und wiederanlegenden Strömung beschrieben wird, kann nur vermutet werden⁹¹.

Einen Eindruck von der räumlichen Verteilung des Rückströmgebiets für die 3 repräsentativen Fälle *r_02_c*, *rf_02_c0* und *rb_02_c3* bieten die Augenblicksaufnahmen in Abb. 5.33. Ergänzend zu den anhand von Abb. 5.22 in Kap. 5.4.1 getroffenen Aussagen, kann man für die passiv beeinflusste Strömung stromab der Stufe feststellen, dass das ursprünglich (*r_02_c*) relativ kompakte und spannwitig homogene Rückströmgebiet in einzelne Teilgebiete mit $U < 0.0$ zerfallen ist (*rf_02_c0*), welche stark spannwitig variieren und z.T. beträchtliche vertikale Ausmaße annehmen. Diese Rückströmcluster können mit den im Nachlauf des Kontrollzauns gebildeten großskaligen Strukturen assoziiert werden. Ferner erkennt man für *rf_02_c0* stromauf des abgerundeten Stufenteils einen Teil des Rückströmgebiets, welches sich stromab des Zauns ausbildet und an seinem stromab gelegenen Rand eben jene für den Wiederanlegeprozess einer abgelösten Strömung typischen großskaligen Strukturen – zu sehen in Form von spannwitigen Inhomogenitäten – aufweist. Für *rb_02_c3* entstehen infolge der spannwitig homogenen aktiven Anregung zweidimensionale walzenförmige Strukturen. Für beide beeinflussten Fälle kann bereits anhand der gezeigten Augenblicksaufnahmen die

⁹⁰Diese Aussage muss natürlich für den Fall *rb_02_c2* (aktive Beeinflussung mit totaler Auslöschung der Rückströmung) eingeschränkt werden (s. Abb. 5.28 zu Kap. 5.4.2), für welchen der hier gewählte repräsentative Fall *rb_02_c3* einfach nicht repräsentativ ist.

⁹¹Interpretationsmöglichkeiten der lokal verminderten u_{rms} -Maxima bestehen in einer phänomenologischen Trennung von Aufrollvorgang und Wiederanlegeprozess oder in einem „Fußabdruck“ einer präsenten (scharfkantige Stufe) oder fast präsenten (abgerundete Stufe) sekundären Rezirkulationszone in der Umgebung eines konkav ausgebildeten singulären Punkts.

Verkleinerung des Rückströmolumens („unter“ der grauen Isooberfläche $U = 0.0$) erahnt werden.

Die in Abb. 5.34 gezeigten Augenblicksaufnahmen der vertikalen Geschwindigkeitsfluktuationen verdeutlichen abschließend die Komplexität der Turbulenzstruktur. Für rf_02_c0 können die bereits zu Beginn des abgerundeten Stufenteils (bei $X = 0.0$) vorherrschenden hohen Turbulenzgrade und die stromab der Stufe gebildeten dreidimensionalen großskaligen Strukturen beobachtet werden. Die Interaktion der von der aktiven Anregung bei $X_b = 1.3$ induzierten spannungweitig ausgerichteten Wirbelstrukturen mit der turbulenten Umgebungsströmung, sowie der schrittweise Zerfall der walzenförmigen Strukturen in wiederum komplexe dreidimensionale Gebilde stromab des Rückströmgebiets (ab ca. $X > 6.0$) wird im Fall rb_02_c3 sichtbar.

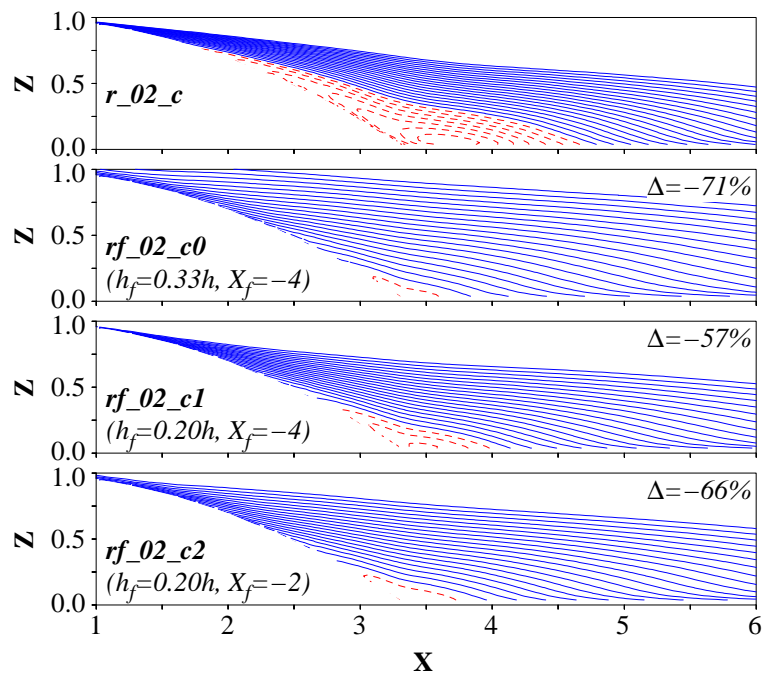


Abb. 5.18: Mittlere Geschwindigkeitskomponente in Hauptströmungsrichtung $\langle U \rangle$ für die passiv beeinflussten Fälle (jeweils 30 äquidistante Isoniveaus in $[0.20; 0.40]$)

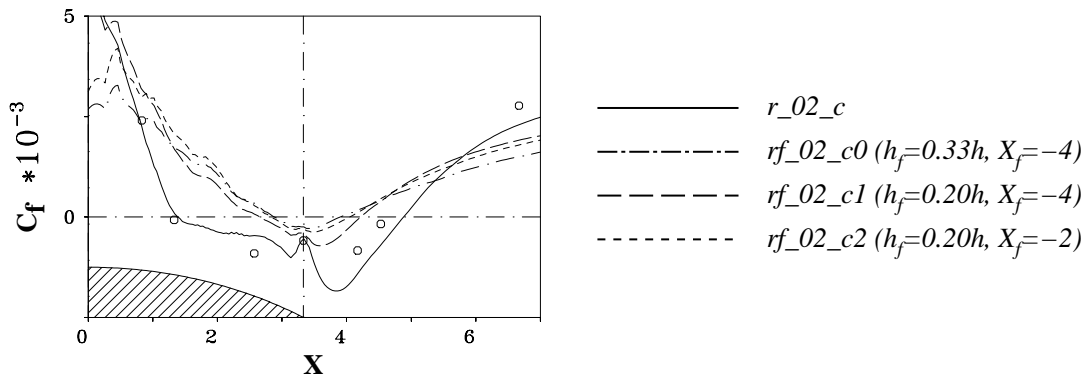


Abb. 5.19: Wandreibungskoeffizient C_f entlang der Körperkontur für die passiv beeinflussten Fälle: r_{02_c} (durchgezogene Linie), rf_{02_c0} (strichpunktiierte Linie), rf_{02_c1} (lang gestrichelte Linie), rf_{02_c2} (kurz gestrichelte Linie), Experiment von Song (2002) [179] (\circ)

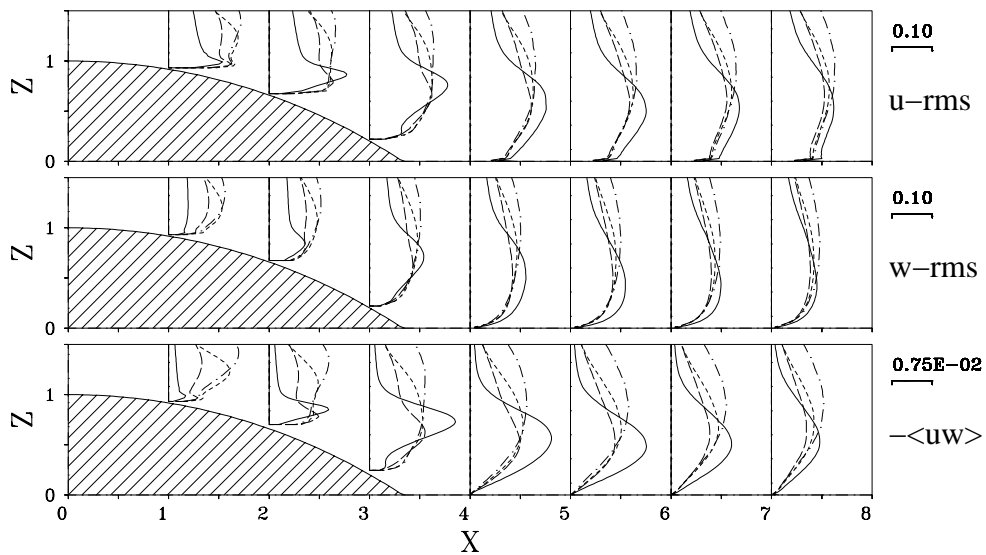


Abb. 5.20: u_{rms} -, w_{rms} - und $-\langle uw \rangle$ -Profile der passiv beeinflussten Fälle: r_{02_c} (durchgezogene Linie), rf_{02_c0} (strichpunktiierte Linie), rf_{02_c1} (lang gestrichelte Linie) und rf_{02_c2} (kurz gestrichelte Linie)

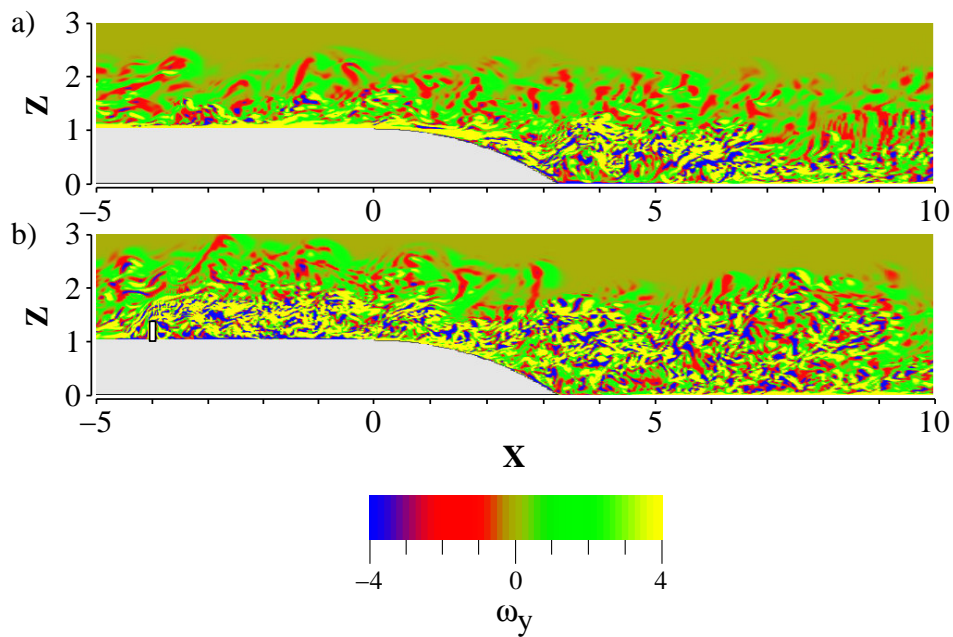


Abb. 5.21: Augenblickliche Verteilung der Wirbelstärke ω_y in lateraler Richtung für a) r_{01_c} und b) rf_{01_c0}

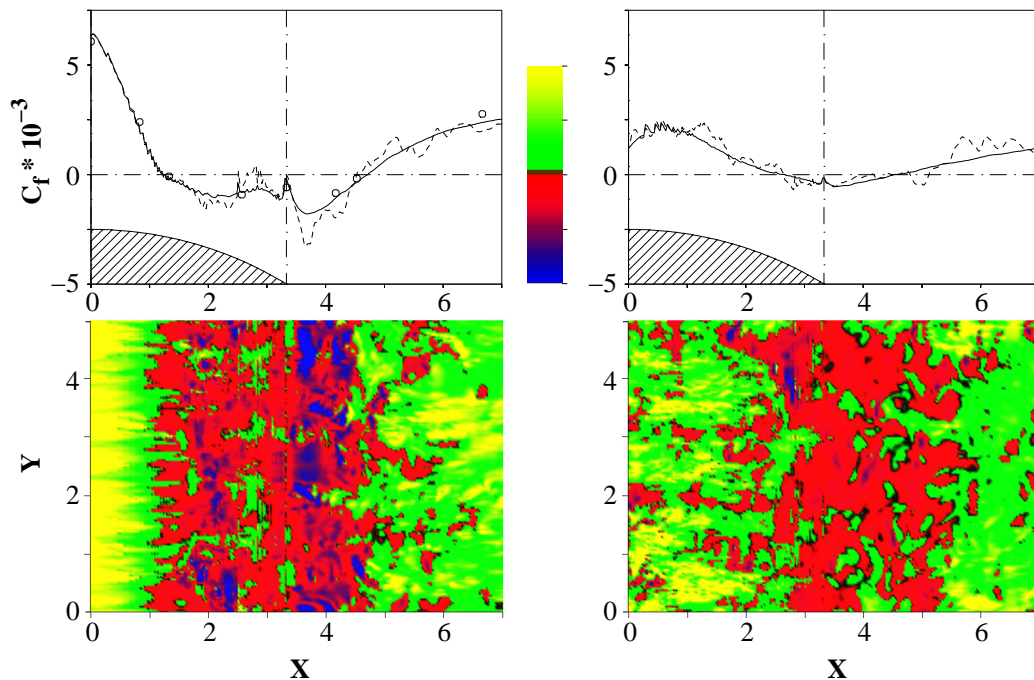


Abb. 5.22: Augenblicklicher Wandreibungskoeffizient C_f für r_{01_c} (links) und rf_{01_c0} (rechts); oben: mittlerer (durchgezogene Linie) und lateral gemittelter Augenblicklicher (gestrichelte Linie) Wandreibungskoeffizient, Experiment von Song (2002) [179] (\circ); unten: projizierter Augenblicklicher Wandreibungskoeffizient entlang der Körperoberfläche

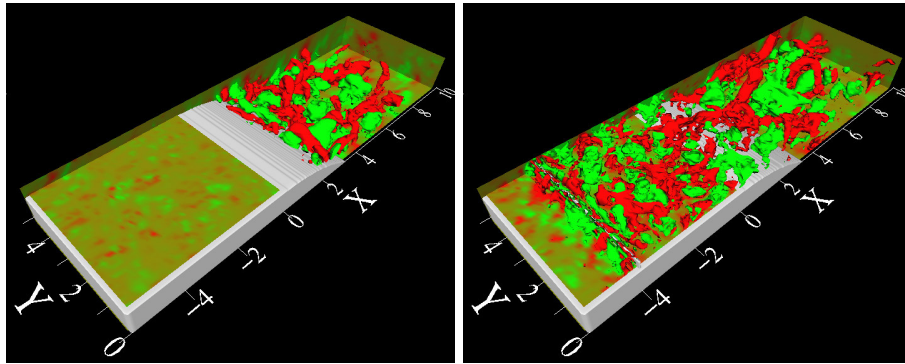


Abb. 5.23: Augenblicksfeld der Druckfluktuationen p' (links, r_{01_c} ; rechts, rf_{01_c0}): rot, $p' = -0.025$; grün, $p' = 0.025$

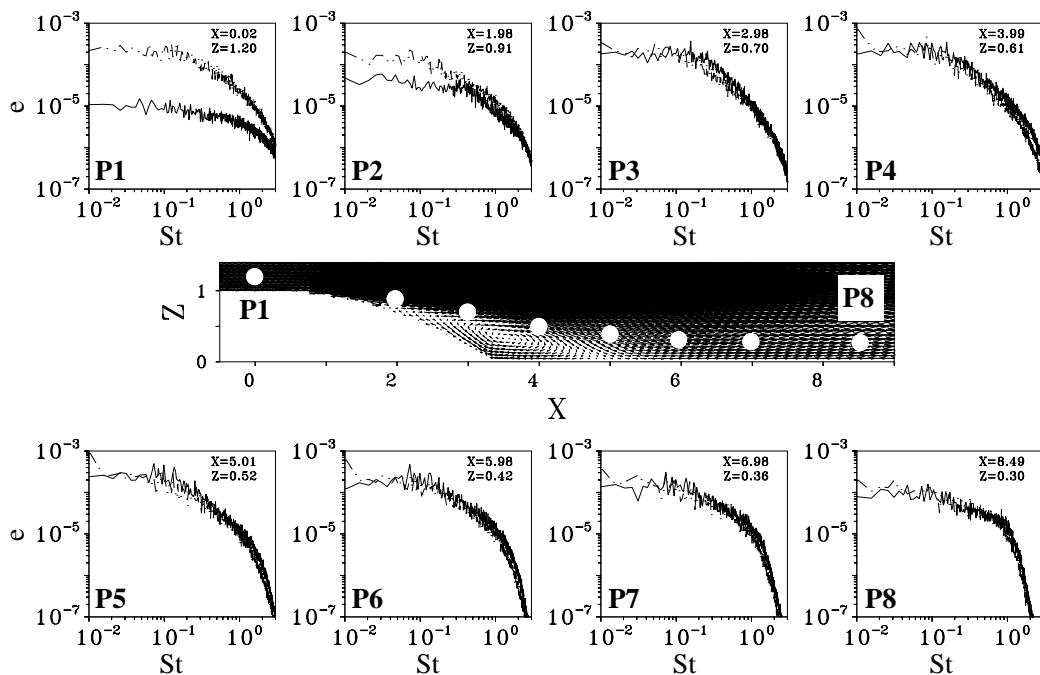


Abb. 5.24: Fouriertransformation der vertikalen Geschwindigkeitskomponente W für r_{02_c} (durchgezogene Linie) und rf_{02_c0} (gestrichelte Linie) (1 Partition á 2387 Stichproben gemittelt über 40 verschiedene laterale Positionen; Stichprobenabstand $\Delta t = 0.08$)

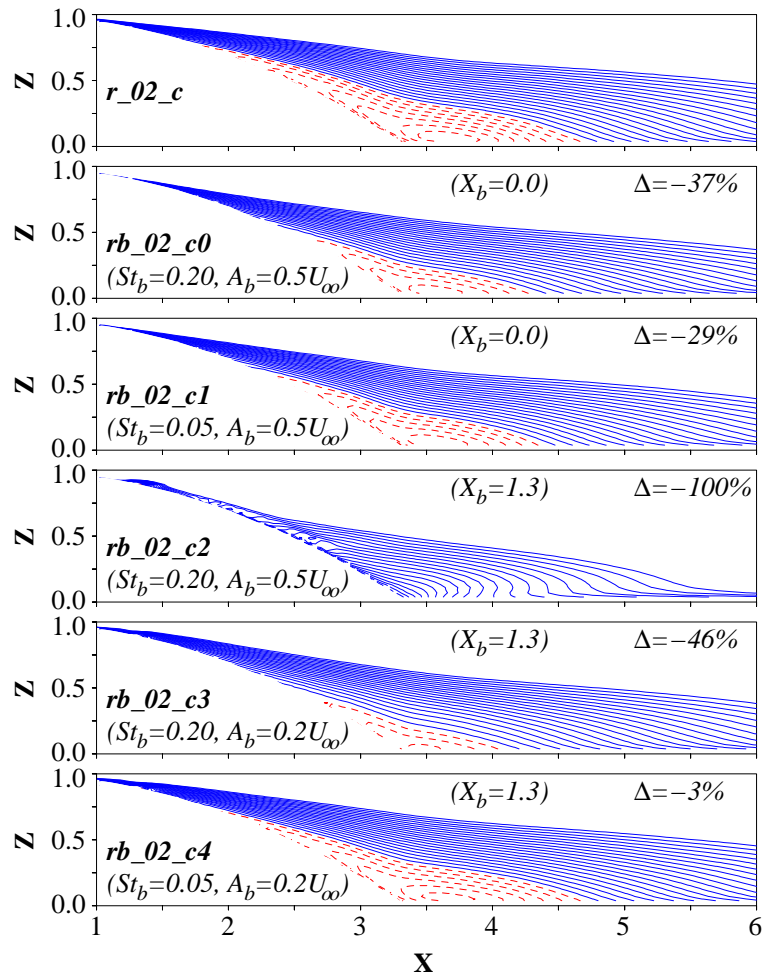


Abb. 5.25: Mittlere Geschwindigkeitskomponente in Hauptströmungsrichtung $\langle U \rangle$ für die aktiv beeinflussten Fälle (jeweils 30 äquidistante Isoniveaus in $[0.20; 0.40]$)

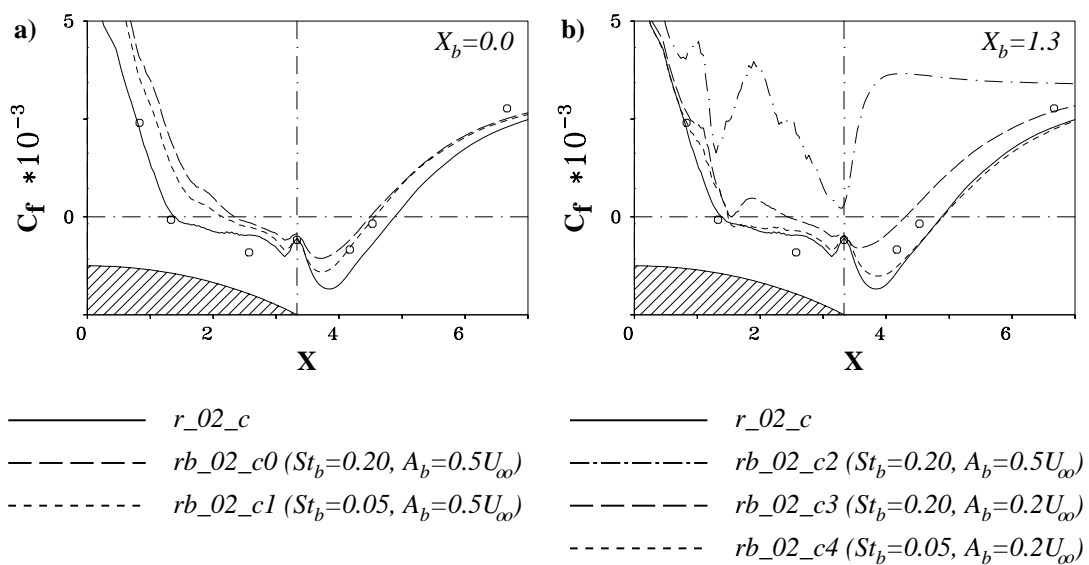


Abb. 5.26: Wandreibungskoeffizient C_f entlang der Körperkontur für die aktiv beeinflussten Fälle: r_02_c (durchgezogene Linie), Experiment von Song (2002) [179] (\circ)

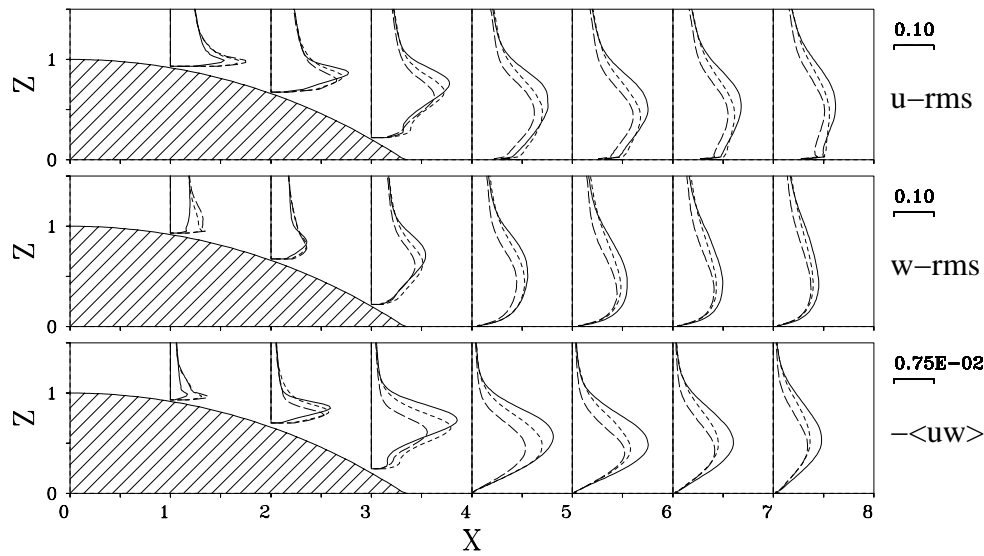


Abb. 5.27: u_{rms} -, w_{rms} - und $-\langle uw \rangle$ -Profile der aktiv beeinflussten Fälle mit der Anregungsposition $X_b = 0.0$: r_{02_c} (durchgezogene Linie), rb_{02_c0} (lang gestrichelte Linie) und rb_{02_c1} (kurz gestrichelte Linie)

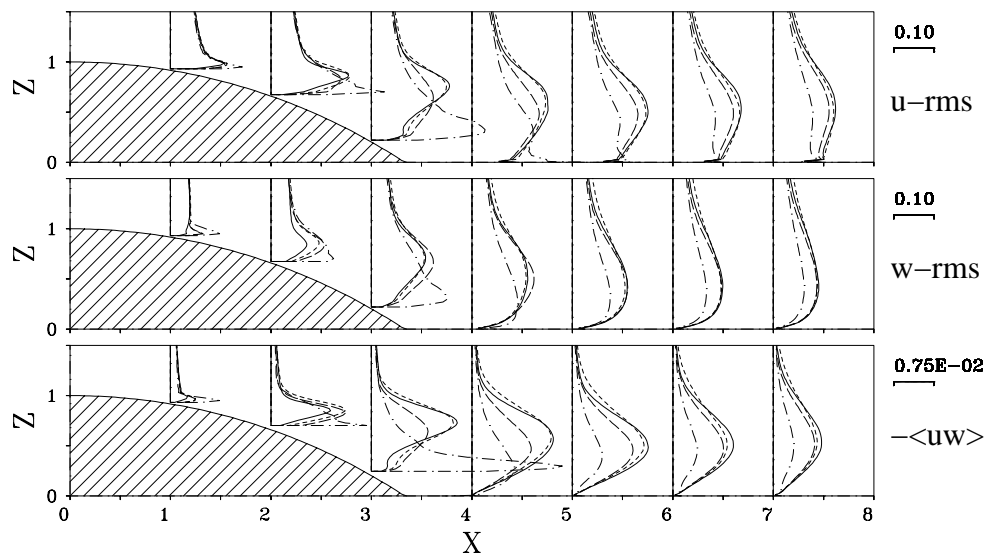


Abb. 5.28: u_{rms} -, w_{rms} - und $-\langle uw \rangle$ -Profile der aktiv beeinflussten Fälle mit der Anregungsposition $X_b = 1.3$: r_{02_c} (durchgezogene Linie), rb_{02_c2} (strichpunktierte Linie), rb_{02_c3} (lang gestrichelte Linie) und rb_{02_c4} (kurz gestrichelte Linie)

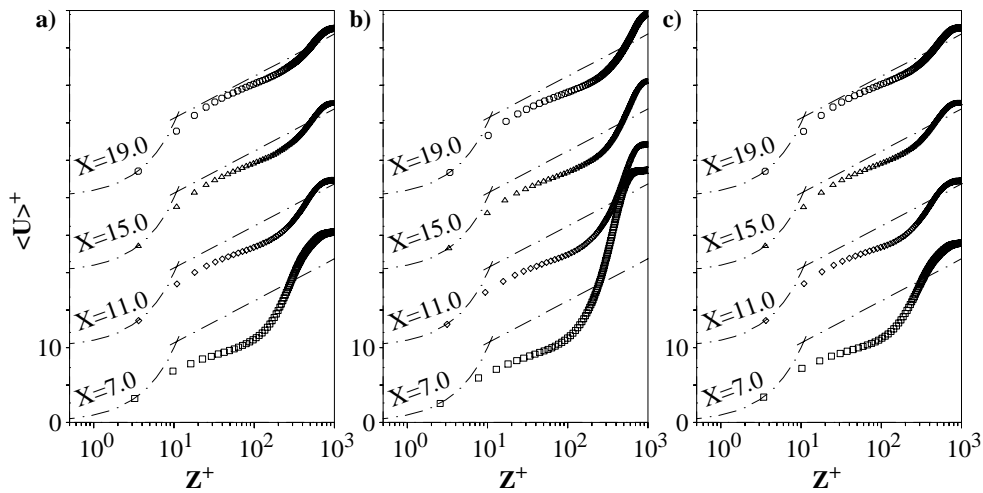


Abb. 5.29: Mittlere Geschwindigkeitsprofile in Hauptströmungsrichtung $\langle U \rangle$ entlang der Bodenplatte $Z = 0.0$ stromab der Rezirkulationszone für a) r_02_c , b) rf_02_c0 und c) rb_02_c3 : \square , $X = 7.0$; \diamond , $X = 11.0$; \triangle , $X = 15.0$; \circ , $X = 19.0$; $U^+ = Z^+$ für $Z^+ \leq 10$ und $U^+ = \frac{1}{0.41} \ln Z^+ + 5.0$ für $Z^+ > 10$ (strichpunktierte Linien)

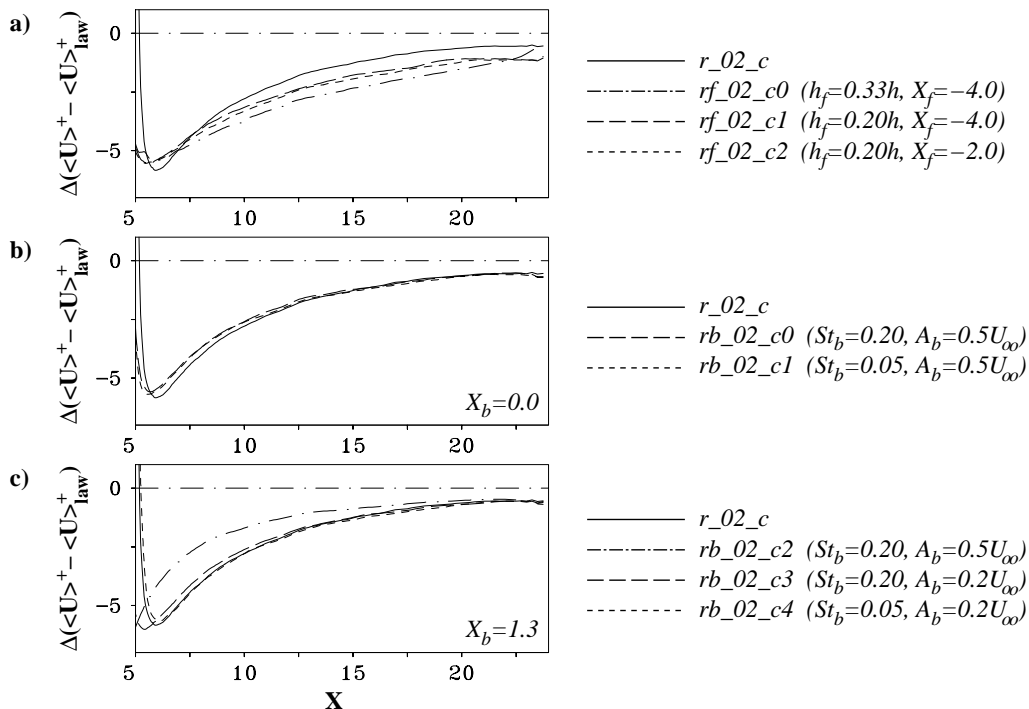


Abb. 5.30: Abweichung (Defekt) der mittleren Geschwindigkeitsprofile in Hauptströmungsrichtung $\langle U \rangle$ entlang der Bodenplatte $Z = 0.0$ stromab der Rezirkulationszone bei $Z^+ = 50$ vom logarithmischen Wandgesetz $U^+ = \frac{1}{0.41} \ln Z^+ + 5.0$

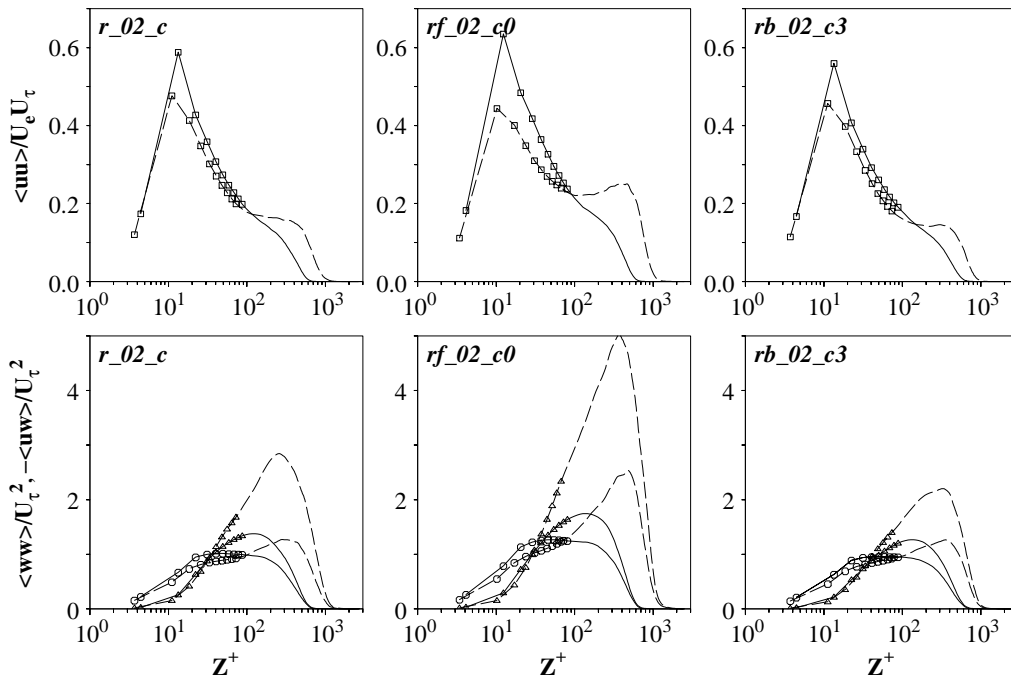


Abb. 5.31: Profile der Geschwindigkeitsfluktuationen bei $X = -6.67$ (durchgezogene Linien) und $X = 23.33$ (gestrichelte Linien) für r_{02_c} (links), rf_{02_c0} (Mitte) und rb_{02_c3} (rechts); Symbole für die wandnächsten 10 Gitterpunkte: \square , $\langle uu \rangle$; \triangle , $\langle ww \rangle$; \circ , $-\langle uw \rangle$; Normierung mit der Wandschubspannungsgeschwindigkeit U_τ und der maximalen longitudinalen Geschwindigkeit U_e

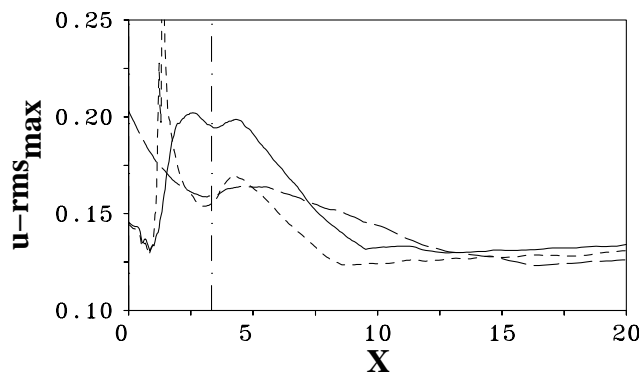


Abb. 5.32: Maxima der rms -Fluktuationen der Geschwindigkeitskomponente in Hauptströmungsrichtung $u_{rms\ max}$ für r_{02_c} (durchgezogene Linie), rf_{02_c0} (lang gestrichelte Linie) und rb_{02_c3} (kurz gestrichelte Linie): Lage des Endes des abgerundeten Stufenteils (strichpunktuierte Linie)

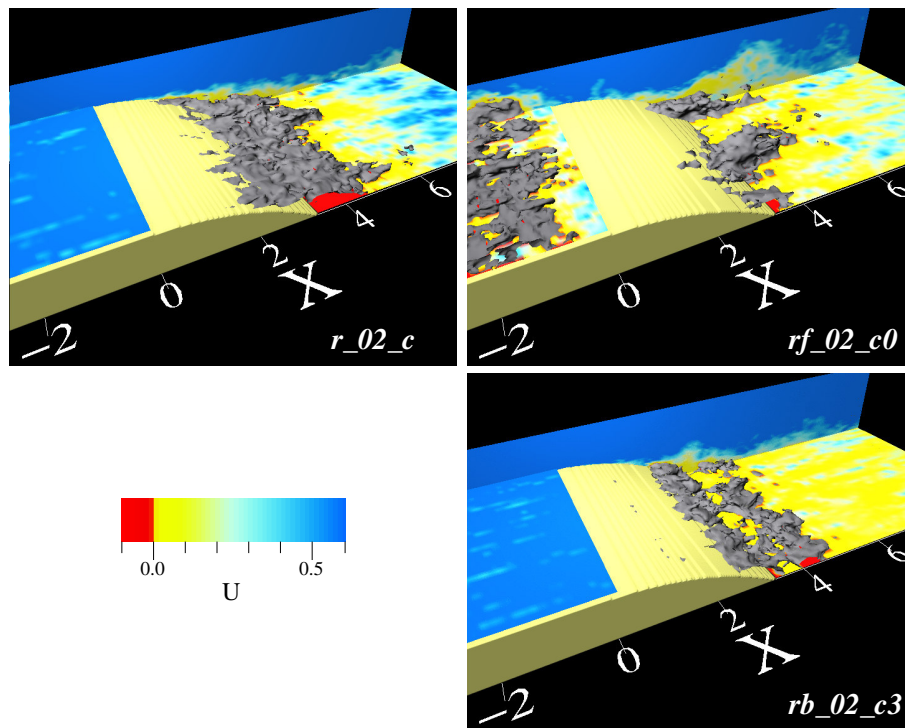


Abb. 5.33: Augenblicksfeld der Geschwindigkeitskomponente in Hauptströmungsrichtung U : grau, Isooberfläche mit $U = 0.0$

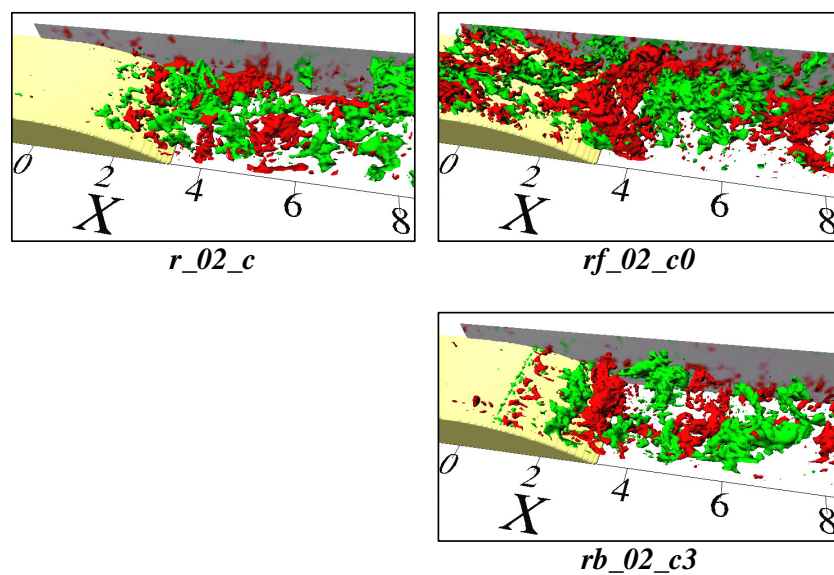


Abb. 5.34: Augenblicksfeld der Fluktuationen der vertikalen Geschwindigkeitskomponente w' : rot, $w' = -0.15$; grün, $w' = 0.15$

5.5 Zusammenfassung

Bei den in diesem Kapitel vorgestellten numerischen Simulationen werden die Beeinflussungskonzepte des passiven Kontrollzauns und des aktiven oszillierenden Wandstrahls, welche in Kap. 3 bei der Beeinflussung der turbulenten Überströmung einer scharfkantigen Stufe zum Einsatz kamen, auf eine abgelöste und wiederanlegende Strömung mit druckinduzierter Ablösung angewendet. Die turbulente Grenzschichtüberströmung einer kreissegmentförmig abgerundeten Stufe der Höhe h bei einer Reynoldszahl von $Re_h = 9100$ dient dabei aufgrund der Vergleichsmöglichkeit mit einem aktuellen Referenzexperiment [179] für die nicht beeinflusste Strömung als relevanter Strömungsfall. Die Beeinflussung dient (wie auch bei der bereits untersuchten scharfkantigen Stufenüberströmung) der Erhöhung der Vermischungsfähigkeit der abgelösten Scherschicht und der damit verbundenen Verkleinerung des Rezirkulationsgebiets. Die mittlere Rückströmlänge, welche die longitudinale Entfernung zwischen mittlerer Ablöse- und Wiederanlegeposition darstellt, wird hier als Maß zur Quantifizierung des Beeinflussungserfolgs verwendet.

Die Validierung der durchgeführten (nicht beeinflussten) Large-Eddy Simulationen (LES) mit 3 verschiedenen groben Gittern erbringt für die beiden feiner aufgelösten Gitter eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Referenzdaten, was deren späteren Einsatz bei der Anwendung der Beeinflussungsmethoden rechtfertigt. Der Erfolg der Validierung ist dabei insbesondere aufgrund des Einsatzes des neuartigen Verfahrens zur Darstellung beliebig geformter Körper im kartesischen Gitter [193], sowie einer zur Methode der Wirbelgeneratoren (s. Kap. 3.2) alternativen Methode der Grenzschichterzeugung [123] von größter Bedeutung. Gerade im Hinblick auf die Gitterunabhängigkeit der zuströmenden turbulenten Grenzschicht bietet die alternative Grenzschichterzeugungsmethode einen deutlichen Fortschritt. Die für technische Anwendungen wichtige mittlere Ablöseposition und deren räumliche Umgebung scheinen aufgrund des flachen Ablöswinkels einer gewissen Mindestauflösung zu unterliegen. Für die Bestimmung der Wandschubspannung entlang der gekrümmten Oberfläche der Stufenkontur (im kartesischen Gitter) wird eine Auswertemethode vorgeschlagen, deren Genauigkeit aufgrund einiger zugrunde liegender Annahmen allerdings einer gewissen Fehlertoleranz unterliegt.

Der Erfolg der *passiven Beeinflussung* hängt im Wesentlichen von einer optimalen Kombination der Höhe h_f des Zauns und dessen longitudinaler Position X_f stromauf der abgerundeten Stufe ab. Eine Erhöhung der Zaunhöhe h_f von $0.20h$ auf $0.33h$, sowie für den niedrigen Zaun ($h_f = 0.20h$) eine Verschiebung der Position von $X_f = -4.0$ nach $X_f = -2.0$ bewirken die stärksten Verkürzungen der mittleren Rückströmlänge. Wie für die scharfkantige Stufenkonfiguration unterliegt dabei die ankommende turbulente Grenzschicht besonders im Nachlaufbereich des Zauns einer massiven Umwälzung unter Ausbildung eines kleinen, stromauf der Stufe endenden Rezirkulationsgebiets. Die dabei gebildeten großskaligen Strukturen bewirken einen deutlichen zusätzlichen Turbulenzeintrag in die Grenzschicht und beeinflussen

nachfolgend maßgeblich den Ablöseprozess entlang der Stufenrundung. Hier verschwindet die bei der nicht beeinflussten Strömung festzustellende Dominanz der charakteristischen langgestreckten Grenzschichtstrukturen („streaks“), welche eine spannweitig relativ homogene Ablöselinie bewirken. Die passive beeinflusste Ablöseblase kann dagegen sogar in einzelne, in Spannweitenrichtung getrennte Rückströmcluster zerfallen. Weiterhin zeichnet sich die passiv beeinflusste Strömung durch eine erhöhte Außenturbulenz und eine verzögerte Entwicklung der sich stromab der Stufe neu herausbildenden Wandgrenzschicht entlang der Bodenplatte aus. Die Verzögerungswirkung ist umso stärker, je erfolgreicher die passive Beeinflussung hinsichtlich der Verkürzung der Rückströmlänge angewandt wird⁹².

Die zur *aktiven Beeinflussung* mithilfe eines periodisch oszillierenden und spannweitig ausgerichteten Wandstrahls durchgeführten LES-Parameterstudien belegen, dass

- die longitudinale Position X_b dieses Wandstrahls einen entscheidenden Einfluss auf Anregungserfolg, bzw. -effizienz hat und sich die optimale Anregungsposition eher in der Nähe der mittleren (nicht beeinflussten) Strömungsablösung als stromauf davon befindet.
- bei größerer Anregungsamplitude, d.h. mehr Energieaufwand, auch eine stärkere Verkürzung der mittleren Rückströmlänge erzielt werden kann.
- die optimale Anregungsfrequenz nicht den mit der Impulsverlustdicke an der Ablösestelle skalierten Wert von $St_\theta \approx 0.01$, welcher für die beeinflusste scharfkantige Stufenüberströmung festgestellt werden kann ([31], s. Kap. 4.5), anzunehmen scheint, sondern höher liegt.

Bei einer günstigen Wahl dieser Beeinflussungsparameter kann nicht nur die Reduzierung der mittleren Rückströmlänge, sondern sogar eine völlige Auslöschung des mittleren Rückströmgebiets erzielt werden. Die aktiv beeinflusste Strömung zeichnet sich durch eine lokal erhöhte Turbulenzintensität im Bereich der (räumliche gesehen sehr kleinen) Rezirkulationszone (v.a. in deren stromauf befindlichen Teil), dagegen jedoch durch geringere Turbulenzintensitäten in der abgelösten und wiederanlegenden Scherschicht aus. Spannweitig ausgerichtete walzenförmige Wirbelstrukturen entstehen unmittelbar stromab der spannweitigen Anregung und zerfallen erst stromab der Ablöseblase. Der Neuentwicklungsprozess der Wandgrenzschicht entlang der Bodenplatte stromab der Rezirkulationszone beschleunigt sich, und zwar umso mehr, je erfolgreicher die aktive Beeinflussung wirkt.

⁹²Würde der Beeinflussungserfolg also theoretisch an einem möglichst frühen Abklingen der Stufenwirkung in der Grenzschichtentwicklung stromab der Stufe gemessen, (was z.B. bei der Auslegung eines Diffusors ein durchaus vorstellbares Kriterium wäre,) so würde sich eine hier als erfolgreich gekennzeichnete passive Beeinflussung (hinsichtlich einer Verkleinerung des mittleren Rückströmgebiets) genau umgekehrt als kontraproduktiv erweisen.

6 Abschlussdiskussion und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird die Beeinflussung von abgelösten und wiederanliegenden turbulenten Strömungen über stufenähnliche Hindernisse untersucht. Die – je nachdem, ob der Strömung externe Energie zugeführt wird – in passiv und aktiv unterteilten Beeinflussungsmethoden zielen auf die Verkleinerung der räumlichen Ausdehnung des Rezirkulationsgebiets stromab der Stufe auf dem Wege der Erhöhung der Vermischungsfähigkeit der abgelösten Scherschicht. Im Rahmen von numerischen Simulationen der nicht beeinflussten, der mithilfe eines stromauf der Stufe platzierten Zauns passiv beeinflussten und der mithilfe eines oszillierenden Wandstrahls aktiv beeinflussten Strömung werden Rückschlüsse bezüglich einer möglichst optimalen Beeinflussungsmethode gezogen, bei welcher eine maximale Verkürzung der mittleren Entfernung (in Hauptströmungsrichtung) zwischen Ablöse- und Wiederanlegeposition erzielbar ist. Aufgrund der Komplexität der untersuchten turbulenten Strömungsformen wird besonderer Wert auf die Absicherung und Zuverlässigkeit der Ergebnisse der durchgeführten Large-Eddy Simulationen (LES) gelegt, welche mithilfe von Referenzdaten – entweder gewonnen aus Direkten Numerischen Simulationen (DNS) oder aus Experimenten – validiert werden.

Die Anwendung dieser Beeinflussungsmethoden auf die turbulente Überströmung einer *scharfkantigen Stufe* bei $Re_h = 3000$ erfolgt durch Adaption der Versuchsaufbauten von unter ähnlichen Bedingungen durchgeführten Experimenten und erbringt moderate Verkürzungen der Rezirkulationslänge. Es fallen – trotz desselben Beeinflussungserfolgs der dabei gewählten aktiven und passiven Beeinflussungsparameter – einige z.T. grundlegende *Unterschiede in der Wirkungsweise der Beeinflussungsmethoden* auf:

- I. Die bereits stromauf der Stufen-, bzw. Ablösekante aufgeprägte passive Beeinflussung bewirkt die Entstehung von großskaligen energiereichen Strukturen, welche in der abgelösten und einem Aufrollprozess unterliegenden Scherschicht unmittelbar stromab der Stufe ihre volle Wirkung – in Form z.B. eines erhöhten Querimpulsaustauschs – entfalten. Dagegen tritt die an der Stufenkante angewandte aktive Beeinflussung erst räumlich verzögert im Wiederanlegebereich in Form von erhöhter Turbulenzenergie voll in Erscheinung. Der an unterschiedlich weit von der Stufenkante entfernten Positionen einsetzende „Beeinflussungsschub“ bewirkt auch die unterschiedlich starke Verkleinerung des mittleren sekundären Rezirkulationsgebiets. Rückschlüsse auf die komplexe Dynamik der im sekundären Rezirkulationsgebiet vorherrschenden sehr niederfrequenten Vorgänge können hier erstmals basierend auf numerischen Daten gezogen werden.
- II. Die Dynamik der energietragenden Strukturen der aktiv beeinflussten Strömung ist in ihrer Komplexität herabgesetzt und lässt sich mit dem – aus einer Eigenmodeanalyse (POD) gewonnenen – Modell einer laufenden Welle beschreiben. Die zugehörigen (walzenförmigen) Einzelstrukturen zeichnen sich durch eine erhöhte zeitliche und räum-

liche Homogenität aus. Dagegen weist die passiv beeinflusste Strömung eher eine leichte Erhöhung der Komplexität der Wirbeldynamik gegenüber der nicht beeinflussten Strömung auf.

- III. Die stromab des Ablösegebiets entstehende Wandgrenzschicht entlang der Bodenplatte wird in ihrer räumlichen Entwicklung als Folge der passiven Beeinflussung verzögert, während die aktive Beeinflussung einen beschleunigten Abbau von aufgrund der Stufenpräsenz in dieser Grenzschicht enthaltenen Ungleichgewichten bewirkt. Im Zusammenhang mit dem verzögerten Eintrag von Turbulenz in die (zur Bodenplatte) wandnahe Zone steht bei der passiv beeinflussten Strömung eine erhöhte Außenturbulenz, welche eine konvektive Spätfolge der stromauf der Stufe am Zaun in Richtung des Umgebungsfluids (quer-) bewegten turbulenten Strukturen ist.

Erst die Anwendung eines neuentwickelten rückkopplungsbasierten Algorithmus, bei dem das Ergebnis der Beeinflussung (hier: die gemessene augenblickliche Rezirkulationslänge) zur Verbesserung der Beeinflussungsmethode mit dem Ziel einer Maximierung des Beeinflussungserfolgs benutzt wird, gestattet eine detaillierte *Analyse einzelner Beeinflussungsparameter*. Die Komplexität der jeweiligen turbulenten Strömungsfälle zwingt dabei zu einer Kompromissfindung aus Genauigkeit (der Parameteranalyse) und Rechenaufwand, wobei durch den Einsatz von – verglichen mit dem hier benutzten adaptiven Algorithmus – „intelligenteren“ Suchalgorithmen (z.B. Evolutionsstrategien) sicherlich noch Steigerungen der Effizienz des Verfahrens möglich wären⁹³.

Die für die hier angewandte *passive Beeinflussungsmethode* relevanten Beeinflussungsparameter sind (u.a.) die Höhe und die Position des (oberflächenfixierten) Kontrollzauns. Die Kombination beider muss – zur Minimierung der Rezirkulationslänge stromab der Stufe – so gestaltet sein, dass die stromab des Zauns entstehende, kleine Rezirkulationszone noch stromauf der Stufe endet und somit eine gewisse Aufprallzone entsteht. Ist diese Aufprallzone zu klein, bzw. verschwindet sie gar, d.h. ist der Zaun zu hoch, bzw. zu nah zur Stufe positioniert, so verringert sich der Beeinflussungserfolg drastisch, da nicht in ausreichendem Maß großskalige Strukturen zwischen Zaun und Ablöseposition entstehen können. Bei einer zu großen Aufprallzone mindert sich der Beeinflussungserfolg dagegen etwas, vermutlich weil der Zerfallsprozess der stromab des Zauns gebildeten energiereichen Strukturen dann (bis zur Ablösung) bereits eingesetzt hat. Das Erfolgspotential der Beeinflussung (bei optimaler Position) ist umso größer, je höher der Zaun ist (zumindest innerhalb des hier untersuchten Wertebereichs der Zaunhöhe).

Im Fall der *aktiven Beeinflussung* stellen die Anregungsfrequenz und -amplitude des periodisch oszillierenden Wandstrahls zwei wichtige Beeinflussungsparameter dar. Je größer die Amplitude, desto höher ist der Energieeintrag in die Strömung, und desto größer ist i.A. auch

⁹³Die Entwicklung solcher effizienter(er) Algorithmen würde allerdings den Rahmen dieser Arbeit sprengen.

der Anregungserfolg. Ein optimaler Wert für die Anregungsfrequenz kann für die scharfkantige Stufenüberströmung mit $St_\theta \approx 0.01$ – berechnet mit der Impulsverlustdicke der (nicht beeinflussten) Grenzschicht an der Ablöse-, bzw. Anregungsposition – angegeben werden. Weiterhin stellt die Position der aktiven Anregung einen wichtigen Beeinflussungsparameter dar. So kann die zugeführte Beeinflussungsenergie für eine an der Stufen-, bzw. Ablösekannte positionierte Anregung deutlich effektiver genutzt werden als bei einer Anregung (drei Stufenhöhen) weiter stromauf.

Bei der Anwendung der beschriebenen (passiven und aktiven) Beeinflussungsmethoden auf eine scharfkantige Stufenüberströmung bei *höherer Reynoldszahl* ($Re_h = 33000$) und einer geringeren Grenzschichtdicke im Verhältnis zur Stufenhöhe treten deutlichere Verkürzungen der mittleren Rezirkulationslänge auf als bei $Re_h = 3000$. Dieses Ergebnis bedeutet eine Relativierung des (nur) moderaten Beeinflussungserfolgs für die Ausgangskonfiguration im Hinblick auf eine reduzierte Effektivität der Anregung der abgelösten Scherschicht im transitionellen Bereich [164] (bzw. im turbulenten Bereich bei relativ geringer Reynoldszahl).

Zur Beurteilung der Wirkung der gewählten Beeinflussungsmethoden auf *druckinduziert ablösende Strömungen*, kann die turbulente Überströmung einer abgerundeten Stufe bei $Re_h = 9100$ (exemplarisch) mit der scharfkantigen Stufenüberströmung verglichen werden. Einen deutlichen Unterschied stellt zunächst die für die (nicht beeinflusste) abgerundete Stufenüberströmung frei entlang der Stufenoberfläche verlaufende Ablöselinie im Gegensatz zur fixierten Ablöselinie an der Stufenkante bei geometrisch induzierter Ablösung dar. Die in der turbulenten Grenzschicht stromauf der Ablösung vorherrschenden charakteristischen Strukturen (z.B. „streaks“) hinterlassen so ihre „Fußabdrücke“ in einer entsprechend (annähernd zickzackförmig) geformten Ablöselinie. Aufgrund der unter einem relativ flachen Winkel (an einem singulären Punkt) in die Bodenplatte übergehenden Kontur der abgerundeten Stufenoberfläche bildet diese Strömung – im Gegensatz zur scharfkantigen Stufenüberströmung – keine (mittlere) sekundäre Rezirkulationszone aus.

Bei der (nicht rückgekoppelt angewendeten) Beeinflussung hinsichtlich einer größtmöglichen Verkürzung der mittleren Rückströmlänge (zwischen Ablöse- und Wiederanlegeposition) können die Punkte II und III der oben (für die scharfkantige Stufe) erwähnten *phänomenologischen Unterschiede* zwischen den passiven und aktiven Methoden ebenfalls beobachtet werden. Zu Punkt I fehlen – nicht zuletzt aufgrund der sehr geringen räumlichen Ausdehnung (bzw. der z.T. gänzlichen Auslöschung) der (beeinflussten) Rezirkulationszone – gesicherte Ergebnisse für die abgerundete Stufe.

Für die *Analyse von Beeinflussungsparametern* der abgerundeten Stufenüberströmung anhand einzelner Parametervariationen ergibt sich für die *passive Beeinflussung* ein ähnliches Bild wie für die scharfkantige Stufe: Höhe und Position des Kontrollzauns müssen so kombiniert werden, dass (ebenfalls) eine gewisse (optimale) Aufprallzone zwischen dem Wiederanlegebereich der kleinen stromab des Zauns entstehenden Rezirkulationszone und der Ablöse-

position entsteht. Aufgrund der Lage der Ablöselinie reicht die Aufprallzone nun bis in den Bereich des abgerundeten Teils der Stufenkontur hinein, stellt also keine ebene Fläche mehr dar. Je höher der Kontrollzaun, desto größer ist wiederum (bei optimaler Positionierung) sein Erfolgspotential (zumindest innerhalb des untersuchten Wertebereichs der Zaunhöhe).

Auch für die *aktiven Beeinflussungsparameter* lassen sich viele Gemeinsamkeiten zur scharfkantigen Stufenüberströmung feststellen: Je höher die Anregungsamplitude, desto stärker wird das Rezirkulationsgebiet verkleinert. Es scheint wiederum eine optimale Anregungsfrequenz für einen maximalen Beeinflussungserfolg zu existieren. Deren auf die Impulsverlustdicke der (nicht beeinflussten oder beeinflussten) Grenzschicht bezogener Wert liegt allerdings über dem für scharfkantige Stufenüberströmungen universell festgestellten Wert von $St_\theta \approx 0.01$. Trotz des grundlegenden Unterschieds der die Ablösecharakteristik bestimmenden Geometrie der Stufenkontur, erbringt auch für die abgerundete Stufe eine Anregung in unmittelbarer Nähe der Ablöseposition der nicht beeinflussten Grundströmung eine deutlich effektivere Umsetzung der zugeführten Energie in Beeinflussungserfolg als bei einer Anregung (ca. eine Stufenhöhe) weiter stromauf. Demnach befindet sich die optimale Anregungsposition zumindest in der Nähe der nicht beeinflussten Ablöseposition. Die exakte Optimalposition kann jedoch mangels einer detaillierten Parameteranalyse z.B. mithilfe des rückkopplungsbaasierten Kontrollalgorithmus nicht angegeben werden.

Insgesamt gesehen stellt die vorliegende Arbeit einen Beitrag zum Verständnis der Wirkungsweise verschiedener etablierter Beeinflussungsmethoden auf abgelöste und wiederanliegende turbulente Strömungen dar. Es konnten Prinzipien der Optimierung dieser Methoden hinsichtlich eines maximalen Beeinflussungserfolgs für verschieden ablösende Grundströmungsfälle aufgezeigt werden. Nicht im Mittelpunkt des Interesses stand dabei die Entwicklung von neuen, (im optimierten Zustand) mehr Beeinflussungserfolg versprechenden Methoden zur Verkleinerung von Rezirkulationsgebieten. Eine solche Zielsetzung könnte durch die Verbesserung von Kontrollalgorithmen (z.B. suboptimale Kontrolle [97]), aber v.a. auch durch die Verbesserung der für die jeweilige Methode verwendeten passiven oder aktiven „Werkzeuge“ verfolgt werden. So wäre beispielsweise anstatt des passiven Kontrollzauns ein zylinderförmiger Stab [85] oder eine beweglich gelagerte Rolle [59] denkbar. Durch eine (statische) Variation der – hier verwendeten spannweitig homogenen – Beeinflussungsmethoden in Spannweitenrichtung [33], bzw. deren dynamischer Version [97], könnte eine Erhöhung des potentiellen Beeinflussungserfolgs über eine Verstärkung der Längswirbelintensität angestrebt werden. Ebenfalls nicht im Blickpunkt der vorliegenden Arbeit stand eine detaillierte Betrachtung der primären (Energieaufwand) und sekundären (Widerstandserhöhung, zusätzliche Druckverluste) Kosten der Beeinflussung, die z.B. in Form eines Kostenfunktional (s. suboptimale Kontrolle) erfassbar und einsetzbar wären. Nicht zuletzt diese Auswahl an variierenden Ansätzen mit potentiellm Steigerungspotential des Beeinflussungserfolgs und des Gewinns an – wiederum weiter nutzbaren – Erkenntnissen zeigt, dass die vorliegende Studie auch als Einstiegspunkt in ein recht weitläufiges Forschungsfeld verstanden werden kann.

A Die Wavelettransformation

A.1 Einführung

Ziel der *Signalanalyse* ist es, aus einer gegebenen Funktion, dem Signal, spezifische Informationen zu extrahieren. Hierzu transformiert man das Signal in geeigneter Weise mit der Erwartung, dass sich die gewünschte Information leichter aus der transformierten Funktion ablesen lässt als aus dem Signal. Die Art der Information, an der man interessiert ist, bestimmt die zu verwendende Transformation. Die Charakteristik von *transienten*, zeitlich nicht konstanten Vorgängen, beispielsweise von Anlaufvorgängen in der Strömungsmechanik, wird mit den herkömmlichen Methoden der Signalanalyse nicht oder nur unzureichend erschlossen. Voraussetzung für die Anwendung der Fourier-Transformation, welche ein Signal in seine spektralen Bestandteile, d.h. Sinuskurven, zerlegt, ist ein zeitlich konstantes Signal. Im Bereich der instationären Strömungsberechnung benötigt man daher also eine konvergierte (statistisch betrachtet stationäre) Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen. Gerade im Bereich der Beeinflussung turbulenter Strömungen ist man jedoch an einer kurzen Rückkopplungszeit interessiert. Ziel ist beispielsweise die Erkennung angeregter Vorgänge noch während des transienten Anlaufs.

Die Wavelet-Transformation erschließt seit einigen Jahren einen neuen Zugang zu derartigen Problemstellungen (s. z.B. [52, 129, 192]). Zu anderen Problemen aus dem Bereich transitioneller und turbulenter Strömungen existiert bereits eine Vielzahl von Anwendungen der Wavelet-Transformationen. So wurde beispielsweise bei der Analyse der Wirbelstrukturen im Nachlauf eines ebenen Plattenpaares (Higuchi et al. (1994) [75]), bzw. in einer ebenen Vermischungsschicht (Dallard und Browand (1993) [38]), sowie beim Nachweis der fraktalen Natur der Energiekaskade (Argoul et al. (1989) [9]) die (im folgenden beschriebene) kontinuierliche Wavelet-Transformation angewendet. Nachfolgend soll die zugrunde liegende Theorie dieses neuen Zugangs zur Signalverarbeitung erläutert werden.

A.2 Theorie

Der für die Analyse transienter Vorgänge entscheidende Mangel der Fourier-Transformation liegt in der unzureichenden Berücksichtigung lokaler Eigenschaften des Signals. Ein Signal wird bei der Fourier-Transformation in trigonometrische Funktionen zerlegt, die unendlich lang mit derselben Periode schwingen, und die demzufolge keinen lokalen Charakter haben.

Bei der Wavelet-Transformation (WT) wird eine lokal oszillierende Funktion, das (Mutter-) Wavelet, zur Analyse des Signals verschoben, gestaucht und jeweils die Korrelation dieser modifizierten Version (dem Tochter-Wavelet) mit dem Signal berechnet. Mit der Zerlegung

einer zeitlichen Folge in den Zeit-Frequenz-Raum kann man sowohl die dominanten Frequenzen als auch deren zeitliche Veränderungen bestimmen.

Die kontinuierliche WT eines Signals $f(x)$ wird aus den Skalarprodukten dieses Signals mit den (um x') verschobenen und den (um den Faktor s) gestauchten Versionen des Wavelets ψ gebildet

$$W_\psi(s, x) = \frac{1}{\sqrt{s}} \int_{-\infty}^{+\infty} \psi^*\left(\frac{x' - x}{s}\right) f(x') dx' \quad (\text{A.1})$$

wobei (*) für komplex konjugiert steht. Üblicherweise ist das Wavelet ψ eine komplexe Funktion, somit sind auch die so genannten Wavelet-Koeffizienten komplex. Zur Darstellung und numerischen Analyse soll in dieser Arbeit jeweils das Quadrat des Betrages $|W_\psi(s, x)|^2$, bzw. eine normierte Version dieses Wavelet-Spektrums verglichen werden.

Eine Funktion kann als Wavelet ψ verwendet werden, wenn sie die Zulässigkeitsbedingung

$$0 < \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|\hat{\psi}(\omega)|^2}{|\omega|} d\omega < \infty \quad (\text{A.2})$$

erfüllt. Die Fourier-Transformation $\hat{\psi}(\omega)$ dieses Wavelets sei dabei als

$$\hat{\psi}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(x) e^{-2i\pi\omega x} dx \quad (\text{A.3})$$

definiert. Anschaulich bedeutet das, dass nur spektral begrenzte Funktionen als Wavelets zugelassen sind. Außerdem muss $\hat{\psi}(\omega)$ für die Frequenz $\omega = 0$ verschwinden, also

$$\hat{\psi}(0) = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(x) dx = 0. \quad (\text{A.4})$$

Ein Wavelet muss folglich einen Mittelwert von Null haben. In der Praxis sind Wavelets (übersetzt „Wellchen“) zeitlich begrenzte, (um die Nulllage) oszillierende Funktionen.

Bei der hier beschriebenen WT wird ein eindimensionales zeitliches Signal in den zweidimensionalen Zeit-Frequenz-Raum zerlegt. Dennoch wird bei dieser Transformation, wie auch bei der Fourier-Transformation in den eindimensionalen Frequenz-Raum, keine Information dazugewonnen. Letztendlich ist die WT nur ein Kompromiss zwischen einer exakten zeitlichen Auflösung (d.h. dem Signal selber) und einer exakten spektralen Auflösung (der Fourier-Transformation des Signals). Sie bietet somit nur eine andere Sichtweise auf die im Signal enthaltene Information. Ob der Schwerpunkt der Wavelet-Analyse in einer genaueren zeitlichen oder einer genaueren spektralen Analyse liegt, wird ausschließlich vom Wavelet selber bestimmt. Es gilt ein Unschärfeprinzip, nachdem bei einer zeitlich sehr genauen Lokalisierung von Ereignissen ein Mangel in der spektralen Lokalisierung in Kauf genommen werden muss, und umgekehrt. Bei der Fourier-Analyse (Zerlegung eines Signals in Sinuswellen) kann die zeitlich unendliche, aber spektral singuläre Sinus-Funktion gewissermaßen als Spezialfall einer Wavelet-Funktion verstanden werden.

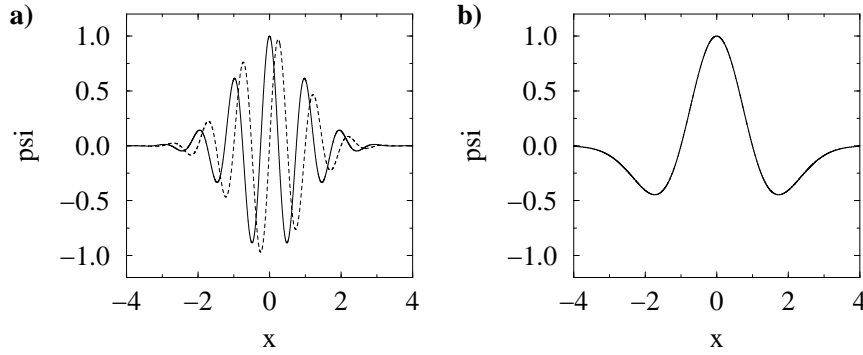


Abb. A.1: a) Morlet Wavelet: —, Realteil; - - -, Imaginärteil; b) Mexican Hat Wavelet

Im Rahmen der hier vorgestellten Verwendung der WT als zur Fourier-Transformation zusätzliches Analyseinstrument wurden zwei klassische Wavelets verwendet: das Morlet Wavelet und das Mexican Hat Wavelet. Das Morlet Wavelet ist die Überlagerung einer komplexen Sinus-Funktion mit der Gauss'schen Glockenkurve

$$\psi(x) = e^{i\omega_0 x} e^{-x^2/2} \quad (\text{A.5})$$

mit der nichtdimensionalen Frequenz ω_0 , die zur Erfüllung der Zulässigkeitsbedingung zu 6 gesetzt ist. Die zweite Ableitung der Gauss'schen Glockenkurve ist das Mexican Hat Wavelet

$$\psi(x) = (1 - x^2)e^{-x^2/2} \quad (\text{A.6})$$

welches eine schärfere zeitliche, und folglich eine schwächere spektrale Auflösung bietet. Der Mexican Hat ist realzahlig, folglich wird bei der Berechnung der WT der Imaginärteil einfach zu Null gesetzt. Die beiden vorgestellten Mutter-Wavelets sind in Abb. A.1 dargestellt.

In der Praxis wird die WT aus Effektivitätsgründen im Fourier-Raum durchgeführt. Statt Gl. A.1 kommt

$$W_\psi(s, x) = \frac{1}{\sqrt{s}} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{\psi}^*(s\omega) \hat{f}(\omega) e^{2i\pi\omega x} d\omega \quad (\text{A.7})$$

zur Anwendung. Die Fourier-Transformation des Signals kann mittels FFT schnell durchgeführt werden, während die Fourier-transformierte Version des Wavelets bereits analytisch vorliegt.

Wie bei der Fourier-Transformation bereitet die endliche Länge des Signals $f(x)$ Probleme. Bei der WT erhält man verfälschte Wavelet-Koeffizienten an den Rändern des Zeitintervalls. Aufgrund schlechterer zeitlicher Lokalisierung bereitet dieser Effekt beim Morlet mehr Probleme als beim Mexican Hat Wavelet.

Zur Berechnung der Wavelet-Koeffizienten wird in der Praxis ein Satz diskreter Skalen s ausgewählt. Üblicherweise schreibt man die Skalen als Potenzen zur Basis 2

$$s_j = s_0 2^j, \quad j = 0, 1, \dots, J, \quad (\text{A.8})$$

wobei s_0 für die kleinste auflösbare Skale (größer oder gleich der doppelten Zeitschrittweite) steht. J bestimmt die größte Skale, δj die Schrittweite. Eine Beziehung zwischen der Skale s und der jeweiligen Fourier-Periode λ kann durch eine WT einer Sinusfunktion (mit bekannter Frequenz), und Betrachtung derjenigen Skale s , bei der die Wavelet-Koeffizienten ihr Maximum aufweisen, berechnet werden. Für das Morlet Wavelet gilt $\lambda = 1.03s$, also ein recht geringer Unterschied, welcher beim Mexican Hat Wavelet jedoch wesentlich bedeutender ist. Für die vorgestellten Ergebnisse (s. Abb. 4.10, Abb. 4.11 zu Kap. 4.4 und Abb. 4.19 bis Abb. 4.23 zu Kap. 4.5) ist diese Umrechnung schon implementiert, sodass die jeweils dargestellte Frequenz $f = 1/\lambda$, bzw. dimensionslose Frequenz $St = f \cdot h/U_\infty$ schon für die mit der Fourier-Transformation jeweils vergleichbare Größe steht.

B Überströmung einer abgerundeten Stufe in einem ebenen Plattenkanal

Eine der scharfkantigen Stufenströmung – neben der abgerundeten Stufe von Song et al. (2000-2002) [180, 181, 179] – ebenfalls recht ähnliche Konfiguration stellt die im Rahmen einer DNS untersuchte abgerundete Stufe von Wagner und Dallmann (1998) [198] dar. Im Unterschied zur kreissegmentförmigen Abrundung und der Existenz eines singulären Punkts am Schnittpunkt von abgerundeter Stufenkontur mit Bodenplatte in [179] (s. Kap. 5) geht die abgerundete Stufenkontur in [198] ohne Sprung in die stromab befindliche Bodenplatte über. Die Stufenkontur $Z_c(X)$ folgt dabei einem Polynom, welches – um glatte Übergänge zu gewährleisten – horizontal verlaufende Tangenten am Anfangs- und Endpunkt des abgerundeten Stufenteils (d.h. auf Höhe der Stufe, bzw. der Bodenplatte) aufweist, und damit auch einen Wendepunkt dazwischen besitzt. Ein weiterer wichtiger Unterschied ist die Tatsache, dass die ankommende Strömung in [198] eine voll entwickelte, turbulente Kanalströmung darstellt, während für die scharfkantige (s. Kap. 3) und die abgerundete (s. Kap. 5) Stufenkonfiguration von einer ankommenden turbulenten Grenzschicht ausgegangen wird. Dies zwingt zur Simulation der oberen Begrenzungswand, welche für die globale Massenbilanz der Konfiguration zwar wichtig ist, für die (Analyse der) Ablösecharakteristik an der runden Stufe (und für eine theoretisch vorstellbare Anwendung von lokalen Beeinflussungsmethoden) jedoch nur eine untergeordnete Rolle spielt.

Leider liegen für die Konfiguration von Wagner und Dallmann (1998) [198] keine detaillierten experimentellen Daten vor. Lediglich bei Bao (2001) [15], einer Arbeit mit dem Schwerpunkt auf transitioneller Ablösung (d.h. laminarer Zuströmung), findet man einige Bemerkungen zur Strömungstopologie der im turbulenten Zustand ablösenden Stufenüberströmung. Für die laminare und transitionelle abgelöste Strömung über die abgerundete Stufe kann dagegen auf umfangreiche Erkenntnisse theoretischer (Schlichting und Gersten (1997) [170], bzw. Referenzen darin) und numerischer (Herberg (1995) [74]) Natur zurückgegriffen werden.

Nachfolgend werden Ergebnisse einer DNS und einer LES der nicht beeinflussten Überströmung der abgerundeten Stufe in einem ebenen Plattenkanal vorgestellt. Zur Darstellung der abgerundeten Stufengeometrie im kartesischen Gitter wird die Methode von Tremblay (2002) [193, 194] verwendet. Die vorgestellten Simulationen dienen dabei in erster Linie der *Validierung* dieser Methode bezüglich anderen DNS-Rechnungen (s.u.) und vor allem bezüglich der Sensitivität der Lösung auf unterschiedliche Gitterauflösungen (z.B. anhand eines Vergleichs der mittleren Ablöse- und Wiederanlegeposition). Wagner und Dallmann (1998) [198] benutzen für ihre DNS ebenfalls eine spezielle Methode zur Darstellung der abgerundeten Stufe innerhalb eines kartesischen, nicht äquidistanten Gitters, welche im Wesentlichen auf einer geschickten Anpassung der Lage der Gitterzellen an die Geometrie des beliebig gekrümmten Körpers basiert.

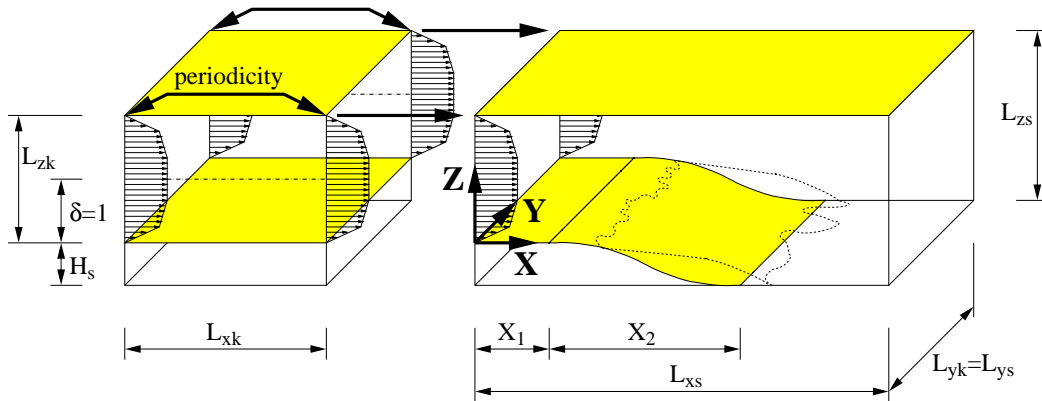


Abb. B.1: Berechnungsbereich und Lage des Koordinatensystems für die turbulente Strömung über eine abgerundete Stufe (nicht maßstabsgetreu)

Zunächst soll in Kap. B.1 kurz auf die Simulationsparameter für die DNS und LES – insbesondere auf die verwendeten Gitter im Vergleich zu den DNS von Wagner und Dallmann (1998) [198] und zur DNS der turbulenten Kanalströmung von Kim et al. (1987) [101] – eingegangen werden, bevor dann Ergebnisse zum mittleren Strömungsfeld für die Zuströmung, d.h. den Kanalteil (Kap. B.2) und den Stufenteil (Kap. B.3) vorgestellt werden. Augenblicksaufnahmen der Strömung (Kap. B.4) leiten zu einer kurzen Zusammenfassung (Kap. B.5) über.

B.1 Simulationsparameter

Für die Normierung der Längen-, Geschwindigkeits- und Zeitmaße, sowie für die Positionierung des Koordinatenursprungs wird – den veränderten Zuströmungsbedingungen Rechnung tragend – eine gegenüber den anderen vorgestellten Simulationen in dieser Arbeit leicht veränderte Notation verwendet (s. Abb. B.1): Als Referenzlänge dient die halbe Kanalhöhe $\delta = L_{zk}/2$ (der zweite Index „k“ oder „s“ der Längenangaben kennzeichnet dabei den Kanal, bzw. Stufenteil). Gegenüber der Konfiguration von Wagner und Dallmann (1998) [198] sind damit alle Längenmaße um den Faktor 2.0 vergrößert. Als Referenzgeschwindigkeit wird die über den Massenstrom im Kanalquerschnitt bestimmte mittlere Geschwindigkeit $U_b = 0.5 \cdot \int_{z=0}^{2.0} U \partial z$ (Index „b“ für „bulk velocity“) benutzt. Die longitudinale Lage des Koordinatensystems orientiert sich am Übergang von der Zuströmungssimulation, d.h. dem Kanalteil zur eigentlichen Simulation, d.h. dem Stufenteil. Eine kurze, der abgerundeten Stufe vorgelagerte Pufferzone X_1 , dient der Berücksichtigung von stromauf gerichteten Effekten.

Die Kontur der abgerundeten Stufe in der x - z -Ebene entspricht einem Polynom 7. Grades (mit verlängerten horizontalen Tangenten). Unter Verwendung der Substitution

$$\hat{X} = \frac{X - X_1}{X_2} \quad (\text{B.1})$$

	DNS	DNS	LES	DNS
	Wagner und Dallmann (1998) [198]	vorliegende Arbeit	vorliegende Arbeit	Kim et al. (1987) [101]
L_{xk}	10.2	9.6		12.6
L_{yk}	4.8	6.0		6.3
L_{zk}	2.0	2.0		2.0
N_{xk}	256	128	64	192
N_{yk}	128	120	48	160
N_{zk}	85	76	48	128
ΔX_k^+	7.2	13.5	27.0	11.8
ΔY_k^+	6.8	9.0	22.5	7.1
$\Delta Z_{min\ k}^+$	0.5	1.8	4.5	0.1
$\Delta Z_{max\ k}^+$	7.9	9.4	13.0	4.4

Tab. B.1: Parameter der verwendeten Gitter für den Bereich der Kanalströmung

mit der den Beginn des Abrundungsteils der Stufenkontur bestimmenden Konstante X_1 und der die longitudinale Länge des Abrundungsteils bestimmenden Konstante X_2 gilt folgende Beziehung

$$Z_c(\hat{X}) = \begin{cases} 0.0 & \text{für } X < X_1 \\ 20H_s\hat{X}^7 - 70H_s\hat{X}^6 + 84H_s\hat{X}^5 - 35H_s\hat{X}^4 & \text{für } X = [X_1; X_1 + X_2] \\ -H_s & \text{für } X > (X_1 + X_2) \end{cases} \quad (\text{B.2})$$

für die Gesamtkontur im verwendeten Koordinatensystem. Die Höhe der Stufe wird zu $H_s = 0.4$ gesetzt, was (im Maßstab 2:1) exakt der Konfiguration bei Wagner und Dallmann (1998) [198] entspricht. Der Beginn der Abrundung der Stufe wird (nach [198]) zu $X_1 = 2.38$ gesetzt. Die in [198] nicht angeführte, aber dort verwendete Längenkongstante beträgt $X_2 = 3.00$ (Wagner (2000), private Kommunikation).

Für DNS und LES erfolgt die Simulation der turbulenten Kanalströmung und der Stufenüberströmung jeweils mithilfe von 2 verschiedenen Gittern, wobei zu jedem Zeitschritt das aus dem Kanalteil ausströmende Geschwindigkeitsfeld (bei $X = 0.0$) als einströmendes Geschwindigkeitsfeld (bei $X = 0.0$) für den Stufenteil verwendet wird. Die von einem konstant aufgeprägten Druckgradienten $\langle \frac{\partial P}{\partial x} \rangle$ getriebene Kanalströmung wird über periodische Randbedingungen in der homogenen x -Richtung simuliert. Die mit der mittleren Wandschubspannungsgeschwindigkeit $U_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$ (Wandschubspannung τ_w) und der halben Kanalhöhe δ gebildete Reynoldszahl beträgt – analog zu Kim et al. (1987) [101] – $Re_\tau = U_\tau \cdot \delta / \nu = 180$. Daraus ergibt sich eine auf die mittlere Geschwindigkeit im Kanalquerschnitt bezogene Reynoldszahl $Re_b = U_b \cdot \delta / \nu \approx 2800$ und eine auf die Stufenhöhe bezogene Reynoldszahl $Re_h = U_b \cdot H_s / \nu \approx 1100$. In Spannweitenrichtung y werden sowohl für den Kanal- als auch

	DNS	DNS	LES
	Wagner und Dallmann (1998) [198]	vorliegende Arbeit	vorliegende Arbeit
L_{xs}	8.6	13.0	
L_{zs}	2.4	2.4	
N_{xs}	512	368	132
N_{zs}	129	112	64
$\Delta X_{min\ s}^+$	7.2	4.9	14.0
$\Delta X_{max\ s}^+$		13.5	39.6

Tab. B.2: Parameter der verwendeten Gitter für den Bereich der Stufenüberströmung

für den Stufenteil periodische Randbedingungen verwendet. In der Ausströmebene des Stufenteils bei $X = L_{xs}$ werden die (longitudinalen) Gradienten der Geschwindigkeiten zu Null gesetzt. Die räumliche Diskretisierung erfolgt mit dem zentralen Differenzschema 2. Ordnung. Für die LES wird wiederum das Feinstrukturmodell von Germano et al. (1991) [61] verwendet.

Einen Einblick in die Details der jeweiligen Gitter für die DNS und die LES gewähren Tab. B.1 für den Kanal- und Tab. B.2 für den Stufenteil. Die DNS im Kanalteil ist etwas größer als jene von Wagner und Dallmann (1998) [198] und von Kim et al. (1987) [101] aufgelöst. In vertikaler z -Richtung sind die beide Gitter zwischen $Z = 0.0$ und $Z = 2.0$ symmetrisch bezüglich der Kanalmittelebene gestaltet, sodass bei $Z = 1.0$ die maximale Zellweite $\Delta Z_{max\ k}$ und an den Wänden die minimale Zellweite $\Delta Z_{min\ k}$ auftritt. Besonders letztere ist für die vorliegende DNS deutlich höher als in [198] und [101], letztendlich um moderate Gitterspreizungsraten im Kanalteil (maximal 5.1% für die DNS, bzw. 7.5% für die LES) zu gewährleisten. Im Bereich von $Z = [-0.4; 0.0]$ besitzen die Gitter in z -Richtung äquidistante (LES), bzw. sich mit sehr geringer Spreizung vergrößernde und wieder verkleinernde⁹⁴ (DNS) Gitterzellen. In lateraler y -Richtung ($L_{yk} = L_{ys}$) ist das Berechnungsgebiet für DNS und LES etwas weiter als in [198] ausgedehnt. Weiterhin wurde großer Wert auf eine ausreichend weit von der Stufe platzierte Ausströmebene gelegt, was sich in der gegenüber [198] deutlich vergrößerten longitudinalen Ausdehnung L_{xs} niederschlägt.

B.2 Zuströmungsbedingungen

Anhand der in Abb. B.2 dargestellten logarithmischen Geschwindigkeitsprofile für die Kanalzuströmung erkennt man, dass die DNS – trotz der deutlich größeren Gitterauflösung

⁹⁴Die Anordnung (bei der DNS) erfolgt dabei symmetrisch um $Z = -0.2$, sodass das Gitter in z -Richtung an der Bodenplatte $Z = -0.4$ wieder Zellweiten von $\Delta Z_{min\ k}$ aufweist.

in Wandnähe gegenüber der mit einem Spektralverfahren berechneten DNS von Kim et al. (1987) [101] – eine fast perfekte Übereinstimmung mit den Referenzdaten liefert. Für die LES ergeben sich Abweichungen vor allem im Übergangsbereich $Z^+ \approx [10; 40]$ zwischen viskoser Unterschicht und dem Geltungsbereich des logarithmischen Wandgesetzes.

Das mittlere Verhältnis der Mittelebenengeschwindigkeit zur mittleren Geschwindigkeit U_c/U_b (Index „c“ für „centerline velocity“) beträgt 1.15 für die DNS, 1.16 für die LES im Vergleich zu 1.16. in [101]. Für das mittlere Verhältnis der mittleren Geschwindigkeit zur Wandschubspannungsgeschwindigkeit U_c/U_τ erhält man 15.73 für die DNS, 15.66 für die LES verglichen mit 15.63 in [101]. Diese Abweichungen scheinen im Zusammenhang mit geringfügigen Abweichungen des Massendurchsatzes zu stehen, was wiederum anhand der (von der angenommenen Geschwindigkeit $U_b = 1.000$) leicht abweichenden mittleren Geschwindigkeiten 0.988 für die DNS und 0.997 für die LES beobachtbar ist. Die generelle Größenordnung der Abweichungen liegt im unteren Bereich der von Meri (2002) [130] dokumentierten Abweichungen. Allerdings ist eine scheinbar gegenläufige Tendenz bei diesen Kennzahlen (d.h. größere Abweichungen bei feinerem Gitter) feststellbar. Die Gründe dafür könnten zum einen im (eher zufälligen) gegenseitigen Aufheben mehrerer Fehlerquellen bei der LES liegen, zum anderen scheinen oben angeführte Kennzahlen sehr sensitiv auf *das Verhältnis* der Gitterauflösung in den verschiedenen Koordinatenrichtungen *zueinander*, bzw. auf den Grad der Verfeinerung in z -Richtung in Wandnähe zu reagieren⁹⁵. Nähere Hinweise bzgl. letzterer Vermutung liefern z.B. die Bemerkungen bei Kaltenbach et al. (1999) [96] zur Kanalzuströmung.

Deutlichere Abweichungen als bei den mittleren Geschwindigkeitsprofilen (s. Abb. B.2) lassen sich für die *rms*-Geschwindigkeitsfluktuationen zu den Referenzdaten der DNS von Kim et al. (1987) [101] feststellen (s. Abb. B.3). Für die DNS ist der Grad an Übereinstimmung zwar wiederum sehr hoch, in der Umgebung der *rms*-Maxima fallen die DNS-Werte jedoch etwas zu gering aus. Dabei besitzen die *rms*-Profile der DNS der Kanalzuströmung und jene von Wagner und Dallmann (1998) [198] bzgl. der Charakteristika (der Abweichungen) gegenüber [101] – trotz der in dieser Arbeit verwendeten gröbereren Gitterauflösung – auffallende Ähnlichkeit. Für die LES kann man in unmittelbarer Wandnähe (z.T. deutlich) zu hoch berechnete *rms*-Fluktuationen, ein zu hoch berechnetes u_{rms} -Maximum, zu hohe u_{rms} im weiteren (wandferneren) Verlauf und zu gering berechnete v_{rms} und w_{rms} mit Ausnahme der unmittelbaren Wandnähe ($Z > 0.1$) beobachten. Die Turbulenzstruktur wird somit in hinreichender Wandentfernung für die LES zu stark anisotrop (mit zu starker Betonung der longitudinalen Komponente) berechnet⁹⁶. Da sich die Fehler der zu hohen u_{rms} und der zu

⁹⁵Mit anderen Worten: das Verhältnis der Gitterauflösung verschiedener Koordinatenrichtungen zueinander könnte bei der DNS u.U. ungünstiger gestaltet sein als bei der LES.

⁹⁶Die Charakteristika der Abweichungen stimmt wiederum relativ gut den bei Meri (2002) [130] beobachteten Abweichungen (mit einem noch gröbereren Gitter *kmg7*, aber dem Kompaktverfahren 4. Ordnung) für dasselbe Feinstrukturmodell (Germano et al. (1991) [61]) überein.

niedrigen w_{rms} für die LES für $Z > 0.1$ bei der Bildung der Kreuzkorrelationen $-\langle uw \rangle$ z.T. aufheben, verwundert die anhand von Abb. B.4 erkennbare recht genaue Übereinstimmung der $-\langle uw \rangle$ der DNS und LES mit [101] nicht.

B.3 Mittleres Strömungsfeld

Für die in Abb. B.5 – und in Abb. B.6 nochmals vergrößert – dargestellten Profile der mittleren Geschwindigkeitskomponente $\langle U \rangle$ lassen sich in der Umgebung der Kanalmittelebene $Z \approx [0.5; 1.5]$ im gesamten Stufenteil höhere Werte für die LES als für die DNS feststellen, welche mit dem geringfügig größeren Massendurchsatz der LES zusammenhängen. Von $X = 3.88$ bis $X = 5.38$ (d.h. von der Hälfte der Stufenrundung bis zum stromab gelegenen Ende) lässt sich anhand der in Wandnähe schwach negativen $\langle U \rangle$ -Profile die Existenz eines mittleren Rückströmgebiets erahnen. Ebenfalls im Zusammenhang mit diesem Rückströmgebiet stehen die positiven Vertikalgeschwindigkeiten $\langle W \rangle$ von $X = 3.88$ bis $X = 4.88$, welche die aufströmende Fluidbewegung in Wandnähe aufzeigen. Die Abweichungen der $\langle W \rangle$ der LES von der DNS erreichen im Wiederanlegebereich bei $X = 5.38$ ihre größten Beträge. In diesem Bereich der höchsten auftretenden Turbulenzenergien (s. z.B. nachfolgend ausgewertete *rms*-Fluktuationen) erfolgt die Grobstruktursimulation am ungenauesten.

Für die in Abb. B.5 dargestellten *rms*-Geschwindigkeitsfluktuationen lässt sich eindrucksvoll beobachten, wie die an der unteren Kanalwand angeordnete runde Stufe die Strömung in Form einer Störung aus dem symmetrischen Ausgangszustand (des Kanals) treibt, und in hinreichender Entfernung vom Stufenhindernis ein solcher symmetrischer Zustand (bezüglich einer um $H_s/2$ nach unten verschobenen Symmetrieebene) wieder angestrebt, gleichwohl bei $X = 9.38$ noch längst nicht erreicht wird. Besonders v_{rms} , w_{rms} und $-\langle uw \rangle$ offenbaren bei $X = 9.38$ auf der Stufenseite noch starke überhöhte Werte als Spätfolgen der (einseitigen) Präsenz der Stufe, während die u_{rms} zwar vom Betrag her auf das Niveau der glatten (oberen) Kanalwand abgeklungen sind, dennoch eine verschiedene (und damit asymmetrische) Struktur in Form einer sich neubildenden Wandgrenzschicht und einer von der abgelösten Scherschicht und den entsprechend auftretenden großskaligen Strukturen herrührenden Außenschicht aufweisen. Der scheinbare Vorsprung der u_{rms} -Profile beim Wiederanstreben eines symmetrischen Kanalprofils gegenüber den anderen Komponenten des Reynolds'schen Spannungstensors entspricht dem bei Alving und Fernholz (1996) [8], Castro und Epik (1998) [25] und Song (2002) [179] festgestellten Verhalten, welches eine generelle Eigenschaft von zu gewöhnlichen Wandgrenzschichten relaxierenden (d.h. sich nicht im Gleichgewichtszustand befindlichen) Grenzschichten – unabhängig vom Zustand der Strömung stromauf der Störung (d.h. beispielweise der Ablöseblase) – zu sein scheint. Die im Nahfeld der abgelösten Strömung in Abb. B.6 sichtbaren Tendenzen bei den *rms*-Fluktuationen und $-\langle uw \rangle$ in Form der Ausbildung einer ablösenden und wiederanlegenden Scherschicht mit zunächst scharf

	$\langle X_s \rangle$	$\langle X_r \rangle$
DNS	3.5	5.7
LES	3.5	5.7
DNS Wagner (1998) [198]	3.2	5.4

Tab. B.3: Mittlere Ablöse- ($\langle X_s \rangle$) und Wiederanlegepositionen ($\langle X_r \rangle$) für DNS und LES

abgegrenzten *rms*-Maxima und später weiter ausgebreiteten, höheren *rms*- und $-\langle uw \rangle$ entsprechen weitgehend den für die abgerundete Stufenüberströmung nach Song (2002) [179] beobachteten Tendenzen (s. Abb. 5.10 zu Kap. 5.3.2).

Während ein qualitativer Vergleich des mittleren Stromlinienverlaufs (s. Abb. B.7) mit einer relativ weit stromauf befindlichen Strömungsablösung und einer dementsprechend langgestreckten Ablöseblase gute Übereinstimmung mit Wagner und Dallmann (1998) [198] liefert, lassen sich bei einem (quantitativen) Vergleich der mittleren Ablöse- und Wiederanlegeposition (s. Tab. B.3) kleinere Unterschiede in Form von für die DNS und die LES gegenüber [198] um je 0.3 halbe Kanalhöhen zu weit stromab berechnete $\langle X_s \rangle$ -, bzw. $\langle X_r \rangle$ -Positionen feststellen. Die diesbezüglich perfekte Übereinstimmung zwischen DNS und LES kommt jedoch etwas glücklich zustande, wie sich aus den im Bereich des Rückströmgebiets teilweise verschiedenen und nur in der Umgebung von $\langle X_s \rangle$ und $\langle X_r \rangle$ übereinstimmenden C_f -Verläufen (s. Abb. B.8) ersehen lässt. Gerade das für die DNS im stromab gelegenen Teil der Ablösezone (bei $X \approx 5.0$) gelegene scharfe C_f -Minimum, welches große Ähnlichkeit zum Fall der massiven Ablösung der laminar überströmten runden Stufe (Schlichting (1997) [170]) besitzt, tritt bei der LES in deutlich schwächerem Ausmaß auf. Auch entlang der oberen (glatten) Wand sind deutliche Unterschiede des Wandreibungskoeffizienten C_f zwischen DNS und LES feststellbar (s. Abb. B.9), was auf die unterschiedlich berechnete Ausbreitung der induzierten Wirkung der Stufenpräsenz auf die Gesamtströmung hinweist.

Das anhand der mittleren Druckverteilung (s. Abb. B.10) ersichtliche deutlich ausgeprägte Druckminimum am Beginn der starken Oberflächenkrümmung der runden Stufe (bei $X \approx 3.0$) reflektiert den erst beschleunigten und nachfolgend verzögerten Strömungsverlauf, welcher stromab des Druckminimums schließlich zur Ablösung im Bereich des positiven Druckgradienten führt. Stromab der mittleren Ablöseposition stagniert der Druckanstieg und bildet ein Plateau (s. Abb. B.11), welches in deutlich schwächerer Ausprägung auch für die abgerundete Stufenüberströmung nach Song (2002) [179] (s. Abb. 5.9 zu Kap. 5.3.2) beobachtbar ist. Die sowohl für die untere (gekrümmte) als auch für die obere (glatte) Kanalwand (s. Abb. B.12) feststellbaren Unterschiede in den C_p -Verläufen zwischen DNS und LES in Form von fast ausnahmslos zu geringen C_p -Werten für die LES deuten auf eine zu geringe Diffusorwirkung (d.h. Gesamtdruckanstieg) im Stufenteil der LES (z.B. aufgrund der Simulation einer zu geringen Gesamtturbulenzwirkung der Stufenpräsenz) hin.

Die in Abb. B.13 dargestellten Verteilungen der *rms*-Geschwindigkeitsfluktuationen im Stufenteil der DNS zeigen nochmals das starke Anwachsen der Turbulenzenergie im Bereich der abgelösten Scherschicht. Der Maximalwert an fluktuierender Geschwindigkeit wird zunächst für u_{rms} deutlich stromauf der mittleren Wiederanlegeposition $\langle X_r \rangle$ erreicht. Für v_{rms} und w_{rms} treten die Maxima dagegen etwas weiter stromab, im Wiederanlegebereich der abgelösten Scherschicht auf. Definiert man schließlich einen von der Präsenz der abgerundeten Stufe verursachten Verstärkungsfaktor der *rms*-Geschwindigkeitsfluktuationen gegenüber der (gegenüberliegenden) glatten (oberen) Wand, so ergeben sich die höchsten Werte im (räumlichen) Bereich der jeweiligen *rms*-Maximalwerte von $u_{rms}^+ \approx 1.3$, $v_{rms}^+ \approx 2.0$ und $w_{rms}^+ \approx 2.6$. Letzterer Wert liegt dabei in der Größenordnung der bei Wagner und Dallmann (1998) [198] beschriebenen Werts von $w_{rms}^+ \approx 3$.

B.4 Visualisierung des augenblicklichen Strömungsfelds

Einen Eindruck von der Komplexität der turbulenten Strömungsvorgänge – insbesondere in Wandnähe – gewinnt man bei Betrachtung von Augenblicksaufnahmen der Geschwindigkeits- (s. Abb. B.14) und Druckfluktuationen (s. Abb. B.15). Während die longitudinalen (u') Fluktuationen mit langgestreckten Strukturen in unmittelbarer Nähe der glatten (nicht stromab der Stufenrundung gelegenen) Wände auf die für turbulente Grenzschichten typischen „streaks“ hindeuten, weisen die dominanten (kohärenten) Strukturen der Fluktuationen in Spannweitenrichtung (v') eine typische Neigung gegenüber der Wand zur Kanalmitte hin auf. Im Bereich der abgelösten und wiederanlegenden Strömung erkennt man für alle Komponenten der Geschwindigkeits- und für die Druckfluktuationen eine erhöhte Turbulenzaktivität in Form von (im Vergleich zu den anderen dargestellten Strömungsbereichen) stärker schwankenden Werten. Eine Aufdickung des Bereichs erhöhter Turbulenzaktivität von der Stufenrundung in stromab gewandter Richtung ist außerdem zu erkennen, wobei diese Beobachtung anhand der mittleren Verteilungen der *rms*-Geschwindigkeitsfluktuationen (s. Abb. B.13) nachvollzogen werden kann. Die qualitativ beobachteten strukturellen Eigenschaften des augenblicklichen Strömungsfelds decken sich wiederum mit den entsprechenden Analysen bei Wagner und Dallmann (1998) [198].

B.5 Zusammenfassung

Mit den in diesem Anhang vorgestellten Simulationen zur turbulenten Überströmung einer abgerundeten Stufe in einem ebenen Plattenkanal kann die physikalisch korrekte Behandlung von beliebig gekrümmten (no-slip) Oberflächen im kartesischen Gitter nach Tremblay (2002) [194] erfolgreich nachgewiesen werden. Im Zuströmungsbereich des ebenen Plattenkanals sind – verglichen mit der DNS von Kim et al. (1987) [101] – für die DNS nur sehr geringe Abweichungen und für die LES deutliche Abweichungen feststellbar, welche aber im

Rahmen der für die gewählte Gitterauflösung anhand von Erfahrungswerten (bei Verwendung gewöhnlicher (no-slip) Wandrandbedingungen) zu erwartenden Abweichungen liegen. Leider besteht für den Stufenteil keine Zugriffsmöglichkeit auf experimentelle Versuchsdaten. Ein Vergleich der mittleren Ablöse- und Wiederanlageposition mit der DNS von Wagner und Dallmann (1998) [198] zeigt moderate Abweichungen, ebenso wie ein Vergleich der Statistik des mittleren und des fluktuierenden Strömungsfelds zwischen DNS und LES im Bereich der abgelösten und wiederanlegenden Scherschicht stromab der runden Stufe. Weitere qualitative Vergleiche mit [198] belegen ebenfalls, dass zumindest die generellen Eigenschaften der Strömung, wie z.B. der komponentenabhängig verschieden starke und an verschiedenen räumlichen Positionen befindliche Anstieg und nachfolgende Abfall der Geschwindigkeitsfluktuationen, wiedergegeben werden.

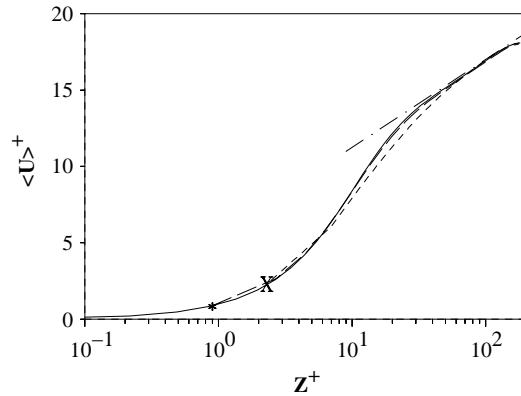


Abb. B.2: Logarithmisches Profil der mittleren Geschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung, $\langle U \rangle$ im Kanalteil: Referenz (DNS) von Kim et al. (1987) [101] (durchgezogene Linie), DNS (lang gestrichelte Linie und \star , wandnächster Punkt), LES (kurz gestrichelte Linie und X , wandnächster Punkt), logarithmisches Wandgesetz $\langle U \rangle^+ = \frac{1}{\kappa} \ln Z^+ + C^+$ (strichpunktierte Linie) mit $\kappa = 0.40$ und $C^+ = 5.5$

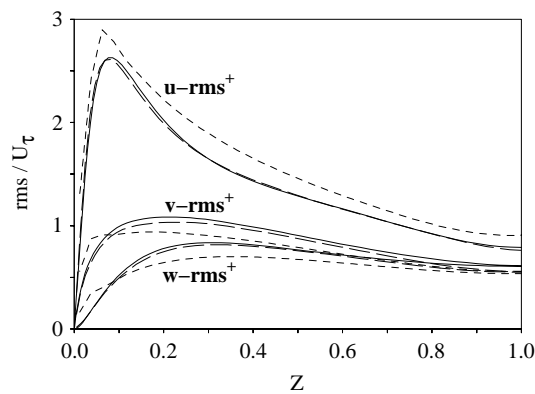


Abb. B.3: *rms*-Profile der Geschwindigkeit im Kanalteil: Referenz (DNS) von Kim et al. (1987) [101] (durchgezogene Linie), DNS (lang gestrichelte Linie) und LES (kurz gestrichelte Linie)

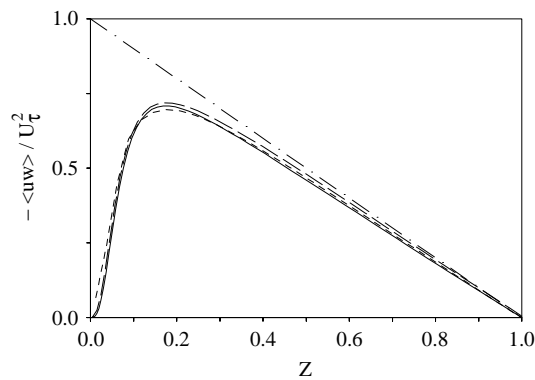


Abb. B.4: Profil der Kreuzkorrelationen, $-\langle uw \rangle$ im Kanalteil: Referenz (DNS) von Kim et al. (1987) [101] (durchgezogene Linie), DNS (lang gestrichelte Linie) und LES (kurz gestrichelte Linie)

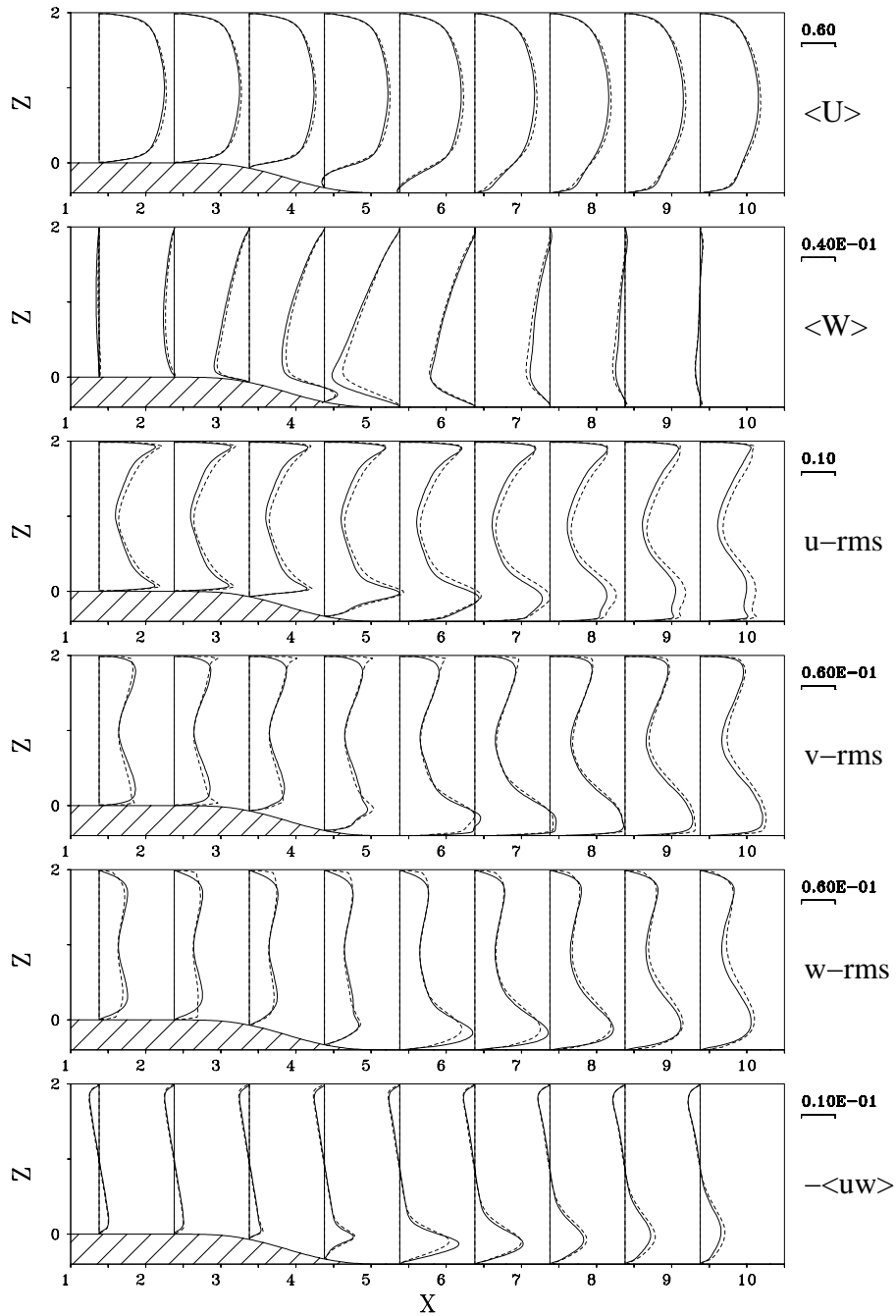


Abb. B.5: Statistik 1. und 2. Ordnung im Expansionsteil: DNS (durchgezogene Linie) und LES (gestrichelte Linie)

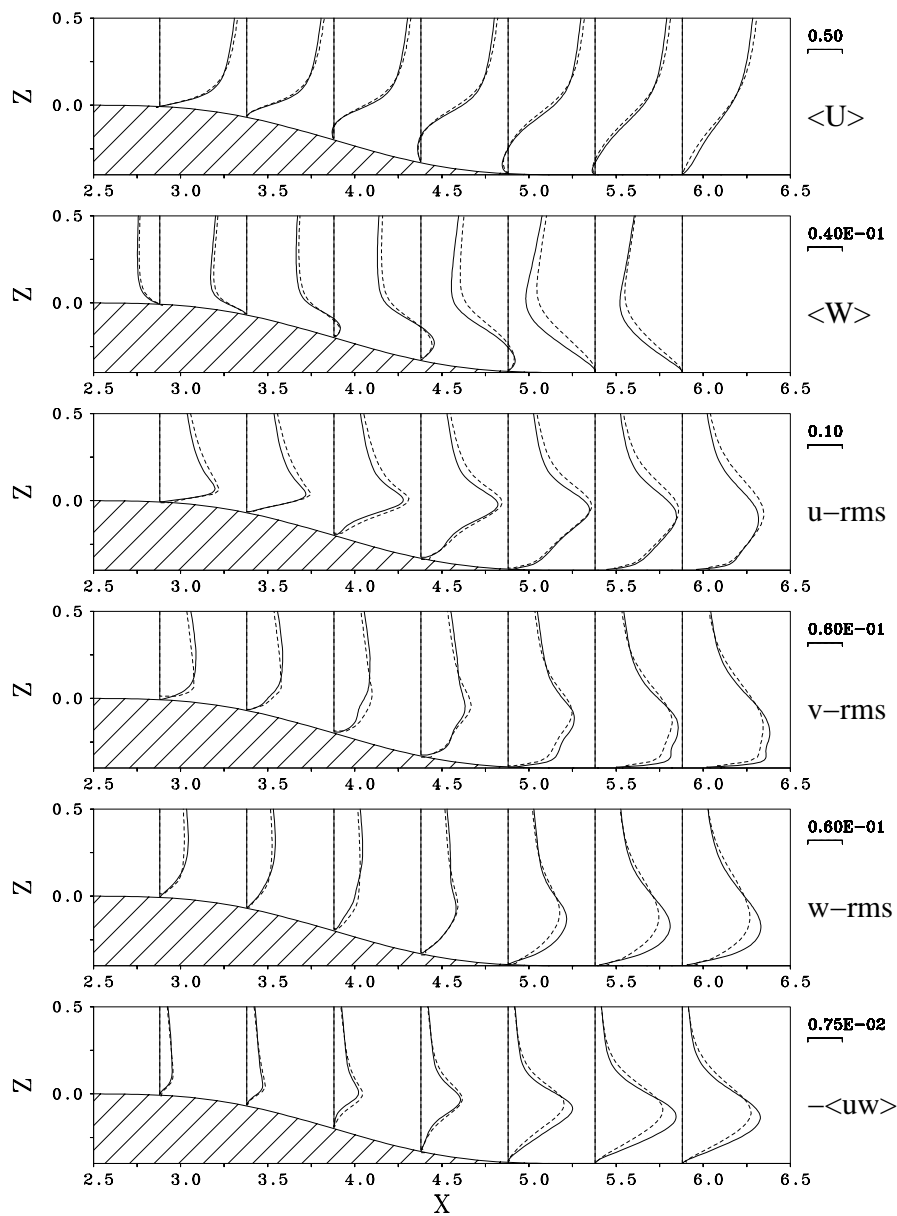


Abb. B.6: Statistik 1. und 2. Ordnung im Expansionsteil (Zoom): DNS (durchgezogene Linie) und LES (gestrichelte Linie)

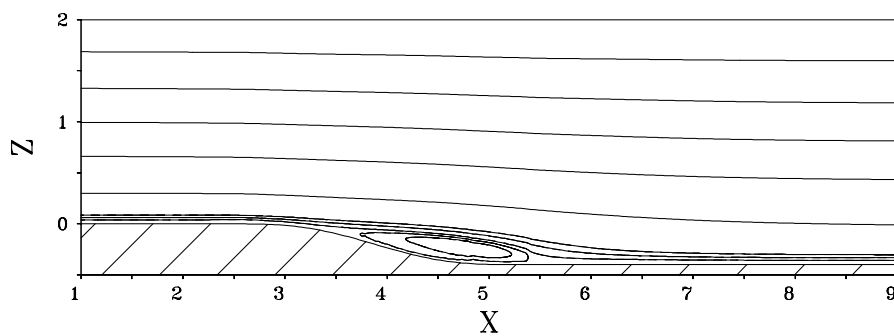


Abb. B.7: DNS: Stromlinienverlauf

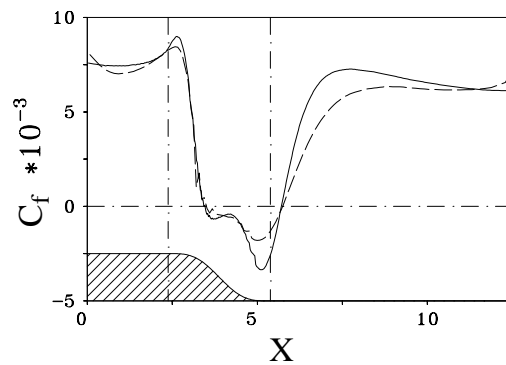


Abb. B.8: Wandreibungskoeffizient C_f entlang der unteren Kanalwand (überhöhte Darstellung der Kanalwand, senkrechte strichpunktierte Linien am Anfangs- und Endpunkt der Stufenrundung): DNS (durchgezogene Linie) und LES (gestrichelte Linie)

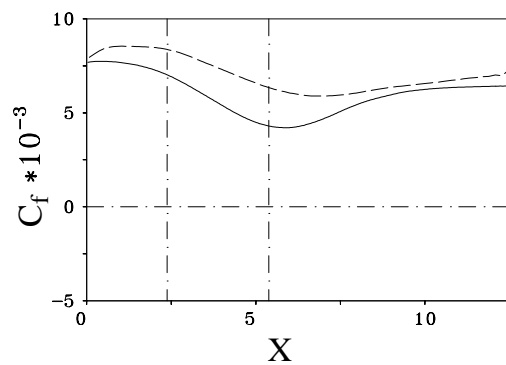


Abb. B.9: Wandreibungskoeffizient C_f entlang der oberen Kanalwand (senkrechte strichpunktierte Linien am Anfangs- und Endpunkt der Stufenrundung): DNS (durchgezogene Linie) und LES (gestrichelte Linie)

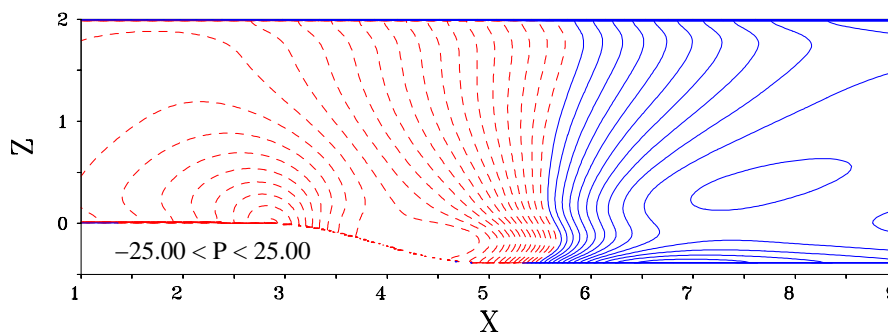


Abb. B.10: DNS: Mittlere Verteilung des statischen Drucks P (50 Isolinien mit $\Delta P = 1.00$: --- negative Werte, — positive Werte)

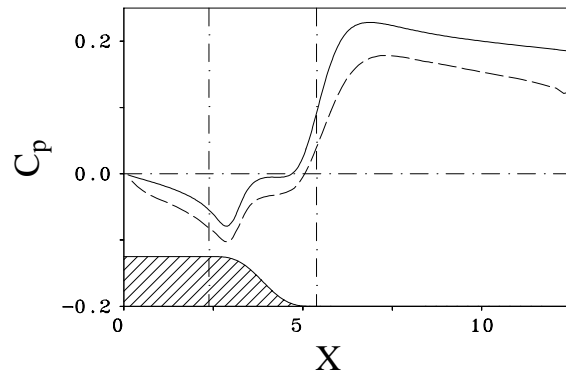


Abb. B.11: Mittlerer Druckbeiwert C_p entlang der unteren Kanalwand (überhöhte Darstellung der Kanalwand, senkrechte strichpunktierte Linien am Anfangs- und Endpunkt der Stufenrundung): DNS (durchgezogene Linie) und LES (gestrichelte Linie)

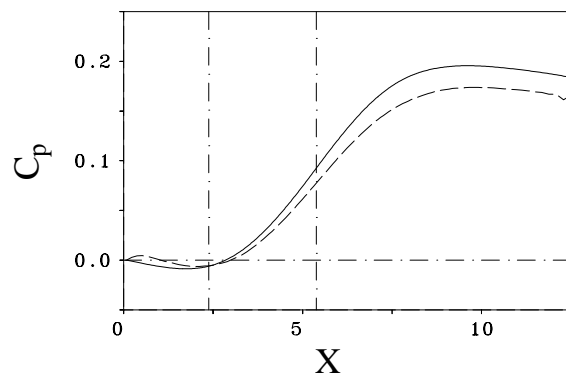


Abb. B.12: Mittlerer Druckbeiwert C_p entlang der oberen Kanalwand (senkrechte strichpunktierte Linien am Anfangs- und Endpunkt der Stufenrundung): DNS (durchgezogene Linie) und LES (gestrichelte Linie)

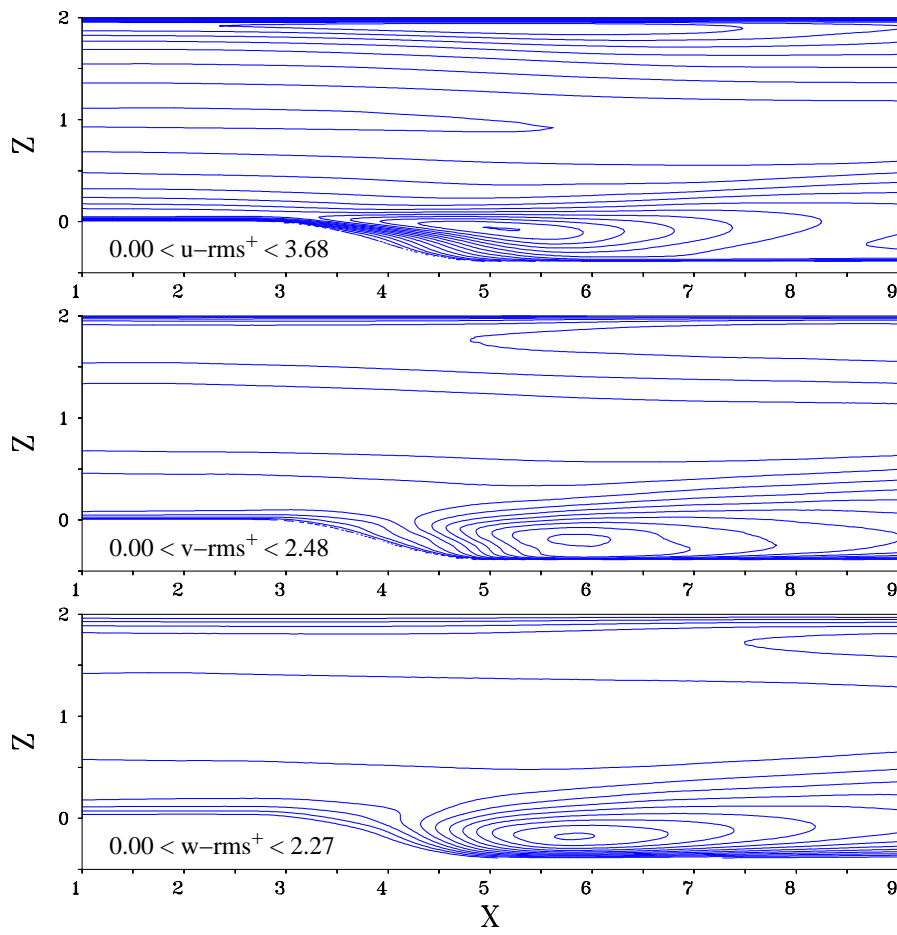


Abb. B.13: DNS: Mittlere Verteilung der Fluktuationen (jeweils 15 Isolinien mit äquidistantem Abstand)

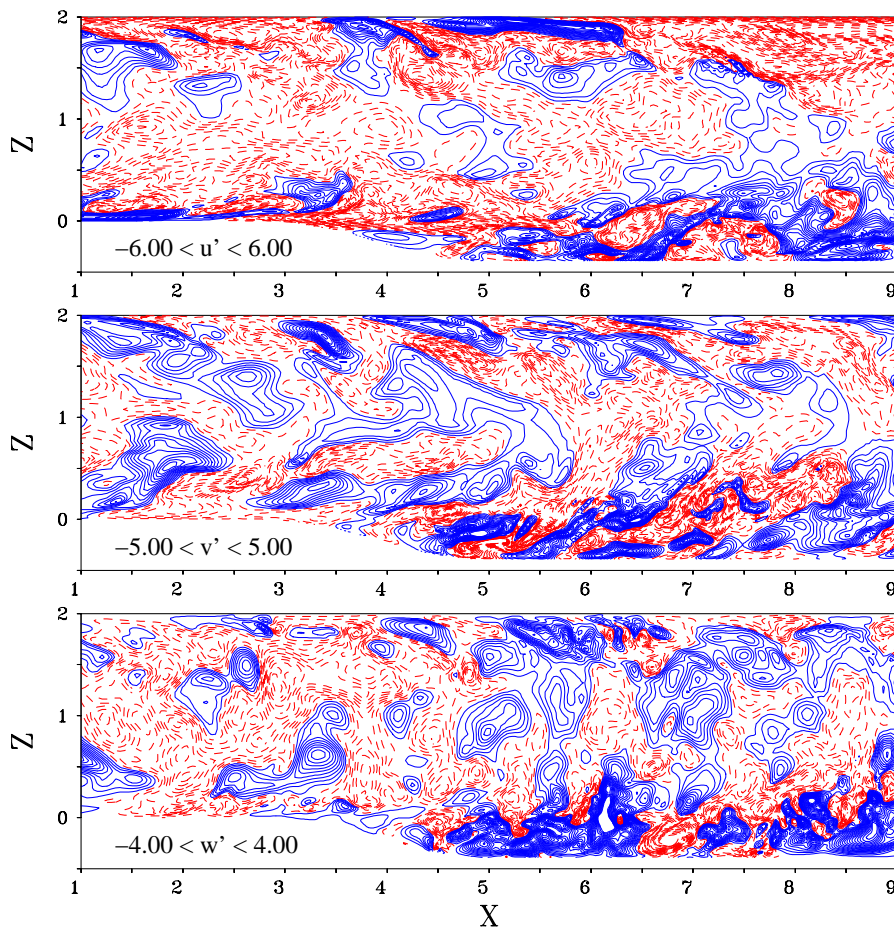


Abb. B.14: DNS: Augenblicksfeld der Geschwindigkeitsfluktuationen u' , v' und w' (jeweils 40 Isolinien mit äquidistantem Abstand: - - - negative Werte, — positive Werte)

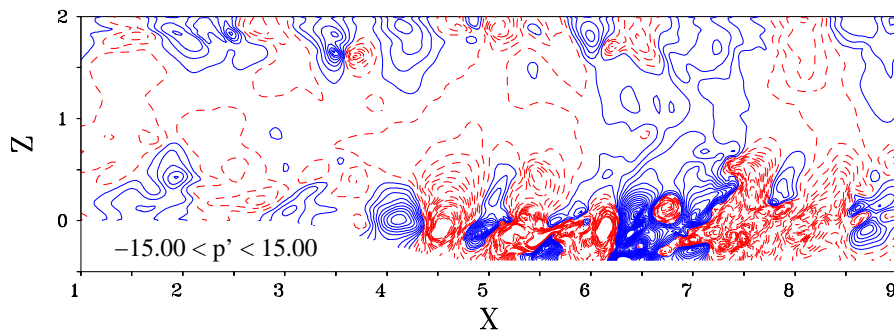


Abb. B.15: DNS: Augenblicksfeld der Druckfluktuationen p' (40 Isolinien mit Abstand $\Delta p' = 0.75$: - - - negative Werte, — positive Werte)

Literatur

- [1] E.W. Adams and J.P. Johnston. Effects of the separating shear layer on the reattachment flow structure. Part 1: Pressure and turbulence quantities. *Exp. Fluids*, 6:400–408, 1988.
- [2] E.W. Adams and J.P. Johnston. Effects of the separating shear layer on the reattachment flow structure. Part 2: Reattachment length and wall shear stress. *Exp. Fluids*, 6:493–499, 1988.
- [3] E.W. Adams and J.P. Johnston. Flow structure in the near-wall zone of a turbulent separated flow. *AIAA Journal*, 26(8):932–939, 1988.
- [4] E.W. Adams, J.P. Johnston, and J.K. Eaton. Experiments on the structure of turbulent reacting flow. Report No. MD-43, Department of Mechanical Engineering, Stanford University, 1984.
- [5] K. Akselvoll and P. Moin. Large eddy simulation of a backward facing step flow. In W. Rodi and F. Martelli, editors, *Proceedings of Engineering Turbulence Modelling and Experiments 2*, pages 303–313. Elsevier Science Publishers, 1993.
- [6] K. Akselvoll and P. Moin. Large eddy simulation of turbulent confined coannular jets and turbulent flow over a back-ward facing step. Report No. TF-63, Department of Mechanical Engineering, Stanford University, 1995.
- [7] G.P. Almeida, D.F.G. Durao, and M.V. Heitor. Wake flows behind two dimensional model hills. *Exp. Thermal and Fluid Science*, 7:87–101, 1993.
- [8] A.E. Alving and H.H. Fernholz. Turbulence measurements around a mild separation bubble and downstream of reattachment. *J. Fluid Mech.*, 322:297–328, 1996.
- [9] F. Argoul, A. Arneodo, G. Grasseau, Y. Gagne, E.J. Hopfinger, and U. Frisch. Wavelet analysis of turbulence reveals the multifractal nature of the Richardson cascade. *NATURE*, 338:51–53, March 1989.
- [10] B.F. Armaly, F. Durst, J.C.F. Pereira, and B. Schönung. Experimental and theoretical investigation of backward-facing step flow. *J. Fluid Mech.*, 127:473–496, 1983.
- [11] N. Aubry. On the hidden beauty of the proper orthogonal decomposition. *Theoret. Comput. Fluid Dynamics*, 2:339–352, 1991.
- [12] N. Aubry, P. Holmes, J.L. Lumley, and E. Stone. The dynamics of coherent structures in the wall region of a turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.*, 192:115–173, 1988.
- [13] K.S. Ball, L. Sirovich, and L.R. Keefe. Dynamical eigenfunction decomposition of turbulent channel flow. *Int. J. Numerical Methods in Fluids*, 12:585–604, 1991.

- [14] P.R. Bandyhopadhuay. Resonant flow in a row of small transverse cavities submerged in a turbulent boundary layer. *Proc. Roy. Soc. Lond. A*, 420:219–245, 1988.
- [15] F. Bao. *Experimental investigation of transitional unsteady separated vortex flows*. PhD thesis, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR), Göttingen, Germany, 2001.
- [16] J.G. Berbee and J.L. Ellzey. The effect of aspect ratio on the flow over a rearward-facing step. *Exp. Fluids*, 7:447–452, 1989.
- [17] G. Berkooz, P. Holmes, and J.L. Lumley. The proper orthogonal decomposition in the analysis of turbulent flows. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 25:539–575, 1993.
- [18] S. Bhattacharjee, B. Scheelke, and T.R. Troutt. Modification of vortex interactions in a reattaching separated flow. *AIAA Journal*, 24(4):623–629, 1986.
- [19] P. Bradshaw and F.Y.F. Wong. The reattachment and relaxation of a turbulent shear layer. *J. Fluid Mech.*, 52:113–135, 1972.
- [20] M. Breuer. *Direkte Numerische Simulation und Large-Eddy Simulation turbulenter Strömungen auf Hochleistungsrechnern*. Berichte aus der Strömungstechnik, Habilitationsschrift, Universität Erlangen-Nürnberg. Shaker Verlag, Aachen, Germany, 2002.
- [21] G.L. Brown and A. Roshko. On density effects and large structure in turbulent mixing layers. *J. Fluid Mech.*, 64:775–816, 1974.
- [22] A. Brunn and W. Nitsche. Separation control by periodic excitation in a turbulent axisymmetric diffuser flow. *Journal of Turbulence*, 4(009), 2003.
- [23] D. Büche, P. Stoll, and P. Koumoutsakos. An evolutionary algorithm for multi-objective optimization of combustion process. *Center for Turbulence Research, Annual Research Briefs*, pages 231–239, 2001.
- [24] C.U. Buice and J.K. Eaton. Experimental investigation of flow through an asymmetric plane diffuser. *J. Fluids Engineering*, 122:433–435, 2000.
- [25] I.P. Castro and E. Epik. Boundary layer development after a separated region. *J. Fluid Mech.*, 374:91–116, 1998.
- [26] I.P. Castro and A. Haque. The structure of a turbulent shear layer bounding a separation region. *J. Fluid Mech.*, 179:439–468, 1987.
- [27] W. Cazemier, R.W.C.P. Verstappen, and A.E.P. Veldman. Proper orthogonal decomposition and low-dimensional models for driven cavity flows. *Phys. Fluids*, 10(7):1685–1698, 1998.

- [28] N.J. Cherry, R. Hillier, and M.E.M.P. Latour. Unsteady measurements in a separated and reattaching flow. *J. Fluid Mech.*, 144:13–46, 1984.
- [29] T.P. Chiang and W.H. Sheu. Vortical flow over a 3-D backward-facing step. *Num. Heat Transfer A*, 31:167–192, 1997.
- [30] H. Choi, M. Hinze, and K. Kunisch. Instantaneous control of backward-facing step flows. *Appl. Num. Math.*, 31(2):133–158, 1999.
- [31] K.B. Chun and H.J. Sung. Control of turbulent separated flow over a backward-facing step by local forcing. *Exp. Fluids*, 21:417–426, 1996.
- [32] K.B. Chun and H.J. Sung. Response of separated flows over a backward-facing step to local forcing. In *Proc. 11th Symp. Turbulent Shear Flows*, pages 26/13–17, Grenoble, France, September 8-10 1997.
- [33] S. Chun, I. Lee, and H.J. Sung. Effect of spanwise-varying local forcing on turbulent separated flow over a backward-facing step. *Exp. Fluids*, 26:437–440, 1999.
- [34] J.H. Citriniti and W.K. George. Reconstruction of the global velocity field in the axisymmetric mixing layer utilizing the proper orthogonal decomposition. *J. Fluid Mech.*, 418:137–166, 2000.
- [35] D.E. Coles. The law of the wake in the turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.*, 1:191–226, 1956.
- [36] B.D. Coller, B.R. Noack, S. Narayanan, A. Banaszuk, and A.I. Khibnik. Reduced-basis model for active separation control in a planar diffuser flow. *AIAA paper No. 2000-2562*, 2000.
- [37] J. Counihan. An improved method of simulating an atmospheric boundary layer in a wind tunnel. *Atmos. Env.*, 3:197–214, 1969.
- [38] T. Dallard and F.K. Browand. The growth of large scales at defect sites in the plane mixing layer. *J. Fluid Mech.*, 247:339–368, 1993.
- [39] A.E. Deane, I.G. Kevrekidis, G.E. Karniadakis, and S.A. Orszag. Low-dimensional models for complex geometry flows: Application to grooved channels and circular cylinders. *Phys. Fluids A*, 3(10):2337–2354, October 1991.
- [40] V. DeAngelis, P. Lombardi, and S. Banerjee. Direct numerical simulation of turbulent flow over a wavy wall. *Phys. Fluids*, 9(8):2429–2442, 1997.
- [41] D.B. DeGraaff and J.K. Eaton. Reynolds-number scaling of the flat-plate turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.*, 422:319–346, 2000.

- [42] F. Delcayre. Topology of coherent vortices in the reattachment region of a backward-facing step. In *Proc. 11th Symp. Turbulent Shear Flows*, pages 26/24–29, Grenoble, France, September 8-10 1997.
- [43] J. Delville, L. Ukeiley, L. Cordier, J.P. Bonnet, and M. Glauser. Examination of large-scale structures in a turbulent plane mixing layer. Part 1. Proper orthogonal decomposition. *J. Fluid Mech.*, 391:91–122, 1999.
- [44] W.J. Devenport and E.P. Sutton. Near-wall behavior of separated and reattaching flows. *AIAA Journal*, 29(1):25–31, 1991.
- [45] J.A. Domaradzki and R.S. Rogallo. Local energy transfer and nonlocal interactions in homogeneous, isotropic turbulence. *Phys. Fluids A*, 2(3):413–426, 1990.
- [46] D.M Driver, H.L. Seegmiller, and J.G. Marvin. Time-dependent behavior of a reattaching shear layer. *AIAA Journal*, 25(7):914–919, 1987.
- [47] Y. Dubief and F. Delcayre. On coherent-vortex identification in turbulence. *Journal of Turbulence*, 1(011), 2000.
- [48] F. Durst and F. Schmitt. Experimental study of high reynolds number backward-facing step flow. *Proc. 5th Symposium on Turbulent Shear Flows, August 7-9, Cornell U., Ithaca, N.Y.*, 1985.
- [49] J.K. Eaton and J.P. Johnston. Turbulent flow re-attachment: an experimental study of the flow and structure behind a backward-facing step. Report No. MD-39, Department of Mechanical Engineering, Stanford University, 1980.
- [50] J.K. Eaton and J.P. Johnston. A review of research on subsonic turbulent flow reattachment. *AIAA Journal*, 19:1093–1100, 1981.
- [51] T.M. Farabee and M.J. Casarella. Spectral features of wall pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers. *Phys. Fluids A*, 3(10):2410–2420, 1991.
- [52] M. Farge. Wavelet transforms and their applications to turbulence. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 24:395–457, 1992.
- [53] J.R. Fessler and J.K. Eaton. Turbulence modification by particles in a backward-facing step flow. *J. Fluid Mech.*, 394:97–117, 1999.
- [54] J.B. Freund and P. Moin. Mixing enhancement in jet exhaust using fluidic actuators: direct numerical simulations. In *Proc. of FEDSM'98, ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting*, Washington, DC, USA, June 21-25 1998 (s.a. <http://turbulence.ucsd.edu/gallery/>).

- [55] R. Friedrich and M.P. Arnal. Analyzing turbulent backward-facing step flow with the lowpass-filtered Navier-Stokes-equations. *J. Wind Eng. and Ind. Aerodyn.*, 35:101–128, 1990.
- [56] C. Fureby. Towards large eddy simulations of flows in complex geometries. *AIAA paper No. 98-2806*, pages 1–17, 1998.
- [57] N. Furuichi and M. Kumada. An experimental study of a spanwise structure around a reattachment region of a two-dimensional backward-facing step. *Exp. Fluids*, 32:179–187, 2002.
- [58] M. Gad-el Hak. Modern developments in flow control. *Appl. Mech. Rev.*, 49:365–379, 1996.
- [59] M. Gad-el Hak and D.M. Bushnell. Separation control: Review. *J. Fluids Engineering*, 113:5–30, 1991.
- [60] S.L. Gai and S.D. Sharma. Pressure distributions behind a rearward facing segmented step. *Exp. Fluids*, 5:154–158, 1987.
- [61] M. Germano, U. Piomelli, P. Moin, and W.H. Cabot. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Phys. Fluids A*, 3(7):1760–1765, 1991.
- [62] S. Ghosal and P. Moin. The basic equations for the large eddy simulation of turbulent flows in complex geometry. *J. Comp. Phys.*, 118:24–37, 1995.
- [63] J.C. Gillis and J.P. Johnston. Turbulent boundary-layer flow and structure on a convex wall and its redevelopment on a flat wall. *J. Fluid Mech.*, 135:123–153, 1983.
- [64] M.N. Glauser, S.J. Leib, and K. George. Coherent structures in the axisymmetric turbulent jet mixing layer. In F. Durst, B.E. Launder, J.L. Lumley, F.W. Schmidt, and J.H. Whitelaw, editors, *Turbulent Shear Flows 5*, pages 134–145. Springer-Verlag, 1987.
- [65] A. Glezer, Z. Kadioglu, and A.J. Pearlstein. Development of an extended proper orthogonal decomposition and its application to a time periodically forced plane mixing layer. *Phys. Fluids A*, 1(8):1363–1373, 1989.
- [66] W. Gong, P.A. Taylor, and A. Dörnbrack. Turbulent boundary-layer flow over fixed aerodynamically rough two-dimensional sinusoidal waves. *J. Fluid Mech.*, 312:1–37, 1996.
- [67] S.V. Gordeyev and F.O. Thomas. Coherent structure in the turbulent planar jet. Part 1. Extraction of proper orthogonal decomposition eigenmodes and their self-similarity. *J. Fluid Mech.*, 414:145–194, 2000.

- [68] W.R. Graham, J. Peraire, and K.Y. Tang. Optimal control of vortex shedding using low order models. Part I: Open-loop model development. *Int. J. Num. Meth. in Engineering*, 44(7):945–972, 1999.
- [69] W.R. Graham, J. Peraire, and K.Y. Tang. Optimal control of vortex shedding using low order models. Part II: Model-based control. *Int. J. Num. Meth. in Engineering*, 44(7):973–990, 1999.
- [70] P.M. Gresho and R. Lee. Don't suppress the wiggles – they're telling you something. *Computers and fluids*, 9:223–253, 1981.
- [71] M.A.Z. Hasan and A.S. Khan. On the stability characteristics of a reattaching shear layer with nonlaminar separation. *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 13:224–231, 1992.
- [72] A.F. Heenan and J.F. Morrison. Passive control of pressure fluctuations generated by separated flow. *AIAA Journal*, 36(6):1014–1022, 1998.
- [73] D.S. Henn and R.I. Sykes. Large-eddy simulation of flow over wavy surfaces. *J. Fluid Mech.*, 383:75–112, 1999.
- [74] T. Herberg. *Numerische Simulation und Analyse der stationären und instationären laminaren Ablöseblase an der zurückspringenden, abgerundeten Stufe mit Hilfe der Karhunen-Loève Zerlegung*. PhD thesis, Deutsche Forschungsanstalt für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR), Göttingen, Germany, 1995.
- [75] H. Higuchi, J. Lewalle, and P. Crane. On the structure of a two-dimensional wake behind a pair of flat plates. *Phys. Fluids*, 6(1):297–305, 1994.
- [76] A. Hilgers. Control and optimization of turbulent jet mixing. *Center for Turbulence Research, Annual Research Briefs*, pages 45–54, 2000.
- [77] C.W. Hirt, B.D. Nichols, and N.C. Romero. Sola – a numerical solution algorithm for transient fluid flows. In *Los Alamos Sci. Lab. Report LA 5852*, Los Alamos, 1975.
- [78] C.M. Ho and P. Huerre. Perturbed free shear layers. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 16:365–424, 1984.
- [79] S. Honami, T. Shizawa, and H. Tsuchitani. Organized structures in the reattachment process in a backward-facing step flow. *9th Symp. Turbulent Shear Flows, August 16-18, Kyoto, Japan*, 1993.
- [80] F.B. Hsiao, C.F. Liu, and J.Y. Shyu. Control of wall-separated flow by internal acoustic excitation. *AIAA Journal*, 28(8):1440–1446, 1990.
- [81] J.D. Hudson, L. Dykhno, and T.J. Hanratty. Turbulence production in flow over a wavy wall. *Exp. Fluids*, 20:257–265, 1996.

- [82] A. Huppertz. *Aktive Beeinflussung der Strömung stromab einer rückwärts-gewandten Stufe*. PhD thesis, Technische Universität Berlin, Berlin, Germany, 2001.
- [83] A. Huppertz and H.H. Fernholz. Active control of the turbulent flow over a swept fence. *Eur.J.Mech. B/Fluids*, 21(4):429–446, 2002.
- [84] G. Iaccarino. Prediction of the turbulent flow in a diffuser with commercial CFD codes. *Center for Turbulence Research, Annual Research Briefs*, pages 271–278, 2000.
- [85] K. Isomoto and S. Honami. The effect of inlet turbulence intensity on the reattachment process over a backward-facing step. *J. Fluids Engineering*, 111:87–92, 1989.
- [86] K. Ito and S.S. Ravindran. A reduced order method for simulation and control of fluid flows. *J. Comp. Phys.*, 143(2):403–425, 1998.
- [87] N. Itoh and N. Kasagi. Turbulence measurement in a separated and reattaching flow over a backward-facing step with the three-dimensional particle tracking velocimeter (in japanese). *J. Flow Visualization Society of Japan*, 34:245, 1989.
- [88] J. Jeong and A.K.M.F. Hussain. On the identification of a vortex. *J. Fluid Mech.*, 285:69–94, 1995.
- [89] S. Jovic. An experimental study of a separated/reattached flow behind a backward-facing step. $Re_h = 37000$. *NASA Tech. Mem 110384*, 1996.
- [90] S. Jovic and D. Driver. Reynolds number effect on the skin friction in separated flows behind a backward-facing step. *Exp. Fluids*, 18:464–467, 1995.
- [91] S. Jovic and D.M. Driver. Backward-facing step measurement at low reynolds number, $Re_h = 5000$. *NASA Tech. Mem 108807*, 1994.
- [92] W. Jürgens and H.J. Kaltenbach. Karhunen-Loève expansion (POD) of the flow behind a swept, rearward-facing step. In Dopazo, C. et al., editor, *Advances in Turbulence VIII*, pages 273–276. CIMNE, 2000.
- [93] W. Jürgens and H.J. Kaltenbach. Eigenmode decomposition of turbulent velocity fields behind a swept, backward-facing step. *Journal of Turbulence*, 4(018), 2003.
- [94] H. Kaltenbach. The swept backward-facing step with an upstream turbulent boundary layer. In I.P. Castro, P.E. Hancock, and T.G. Thomas, editors, *Advances in Turbulence IX*, pages 73–76. CIMNE, 2002.
- [95] H. Kaltenbach and G. Janke. Direct numerical simulation of flow separation behind a swept, rearward-facing step at $Re_H = 3000$. *Phys. Fluids*, 12(9):2320–2337, 2001.

- [96] H.J. Kaltenbach, M. Fatica, R. Mittal, T.S. Lund, and P. Moin. Study of flow in a planar asymmetric diffuser using large-eddy simulation. *J. Fluid Mech.*, 390:151–185, 1999.
- [97] S. Kang and H. Choi. Suboptimal feedback control of turbulent flow over a backward-facing step. *J. Fluid Mech.*, 463:201–227, 2002.
- [98] N. Kasagi, A. Matsunaga, and S. Kawara. Turbulence measurement in a separated and reattaching flow over a backward-facing step with the aid of three-dimensional particle tracking velocimetry. *J. Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 46/47:821–829, 1993.
- [99] R.M. Kelso, T.T. Lim, and A.E. Perry. The effect of forcing on the time-averaged structure of the flow past a surface-mounted bluff plate. *J. Wind Eng. and Ind. Aerodynamics*, 49:217–226, 1993.
- [100] B.N. Kim and M.K. Chung. Experimental study of roughness effects on the separated flow over a backward-facing step. *AIAA Journal*, 33(1):159–161, 1994.
- [101] J. Kim, P. Moin, and R. Moser. Turbulence statistics in fully developed channel flow at low reynolds number. *J. Fluid Mech.*, 177:133–166, 1987.
- [102] M. Kiya and K. Sasaki. Structure of large-scale vortices and unsteady reverse flow in the reattaching zone of a turbulent separation bubble. *J. Fluid Mech.*, 154:463–491, 1985.
- [103] P. Koumoutsakos, J. Freund, and D. Parekh. Evolution strategies for parameter optimization in jet flow control. *Center for Turbulence Research, Proc. of the Summer Program*, pages 121–132, 1998.
- [104] P. Koumoutsakos, J. Freund, and D. Parekh. Evolution strategies for automatic optimization of jet mixing. *AIAA Journal*, 39(5):967–969, 2001.
- [105] O. Labbé, P. Sagaut, and E. Montreuil. Large-Eddy Simulation of heat transfer over a backward-facing step. *Num. Heat Transfer A*, 42(1):73–90, 2002.
- [106] J.C.S. Lai, J. Yue, and M.F. Platzer. Control of backward-facing step flow using a flapping foil. *Exp. Fluids*, 32:44–54, 2002.
- [107] P.S. Larsen. Database on tc-2c and tc-2d fence-on-wall and obstacle-on-wall test cases. Report AFM-ETMA 95-01, ISSN 0590-8809, TU Denmark, 1995.
- [108] H. Le and P. Moin. Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward-facing step. Report No. TF-58, Department of Mechanical Engineering, Stanford University, 1994.

- [109] H. Le, P. Moin, and J. Kim. Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward-facing step. *J. Fluid Mech.*, 330:349–374, 1997.
- [110] A. Leder. *Abgelöste Strömungen: physikalische Grundlagen*. Grundlagen und Fortschritte der Ingenieurwissenschaften. Vieweg Verlag, Braunschweig, 1992.
- [111] C. Lee, J. Kim, D. Babcock, and R. Goodman. Application of neural networks to turbulence control for drag reduction. *Phys. Fluids*, 9(6):1740–1747, 1997.
- [112] I. Lee and H.J. Sung. Characteristics of wall pressure fluctuations in separated and reattaching flows over a backward-facing step: Part I. Time-mean statistics and cross-spectral analyses. *Exp. Fluids*, 30:262–272, 2001.
- [113] I. Lee and H.J. Sung. Characteristics of wall pressure fluctuations in separated flows over a backward-facing step: Part II. Unsteady wavelet analysis. *Exp. Fluids*, 30:273–282, 2001.
- [114] K.H. Lee, L. Cortelezzi, J. Kim, and J. Speyer. Application of reduced-order controller to turbulent flows for drag reduction. *Phys. Fluids*, 13(5):1321–1330, 2001.
- [115] M. Lesieur, P. Begou, E. Briand, A. Danet, F. Delcayre, and J.L. Aider. Coherent-vortex dynamics in large-eddy simulations of turbulence. *Journal of Turbulence*, 4(016), 2003.
- [116] J.C. Lin, F.G. Howard, D.M. Bushnell, and G.V. Selby. Comparative study of control techniques for two-dimensional low-speed turbulent flow separation. In V.V. Kozlov and A.V. Dovgal, editors, *Separated Flows and Jets*, pages 429–474. IUTAM Symposium Novosibirsk/USSR 1990, Springer-Verlag, 1991.
- [117] J.L. Lumley. The structure of inhomogeneous turbulent flows. In A.M. Yaglom and V.I. Tatarski, editors, *Atmospheric Turbulence and Radio Wave Propagation*, page 166, Moscow, 1967. Nauka.
- [118] T.S. Lund, X. Wu, and K.D. Squires. On the generation of turbulent inflow conditions for boundary layer simulations. *Center for Turbulence Research, Annual Research Briefs*, pages 281–295, 1996.
- [119] C. Maaß and U. Schumann. Direct numerical simulation of separated turbulent flow over a wavy boundary. In E.H. Hirschel, editor, *Notes on Numerical Fluid Mechanics, Vol. 52*, pages 227–241. Vieweg Verlag, 1996.
- [120] D.G. Mabey. Analysis and correlation of data on pressure fluctuations in separated flow. *J. Aircr.*, 9:642–645, 1972.

- [121] M. Maeda, N. Kasagi, M. Kumada, M. Mizomoto, Y. Nagano, and K. Torii. Database on turbulent heat transfer. Dept. of Mech. Eng., Keio University, Yokohama, Japan, <ftp.mh.mech.keio.ac.jp>, 1995.
- [122] M. Manhart. *Umströmung einer Halbkugel in turbulenter Grenzschicht - Grobstruktur-simulation und Eigenmodeanalyse der Ablöseprozesse*. Fortschritt-Berichte VDI Reihe 7, Vol. 292, Dissertation (in german), Universität der Bundeswehr München. VDI-Verlag, Düsseldorf, 1996.
- [123] M. Manhart. Direct numerical simulation of turbulent boundary layers on high performance computers. In E. Krause and W. Jaeger, editors, *High performance Computing in Science and Engineering 1998*. Springer Verlag, 1998.
- [124] M. Manhart. Vortex shedding from a hemisphere in a turbulent boundary layer. *Theoret. Comput. Fluid Dynamics*, 12:1–28, 1998.
- [125] M. Manhart. Analysing near-wall behaviour in a separating turbulent boundary layer by DNS. In B.J. Geurts, R. Friedrich, and O. Metais, editors, *Direct and Large-Eddy Simulation IV*, pages 81–88. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 2001.
- [126] M. Manhart. *Direkte numerische Simulation – ein Werkzeug zur Vorhersage und Analyse komplexer turbulenter Strömungen*. Habilitationsschrift, Technische Universität München, 2002.
- [127] M. Manhart and H. Wengle. A spatiotemporal decomposition of a fully inhomogeneous turbulent flow field. *Theoret. Comput. Fluid Dynamics*, 5:223–242, 1993.
- [128] M. Manhart and H. Wengle. Large-eddy simulation of turbulent boundary layer flow over a hemisphere. In Voke P.R., L. Kleiser, and J-P. Chollet, editors, *Direct and Large-Eddy Simulation I*, pages 299–310. Kluwer Academic Publishers, March 27-30 1994.
- [129] C. Meneveau. Analysis of turbulence in the orthonormal wavelet representation. *J. Fluid Mech.*, 232:469–520, 1991.
- [130] A. Meri. *Direkte und Grobstruktur-Simulation abgelöster turbulenter Strömungen mit einem Kompaktverfahren vierter Ordnung für nicht-äquidistante Rechengitter*. PhD thesis, Universität der Bundeswehr München, München, Germany, 2002.
- [131] A. Meri and H. Wengle. DNS and LES of turbulent backward-facing step flow using 2nd- and 4th-order discretization. In R. Friedrich and W. Rodi, editors, *Advances in LES of complex flows*, pages 99–114. Kluwer Academic Publishers, 2002.
- [132] A. Meri, H. Wengle, A. Dejoan, Védý E., and R. Schiestel. Application of a 4th-order Hermitian scheme for non-equidistant grids to LES and DNS of incompressible fluid

- flow. In E.H. Hirschel, editor, '*Numerical Flow Simulation I*', pages 382–406. Notes on Numerical Fluid Mechanics, Vol.66, Vieweg Verlag, 1998.
- [133] A. Meri, H. Wengle, M. Raddaoui, P. Chauve, and R. Schiestel. Large-eddy simulation of non-equilibrium inflow conditions and of the spatial development of a confined plane jet with co-flowing streams. In W. Rodi and D. Laurence, editors, '*Engineering Turbulence Modelling and Experiments 4*', pages 197–206. Elsevier Science Publishers, 1999.
- [134] A. Meri, H. Wengle, and R. Schiestel. Dns and les of a backward-facing step flow using 2nd- and 4th-order spatial discretization and les of the spatial development of mixing of turbulent streams with non-equilibrium inflow conditions. In E.H. Hirschel, editor, '*Numerical Flow Simulation II*', pages 268–287. Notes on Numerical Fluid Mechanics, Vol.75, Vieweg Verlag, 2000.
- [135] J.J. Miau, K.C. Lee, M.H. Chen, and J.H. Chou. Control of separated flow by a two-dimensional oscillating fence. *AIAA Journal*, 29:1140–1148, 1991.
- [136] C. Min and H. Choi. Suboptimal feedback control of vortex shedding at low Reynolds numbers. *J. Fluid Mech.*, 401:123–156, 1999.
- [137] P. Moin and T. Bewley. Feedback control of turbulence. *Appl. Mech. Rev.*, 47:S3–S13, 1994.
- [138] P. Moin and R. Moser. Characteristic-eddy decomposition of turbulence in a channel. *J. Fluid Mech.*, 200:471–509, 1989.
- [139] P. Moinat and N. Djilali. Application of Large Eddy Simulation to high Reynolds number separated flow. *CFD Journal*, 10(1):119–135, 2001.
- [140] Y. Morinishi and T. Kobayashi. In '*Engineering Turbulence Modelling and Experiments 1*', page 245. Elsevier Science Publishers, 1990.
- [141] S. Müller, M. Milano, and P. Koumoutsakos. Application of machine learning algorithms to flow modeling and optimization. *Center for Turbulence Research, Annual Research Briefs*, pages 169–178, 1999.
- [142] T. Mullin, C.A. Greated, and I. Grant. Pulsating flow over a step. *Phys. Fluids*, 23(4):669–674, 1980.
- [143] J. Neumann. On time-dependent behaviour of controlled turbulent flow with separation and reattachment. *Proc. Appl. Math. Mech. (PAMM)*, 3(1):44–47, 2003.
- [144] J. Neumann and A. Orellano. Grobstruktursimulationen (LES) aktiv kontrollierter turbulenter Hindernisüberströmungen. *Bericht Nr. 2/01, Institut für Strömungsmechanik und Aerodynamik, Universität der Bundeswehr München*, 2001.

- [145] J. Neumann and H. Wengle. Active control of turbulent separated flows using Large-eddy simulation. In B.J. Geurts, R. Friedrich, and O. Metais, editors, *Direct and Large-Eddy Simulation IV*, pages 427–434. Kluwer Academic Publishers, 2001.
- [146] J. Neumann and H. Wengle. DNS and LES of passively controlled turbulent flow backward-facing step flow. *Flow Turbulence and Combustion*, 71:1–14, 2003.
- [147] S. Obi, K. Aoki, and S. Masuda. Experimental and computational study of turbulent separating flow in an asymmetric plane diffuser. In *9th Symp. Turbulent Shear Flows, August 16-18, Kyoto, Japan*, pages 305/1–305/4, 1993.
- [148] S. Obi, H. Ohizumi, K. Aoki, and S. Masuda. Turbulent separation control in a plane asymmetric diffuser by periodic perturbation. In W. Rodi and F. Martelli, editors, *Engineering Turbulence Modelling and Experiments 2*, pages 633–642. Elsevier Science Publishers, 1993.
- [149] A. Omurtag and L. Sirovich. On low-dimensional modeling of channel turbulence. *Theoret. Comput. Fluid Dynamics*, 13:115–127, 1999.
- [150] A. Orellano. *Aktiv kontrollierte Hindernisüberströmung in einer turbulenten Grenzschicht*. PhD thesis, Universität der Bundeswehr München, München, Germany, 1999.
- [151] A. Orellano, J. Neumann, and H. Wengle. Energy transfer between POD modes of forced turbulent flow over a fence. In *Proc. 2nd Symp. Turbulence and Shear Flow Phenomena*, pages 29–34 (Vol. III), Stockholm, Sweden, June 27-29 2001.
- [152] A. Orellano and H. Wengle. POD analysis of coherent structures in forced turbulent flow over a fence. *Journal of Turbulence*, 2(008), 2001.
- [153] M.V. Ötügen and G. Muckenthaler. Study of separated shear layer in moderate Reynolds number plane sudden expansion flows. *AIAA Journal*, 30(7):1808–1814, 1992.
- [154] G. Papadopoulos and M.V. Ötügen. Separating and reattaching flow structure in a suddenly expanding rectangular duct. *J. Fluids Engineering*, 117:17–23, 1995.
- [155] H.M. Park and M.W. Lee. Control of Navier-Stokes equations by means of mode reduction. *Int. J. Numerical Methods in Fluids*, 33(4):535–557, 2000.
- [156] S.V. Patankar. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Series in Computational Methods in Mechanics and Thermal Sciences. McGraw-Hill, New York, 1980.
- [157] R.W. Pitz and J.W. Daily. Combustion in a turbulent mixing layer formed at a rearward-facing step. *AIAA Journal*, 21(11):1565–1570, 1983.

- [158] R.D. Prabhu, S.S. Collis, and Y. Chang. The influence of control on proper orthogonal decomposition of wall-bounded turbulent flows. *Phys. Fluids*, 13(2):520–537, 2001.
- [159] S.H. Ra and P.K. Chang. Effects of pressure gradient on reattaching flow downstream of a rearward-facing step. *J. Aircr.*, 27(1):93–95, 1990.
- [160] I. Rechenberg. *Evolutionstrategie: Optimierung technischer Systeme nach Prinzipien der biologischen Evolution*. Frommann, Stuttgart, 1973.
- [161] D. Rempfer and H.F. Fasel. Evolution of three-dimensional coherent structures in a flat-plate boundary layer. *J. Fluid Mech.*, 260:351–375, 1994.
- [162] S.K. Robinson. Coherent motions in the turbulent boundary layer. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 23:601–639, 1991.
- [163] G.P. Romano, S. Pomponio, and G. Querzoli. An investigation on the fluctuations of the reattachment point downstream a backward-facing step using particle tracking velocimetry. In *Proc. 11th Symp. Turbulent Shear Flows*, pages 30/7–12, Grenoble, France, September 8-10 1997.
- [164] F.W. Roos and J.T. Kegelmann. Control of coherent structures in reattaching laminar and turbulent shear layers. *AIAA Journal*, 24(12):1956–1963, 1986.
- [165] C.W. Rowley, T. Colonius, and R.W. Murray. POD based models of self-sustained oscillations in the flow past an open cavity. *AIAA paper No. 2000-1969*, 2000.
- [166] B. Ruck and B. Makiola. Flow separation over the step with inclined walls. In R.M.C. So, C.G. Speziale, and B.E. Launder, editors, *Near-Wall Turbulent Flows*, pages 999–1008. Elsevier Science Publishers, 1993.
- [167] P. Sagaut, B. Troff, T.H. Le, and Ta Phuoc Loc. Large Eddy Simulation of turbulent flow past a backward facing step with a new mixed scale SGS model. In *IMACS-COST Conference on Computational Fluid Dynamics*, Lausanne, Switzerland, September 13-15 1995.
- [168] I.F. Sbalzarini, L.K. Su, and P. Koumoutsakos. Evolutionary optimization for flow experiments. *Center for Turbulence Research, Annual Research Briefs*, pages 31–43, 2000.
- [169] F. Scarano, C. Benocci, and M.L. Riethmuller. Pattern recognition analysis of the turbulent flow past a backward-facing step. *Phys. Fluids*, 11(12):3808–3818, 1999.
- [170] H. Schlichting and K. Gersten. *Grenzschicht-Theorie*. 9. Auflage, Springer-Verlag, 1997.

- [171] U. Schumann. Subgrid scale model for finite difference simulations of turbulent flows in plane channels and annuli. *J. Comp. Phys.*, 18:376–404, 1975.
- [172] H.P. Schwefel. *Numerische Optimierung von Computer-Modellen mittels der Evolutionsstrategie*. Birkhuser, Basel, 1977.
- [173] L.W. Sigurdson. The structure and control of a turbulent reattaching flow. *J. Fluid Mech.*, 298:139–165, 1995.
- [174] H. Siller. *Reduction of the recirculation length downstream of a fence by an oscillating cross-flow*. PhD thesis, Technische Universität Berlin, Berlin, Germany, 1999.
- [175] A. Silveira Neto, D. Grand, O. Metais, and M. Lesieur. A numerical investigation of the coherent vortices in turbulence behind a backward-facing step. *J. Fluid Mech.*, 256:1–25, 1993.
- [176] E. Simons, M. Manna, and C. Benocci. Parallel multi-domain Large-eddy simulation of the flow over a backward-facing step at $Re = 5100$. In R. Friedrich and W. Rodi, editors, *Advances in LES of complex flows*, pages 115–130. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 2002.
- [177] L. Sirovich. Turbulence and the dynamics of coherent structures. Part I,II,III. *Q. Appl. Math.*, 45(3):561–590, 1987.
- [178] J. Smagorinsky. General circulation experiments with the primitive equations. *Monthly Weather Rev.*, 91:99–164, 1963.
- [179] S. Song. *Reynolds number effects on a turbulent boundary layer with separation, reattachment and recovery*. PhD thesis, Stanford University, USA, 2002.
- [180] S. Song, D.B. DeGraaff, and J.K. Eaton. Experimental study of a separating, reattaching, and redeveloping flow over a smoothly contoured ramp. *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 21:512–519, 2000.
- [181] S. Song and J.K. Eaton. Experimental study on non-equilibrium turbulent boundary layer with separation, reattachment, and redevelopment. In *Proc. 2nd Symp. Turbulence and Shear Flow Phenomena*, pages 27–31 (Vol. II), Stockholm, Sweden, June 27-29 2001.
- [182] P. Spalart, L. Hedges, M. Shur, and A. Travin. Simulation of active flow control on a stalled airfoil. In *Proc. of the IUTAM Symposium on 'Unsteady Separated Flows'*, Toulouse, France, April 8-12 2002.
- [183] P.R. Spalart. Direct simulation of a turbulent boundary layer up to $R_\theta = 1410$. *J. Fluid Mech.*, 187:61–98, 1988.

- [184] P.G. Spazzini, G. Iuso, M. Onorato, N. Zurlo, and G.M. Di Cicca. Unsteady behavior of back-facing step flow. *Exp. Fluids*, 30:551–561, 2001.
- [185] H.J. Spille, A. und Kaltenbach. Generation of turbulent inflow data with a prescribed shear-stress profile. In *Third AFOSR Conference on DNS and LES (TAICDL)*, University of Texas, Arlington, August 5-9 2001.
- [186] K. R. Sreenivasan. Laminarescent, relaminarizing and retransitional flows. *Acta Mechanica*, 44:1–48, 1982.
- [187] K.Y. Tang, W.R. Graham, and J. Peraire. Active flow control using a reduced order model and active flow control. *AIAA paper No. 96-1946*, 1996.
- [188] R. Temam. *Infinite-Dimensional Dynamical Systems in Mechanics and Physics*, volume 68 of *Applied Mathematical Sciences*. Springer-Verlag, 1988.
- [189] L. Temmerman and M.A. Leschziner. Large-eddy simulation of separated flow in a streamwise periodic channel constriction. In *Proc. 2nd Symp. Turbulence and Shear Flow Phenomena*, pages 399–404 (Vol. III), Stockholm, Sweden, June 27-29 2001.
- [190] H. Tennekes and J.L. Lumley. *A first course in turbulence*. MIT Press, Cambridge, USA, 1972.
- [191] J. Tihon, J. Legrand, and P. Legentilhomme. Near-wall investigation of backward-facing step flows. *Exp. Fluids*, 31:484–493, 2001.
- [192] C. Torrence and G. P. Compo. A practical guide to wavelet analysis. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 79:61–78, 1998.
- [193] F. Tremblay. *Direct and large-eddy simulation of flow around a circular cylinder at subcritical Reynolds numbers*. PhD thesis, Technische Universität München, München, Germany, 2002.
- [194] F. Tremblay, M. Manhart, and R. Friedrich. LES of flow around a circular cylinder at a subcritical Reynolds number with cartesian grids. In R. Friedrich and W. Rodi, editors, *Advances in LES of Complex Flows*, pages 133–150. Kluwer Academic Publishers, 2002.
- [195] T.R. Troutt, B. Scheelke, and T.R. Norman. Organized structures in a reattaching separated flow field. *J. Fluid Mech.*, 143:413–427, 1984.
- [196] F.K. Tsou, S.J. Chen, and W. Aung. Starting flow and heat transfer downstream of a backward-facing step. *J. Heat Transfer*, 113:583–589, 1991.
- [197] P.R. Viswanath, G. Ramesh, and K.T. Madhavan. Separation control by tangential blowing inside the bubble. *Exp. Fluids*, 29:96–102, 2000.

- [198] C. Wagner and U.C. Dallmann. A direct Navier-Stokes solver for turbulent flows over round steps. *11. DGLR-Fach-Symp. der AG STAB, TU Berlin, November 10-12, 1998.*
- [199] B. Wasistho and K.D. Squires. Numerical investigation of the separated flow over a smoothly contoured ramp. In *Proc. 2nd Symp. Turbulence and Shear Flow Phenomena*, pages 405–410 (Vol. III), Stockholm, Sweden, June 27-29 2001.
- [200] D. Webster, M. DeGraaff, and J.K. Eaton. Turbulence characteristics of a boundary layer over a two-dimensional bump. *J. Fluid Mech.*, 320:53–69, 1996.
- [201] A. Weickgenannt and P.A. Monkewitz. Control of vortex shedding from a blunt cylinder aligned with the flow. *Eur.J.Mech. B/Fluids*, 19(5):789–812, 2000.
- [202] H. Wengle, A. Huppertz, G. Bärwolff, and G. Janke. The manipulated transitional backward-facing step flow: an experimental and direct numerical simulation investigation. *Eur.J.Mech. B/Fluids*, 20(1):25–46, 2001.
- [203] H. Werner. *Grobstruktursimulation der turbulenten Strömung über eine querliegende Rippe in einem Plattenkanal bei hoher Reynoldszahl*. PhD thesis, Technische Universität München, München, Germany, 1991.
- [204] R.V. Westphal and J.P. Johnston. Effect of initial conditions on turbulent reattachment downstream of a backward-facing step. *AIAA Journal*, 22(12):1727–1732, 1984.
- [205] X. Wu and K.D. Squires. Numerical investigation of the turbulent boundary layer over a bump. *J. Fluid Mech.*, 362:229–271, 1998.
- [206] J.T. Yang, B.B. Tsai, and G.L. Tsai. Separated-reattaching flow over a backstep with uniform normal mass bleed. *J. Fluids Engineering*, 116:29–35, 1994.
- [207] J.Y. Yoo and S.J. Baik. Redeveloping turbulent boundary layer in the backward-facing step flow. *J. Fluids Engineering*, 114:522–529, 1992.
- [208] S. Yoshioka, S. Obi, and S. Masuda. Momentum transfer in the periodically perturbed turbulent separated flow over the backward-facing step. In *Proc. 1st Symp. Turbulence and Shear Flow Phenomena*, pages 1321–1326, S. Barbara, USA, September 12-15 1999.
- [209] S. Yoshioka, S. Obi, and S. Masuda. Turbulence statistics of periodically perturbed separated flow over backward-facing step. *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 22:393–401, 2001.