

# **Turbulente Wandgrenzschichten mit und ohne negativen Druckgradienten unter dem Einfluss hoher Turbulenzintensität der Außenströmung**

vorgelegt von Diplom-Ingenieur

Bruno Stefes

aus Berlin

von der Fakultät V – Verkehrs- und Maschinensysteme  
der Technischen Universität Berlin  
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften  
– Dr.-Ing. –

genehmigte Dissertation

Promotionsausschuß:

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. J. Thorbeck

Berichter: Prof. Dr.-Ing. H.-H. Fernholz

Berichter: Prof. Dr.-Ing. C. O. Paschereit

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 21. Oktober 2003

Berlin 2003

D 83



## Danksagung

Diese Arbeit entstand am Hermann-Föttinger-Institut für Strömungsmechanik der Technischen Universität Berlin.

Der Mittelpunkt der Grenzschicht-Gruppe war Prof. Dr.-Ing. H.-H. Fernholz, der sich um den Weitergang der Projekte kümmerte. Ich bin ihm dankbar sowohl für die fachliche Begleitung als auch für den gelungenen Zusammenhalt der Grenzschicht-Gruppe, in der ich gerne gearbeitet habe.

Mein Dank gilt Prof. Dr.-Ing. C.O. Paschereit, der sich spontan bereit erklärte, als Gutachter dieser Arbeit einzusteigen, und Prof. Dr.-Ing. J. Thorbeck, der freundlichweise den Vorsitz der Prüfungskommission übernommen hat.

Besonders gern werde ich mich an die gemeinsamen Mittags-Besprechungen auf der Galerie erinnern. Hier war die gesamte Grenzschichtgruppe versammelt, bestehend aus Sebastian Bake, Martin Schober, Henri Siller, Maggie Kalter, Andre Huppertz und uns 'Jüngeren'. Zusammen mit den Studenten wurden bei den Kaffeerunden manchmal die Stühle knapp. Nach dem Weggang der 'Erfahrenen' blieben wir 'Jungen' zurück, zu denen Frank Grewe, Karsten Knobloch, Rainer Sonnenberger gehörten und natürlich Frank Urzynicok, mit dem ich mich im letzten Jahr oft zu später Stunde bei einer Tasse Tee über den Fortgang unserer Arbeit unterhielt. Sowohl der fachliche Austausch als auch die Gespräche über Alltäglichkeiten mit all diesen Kollegen waren anregend und lehrreich.

Vielen Dank auch die Studenten, die ihren Beitrag zu dieser Arbeit geleistet haben: Ivanka Pelivan, Marco Weise und Olaf Mierheim.

Albrecht Ebner als begnadetem Sondenbauer und motivierendem Mitjogger mein herzlicher Dank.

Um die administrativen und finanziellen Angelegenheiten kümmerten sich Lilli Lindemann, Achim Leutz und Frau Schröder. Bei technischen Fragen wußte der Werkstattleiter Herr Barzantny immer weiter, die gewünschten Konstruktionen wurden von Axel Bendiks, Horst Mettchen und Wilfried Postel ausgeführt. Allen mein herzlicher Dank.

Meine Familie hat mich in diesen Jahren auf unterschiedlichste Art und Weise unterstützt und motiviert. Der größte Dank gilt meiner lieben Frau Annemarie, die mir vornehmlich im letzten Jahr den Rücken freigehalten und manche Unannehmlichkeit ertragen hat. Dafür und für das geduldige Korrekturlesen der Arbeit mein herzlichster Dank. Meinen Eltern und Schwiegereltern Dank für manche Unterstützung und Hilfe. Zuletzt ein Gruß an unseren Sohn Philipp, der im letzten Jahr als kleiner Sonnenschein in unsere Familie kam.

Bruno Stefes  
Berlin, im November 2003

## Zusammenfassung

Untersucht wurde der Einfluss hoher Außenturbulenz auf eine stark beschleunigte turbulente Grenzschicht und auf eine Grenzschicht mit Druckgradient null. Zur Erzeugung der hohen Außenturbulenz ( $Tu_\delta \leq 15\%$ ) wurden Freistrahlen mit hoher Geschwindigkeit senkrecht zur Hauptströmung in die Mess-Strecke eingeblasen. Diese Art von Außenturbulenz unterscheidet sich von der durch Gitter erzeugten, sowohl durch die Höhe der Turbulenzintensität als auch durch die Turbulenzstruktur, was sich im flacheren Abfall von  $Tu_\delta$  mit der Lauflänge bemerkbar macht. Die Untersuchungen wurden für vier Testfälle unterschiedlich hoher Außenturbulenz durchgeführt ( $0.3 \leq Tu_\delta \leq 13\%$ ). Das Verhältnis der Strukturlängen in der Außenströmung zur Grenzschichtdicke  $\delta_{99.5}$  ist von  $O(1)$ .

Großer Wert wurde auf die genaue Bestimmung der Wandschubspannung gelegt, wofür zwei vom logarithmischen Wandgesetz unabhängige Messmethoden eingesetzt wurden: Wandhitzdraht und Ölfilminterferometrie. Die Wandschubspannung steigt infolge der hohen Außenturbulenz um bis zu 35% an. Gleichzeitig nimmt der Formparameter  $H_{12}$  mit steigender Außenturbulenz ab.

Die Reynolds-Zahlen  $Re_{\delta_2}$  für den Fall Druckgradient null lagen im Bereich  $1000 \leq Re_{\delta_2} \leq 2000$ . Das logarithmische Wandgesetz bleibt auch bei hoher Außenturbulenz erhalten, jedoch ändert sich die Turbulenzstruktur der Grenzschicht. Die größte Wirkung der Turbulenzintensität ist im Außenbereich der Grenzschicht zu erkennen. Im Innenbereich der Grenzschicht sind die Veränderungen infolge der hohen Außenturbulenz u.a. am Anstieg der Geschwindigkeitsfluktuationen in Längsrichtung und der Strukturlängen  $\Lambda_x$  und  $\Lambda_y$  sowie an der Abnahme des Korrelationskoeffizienten  $R_{u'v'}$  auszumachen.

Die rotationssymmetrische Strömung wurde mit Hilfe eines Verdrängungskörpers stark beschleunigt ( $K \approx 3.6 \times 10^{-6}$ ), sodass die Grenzschicht für den Fall ohne Außenturbulenz eine Relaminarisierung mit anschließender Retransition durchlief. Die Außenturbulenz nimmt infolge der Beschleunigung schnell ab, und das Verhältnis der Strukturlängen zur Grenzschichtdicke wird von  $O(10)$ , sodass der unmittelbare Einfluss der Außenturbulenz im Beschleunigungsbereich gering wird. Jedoch hat die Vorgeschichte der Grenzschicht im Beschleunigungsbereich eine starke Wirkung, die dazu führt, dass die Entwicklung der Grenzschicht in Richtung Relaminarisierung bei hoher Außenturbulenz schwächer ausfällt. Sowohl die höheren  $c_f$ -Werte als auch der geringere Formparameter  $H_{12}$  der Grenzschicht vom Anfang der Mess-Strecke bleiben über den Beschleunigungsbereich erhalten.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Stand der Forschung . . . . .	2
1.2 Anwendungsgebiete . . . . .	4
1.3 Gliederung der Arbeit . . . . .	5
<b>2 Experimenteller Aufbau und Messtechnik</b>	<b>7</b>
2.1 Beschreibung des Laminar-Windkanals . . . . .	7
2.2 Messgeräte . . . . .	9
2.3 Mess-Sonden . . . . .	9
2.4 Erfassung der Mess-Daten . . . . .	10
<b>3 Hohe Außenturbulenz</b>	<b>11</b>
3.1 Allgemeine Bemerkungen . . . . .	11
3.2 Aufbau des Turbulenzerzeugers . . . . .	14
3.3 Die Außenströmung . . . . .	18
3.3.1 Mittlere Geschwindigkeit . . . . .	18
3.3.2 Geschwindigkeitsfluktuationen und Turbulenzgrad . . . . .	22
3.3.3 Strukturlängen . . . . .	29
3.3.4 Spektren von $u'$ und $v'$ in der Außenströmung . . . . .	32
3.3.5 Verlauf des statischen Druckes in Längsrichtung . . . . .	36
3.3.6 Die Wandschubspannung hinter den Freistrahlen . . . . .	36
3.4 Zusammenfassung . . . . .	37

<b>4 Die Wandgrenzschicht mit Druckgradient null</b>	<b>39</b>
4.1 Allgemeine Bemerkungen . . . . .	39
4.2 Stand der Forschung . . . . .	40
4.2.1 Experimentelle Arbeiten . . . . .	40
4.2.2 Analytische Untersuchungen . . . . .	41
4.3 Randbedingungen der Grenzschicht . . . . .	45
4.4 Messung der Wandschubspannung . . . . .	50
4.5 Reibungsbeiwert $c_f$ und Formparameter $H_{12}$ . . . . .	52
4.6 Grenzschichtprofile . . . . .	58
4.6.1 Mittlere Geschwindigkeitsprofile . . . . .	58
4.6.2 Reynoldsspannungen in der turbulenten Grenzschicht . . . . .	62
4.6.3 Höhere Momente . . . . .	66
4.7 Produktion . . . . .	71
4.8 Tripelkorrelationen . . . . .	73
4.9 Strukturlängen . . . . .	75
4.10 Energiespektren . . . . .	80
4.11 Dekomposition der Reynolds-Schubspannungen . . . . .	85
4.12 Zusammenfassung . . . . .	95
<b>5 Die stark beschleunigte Wandgrenzschicht</b>	<b>97</b>
5.1 Allgemeine Bemerkungen . . . . .	97
5.2 Definition und Bedingungen für die Relaminarisierung . . . . .	99
5.3 Randbedingungen der beschleunigten Grenzschicht . . . . .	101
5.3.1 Turbulenzintensität und Strukturlängen am Grenz- schichtrand . . . . .	102
5.3.2 Statischer Druckverlauf und Druckgradientenparameter	106
5.4 Parameter der Grenzschicht . . . . .	109
5.5 Messung der Wandschubspannung . . . . .	112
5.6 Das $c_{f\text{lokal}} - Re_{\delta_2}$ -Diagramm . . . . .	117
5.7 Profile der mittleren Geschwindigkeit . . . . .	119
5.7.1 Abweichung vom logarithmischen Wandgesetz . . . . .	119

5.7.2	Profilrückbildung . . . . .	123
5.8	Reynoldsspannungen . . . . .	125
5.8.1	Profile der Reynolds-Normalspannungen . . . . .	125
5.8.2	Profile der Reynolds-Schubspannungen . . . . .	133
5.8.3	Maxima von $\sqrt{\overline{u'^2}}$ und $\overline{u'^2}/u_\tau^2$ . . . . .	137
5.8.4	Der Korrelationskoeffizient $R_{u'v'}$ . . . . .	139
5.9	Produktion der turbulenten Energie . . . . .	143
5.10	Höhere Momente . . . . .	149
5.11	Strukturlängen . . . . .	156
5.12	Energiespektren . . . . .	163
5.13	Dekomposition der Reynolds-Schubspannungen . . . . .	169
5.14	Zusammenfassung . . . . .	175
<b>6</b>	<b>Abschließende Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>180</b>
<b>A</b>	<b>Tabellen der Grenzschichtparameter</b>	<b>185</b>
<b>B</b>	<b>Ölfilminterferometrie</b>	<b>190</b>
B.1	Das Prinzip der Ölfilminterferometrie . . . . .	190
B.2	Bestimmen des Kalibrationsfaktors und des Winkels $\alpha$ . . . . .	192
B.3	Auswertprogramm Ölfilm-PCO . . . . .	192
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>195</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Strömungsverhältnisse an Hochdruck-Turbinenschaufeln (nach R. E. Mayle, 1991) . . . . .	4
2.1	Der Laminar-Windkanal am Hermann-Föttinger-Institut . . . . .	8
2.2	Korrelationstraverse . . . . .	10
3.1	Strukturen des Freistrahls in einer Querströmung (nach Kelso et al., 1996) . . . . .	13
3.2	Windkanal mit Einblasvorrichtung und Zusatzgebläse . . . . .	15
3.3	Aufbau der Einblasvorrichtung . . . . .	15
3.4	Mit $u_{max}$ normierte Profile der Einblasgeschwindigkeit eines Freistrahles . . . . .	16
3.5	Aufbau der Mess-Strecke . . . . .	19
3.6	Verteilung von $\bar{u}$ in der XY-Ebene . . . . .	20
3.7	Profile von $\bar{u}/\bar{u}_{max}$ über $y$ an unterschiedlichen $x$ -Positionen für die vier Testfälle . . . . .	21
3.8	Änderung des Turbulenzgrades in der Außenströmung der Mess-Strecke für die vier Testfälle . . . . .	24
3.9	Profile von $\sqrt{\bar{u}^2}$ und $\sqrt{\bar{v}^2}$ bei unterschiedlichen Längspositionen (Fall 4) . . . . .	25
3.10	Verlauf des Turbulenzgrades in der XY-Ebene . . . . .	26
3.11	Änderung des Turbulenzgrades mit der Lauflänge bei $y = 75$ mm für unterschiedliche Testfälle . . . . .	28

3.12 Verlauf des Anisotropie-Paramters $\sqrt{\bar{v}^2}/\sqrt{\bar{u}^2}$ bei $y = 75$ mm für unterschiedliche Testfälle . . . . .	28
3.13 Verlauf der Integrallängen $\Lambda_x$ über den Querschnitt der Mess-Strecke . . . . .	30
3.14 Änderung der Integrallängen $\Lambda_x$ in Längsrichtung beim Wand-abstand $y = 75$ mm . . . . .	31
3.15 2-Punkt-Raumkoorelationen bei $y/\delta_{99.5} = 0.85$ an der Position $x = 1.552$ m für unterschiedliche Testfälle . . . . .	31
3.16 Kolmogoroff-normierte Spektren von $u'$ in der Außenströmung bei unterschiedlich hoher Außenturbulenz . . . . .	35
3.17 Spektren von $u'$ und $v'$ in Kolmogoroff-Normierung am Grenzschichtrand für den Fall höchster Außenturbulenz (Fall 4), $Re_\lambda = 400$ , $y^+ = 1200$ . . . . .	35
3.18 Verlauf der Wandschubspannung in Umfangsrichtung der Mess-Strecke bei $x = 1.060$ m. Position der Grenzschichtmes-sungen bei $\varphi = 90$ . . . . .	37
4.1 Verlauf der Außenturbulenz in Strömungsrichtung bei $\delta_{99.5}$ und Druckgradient null. . . . .	46
4.2 Verlauf der normierten Strukturlängen $\Lambda_x/\delta_{99.5}$ in Strömungs-richtung bei $\delta_{99.5}$ . . . . .	47
4.3 Verlauf der Dissipationslänge $L_e^u$ in Längsrichtung am Grenzschichtrand . . . . .	48
4.4 Erweiterung der Randbedingungen im vorliegenden Experi-ment im Vergleich zu Hancock & Bradshaw (1983) . . . . .	48
4.5 Vergleich der unterschiedlichen Messmethoden für die Wand-schubspannung bei $1200 \leq Re_{\delta_2} \leq 2100$ an der Position $x = 1560$ mm. . . . .	51
4.6 Verlauf von $c_f$ über $Re_{\delta_2}$ für unterschiedlich hohe Außentur-bulenz und $\Lambda_x/\delta_{99.5} = O(1)$ . . . . .	53
4.7 Relativer Anstieg von $c_f$ mit dem HBB-Parameter . . . . .	55

4.8	Verlauf von $H_{12}$ über $Re_{\delta_2}$ für unterschiedlich hohe Außenturbulenz . . . . .	56
4.9	Änderung von $\Delta H_{12}/H_{12_0}$ mit $\Delta c_f/c_{f_0}$ . . . . .	56
4.10	Veränderung der Profile der mittleren Geschwindigkeit als Folge der hohen Außenturbulenz für $Re_{\delta_2} \approx 2000$ . . . . .	59
4.11	Profile der mittleren Geschwindigkeit in Innenkoordinaten bei unterschiedlich hoher Außenturbulenz für $Re_{\delta_2} \approx 2000$ . . . . .	61
4.12	Profile der mittleren Geschwindigkeit in Außenkoordinaten bei unterschiedlich hoher Außenturbulenz . . . . .	61
4.13	Profile von $\overline{u'^2}/u_\tau^2$ bei unterschiedlich hoher Außenturbulenz für $Re_{\delta_2} \approx 2000$ . Symbole wie in Abbildung 4.11 . . . . .	62
4.14	Profile von $\overline{v'^2}/u_\tau^2$ bei unterschiedlich hoher Außenturbulenz . . . . .	63
4.15	Profile des Anisotropie-Parameters $\sqrt{\overline{v'^2}}/\sqrt{\overline{u'^2}}$ bei unterschiedlich hoher Außenturbulenz . . . . .	64
4.16	Profile von $\overline{u'v'}/u_\tau^2$ bei unterschiedlich hoher Außenturbulenz für $Re_{\delta_2} \approx 1750$ . . . . .	65
4.17	Profile des Korrelationskoeffizienten $R_{u'v'} = \overline{u'v'}/(\sqrt{\overline{u'^2}} \sqrt{\overline{v'^2}})$ bei unterschiedlich hoher Außenturbulenz . . . . .	66
4.18	Profile von $S_{\tau'_w}$ (offen), $K_{\tau'_w}$ (gestreift) und $c'_f$ (gefüllt) bei unterschiedlicher Außenturbulenz . . . . .	67
4.19	Profile der Schiefe $S_{u'}$ bei unterschiedlich hoher Außenturbulenz	69
4.20	Profile der Schiefe $S_{v'}$ bei unterschiedlich hoher Außenturbulenz	69
4.21	Profile der Kurtosis $F_{u'}$ bei unterschiedlich hoher Außenturbulenz . . . . .	70
4.22	Profile der Kurtosis $F_{V'}$ bei unterschiedlich hoher Außenturbulenz . . . . .	70
4.23	Profile der Komponenten der Schubspannung für $Tu_\delta \approx 0.9\%$ (helle Symbole) und $Tu_\delta \approx 13\%$ (dunkle Symbole) bei $Re_{\delta_2} \approx 1730$ . . . . .	72
4.24	Profile der normierten Produktion $-\overline{u'v'} \frac{\delta \overline{u}}{\delta y} (\nu/u_\tau^4)$ bei unterschiedlich hoher Außenturbulenz . . . . .	72
4.25	Profile von $\overline{u'^2v'}/u_\tau^3$ bei unterschiedlich hoher Außenturbulenz	74

4.26 Profile von $\overline{u'v'^2}/u_\tau^3$ bei unterschiedlich hoher Außenturbulenz . . . . .	74
4.27 Profile von $\Lambda_x$ in der turbulenten Grenzschicht bei unterschiedlicher Außenturbulenz . . . . .	76
4.28 $y$ -Korrelationen in der Grenzschicht bei unterschiedlich hoher Außenturbulenz. Grenzschichtparameter wie in Abbildung 4.29 . . . . .	77
4.29 Profile von $\Lambda_x/\Delta$ (offen) und $\Lambda_y/\Delta$ (dunkel) in der Grenzschicht bei unterschiedlich hoher Außenturbulenz . . . . .	79
4.30 Verhältnis der Strukturlängen $\Lambda_x/\Lambda_y$ in der Grenzschicht bei unterschiedlich hoher Außenturbulenz . . . . .	79
4.31 Profile der turbulenten Reynolds-Zahl bei unterschiedlich hoher Außenturbulenz . . . . .	81
4.32 Spektren von $u'$ in Kolmogoroff-Normierung bei $y^+ \approx 100$ für unterschiedlich hohe Außenturbulenz . . . . .	83
4.33 Spektren von $u'$ in Kolmogoroff-Normierung beim wandnächsten Maximum von $Re_\lambda$ ( $y^+ \approx 20$ ) für unterschiedlich hohe Außenturbulenz . . . . .	83
4.34 Spektren von $u'$ und $v'$ in Kolmogoroff-Normierung bei $y^+ \approx 100$ mit $Re_\lambda = 305$ (Fall 4) . . . . .	84
4.35 Spektren von $u'$ und $v'$ in Kolmogoroff-Normierung beim wandnächsten Maximum von $Re_\lambda$ ( $y^+ \approx 20$ ) mit $Re_\lambda = 305$ (Fall 4) . . . . .	84
4.36 Quadrantenanteile am Gesamtwert der Reynoldsschen Schubspannung bei $Tu_\delta \simeq 0.3\%$ (a) und $Tu_\delta = 12.9\%$ (b) für $Re_{\delta_2} \approx 2000$ . . . . .	87
4.37 Quadrantenanteile am Gesamtwert der Reynoldsschen Schubspannung für die vier Testfälle bei $Re_{\delta_2} \approx 2000$ . . . . .	88
4.38 Mittelwerte der Quadranten-Ereignisse für die vier Testfälle bei $Re_{\delta_2} \approx 2000$ . . . . .	90
4.39 Änderung der relativen Anzahl der einzelnen Ereignisse als Folge der Außenturbulenz. Symbole wie in Abbildung 4.32 mit $Re_{\delta_2} \approx 2000$ . . . . .	91

4.40 Verhältnis von 'ejections' (Q2) zu 'sweeps' (Q4) für den Mittelwert der Quadranten-Ereignisse, die relative Anzahl der Ereignisse und die Quadrantenanteile bei unterschiedlich hoher Außenturbulenz . . . . .	92
4.41 Relativer Anstieg der Quadrantenanteile der negativen bzw. positiven Terme bei höchster Außenturbulenz bezogen auf die ungestörte Grenzschicht (Fall 4) . . . . .	94
5.1 Versuchsaufbau mit Verdrängungskörper . . . . .	99
5.2 Verlauf des Turbulenzgrades in Längsrichtung am Grenzschichtrand . . . . .	104
5.3 Verlauf der Strukturlänge $\Lambda_x$ in Längsrichtung am Grenzschichtrand. Die vertikalen Linien bezeichnen Anfang bzw. Ende des Beschleunigungsbereiches. . . . .	104
5.4 Verlauf der normierten Strukturlänge $\Lambda_x/\delta_{99.5}$ in Längsrichtung am Grenzschichtrand . . . . .	105
5.5 Verhältnis der Strukturlänge $\Lambda_x/\Lambda_y$ am Grenzschichtrand. Die vertikalen Linien bezeichnen Anfang bzw. Ende des Beschleunigungsbereiches. . . . .	105
5.6 Druckbeiwert in Längsrichtung für Fall 1, 2 und 4 . . . . .	108
5.7 Beschleunigungsparameter der drei Turbulenzfälle. Die vertikalen Linien bezeichnen Anfang bzw. Ende des Beschleunigungsbereiches. . . . .	108
5.8 Parameter der beschleunigten Grenzschicht (Fall 1). Die vertikalen Linien bezeichnen Anfang und Ende des Beschleunigungsbereiches, bzw. die Position von $K_{max}$ . . . . .	110
5.9 Parameter der beschleunigten Grenzschicht (Fall 2). . . . .	110
5.10 Parameter der beschleunigten Grenzschicht (Fall 4). Die vertikalen Linien bezeichnen Anfang und Ende des Beschleunigungsbereiches, bzw. die Position von $K_{max}$ . . . . .	111
5.11 Verlauf von $c_{f_{ref}}$ in Längsrichtung . . . . .	113
5.12 Verlauf des Turbulenzgrades $Tu_{\tau_w'}$ in Längsrichtung . . . . .	114

5.13 Verlauf von $S_{\tau'_w}$ in Längsrichtung . . . . .	116
5.14 Verlauf von $F_{\tau'_w}$ in Längsrichtung . . . . .	116
5.15 $c_{f_{lokal}}\text{-}Re_{\delta_2}$ -Diagramm für die Fälle 1 und 2 . . . . .	118
5.16 $c_{f_{lokal}}\text{-}Re_{\delta_2}$ -Diagramm für die Fälle 1 und 4 . . . . .	118
5.17 Profile der mittleren Geschwindigkeit in Innenkoordinaten im Beschleunigungsbereich (Fall 1) . . . . .	121
5.18 Profile der mittleren Geschwindigkeit in Innenkoordinaten im Beschleunigungsbereich (Fall 2) . . . . .	121
5.19 Profile der mittleren Geschwindigkeit in Innenkoordinaten im Beschleunigungsbereich (Fall 4) . . . . .	122
5.20 Profile der mittleren Geschwindigkeit in Innenkoordinaten bei $x = 1.653 \text{ m}$ . . . . .	122
5.21 Profile der mittleren Geschwindigkeit in Innenkoordinaten im Relaxationsbereich (Fall 1) . . . . .	123
5.22 Profile der mittleren Geschwindigkeit in Innenkoordinaten im Relaxationsbereich (Fall 2) . . . . .	124
5.23 Profile der mittleren Geschwindigkeit in Innenkoordinaten im Relaxationsbereich (Fall 4) . . . . .	124
5.24 $\overline{u'^2}/u_\tau^2$ -Profile im Beschleunigungsbereich (Fall 1) . . . . .	127
5.25 $\overline{u'^2}/u_\tau^2$ -Profile im Beschleunigungsbereich (Fall 4) . . . . .	127
5.26 $\overline{v'^2}/u_\tau^2$ -Profile im Beschleunigungsbereich (Fall 1) . . . . .	128
5.27 $\overline{v'^2}/u_\tau^2$ -Profile im Beschleunigungsbereich (Fall 4) . . . . .	128
5.28 $\overline{u'^2}/u_\tau^2$ -Profile im Relaxationsbereich (Fall 1) . . . . .	130
5.29 $\overline{u'^2}/u_\tau^2$ -Profile im Relaxationsbereich (Fall 4) . . . . .	130
5.30 $\overline{u'^2}/u_\tau^2$ -Profile an der letzten Messposition bei $x = 2.053 \text{ m}$ für die vier Testfälle . . . . .	131
5.31 $\overline{v'^2}/u_\tau^2$ -Profile im Relaxationsbereich (Fall 1) . . . . .	132
5.32 $\overline{v'^2}/u_\tau^2$ -Profile im Relaxationsbereich (Fall 4) . . . . .	132
5.33 $\overline{u'v'}/u_\tau^2$ -Profile im Beschleunigungsbereich (Fall 1) . . . . .	135
5.34 $\overline{u'v'}/u_\tau^2$ -Profile im Beschleunigungsbereich (Fall 4) . . . . .	135
5.35 $\overline{u'v'}/u_\tau^2$ -Profile im Relaxationsbereich (Fall 1) . . . . .	136
5.36 $\overline{u'v'}/u_\tau^2$ -Profile im Relaxationsbereich (Fall 4) . . . . .	136

5.37 Profile von $\overline{\tau_w}$ und dem Maximum von $\sqrt{\overline{u'^2}}$ für die Fälle 1, 2 und 4 . . . . .	138
5.38 Maximum von $\overline{u'^2}/u_\tau^2$ für die Fälle 1, 2 und 4 . . . . .	138
5.39 Profile des Korrelationskoeffizienten $R_{u'v'}$ (Fall 1) . . . . .	140
5.40 Profile des Korrelationskoeffizienten $R_{u'v'}$ (Fall 4) . . . . .	140
5.41 Profile des Korrelationskoeffizienten $R_{u'v'}$ bei Beschleunigungsende ( $x = 1.653$ m) . . . . .	142
5.42 Profile des Korrelationskoeffizienten $R_{u'v'}$ nach der Relaxation der Grenzschicht ( $x = 2.053$ m) . . . . .	142
5.43 Maximalwert der normierten Produktion $P_{max} \nu/(u_\tau^4)_{ref}$ für die Fälle 1 und 4 mit $x_{ref} = 0.828$ m . . . . .	143
5.44 Verlauf von $P_{max} \nu/u_\tau^4$ für die Fälle 1 und 4 . . . . .	146
5.45 Maximum der Produktion der turbulenten Energie als Funktion von $\Delta_p$ . . . . .	146
5.46 Produktion der turbulenten Energie bei steigendem Beschleunigungsparameter $K$ (Fall 1) . . . . .	147
5.47 Produktion der turbulenten Energie bei abnehmendem Beschleunigungsparameter $K$ (Fall 1) . . . . .	147
5.48 Profile von $S_{u'}$ im Beschleunigungsbereich (Fall 1) . . . . .	150
5.49 Profile von $S_{u'}$ im Beschleunigungsbereich (Fall 4) . . . . .	150
5.50 Zeitsignal der Geschwindigkeit bei $x = 1.653$ m für den Wandabstand $y^+ \approx 130$ . Das Zeitsignal für Fall 4 ist um den Offset 4 m/s nach unten verschoben. . . . .	151
5.51 Profile von $S_{u'}$ im Relaxationsbereich (Fall 1) . . . . .	152
5.52 Profile von $S_{u'}$ im Relaxationsbereich (Fall 4) . . . . .	152
5.53 Profile von $F_{u'}$ im Beschleunigungsbereich (Fall 1) . . . . .	154
5.54 Profile von $F_{u'}$ im Beschleunigungsbereich (Fall 4) . . . . .	154
5.55 Profile von $F_{u'}$ im Relaxationsbereich (Fall 1) . . . . .	155
5.56 Profile von $F_{u'}$ im Relaxationsbereich (Fall 4) . . . . .	155
5.57 Profile von $\Lambda_x/\delta_{99.5}$ (Fall 1) . . . . .	157
5.58 Profile von $\Lambda_x/\delta_{99.5}$ (Fall 4) . . . . .	157

5.59	Profile von $\Lambda_x$ bei $K_{max}$ ( $x = 1.453$ m) . . . . .	159
5.60	Profile von $\Lambda_x$ nach Beschleunigungsende ( $x = 1.703$ m) . . . . .	159
5.61	Profile von $\Lambda_y/\delta_{99.5}$ (Fall 1) . . . . .	161
5.62	Profile von $\Lambda_y/\delta_{99.5}$ (Fall 4) . . . . .	161
5.63	Verlauf des Verhältnisses der Strukturlängen $\Lambda_x/\Lambda_y$ beim Wandabstand $y = 0.5$ mm ( $12 \leq y^+ \leq 35$ ) . . . . .	162
5.64	Profile von $Re_\lambda$ (Fall 1) . . . . .	165
5.65	Profile von $Re_\lambda$ (Fall 4) . . . . .	165
5.66	Verlauf von $(Re_\lambda)_{max}$ für die Fälle 1, 2 und 4 . . . . .	166
5.67	Spektren in Kolmogoroff-Normierung mit unterschiedlich ho- her Außenturbulenz und unterschiedlich starker Beschleuni- gung für $Re_\lambda = 50$ und $Re_\lambda = 240$ . . . . .	166
5.68	Spektren in Kolmogoroff-Normierung beim wandnächsten Ma- ximum von $Re_\lambda$ für Fall 1 und 4 . . . . .	168
5.69	Spektren in Kolmogoroff-Normierung bei drei unterschiedli- chen Wandabständen für geringe (Fall 1) und hohe Außentur- bulenz (Fall 4) an der Position $x = 1.603$ m . . . . .	168
5.70	Quadrantenanteile am Gesamtwert von $-\overline{u'v'}$ (Fall 1). . . . .	170
5.71	Quadrantenanteile am Gesamtwert von $-\overline{u'v'}$ (Fall 4). . . . .	171
5.72	Quadrantenanteile am Gesamtwert von $-\overline{u'v'}$ (Fall 1) . . . . .	172
5.73	Relative Anzahl der Quadrantenereignisse (Fall 1) . . . . .	173
5.74	Verhältnis Q2/Q4-Ereignisse ('ejections'/'sweeps') bei Be- schleunigungsende ( $x = 1.653$ m) . . . . .	174
B.1	Interferenzstreifenmuster eines Ölfilms . . . . .	194
B.2	x-t-Diagramm eines Ölfilms . . . . .	194

# Tabellenverzeichnis

1.1	Experimentelle Arbeiten mit hoher Außenturbulenz . . . . .	3
1.2	Strömungsparameter in Experiment und Gasturbinen . . . . .	5
3.1	Eingestellte Testfälle für die Turbulenzintensität in der Außenströmung . . . . .	17
4.1	Parameter von Untersuchungen unterschiedlicher Autoren . . .	49
4.2	Parameter der turbulenten Grenzschicht für die vier Testfälle .	57
5.1	Ausgewählte Parameter der Außenturbulenz und der Grenzschicht vor dem Beschleunigungsbereich bei $x = 0.828$ m für die vier Testfälle . . . . .	100
5.2	Maximalwerte des Beschleunigungsparameters . . . . .	107
A.1	Parameter der beschleunigten turbulenten Wandgrenzschicht für Fall 1. . . . .	186
A.2	Parameter der beschleunigten turbulenten Wandgrenzschicht für Fall 2. . . . .	187
A.3	Parameter der beschleunigten turbulenten Wandgrenzschicht für Fall 3. . . . .	188
A.4	Parameter der beschleunigten turbulenten Wandgrenzschicht für Fall 4. . . . .	189
B.1	Kinematische Zähigkeit und Dichte der Silikonöle M10, M100 und M1000 . . . . .	192

# Nomenklatur

## Lateinische Buchstaben

$c_{f_{ref}}$	Reibungsbeiwert ( $= \overline{\tau_w}/(p_{Ges} - p_{ref})$ )
$c_{f_{lokal}}$	lokaler Reibungsbeiwert ( $= 2\overline{\tau_w}/(\rho u_\delta^2)$ )
$c_p$	Druckbeiwert
$D_{FS}$	Durchmesser der Freistrahlen
$E_{u1}$	Wellenzahlspektrum von $u'$ in x-Richtung
$F$	Kurtosis
$H_{12}$	Formparameter ( $= \delta_1/\delta_2$ )
$HBB$	Hancock-Bradshaw-Blair-Parameter
$K$	Beschleunigungsparameter
$k$	Wellenzahl
$l$	aktive Sensorlänge
$l^+$	dimensionslose Sensorlänge ( $= lu_\tau/\nu$ )
$L_e^u$	Dissipationslänge
$P$	Produktionsterm
$Re_{\delta_2}$	Reynolds-Zahl ( $= u\delta_2/\nu$ )
$Re_\lambda$	turbulente Reynolds-Zahl
$S$	Schiefe
$Tu, Tu_{\tau_w}$	Turbulenzgrad
$Tu_\infty$	Turbulenzgrad in der Außenströmung
$Tu_\delta$	Turbulenzgrad am Grenzschichtrand

$u, v, w$	Koordinaten des Geschwindigkeitsvektors
$u_\infty$	Geschwindigkeit in der Außenströmung
$u_\delta$	Geschwindigkeit am Grenzschichtrand
$u_{FS}$	Geschwindigkeit der Freistrahlen beim Austritt
$u_\tau$	Schubspannungsgeschwindigkeit ( $= \sqrt{\tau_w/\rho}$ )
$v_k$	Kolmogoroff-Geschwindigkeit
$x, y, z$	Koordinaten des Ortsvektors

## Griechische Buchstaben

$\Delta_p$	Druckgradientenparameter
$\delta_1$	Verdrängungsdicke der Grenzschicht
$\delta_2$	Impulsverlustdicke der Grenzschicht
$\delta_{99.5}$	99.5%-Dicke der Grenzschicht
$\eta$	Kolmogoroff-Länge
$\epsilon$	Dissipationsrate
$\Lambda_x, \Lambda_y$	Makrostrukturlängen in x- bzw. y-Richtung
$\lambda$	Taylorsche Mikrolänge
$\mu$	dynamische Zähigkeit
$\nu$	kinematische Zähigkeit
$\rho$	Dichte des Mediums
$\tau_{gesamt}$	Gesamtschubspannung
$\tau_t$	turbulente Schubspannung
$\tau_w$	Wandschubspannung

# Kapitel 1

## Einleitung

Der Einfluss der Außenturbulenz auf laminare und turbulente Grenzschichten ist ein Phänomen, das in alltäglichen Situationen (z.B. in der Meteorologie) ebenso auftritt wie in vielen ingenieurwissenschaftlichen Anwendungen (z.B. Turbinenschaufeln, Tragflächen, Verfahrenstechnik u.a.). Dabei kann es sich um Grenzschichten mit und ohne Druckgradienten handeln.

Die Motivation für Arbeiten auf diesem Gebiet liegt in der Bestimmung des Anstiegs der Wandschubspannung und des Wärmeübergangs an der Wand infolge der hohen Außenturbulenz. Auch ist von Interesse, die Wirkung der Außenturbulenz auf den laminar-turbulenten Übergang einer Grenzschicht zu untersuchen. Für die Grundlagenforschung ist es darüber hinaus aufschlussreich, die Mechanismen der Wechselwirkung Außenturbulenz - Grenzschicht zu bestimmen und ihre Wirkung auf die Grenzschicht abzuschätzen, sowie die infolge der Außenturbulenz veränderte Turbulenzstruktur der Grenzschicht zu untersuchen. Im Fall beschleunigter Grenzschichten stellt sich zusätzlich die Frage, wie weit die direkte Wirkung der Außenturbulenz im Beschleunigungsbereich reicht und wie stark sich die durch hohe Turbulenz beeinflusste Vorgeschichte der Grenzschicht im Bereich der Beschleunigung bemerkbar macht.

## 1.1 Stand der Forschung

Die bisherigen Arbeiten über den Einfluss von Außenturbulenz auf eine turbulente Grenzschicht lassen sich in zwei Gruppen unterteilen:

1. Untersuchungen von beschleunigten und nicht beschleunigten turbulenten Grenzschichten unter dem Einfluss von Außenturbulenz von weniger als 10%, d.h. durch Gitter erzeugte Turbulenz.
2. Untersuchungen von turbulenten Grenzschichten mit Druckgradient null unter dem Einfluss von Außenturbulenz von bis zu 20%, d.h. Turbulenz, erzeugt durch andere Methoden.

Der überwiegende Teil der Arbeiten mit Außenturbulenz verwendet Gitter zur Turbulenzerzeugung in der Außenströmung. Eine Übersicht der Literatur zu dieser Methode findet sich in Tabelle 1.1. Der Turbulenzgrad der mit einem Gitter erzeugten Außenturbulenz erreicht jedoch nicht die hohen Werte, die man in einer Strömung durch Turbinengitter findet, und ihre Wirkung auf eine stark beschleunigte Grenzschicht ist vernachlässigbar.

Die Untersuchungen in stark beschleunigten turbulenten Grenzschichten beschränken sich auf Strömungen mit durch Gitter erzeugter Außen-turbulenz (bis 10%, siehe [Rued & Wittig, 1986](#); [Blair, 1992a](#); [Volino & Simon, 1997](#)), wobei in diesen Arbeiten besondere Aufmerksamkeit der laminar-turbulenten Transition der Grenzschicht galt. Entsprechend gering sind die Anfangs-Reynoldszahlen dieser Untersuchungen.

Die zweite Gruppe von Arbeiten, die sich mit der Erzeugung von höherer Außenturbulenz befasst, setzt dafür Freistrahlen ein, die senkrecht zur Hauptströmung in die Mess-Strecke eingeblasen werden. Dadurch entstehen Turbulenzgrade in der Außenströmung von bis zu 20%. In diesen Arbeiten wurde bisher jedoch nur der Einfluss der Außenturbulenz auf eine ebene Plattengrenzschicht ohne Beschleunigung untersucht (siehe [Thole & Bogard, 1995, 1996](#); [MacMullin, Elrod & Rivir, 1989](#)). Auch waren die Reynolds-Zahlen dieser Untersuchungen vergleichsweise gering.

Autor	Methode der Turbulenz-Erzeugung	$Tu_\delta$ am ersten Messpunkt [%]	Beschleunigungsparameter $K \times 10^6$	Art der Grenzschicht
Hancock & Bradshaw (1983)	Gitter	1.8-6	0	turbulent
Blair (1983a)	Gitter	0.25-7	0	turbulent
Kestoras & Simon (1996)	Gitter	8	0	turbulent
MacMullin, Elrod & Rivir (1989)	runder Wandstrahl	7-18	0	transitionell
Thole & Boegard (1996)	seitliches Einblasen von Freistrahlen	20	0	turbulent
Blair (1992a)	Gitter	0.9-5.2	0.2-0.75	transitionell
Volino & Simon (1997)	Gitter	7	9	transitionell
Rued & Wittig (1986)	Gitter	8.7	5.7	transitionell

Tabelle 1.1: Experimentelle Arbeiten mit hoher Außenturbulenz.

Es ist also noch nicht untersucht worden, wie sich hohe Außenturbulenz ( $Tu > 15\%$ ) auf stark beschleunigte turbulente Grenzschichten auswirkt, die bei Abwesenheit von Außenturbulenz eine Relaminarisierung mit anschließender Retransition durchlaufen. Da Außenturbulenz und Beschleunigung gegenläufige Wirkungen auf die Grenzschicht haben, stellt sich die Frage, ob der Einfluss großer Außenturbulenz auf eine Grenzschicht durch die Wir-

kung starker Beschleunigung gemindert oder sogar aufgehoben wird. Auch ist der Prozess der Relaxation nach dem starken negativen Druckgradienten bei großer Außenturbulenz noch weitgehend unbekannt.

## 1.2 Anwendungsgebiete

Der kombinierte Einfluss von starker Beschleunigung und hoher Außenturbulenz tritt u.a. in Grenzschichten von Hochdruck-Turbinenschaufeln auf. Dabei kann es infolge der hohen Beschleunigung zur Relaminarisierung der Grenzschicht mit anschließender Retransition kommen (Abbildung 1.1).

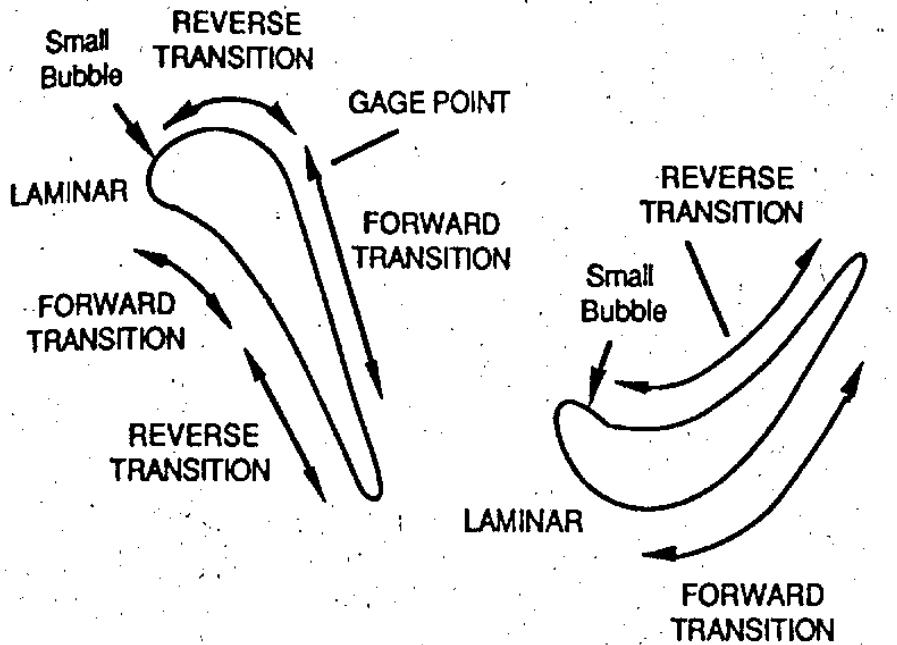


Abbildung 1.1: Strömungsverhältnisse an Hochdruck-Turbinenschaufeln  
(nach R. E. Mayle, 1991)

Daher orientieren sich die Strömungsparameter der vorliegenden Untersuchung an den Strömungsbedingungen in Gasturbinen. Ein Vergleich zwischen Experiment und Gasturbinen ist in Tabelle 1.2 gegeben, mit

$$K = \frac{\nu}{u_\delta^2} \frac{du_\delta}{dx} \quad (1.1)$$

als dem Beschleunigungsparameter.

Randbedingungen	Gasturbinen	Experiment
Beschleunigungsparameter $K$	$10 - 20 \times 10^{-6}$	$3.5 \times 10^{-6}$
Turbulenzintensität [%]	15 – 20	$\leq 15$
$Re_{\delta_2}$	500 – 2000	1000 – 2000

Tabelle 1.2: Strömungsparameter in Experiment und Gasturbinen

## 1.3 Gliederung der Arbeit

Nach der Einleitung in Kapitel 1 und der Beschreibung der Messtechnik und des Versuchsaufbaus in Kapitel 2 wird in Kapitel 3 die Methode zur Erzeugung sehr hoher Außenturbulenz durch seitliches Einblasen von Freistrahlen in die Haupströmung vorgestellt. Es werden zusätzlich Maßnahmen zur Vergleichsmäßigung der Strömung über den Querschnitt der Mess-Strecke aufgezeigt. Die Außenströmung wird detailliert untersucht, um die Randbedingungen für die zu untersuchende Grenzschicht genau zu definieren. Mit Hilfe dieser Methode werden vier Fälle unterschiedlich hoher Außenturbulenz erzeugt, die über die gesamten Untersuchungen beibehalten werden.

Eine wichtige Normierungsgröße für Grenzschichtmessungen ist die Wandschubspannung. Die bekannten Arbeiten über turbulente Grenzschichten mit hoher Außenturbulenz enthalten keine direkten, vom logarithmischen Wandgesetz unabhängigen Messungen von  $\overline{\tau_w}$ . So konnte bisher nicht mit Sicherheit gesagt werden, ob das logarithmische Wandgesetz in einer Grenzschicht mit Druckgradient null auch bei sehr hoher Außenturbulenz gültig ist. In Kapitel 4 werden die Ergebnisse von Messungen der Wandschubspannung mit unterschiedlichen Methoden gezeigt.

Um die Wirkung von Beschleunigung und Außenturbulenz voneinander zu trennen, wird zuerst der Einfluss der Außenturbulenz auf eine Grenzschicht mit Druckgradient null untersucht. Dabei werden die vorliegenden Ergebnisse mit denen von Hancock & Bradshaw (1983) und Thole & Bogard

(1996) verglichen, um Rückschlüsse über den Einfluss von unterschiedlichen Methoden zur Turbulenzerzeugung zu erhalten. Auch wird untersucht, ob eine Sättigung des Wandschubspannungs-Anstieges bei höchster Außenturbulenz eintritt.

In Kapitel 5 werden Messungen in einer stark beschleunigten Grenzschicht mit unterschiedlich hoher Außenturbulenz vorgestellt. Die Untersuchungen in einer rotationssymmetrischen Mess-Strecke mit einem zentralen Verdrängungskörper schließen an die Arbeit von [Warnack \(1996\)](#) an, der die gleiche Mess-Strecke, jedoch ohne Außenturbulenz verwendet hat. Die vier Testfälle weisen gleiche Beschleunigungsparameter  $K$  auf, unterscheiden sich aber durch eine unterschiedlich hohe Turbulenzintensität in der Außenströmung.

In den einzelnen Kapiteln wird der Stand der Forschung zum entsprechenden Teilbereich detaillierter vorgestellt und eine kurze Beschreibung der physikalischen Phänomene gegeben.

Diese Messungen sind gut dokumentiert und können als Datenbasis für spätere numerischen Simulationen verwendet werden.

# Kapitel 2

## Experimenteller Aufbau und Messtechnik

### 2.1 Beschreibung des Laminar-Windkanals

Der Großteil der Messungen wurden im Laminar-Windkanal (LaWiKa) des Hermann-Föttinger-Instituts (HFI) an der TU Berlin durchgeführt. Der LaWiKa ist ein Umlaufwindkanal mit geschlossener Mess-Strecke. Die Mess-Strecke ist 6 m lang und besteht aus rotationssymmetrischen Rohrschüssen aus Plexiglas mit einem Durchmesser von 441 mm.

Die Kontraktion der Düse beträgt 18:1 bei einer Düsenlänge von 2 m. Am Beginn der Mess-Strecke wird die Düsengrenzschicht ausgeblasen, wodurch eine neue, ungestörte Grenzschicht an der Vorderkante der Mess-Strecke entsteht.

Der Laminar-Windkanal besitzt ein radiales Hauptgebläse (15 kW), mit dem Geschwindigkeiten von bis zu 35 m/s erreicht werden. Ein zusätzliches Gebläse (1 kW) dient dazu, in der Mess-Strecke einen Überdruck zu erzeugen, um die Düsengrenzschicht am Beginn der Mess-Strecke auszublasen.

Der Windkanal verfügt über eine Wasserkühlung, mit deren Hilfe die Temperatur in der Mess-Strecke mit einer Genauigkeit von  $\pm 0.1$  °C eingestellt werden kann, wodurch er sich sehr gut für Hitzdraht-Messungen eignet.

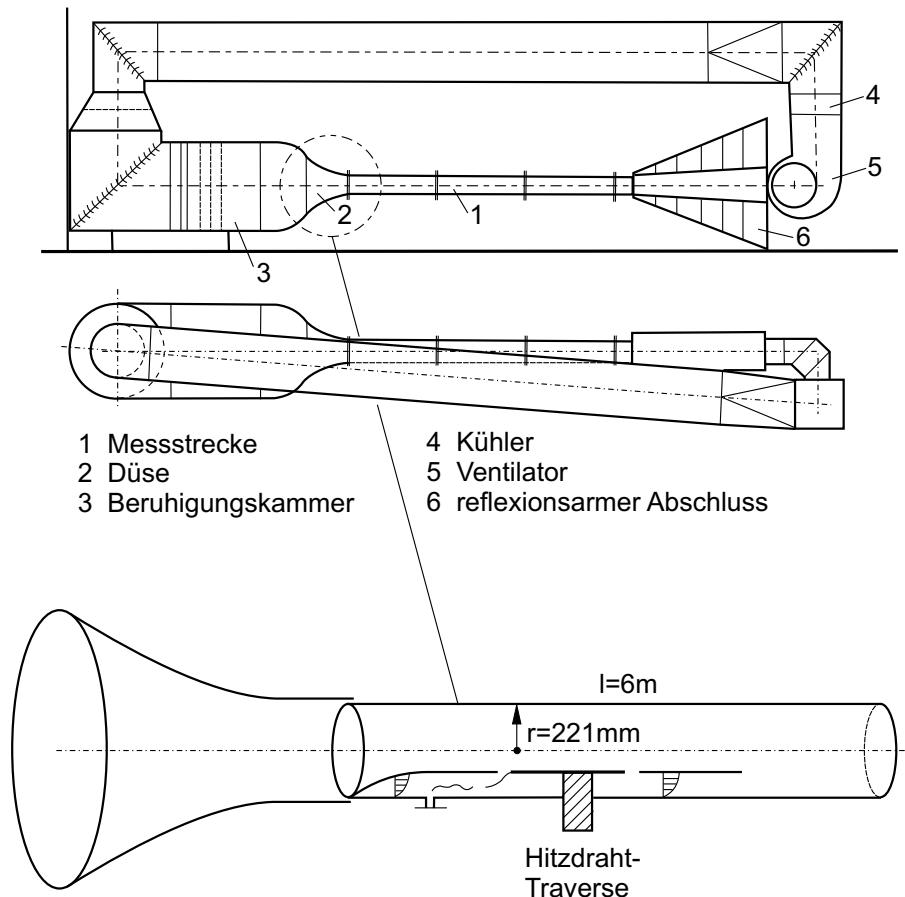


Abbildung 2.1: Der Laminar-Windkanal am Hermann-Föttinger-Institut

Durch die rotationssymmetrischen Rohrschüsse können in der Mess-Strecke Sekundärströmungen vermieden werden. Die Verdrängungsdicke  $\delta_1$ , Impulsverlustdicke  $\delta_2$  und Energieverlustdicke  $\delta_3$  werden unter Berücksichtigung der Krümmung der Innenwand berechnet (Anhang A).

Für den Bau und Test des Turbulenzerzeugers wurde ein Modell-Windkanal aufgebaut, in dem auch PIV-Messungen durchgeführt wurden. Die Mess-Strecke des Modell-Windkanals setzt sich aus den gleichen Rohrschüssen zusammen wie die des Laminar-Windkanals, hat aber eine geringere Länge.

Die Erzeugung der hohen Außenturbulenz und der dafür verwendete

Turbulenzgeneratoren werden in Kapitel 3 beschrieben. Die Position des für die Beschleunigung verwendeten Verdrängungskörpers und seine Abmessungen werden in Kapitel 5 gegeben. Die Berechnung des Verdrängungskörpers mit Hilfe eines Singularitätenverfahrens wurde bereits von Warnack (1996) vorgestellt.

## 2.2 Messgeräte

Für die Hitzdrahtmessungen wurde ein IFA-100 Hitzdrahtgerät der Firma TSI verwendet, mit vier Konstant-Temperatur-Brücken und dazugehörigen Signal-Konditionierern. Die Spannung wurde mittels einer 16 bit A/D-Wandlerkarte in einen Rechner eingelesen.

Der Druck wurde mit Hilfe von Drucktransducern der Firma MKS Baratron gemessen. Dabei wurden drei Druckdosen mit den Messbereichen 0.01-100 Pa, 0.1-1000 Pa bzw. 1-10000 Pa verwendet. Die von den Druckdosen gelieferten Spannungen wurden von einem HP 34970A Digitalvoltmeter aufgenommen und über eine IEEE-Schnittstelle in den Rechner übertragen.

Zur Messung der Kreuzkorrelationen mit zwei Normaldrähten wurde eine eigens dafür gebaute Traverse verwendet, mit der zwei Normaldrahtsonden mit Hilfe von zwei voneinander unabhängig verfahrenden Achsen traversiert werden konnten (Abbildung 2.2).

## 2.3 Mess-Sonden

Zur Messung der Wandschubspannung wurden am HFI gefertigte Prestonrohre und Wandhitzdrähte verwendet. Der Durchmesser der Prestonrohre liegt im Bereich  $0.7 \leq d \leq 3$  mm. Die Wandhitzdrähte, mit Wandabständen zwischen  $30\mu m$  und  $90\mu m$ , haben Durchmesser d von  $2.5 \mu m$  und eine aktive Länge l von 0.55 mm ( $l/d = 200$ ).

Die eingesetzten Hitzdraht-Miniatursonden wurden am HFI entwickelt und gebaut. Es wurden Normal- und X-Draht-Sonden eingesetzt. Das

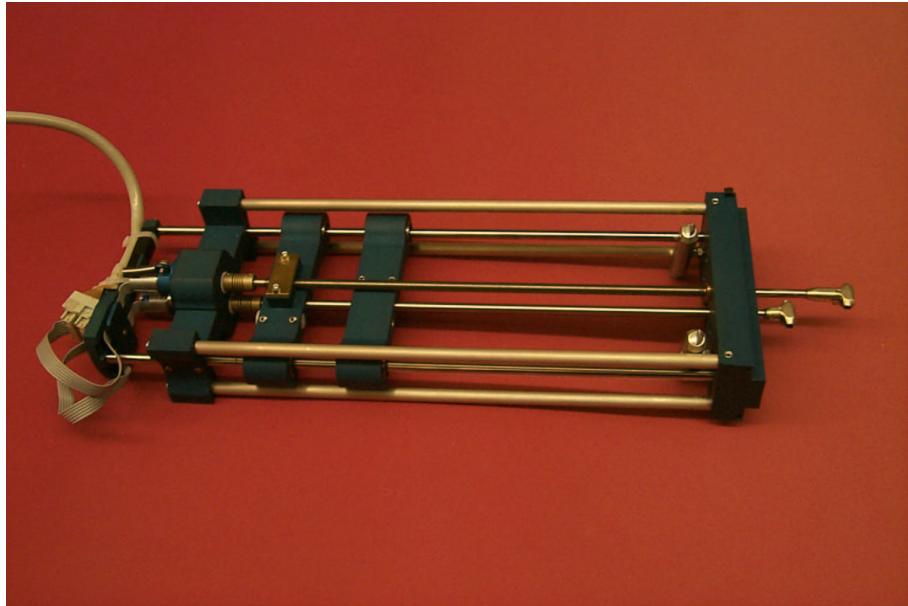


Abbildung 2.2: Korrelationstraverse

Verhältnis von aktiver Sensorlänge zum Sensordurchmesser ist für beide Sondenarten  $l/d = 200$ , wobei der Drahtdurchmesser  $l = 2.5 \mu\text{m}$  und die aktive Länge  $d = 0.55 \text{ mm}$  betragen. Die X-Draht-Sonden haben zueinander orthogonale Drähte, mit einem Abstand von 0.5 mm zwischen den Drähten.

Einzelheiten zu Form und Abmessungen der Hitzdraht-Sonden sind in [Warnack \(1996\)](#) gegeben. Eine Beschreibung der verwendeten Ölfilminterferometrie findet sich in Anhang B.

## 2.4 Erfassung der Mess-Daten

Die Programme zur Erfassung der Druck- und Hitzdraht-Daten und zur Steuerung der Traversen wurden am HFI entwickelt. Die Zeitschreibe der Hitzdrahtmessungen wurden auf einem Rechner gespeichert und mit am Institut entwickelten Programmen ausgewertet. Durch das Abspeichern der Rohdaten stehen diese für weitere Auswertungen zur Verfügung.

# Kapitel 3

## Hohe Außenturbulenz. Erzeugung und Eigenschaften

### 3.1 Allgemeine Bemerkungen

Der Turbulenzgrad in der Außenströmung der Grenzschicht von Turbineschaufern kann als Folge des Nachlaufes vorheriger Verdichterstufen oder Einbauten Werte bis zu 20% erreichen (siehe [Mayle, 1991](#); [Walker, 1993](#)). Daher wird in diesem Kapitel eine Methode zur Erzeugung sehr hoher Außenturbulenz vorgestellt, die der in Turbinengittern entspricht. Anschließend werden die Eigenschaften der so erzeugten Außenturbulenz diskutiert.

Turbulenzgrade in der Größenordnung von 20% können mit Hilfe von sonst üblichen einfachen Gittern nicht erzeugt werden. Methoden, mit denen sehr hohe Außenturbulenz erreicht werden kann, haben sehr oft den Nachteil einer inhomogenen Außenströmung. So blasen z.B. [MacMullin, Elrod & Rivir \(1989\)](#) einen runden Wandstrahl parallel zu einer ebenen Platte aus und erhalten dadurch Turbulenzgrade von bis zu  $Tu_\infty = 18\%$ , mit  $Tu_\infty = \sqrt{\bar{u}^2}/u_\infty$ . Dabei wird jedoch die Anströmgeschwindigkeit der Platte durch den Wandstrahl selbst erzeugt, und eine turbulente Grenzschicht muss sich erst entwickeln.

Eine günstigere Methode wurde von [Thole, Bogard & Whan \(1994\)](#),

[Thole & Bogard \(1995\)](#) und [Thole & Bogard \(1996\)](#) vorgestellt. Dabei werden Freistrahlen durch Öffnungen in der Windkanalwand senkrecht in die Hauptströmung eingeblasen und Turbulenzgrade von bis zu 40% erzeugt. Die Außenturbulenz nimmt nach [Thole, Bogard & Whan \(1994\)](#) über die Lauflänge des Windkanals unterschiedlich stark ab, abhängig von den Parametern des Einblasens. Diese Parameter sind die dimensionslose Einblasgeschwindigkeit  $r_{FS} = u_{FS}/u_\infty$  und eine mit den Freistrahlgroßen definierte Reynolds-Zahl  $Re_{FS} = u_{FS} \cdot D_{FS}/\nu$ . Dabei ist  $u_{FS}$  die Geschwindigkeit und  $D_{FS}$  der Durchmesser der Freistrahlen beim Eintritt in die Hauptströmung. In einigen Fällen, abhängig von  $r_{FS}$  und  $Re_{FS}$ , klingt dieser Typ Außenturbulenz wesentlich langsamer ab als die Gitterturbulenz und erreicht bei [Thole, Bogard & Whan \(1994\)](#) Abklingraten bis zu  $Tu = A \cdot x^{-0.2}$ . Es ist wichtig, dass die Abklingrate möglichst klein ist, damit die Grenzschicht bis weit stromab von der Außenturbulenz beeinflusst wird. Zum Vergleich klingt die Gitterturbulenz mit  $Tu = A \cdot x^{-0.74}$  ab (vgl. Abbildung 3.11).

Die vorliegende Experimente bestätigen die Ergebnisse von [Thole, Bogard & Whan \(1994\)](#) und zeigen zusätzliche Aspekte der Turbulenzerzeugung auf.

[Kelso, Lim & Perry \(1996\)](#) haben die Strömung um einen Freistrahln in Querrichtung skizziert (siehe Abbildung 3.1). Die so erzeugte Außenturbulenz unterscheidet sich in ihrer Struktur, charakterisiert durch ihre Turbulenzintensität und die Strukturlängen, von der Gitterturbulenz.

Nach [Smith & Mungal \(1998\)](#) entstehen durch einen quer austretenden Freistrahln vier Arten von Strukturen in der Außenströmung, die sich stromab unterschiedlich entwickeln: Erstens ein Wirbelpaar, zweitens eine Freistrahln-Scherschicht, drittens Nachlauf-Strukturen zwischen Wand und Freistrahln und viertens ein Hufeisenwirbel, der in der Grenzschicht stromauf des Freistrahln-Austritts entsteht. Die beherrschenden Strukturen des Freistrahls und der damit erzeugten Außenturbulenz sind die gegenläufig drehenden Wirbelpaare, sogenannte 'counter rotating vortices' (CRV).

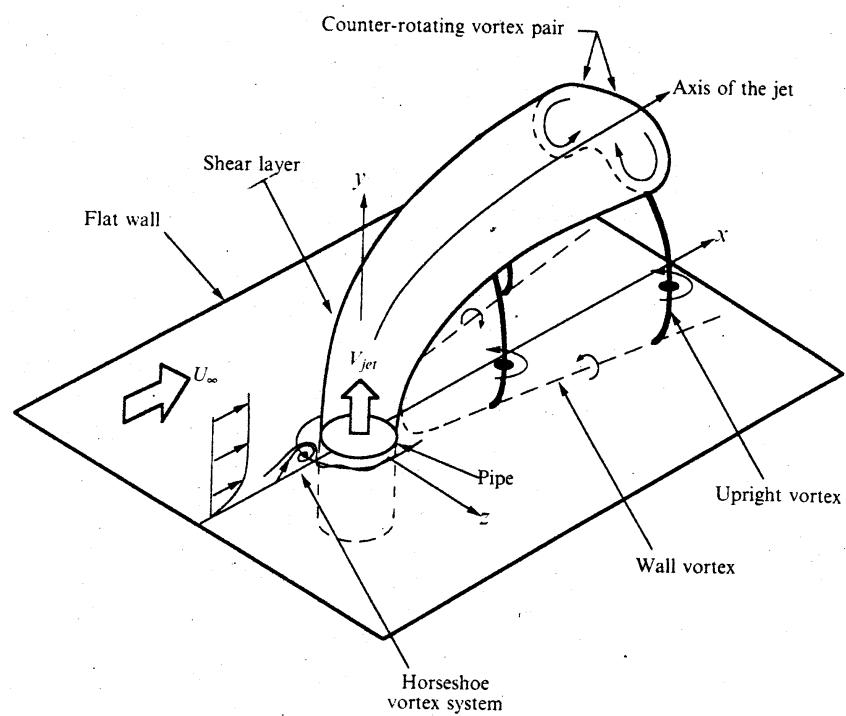


Abbildung 3.1: Strukturen des Freistrahls in einer Querströmung (nach Kelso et al., 1996)

## 3.2 Aufbau des Turbulenzerzeugers. Maßnahmen zur Vergleichmäßigung der Außenturbulenz

Zur Erzeugung der hohen Außenturbulenz wurde eine Einblasvorrichtung stromauf der Mess-Strecke angebracht und mit einem Zusatzgebläse (2kW) verbunden (Abbildung 3.2). Diese Einblasvorrichtung, in Abbildung 3.3 dargestellt, besteht im Wesentlichen aus einer Beruhigungskammer und einem Ring von Einblaslöchern, aus denen Freistrahlen senkrecht zur Wand in die Hauptströmung eingeblasen werden.

Um eine gleichmäßige Verteilung der Freistrahlgeschwindigkeit über den Umfang des Einblasringes zu erhalten, wird die Strömung vor dem Verlassen der Beruhigungskammer durch ein Lochblech und eine Filtermatte geleitet. Damit ergeben sich maximale Abweichungen vom Mittelwert der Einblasgeschwindigkeit von  $\pm 1.5\%$ . Diese Vergleichmäßigung ist notwendig, um schon am Anfang der Mess-Strecke eine möglichst homogene Verteilung der Außenturbulenz in Umfangsrichtung sicherzustellen.

Der Durchmesser der Einblaslöcher wurde nach mehreren Versuchsreihen zum Erreichen einer höchst möglichen Außenturbulenz auf  $D = 20$  mm festgelegt, der Abstand der Einblaslöcher zueinander auf  $3 \cdot D$  in Anlehnung an Thole, Bogard & Whan (1994). Die Profile der mittleren Geschwindigkeit eines Freistrahls wurden beim Eintritt in die Mess-Strecke mit einem abgeflachten Pitotrohr für zwei unterschiedliche Einblasgeschwindigkeiten gemessen. Beide Profile weisen einen sehr konstanten Verlauf über den Durchmesser des Freistrahles auf, mit einem scharfen Abfall der Geschwindigkeit am Rand des Einblasloches (Abbildung 3.4). Obwohl der geometrische Durchmesser der Einblaslöcher  $D = 20$  mm beträgt, ist der effektive Durchmesser der Freistrahlen nur  $D_{FS} = 17.6$  mm.

Nach den ersten Messungen in der Außenströmung stellte sich heraus, dass die Profile der mittleren Geschwindigkeit über den Querschnitt der Mess-Strecke sehr ungleichmäßig waren, mit einer starken Überhöhung der

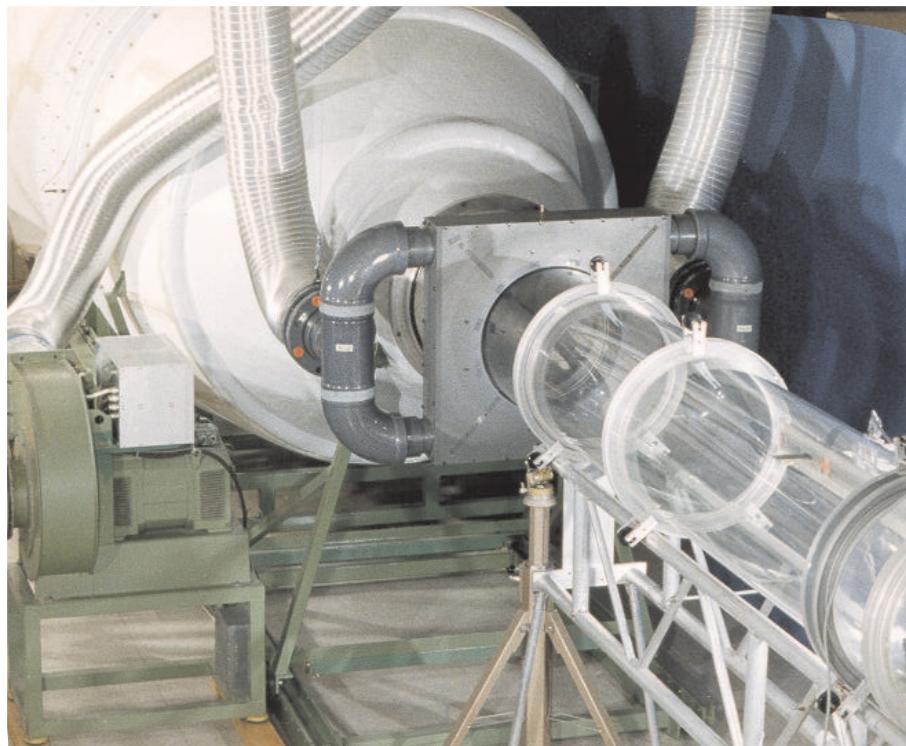


Abbildung 3.2: Windkanal mit Einblasvorrichtung und Zusatzgebläse

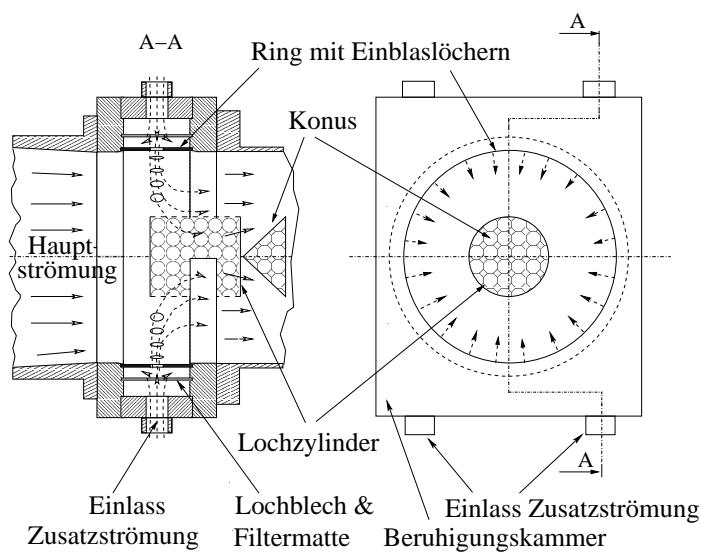


Abbildung 3.3: Aufbau der Einblasvorrichtung

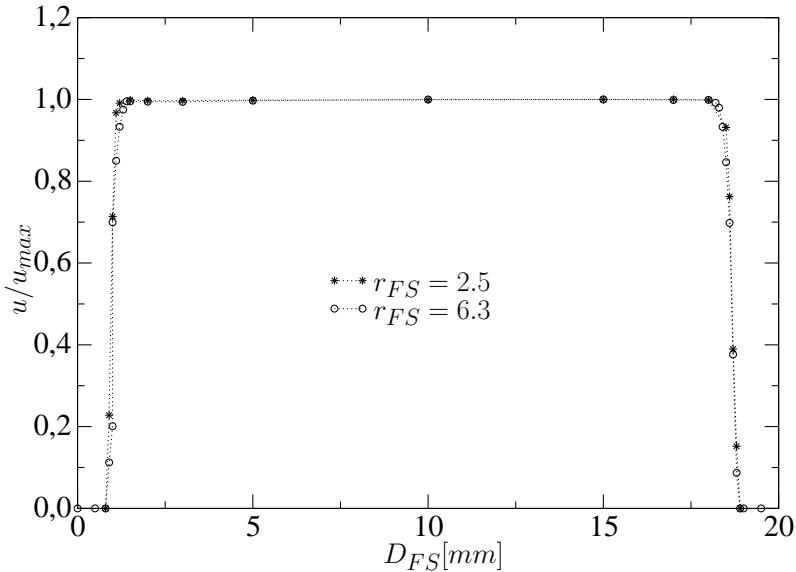


Abbildung 3.4: Mit  $u_{max}$  normierte Profile der Einblasgeschwindigkeit eines Freistrahles

mittleren Geschwindigkeit in der Mitte des Querschnittes. Das hat folgenden Grund: Da die Freistrahlen mit hoher Geschwindigkeit quer zur Hauptströmung in den Windkanal eintreten, transportieren sie zusätzliches Fluid zur Mitte des Querschnittes. Dies macht bis zu 25% des Primärmassenstroms aus. Darüber hinaus entsteht durch das Austreten der Freistrahlen eine Verblockung der Hauptströmung in Wandnähe, was hier zu einem Verlust an mittlerer Geschwindigkeit führt und die an kommende Strömung zur Mitte der Mess-Strecke umlenkt. Um die Ungleichmäßigkeit zu verringern, wurde in der Mitte des Einblaskastens ein konzentrischer Prallzylinder angeordnet. Dieser verhindert das Zusammenprallen der Freistrahlen in der Mitte der Mess-Strecke und fördert damit die Vergleichmäßigung der Geschwindigkeitsprofile. Die Vergleichmäßigung der Außenströmung konnte durch einen stromab des Zylinders eingebauten Prallkonus aus Lochblech weiter verbessert werden. Der Prallkonus verhindert den Überschuss an Massenstrom in

der Mitte der Mess-Strecke durch teilweise Umleitung der Strömung zur Wand hin. Durch Variation des Einblasverhältnisses  $r_{FS} = U_{FS}/U_\infty$  wurden vier Testfälle eingestellt. Für die Längsposition  $x_{ref} = 0.828$  m und  $u_\infty = 8.3$  m/s gilt:

Fall	$r_{FS}$	$Tu_\delta(x_{ref})$ [%]	$Re_{FS}$ $\times 10^{-3}$	$\dot{V}_{Zusatz}$ [%]
1	0	0.3	0	0
2	2.5	3.5	27.7	10.1
3	4.4	10.2	48.6	17.5
4	6.3	12.9	66.4	25.7

Tabelle 3.1: Eingestellte Testfälle für die Turbulenzintensität in der Außenströmung

### 3.3 Die Außenströmung

Sowohl das Einblasen der Freistrahlen als auch die Einbauten zur Vergleichmäßigung der Außenturbulenz führen zu einer komplexen Außenströmung in der Mess-Strecke. Dieser Abschnitt soll die so erzeugte Außenströmung beschreiben und Randbedingungen für die turbulente Grenzschicht definieren, die in Kapitel 4 untersucht wird.

Der Windkanal besitzt eine rotationssymmetrische Mess-Strecke. Es wird daher angenommen, dass im untersuchten Bereich eine annähernd rotationssymmetrische Strömung vorhanden ist. Es ist also für das Verständnis der Außenströmung ausreichend, durch den dreidimensionalen Strömungsbereich eine Schnittebene in Längsrichtung zu legen und diese zu untersuchen. Die Schnittebene erstreckt sich zwischen  $x = 0\text{-}2000\text{ mm}$  und  $y = 25\text{-}275\text{ mm}$ , so dass sich die Längsachse der Mess-Strecke im untersuchten Bereich befindet und die später gemessenen Grenzschichtprofile in der gleichen Ebene liegen. Das Koordinatensystem ist in Abbildung 3.5 angegeben, mit der Position  $x = 0$  am Anfang der Grenzschicht. Das so definierte Feld wurde mit Hilfe von X-Draht-Sonden vermessen.

#### 3.3.1 Mittlere Geschwindigkeit

Einen Gesamteindruck der Strömungsverhältnisse in der Mess-Strecke vermitteln die in den Abbildungen 3.6(a-d) dargestellten Werte von  $\bar{u}$  in der xy-Ebene des Messbereichs. In allen vier Testfällen ist der Einfluss des Prallkonus zu erkennen, der sich als Geschwindigkeitsverlust in der Mitte der Mess-Strecke bemerkbar macht, bzw. als Geschwindigkeitsüberschuss zum Rand der Mess-Strecke hin. In den zwei Fällen großer Außenturbulenz (Fall 3 und 4) wird diese Geschwindigkeitsdifferenz in Querrichtung durch das Eindringen der Freistrahlen bis in den Nachlauf des Konus ausgeglichen.

In den Testfällen, in denen Freistrahlen in die Außenströmung eingeblasen werden (Fall 2, 3 und 4), ist in Wandnähe ( $y < 50\text{ mm}$ ) ein geringer Verlust an mittlerer Geschwindigkeit auszumachen. Dieser entsteht durch

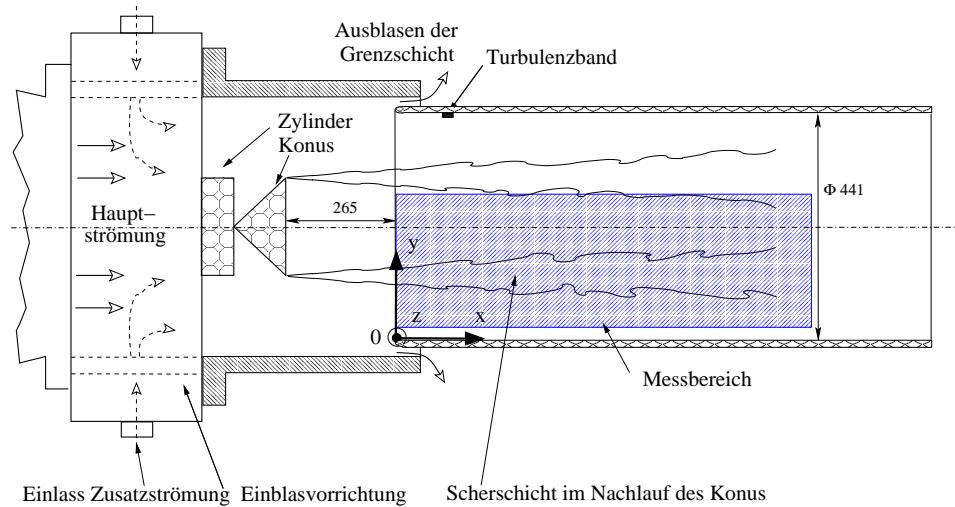


Abbildung 3.5: Aufbau der Mess-Strecke

den Verblockungseffekt der Freistrahlen beim Austritt aus der Wand.

In den Abbildungen 3.7(a-d) sind die mit der maximalen Außengeschwindigkeit normierten Profile der mittleren Geschwindigkeit aufgetragen. Auch hier ist die stärkere Vergleichmäßigung der Geschwindigkeitsprofile in Querrichtung für die Fälle hoher Außenturbulenz ersichtlich.

Für den Einfluss der Außenströmung auf die Grenzschicht sind die Bedingungen am Grenzschichtrand von Bedeutung. Allen Fällen ist gemeinsam, dass die Geschwindigkeitsprofile für Positionen stromab der ersten Grenzschichtmessung ( $x = 0.828 \text{ m}$ ) zum Grenzschichtrand hin ( $50 < y < 100 \text{ mm}$ ) in etwa konstant sind.

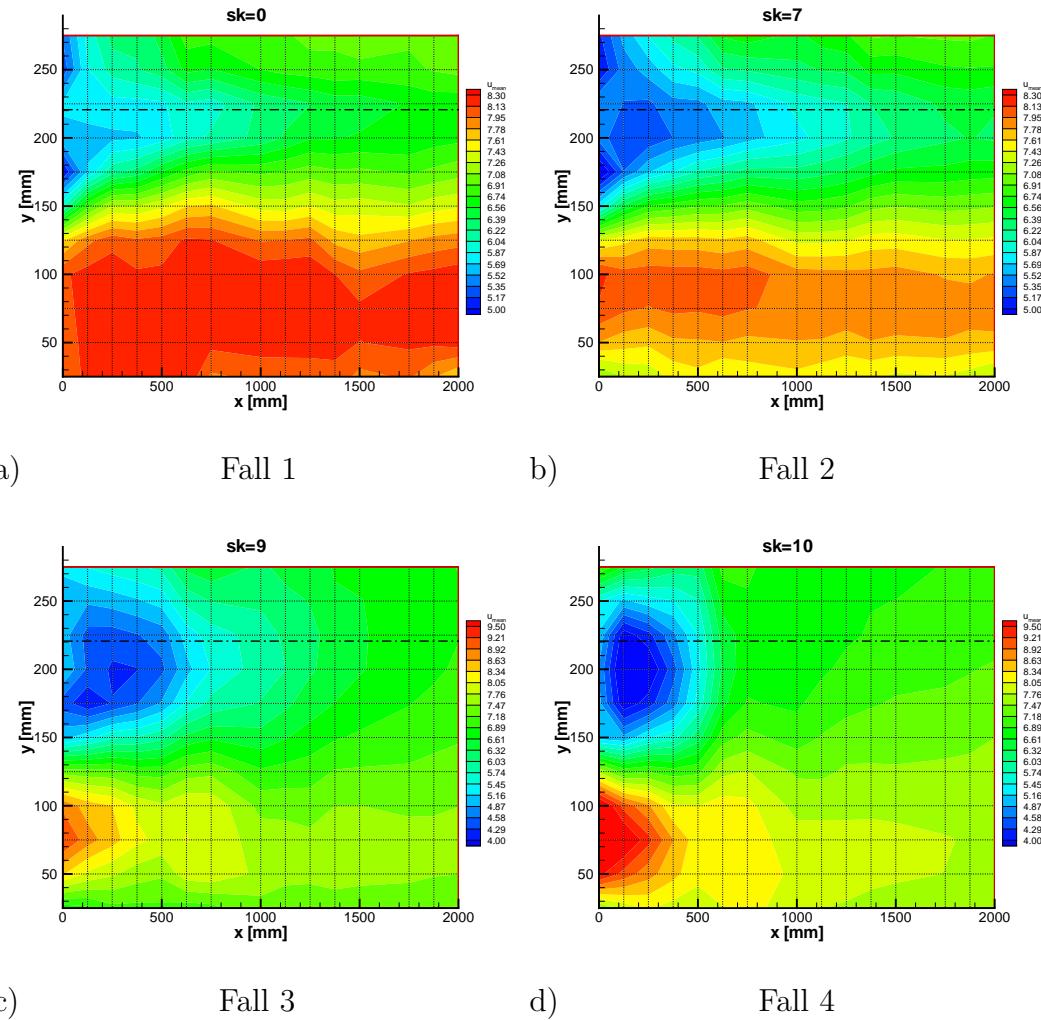


Abbildung 3.6: Verteilung von  $\bar{u}$  in der XY-Ebene. Gleiche Farbskalierungen der Bilder a) und b) sowie der Bilder c) und d.). Die horizontalen Linien bei  $y = 220$  mm bezeichnen die Mittelachse der Mess-Strecke.

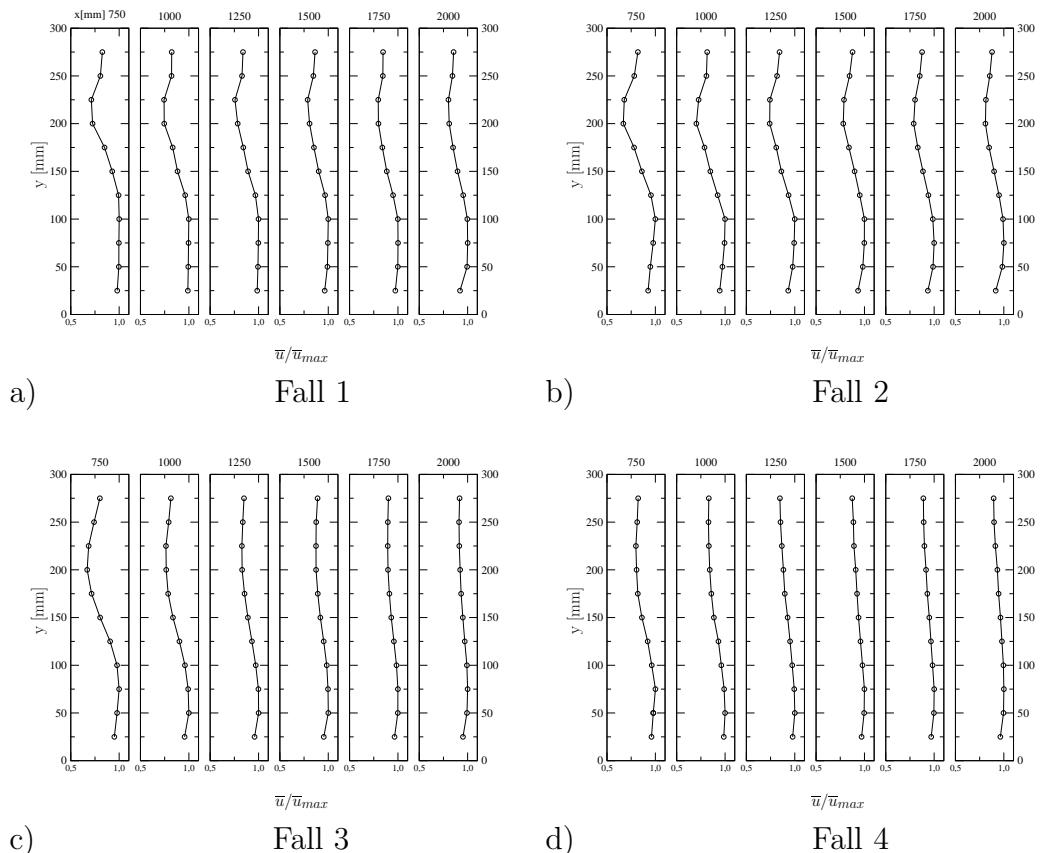


Abbildung 3.7: Profile von  $\bar{u}/\bar{u}_{max}$  über  $y$  an unterschiedlichen  $x$ -Positionen für die vier Testfälle. Die Zahlen über den einzelnen Profilen geben die  $x$ -Positionen in mm an.

### 3.3.2 Geschwindigkeitsfluktuationen und Turbulenzgrad

Die Geschwindigkeitsfluktuationen in der Außenströmung können, getrennt nach den Testfällen, wie folgt beschrieben werden:

- Wie bei der Untersuchung der mittleren Geschwindigkeitsprofile gezeigt, bewirkt der Konus einen Nachlauf in der Mess-Strecke. An dessen Rand entsteht eine Scherschicht (siehe Abbildung 3.5). Folglich liegt für Wandabstände  $y \geq 150$  mm ein Bereich erhöhter Reynoldsspannungen vor, mit den höchsten Werten in der Scherschicht. Das gilt sowohl für die Längsschwankungen  $u'$  als auch für die Schwankungen senkrecht zur Wand  $v'$ . In den Abbildungen 3.8(a-d) ist der Verlauf des lokalen Turbulenzgrades über den Querschnitt der Mess-Strecke an unterschiedlichen Längspositionen aufgetragen. Der lokale Turbulenzgrad wird als

$$Tu = \frac{1}{\bar{u}} \sqrt{(\bar{u'^2} + \bar{v'^2})/2} \quad (3.1)$$

definiert. Für Fall 1 ist der Turbulenzgrad in der Mitte der Außenströmung hoch ( $Tu_\infty = 4 - 6\%$ ), nimmt aber zur Wand hin ab, wobei er am Grenzschichtrand bei  $y = 75$  mm Werte von nur noch  $Tu_\delta \simeq 0.3\%$  erreicht. Der Einfluß der Außenturbulenz dieser Stärke auf die Grenzschicht ist sehr gering.

- Für Fall 2 haben die Freistrahlen eine geringe Eindringtiefe in die Hauptströmung und beeinflussen somit hauptsächlich den Bereich  $y \leq 150$  mm (Abbildung 3.8b). Zur Mitte der Mess-Strecke hin ist der Turbulenzgrad in der Außenströmung mit dem von Fall 1 vergleichbar. Der Abfall der Außenturbulenz in Längsrichtung ist für Fall 2 am Grenzschichtrand ( $y \approx 75$  mm) verschwindend klein. In der Mitte der Mess-Strecke fällt der Turbulenzgrad in Längsrichtung steiler ab und zeigt damit das Abklingverhalten, das der durch die Scherschicht erzeugten Turbulenz entspricht.

- Fall 3 und Fall 4 sind sich beide ähnlich aufgrund der großen Eindringtiefe der Freistrahlen in die Außenströmung. Die so erzeugte Außenturbulenz ist sehr hoch, so dass sie die Scherschichtturbulenz überlagert. Gleichzeitig entsteht eine gute Vergleichmäßigung der Reynoldsspannungen in Querrichtung. Das Abklingen des Turbulenzgrades mit der Lauflänge ist im Unterschied zu Fall 2 auch am Grenzschichtrand deutlich sichtbar.

Die Profile von  $\sqrt{u'^2}$  für die Fälle 3 und 4 haben in Querrichtung einen gleichmäßigen Verlauf. In Abbildung 3.9 sind exemplarisch die Profile von  $\sqrt{u'^2}$  und  $\sqrt{v'^2}$  für den Fall höchster Außenturbulenz aufgetragen. Die Geschwindigkeitsfluktuationen senkrecht zur Wand werden im Unterschied zu  $\sqrt{u'^2}$  durch die Anwesenheit der Wand gedämpft, was sich ab einem Wandabstand von  $y \simeq 100$  mm bemerkbar macht.

Einen Gesamteindruck über den Verlauf des Turbulenzgrades in der untersuchten Ebene liefern die Abbildungen 3.10(a-d). Die Bilder zeigen die Ähnlichkeit des Falles 1 und 2 und die des Falles 3 und 4.

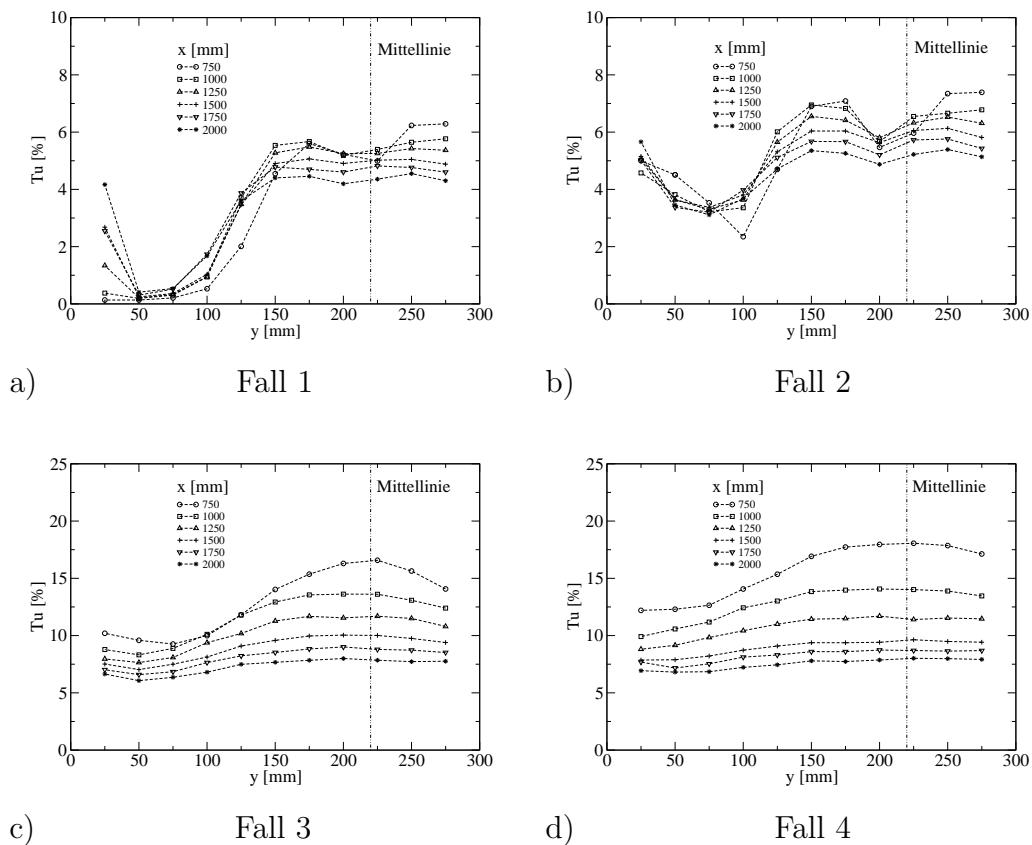
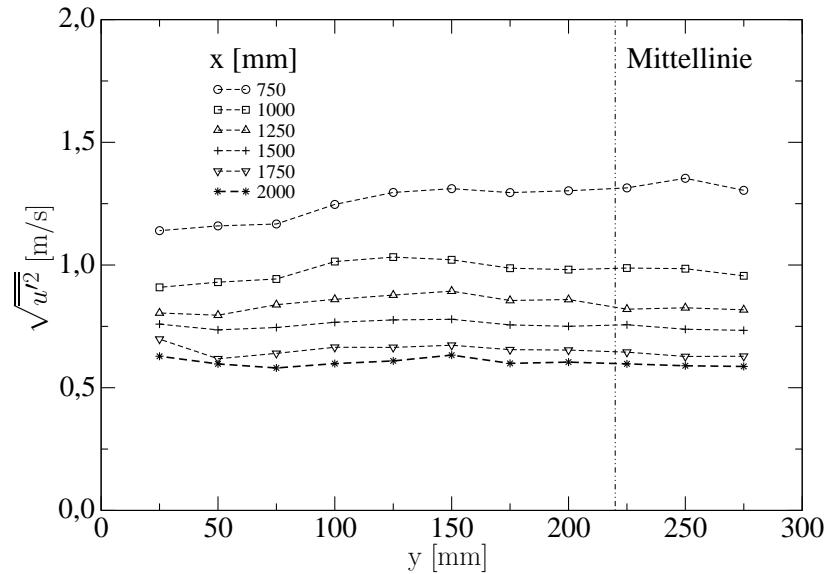
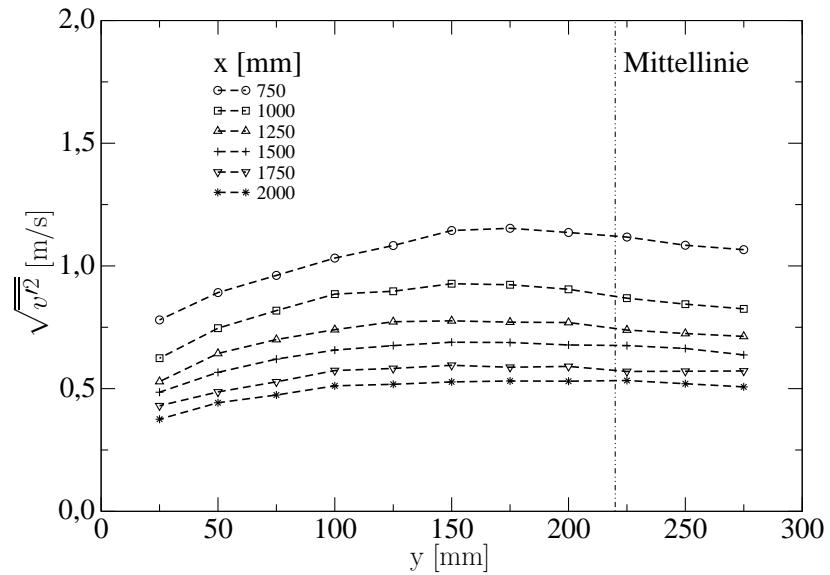


Abbildung 3.8: Änderung des Turbulenzgrades in der Außenströmung der Mess-Strecke für die vier Testfälle

a) Profile von  $\sqrt{u'^2}$ b) Profile von  $\sqrt{v'^2}$ Abbildung 3.9: Profile von  $\sqrt{u'^2}$  und  $\sqrt{v'^2}$  bei unterschiedlichen Längspositionen (Fall 4)

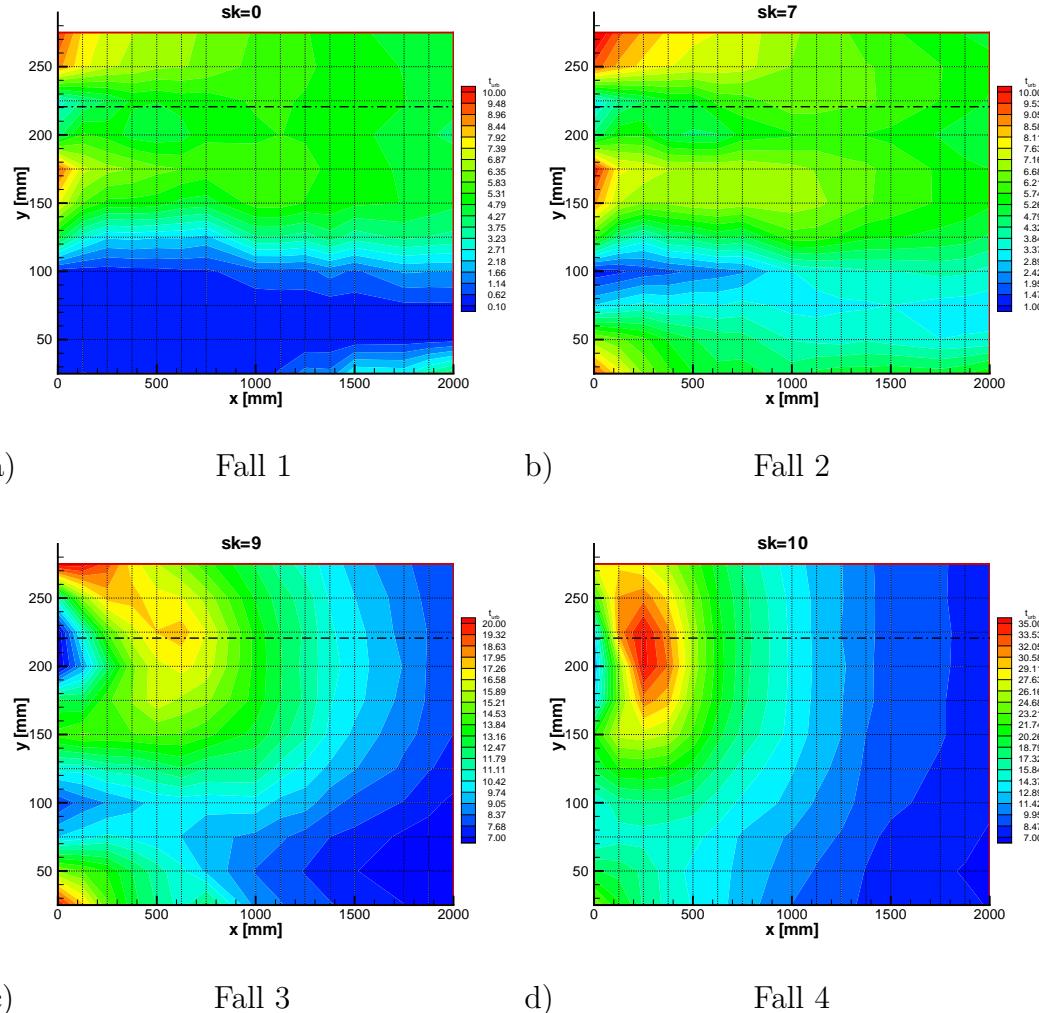


Abbildung 3.10: Verlauf des Turbulenzgrades in der XY-Ebene. Unterschiedliche Farbskalierungen für alle Bilder. Die horizontalen Linien bei  $y = 220$  mm bezeichnen die Mittelachse der Mess-Strecke.

Es zeigt sich demnach, dass die Turbulenzintensität in der Außenströmung mit dem Wandabstand variiert. Für die Wirkung der Außenturbulenz auf die Grenzschicht ist jedoch die Höhe des Turbulenzgrades am Grenzschichtrand wichtig, denn damit wird eine der Randbedingungen der Grenzschicht mit Außenturbulenz festgelegt. Die Veränderung des Turbulenzgrades in Längsrichtung am Grenzschichtrand ist in Abbildung 3.11 dar-

gestellt. Durch die Messpunkte wurden Kurven gelegt, deren Abfall mit einer Funktion  $Tu_\delta = f(x^n)$  angegeben wird.

Der Verlauf von  $Tu_\delta$  für Fall 1 zeigt einen leichten Anstieg des Turbulenzgrades in Längsrichtung. Dieses eher ungewöhnliche Verhalten hat seinen Grund im Breiterwerden der Scherschicht hinter dem Konus, die dadurch stromab bis zum Grenzschichtrand reicht. Der Maximalwert des Turbulenzgrades bleibt jedoch auf  $Tu_\delta = 0.4\%$  begrenzt.

Im Fall 2 ist der Abfall von  $Tu_\delta$  über  $x$  so gering, dass  $Tu_\delta$  als konstant angenommen werden kann ( $n = -0.03$ ). Die Ursache dafür ist nicht eindeutig geklärt. Es scheint daran zu liegen, dass die Freistrahlen, von der Außenströmung sehr stark in Hauptströmungsrichtung umgelenkt, nicht so weit in die Außenströmung eindringen. Dadurch treffen sie in der Mitte der Mess-Strecke nicht aufeinander und können sich nicht miteinander vermischen. Es könnte sein, dass im Fall 2 eine andere Art von durch die Freistrahlen erzeugten Strukturen die Außenströmung bestimmt (vgl. Abbildung 3.1), als in den Fällen 3 und 4.<sup>1</sup>

Die beiden letzten Fälle zeigen das erwartete Verhalten eines starken Abfalls der Turbulenz in Längsrichtung. Zum Vergleich mit der Freistrahlturbulenz wurde der Verlauf des Turbulenzgrades einer Gitterturbulenz eingezeichnet. Man erkennt den erheblich geringeren Turbulenzgrad des Gitters und den steileren Abfall in Strömungsrichtung ( $n = -0.74$ ). Im Unterschied dazu fällt die Freistrahlturbulenz flacher ab, unabhängig von der Einblasgeschwindigkeit.

Als Indiz für die Anisotropie einer Strömung wird unter anderem das Verhältnis  $\sqrt{\overline{v'^2}}/\sqrt{\overline{u'^2}}$  angesehen. Abbildung 3.12 zeigt den Verlauf dieses Wertes in Strömungsrichtung bei  $y = 75$  mm. Fall 3 und Fall 4 sind mit einem Wert von  $\sqrt{\overline{v'^2}}/\sqrt{\overline{u'^2}} \simeq 0.85$  fast identisch. Davon weicht Fall 2 ab mit kleineren Werten von  $\sqrt{\overline{v'^2}}/\sqrt{\overline{u'^2}}$ . Das bedeutet eine stärkere Anisotropie der Außenturbulenz, ein Hinweis auf eine von den zwei letzten Fällen unterschiedliche Turbulenzstruktur.

---

<sup>1</sup>Der Verlauf der Strukturlängen in der Außenströmung bestätigt diese Annahme.

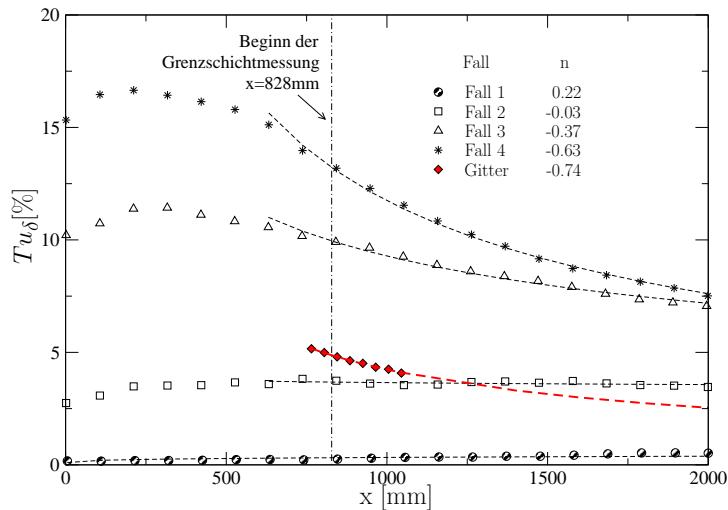


Abbildung 3.11: Änderung des Turbulenzgrades mit der Lauflänge bei  $y = 75 \text{ mm}$  für unterschiedliche Testfälle

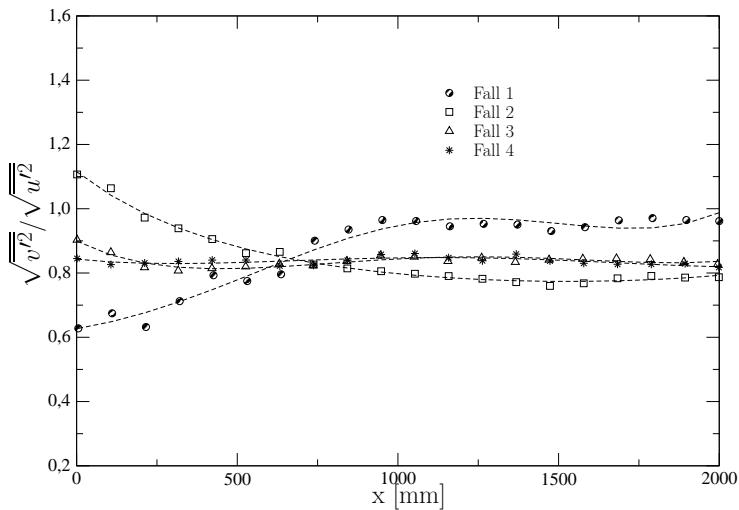


Abbildung 3.12: Verlauf des Anisotropie-Paramteres  $\sqrt{v'^2} / \sqrt{u'^2}$  bei  $y = 75 \text{ mm}$  für unterschiedliche Testfälle

### 3.3.3 Strukturlängen

Nach Hancock & Bradshaw (1983) ist der Einfluss der Außenturbulenz auf die Grenzschicht nicht nur von der Höhe des Turbulenzgrades abhängig, sondern wird auch vom Verhältnis Strukturlänge in x-Richtung zu  $\delta_{99.5}$  bestimmt. Ist das Verhältnis  $\Lambda_x/\delta_{99.5}$  nahe eins, ist eine starke Wirkung der Außenturbulenz auf die Grenzschicht zu erwarten. In der vorliegenden Untersuchung wurden zwei Strukturlängen bestimmt:  $\Lambda_x$  in Längsrichtung mit der Auto-korrelation  $R_{u'u'}^\tau$  und  $\Lambda_y$  in Querrichtung durch die Messung der 2-Punkt-Raumkorrelation  $R_{u'u'}^{\Delta y}$ . Diese wurde mit einer speziellen Korrelationstraverse gemessen, die zwei Hitzdrahtsonden an derselben x-Position unabhängig voneinander in y-Richtung bewegt.

Aus den Korrelationen werden die Längen mit Hilfe der Gleichungen

$$\Lambda_\tau = \int_0^{\tau_0} R_\tau d\tau \text{ und} \quad (3.2)$$

$$\Lambda_y = \int_{y_0}^{y_0 + \Delta y} R_{\Delta y} d(\Delta y) \quad (3.3)$$

bestimmt, wobei  $\Lambda_x$  durch Anwendung der Taylor-Hypothese mit

$$\Lambda_x = \bar{u} \Lambda_\tau \quad (3.4)$$

berechnet wird. Als Integrationsgrenze wurde die Position des ersten Null-durchgangs  $\tau_0$  der Korrelationsfunktion verwendet.

Der Verlauf von  $\Lambda_x$  über y bei unterschiedlichen Positionen in Längsrichtung wird in Abbildung 3.13 gezeigt. Mit Ausnahme des 1. Falles wachsen die Strukturlängen stromab an. Im Fall 1 sind an den ersten x-Positionen große Werte von  $\Lambda_x$  am Grenzschichtrand zu erkennen, welche weiter stromab nicht mehr vorhanden sind. Die hohen Werte von  $\Lambda_x$  entstehen durch langwellige Störungen in der Windkanalströmung. Stromab wächst die Scherschicht hinter dem Konus an und reicht bis zum Grenzschichtrand, wodurch die Strukturlängen verkleinert werden.

Der Unterschied zwischen Fall 2 und den Fällen 3 und 4 ist erheblich: Während die Strukturlängen in den beiden letzten Fällen fast konstante

Werte über den Querschnitt der Mess-Strecke haben, steigen die Werte von  $\Lambda_x$  im Fall 2 kontinuierlich von der Mittelachse des Windkanals, wo sie den Werten des ersten Falles entsprechen, zur Wand hin an. Am Grenzschichtrand ist  $\Lambda_x$  annähernd so groß wie die Strukturlängen der Fälle 3 und 4. Dies erklärt sich damit, dass die Freistrahlen unterschiedlich tief in die Mess-Strecke eindringen und sich die dadurch erzeugte Außenturbulenz je nach Fall unterscheidet.

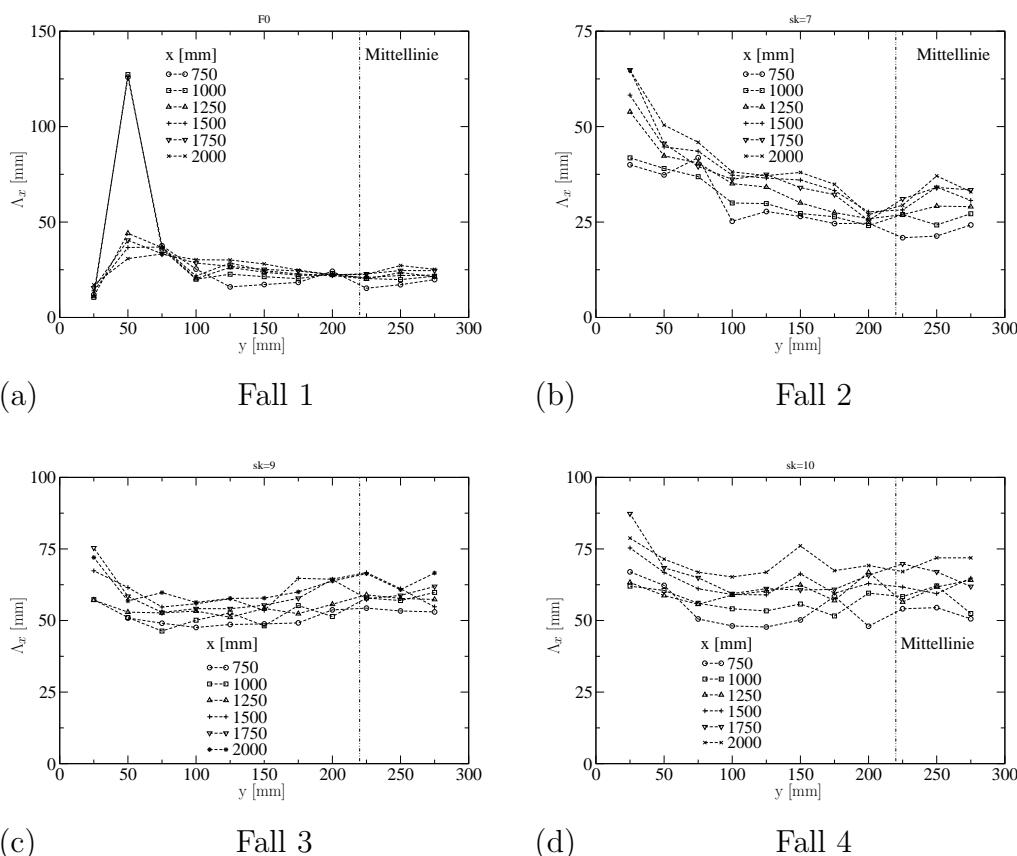


Abbildung 3.13: Verlauf der Integrallängen  $\Lambda_x$  über den Querschnitt der Mess-Strecke

Auch in Längsrichtung ist der Verlauf von  $\Lambda_x$  für die einzelnen Einblasgeschwindigkeiten unterschiedlich (Abbildung 3.14). Die Werte von  $\Lambda_x$  zeigen in Fall 2 einen geringen Anstieg ( $\approx 6\%$ ), in Fall 3 steigen sie wenig schneller an, und in Fall 4 wachsen sie merklich mit der Lauflänge an ( $\approx 30\%$ ).

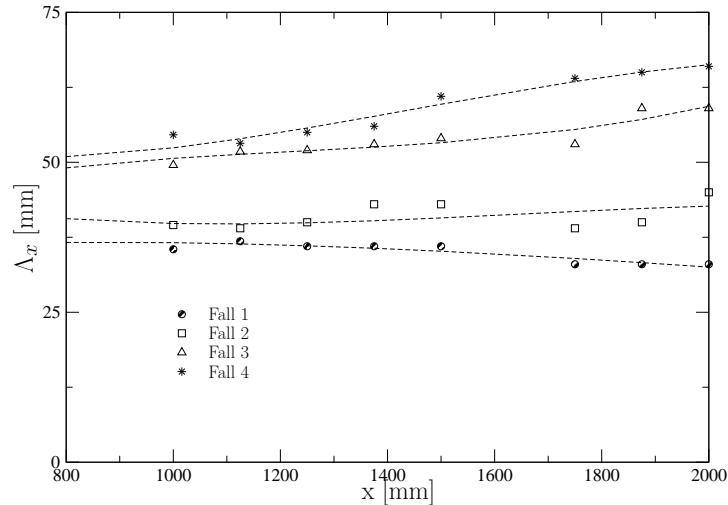


Abbildung 3.14: Änderung der Integrallängen  $\Lambda_x$  in Längsrichtung beim Wandabstand  $y = 75$  mm

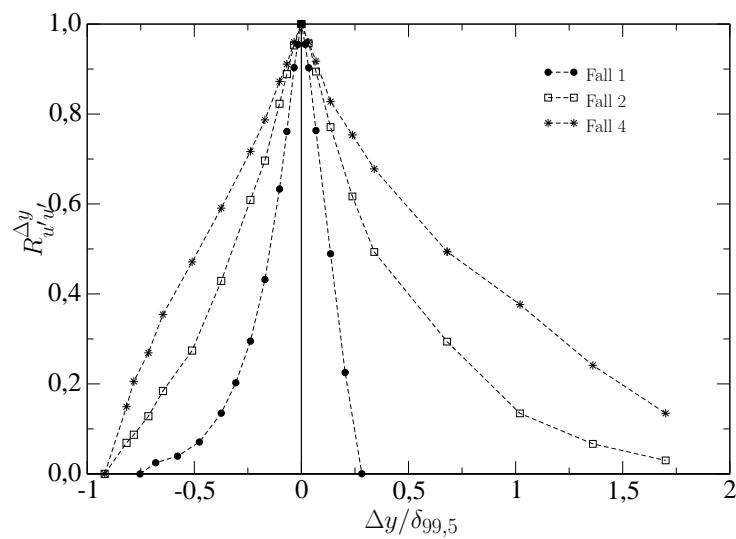


Abbildung 3.15: 2-Punkt-Raumkoorelationen bei  $y/\delta_{99,5} = 0,85$  an der Position  $x = 1,552$  m für unterschiedliche Testfälle

Zur Berechnung der Integrallängen in Querrichtung wurden 2-Punkt-Raumkorrelationen gemessen. Ein exemplarischer Verlauf der Korrelationen in y-Richtung für unterschiedliche Turbulenzgrade ist in Abbildung 3.15 dargestellt. Der asymmetrische Verlauf von  $R_{u'u'}^{\Delta y}$  über die Grenzschichtdicke ist damit zu erklären, dass die Turbulenzstrukturen zur Wand hin kleiner werden. Daher auch der schnellere Abfall von  $R_{u'u'}^{\Delta y}$  auf der linken Seite, d.h. zur Wand hin. Der Korrelationskoeffizient steigt infolge der Außenturbulenz stark an. Also werden auch die mit Gleichung 3.3 berechneten Strukturlängen  $\Lambda_y$  größer. Das Verhältnis  $\Lambda_x/\Lambda_y$  hat am Grenzschichtrand Werte zwischen  $2.5 < \Lambda_x/\Lambda_y < 4$  (siehe Kapitel 4.9).

### 3.3.4 Spektren von $u'$ und $v'$ in der Außenströmung

Dieser Abschnitt untersucht den Einfluss der Außenturbulenz auf die Spektren in der Außenströmung. Als Folge der langen Mess-Zeiten (26 Sek.) und der hohen Frequenzen (20 kHz) können Spektren über einen großen Frequenzbereich berechnet werden. Es wurden sowohl die Spektren von  $u'$  als auch von  $v'$  bestimmt.

Da die Bestimmung des dreidimensionalen Wellenzahlspektrums mess-technisch sehr aufwendig ist, wird meistens nur das eindimensionale Spektrum berechnet. Dabei wird unter Verwendung der Taylor-Hypothese die lokale Geschwindigkeit als Transportgeschwindigkeit verwendet.

Die Spektren werden in Kolmogoroff-Normierung dargestellt, die in der Literatur am meisten verwendet wird. Dazu müssen die Kolmogoroff-Geschwindigkeit  $v_k$  und die Kolmogoroff-Länge  $\eta$  berechnet werden. Sie ergeben sich aus der kinematischen Zähigkeit  $\nu$  und der Dissipationsrate  $\epsilon$ :

$$\eta = \left( \frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{1/4} \quad (3.5)$$

$$v_k = (\nu \epsilon)^{1/4}. \quad (3.6)$$

Die hier dargestellten Spektren von  $u'$  und  $v'$  sind eindimensionale Wellenspektren in x-Richtung:

$$k_1 = \frac{2\pi f}{\bar{u}} \quad (3.7)$$

$$E_{u1} = \frac{E_{uf}(f)\bar{u}}{2\pi} \quad (3.8)$$

$$E_{v1} = \frac{E_{vf}(f)\bar{u}}{2\pi}. \quad (3.9)$$

Die Dissipationsrate  $\epsilon$  wird mit Hilfe der von [Taylor \(1935\)](#) abgeleiteten Beziehung für Lokalisotropie berechnet:

$$\epsilon_{isotrop} = 15\nu \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x}\right)^2}. \quad (3.10)$$

Der aus dem eindimensionalen Spektrum berechnete Anteil der Dissipationsrate  $D_{11}$  wird mit

$$D_{11} = 2\nu \int_0^\infty k_1^2 E_{u1} dk_1 = 2\nu \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x}\right)^2} = 2\nu \frac{\overline{u'^2}}{\lambda^2} \quad (3.11)$$

bestimmt, mit  $\lambda$  als der Taylorschen Mikrolänge

$$\lambda = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\sqrt{\overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x}\right)^2}}}. \quad (3.12)$$

Damit kann mit Gleichung 3.11 aus den gemessenen Daten die Taylorsche Mikrolänge  $\lambda$  berechnet werden, und mit Gleichung 3.10 ergibt sich eine einfache Beziehung für die isotrope Dissipationsrate:

$$\epsilon_{isotrop} = 15\nu \frac{\overline{u'^2}}{\lambda^2}, \quad (3.13)$$

die wiederum zur Bestimmung der Kolmogoroff-Geschwindigkeit  $v_k$  und der Kolmogoroff-Länge  $\eta$  verwendet wird.

Nach [Schapker \(1971\)](#) gilt bei Lokalisotropie die Beziehung

$$\frac{E_{u1}}{v_k^2 \eta} = F(k\eta, Re_\lambda). \quad (3.14)$$

Das bedeutet, dass bei Lokalisotropie Spektren in Kolmogoroff-Normierung mit gleicher turbulenten Reynolds-Zahl aufeinanderfallen und damit  $Re_\lambda$  als einziger Parameter für die Charakterisierung des Spektrums übrigbleibt.  $Re_\lambda$  wird definiert als

$$Re_\lambda = \frac{\lambda \sqrt{\overline{u'^2}}}{\nu}. \quad (3.15)$$

[Warnack & Fernholz \(1998\)](#) haben darüber hinaus gezeigt, dass die Beziehung [3.14](#) auch in Strömungen gilt, in denen Lokalisotropie nicht vorliegt.

Der Verlauf der Spektren von  $u'$  in Kolmogoroff-Normierung ist in Abbildung [3.16](#) dargestellt. Mit Ausnahme des Falles geringer Außenturbulenz weisen alle Spektren einen ausgeprägten inertialen Zwischenbereich auf, d.h. einen Verlauf nach dem  $k^{-5/3}$ -Gesetz, und fallen im hochfrequenten Bereich aufeinander. Die steigende Außenturbulenz bewirkt höhere turbulente Reynolds-Zahlen  $Re_\lambda$ , was einen ausgedehnteren  $k^{-5/3}$ -Verlauf der entsprechenden Spektren im niederfrequenten Bereich zur Folge hat. Das bedeutet, dass im niederfrequenten Bereich des Spektrums mit steigendem  $Re_\lambda$  die Energie ansteigt.

Nach [Kistler & Vrebalovich \(1966\)](#) existiert bei Isotropie zwischen den Energiespektren von  $u'$  und  $v'$  eine definierte Beziehung. In Bereichen, in denen der Verlauf von  $E_1$  einem Gesetz  $E_1 \simeq k^{-n}$  folgt, wird der Verlauf von  $E_2$  mit  $E_2 = 0.5 \cdot (1+n) \cdot E_1$  angegeben. Beim Vergleich des  $v'$ -Spektrums mit dem  $u'$ -Spektrum in Abbildung [3.17](#) erkennt man einen geringfügig flacheren Verlauf des ersten. Dieses ist auf die schwache Anisotropie der Außenturbulenz zurückzuführen (vgl. Abbildung [3.12](#)), bei der die Beziehung von [Kistler & Vrebalovich \(1966\)](#) nur annähernd gilt.

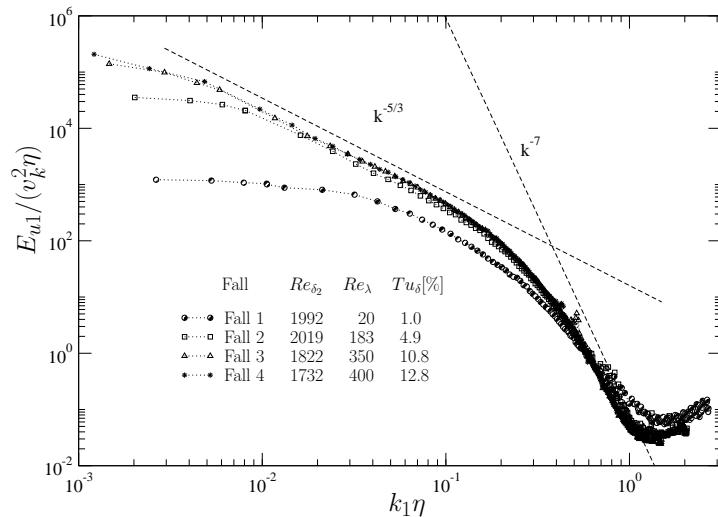


Abbildung 3.16: Kolmogoroff-normierte Spektren von  $u'$  in der Außenströmung bei unterschiedlich hoher Außenturbulenz

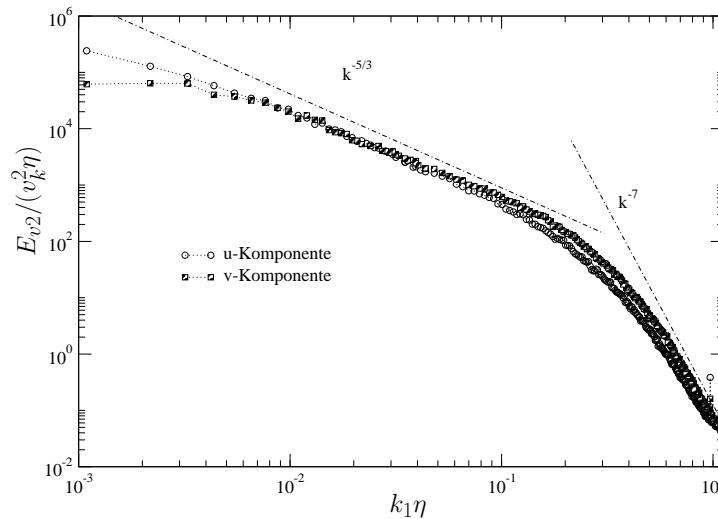


Abbildung 3.17: Spektren von  $u'$  und  $v'$  in Kolmogoroff-Normierung am Grenzschichtrand für den Fall höchster Außenturbulenz (Fall 4),  $Re_\lambda = 400$ ,  $y^+ = 1200$ .

### 3.3.5 Verlauf des statischen Druckes in Längsrichtung

Zur Überprüfung des Einflusses der Außenturbulenz auf den Gradienten des statischen Druckes in Längsrichtung ( $\partial p/\partial x$ ) wurde der statische Druck in Längsrichtung bei erhöhter Außenturbulenz gemessen und mit dem Fall  $Tu_\delta \simeq 0.3\%$  verglichen. Dabei zeigte sich, dass die Werte von  $(\partial p/\partial x)$  für hohe Außenturbulenz in allen Testfällen unterhalb der Werte für  $Tu_\delta \simeq 0.3\%$  lagen. Für die Fälle erhöhter Außenturbulenz wurde der größte Wert von  $(\partial p/\partial x)$  im Fall 4 erreicht, lag jedoch 16% unterhalb des Maximums von Fall 1. Somit ist die Bedingung Druckgradient null erfüllt.

### 3.3.6 Verlauf der Wandschubspannung über den Umfang der Mess-Strecke.

Wie beschrieben, erzeugen die quer zur Hauptströmung austretenden Freistrahlen einen Nachlauf in Wandnähe. Es bestand daher die Gefahr, dass die einzelnen Freistrahlen regelmäßige Muster im Verlauf der Wandschubspannung stromab erzeugen. Zur Überprüfung wurde die Wandschubspannung mit einem Prestonrohr in Umfangsrichtung bei  $x = 1.060$  m gemessen. Es sind indessen keine 'Abdrücke' einzelner Freistrahlen zu erkennen, wie der gleichmäßige Verlauf von  $\bar{\tau}_w$  über den Umfang zeigt (siehe Abbildung 3.18). Die relativen Abweichungen vom Mittelwert liegen bei  $\pm 3\%$ . An der Position  $x = 0.800$  m, d.h. stromauf der ersten Grenzschichtmessung, sind die Abweichungen von  $\bar{\tau}_w$  über den Umfang noch größer ( $\pm 5\%$ ), jedoch ist auch hier kein regelmäßiges Muster im Verlauf der Wandschubspannung zu erkennen. Die Nachläufe der einzelnen Freistrahlen haben sich also durch gegenseitige Wechselwirkung schon an der ersten Messposition vermischt.

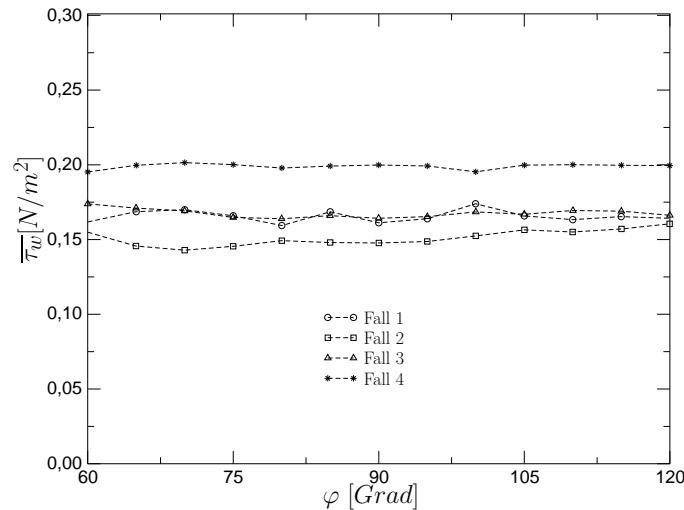


Abbildung 3.18: Verlauf der Wandschubspannung in Umfangsrichtung der Mess-Strecke bei  $x = 1.060$  m. Position der Grenzschichtmessungen bei  $\varphi = 90$ .

## 3.4 Zusammenfassung

Die Randbedingungen der zu untersuchenden Grenzschicht können wie folgt zusammengefasst werden:

- Die vorausgesetzte Rotationssymmetrie der Strömung in der Mess-Strecke wurde durch die Messungen gut bestätigt. Das gilt sowohl für die mittlere Geschwindigkeit (Abbildung 3.6), als auch für die Reynoldsschen Normalspannungen (Abbildung 3.10) und die Wandschubspannung.
- Die Profile der mittleren Geschwindigkeit sind am Grenzschichtrand ( $50 < y < 100$  mm) nahezu konstant (Abbildung 3.7).
- Es gibt unterschiedliche Arten von Turbulenzerzeugung durch die Freistrahlen. Der Unterschied wird am Verlauf von  $Tu_\delta$  (Abbildung 3.11), der Strukturlängen (Abbildung 3.14) und des Anisotropie-Parameters

(Abbildung 3.12) deutlich, wobei sich am stärksten der Fall 2 von Fall 3 und 4 unterscheidet.

- Die Außenturbulenz im Fall 2 ist in Längsrichtung nahezu konstant, während sie in den Fällen 3 und 4 steiler abfällt, jedoch einen flacheren Abfall aufweist als die Gitter-Turbulenz (Abbildung 3.11).
- Durch den langsameren Abfall der Außenturbulenz in Längsrichtung im Vergleich zur Gitter-Turbulenz kann der Einfluss von  $Tu_\delta$  auf Grenzschichtprofile weit stromab untersucht werden, die infolgedessen eine höhere Reynoldszahl  $Re_{\delta_2}$  haben. Der Turbulenzgrad am Grenzschichtrand variiert für die vier Fälle zwischen  $0.4 < Tu_\delta < 13\%$ .
- Die Außenturbulenz ist schwach anisotrop, mit einem Wert von  $0.8 \lesssim \sqrt{\bar{v'^2}}/\sqrt{\bar{u'^2}} \lesssim 1$ , gemessen bei  $y = 75$  mm.
- Die Spektren von  $u'$  in der Außenströmung weisen wie in der Grenzschicht einen  $k^{-5/3}$ -Bereich auf.
- Der Nachlauf der einzelnen Freistrahlen ist im Verlauf der Wandschubspannung über die Spannweite bei  $x = 1.060$  m nicht mehr zu erkennen.

# Kapitel 4

## Einfluss der Außenturbulenz auf die Wandgrenzschicht mit Druckgradient null

### 4.1 Allgemeine Bemerkungen

Große Außenturbulenz und starke Beschleunigung einer turbulenten Wandgrenzschicht haben gegenläufige Wirkungen auf diese. Um diese Einflüsse getrennt voneinander zu untersuchen, wurden zuerst Messungen in einer turbulenten Wandgrenzschicht mit Druckgradient null und unterschiedlich hoher Außenturbulenz durchgeführt<sup>1</sup>. Die vier Testfälle wurden in Kapitel 3 vorgestellt.

Bei der Untersuchung des Einflusses hoher Außenturbulenz auf eine turbulente Grenzschicht stellen sich folgende Fragen:

- Welche physikalischen Mechanismen führen zur Beeinflussung der Grenzschicht?
- Welche Parameter in der Außenturbulenz sind für den Einfluss auf die Grenzschicht von Bedeutung?

---

<sup>1</sup>In Kapitel 5 wird die beschleunigte Wandgrenzschicht beschrieben.

- Werden Innen- und Außenbereich der Grenzschicht unterschiedlich beeinflusst?
- Bis zu welchem Wandabstand reichen die jeweiligen Veränderungen in der Grenzschicht?
- Welche Parameter der Grenzschicht werden verändert und welche bleiben unbeeinflusst?
- Wie stark steigt die Wandschubspannung durch die Wirkung der Außenturbulenz an?
- Bleibt das logarithmische Wandgesetz erhalten?

Da dieses Kapitel als Voruntersuchung für die Messungen in der beschleunigten Strömung gilt, soll der Zustand der Grenzschicht am Anfang der Beschleunigung genau definiert werden.

## **4.2 Stand der Forschung**

Da die Beeinflussung einer turbulenten Grenzschicht durch hohe Außenturbulenz sowohl eine große praktische Relevanz hat als auch für die Grundlagenforschung von Interesse ist, haben sich eine Reihe von Arbeiten mit diesem Thema beschäftigt. Dabei liegt der Schwerpunkt auf experimentellen Untersuchungen, da eine analytische Bearbeitung dieses Themas bisher keine praktisch verwertbaren Ergebnisse hervorgebracht hat. Numerische Untersuchungen sind nur begrenzt vorhanden, weil die Modellbildung der Außenturbulenz mit Schwierigkeiten verbunden ist. Im folgenden wird eine Auswahl experimenteller Arbeiten vorgestellt, sowie einige analytische Untersuchungen.

### **4.2.1 Experimentelle Arbeiten**

Experimentelle Untersuchungen des Einflusses der Außenturbulenz auf die Grenzschicht wurden u.a. von [Meier & Kreplin \(1977, 1980\)](#), [Hancock &](#)

Bradshaw (1983, 1989), Blair (1983a,b), Blair (1992a,b), Thole, Bogard & Whan (1994), Thole & Bogard (1995, 1996) sowie Bott & Bradshaw (1998) durchgeführt. Dabei wurden die folgenden allgemeinen Beobachtungen gemacht:

- Das logarithmische Wandgesetz scheint erhalten zu bleiben.
- Mit wachsender Außenturbulenz wird im Außenbereich der Grenzschicht die positive Abweichung der Profile der mittleren Geschwindigkeit vom logarithmischen Wandgesetz kleiner, und bei sehr hoher Außenturbulenz liegen die Profile sogar unterhalb des logarithmischen Wandgesetzes.
- Die Wandschubspannung steigt mit größer werdender Außenturbulenz an, wobei das Verhältnis der Strukturlänge in der Außenströmung zu der Grenzschichtdicke  $\delta_{99.5}$  einen entscheidenden Einfluss auf die Wechselwirkung Außenturbulenz-Grenzschicht hat.
- Mit dem Anstieg der Außenturbulenz ist eine Verringerung des Formparameters  $H_{12}$  zu beobachten, ein Hinweis auf vollere Grenzschichtprofile.
- Die Reynolds-Spannungen nehmen mit steigender Außenturbulenz über die gesamte Grenzschichtdicke zu.

All diesen Arbeiten ist gemeinsam, dass keine vom logarithmischen Wandgesetz unabhängigen Messungen der Wandschubspannung gemacht wurden. Diese wurde entweder mit Hilfe von Clauser-Diagrammen bestimmt oder über Prestonrohr-Messungen, wobei das logarithmische Wandgesetz bei beiden Messmethoden vorausgesetzt wird.

### 4.2.2 Analytische Untersuchungen

Es gibt wenige Arbeiten, die sich theoretisch mit der Untersuchung des Einflusses von Außenturbulenz auf Scherschichten und speziell auf Wandgrenzschichten befassen. Zu diesen gehören die Untersuchungen von Hunt, Durbin

& Wu (1998), Jacobs & Durbin (1998) und Hunt & Durbin (1999). Die Wechselwirkung Grenzschicht-Außenströmung wird dabei nicht als ein einzelnes Phänomen beschrieben, sondern umfasst unterschiedliche Mechanismen, die prinzipiell in zwei Kategorien unterteilt werden können:

1. Advektions-Wechselwirkungen, d.h. die Störungen dringen von außen bis zu einem bestimmten Wandabstand in die Grenzschicht ein und beeinflussen dadurch die Grenzschicht.
2. Externe Wechselwirkungen, d.h. die Außenstörungen induzieren in der Grenzschicht Druck- und Geschwindigkeitsschwankungen, ohne direkt in die Grenzschicht einzudringen.

Es ist nicht einfach, in Experimenten zwischen diesen zwei Arten der Wechselwirkung zu unterscheiden. Jedoch können aus den Experimenten Erkenntnisse darüber gewonnen werden, welche Parameter der Grenzschicht sich wie stark bis zu welchem Wandabstand verändern. Dadurch kann möglicherweise darauf geschlossen werden, welche Mechanismen der Wechselwirkung Außenströmung-Grenzschicht in den unterschiedlichen Grenzschichtbereichen dominieren.

Obwohl in praktischen Strömungen die Randparameter nicht immer eindeutig festzulegen sind, sollen im folgenden einige der in Frage kommenden Mechanismen vorgestellt werden, sowie die Randbedingungen, unter denen diese eintreten.

Eine wichtige Randbedingung der Grenzschicht ist das Verhältnis der Strukturlängen in der Außenströmung  $L_x$  zur Scherschichtdicke  $h$ , im vorliegenden Fall zur Grenzschichtdicke  $\delta_{99.5}$ . Ist das Verhältnis ungefähr eins, reagiert die Außenturbulenz mit der Grenzschichtturbulenz am stärksten (siehe Hancock & Bradshaw, 1983). Dabei ist die Art der Wechselwirkung stark abhängig von der Amplitude der Störungen in der Außenturbulenz ( $u'_\delta$ ). Es wird hier zwischen drei Fällen unterschieden:

1. Ist  $u'_\delta$  gering, werden die Wirbel in der Außenströmung durch das 'Entainment' am Grenzschichtrand in die Grenzschicht hineingezogen.

2. Beim Erreichen genügend hoher Störungen ( $u'_\delta$ ) in der Außenströmung verändert die Außenturbulenz den Außenbereich der Grenzschicht: Die Wirbel im Nachlaufbereich der Grenzschicht werden durch die hohe Außenturbulenz weggeschwemmt. Es kommt nach [Hunt, Durbin & Wu \(1998\)](#) zum sogenannten '**vortex stripping**'. Dieses tritt ein, wenn der Scherschichtrand stark verzerrt ist, was bei turbulenten Grenzschichten infolge des Entrainments der Fall ist. Als Folge davon verändert sich das Profil im Außenbereich der Grenzschicht, und das logarithmische Wandgesetz kann bis zum Grenzschichtrand gültig bleiben. Werden die Amplituden der Außenstörung sehr hoch, verläuft das mittlere Geschwindigkeitsprofil sogar unterhalb des logarithmischen Wandgesetzes. Zur Bestimmung der Bedingungen, unter denen das 'vortex stripping' eintritt, werden an Stelle der Wirbelstärke charakteristische Scherspannungen in der Außenströmung und der Grenzschicht definiert und miteinander verglichen. In der Außenströmung wird das Verhältnis  $\sqrt{\overline{u'^2}} / L_x$  berechnet und mit  $u_\tau / \delta_{99.5}$  verglichen, mit  $u_\tau$  als der Schubspannungsgeschwindigkeit. Unter der Bedingung, dass  $\sqrt{\overline{u'^2}} / L_x > u_\tau / \delta_{99.5}$  (oder  $\sqrt{\overline{u'^2}} > u_\tau$  für  $L_x \simeq \delta_{99.5}$ ) werden die Wirbel im Nachlaufbereich der Grenzschicht weggeschwemmt. Dieses Ergebnis wird ohne Berücksichtigung der Zähigkeit in der Strömung erhalten. Die Wirkung des 'vortex stripping' reicht nur so tief in die Scherschicht hinein, bis die verbleibende Scherspannung der Grenzschicht hoch genug ist, das Wegschwemmen der Wirbel zu verhindern, also  $\sqrt{\overline{u'^2}} / L_x \sim \partial \bar{u} / \partial y$ .

Das 'vortex stripping' tritt nicht nur in Grenzschichten auf, sondern kann auch zur Erklärung anderer Scherströmungen herangezogen werden, wie z.B. dem Verhalten von Freistrahlen in einer Querströmung.

Im Unterschied zum 'vortex stripping', bei dem eine Wechselwirkung zwischen den Wirbeln der Außenturbulenz und denen der Grenzschicht vorliegt, kommt es nach [Hunt & Durbin \(1999\)](#) beim '**shear sheltering**' zu einer Interaktion der Außenturbulenz mit dem mittleren Geschwindigkeitsprofil

der Scherschicht. Als Voraussetzung dafür muss jedoch  $L_x \gg h$  sein, oder im Falle der Grenzschicht  $L_x \gg \delta_{99.5}$ .

Die Wirkung des 'shear sheltering' besteht darin, dass Störungen, die von außen in eine Scherschicht eingebracht werden ( $u'_\delta, v'_\delta$ ), in dieser sehr schnell gedämpft werden, wobei die Dämpfung für die jeweiligen Komponenten unterschiedlich stark ist. Als Voraussetzung für das Auftreten des 'shear sheltering' wird angenommen:

- die Konvektionsgeschwindigkeit  $u_c$  der Fluktuationen in der Außenströmung ist gleich der Außengeschwindigkeit  $u_\infty$
- $L_x \gg h$
- $Re (= hU_\infty/\nu) \rightarrow \infty$ .

Wird die Bedingung  $u_c \simeq U_\infty$  nicht erfüllt, ist die Wirkung des 'shear sheltering' nur begrenzt oder gar nicht vorhanden, so dass es zum Eindringen von Störungen in die Scherschicht kommen kann (Advektion).

Lineare Störungen aus der Außenströmung werden unterhalb einer Eindringtiefe von

$$\delta_E = \frac{h}{(hRe/L)^{1/3}} \quad (4.1)$$

in der Scherschicht exponentiell klein.

Das 'shear sheltering' bewirkt, dass die in die Scherschicht eingebrachten senkrechten Geschwindigkeitsschwankungen ( $v'_\delta$ ) durch die Wirkung der Wirbelstärke in der Scherschicht stärker gedämpft werden als die Geschwindigkeitsschwankungen in Längsrichtung ( $u'_\delta$ ). Nach [Hunt & Durbin \(1999\)](#) können die senkrechten Geschwindigkeitsschwankungen, in die Grenzschicht von außen eingebracht, wie folgt berechnet werden:

$$v'_{GS} \sim (h/L_x)^2 \sqrt{\bar{u'^2}_\delta} / U_\infty. \quad (4.2)$$

Werden die Längsschwankungen in der Scherschicht mit  $u'_{GS} \sim (\sqrt{\bar{u'^2}_\delta} / U_\infty)$  definiert, so erkennt man, dass  $u'_{GS} \gg v'_{GS}$  wenn  $L_x \gg h$  ist, also dass die

Geschwindigkeitsschwankungen in Querrichtung in einer Scherschicht stärker gedämpft werden als diejenigen in Längsrichtung.

Zusammenfassend gilt für Grenzschichten:

- Bei einem Verhältnis Strukturlängen der Außenströmung  $L_x$  zur Grenzschichtdicke  $\delta_{99.5}$  nahe eins und hoher Außenturbulenz tritt 'vortex stripping' auf, dessen Wirkung jedoch mit dem Anstieg von  $\partial \bar{u} / \partial y$  zur Wand hin unterbunden wird.
- Im Innenbereich der Grenzschicht trägt das 'shear sheltering' dazu bei, dass einige Parameter im Innenbereich der Grenzschicht von der Außenturbulenz weniger stark verändert werden.

### 4.3 Randbedingungen der Grenzschicht. Vergleich mit anderen Experimenten

Da die Randbedingungen der Grenzschicht für ihre Beeinflussung durch die Außenströmung von Bedeutung sind, sollen diese zuerst angegeben werden.

In Kapitel 3 wurde gezeigt, dass für alle Testfälle der Druckgradient in Strömungsrichtung null ist.

Der Verlauf des Turbulenzgrades am Grenzschichtrand in Abbildung 4.1 zeigt das unterschiedliche Abklingverhalten der Außenturbulenz mit der Lauflänge in den vier Fällen. Dabei bewegt sich der Turbulenzgrad für die Fälle hoher Außenturbulenz im Bereich  $3 < Tu_\delta < 13\%$ .

Das Verhältnis der Strukturlänge  $\Lambda_x$  zu  $\delta_{99.5}$  in Abbildung 4.2 hat die Größenordnung eins ( $0.5 < \Lambda_x / \delta_{99.5} < 2$ ) über die gesamte Lauflänge der Mess-Strecke. Dies sichert nach Hancock & Bradshaw (1983) einen starken Einfluss der Außenturbulenz auf die Grenzschicht.

In der Literatur wird der sogenannte Hancock-Bradshaw-Blair Parameter (HBB) verwendet, um Ergebnisse aus Experimenten mit unterschiedlichen Werten der Außenturbulenz, Strukturlängen und Reynolds-Zahlen zu

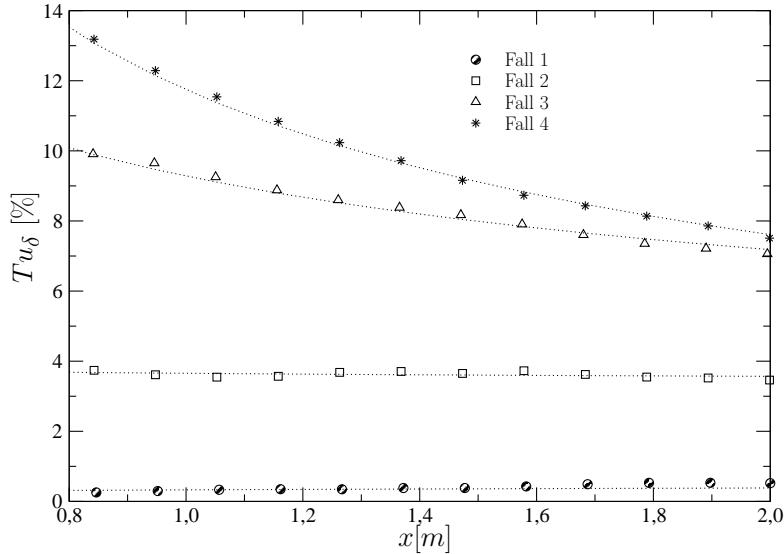


Abbildung 4.1: Verlauf der Außenturbulenz in Strömungsrichtung bei  $\delta_{99,5}$  und Druckgradient null.

vergleichen. Der HBB-Parameter ist definiert als

$$HBB = Tu_\delta / [(L_e^u / \delta_{99,5} + 2)(1 + 3 \cdot \exp(-Re_{\delta_2}/400))]. \quad (4.3)$$

Der darin enthaltene Term  $Re_{\delta_2}$  ist ein von [Blair \(1983b\)](#) eingeführter Korrekturterm für kleine Reynolds-Zahlen, die Länge  $L_e^u$  wird als Dissipationslänge bezeichnet und aus dem Gradienten der Geschwindigkeitsfluktuationen  $u'$  in Längsrichtung bestimmt

$$u_\delta \frac{d(\overline{u'^2})_\delta}{dx} = - \frac{(\overline{u'^2})_\delta^{3/2}}{L_e^u}. \quad (4.4)$$

Abbildung 4.3 zeigt die Veränderung von  $L_e^u$  mit der Lauflänge am Grenzschichtrand, wobei sich der Fall 2 stark von den Fällen 3 und 4 unterscheidet. Das hängt mit dem sehr flachen Verlauf von  $(\sqrt{\overline{u'^2}})_\delta$  über  $x$  zusammen.

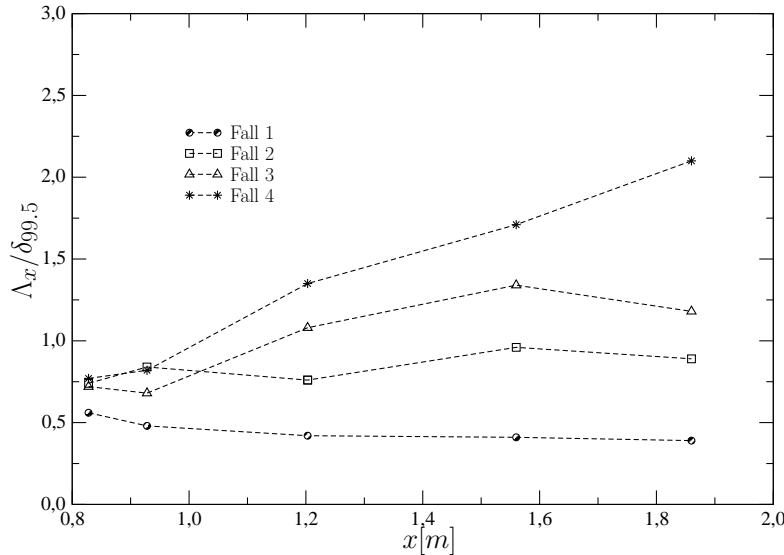


Abbildung 4.2: Verlauf der normierten Strukturlängen  $\Lambda_x/\delta_{99.5}$  in Strömungsrichtung bei  $\delta_{99.5}$

Da in der Außenströmung auch die Werte von  $\sqrt{v'^2}$  gemessen wurden, kann auch  $L_e^v$  berechnet werden, wobei in Gleichung 4.4  $u'$  durch  $v'$  ersetzt wird. Das Verhältnis der beiden Längen ist für den Fall 2  $L_e^u/L_e^v \approx 2$ ; für die Fälle 3 und 4 ist dieser Wert  $\approx 1.2$ .

Die Randbedingungen in den Arbeiten anderer Autoren unterscheiden sich zum Teil erheblich von denen in den vorliegenden Experimenten. So erzeugen Hancock & Bradshaw (1983) die Außenturbulenz durch Gitter und erhalten dadurch maximale Turbulenzgrade von  $Tu_\delta = 6\%$ . Bott & Bradshaw (1998) erzeugen die Außenturbulenz ebenfalls mit Gittern und verändern den Turbulenzgrad in der Außenströmung dadurch, dass ein Laufband, das als Bodenplatte dient, unterschiedlich schnell bewegt wird. Thole & Bogard (1996) erhalten durch Freistrahlen sehr hohe Turbulenzgrade, wobei die erreichten Reynolds-Zahlen allerdings bei hoher Außenturbulenz vergleichsweise niedrig sind ( $Re_{\delta_2} = 600$ ).

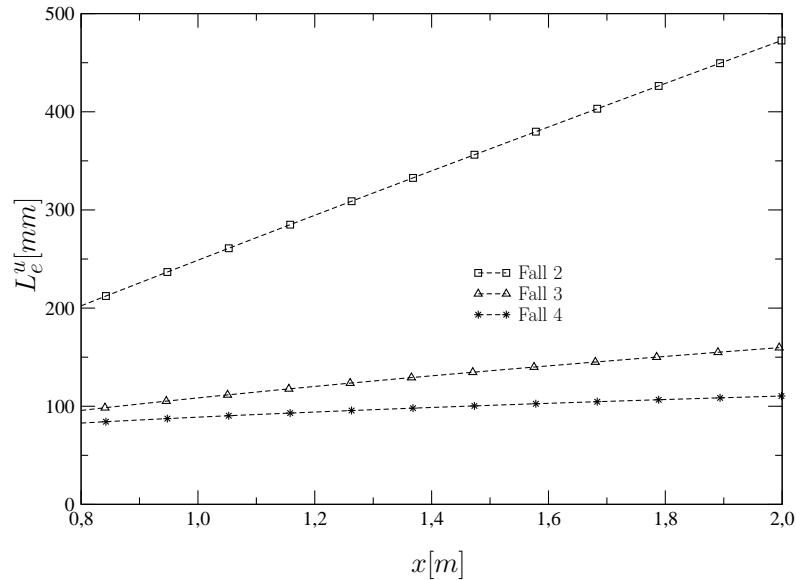


Abbildung 4.3: Verlauf der Dissipationslänge  $L_e^u$  in Längsrichtung am Grenzschichtrand

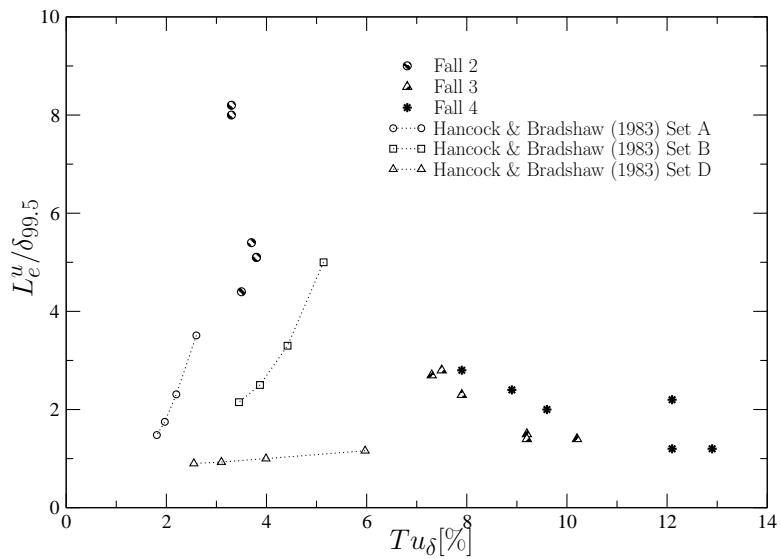


Abbildung 4.4: Erweiterung der Randbedingungen im vorliegenden Experiment im Vergleich zu Hancock & Bradshaw (1983)

Autor	Jahr	Turbulenz-erzeuger	$Tu_{\delta_{max}}$ [%]	$(Re_{\delta_2})_{max}$	$L_e^u/\delta_{99.5}$
Hancock & Bradshaw	1983	Gitter	6	5000	1-5
Blair	1983	Gitter	7	6000	1.5
Bott & Bradshaw	1998	Gitter	$\simeq 25$	6000	keine Angabe
Thole & Bogard	1996	Freistrahlen	25	600	1.1-1.4

Tabelle 4.1: Parameter von Untersuchungen unterschiedlicher Autoren

Wie aus Gleichung 4.3 zu erkennen ist, setzt sich der HBB-Parameter aus  $Tu_\delta$  und dem Verhältnis  $L_e^u/\delta_{99.5}$  zusammen. Es ist daher aufschlussreich, den Bereich zu betrachten, in dem die  $L_e^u/\delta_{99.5}$ -Werte unterschiedlicher Autoren liegen. In Abbildung 4.4 ist die Veränderung von  $L_e^u/\delta_{99.5}$  mit der Außenturbulenz gezeigt und mit Messungen von Hancock & Bradshaw (1983) verglichen. Dabei erkennt man die Erweiterung des Werte-Bereichs in den vorliegenden Experimenten. In der Arbeit von Thole & Bogard (1996) liegt  $L_e^u/\delta_{99.5}$  im Bereich  $1,1 \leq L_e^u/\delta_{99.5} \leq 1,4$ . Blair (1983b) erreicht Werte von  $L_e^u/\delta_{99.5} = 1,5$ . In Tabelle 4.1 sind einige Parameter von Experimenten unterschiedlicher Autoren angegeben.

## 4.4 Messung der Wandschubspannung mit unterschiedlichen Methoden

Die Bestimmung der Wandschubspannung ist zur Normierung der Grenzschichtprofile entscheidend. Zusätzlich ist die Veränderung des Reibungsbeiwertes  $c_f$  mit der Außenturbulenz von großer praktischer Bedeutung. Daher wurde die Wandschubspannung mit Messmethoden bestimmt, die nicht die Gültigkeit des logarithmischen Wandgesetzes voraussetzen.

Die bisher bekannten Arbeiten über den Einfluss von Außenturbulenz auf Grenzschichten enthalten keine direkten Messungen der Wandschubspannung. [Thole & Bogard \(1995\)](#) bestimmten die Wandschubspannung mit Hilfe von Clauser-Diagrammen und [Hancock & Bradshaw \(1983\)](#) aus Messungen der Geschwindigkeitsprofile, in der Annahme, dass das logarithmische Wandgesetz auch für hohe Außenturbulenz gilt sowie mittels der Prestonrohr-Methode. Diese Methoden setzen jedoch das logarithmische Wandgesetz voraus, dessen Gültigkeit für den Fall sehr hoher Außenturbulenz nicht nachgewiesen war.

Aus den genannten Gründen ist in den vorliegenden Experimenten großer Wert auf eine vom logarithmischen Wandgesetz unabhängige Messung der Wandschubspannung gelegt worden. Es wurden zwei voneinander unabhängige Messmethoden eingesetzt: der Wandhitzdraht und die Ölfilminterferometrie. Der Wandhitzdraht wurde mit dem Prestonrohr in einer turbulenten Grenzschicht ohne Druckgradient und geringer Außenturbulenz ( $Tu_\delta \simeq 0.3\%$ ) kalibriert. Die Ölfilminterferometrie ist eine direkte Messmethode der Wandschubspannung, was sie als Referenzmethode qualifiziert (vgl. [Janke, 1992](#); [Warnack, 1996](#)). Anhang B enthält eine kurze Anleitung zu ihrer Anwendung. Die Wandhitzdraht-Methode ist u.a. von [Fernholz et al. \(1996\)](#) und [Warnack \(1996\)](#) beschrieben worden.

Die Vergleichsmessungen wurden bei Druckgradient null an der Position  $x = 1560$  mm gemacht. Diese Position wurde gewählt, weil hier die Profile der mittleren Geschwindigkeiten und der Geschwindigkeitsschwankungen

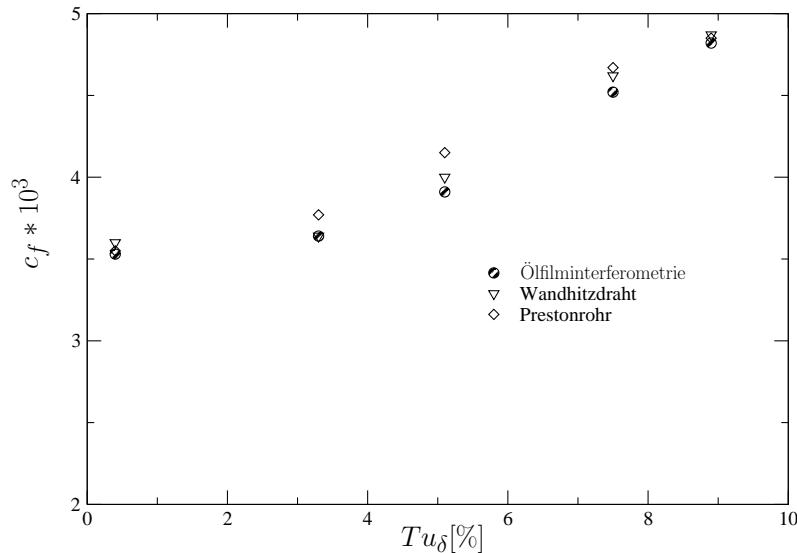


Abbildung 4.5: Vergleich der unterschiedlichen Messmethoden für die Wandschubspannung bei  $1200 \leq Re_{\delta_2} \leq 2100$  an der Position  $x = 1560$  mm.

eine hohe Gleichmäßigkeit über den Querschnitt des Windkanals erreicht haben. Wie in Abbildung 4.5 zu erkennen ist, steigt die Wandschubspannung ab einer bestimmten Außenturbulenz mit dem Turbulenzgrad stark an. Die Kurven der Ölfilm- und Wandhitzdrahtmessung liegen fast aufeinander, wobei die Abweichungen voneinander innerhalb der Messgenauigkeit der jeweiligen Methoden liegen ( $\approx 2\%$ ). Das zeigt, dass sich der Wandhitzdraht als eine zuverlässige Methode zur Bestimmung der Wandschubspannung auch bei sehr hoher Außenturbulenz eignet.

Zum Vergleich wurde die Wandschubspannung zusätzlich mit dem Prestonrohr gemessen. Die Prestonrohr-Werte liegen im Mittel 3.5% oberhalb der anderen Methoden, die größte Abweichung vom Ölfilm beträgt 6% bei  $Tu_\delta = 5\%$ . Die Abweichungen zu höheren Werten kommen durch die veränderte Turbulenzstruktur in der Grenzschicht infolge der Außenturbulenz zustande, die sich von der Turbulenzstruktur bei der Kalibration des

Prestonrohrs ohne Außenturbulenz unterscheidet.

Alle drei Methoden zeigen einen Anstieg der Wandschubspannung mit höher werdender Außenturbulenz. Der maximale Anstieg von  $c_f$  bei  $Tu_\delta \approx 9\%$  beträgt etwa 35% im Vergleich zu  $Tu_\delta \simeq 0.3\%$ .

Im Folgenden wurden alle Werte der Wandschubspannung mit dem Wandhitzdraht bestimmt, womit zusätzlich zum Mittelwert auch die Schwankungsgrößen der Wandreibung berechnet werden können.

## 4.5 Reibungsbeiwert $c_f$ und Formparameter $H_{12}$ der Wandgrenzschicht

In diesem Abschnitt soll der Anstieg des Reibungsbeiwertes  $c_f$  mit der Außenturbulenz untersucht und mit  $c_f$ -Werten einer Grenzschicht mit geringer Außenturbulenz verglichen werden, mit  $c_f = 2\tau_w/(u_\delta^2\rho)$ .

Es kann allgemein gesagt werden, dass  $c_f$  für Grenzschichten bei Druckgradient null und ohne Außenturbulenz nur von der Reynolds-Zahl  $Re_{\delta_2}$  abhängt (siehe z.B. [Fernholz & Finley, 1996](#)). Wird die Grenzschicht einer Außenturbulenz ausgesetzt, so kommen zwei zusätzliche Parameter hinzu: der Turbulenzgrad in der Außenströmung  $Tu_\delta$  und das Verhältnis der Makrostrukturlängen zur Grenzschichtdicke, also  $\Lambda_x/\delta_{99.5}$ , so dass gilt:

$$c_f = f(Re_{\delta_2}, Tu_\delta, \Lambda_x/\delta_{99.5}). \quad (4.5)$$

Da in den vorliegenden Experimenten die Werte von  $\Lambda_x/\delta_{99.5}$  für alle Außen-turbulenzgrade über die gesamte Lauflänge in der Größenordnung von eins liegen (siehe Abbildung 4.2), kann  $c_f$  hier über  $Re_{\delta_2}$  aufgetragen werden mit  $Tu_\delta$  als einzigem Parameter. Für den Fall 1 liegen die  $c_f$ -Werte in Abbildung 4.6 sehr nahe der semiempirischen Kurve von [Fernholz & Finley \(1996\)](#). Mit größer werdendem Turbulenzgrad liegen sie jedoch zum Teil weit über dieser Kurve. Zum Vergleich mit den vorliegenden Ergebnissen sind die  $c_f$ -Werte aus der Arbeit von [Hancock & Bradshaw \(1983\)](#) aufgetragen. Obwohl [Hancock & Bradshaw \(1983\)](#) die Außenturbulenz mit Hilfe von Gittern erzeugten,

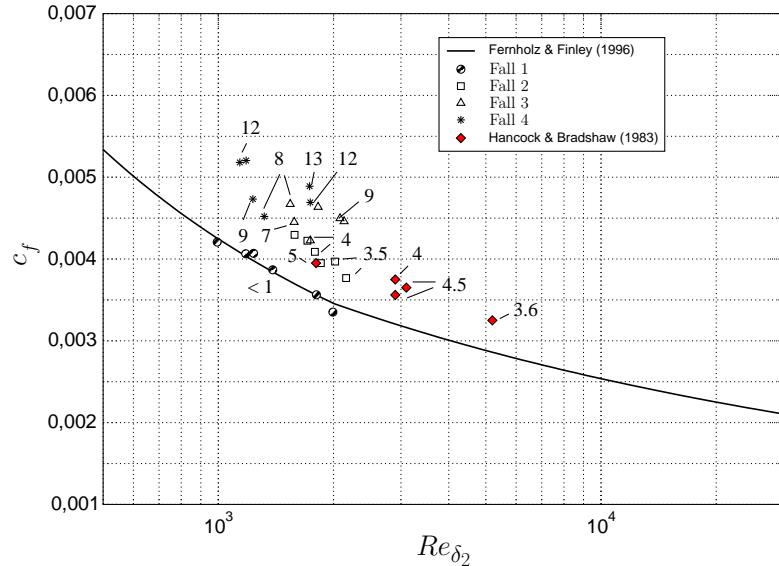


Abbildung 4.6: Verlauf von  $c_f$  über  $Re_{\delta_2}$  für unterschiedlich hohe Außenturbulenz und  $\Lambda_x/\delta_{99.5} = O(1)$ . Die Zahlen an den Symbolen bezeichnen den Außenturbulenzgrad  $Tu_\delta$  [%].

ist ein gleich großer Anstieg zu erkennen. Die Wirkung der Außenturbulenz auf die Grenzschicht scheint demnach von der Art der Turbulenzerzeugung unabhängig zu sein, sofern  $\Lambda_x/\delta_{99.5}$  die Größenordnung eins hat.

In Abbildung 4.7 ist die relative Änderung von  $c_f$  über den HBB-Parameter aufgetragen. Dabei ist  $\Delta c_f$  die Differenz zwischen dem  $c_f$ -Wert der Grenzschicht mit Außenturbulenz und dem  $c_f$ -Wert einer Grenzschicht gleicher Reynolds-Zahl, jedoch ohne Außenturbulenz. Die letzteren Werte wurden aus der semiempirischen  $c_f$ -Kurve von Fernholz & Finley (1996) ermittelt. Die Daten werden mit den Ergebnissen von Thole & Bogard (1995) und Hancock & Bradshaw (1983) verglichen.

Es ist ein starker Anstieg von  $\Delta c_f/c_{f0}$  mit HBB zu erkennen, bis der Wert HBB = 4 erreicht wird, wo Sättigung einzutreten scheint.

Die Daten von Hancock & Bradshaw (1983) weisen noch keine Sätti-

gung auf, da diese nicht so hohe Turbulenzgrade und daher nur HBB-Werte von 2 erreichen. Auch ist der Anstieg der vorliegenden  $\Delta c_f/c_{f_0}$ -Werte im unteren Bereich flacher, als es eine Extrapolation der Werte von Hancock & Bradshaw (1983) voraussagen würde. Für  $HBB > 1$  nähern sich die zwei Kurven einander.

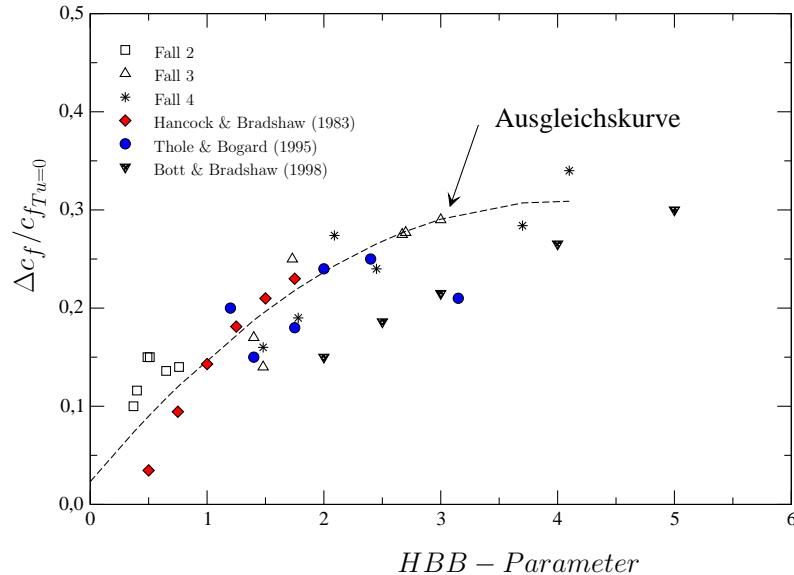
Thole & Bogard (1995) erreichen ein Maximum schon bei  $HBB \approx 2.5$ , wobei sie für  $HBB > 2.5$  nur einen einzigen  $c_f$ -Wert zur Verfügung haben. Ihr  $\Delta c_f/c_{f_0}$ -Wert wird für  $HBB \approx 3$  wieder kleiner, was weder in den vorliegenden Experimenten noch von Bott & Bradshaw (1998) bestätigt werden kann. Jedoch stimmen die beiden Untersuchungen bis  $HBB = 2.5$  im Rahmen der Werte-Streuung überein.

Die Kurve von Bott & Bradshaw (1998) steigt bis  $HBB \approx 6$  an, wonach ein asymptotisches Verhalten eintritt. Jedoch liegen deren Werte bis  $HBB \approx 4$  unterhalb der vorliegenden Werte. Da Bott & Bradshaw (1998) die Wandschubspannung nicht direkt bestimmt haben, sondern durch Anpassung der mittleren Geschwindigkeitsprofile an das logarithmische Wandgesetz, ist von einer eher geringen Genauigkeit ihrer  $\overline{\tau_w}$ -Werte auszugehen.

Obwohl also ein gemeinsamer Trend der  $\Delta c_f/c_{f_0}$ -Kurve zu erkennen ist, kann die Sättigungsgrenze noch nicht eindeutig festgelegt werden.

Mit dem Anstieg der Außenturbulenz nimmt der Formparameter  $H_{12} = \delta_1/\delta_2$  ab. In Abbildung 4.8 ist der Verlauf von  $H_{12}$  über  $Re_{\delta_2}$  mit  $Tu_{\delta}$  als Parameter zu sehen. Die Werte für  $Tu_{\delta} \simeq 0.3\%$  liegen nahe der Kurve von Coles (1962) für sehr niedrige Werte von  $Tu_{\delta}$ ; mit größer werdender Turbulenzintensität wird  $H_{12}$  kontinuierlich kleiner. Eine Folge der Außenturbulenz ist also, dass die Profile der mittleren Geschwindigkeit voller werden. Das wird mit einem erhöhten Impulsaustausch zwischen Außenströmung und Wand erklärt. In der gleichen Abbildung sind auch die Werte von Hancock & Bradshaw (1983) aufgetragen. Wie im Falle der  $c_f$ -Werte ist die Übereinstimmung mit den Werten aus den vorliegenden Experimenten gut.

Da zwischen dem Abfall von  $H_{12}$  und dem Anstieg von  $c_f$  ein Zusammenhang besteht, sind die relativen Änderungen von  $H_{12}$  über denen von  $c_f$  in Abbildung 4.9 aufgetragen. Dabei wurde  $\Delta H_{12}$  mit Hilfe der Kurve von

Abbildung 4.7: Relativer Anstieg von  $c_f$  mit dem HBB-Parameter

Coles (1962) auf die gleiche Art wie vorher  $\Delta c_f$  bestimmt. Der Zusammenhang zwischen  $\Delta H_{12}/H_{120}$  und  $\Delta c_f/c_{f0}$  wird mit einer Geraden approximiert. Hancock & Bradshaw (1983) haben aus ihren Experimenten auch eine Gerade gewonnen, die allerdings steiler abfällt. Dies ist damit zu erklären, dass Hancock & Bradshaw (1983) keine Daten für sehr hohe Außenturbulenz zur Verfügung standen ( $Tu_\delta < 6\%$ ). In Tabelle 4.2 sind einige Parameter der Grenzschicht für die vier Testfälle aufgetragen.

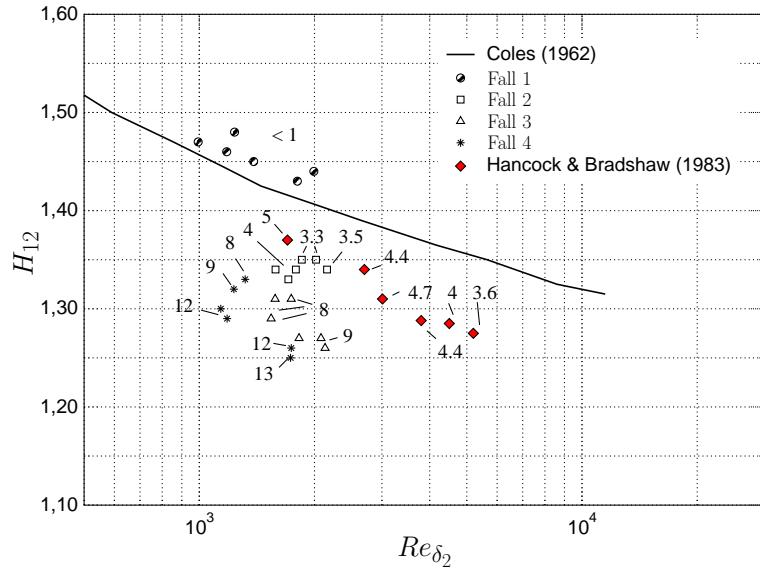


Abbildung 4.8: Verlauf von  $H_{12}$  über  $Re_{\delta_2}$  für unterschiedlich hohe Außenturbulenz. Die Zahlen an den Symbolen bezeichnen  $Tu_{\delta}$  [%].

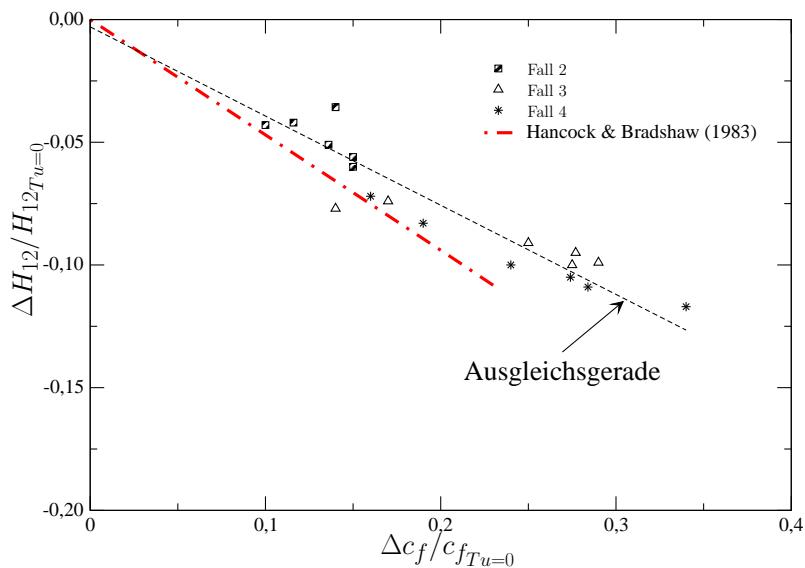


Abbildung 4.9: Änderung von  $\Delta H_{12} / H_{12,0}$  mit  $\Delta c_f / c_{f_0}$

<b>Fall 1</b>									
$x$ [mm]	$Tu_{\delta_{99.5}}$ [%]	$\delta_{99.5}$ [mm]	$\delta_2$ [mm]	$Re_{\delta_2}$	$H_{12}$	$U_\tau$ [m/s]	$c_f \times 10^3$	$\Lambda_x$ [mm]	$L_e^u / \delta_{99.5}$
828	0.1	17.8	1.85	993	1.47	0.383	4.207	-	-
928	0.2	20.6	2.22	1236	1.48	0.376	4.069	-	-
1203	0.2	24.3	2.59	1387	1.45	0.366	3.868	-	-
1560	0.4	29.4	3.21	1804	1.43	0.362	3.563	-	-
1860	0.4	32.8	3.56	1992	1.44	0.351	3.351	-	-

<b>Fall 2</b>									
828	3.5	47.0	3.85	2019	1.35	0.364	3.969	35	4.4
928	3.8	45.0	3.37	1788	1.34	0.367	4.088	38	5.1
1203	3.7	54.2	3.38	1709	1.33	0.361	4.223	41	5.4
1560	3.3	45.6	3.50	1853	1.35	0.357	3.950	44	8.2
1860	3.3	55.1	4.10	2157	1.34	0.349	3.767	49	8.0

<b>Fall 3</b>									
828	10.2	69.3	3.64	1822	1.27	0.376	4.636	50	1.4
928	9.2	69.2	4.00	2080	1.27	0.375	4.497	47	1.5
1203	7.9	51.2	3.11	1541	1.29	0.372	4.671	55	2.3
1560	7.5	50.4	3.06	1578	1.31	0.372	4.452	67	2.8
1860	7.3	56.1	3.35	1739	1.31	0.365	4.226	70	2.7

<b>Fall 4</b>									
828	12.9	68.8	3.31	1732	1.25	0.403	4.890	53	1.2
928	12.1	69.5	3.22	1739	1.26	0.400	4.692	57	1.2
1203	9.6	46.5	2.32	1182	1.29	0.403	5.204	63	2.0
1560	8.9	41.8	2.36	1231	1.32	0.388	4.733	72	2.4
1860	7.9	37.7	2.53	1318	1.33	0.380	4.520	80	2.8

Tabelle 4.2: Parameter der turbulenten Grenzschicht für die vier Testfälle

## 4.6 Profile der mittleren Geschwindigkeit, der Reynoldsspannungen und der höheren Momente

Die turbulente Wandgrenzschicht wurde mit Normaldraht- und X-Draht-Sonden vermessen. Die N-Drähte kamen auf einen minimalen Wandabstand von  $y \simeq 0.05$  mm; mit den UV-Sonden wurde aufgrund ihrer größeren vertikalen Ausdehnung ein minimaler Wandabstand von  $y \simeq 0.85$  mm erreicht. Bei den folgenden Darstellungen von Profilen unterschiedlich hoher Außen-turbulenz wurde darauf geachtet, die  $Re_{\delta_2}$ -Zahl soweit wie möglich konstant zu halten, um  $Tu_{\delta}$  als einzigen Scharparameter zu behalten.

### 4.6.1 Mittlere Geschwindigkeitsprofile

Die beschriebene Verkleinerung von  $H_{12}$  durch die Außenturbulenz wird in Abbildung 4.10 an den Profilen der mittleren Geschwindigkeit für  $Re_{\delta_2} \approx 2000$  verdeutlicht. Die Veränderung der Profile macht sich am vollen Verlauf bemerkbar und damit auch am Anstieg des Gradienten  $(\partial \bar{u} / \partial y)_w$  in Wandnähe. Hier sei erwähnt, dass bei dem Versuch, aus  $(\partial \bar{u} / \partial y)_w$  die Wandschubspannung zu berechnen, ein Anstieg von  $\bar{w}$  durch die Außenturbulenz zu erkennen ist. Da jedoch die Wärmeabgabe des Hitzdrahtes an die Wand bei sehr kleinen Wandabständen ansteigt ( $y \leq 0.1$  mm), sind die so gemessenen mittleren Geschwindigkeiten zu groß. Das führt zu einem zu kleinen Gradienten und damit zu einer zu geringen berechneten Wandschubspannung. Damit ist eine direkte Messung der Wandschubspannung unumgänglich, wenn das logarithmische Wandgesetz auf seine Gültigkeit auch bei sehr hoher Außenturbulenz überprüft werden soll.

Aus dem Verlauf der mit der Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_{\tau}$  normierten Profile der mittleren Geschwindigkeit in Abbildung 4.11 lassen sich folgende Schlussfolgerungen ziehen:

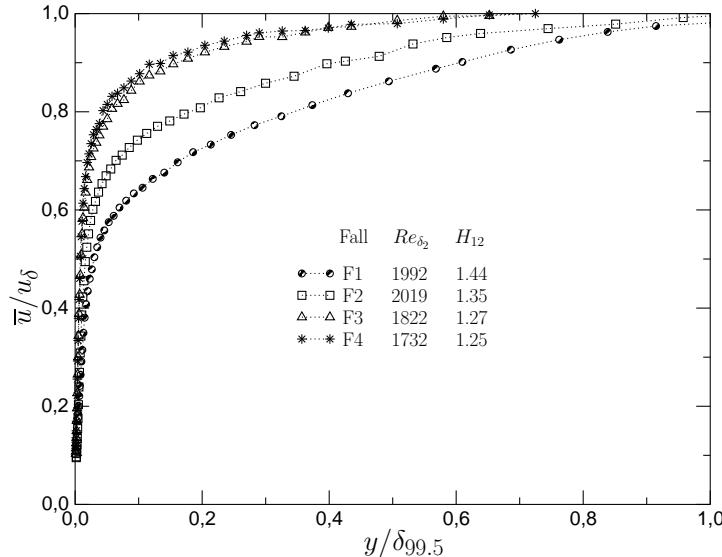


Abbildung 4.10: Veränderung der Profile der mittleren Geschwindigkeit als Folge der hohen Außenturbulenz für  $Re_{\delta_2} \approx 2000$

- Das logarithmische Wandgesetz bleibt auch im Fall großer Außenturbulenz ( $Tu_\delta = 13\%$ ) erhalten.
- Eine Veränderung der Profile ist im Nachlaufbereich der Grenzschicht zu erkennen: Die positive Abweichung vom logarithmischen Wandgesetz wird mit steigender Außenturbulenz geringer. In Fall 3 und 4 führt die Außenturbulenz sogar zu einem Verlauf der Profile unterhalb des logarithmischen Wandgesetzes (siehe Abbildung 4.11). Diese Veränderungen im Außenbereich können nach [Hunt, Durbin & Wu \(1998\)](#) auf das sogenannte 'vortex stripping' zurückgeführt werden (vgl. Kapitel 4.2.2). Gleiche Ergebnisse werden u.a. von [Thole & Bogard \(1995\)](#), [Hancock & Bradshaw \(1983\)](#) und [Bott & Bradshaw \(1998\)](#) erhalten.

Da die größten Veränderungen des mittleren Geschwindigkeitsprofiles in der Außenströmung auftreten, werden diese in Abbildung 4.12 mit Größen des Außenbereichs normiert aufgetragen. Die Verteilung der mittleren Geschwin-

digkeit in Außenkoordinaten lässt sich wie folgt ausdrücken:

$$\frac{u_\delta - \bar{u}}{u_\tau} = f\left(\frac{y}{\delta}, \frac{L}{\delta}, \frac{(u'_{rms})\delta}{u_\tau}, \frac{u\delta}{u_\tau}\right) \quad (4.6)$$

Diese Form wird nach [Rotta \(1962\)](#) zusammengefasst und ergibt dann

$$\frac{u_\delta - \bar{u}}{u_\tau} = f\left(\frac{y}{\Delta}, \frac{\Lambda_x}{\delta}, Tu_\delta\right) \text{ mit } \Delta = \int_0^\delta \frac{u_\delta - \bar{u}}{u_\tau} dy \quad (4.7)$$

Ist keine Außenturbulenz vorhanden, kann die halbempirische Beziehung nach [Fernholz & Finley \(1996\)](#)

$$\frac{u_\delta - \bar{u}}{u_\tau} = -4.70 \ln\left(\frac{y}{\Delta}\right) - 6.74 \quad (4.8)$$

näherungsweise zum Vergleich herangezogen werden. Die Übereinstimmung mit den Profilen für Fall 1 ist gut (Abbildung 4.12). Mit steigender Außen-turbulenz weichen die Profile jedoch sehr stark von Gleichung 4.8 ab. Die starken Veränderungen der mittleren Geschwindigkeitsprofile durch die Außenturbulenz weisen ein ähnliches Verhalten auf wie bei Grenzschichten mit negativem Druckgradienten (vgl. [Fernholz & Finley, 1980](#)), auch wenn der Grund für die Veränderungen, d.h. für das völligere Geschwindigkeitsprofil, ein völlig anderer ist.

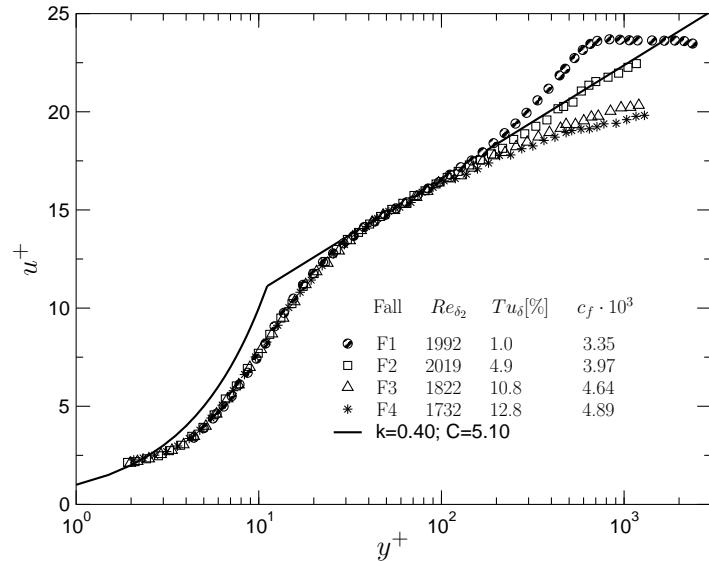


Abbildung 4.11: Profile der mittleren Geschwindigkeit in Innenkoordinaten bei unterschiedlich hoher Außenturbulenz für  $Re_{\delta_2} \approx 2000$

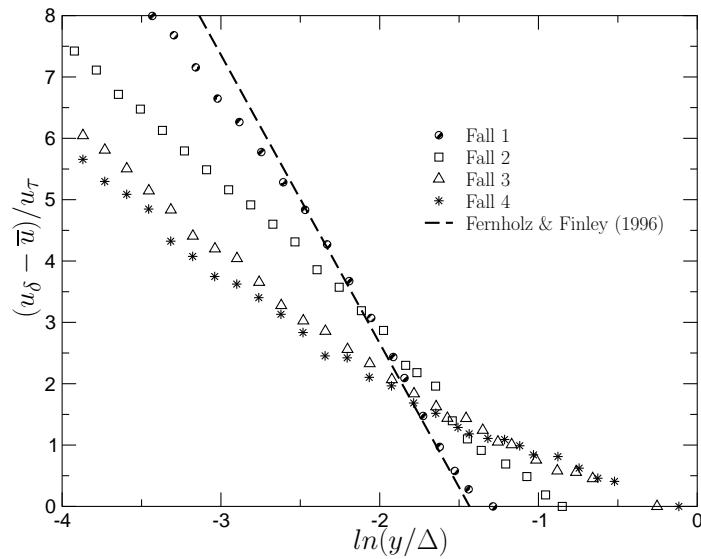


Abbildung 4.12: Profile der mittleren Geschwindigkeit in Außenkoordinaten bei unterschiedlich hoher Außenturbulenz. Symbole wie in Abbildung 4.11

### 4.6.2 Reynoldsspannungen in der turbulenten Grenzschicht

Abbildung 4.13 zeigt den Einfluss der Außenturbulenz auf die Geschwindigkeitsschwankungen in Längsrichtung. Die Werte von  $\overline{u'^2}/u_\tau^2$  wachsen, vom Grenzschichtrand kommend, mit steigender Außenturbulenz kontinuierlich an und verändern auch den Wert des Maximums von  $\overline{u'^2}/u_\tau^2$ . Dieser ist für den Fall größter Außenturbulenz um 23% größer als für den Fall ohne Außenturbulenz (Fall 1). Die Positionen der Maxima von  $\overline{u'^2}/u_\tau^2$  verschieben sich dabei von  $y^+ \approx 14$  mit wachsender Außenturbulenz nach außen bis auf  $y^+ \approx 18$ . In unmittelbarer Wandnähe hat die Außenturbulenz keinen Einfluss auf die Verteilung von  $\overline{u'^2}/u_\tau^2$ . Eine ähnliche Entwicklung haben auch Thole & Bogard (1995) beobachtet. Dieser Verlauf von  $\overline{u'^2}/u_\tau^2$  unterscheidet sich von den Profilen von  $u^+ = f(y^+)$ , die nur für Wandabstände  $y^+ \gtrsim 100$  infolge der Außenturbulenz verändert werden.

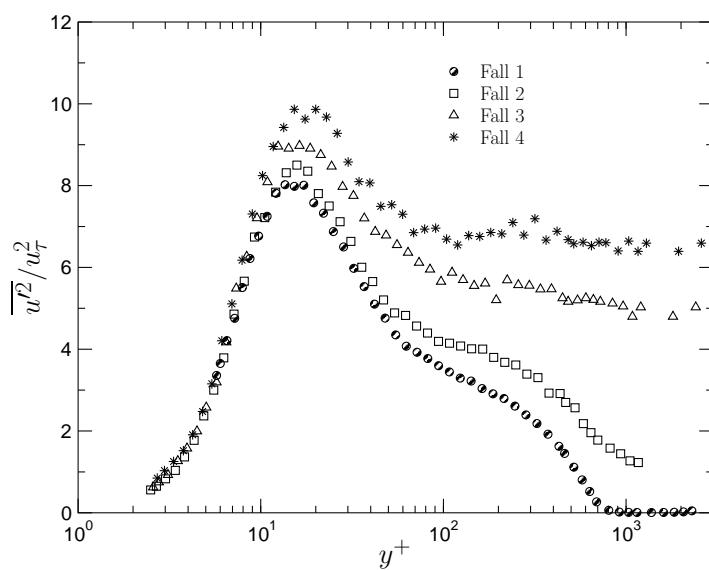


Abbildung 4.13: Profile von  $\overline{u'^2}/u_\tau^2$  bei unterschiedlich hoher Außenturbulenz für  $Re_{\delta_2} \approx 2000$ . Symbole wie in Abbildung 4.11

Im Unterschied zu den Werten von  $\overline{u'^2}/u_\tau^2$  ist bei den Profilen von  $\overline{v'^2}/u_\tau^2$  eine Verringerung der Schwankungen zur Wand hin zu erkennen (Abbildung 4.14). Für  $y^+ \leq 50$  fallen die Profile von  $\overline{v'^2}/u_\tau^2$  unabhängig von  $Tu_\delta$  aufeinander. Diese Abnahme von  $\overline{v'^2}/u_\tau^2$  zur Wand hin wird mit dem dämpfenden Einfluss der Wand auf die senkrechten Schwankungen erklärt. Die Dämpfung von  $v'$  könnte auch durch das sogenannte 'shear sheltering' (Hunt & Durbin, 1999) erklärt werden (vgl. Kapitel 4.2.2).

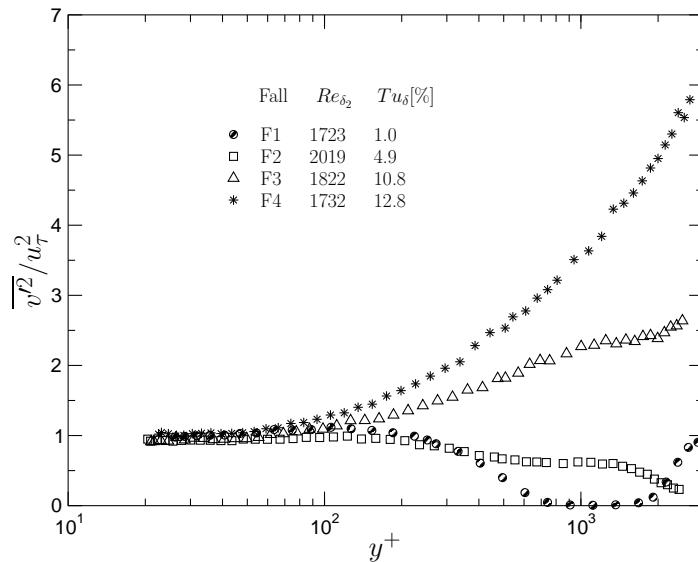


Abbildung 4.14: Profile von  $\overline{v'^2}/u_\tau^2$  bei unterschiedlich hoher Außenturbulenz

Beim Auftragen der unnormierten Profile der Reynolds-Normalspannungen (nicht dargestellt) erhöht sich  $\sqrt{\overline{v'^2}}$  an der wandnächsten Position ( $y = 0.85$  mm) durch die Außenturbulenz um 14% und  $\sqrt{\overline{u'^2}}$  bei gleichem Wandabstand um 30%. Die Profile von  $\sqrt{\overline{v'^2}}/\sqrt{\overline{u'^2}}$  (Abbildung 4.15) zeigen noch einmal deutlich die Dämpfung von  $\sqrt{\overline{v'^2}}$  zur Wand hin.

Die Profile der Reynolds-Schubspannungen in Abbildung 4.16 zeigen mit wachsendem  $Tu_\delta$  einen starken Anstieg im Außenbereich der Grenzschicht, liegen jedoch für  $y^+ \leq 100$  fast aufeinander. Die unnormierten  $\overline{u'v'}$ -

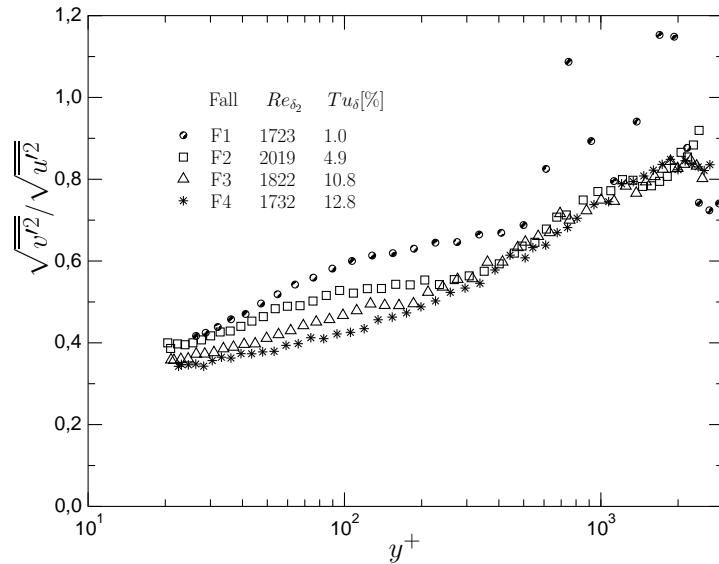


Abbildung 4.15: Profile des Anisotropie-Parameters  $\sqrt{v'^2}/\sqrt{u'^2}$  bei unterschiedlich hoher Außenturbulenz

Werte steigen infolge der Außenturbulenz um bis zu 16% an. Der Anstieg reicht bis zum wandnächsten gemessenen Punkt ( $y^+ \approx 20$ ).

Man darf also zusammenfassend festhalten, dass alle unnormierten Werte der Reynoldsspannungen in der Grenzschicht infolge der Außenturbulenz ansteigen. Bei Innenskalierung und konstantem  $Re_{\delta_2}$  verändern sich die Reynoldsspannungen  $\sqrt{v'^2}$  und  $\overline{u'v'}$  für Wandabstände  $y^+ < 100$  durch die Wirkung der Außenturbulenz kaum, während die  $\overline{u'^2}/u_r^2$ -Profile bis zu einem Wandabstand von  $y^+ \gtrsim 10$  beeinflusst werden.

In Abbildung 4.17 ist der Verlauf des Korrelationskoeffizienten  $R_{u'v'} = \overline{u'v'}/(\sqrt{u'^2} \sqrt{v'^2})$  über die Grenzschichtdicke aufgetragen. Darin ist eine deutliche Verringerung des Wertes von  $R_{u'v'}$  mit steigender Außenturbulenz zu erkennen. Die Veränderung des Korrelationskoeffizienten reicht über die gesamte Grenzschichtdicke und betrifft damit auch den Wert und die Lage des Maximums von  $R_{u'v'}$ . Dieser Verlauf wird dadurch verständlich, dass

zum Grenzschichtrand hin die Reynoldsschen Schubspannungen kleiner werden, die Normalspannungen aber ansteigen (vgl. Abbildungen 4.13 und 4.14 mit 4.16).

Sowohl Hancock & Bradshaw (1989) als auch Thole & Bogard (1995) haben diese Verringerung von  $R_{u'v'}$  gemessen und mit der Zunahme von zur Wand parallelen, sogenannten 'inactive motions' in Verbindung gebracht.<sup>2</sup>

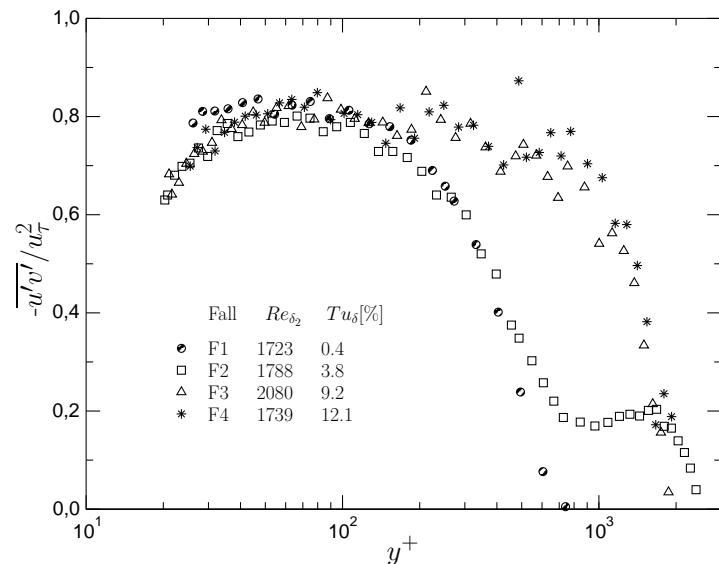


Abbildung 4.16: Profile von  $\overline{u'v'}/u_{\tau}^2$  bei unterschiedlich hoher Außenturbulenz für  $Re_{\delta_2} \approx 1750$

---

<sup>2</sup> In Kapitel 4.11 werden die Reynoldsschen Schubspannungen genauer untersucht und der Abfall des Korrelationskoeffizienten bis zur Wand eingehender erklärt.

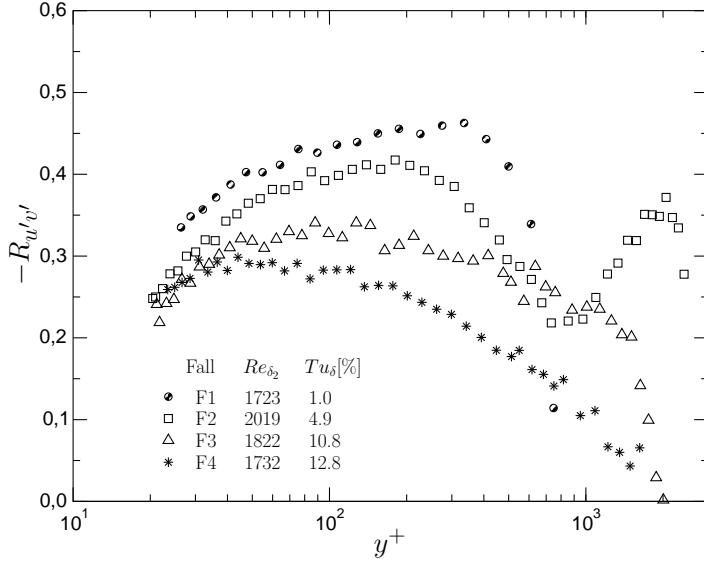


Abbildung 4.17: Profile des Korrelationskoeffizienten  $R_{u'v'} = \overline{u'v'}/(\sqrt{\overline{u'^2}} \sqrt{\overline{v'^2}})$  bei unterschiedlich hoher Außenturbulenz

### 4.6.3 Höhere Momente

Aus den Messungen der Wandschubspannung mit dem Wandhitzdraht wurden sowohl die Schwankungen  $c'_f$  als auch Schiefe  $S_{\tau'_w}$  und Kurtosis  $K_{\tau'_w}$  berechnet, definiert als:

$$c'_f = \frac{2\sqrt{\overline{\tau_w'^2}}}{\overline{u_\delta^2}\rho}, \quad S_{\tau'_w} = \frac{\overline{\tau_w'^3}}{(\overline{\tau_w'^2})^{3/2}}, \quad F_{\tau'_w} = \frac{\overline{\tau_w'^4}}{(\overline{\tau_w'^2})^2}. \quad (4.9)$$

Alle drei Größen weisen einen relativen Anstieg mit der Außenturbulenz in der Größenordnung des Anstieges von  $\overline{\tau_w}$  auf (Abbildung 4.18). Der Anstieg reicht von 35% für  $S_{\tau'_w}$  bis über 40% für  $K_{\tau'_w}$  und bis zu 64% für  $c'_f$ . Auch hier wird deutlich, dass die Turbulenzgrößen der Grenzschicht in Wandnähe ( $y^+ = 2$ ) durch die Außenturbulenz verändert werden.

Die Profile der Schiefe für die Komponenten der Schwankungsgrößen  $S_{u'} = \overline{u'^3}/(\overline{u'^2})^{3/2}$  und  $S_{v'} = \overline{v'^3}/(\overline{v'^2})^{3/2}$  sind in den Abbildungen 4.19 und

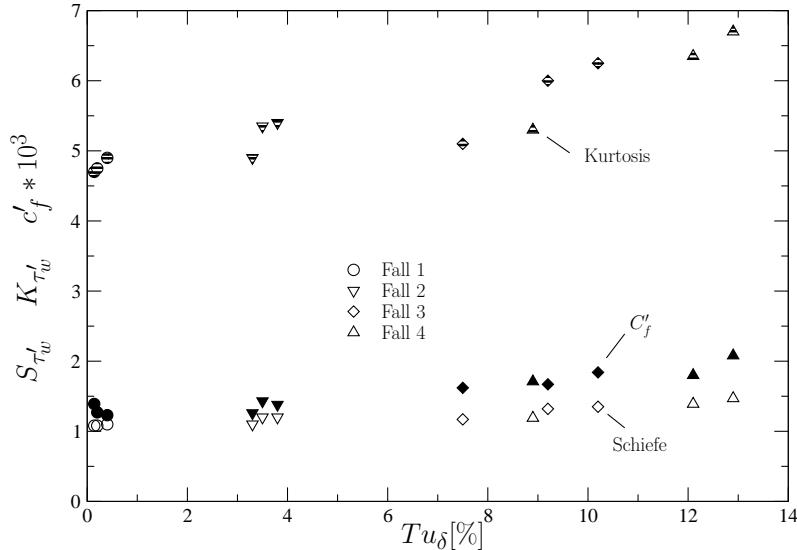


Abbildung 4.18: Profile von  $S_{\tau'_w}$  (offen),  $K_{\tau'_w}$  (gestreift) und  $c'_f$  (gefüllt) bei unterschiedlicher Außenturbulenz

4.20 dargestellt. Die Schiefe  $S_{u'}$  nimmt mit steigender Außenturbulenz zu (bei  $y^+ \approx 2$  um 25%), eine Entwicklung, die über die gesamte Grenzschichtdicke zu erkennen ist. Das zeigt, dass Ereignisse in der Grenzschicht verstärkt auftreten, die hohe Momentanwerte von  $u$  erzeugen. Im Fall 4 wird die Schiefe  $S_{u'}$  für  $y^+ \geq 15$  nicht negativ wie bei kleinerer Außenturbulenz, sondern ihr kleinster Wert liegt bei null. Der Verlauf von  $S_{u'}$  zeigt die größten Unterschiede im Außenbereich der Grenzschicht. Für  $y^+ \leq 100$  ist der Einfluss der Außenturbulenz gering.

In den Abbildungen 4.21 und 4.22 sind die Profile der Kurtosis von  $u'$  und  $v'$ ,  $F_{u'} = \overline{u'^4}/(\overline{u'^2})^2$  und  $F_{v'} = \overline{v'^4}/(\overline{v'^2})^2$  aufgetragen. Bei einem Vergleich der beiden Abbildungen erkennt man eine größere Wirkung der Außenturbulenz bei  $F_{v'}$ .

Im Unterschied dazu steigt die Kurtosis der Längsschwankungen  $F_{u'}$  durch die Außenturbulenz nur wenig an. Erst für einem Wandabstand

$y^+ \leq 20$  wächst  $F_{u'}$  infolge der Außenturbulenz.

Im Außenbereich der Grenzschicht ist die Schiefe beider Terme für große Außenturbulenz nahe null, die Kurtosis zeigt nicht die für kleine Werte von  $Tu_\delta$  charakteristischen hohen Werte. Bei hoher Außenturbulenz ist die Intermittenz am Grenzschichtrand also sehr gering.

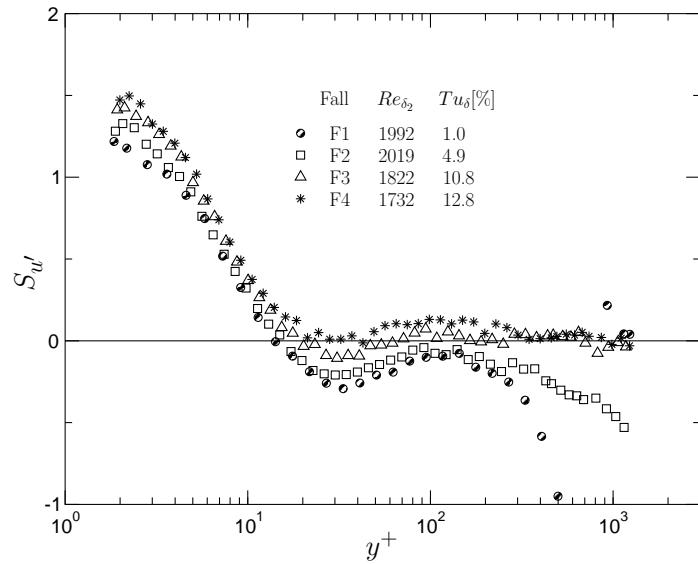


Abbildung 4.19: Profile der Schiefe  $S_{u'}$  bei unterschiedlich hoher Außenturbulenz

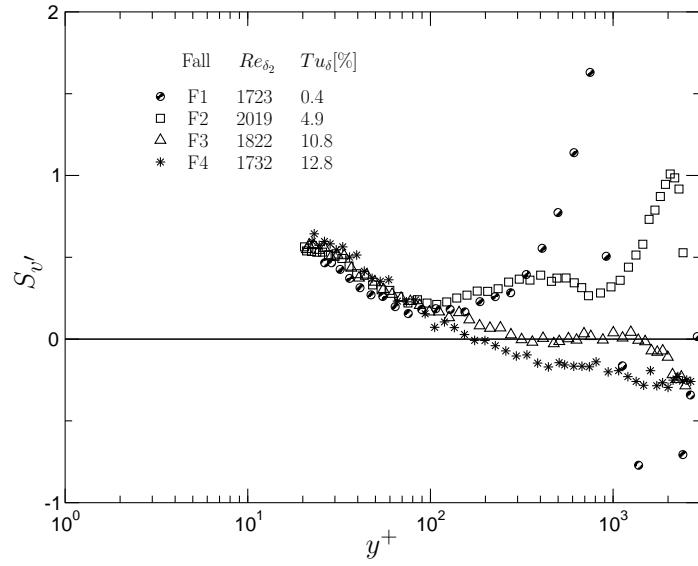


Abbildung 4.20: Profile der Schiefe  $S_{v'}$  bei unterschiedlich hoher Außenturbulenz

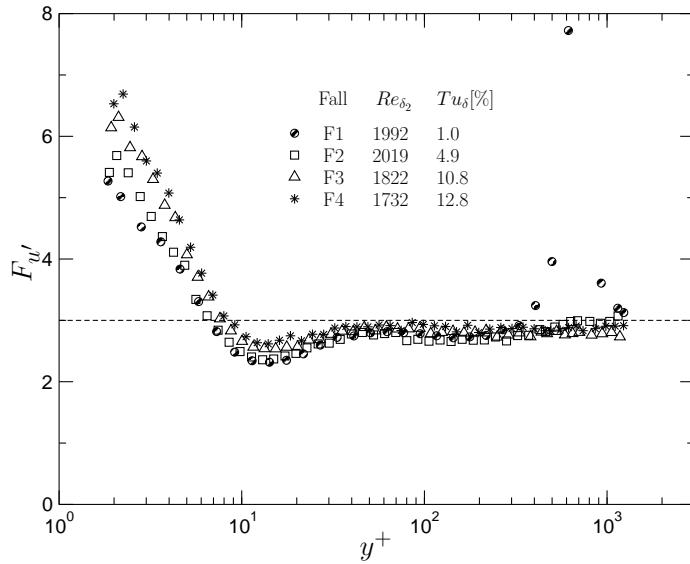


Abbildung 4.21: Profile der Kurtosis  $F_{u'}$  bei unterschiedlich hoher Außenturbulenz

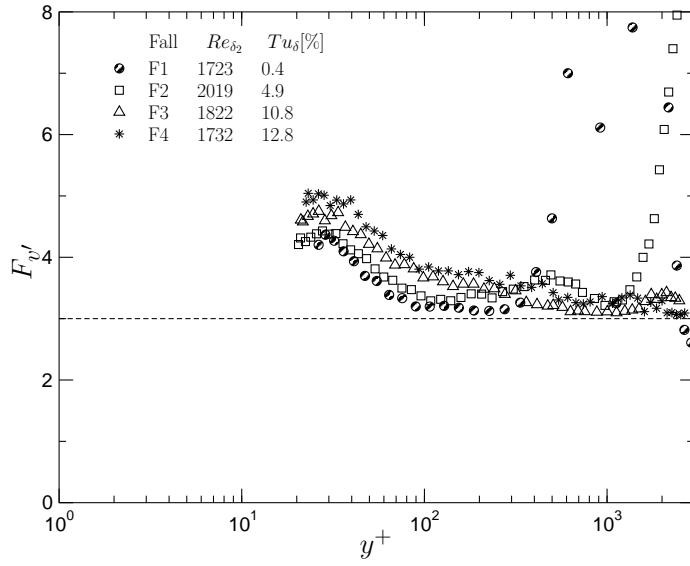


Abbildung 4.22: Profile der Kurtosis  $F_{v'}$  bei unterschiedlich hoher Außenturbulenz

## 4.7 Produktion der turbulenten Energie

Einen weiteren Hinweis darauf, wie sich der Einfluss der Außenturbulenz auf die Grenzschicht auswirkt, gibt der Verlauf der Produktion  $P$  der turbulenten Energie über die Grenzschichtdicke, wobei hier nur der Term

$$P = -\overline{u'v'} \frac{\delta \bar{u}}{\delta y} \quad (4.10)$$

betrachtet wird. Da die Reynoldssche Schubspannung mit X-Drahtsonden vermessen wurde, konnte  $\overline{u'v'}$  in unmittelbarer Wandnähe nicht gemessen werden. Aus diesem Grund wurde versucht, die wandnahen Werte nachträglich zu bestimmen. Dafür wurde  $\overline{\tau}_{ges} = \overline{\tau}_{mol} + \overline{\tau}_{turb}$  berechnet, mit  $\overline{\tau}_{mol} = \mu \delta \bar{u} / \delta y$  und  $\overline{\tau}_{turb} = -\rho \overline{u'v'}$ . Wie Abbildung 4.23 zeigt, gilt für Wandabstände  $y^+ \leq 20$  die Beziehung  $\overline{\tau}_{ges}/\overline{\tau}_w = 1$ . Da  $\delta \bar{u} / \delta y$  aus einer Normaldrahtmessung berechnet werden konnte, liegen für  $\overline{\tau}_{mol}/\overline{\tau}_w$  Werte bis  $y^+ \approx 5$  vor. Damit können über die Beziehung  $\overline{\tau}_{turb}/\overline{\tau}_w = 1 - \overline{\tau}_{mol}/\overline{\tau}_w$  die Reynolds-schen Schubspannungen  $\overline{u'v'}$  bis zu  $y^+ = 5$  bestimmt und die Produktion bis in Wandnähe berechnet werden.

Der Verlauf der nach Rotta (1962) mit  $\nu/u_\tau^4$  normierten Produktionsprofile ist in Abbildung 4.24 dargestellt. Nach Rotta (1962) hat das Maximum der normierten Produktion den Wert von 0,25 an der Stelle, an der die jeweils normierte Reynoldssche und molekulare Schubspannung dem Betrag nach gleich sind. Es ist aus Abbildung 4.24 ersichtlich, dass sich sowohl der Wert ( $P\nu/u_\tau^4 = 0.25$ ) als auch die Position der Maxima ( $y^+ \approx 12$ ) bei Druckgradient null infolge der Außenturbulenz nicht ändert.

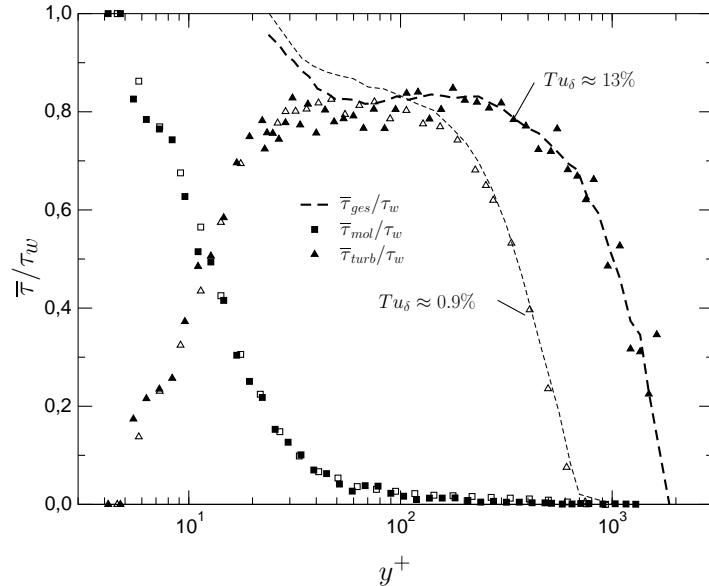


Abbildung 4.23: Profile der Komponenten der Schubspannung für  $Tu_\delta \approx 0.9\%$  (helle Symbole) und  $Tu_\delta \approx 13\%$  (dunkle Symbole) bei  $Re_{\delta_2} \approx 1730$

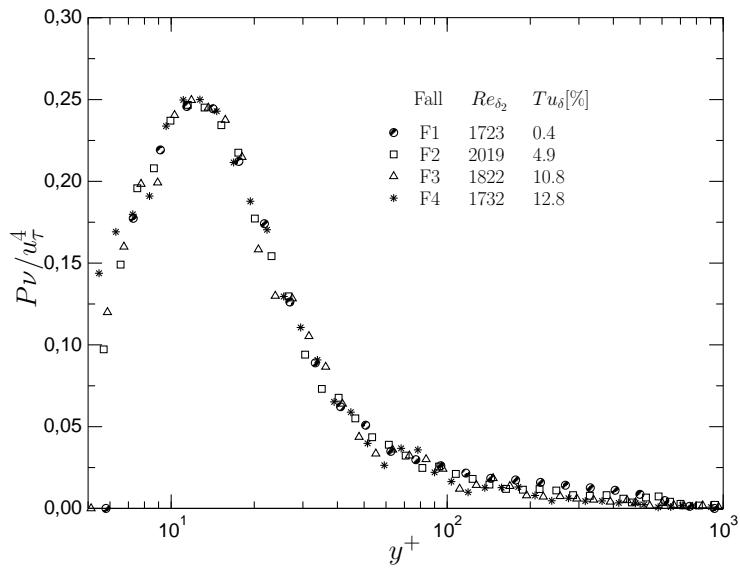


Abbildung 4.24: Profile der normierten Produktion  $-\overline{u'v'}\frac{\delta u}{\delta y}(\nu/u_\tau^4)$  bei unterschiedlich hoher Außenturbulenz

## 4.8 Tripelkorrelationen

Die Tripelkorrelationen  $\overline{u'^2v'}$  und  $\overline{u'v'^2}$  sind wichtige Diffusionsterme der Transportgleichung für die kinetische Energie der Turbulenz, wobei  $\overline{u'^2v'}$  für den Transport von  $\overline{u'^2}$  durch die Schwankungen senkrecht zur Wand steht.

Der in Abbildung 4.25 gezeigte Verlauf von  $\overline{u'^2v'}$  verändert sich über den Wandabstand  $y^+$  und wird durch die Außenturbulenz beeinflusst. Im Vergleich zum Fall geringer Außenturbulenz bleibt das qualitative Verhalten der einzelnen Profile bestehen, die Außenturbulenz beeinflusst nur die Absolutwerte der Maxima und Minima.

Während das wandnahe Maximum bei  $y^+ \simeq 40$  durch die Außenturbulenz kleiner wird, steigt das äußere Maximum an. Im Bereich des logarithmischen Wandgesetzes sind nur geringe Unterschiede aufgrund der Außen-turbulenz auszumachen; ein Hinweis darauf, dass hier die Diffusion von  $\overline{u'^2}$  wenig von der Außenturbulenz beeinflusst wird.

Die Werte von  $\overline{u'v'^2}$  werden über annähernd die gesamte Grenzschicht mit steigender Außenturbulenz kleiner. Im Außenbereich der Grenzschicht wird  $\overline{u'v'^2}$  erwartungsgemäß bei hoher Außenturbulenz nicht null (Abbildung 4.26).

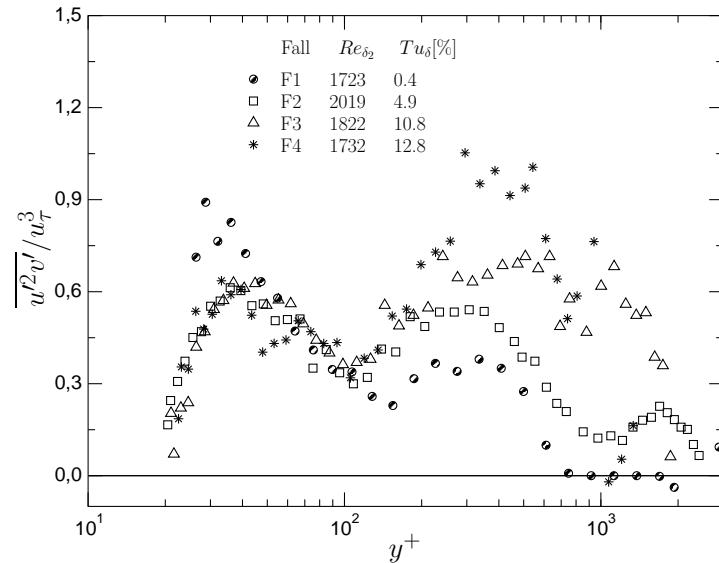


Abbildung 4.25: Profile von  $\overline{u'^2v'}/u_\tau^3$  bei unterschiedlich hoher Außenturbulenz

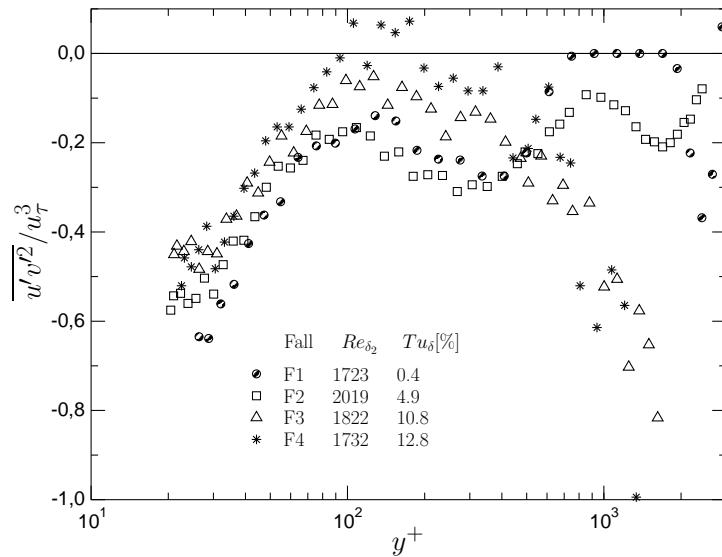


Abbildung 4.26: Profile von  $\overline{u'v'^2}/u_\tau^3$  bei unterschiedlich hoher Außenturbulenz

## 4.9 Strukturlängen in der Grenzschicht

Die Berechnung der verschiedenen Strukturlängen wurde in Kapitel 3.3.3 vorgestellt. Hier soll auf die Änderung der Strukturlängen in der Grenzschicht eingegangen werden. Dabei muss beim Berechnen von  $\Lambda_x$  beachtet werden, dass die Taylor-Hypothese nach [Kim & Hussain \(1993\)](#) in der kanonischen Grenzschicht infolge des steigenden Turbulenzgrades nur bis zu  $y^+ \gtrsim 15$  gilt. Die wandnächsten Werte können daher stärker fehlerbehaftet sein. Trotzdem erscheint ein qualitativer Vergleich der Strukturlängen bei unterschiedlich hoher Außenturbulenz auch in Wandnähe sinnvoll.

Abbildung 4.27 zeigt, dass sich der Einfluss der Außenturbulenz auf  $\Lambda_x$  über die gesamte Grenzschichtdicke auswirkt. Im einzelnen steigt  $\Lambda_x$  von der Wand nach außen an, um dann nach Erreichen eines Maximalwertes wieder abzufallen. Der Anstieg vergrößert sich mit wachsender Außenturbulenz, hier bis zu 400%. In Wandnähe ( $y^+ \simeq 2$ ) beträgt das Wachstum für Fall 4 etwa 80% bezogen auf den Fall 1 mit  $Tu_\delta \simeq 0.3\%$ .

Da  $\Lambda_y$  mit Hilfe von 2-Punkt-Raumkorrelationen bestimmt wurde, liegen weniger Werte in der Grenzschicht vor als für  $\Lambda_x$ . Es wurden drei Aufpunkte im Innenbereich der Grenzschicht und einer im Außenbereich der Grenzschicht ausgewählt, an denen die y-Korrelation gemessen wurde:

- $y = 0.5$  mm,  $y^+ \approx 12$ ,
- $y = 1.2$  mm,  $y^+ \approx 30$ ,
- $y = 4.0$  mm,  $y^+ \approx 100$ ,
- $y = 12$  mm,  $y^+ \approx 400$ .

In Abbildung 4.28 ist am Verlauf des Korrelationskoeffizienten  $R_{uu}(\Delta y)$  über  $\Delta y / \delta_{99.5}$  zu erkennen, dass der Anstieg von  $R_{uu}(\Delta y)$  infolge der Außenturbulenz bis zum wandnächsten gemessenen Punkt ( $y^+ = 12$ ) reicht. Erwartungsgemäß ist ein Anstieg auch bei den anderen Wandabständen in Abbildung 4.28 zu sehen. Das Anwachsen von  $R_{uu}(\Delta y)$  infolge der Außenturbulenz führt also auch zu größeren berechneten Strukturlängen  $\Lambda_y$ .

Der Vergleich zwischen  $\Lambda_x/\Delta$  und  $\Lambda_y/\Delta$  bei unterschiedlicher Außen-turbulenz wird in Abbildung 4.29 gezeigt, mit  $\Delta$  als der Rotta-Clauser Länge:

$$\Delta = \int_0^\infty \frac{u_\delta - \bar{u}}{u_\tau} dy = \frac{\delta_1}{\sqrt{(c_f/2)}} \quad (4.11)$$

Das prozentuelle Wachstum der Strukturlänge  $\Lambda_y$  bezogen auf  $Tu_\delta \simeq 0.3\%$  ist infolge der Außen-turbulenz an den zwei wandnächsten Positionen ( $y^+ = 12$  und  $y^+ = 30$ ) größer als der Anstieg von  $\Lambda_x$  an der gleichen Stelle. Allerdings ist ein 'Sprung' von  $\Lambda_y/\Delta$  zwischen Fall 2 und Fall 4 zu erkennen. Der Anstieg von  $\Lambda_y$  bezüglich  $Tu_\delta \simeq 0.3\%$  liegt im Fall 2 bei 75% und im Fall 4 bei 400%. Die Strukturlängen  $\Lambda_x$  wachsen mit steigender Außen-turbulenz kontinuierlich an, von 50% für Fall 2 auf 150% für Fall 4.

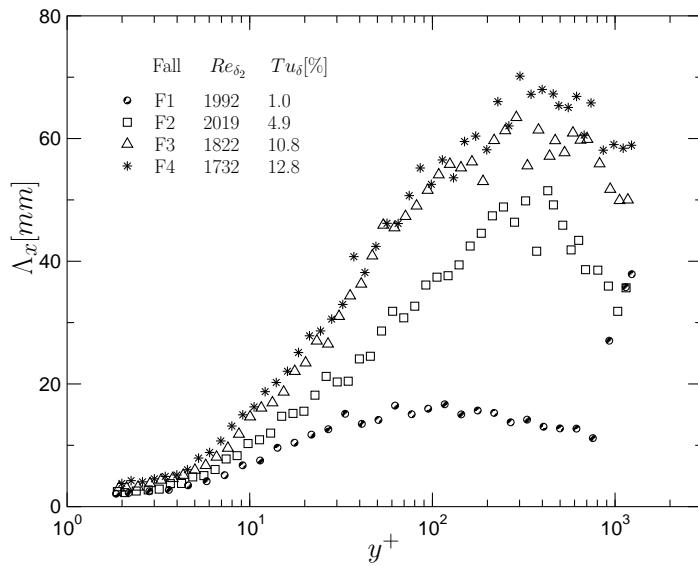


Abbildung 4.27: Profile von  $\Lambda_x$  in der turbulenten Grenzschicht bei unterschiedlicher Außen-turbulenz

Eine Erklärung für das Anwachsen der Strukturlängen könnte sein, dass im Fall 4 die Außen-turbulenz tiefer in die Grenzschicht eindringt (bis  $y^+ \approx 100$ ) als im Fall 2. Das macht sich sowohl an den Profilen von

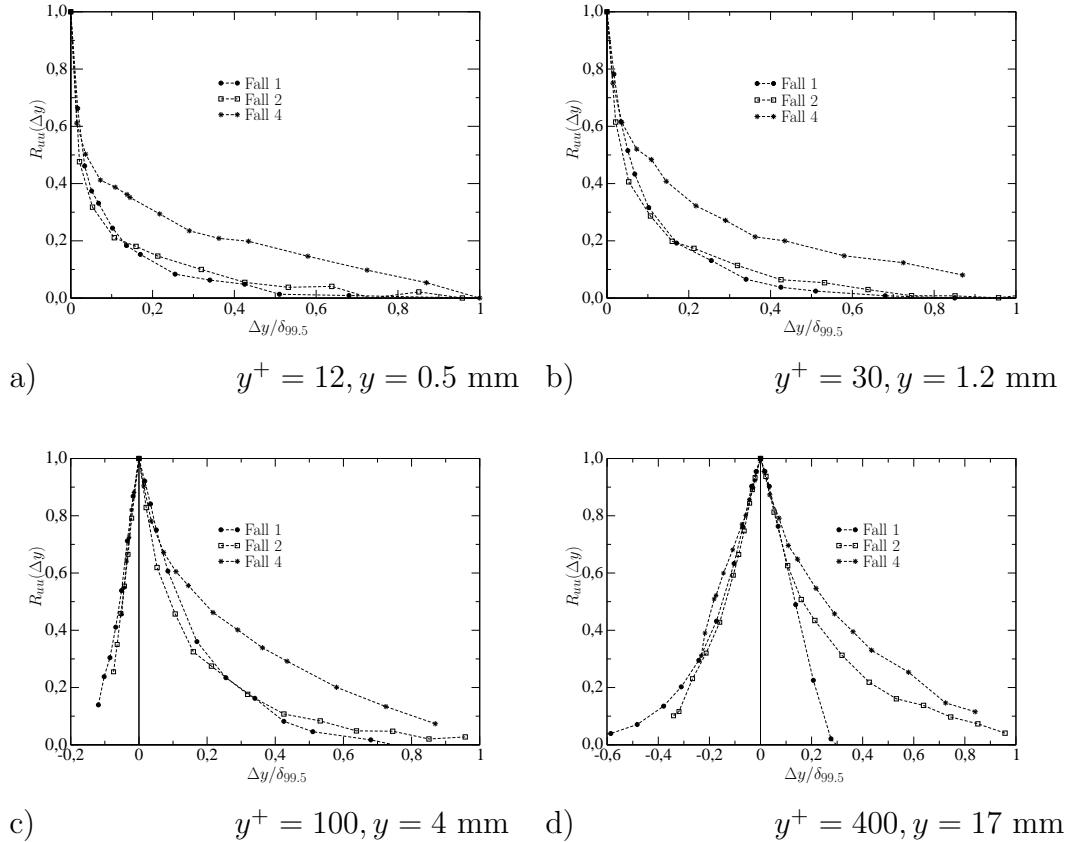


Abbildung 4.28:  $y$ -Korrelationen in der Grenzschicht bei unterschiedlich hoher Außenturbulenz. Grenzschichtparameter wie in Abbildung 4.29

$u^+ = f(y^+)$  bemerkbar als auch an den Profilen der Reynoldsspannungen.<sup>3</sup> Die auf die Grenzschicht einwirkende Außenturbulenz weist große Strukturlängen auf, die durch das tiefere Eindringen auch entsprechend näher zur Wand hin gelangen. Im Außenbereich wachsen beide Strukturlängen durch die Wirkung der Außenturbulenz vergleichbar stark an (200% für Fall 2 bzw. 400% für Fall 4).

Das Verhältnis  $\Lambda_x/\Lambda_y$  in Abbildung 4.30 zeigt, dass die Werte für Fall 4 in der Grenzschicht deutlich unterhalb der Werte von Fall 1 und 2 liegen, am Grenzschichtrand aber ähnlich groß sind wie die in der Grenzschicht ohne

<sup>3</sup>In Abschnitt 4.11 wird diese Annahme bestätigt.

Außenturbulenz. Fall 1 und 2 sind für die zwei wandnächsten Positionen fast identisch. Die Verringerung dieses Verhältnisses bei maximaler Außenturbulenz (Fall 4) ist ein Hinweis auf die starken Veränderungen der Grenzschicht infolge der Außenturbulenz bis in Wandnähe.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass sich der Einfluss der Außenturbulenz an einem Anstieg beider Strukturlängen bis in Wandnähe bemerkbar macht. Der Anstieg verändert sich mit dem Wandabstand, wobei in Wandnähe die Strukturlängen senkrecht zur Wand  $\Lambda_y$  durch die Außenturbulenz stärker anwachsen als die in Längsrichtung  $\Lambda_x$ .

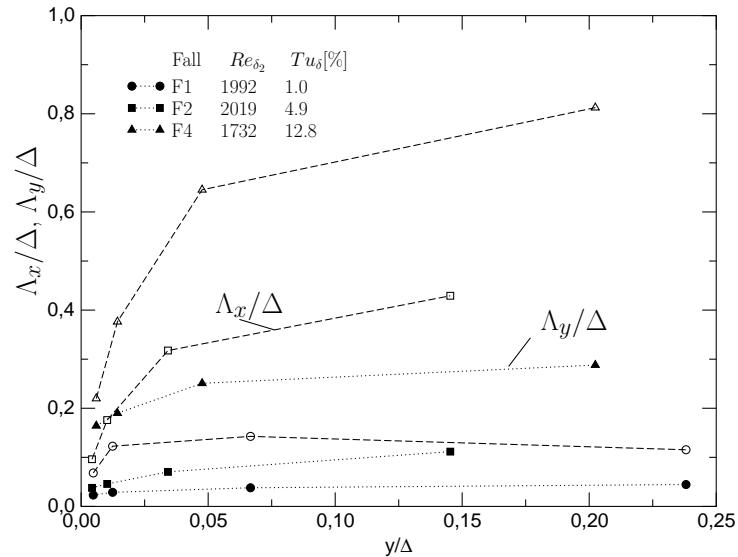


Abbildung 4.29: Profile von  $\Lambda_x/\Delta$  (offen) und  $\Lambda_y/\Delta$  (dunkel) in der Grenzschicht bei unterschiedlich hoher Außenturbulenz

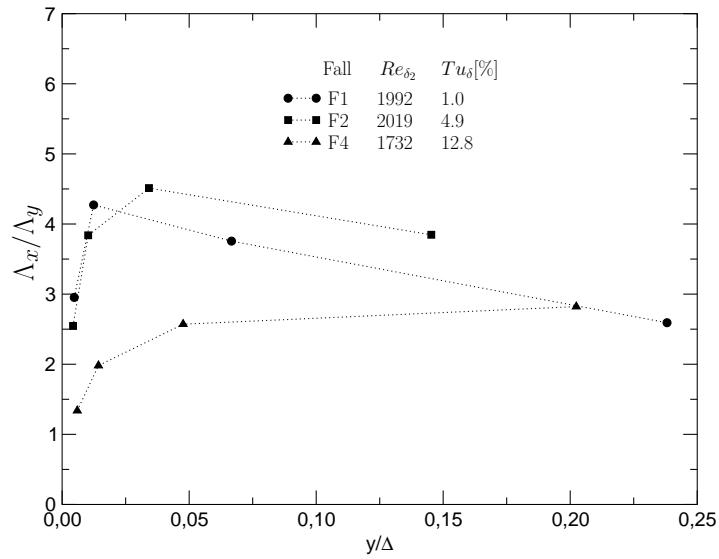


Abbildung 4.30: Verhältnis der Strukturlängen  $\Lambda_x/\Lambda_y$  in der Grenzschicht bei unterschiedlich hoher Außenturbulenz

## 4.10 Energiespektren in der Grenzschicht

In Kapitel 3.3.4 ist der Verlauf der Spektren in der Außenströmung vorgestellt worden, wobei die Kolmogoroff-Normierung zur Darstellung der Spektren verwendet wurde.

Dieser Abschnitt untersucht die Wirkung der Außenturbulenz auf die Profile der turbulenten Reynolds-Zahl  $Re_\lambda$  und die Spektren in der Grenzschicht. Es wurden sowohl die Spektren von  $u'$  als auch von  $v'$  bestimmt.

[Warnack & Fernholz \(1998\)](#) haben gezeigt, dass die Beziehung von [Schapker \(1971\)](#) für Lokalisotropie

$$\frac{E_{u1}}{v_k^2 \eta} = F(k\eta, Re_\lambda) \quad (4.12)$$

auch für Strömungen gilt, in denen Lokalisotropie nicht vorliegt. Somit kann davon ausgegangen werden, dass Energiespektren in der Kolmogoroff-Normierung auch in der turbulenten Grenzschicht miteinander verglichen werden können, wobei die turbulente Reynolds-Zahl  $Re_\lambda$  der einzige Scharparameter ist.  $Re_\lambda$  ist definiert als

$$Re_\lambda = \frac{\lambda \sqrt{\overline{u'^2}}}{\nu}. \quad (4.13)$$

Hier soll zuerst die Veränderung vom  $Re_\lambda$  über die Grenzschichtdicke durch die Außenturbulenz bei konstantem  $Re_{\delta_2}$  gezeigt werden. Nach Gl. 4.13 ist zu erwarten, dass  $Re_\lambda$  in der Grenzschicht infolge der Außenturbulenz stark ansteigt, da sowohl die  $\sqrt{\overline{u'^2}}$ -Werte als auch die Taylorsche Mikrolänge anwachsen. Abbildung 4.31 zeigt den Verlauf von  $Re_\lambda$ , aus dem hervorgeht, dass sich der Anstieg von  $Re_\lambda$  mit der Außenturbulenz erst in einem Bereich  $y^+ \gtrsim 10$  bemerkbar macht. Dabei verschiebt sich die Position sowohl des wandnahen als auch des wandfernen Maximums mit steigender Außenturbulenz nach außen.

Da die Rohdaten mit hohen Mess-Frequenzen (20kHz) und über relativ lange Zeiten (26 Sek.) aufgenommen wurden, war es möglich, Spektren über einen großen Frequenzbereich zu berechnen.

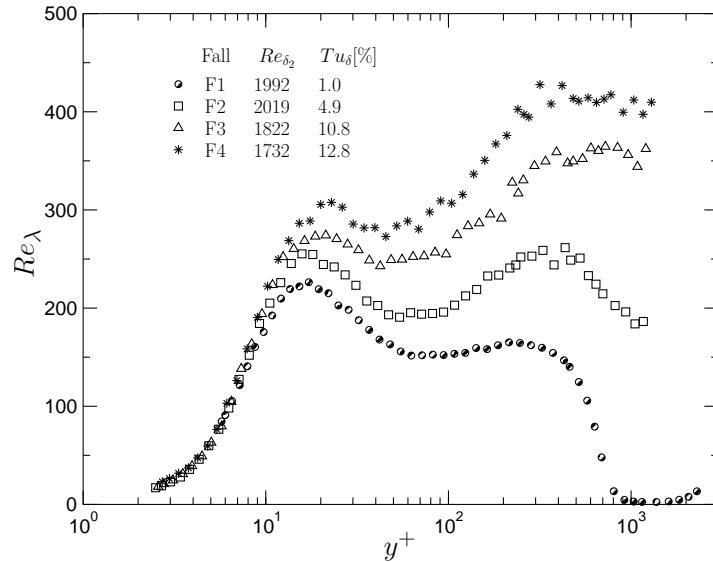


Abbildung 4.31: Profile der turbulenten Reynolds-Zahl bei unterschiedlich hoher Außenturbulenz

In Kapitel 3.3.4 wurde gezeigt, dass die Beziehung 4.12 auch für unterschiedliche Turbulenzintensitäten in der Außenströmung gültig ist. Das bedeutet, dass die Spektren der Außenströmung trotz unterschiedlicher  $Tu_\delta$ -Werte bei einer Kolmogoroff-Normierung aufeinanderfallen. Die Spektren unterscheiden sich lediglich im niederfrequenten Bereich aufgrund unterschiedlicher  $Re_\lambda$ -Werte dahingehend, dass hohe  $Re_\lambda$ -Zahlen einen ausgedehnteren  $k^{-5/3}$ -Bereich zur Folge haben (Abbildung 3.16).

Da die Beziehung 4.12 nach Warnack & Fernholz (1998) auch bei Anisotropie gilt, kann davon ausgegangen werden, dass sich die Spektren in der Grenzschicht nur aufgrund der unterschiedlich hohen  $Re_\lambda$  unterscheiden. In Abbildung 4.32 sind die Spektren bei  $y^+ = 100$ , d.h. am äußeren Ende des logarithmischen Wandgesetzes, aufgetragen. Man erkennt, dass mit steigender Außenturbulenz, also mit steigenden Werten der turbulenten Reynolds-Zahl  $Re_\lambda$ , der  $k^{-5/3}$ -Verlauf sich in Richtung des niederfrequenten Bereichs aus-

dehnt. Für hohe Frequenzen liegen die Spektren aufeinander.

An der Position des wandnahen Maximums von  $Re_\lambda$  ( $y^+ \approx 20$ ) ist eine gleich gute Übereinstimmung der Spektren zu erkennen (Abbildung 4.33), wobei wieder die Spektren mit steigender Außenturbulenz im niederfrequenten Bereich geringfügig höhere Energien aufweisen. Dabei ist ferner zu erkennen, dass der  $k^{-5/3}$ -Bereich bei  $y^+ \approx 20$  erheblich kleiner ist als bei  $y^+ \approx 100$ , wobei hier im Bereich kleiner Wellenzahlen ein Produktionsspektrum ( $E_{u1} \simeq k^{-1}$ ) vorliegt, mit der größten Ausdehnung im Fall 4. Gleichzeitig entsteht bei hohen Wellenzahlen ein Bereich, in dem der Abfall der Energie dem Dissipationsspektrum von Heisenberg  $E_{u1} \simeq k^{-7}$  folgt.

Es werden keine Spektren für  $y^+ \leq 15$  dargestellt, da in diesem Fall nach [Kim & Hussain \(1993\)](#) die Taylor-Hypothese aufgrund des hohen Turbulenzgrades nicht mehr gilt.

Nach [Kistler & Vrebalovich \(1966\)](#) existiert bei Isotropie zwischen den Energiespektren von  $u'$  und  $v'$  eine definierte Beziehung. In Bereichen, in denen der Verlauf von  $E_1$  einem Gesetz  $E_1 \simeq k^{-n}$  folgt, kann der Verlauf von  $E_2$  mit  $E_2 = 0.5 \cdot (1 + n) \cdot E_1$  angegeben werden.

Beim Vergleich der Spektren von  $v'$  mit denen von  $u'$  beim Wandabstand  $y^+ = 100$  und  $y^+ \approx 20$  (Abbildungen 4.34 und 4.35) erkennt man für beide Positionen einen flacheren Verlauf der  $v'$ -Spektren, der an der wandnäheren Position ausgeprägter ist. Dieses ist auf die anisotrope Turbulenz in der Grenzschicht zurückzuführen, wodurch die Beziehung von [Kistler & Vrebalovich \(1966\)](#) nicht mehr gilt. In der Außenturbulenz ist noch eine gute Übereinstimmung der zwei Spektren vorhanden (vgl. Abbildung 3.17).

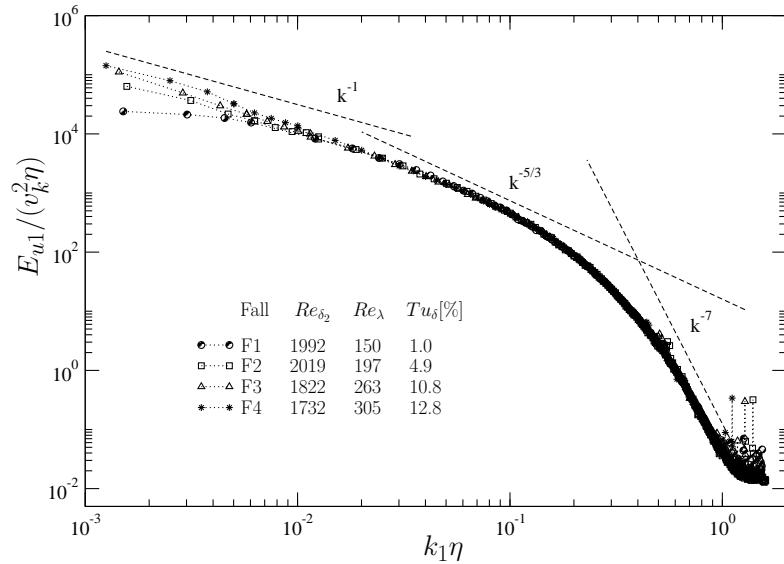


Abbildung 4.32: Spektren von  $u'$  in Kolmogoroff-Normierung bei  $y^+ \approx 100$  für unterschiedlich hohe Außenturbulenz

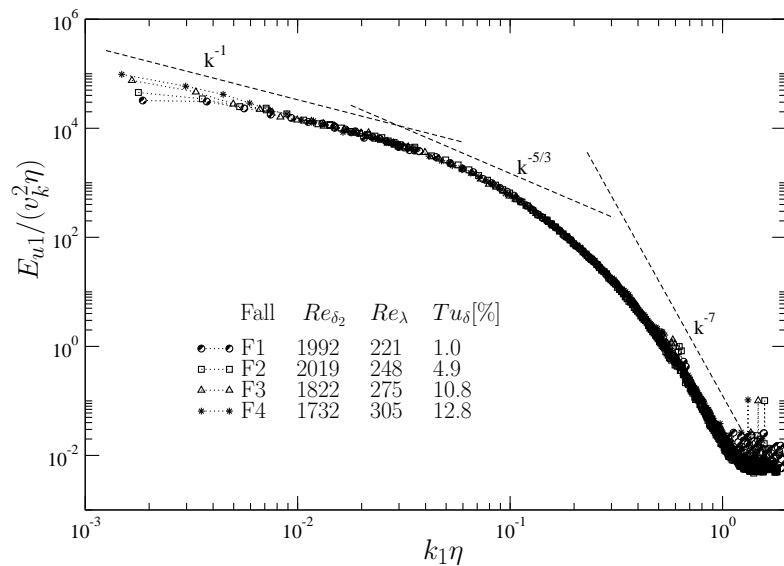


Abbildung 4.33: Spektren von  $u'$  in Kolmogoroff-Normierung beim wandnächsten Maximum von  $Re_\lambda$  ( $y^+ \approx 20$ ) für unterschiedlich hohe Außenturbulenz

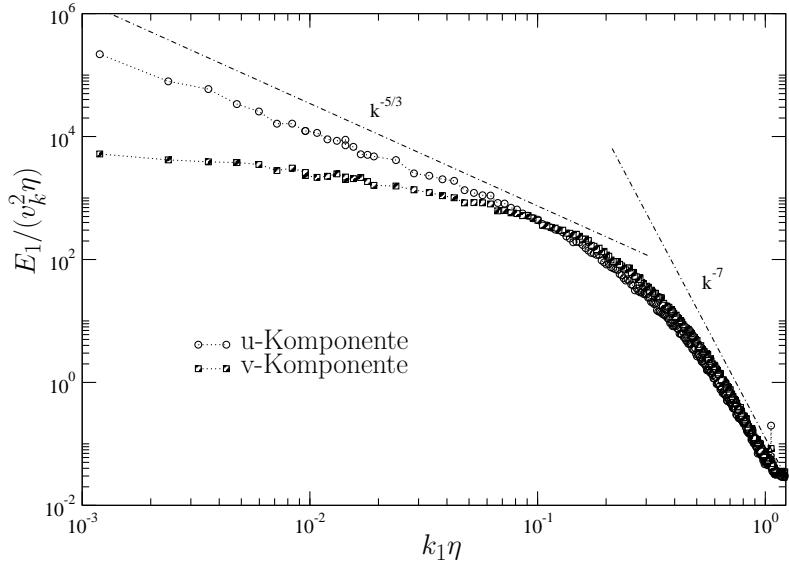


Abbildung 4.34: Spektren von  $u'$  und  $v'$  in Kolmogoroff-Normierung bei  $y^+ \approx 100$  mit  $Re_\lambda = 305$  (Fall 4)

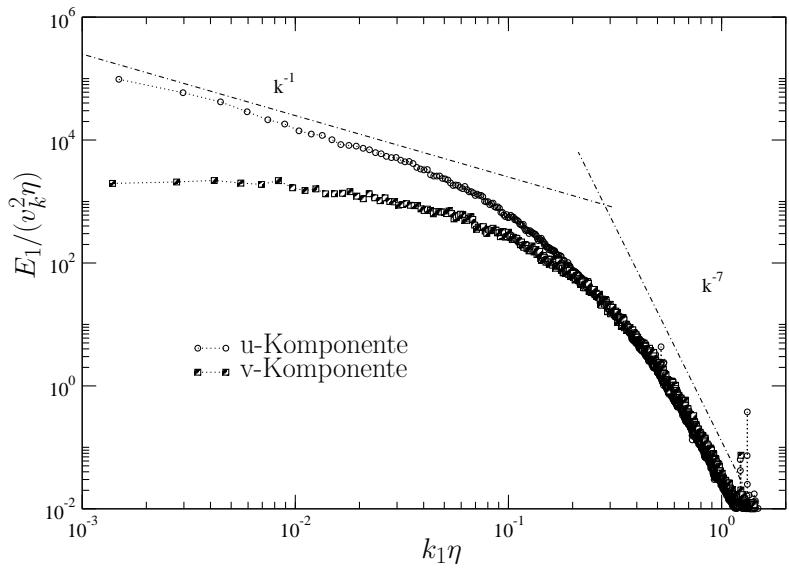


Abbildung 4.35: Spektren von  $u'$  und  $v'$  in Kolmogoroff-Normierung beim wandnächsten Maximum von  $Re_\lambda$  ( $y^+ \approx 20$ ) mit  $Re_\lambda = 305$  (Fall 4)

## 4.11 Dekomposition der Reynoldsschen Schubspannungen in ihre Terme

Wie in Kapitel 4.6 gezeigt wurde, steigt die Reynoldssche Schubspannung infolge der Außenturbulenz um bis zu 16% an. Nach Wallace, Eckelmann & Brodkey (1972), Robinson (1991) u.a. setzt sich  $\overline{u'v'}$  aus vier unterschiedlichen Termen zusammen. Im Folgenden werden die Reynoldsschen Schubspannungen in ihre Anteile in den vier Quadranten zerlegt um den Beitrag der einzelnen Terme zum Gesamtwert von  $\overline{u'v'}$  zu untersuchen. Dabei wird die unterschiedliche Wirkung der Außenturbulenz auf die Terme in den vier Quadranten gezeigt.

Den vier Quadranten können folgende Ereignisse zugeordnet werden, entsprechend den Vorzeichen von  $u'$  und  $v'$ :

- Q1      outward interactions (OI):       $u' > 0$  und  $v' > 0$
- Q2      ejections:                                 $u' < 0$  und  $v' > 0$
- Q3      inward interactions (II):             $u' < 0$  und  $v' < 0$
- Q4      sweeps:                                     $u' > 0$  und  $v' < 0$

Der Wert von  $v'$  ist negativ, wenn dessen Richtungssinn zur Wand hin zeigt. Aus obiger Unterteilung ist zu erkennen, dass die 'sweeps' und 'ejections' zum negativen Wert der Reynoldsschen Schubspannung beitragen, während die 'outward interactions' und 'inward interactions' den negativen Gesamtwert der Schubspannung in der Grenzschicht durch deren positiven Beitrag verkleinern.

Von den vier Ereignissen wurden jeweils folgende Werte berechnet:

- der Mittelwert der Ereignisse eines Quadranten:  

$$\overline{E} = \frac{1}{N_E} \sum_{n=1}^{N_E} E_n, \text{ mit}$$

$$N_E = \text{Gesamtzahl der Ereignisse eines Terms, wobei}$$

$$'E' jeweils für 'ejections', 'sweeps', 'outward interactions' oder 'inward interactions' steht.$$

- der Mittelwert des Teilbeitrages (TB) der Ereignisse eines Terms zum Gesamtwert der Reynoldsschen Schubspannung:

$$\overline{E}_{TB} = \frac{1}{N_{Gesamt}} \sum_{n=1}^{N_{TB}} E_n, \text{ mit}$$

$N_{Gesamt}$  = Gesamtzahl der Ereignisse aller Terme, d.h.

$$N_{Gesamt} = N_{sweeps} + N_{ejections} + N_{OI} + N_{II} \text{ und}$$

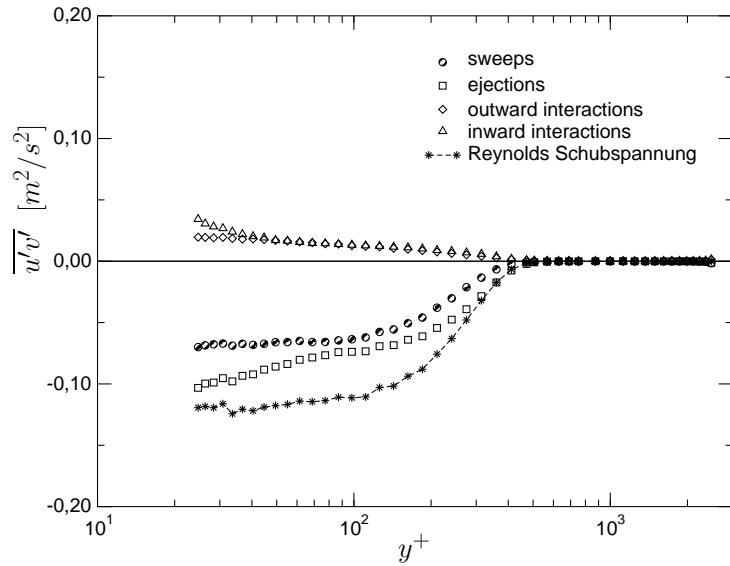
$$\overline{u'v'} = \overline{sweeps}_{TB} + \overline{ejections}_{TB} + \overline{OI}_{TB} + \overline{II}_{TB}$$

- die relative Anzahl der Ereignisse eines Terms zur Gesamtzahl der Ereignisse aller Terme:

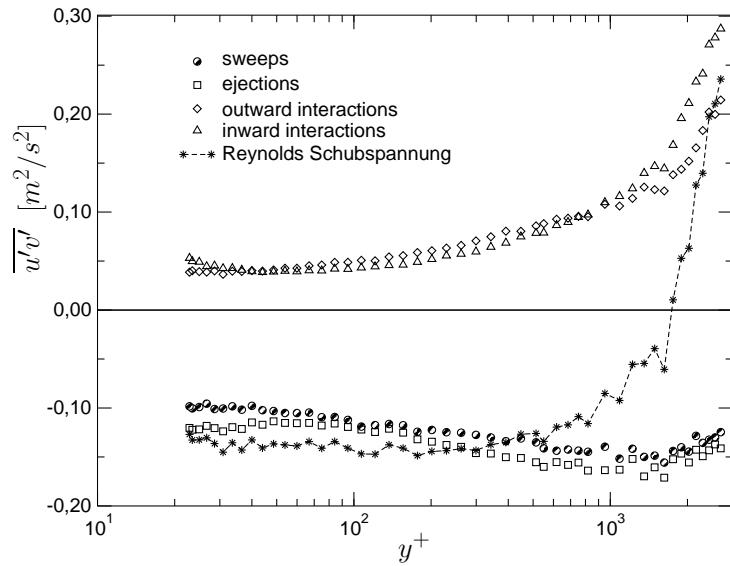
$$R_E = N_E / N_{Gesamt} * 100 [\%]$$

Um einen Einblick über den Teilbeitrag des jeweiligen Terms zum Gesamtwert der Reynoldsschen Schubspannung zu erhalten, werden diese für Fall 1 ( $Tu_\delta \simeq 0.3\%$ ) und Fall 4 ( $Tu_\delta = 12.9\%$ ) in Abbildung 4.36 aufgetragen. Der Beitrag der Q1- und Q3-Anteile unterscheidet sich in beiden Testfällen nur geringfügig voneinander, der Beitrag der 'ejections' (Q2) ist unabhängig von der Außenturbulenz immer höher als der Beitrag der 'sweeps' (Q4). [Willmarth & Lu \(1972\)](#) haben in einer turbulenten Grenzschicht bei  $y^+ = 30$  einen Beitrag von Q2 gemessen, der um 85% höher lag als der Q4-Beitrag. Die Untersuchungen von [Wallace, Eckelmann & Brodkey \(1972\)](#) in einer Rohrströmung zeigen bei gleichem Wandabstand einen um 13% höheren Q2-Beitrag. In der vorliegenden Untersuchung liegt der Q2-Beitrag um 45% über dem Beitrag von Q4 beim gleichen Wandabstand  $y^+ = 30$ . Die Tendenz ist in allen drei Untersuchungen gleich, wobei der Unterschied möglicherweise an den höheren Reynolds-Zahlen von [Willmarth & Lu \(1972\)](#) liegt, oder daran, dass [Wallace, Eckelmann & Brodkey \(1972\)](#) in einer Rohrströmung gemessen haben.

Bei geringer Außenturbulenz werden zum Rand der Grenzschicht hin, wie erwartet, alle Terme der Schubspannung null. Für den Fall hoher Außenturbulenz trifft dies nicht zu, wobei der Gesamtwert von  $\overline{u'v'}$  am Grenzschichtrand das Vorzeichen wechselt. Das hat seine Ursache in der Turbulenzstruktur der Außenströmung.



a) Fall 1



b) Fall 4

Abbildung 4.36: Quadrantenanteile am Gesamtwert der Reynoldsschen Schubspannung bei  $Tu_\delta \simeq 0.3\%$  (a) und  $Tu_\delta = 12.9\%$  (b) für  $Re_{\delta_2} \approx 2000$

Die Anteile für alle vier Quadranten werden infolge der Außenturbulenz über die gesamte Grenzschichtdicke verstärkt. Die Profile der Quadrantenanteile sind in Abbildung 4.37, getrennt nach den vier Quadranten, dargestellt. Der absolute Anstieg der Q2- und Q4-Anteile ist jeweils größer als der Anstieg der Q1- und Q3-Anteile, was letztlich zu einer höheren negativen Reynolds-Schubspannung führt.

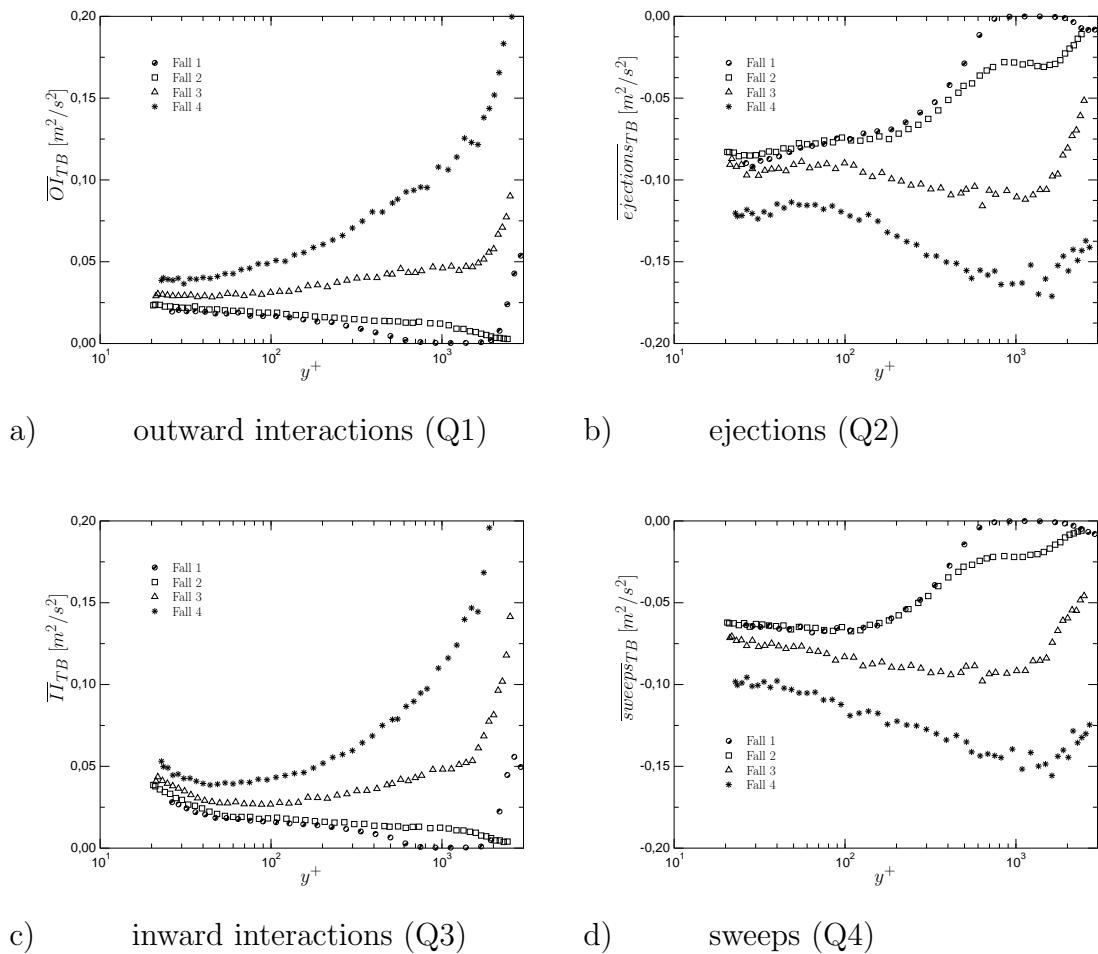


Abbildung 4.37: Quadrantenanteile am Gesamtwert der Reynoldsschen Schubspannung für die vier Testfälle bei  $Re_{\delta_2} \approx 2000$

Um zu klären, wie der höhere Anteil der jeweiligen Quadranten zustande kommt, werden die Mittelwerte und die Anzahl der Ereignisse in den Quadranten berechnet. In Abbildung 4.38 sind die Mittelwerte aller vier Quadranten-Ereignisse aufgetragen. Wie zu erkennen ist, gibt es keine bevorzugte Erhöhung der Mittelwerte in einem bestimmten Quadranten infolge der Außenturbulenz. Der Mittelwert der 'ejections' (Q2) und 'inward interactions' (Q3) steigt in Wandnähe für alle Testfälle stark an. Die Mittelwerte der 'sweeps' (Q4) und 'outward interactions' (Q1) ändern sich in Wandnähe dagegen wenig.

Die Profile der Mittelwerte könnten auch ein Indiz dafür sein, wie tief die Außenturbulenz in die Grenzschicht eindringt. Bei höchster Außenturbulenz fällt der Mittelwert aller Terme von der Außenströmung zur Wand hin bis  $y^+ \approx 100$  ab. Für  $y^+ \lesssim 100$  nehmen die Kurven einen zur ungestörten Grenzschicht parallelen, jedoch höheren Verlauf an. Das könnte bedeuten, dass die Außenturbulenz im Mittel bis zu diesem Wandabstand in die Grenzschicht eindringt.

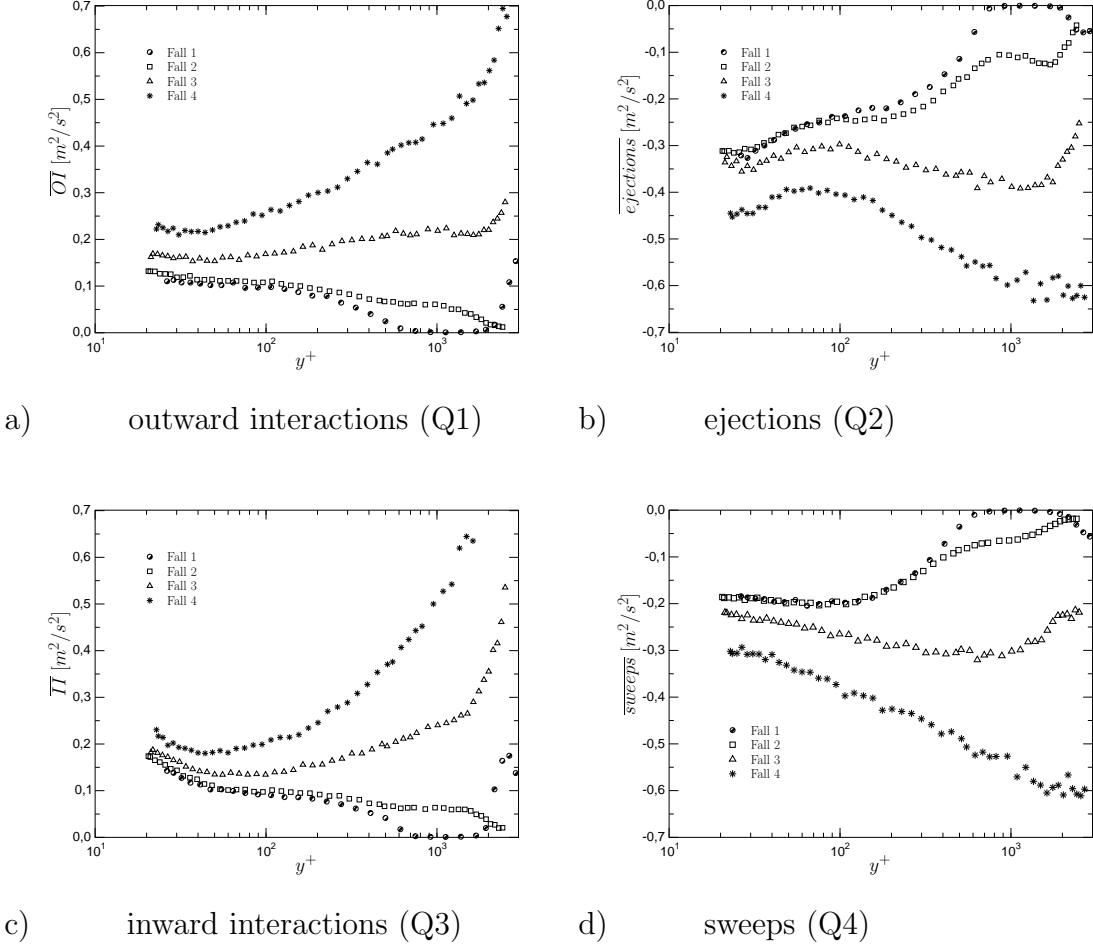


Abbildung 4.38: Mittelwerte der Quadranten-Ereignisse für die vier Testfälle bei  $Re_{\delta_2} \approx 2000$ .

Der in Abbildung 4.39 aufgetragene Verlauf der Anzahl der Ereignisse weist eine gering bevorzugte Veränderung bestimmter Ereignisse infolge der Außenturbulenz auf. Die Anzahl der Terme mit positiven  $v'$ -Werten, also 'outward interactions' (Q1) und 'ejections' (Q2), verändern sich im wandnahen Bereich ( $y^+ \leq 60$ ) infolge der Außenturbulenz nur geringfügig. Dagegen ist an den Ereignissen mit negativem  $v'$  (Q3- und Q4-Ereignisse), also an den zur Wand hin gerichteten Ereignissen, eine merkliche Wirkung der Außenturbulenz zu erkennen. Diese macht sich in einer gegenläufigen Entwicklung

bemerkbar: Während die Anzahl der 'inward interactions' mit steigender Außenturbulenz zunimmt ( $\approx 15\%$ ), wird die Anzahl der 'sweeps' kleiner ( $\approx 6\%$ ). Diese Veränderungen reichen bis zum wandnächsten Punkt.

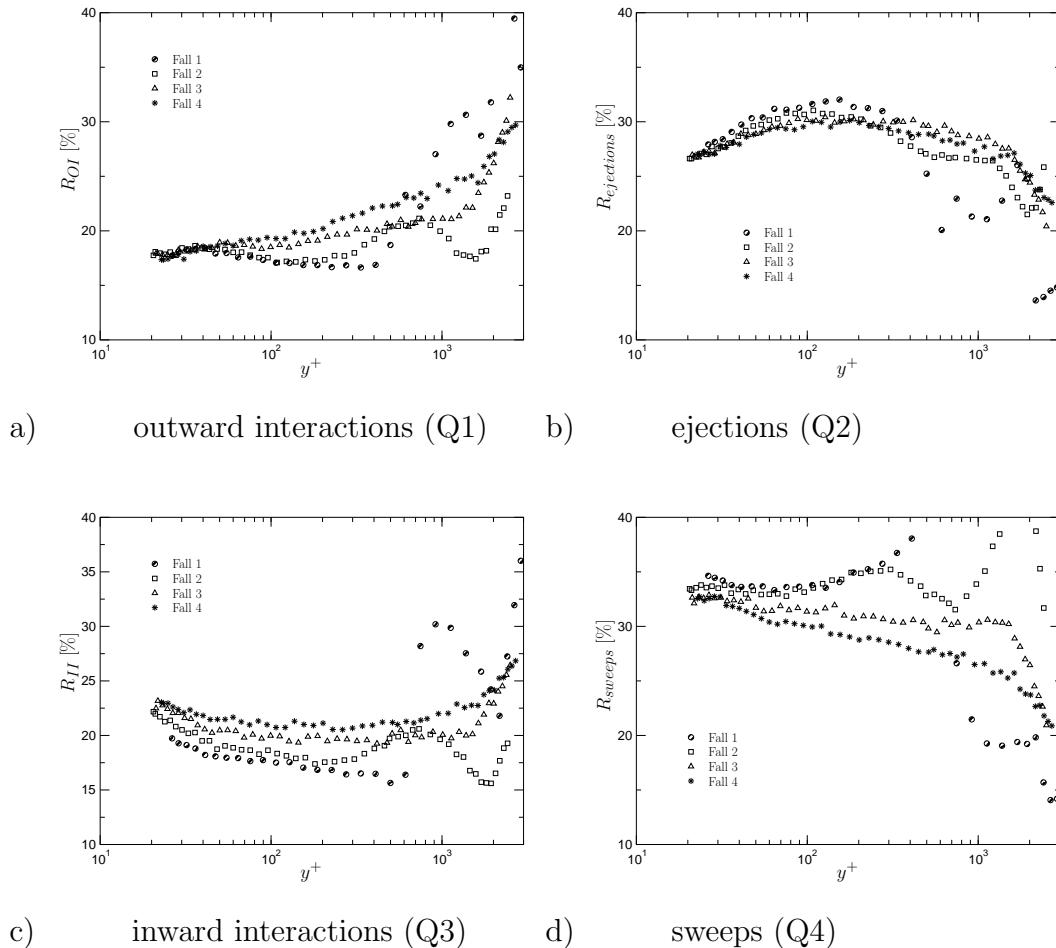
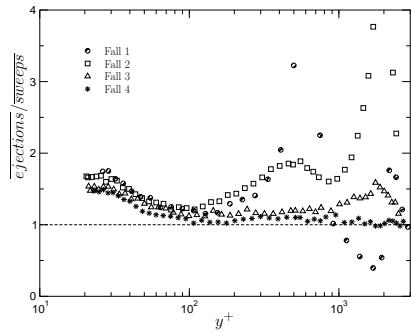


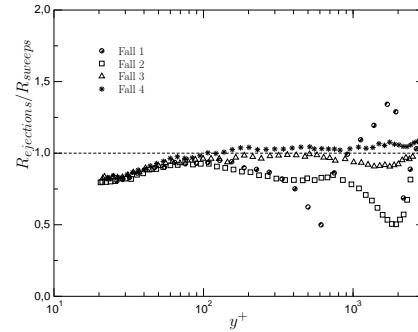
Abbildung 4.39: Änderung der relativen Anzahl der einzelnen Ereignisse als Folge der Außenturbulenz. Symbole wie in Abbildung 4.32 mit  $Re_{\delta_2} \approx 2000$ .

Um zusätzliche Informationen über die Wirkung der Außenturbulenz auf die Grenzschicht zu gewinnen, wird das Verhältnis 'ejections' (Q2) zu 'sweeps' (Q4) berechnet. Davon können drei unterschiedliche Terme untersucht werden: Das Verhältnis der Mittelwerte, der Quadrantenanteile und der relativen Anzahl der Ereignisse. In Abbildung 4.40 ist zu sehen, dass für

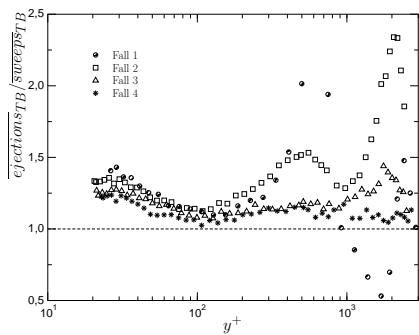
Wandabstände  $y^+ \leq 100$  alle Kurven, unabhängig von der Höhe der Außen-turbulenz, entweder in geringem Abstand parallel zueinander verlaufen oder sogar aufeinanderfallen.



a) Mittelwerte der Ereignisse



b) Relative Anzahl der Ereignisse



c) Quadrantenanteile

Abbildung 4.40: Verhältnis von 'ejections' (Q2) zu 'sweeps' (Q4) für den Mittelwert der Quadranten-Ereignisse, die relative Anzahl der Ereignisse und die Quadrantenanteile bei unterschiedlich hoher Außen-turbulenz

Das Verhältnis der Mittelwerte nimmt mit steigender Außen-turbulenz ab. Das bedeutet, dass die Q4-Ereignisse infolge der Außen-turbulenz stärker angefacht werden als die Q2-Ereignisse. In dieser Darstellung können zwei Bereiche ausgemacht werden. Im Außenbereich der Grenzschicht unterscheiden sich die Profile für Fall 3 und 4 stark von denen mit geringer Außen-turbulenz. Für  $y^+ \lesssim 100$  verlaufen sie jedoch parallel zu Fall 1.

Abbildung 4.40b zeigt, dass das Verhältnis der relativen Anzahl von

'ejections' zu 'sweeps' für  $y^+ \lesssim 100$  von der Außenturbulenz nur geringfügig beeinflusst wird, während sich im Außenbereich die Kurven stark voneinander unterscheiden. Die Verhältnisse der Quadrantenanteile verhalten sich ähnlich den Verhältnissen der Mittelwerte.

Es zeigt sich also, dass der Wandabstand  $y^+ \approx 100$  eine 'Grenze' darstellt, unterhalb derer die Wirkung der Außenturbulenz auf den Verlauf der Quadrantenprofile nur noch gering ist.

In Kapitel 4.6.2 wurde die Abnahme des Korrelationskoeffizienten  $R_{u'v'} = \overline{u'v'}/(\sqrt{\overline{u'^2}} \sqrt{\overline{v'^2}})$  durch die Außenturbulenz beschrieben. Eine zusätzliche Erklärung für die Abnahme von  $R_{u'v'}$  ist folgende: Der absolute Anstieg der negativen Terme (Q2 und Q4) ist zwar größer als der Anstieg der positiven (Q1 und Q3) (vgl. Abbildung 4.37) Das führt erwartungsgemäß zu einer höheren negativen Reynoldsspannung. Wird jedoch der relative Anstieg der Teilbeiträge infolge der Außenturbulenz betrachtet, so steigt die Summe der positiven Quadrantenanteile stärker an als die Summe der negativen. Abbildung 4.41 zeigt diesen Anstieg der Quadrantenanteile für Fall 4 bezüglich der Grenzschicht ohne Außenturbulenz (Fall 1). Der Unterschied im Verlauf der Kurven reicht über die gesamte Grenzschichtdicke.

In die gleiche Richtung zeigt auch das Verhältnis der negativen zu den positiven Quadrantenanteilen. Es wird mit steigender Außenturbulenz kleiner. Das bedeutet, dass sich das Wachstum der Reynolds-Normalspannungen in der Grenzschicht stärker auf den Anstieg der positiven als auf den der negativen Teilbeiträge auswirkt. Diese Ergebnisse erklären den geringeren Wert von  $R_{u'v'}$  über die gesamte Grenzschichtdicke infolge der höheren Außenturbulenz.

Die positiven Quadrantenanteile am Gesamtwert der Reynolds-Schubspannung werden von Hancock & Bradshaw (1989) als 'inactive motions' bezeichnet. Es sind also Ereignisse, die nicht zum Anstieg des Gesamtwertes von  $\overline{u'v'}$  beitragen.

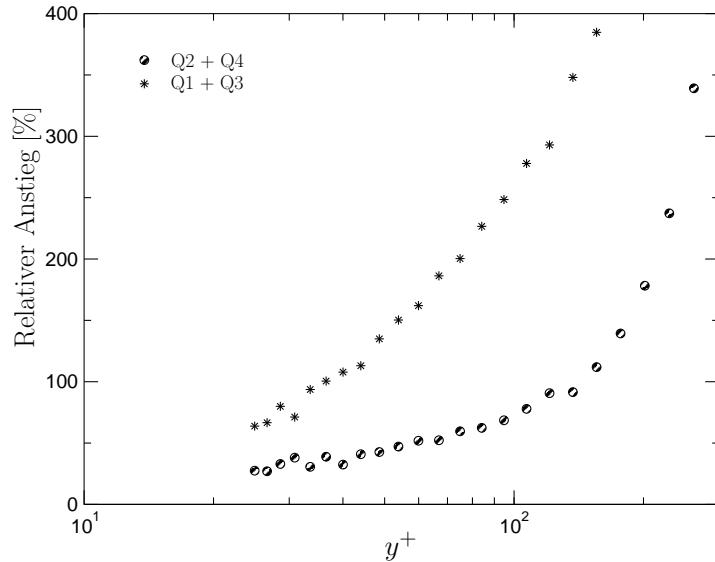


Abbildung 4.41: Relativer Anstieg der Quadrantenanteile der negativen bzw. positiven Terme bei höchster Außenturbulenz bezogen auf die ungestörte Grenzschicht (Fall 4,  $x = 0.828$  m,  $Re_{\delta_2} \approx 2000$ ,  $Tu_{\delta} = 12.8\%$ )

Durch die Dekomposition von  $u'v'$  ergeben sich die Schlussfolgerungen:

- Der Anteil der 'inactive motions' (Q1 und Q3) am Gesamtwert der Reynoldsschen Schubspannung steigt infolge der Außenturbulenz stärker an als der Anteil der negativen Quadranten-Ereignisse.
- Die Grenzschicht kann, den Einfluss der Außenturbulenz betreffend, in zwei Bereiche unterteilt werden:
  1. Im Außenbereich der Grenzschicht ( $y^+ \gtrsim 100$ ) bestimmt die Außenturbulenz den Verlauf der Quadranten-Profile. Das bedeutet, dass die Außenturbulenz im Mittel bis zu diesem Wandabstand in die Grenzschicht eindringt. Das zeigen sowohl die Mittelwerte der Quadranten-Ereignisse als auch die Verhältnisse von 'ejections' zu 'sweeps', deren Verläufe hier keine Ähnlichkeit mit den Profilen

der Grenzschicht ohne Außenturbulenz haben.

2. Zur Wand hin ( $y^+ \lesssim 100$ ) ändert sich das Verhalten der Profile: Zwar ist der Einfluss der Außenturbulenz daran zu erkennen, dass die Mittelwerte aller Quadranten-Ereignisse ansteigen. Jedoch verlaufen die Profile aller Terme in der Grenzschicht mit hoher Außenturbulenz parallel zu denen von Fall 1.

## 4.12 Zusammenfassung

Aus den Ergebnissen der Messungen in der Grenzschicht ohne Druckgradient können folgende Schlussfolgerungen gezogen werden:

- Infolge der hohen Außenturbulenz steigt die Wandschubspannung an. Die  $c_f$ -Werte liegen oberhalb der Kurve für kleine Werte von  $Tu_\delta$ .
- Der Anstieg von  $c_f$  korreliert mit dem HBB-Parameter, wobei in unseren Ergebnissen für  $HBB \geq 4$  eine Sättigung von  $c_f$  eintritt.
- Durch den Einfluss der Außenturbulenz wird der Formparameter  $H_{12}$  kleiner, d.h. das Profil der mittleren Geschwindigkeit wird voller. Dies lässt sich mit einem erhöhten Impulstransport von der Außenströmung zur Wand erklären.
- Die relative Änderung von  $c_f$  mit dem Abfall des Formparameters  $H_{12}$  kann linear approximiert werden.
- Das logarithmische Wandgesetz ist bis zu Werten der Turbulenzintensität von  $Tu_\delta \approx 13\%$  gültig.
- Der Anstieg der Profile von  $\overline{u'^2}/u_\tau^2$  durch die Außenturbulenz reicht bis zu  $y^+ \approx 10$ , es erhöht sich demnach auch das Maximum von  $\overline{u'^2}/u_\tau^2$ . Die Geschwindigkeitsschwankungen senkrecht zur Wand werden zur Wand hin stark gedämpft und erreichen am Anfang der Gültigkeit des logarithmischen Gesetzes gleiche Werte, wenn sie mit  $u_\tau$  normiert werden.

- Die Reynoldsschen Schubspannungen ( $\overline{u'v'}$ ) werden infolge der Außen-turbulenz erhöht. Die Profile von  $\overline{u'v'}/u_\tau^2$  liegen für  $y^+ \lesssim 100$  übereinander. Der Korrelationskoeffizient  $R_{u'v'} = \overline{u'v'}/(\sqrt{\overline{u'^2}} \sqrt{\overline{v'^2}})$  nimmt mit wachsender Außenturbulenz über die gesamte Grenzschichtdicke ab.
- Die Profile der normierten Produktion  $-\overline{u'v'} \frac{\delta u}{\delta y} (\nu/u_\tau^4)$  haben ein Maximum von  $P\nu/u_\tau^4 = 0.25$  bei  $y^+ = 12$ , dessen Wert und Position durch den Einfluss der Außenturbulenz nicht verändert wird.
- Die Strukturlängen  $\Lambda_x$  und  $\Lambda_y$  wachsen über die gesamte Grenzschichtdicke mit höher werdender Außenturbulenz erheblich an. Dabei verändert sich auch das Verhältnis  $\Lambda_x/\Lambda_y$  durch die Außenturbulenz zu kleineren Werten.
- Obwohl die Außenturbulenz bei [Hancock & Bradshaw \(1983\)](#) mit Hilfe von Gittern erzeugt wurde, sind ihre Ergebnisse mit den vorliegenden vergleichbar. Die Art der Turbulenzerzeugung hat anscheinend keine Wirkung auf die Beeinflussung der Grenzschicht durch die Außenturbulenz. Auch scheint die schwache Anisotropie der Außenturbulenz keinen zusätzlichen, messbaren Unterschied auszumachen.
- Folgende Mechanismen der Wechselwirkung zwischen Grenzschicht und Außenturbulenz kommen in Frage:
  - Eindringen der Außenturbulenz in die Grenzschicht bis zur oberen Grenze des logarithmischen Wandgesetzes bei  $y^+ \approx 100$  (siehe Kapitel [4.11](#)). Die Wirkung des 'shear sheltering' könnte ein Grund dafür sein, dass die Außenturbulenz nicht weiter als bis zu  $y^+ \approx 100$  in die Grenzschicht eindringt (siehe Kapitel [4.2.2](#)).
  - 'Vortex stripping', das zur Veränderung der Profile der mittleren Geschwindigkeit im Außenbereich der Grenzschicht führt (siehe Kapitel [4.2.2](#)).

# Kapitel 5

## Einfluss der Außenturbulenz auf die stark beschleunigte Wandgrenzschicht

### 5.1 Allgemeine Bemerkungen

In Kapitel 4 wurde der Einfluss der Außenturbulenz auf eine turbulente Wandgrenzschicht mit Druckgradient null untersucht. Gleichzeitig sind damit die Anfangsbedingungen der durch die Außenturbulenz veränderten Grenzschicht vor dem Beschleunigungsbereich festgehalten.

Aufgabe dieses Kapitels ist, den Einfluss der Außenturbulenz auf eine stark beschleunigte Grenzschicht zu untersuchen, die ohne Außenturbulenz eine Relaminarisierung mit anschließender Retransition durchläuft. [Warnack \(1996\)](#) hat eine stark beschleunigte Grenzschicht ohne Außenturbulenz untersucht und die Veränderung in der Grenzschicht infolge der Beschleunigung beschrieben, wobei Fall 2 von [Warnack \(1996\)](#) in der vorliegenden Arbeit dem Fall geringer Außenturbulenz (hier Fall 1) entspricht. Daher sollen in diesem Kapitel hauptsächlich die Unterschiede zwischen dem Fall geringer Außen-turbulenz und den Fällen hoher Außenturbulenz herausgearbeitet werden.

Bei den vorliegenden Untersuchungen sind folgende wichtige Punkte zu

beachten:

- Da der Einfluss der Randbedingungen in der Außenströmung auf die Grenzschicht untersucht werden soll, wird zunächst die Wirkung der Beschleunigung auf die Entwicklung der Turbulenzintensität  $Tu_\delta$  und des Verhältnisses  $\Lambda_x/\delta_{99.5}$  in Strömungsrichtung untersucht. Damit kann abgeschätzt werden, wie weit stromab sich die Wirkung der Außenturbulenz auf die Grenzschicht erstreckt.
- Es ist u.a. von [Warnack \(1996\)](#) bekannt, dass stark beschleunigte Grenzschichten relaminarisieren können. Hier soll untersucht werden, welche Werte von  $Tu_\delta$  eine Relaminarisierung der Grenzschicht abschwächen oder sogar verhindern können.
- Nach Ende des Beschleunigungsbereiches bildet sich die Grenzschicht zu ihrem vollturbulenten Zustand zurück. Es soll untersucht werden, wie dieser Relaxationsvorgang bei unterschiedlicher Anfangs-Außenturbulenz verläuft.

Zur Erzeugung der Außenturbulenz wurde die in Kapitel 3 vorgestellte Methode verwendet. Damit stehen vier Fälle unterschiedlich hoher Außenturbulenz zur Verfügung. Der Versuchsaufbau ist, mit Ausnahme des Turbulenzerzeugers, der gleiche wie bei [Warnack \(1996\)](#).

Der Versuchsaufbau in Abbildung 5.1 zeigt die gleiche Einblasvorrichtung, wie sie auch für die Grenzschicht mit Druckgradient null verwendet wurde. Die Positionierung des Verdrängungskörpers in Längsrichtung ist wichtig, weil damit die Höhe der Außenturbulenz und die Höhe der Reynolds-Zahl  $Re_{\delta_2}$  zu Beginn des Beschleunigungsbereiches festgelegt werden. Das Koordinatensystem, auf das sich die Positionen der Messpunkte beziehen, hat seinen Ursprung am Anfang der Mess-Strecke. Durch das Ausblasen der aus der Düse kommenden Grenzschicht entsteht am Anfang der Mess-Strecke bei  $x = 0$  eine neue, ungestörte Grenzschicht. Die Grenzschicht wurde von einer Position vor dem Beschleunigungsbereich ( $x = 0.828$  m) bis in den Bereich Druckgradient null ( $x = 2.053$  m) stromab des Beschleunigungsberei-

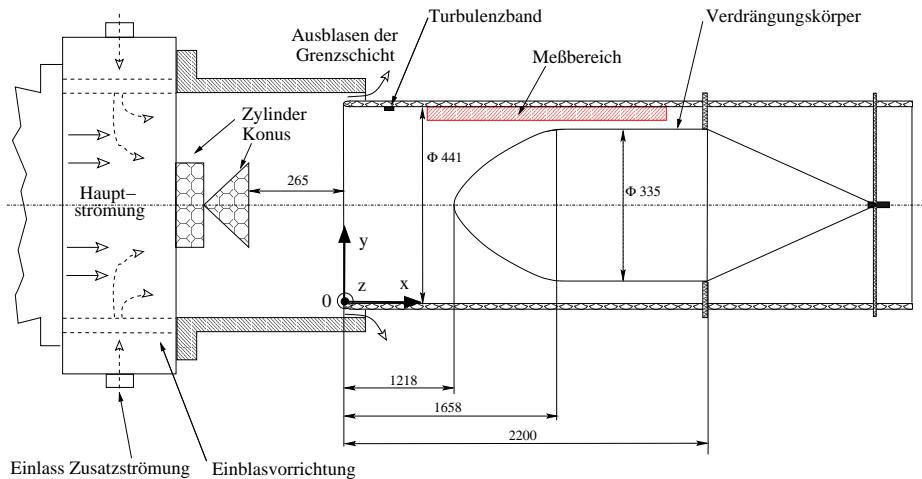


Abbildung 5.1: Versuchsaufbau mit Verdrängungskörper

ches vermesssen. In Tabelle 5.1 sind einige Parameter der Außenturbulenz und der Grenzschicht stromauf des Beschleunigungsbereiches gegeben, mit  $R$  als dem Durchmesser der Mess-Strecke.

## 5.2 Relaminarisierung einer Grenzschicht. Definition und Bedingungen

In diesem Abschnitt wird untersucht, unter welchen Bedingungen eine turbulente Grenzschicht relaminarisiert. Dabei soll eine Definition dafür gegeben werden, wann eine Grenzschicht relaminarisiert ist.

Nach der Definition von Sreenivasan (1982) ist eine Strömung dann relaminarisiert, wenn sich die Profile der mittleren Geschwindigkeit wie laminare Profile verhalten. Das bedeutet, dass die mittleren Bewegungen von den turbulenten Bewegungen entkoppelt sind. Es können demnach die relaminarisierten Profile mit den Lösungen einer auf starke Beschleunigung erwei-

Fall	$Tu_\delta$	$\Lambda_x/\delta_{99.5}$	$\delta_2$	$Re_{\delta_2}$	$H_{12}$	$c_f \times 10^3$	$\delta_{99.5}/R$
	[%]		[mm]				
1	0.1	0.62	1.85	993	1.47	4.21	0.08
2	3.5	0.70	3.85	2019	1.35	3.97	0.21
3	10	0.72	3.64	1822	1.27	4.64	0.31
4	13	0.87	3.31	1732	1.25	4.89	0.31

Tabelle 5.1: Ausgewählte Parameter der Außenturbulenz und der Grenzschicht vor dem Beschleunigungsbereich bei  $x = 0.828$  m für die vier Testfälle

terten Falkner-Skan-Gleichung verglichen werden. Die Falkner-Skan-Profile werden nach [Walz \(1966\)](#) durch einen einzigen Formparameter vollständig beschrieben:

$$\frac{u}{u_\delta} = F\left(\frac{y}{\delta_1}, H_{32}\right). \quad (5.1)$$

[Warnack & Fernholz \(1998\)](#) haben die relaminarisierten Profile mit den Lösungen der Falkner-Skan-Gleichung verglichen und gezeigt, dass für zwei ihrer Fälle die gemessenen Geschwindigkeitsprofile im Außenbereich gut mit den berechneten laminaren Profilen übereinstimmen. Die zwei Fälle unterscheiden sich durch die Größe der Anfangs-Reynoldszahl von 862 bzw. 2564, wobei der Fall mit  $Re_{\delta_2} = 862$  dem Fall 1 aus der vorliegende Arbeit entspricht.

[Spalart \(1986\)](#) hat aus der direkten numerischen Simulation einer Senkenströmung die kritischen Werte von  $K = 3.0 \times 10^{-6}$  oder  $\Delta_p = 0.025$  angegeben, bei denen Relaminarisierung eintritt, wobei  $K$  und  $\Delta_p$  in Gleichung 5.3 bzw. 5.4 definiert werden. Zusätzlich stellt er für das Abklingen der Turbulenz die Bedingung auf, dass die oben gegebenen Grenzwerte in einem Bereich überschritten werden, in dem die Außengeschwindigkeit der Grenzschicht um den Faktor 1.5 ansteigt.

Bei [Warnack & Fernholz \(1998\)](#) sind diese Bedingungen für die zwei erwähnten Testfälle erfüllt. Es kann also gesagt werden, dass bei einer turbulenten Grenzschicht ohne Außenturbulenz eine Relaminarisierung zu erwarten ist, wenn die genannten Bedingungen eingehalten werden, wobei die

Höhe der Reynolds-Zahl in dem beobachteten Wertebereich keinen Einfluss hat.

Da infolge sehr hoher Außenturbulenz auch die Geschwindigkeitsfluktuationen in der Grenzschicht ansteigen, ist zu erwarten, dass im Beschleunigungsbereich eine höhere Restturbulenz in der Grenzschicht vorhanden ist. Das könnte die Entkoppelung der mittleren Bewegungen von den turbulenten Bewegungen verringern und damit die Entwicklung in Richtung Relaminarisierung abschwächen.

### 5.3 Randbedingungen der beschleunigten Grenzschicht

Die zwei Randbedingungen, die in dieser Untersuchung die Grenzschicht beeinflussen, sind die Außenturbulenz und die Beschleunigung der Grenzschicht. Der Einfluss der Außenturbulenz auf die Grenzschicht ist von zwei Parametern abhängig, nämlich dem Verhältnis  $\Lambda_x/\delta_{99.5}$  sowie der Höhe von  $Tu_\delta$ . Die Höhe der Beschleunigung kann durch den Verlauf zweier Parameter wiedergegeben werden, die mit dem Gradienten des statischen Druckes in Längsrichtung gebildet werden, dem Druckgradientenparameter  $\Delta_p$  oder dem Beschleunigungsparameter  $K$ .

Wie in Tabelle 5.1 gezeigt, variiert das Verhältnis  $\delta_{99.5}/R$  zwischen 0.08 und 0.31, wobei R den Radius der Mess-Strecke bezeichnet. Daher muß der mögliche Einfluss der Querkrümmung auf die Grenzschichtprofile überprüft werden. In Kapitel 4 wurden die  $c_f$ -Werte und der Formparameter  $H_{12}$  an einer ebenen Platte bei geringer Außenturbulenz (Fall 1) mit der  $c_f$ -Kurve von Fernholz & Finley (1996) bzw. dem  $H_{12}$ -Verlauf nach Coles (1962) verglichen und eine gute Übereinstimmung damit gezeigt. Für die Fälle höherer Außenturbulenz liegen die Werte des Reibungskoeffizienten  $c_f$  und des Formparameters  $H_{12}$  in der Untersuchung von Hancock & Bradshaw (1983) im gleichen Bereich wie die der vorliegenden Messungen (siehe Abbildung 4.6 und 4.8). Auch zeigt der relative Anstieg von  $c_f$  mit dem HBB-Parameter

in Abbildung 4.7 gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Hancock & Bradshaw (1983) und Thole & Bogard (1995), beides Untersuchungen an einer ebenen Platte. Es kann somit davon ausgegangen werden, dass der Einfluss der Querkrümmung keine messbaren Veränderungen im Vergleich zur ebenen Platte bewirkt und demnach vernachlässigt werden kann.

### 5.3.1 Turbulenzintensität und Strukturlängen am Grenzschichtrand

In Abbildung 5.2 ist zu erkennen, dass die Turbulenzintensität bzw. der Turbulenzgrad der Außenströmung  $Tu_\delta$  infolge der Beschleunigung mit der Lauflänge stark abnimmt, wobei sich der Abfall mit steigender Anfangsturbulenz erhöht. Zum Vergleich wird auf den Fall ohne Druckgradient hingewiesen, wo die Außenturbulenz die hohen Werte weit stromab beibehält (vgl. Abbildung 4.1). Der Verlauf von  $\Lambda_x/\delta_{99.5}$  ist abhängig sowohl von der Veränderung der Strukturlängen  $\Lambda_x$  als auch der Grenzschichtdicke  $\delta_{99.5}$ , wobei die Strukturlängen  $\Lambda_x$  mit der Beziehung 3.2 berechnet wurden. Die in Abbildung 5.3 aufgetragenen Werte von  $\Lambda_x$  zeigen für alle Testfälle einen Anstieg über  $x$  im Bereich der Beschleunigung, wobei der Anstieg für Fall 1 am stärksten ausgeprägt ist. Am Ende des Mess-Bereichs ist der Unterschied zwischen den Strukturlängen wesentlich kleiner als am Anfang der Mess-Strecke. Nach dem Ende des Beschleunigungsbereichs werden die  $\Lambda_x$ -Werte zuerst kleiner und steigen stromab wieder kurz an. Die Verringerung von  $\Lambda_x$  nach Beschleunigungsende kann auf den Wegfall des negativen Druckgradienten zurückgeführt werden, der im Beschleunigungsbereich ein Strecken der Strukturen in Längsrichtung bewirkt. Für den folgenden Anstieg von  $\Lambda_x$  gibt es keine eindeutige Erklärung.

Die Grenzschichtdicke  $\delta_{99.5}$  wird infolge der Beschleunigung stark reduziert, um den Faktor 2.5 für Fall 1 bis zum Faktor 10 für Fall 4. Dadurch steigt das Verhältnis  $\Lambda_x/\delta_{99.5}$  von Werten  $\leq 1$  vor der Beschleunigung bis zu Werten  $\leq 14$  bei Beschleunigungsende an (Abbildung 5.4).

Mit dem raschen Abfall der Außenturbulenz und dem Anstieg von

$\Lambda_x/\delta_{99.5}$  im Beschleunigungsbereich kann davon ausgegangen werden, dass der Einfluss der Außenturbulenz auf die Grenzschicht bereits nach kurzer Lauflänge stark abnimmt und schließlich vernachlässigbar klein wird. Damit ist angedeutet, dass sich die hohe Außenturbulenz am Anfang der Messstrecke auf zwei unterschiedliche Arten im Bereich der beschleunigten Grenzschicht bemerkbar macht: Erstens durch die direkte Einwirkung der Außenturbulenz auf die Grenzschicht, deren Stärke aber schnell abnimmt, und zweitens durch einen 'history effect' in der Grenzschicht, durch den die am Anfang des Beschleunigungsbereiches erfolgten Veränderungen in der Grenzschicht auch nach dem Abklingen der Außenturbulenz nachwirken.

Im Folgenden werden aus Platzgründen und der Übersichtlichkeit halber nur die Fälle 1, 2 und 4 dargestellt. Die Daten für alle vier Fälle liegen jedoch vor.

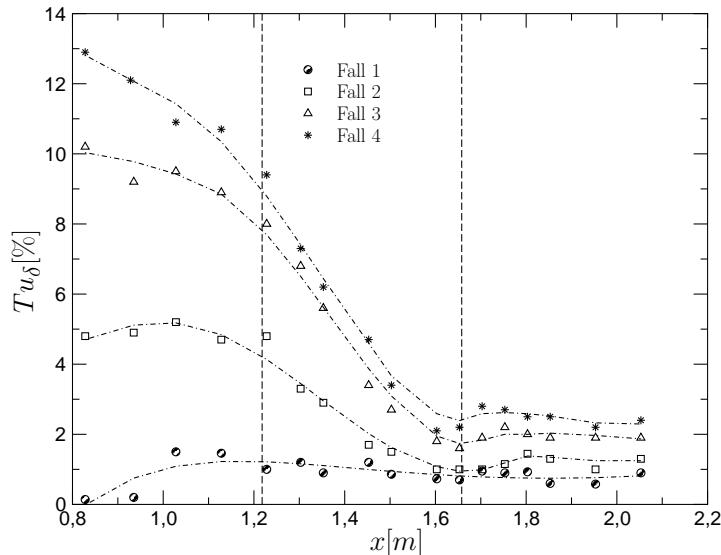


Abbildung 5.2: Verlauf des Turbulenzgrades in Längsrichtung am Grenzschichtrand

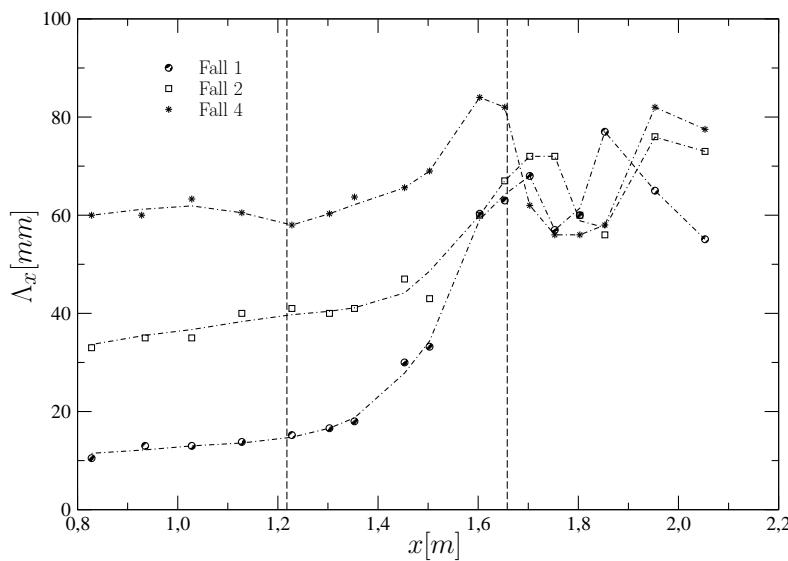


Abbildung 5.3: Verlauf der Strukturlänge  $\Lambda_x$  in Längsrichtung am Grenzschichtrand. Die vertikalen Linien bezeichnen Anfang bzw. Ende des Beschleunigungsbereiches.

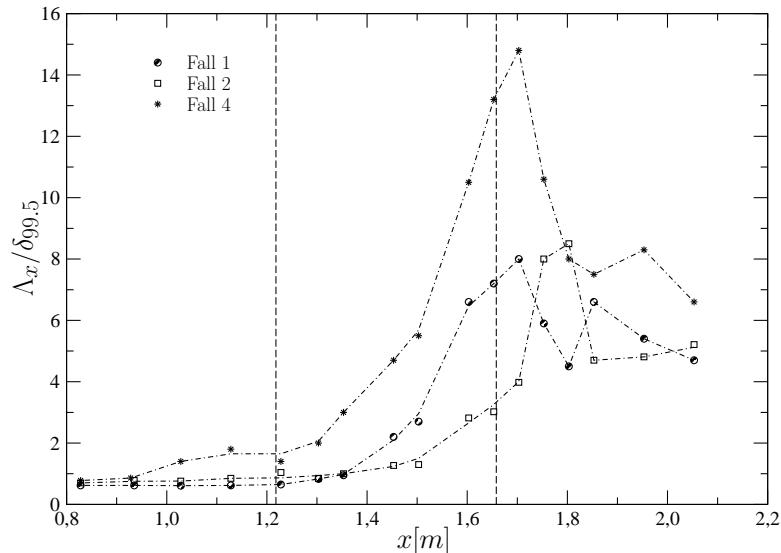


Abbildung 5.4: Verlauf der normierten Strukturlänge  $\Lambda_x/\delta_{99,5}$  in Längsrichtung am Grenzschichtrand

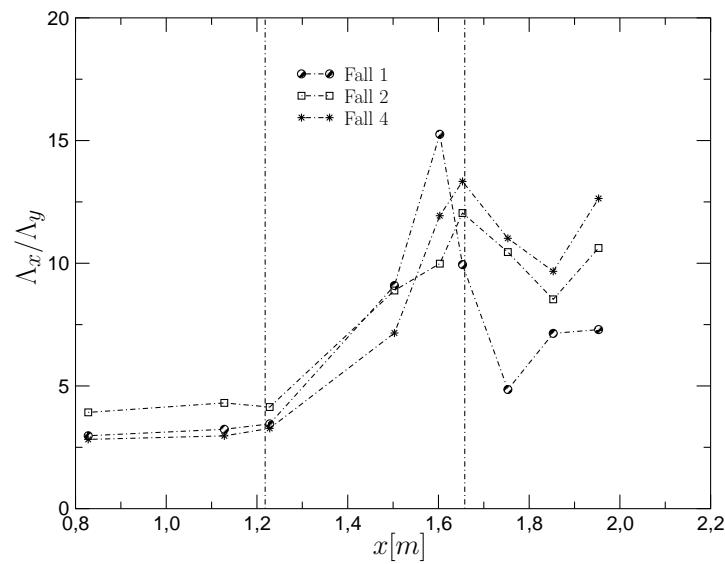


Abbildung 5.5: Verhältnis der Strukturlänge  $\Lambda_x/\Lambda_y$  am Grenzschichtrand. Die vertikalen Linien bezeichnen Anfang bzw. Ende des Beschleunigungsbereiches.

### 5.3.2 Statischer Druckverlauf und Druckgradientenparameter

Der Verlauf des statischen Druckes wurde mit Hilfe eines in x-Richtung verschiebbaren Füllstückes in der Wand der Mess-Strecke gemessen, versehen mit einer Druckbohrung ( $d = 0.7$  mm). In Abbildung 5.6 ist der Verlauf des Druckbeiwertes über x aufgetragen, der als

$$c_p = \frac{p(x) - p_{ref}}{p_{Gesamt} - p_{ref}} \quad (5.2)$$

definiert ist, mit  $p(x) - p_{ref}$  als der Differenz zwischen statischem Druck an der Messposition und einer Referenzdruckbohrung und  $p_{Gesamt} - p_{ref}$ , dem Staudruck an der Referenzposition ( $x = 0.828$  m). Fall 1 und 2 sind nahezu identisch, Fall 4 unterscheidet sich geringfügig von diesen. Das wird mit dem geringeren Staudruck an der Referenzposition für Fall 4 erklärt, ein Hinweis auf die Veränderungen in der Außenströmung infolge der eingeblasenen Freistrahlen des Turbulenzerzeugers.

Als Maß für die Stärke der Beschleunigung werden der Druckgradientenparameter  $\Delta_p$  oder der Beschleunigungsparameter  $K$  verwendet:

$$\Delta_p = -\frac{\nu}{\rho u_\tau^3} \frac{dp}{dx}, \quad (5.3)$$

$$K = -\frac{\nu}{\rho u_\delta^3} \frac{dp}{dx}. \quad (5.4)$$

Dabei ist  $\nu$  die kinematische Zähigkeit,  $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$  die Wandschubspannungsgeschwindigkeit und  $u_\delta$  die Geschwindigkeit am Grenzschichtrand.

In Abbildung 5.7 ist der Verlauf des Beschleunigungsparameters  $K$  angegeben, mit einem Maximum für alle Testfälle bei  $x = 1.453$  m. Da beide Parameter aus dem Gradienten von  $p_{stat}$  in x-Richtung bestimmt wurden, kann davon ausgegangen werden, dass durch Differentiation eine geringe Ungenauigkeit bei ihrer Berechnung entsteht. Die Abweichungen im Verlauf von  $K$  zwischen den unterschiedlichen Testfällen sind gering, wobei das Maximum

von Fall 4 etwa 8 % höher ist als das von Fall 2. Somit werden die Unterschiede in der Grenzschicht, die zwischen den Testfällen auftreten, nur wenig von der geringfügig voneinander abweichenden Beschleunigung abhängen. Sie müssen stattdessen mit der unterschiedlich hohen Außenturbulenz vor und im Bereich der Beschleunigung erklärt werden.

Tabelle 5.2 enthält die im Experiment erreichten Maximalwerte von  $K$  und  $\Delta_p$  für die vier Testfälle. Darin ist zu erkennen, dass die kritischen Werte von  $K = 3.0 \times 10^{-6}$  bzw.  $\Delta_p = 0.025$  für alle Testfälle überschritten werden, die Spalart (1986) als Bedingung für Relaminarisierung angegeben hat. Spalart (1986) stellt für das Abklingen der Turbulenz die Bedingung auf, dass die kritischen Werte von  $K$  in einem Abschnitt überschritten werden, in dem die Außengeschwindigkeit der Grenzschicht um den Faktor 1.5 über der Außen geschwindigkeit vor dem Beschleunigungsbereich liegt. Diese Bedingung ist für alle Testfälle bei  $x = 1.503$  m erfüllt. Daher kann für den Fall geringster Außenturbulenz (Fall 1) mit einer Relaminarisierung der Grenzschicht gerechnet werden. Durch das Hinzukommen der hohen Außenturbulenz in den anderen Testfällen muss geklärt werden, ob dadurch eine Relaminarisierung der Grenzschicht unterdrückt werden kann.

Fall	$K_{max}$	$\Delta_p \ max$
1	$3.54 \times 10^{-6}$	0.0288
2	$3.35 \times 10^{-6}$	0.0287
3	$3.51 \times 10^{-6}$	0.0265
4	$3.64 \times 10^{-6}$	0.0244

Tabelle 5.2: Maximalwerte des Beschleunigungsparameters

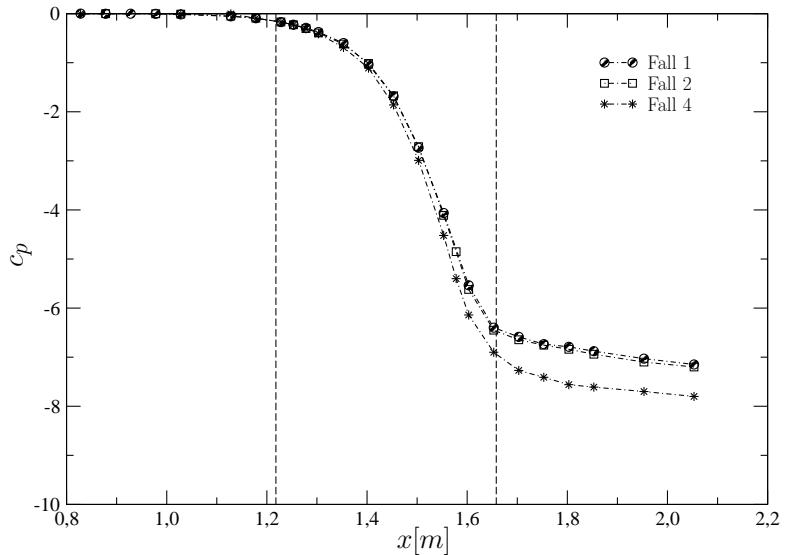


Abbildung 5.6: Druckbeiwert in Längsrichtung für Fall 1, 2 und 4

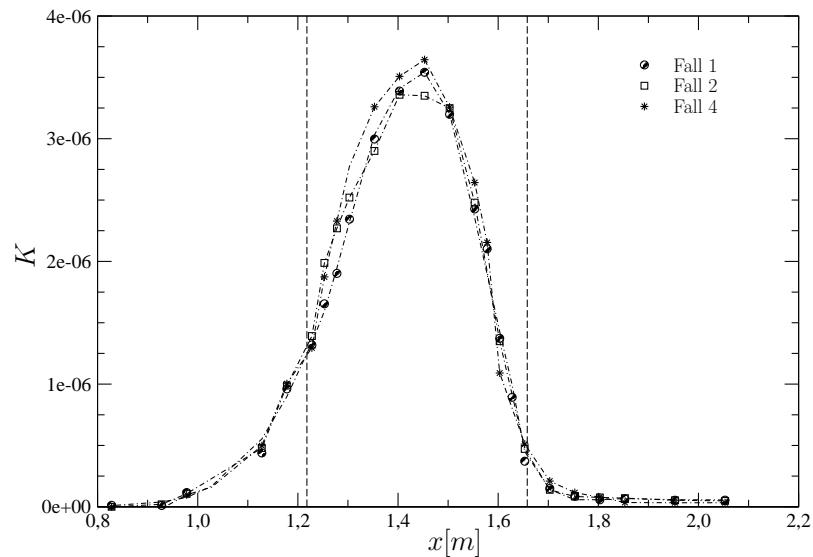


Abbildung 5.7: Beschleunigungsparameter der drei Turbulenzfälle. Die vertikalen Linien bezeichnen Anfang bzw. Ende des Beschleunigungsbereiches.

## 5.4 Parameter der Grenzschicht

In den Abbildungen 5.8 - 5.10 ist der Verlauf der Grenzschichtparameter  $Re_{\delta_2}$ ,  $H_{12}$  und  $c_{f_{lokal}}$  für die Fälle 1, 2 und 4 angegeben. Hier ist  $Re_{\delta_2}$  die mit der Verdrängungsdicke  $\delta_2$  gebildete Reynolds-Zahl,  $H_{12} = \delta_1/\delta_2$  der Formparameter und  $c_{f_{lokal}}$  der lokale Reibungsbeiwert, definiert als

$$c_{f_{lokal}} = \frac{2\bar{\tau}_w}{\rho u_\delta^2}. \quad (5.5)$$

Obwohl sich die Anfangsbedingungen der Grenzschicht vor der Beschleunigung je nach Fall stark voneinander unterscheiden, sind die Verläufe der Kurven in allen Testfällen, mindestens abschnittsweise, ähnlich.

Der Wert von  $Re_{\delta_2}$  nimmt im Bereich der beschleunigten Grenzschicht stark ab, ein Hinweis darauf, dass  $\delta_2$  schneller kleiner wird als  $u_\delta$  ansteigt. Das Minimum wird, mit Ausnahme von Fall 2, vor Beschleunigungsende erreicht, wobei erst nach Einsetzen von Druckgradient null ein steiler Anstieg zu sehen ist. An der letzten Position ist  $Re_{\delta_2}$  für Fall 4 um 7% kleiner als in Fall 1 und Fall 2.

Der Formparameter  $H_{12}$  wird für Fall 1 und 2 infolge der Beschleunigung anfangs kleiner, mit einem Minimum an der Position von  $K_{max}$ . Dabei verlaufen die Kurven fast parallel zueinander, mit höheren  $H_{12}$ -Werten für Fall 1. Für den Testfall 4 ist, im Unterschied zu den ersten beiden Fällen, ein Anstieg von  $H_{12}$  vom Anfang der Beschleunigung an zu erkennen, mit einem anschließend zu Fall 1 parallelen Verlauf ab der Position  $K_{max}$  und einem Maximum an der gleichen Position ( $x = 1.653$  m). Am letzten Messpunkt ( $x = 2.053$  m) unterscheiden sich die  $H_{12}$ -Werte der verschiedenen Testfälle nur um 2% voneinander.

Die  $c_f$ -Verläufe sind für alle Testfälle einander am ähnlichsten, jedoch parallel zueinander verschoben. Im Beschleunigungsbereich steigt  $c_f$  in Fall 1 und 2 bis zur Position  $x = 1.503$  m, in Fall 4 bis zur Position  $K_{max}$  ( $x = 1.453$  m) an, wo  $c_f$  sein entsprechendes Maximum erreicht. Anschließend fällt  $c_f$  bis zum Ende der Beschleunigung ( $x = 1.653$  m) ab und erreicht dort sein Minimum. Die Abnahme von  $c_f$  zeigt, dass in diesem Abschnitt

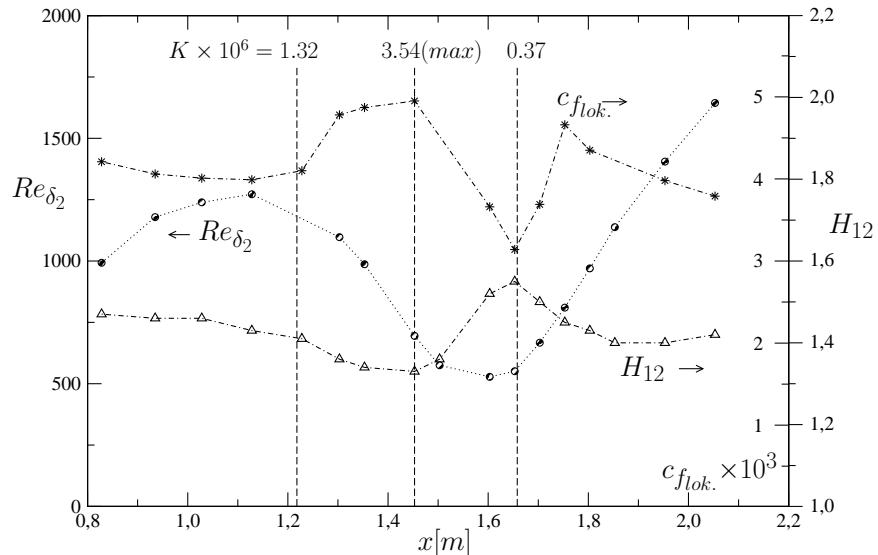


Abbildung 5.8: Parameter der beschleunigten Grenzschicht (Fall 1).  
Die vertikalen Linien bezeichnen Anfang und Ende des Beschleunigungsbereiches, bzw. die Position von  $K_{max}$ .

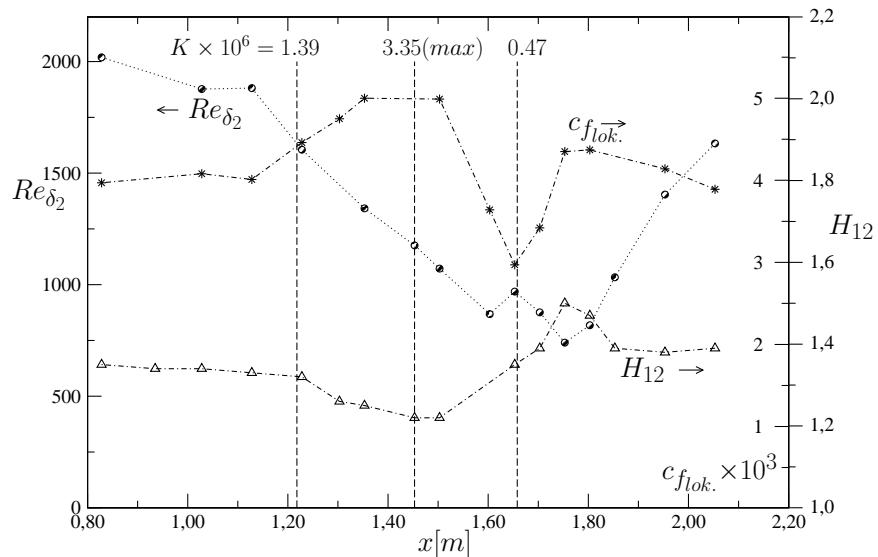


Abbildung 5.9: Parameter der beschleunigten Grenzschicht (Fall 2).

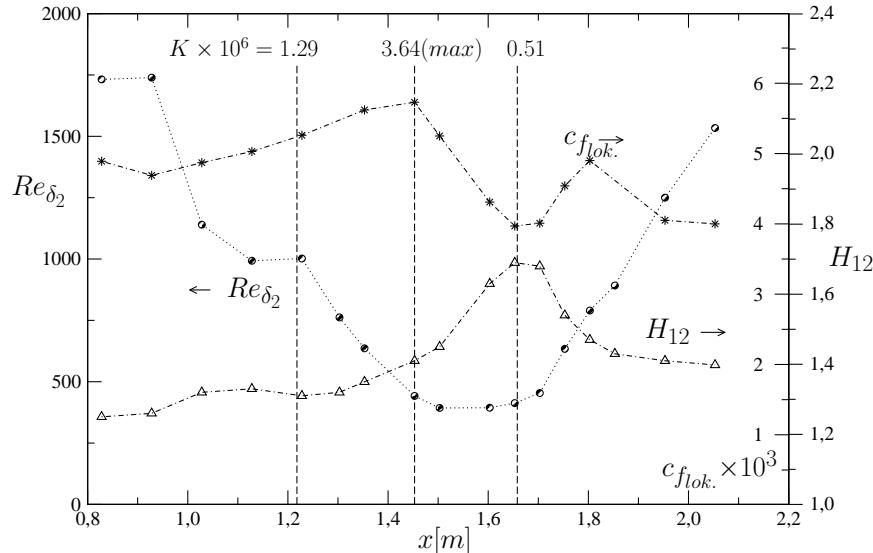


Abbildung 5.10: Parameter der beschleunigten Grenzschicht (Fall 4). Die vertikalen Linien bezeichnen Anfang und Ende des Beschleunigungsbereiches, bzw. die Position von  $K_{max}$ .

die Außengeschwindigkeit stärker ansteigt als die Wandschubspannungs geschwindigkeit.

Die Testfälle unterscheiden sich voneinander durch die Steilheit des Abfalls zwischen Maximum und Minimum: Während in Fall 1 und 2 der  $c_f$ -Wert um 61% abfällt, verringert sich der  $c_f$ -Wert in Fall 4 nur um 44%. Der geringere Gradient von  $c_f$  in Fall 4 zeigt, dass die hohe Außenturbulenz eine Entwicklung in Richtung Relaminarisierung abschwächt. Stromab von  $x = 1.653$  m setzt die Produktion der turbulenten Energie in Wandnähe wieder ein (Abbildung 5.44), und führt zum Anstieg von  $c_f$ . Ab der Position  $x = 1.753$  m verringert sich der  $c_f$ -Wert, da der Druckgradient auf null zurückgegangen ist, wobei sich die Werte an der letzten Position um maximal 5.5% voneinander unterscheiden. Die  $c_f$ -Werte liegen an den letzten Messpositionen wieder auf der Kurve von [Fernholz & Finley \(1996\)](#), bzw. infolge der verbliebenen

schwachen Außenturbulenz geringfügig darüber (vgl. Abbildungen 5.15 und 5.16).

## 5.5 Messung der Wandschubspannung und ihrer höheren Momente

Die Mittelwerte und die Turbulenzgrößen der Wandschubspannung wurden mittels eines Wandhitzdrahtes mit einem Wandabstand des Sensors von  $h = 30 \mu\text{m}$  gemessen.

Im vorigen Abschnitt wurde der Verlauf von  $c_{f_{lok.}}$  gezeigt, also der Wandschubspannung normiert mit dem Lokalwert von  $u_\delta$ . Um den Einfluss von  $u_\delta$  auszuklammern, werden in diesem Abschnitt Mittelwerte und Turbulenzgrößen der Wandschubspannung mit einem Referenzwert normiert aufgetragen, wodurch der deutliche Unterschied zwischen Fall 4 und den anderen Fällen ersichtlich wird.

In Abbildung 5.11 ist der Verlauf von  $c_f$  gezeigt mit

$$c_{f_{ref}} = \frac{\bar{\tau}_w}{p_{Gesamt} - p_{ref}}, \quad (5.6)$$

wobei  $p_{Gesamt} - p_{ref}$  der Staudruck an der ersten Meßposition ( $x = 0.828 \text{ m}$ ) ist. Bis zur Position  $x = 1.603 \text{ m}$  steigt  $c_{f_{ref}}$  wie erwartet an. Eine interessante Entwicklung ist für  $1.603 \leq x \leq 1.653 \text{ m}$  zu beobachten, wo  $c_{f_{ref}}$  in den Fällen 1 bis 3 abnimmt, die Strömung aber noch beschleunigt ist. Dies ist ein Hinweis auf eine Entwicklung in Richtung Relaminarisierung der Grenzschicht, da die Wandschubspannung einer solchen Grenzschicht kleinere Werte aufweist. Bei höchster Außenturbulenz (Fall 4) ist im Unterschied zu den anderen Fällen kein lokales Minimum von  $c_{f_{ref}}$  zu erkennen, jedoch wird der Anstieg von  $c_{f_{ref}}$  in diesem Abschnitt geringer. In diesem Bereich ist, wie bei allen vier Fällen, infolge der Beschleunigung die Außenturbulenz gering ( $Tu_\delta \approx 2\%$ ) und das Verhältnis  $\delta_{99.5}/\Lambda_x$  von  $O(10)$  (vgl. Abbildungen 5.2 und 5.4), sodass nur noch ein geringer lokaler Einfluss der Außenturbulenz auf die Grenzschicht zu erwarten ist. Die Abschwächung der Relaminarisie-

rung in Fall 4 muss also dadurch zustande kommen, dass die ankommende Grenzschicht stromauf infolge der Außenturbulenz so stark verändert wurde, dass diese Vorgeschichte im Beschleunigungsbereich noch einen sehr starken Einfluss hat.

Nach dem Wegfall der Beschleunigung steigt  $c_{f_{ref}}$  in allen Testfällen wieder an, da die Grenzschicht wieder vollturbulent wird. Stromab der Re-transition verhält sich die Wandschubspannung entsprechend einer Grenzschicht mit Druckgradient null und nimmt mit der Lauflänge ab.

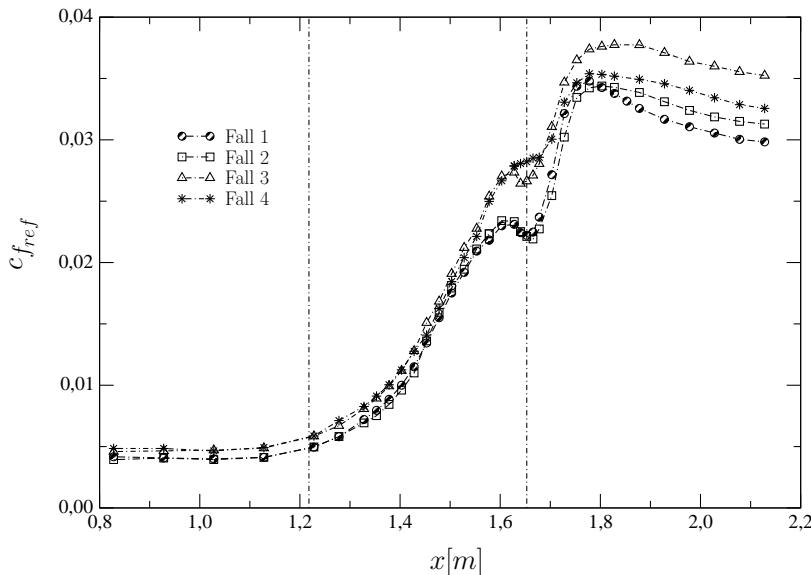


Abbildung 5.11: Verlauf von  $c_{f_{ref}}$  in Längsrichtung

In den Abbildungen 5.12, 5.13 und 5.14 sind der Turbulenzgrad, die Schiefe und die Kurtosis aufgetragen, folgend definiert:

$$Tu_{\tau'_w} = \frac{\sqrt{\tau'^2_w}}{(\bar{\tau}_w)_{ref}}, \quad S_{\tau'_w} = \frac{\overline{\tau'^3_w}}{(\overline{\tau'^2_w})^{3/2}}, \quad F_{\tau'_w} = \frac{\overline{\tau'^4_w}}{(\overline{\tau'^2_w})^2}, \quad (5.7)$$

wobei  $(\bar{\tau}_w)_{ref}$  die Wandschubspannung an der Referenzposition  $x = 0.828$  m bezeichnet. Der Turbulenzgrad nimmt im Beschleunigungsbereich zuerst ab

und erreicht sein Minimum 50 mm stromab der Position von  $K_{max}$ . Der folgende Anstieg reicht 50 mm über das Ende des Beschleunigungsbereiches hinaus, wobei die Maxima von  $Tu_{\tau_w}$  die Werte einer Grenzschicht mit Druckgradient null übersteigen.  $Tu_{\tau_w}$  für Fall 4 behält bis über das Ende des Beschleunigungsbereiches hinaus einen höheren Wert als in Fall 1 und 2. Das Maximum von  $Tu_{\tau_w}$  liegt jedoch in Fall 4 unterhalb der Maxima der beiden anderen Fälle. Der Grund dafür ist der hohe Mittelwert der Wandschubspannung für Fall 4 an dieser Position (vgl Abbildung 5.11), der hier im Unterschied zu Fall 1 und 2 kein lokales Minimum hat sondern ansteigt. Allerdings sind die  $\tau'_{RMS}$ -Werte für Fall 4 über den gesamten Messbereich höher als die Werte der Testfälle 1 und 2. Die Messpunkte an der letzten Messposition haben im Rahmen der Messgenauigkeit den gleichen Turbulenzgrad.

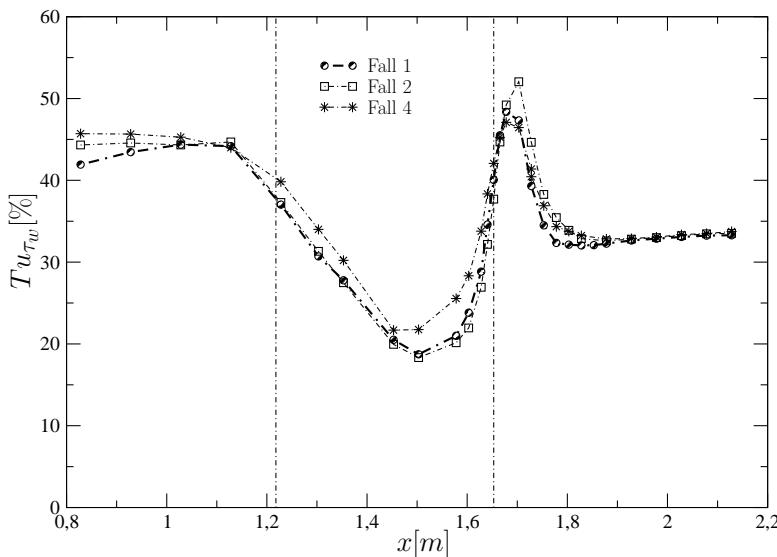


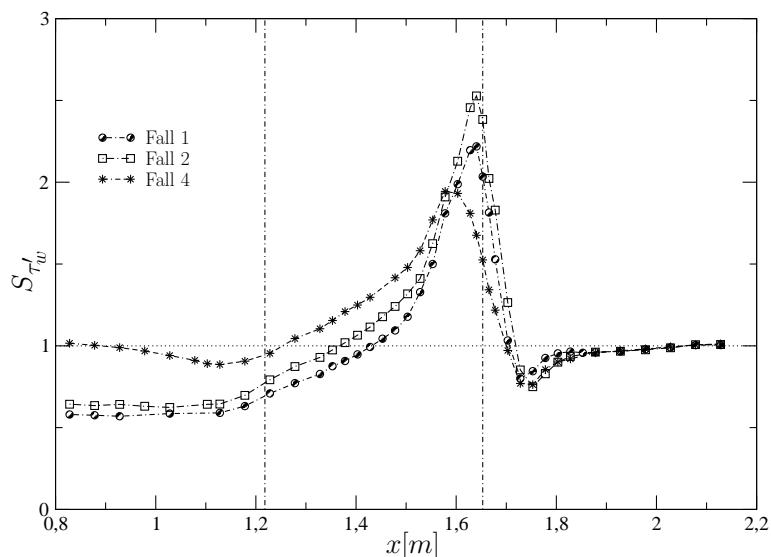
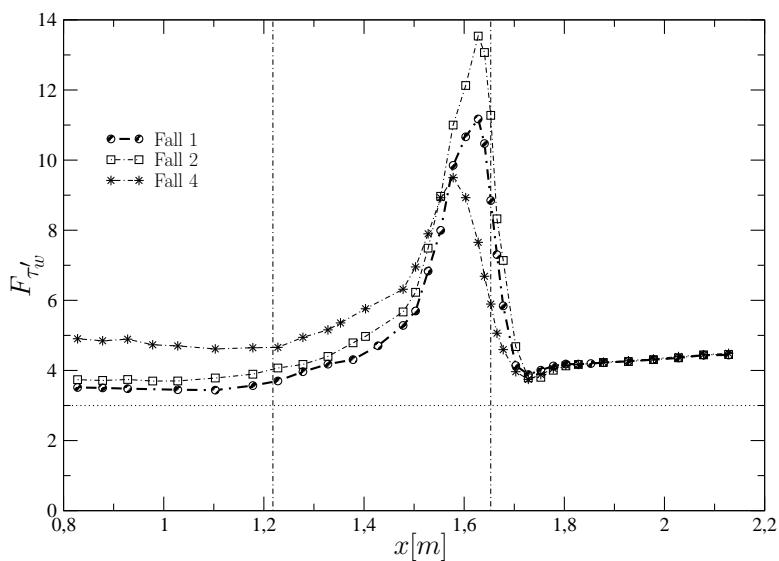
Abbildung 5.12: Verlauf des Turbulenzgrades  $Tu_{\tau'_w}$  in Längsrichtung

Der Verlauf der Schiefe und Kurtosis in den Abbildungen 5.13 und 5.14 ist vergleichbar mit dem von  $Tu_{\tau_w}$ . Beide Verläufe beginnen am Anfang der

Mess-Strecke mit Werten für Fall 4, die höher sind als im Fall geringerer Außenturbulenz.

Diese Tendenz wird im Beschleunigungsbereich fortgesetzt, mit einem Anstieg von  $S_{\tau'_w}$  und  $F_{\tau'_w}$  für alle Testfälle. Die großen Werte der Schiefe und Kurtosis am Ende des Beschleunigungsbereiches werden von Warnack (1996) mit dem Vorhandensein von Spitzen im Zeitsignal der Wandschubspannung erklärt. Vor dem Ende des Bereichs mit negativem Druckgradienten erreichen  $S_{\tau'_w}$  und  $F_{\tau'_w}$  ihr Maximum, das jedoch in Fall 4 kleiner ist als bei geringerer Anfangs-Außenturbulenz. Das Maximum der Schiefe ist um 14% und das der Kurtosis um 16% geringer in Fall 1. Die kleineren Maxima von  $S_{\tau'_w}$  und  $F_{\tau'_w}$  bei hoher Außenturbulenz (Fall 4) sind darauf zurückzuführen, dass die Rest-Fluktuationen in der Grenzschicht als Folge der hohen Außenturbulenz auch im Bereich der beschleunigten Grenzschicht höher sind als bei geringer Außenturbulenz. Die Positionen der Maxima des 4. Falles liegen stromauf der entsprechenden Maxima für die ersten zwei Fälle.

Bei hoher Außenturbulenz kann sich die Grenzschicht also schneller von der hohen Beschleunigung auf den Fall mit Druckgradient null zurückbilden.

Abbildung 5.13: Verlauf von  $S_{\tau'_w}$  in LängsrichtungAbbildung 5.14: Verlauf von  $F_{\tau'_w}$  in Längsrichtung

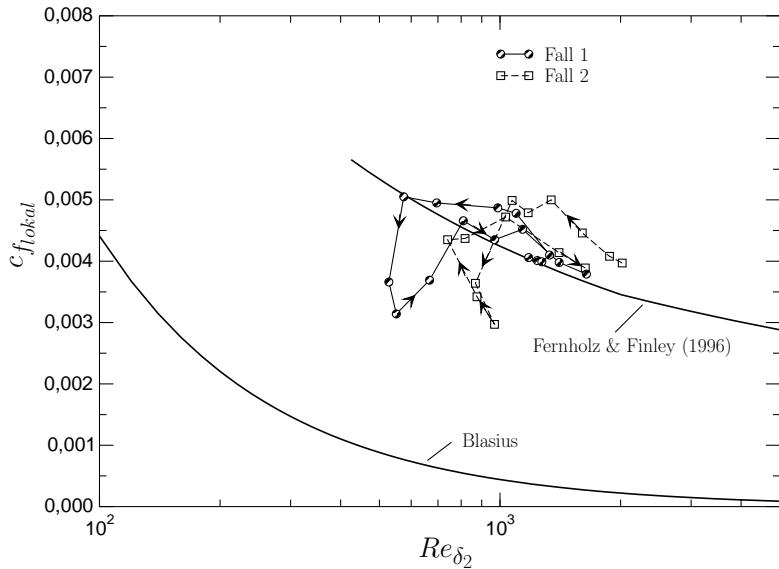
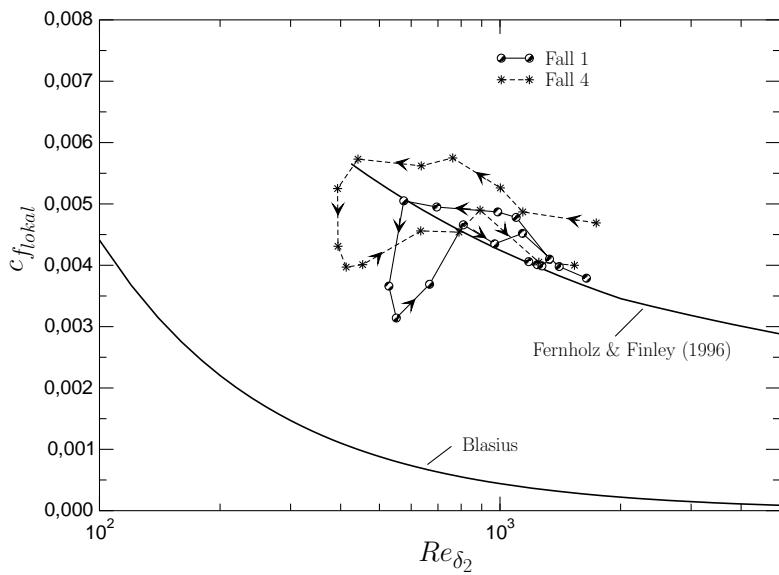
## 5.6 Das $c_{f_{lokal}} - Re_{\delta_2}$ -Diagramm

Die Relaminarisierung und anschließende Retransition einer turbulenten Grenzschicht kann in einem  $c_{f_{lokal}} - Re_{\delta_2}$ -Diagramm anschaulich dargestellt werden (vgl. [Warnack & Fernholz, 1998](#)). Dabei werden die  $c_f$ -Werte mit der semiempirischen Kurve von [Fernholz & Finley \(1996\)](#) für turbulente Grenzschichten bei Druckgradient null verglichen sowie die Annäherung an die Lösung von Blasius untersucht.

In den Abbildungen [5.15](#) und [5.16](#) ist der Fall 1 als Referenzverlauf zum Vergleich mit den Messungen mit hoher Außenturbulenz aufgetragen. Die  $c_{f_{lokal}}$ -Werte liegen für Fall 1 im Bereich Druckgradient null auf der semiempirischen Kurve von [Fernholz & Finley \(1996\)](#), steigen jedoch infolge der Beschleunigung an, wobei die Reynolds-Zahl gleichzeitig abnimmt. Bei hoher Außenturbulenz liegen die Anfangs-Werte ( $x = 0.828$  m) oberhalb der Kurve für Druckgradient null und bewegen sich dann wegen der höheren Außenturbulenz oberhalb der  $c_f$ -Werte für kleine Außenturbulenz. Auch hier fällt zunächst  $Re_{\delta_2}$  ab.

Stromab der Position  $x = 1.503$  m, d.h. stromab von  $K_{max}$ , fällt  $c_{f_{lokal}}$  unter die  $c_f$ -Kurve für  $dp/dx = 0$  und erreicht das Minimum bei Beschleunigungsende ( $x = 1.653$  m). Dieser Verlauf deutet auf eine Entwicklung in Richtung Relaminarisierung hin. In Fall 4 (höchste Außenturbulenz) ist diese Tendenz geringer als in Fall 1, aber noch immer deutlich zu erkennen.

Die folgende Relaxation führt zum erneuten Ansteig von  $c_{f_{lokal}}$ , wobei die Werte in Fall 1 schneller ansteigen als bei großem  $Tu_\delta$ . Das bedeutet, dass die Grenzschicht mit der Vorgeschichte hoher Außenturbulenz (Fall 4) auf den Wegfall des Druckgradienten langsamer reagiert als die Grenzschicht mit geringer Außenturbulenz. Im Fall 1 wird die Kurve der Grenzschicht mit Druckgradient null bei  $x = 1.753$  m wieder erreicht, in den Testfällen mit erhöhter Außenturbulenz erst weiter stromab bei  $x = 1.803$  m, wobei ein 'Überschießen' der Kurve eintritt, am deutlichsten erkennbar in den Fällen hoher Außenturbulenz. Die Endwerte von Fall 2 und 4 liegen geringfügig über denen von Fall 1.

Abbildung 5.15:  $c_{f,lokal}$ - $Re_{\delta_2}$ -Diagramm für die Fälle 1 und 2Abbildung 5.16:  $c_{f,lokal}$ - $Re_{\delta_2}$ -Diagramm für die Fälle 1 und 4

## 5.7 Profile der mittleren Geschwindigkeit

Wie aus den Untersuchungen stark beschleunigter Grenzschichten seit Patel & Head (1968) bekannt ist (vgl. z.B. Warnack & Fernholz, 1998; Fernholz & Warnack, 1998), gilt das logarithmische Wandgesetz in der Form:

$$u^+ = 2.5 \ln y^+ + 5.1 \quad (5.8)$$

nicht mehr. Je nach Stärke des Beschleunigung kann dies zu laminarisierten Profilen führen. Dieser Effekt wird jedoch durch den Einfluss der Außenturbulenz bzw. ihrer Vorgeschichte abgeschwächt.

Über die Lauflänge der Mess-Strecke ist eine eindeutige Veränderung der Profile der mittleren Geschwindigkeit in Innenkoordinaten zu sehen: Bis zum Ende des Beschleunigungsbereichs entfernen sie sich vom logarithmischen Wandgesetz, weisen bei  $x = 1.653$  m die größte Abweichungen auf und bewegen sich stromab dieser Position wieder in die Richtung des logarithmischen Wandgesetzes.

### 5.7.1 Abweichung vom logarithmischen Wandgesetz

Die Abbildungen 5.17 - 5.19 zeigen die Entwicklung der Profile für die Fälle 1, 2 und 4. Um die Positionen der Profile dem Verlauf der einzelnen Grenzschichtparameter in den Abbildungen 5.8 - 5.10 einfacher zuordnen zu können, sind deren Werte in der Legende mit angegeben. Die Profile bei  $x = 1.453$  m entsprechen der Position von  $K_{max}$ .

Nach Spalart (1986) tritt ein Abklingen der Turbulenz für den Fall ein, dass der Grenzwert des Beschleunigungsparameters  $K = 3 \times 10^{-6}$  in einem Bereich überschritten wird, in dem die Außengeschwindigkeit der Grenzschicht um den Faktor 1.5 ansteigt. Im vorliegen Experiment tritt diese Bedingung für alle Testfälle bei  $x = 1.503$  m ein. In Kapitel 5.6 wurde gezeigt, dass ab dieser Position die  $c_f$ -Werte unterhalb der Kurve für Druckgradient null von Fernholz & Finley (1996) liegen. Es kann demnach gesagt werden, dass die Grenzschicht im Bereich  $1503 \leq x \leq 1653$  m beginnt zu relaminarisieren. Es findet eine kontinuierliche Abweichung der Profile vom logarith-

mischen Wandgesetz statt, die bis zum Ende des Beschleunigungsbereiches andauert ( $x = 1.653 \text{ m}$ ), obwohl stromab von  $x = 1.453 \text{ m}$  der Beschleunigungsparameter  $K$  wieder kleiner wird. [Warnack & Fernholz \(1998\)](#) haben die relaminarisierten Profile mit berechneten Falkner-Skan-Profilen verglichen und gezeigt, dass in ihrem Fall 2 für  $1503 \leq x \leq 1703 \text{ m}$  im Außenbereich die gemessenen Geschwindigkeitsprofile gut mit den berechneten laminaren Profilen übereinstimmen.

Wie in Abschnitt [4.6.1](#) gezeigt wurde, wirkt die Außenturbulenz bei Druckgradient null derart auf die mittlere Geschwindigkeit und auf die mittlere Wandschubspannung  $\overline{\tau_w}$ , dass die Gültigkeit des logarithmischen Wandgesetzes erhalten bleibt. Der Einfluss der Außenturbulenz macht sich sichtbar nur im Außenbereich der Grenzschicht bemerkbar (bei  $x = 0.828 \text{ m}$ ). Für alle drei gezeigten Fälle wachsen die Abweichungen der Profile vom logarithmischen Wandgesetz durch die Wirkung der Beschleunigung bis zu  $x = 1.653 \text{ m}$  (Abbildungen [5.17 - 5.19](#)). Abbildung [5.20](#) zeigt die Profile der vier Testfälle bei  $x = 1.653 \text{ m}$ , und hier erkennt man deutlich, dass in Fall 4 das Geschwindigkeitsprofil weniger stark vom logarithmischen Wandgesetz abweicht als in den anderen Fällen. Das ist vermutlich auf den höheren Wert von  $\overline{\tau_w}$  (Abbildung [5.11](#)) infolge des Einflusses der Grenzschicht-Vorgeschichte zurückzuführen und weniger auf den absoluten Wert von  $Tu_\delta$ , der hier nur 2.2% beträgt.

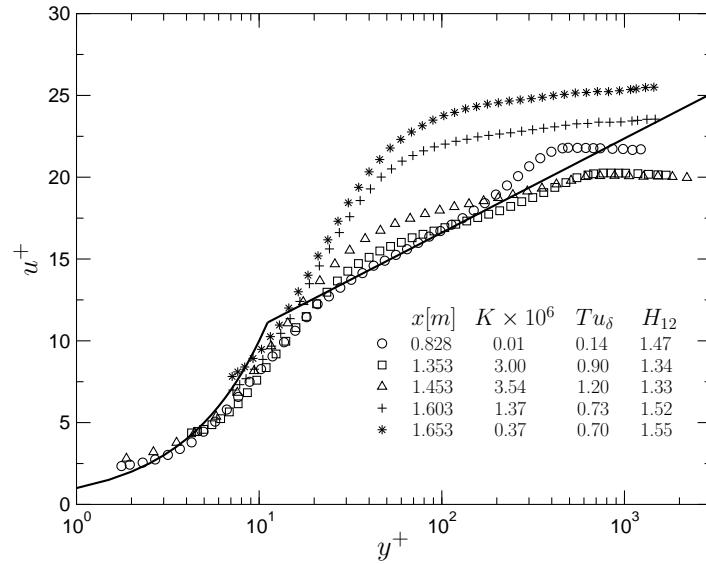


Abbildung 5.17: Profile der mittleren Geschwindigkeit in Innenkoordinaten im Beschleunigungsbereich (Fall 1)

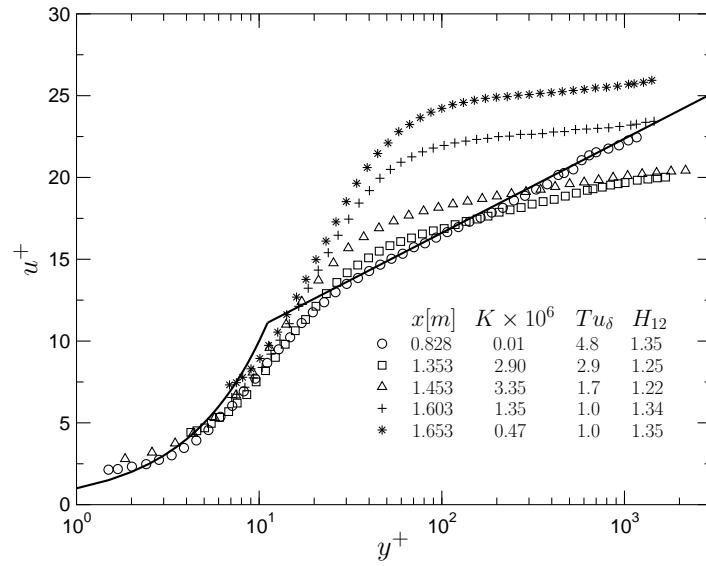


Abbildung 5.18: Profile der mittleren Geschwindigkeit in Innenkoordinaten im Beschleunigungsbereich (Fall 2)

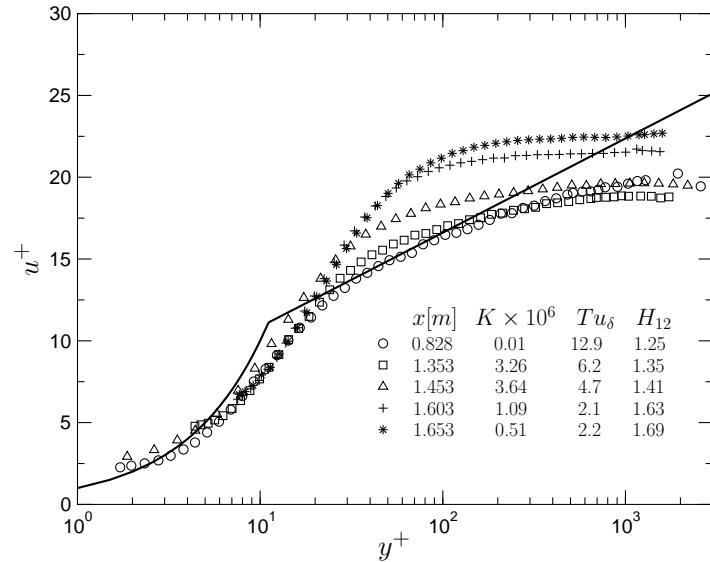


Abbildung 5.19: Profile der mittleren Geschwindigkeit in Innenkoordinaten im Beschleunigungsbereich (Fall 4)

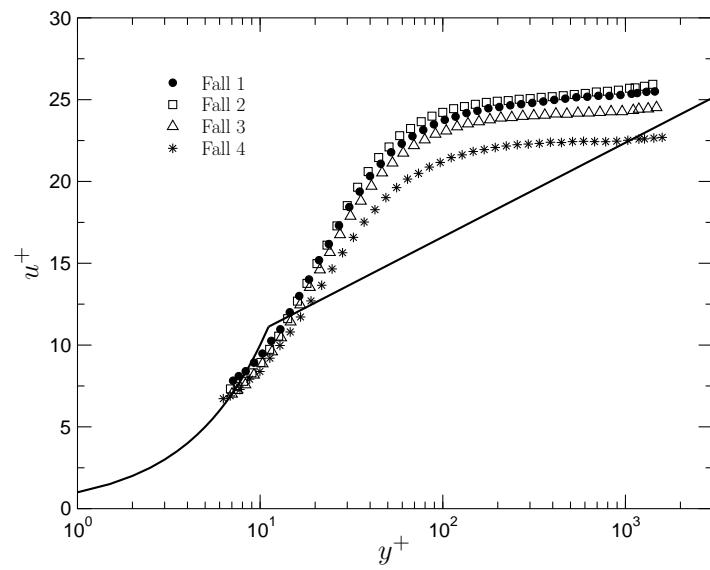


Abbildung 5.20: Profile der mittleren Geschwindigkeit in Innenkoordinaten bei  $x = 1.653$  m

### 5.7.2 Profilrückbildung

Nach dem Wegfall der Beschleunigung stromab von  $x = 1.653$  m vermindert sich die Abweichung der Profile der mittleren Geschwindigkeit vom logarithmischen Wandgesetz. An der Position  $x = 1.703$  m sind die Unterschiede zwischen Fall 1 und 4 nur noch geringfügig. Bei  $x = 1.853$  m sind die Profile, unabhängig von ihrer Vorgeschichte, also auch vom Anfangswert der Außenturbulenz, gleich und entsprechen denen einer Grenzschicht mit Druckgradient null (Abbildungen 5.21 - 5.23). An der letzten Messposition sind im Außenbereich der Grenzschicht noch geringfügige Unterschiede zwischen den Testfällen zu erkennen, mit einem niedrigeren Verlauf für Fall 4.

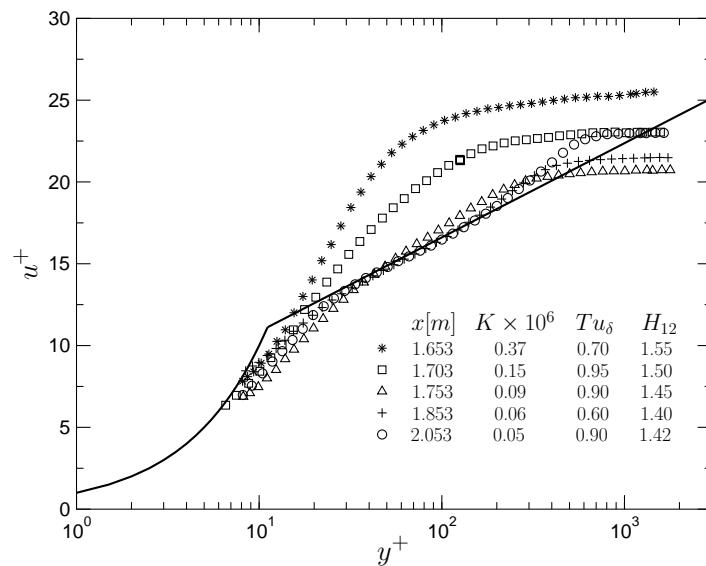


Abbildung 5.21: Profile der mittleren Geschwindigkeit in Innenkoordinaten im Relaxationsbereich (Fall 1)

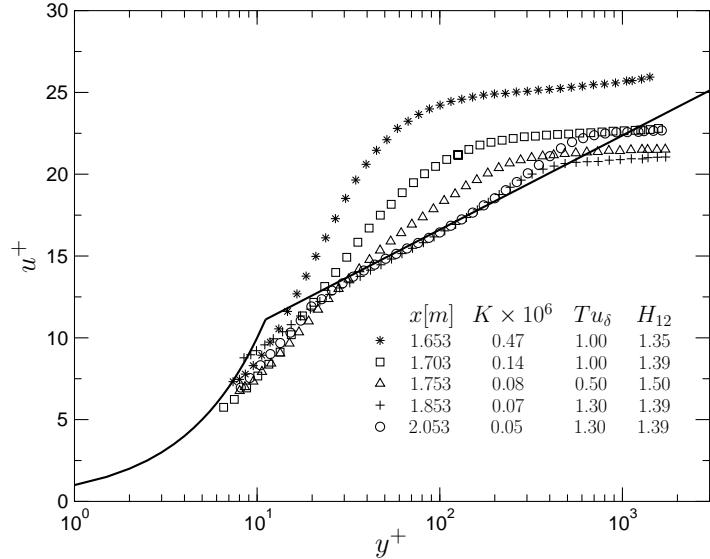


Abbildung 5.22: Profile der mittleren Geschwindigkeit in Innenkoordinaten im Relaxationsbereich (Fall 2)

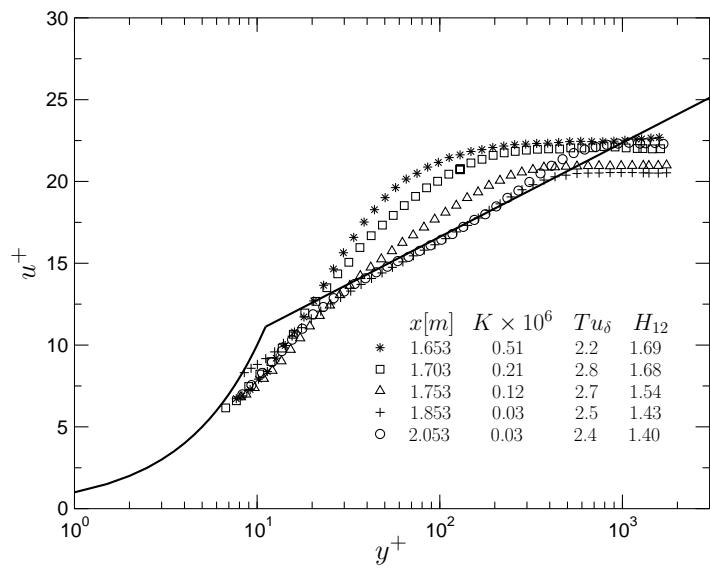


Abbildung 5.23: Profile der mittleren Geschwindigkeit in Innenkoordinaten im Relaxationsbereich (Fall 4)

## 5.8 Reynoldsspannungen

In Kapitel 4 wurde gezeigt, dass  $\overline{u'^2}/u_\tau^2$  in der Grenzschicht infolge der hohen Außenturbulenz für Wandabstände  $y^+ \gtrsim 10$  ansteigt. In diesem Abschnitt soll der Einfluss der starken Beschleunigung als eines zusätzlichen Parameters auf den Verlauf von  $\overline{u'^2}/u_\tau^2$ ,  $\overline{v'^2}/u_\tau^2$  und  $\overline{u'v'}/u_\tau^2$  gezeigt werden. Dabei zeigt sich ein unterschiedliches Verhalten der Profile im Innen- und Außenbereich der Grenzschicht.

### 5.8.1 Profile der Reynolds-Normalspannungen

Im folgenden werden ausgewählte Profile der Reynoldsspannungen dargestellt, wobei die Lauflänge der Mess-Strecke in zwei Bereiche unterteilt wird. Erstens der Bereich der Beschleunigung ( $0.828 \leq x \leq 1.653$  m) und zweitens der Bereich der Relaxation zu einer Grenzschicht mit Druckgradient null und kleiner Außenturbulenz ( $1.703 \leq x \leq 2.053$  m). Die Profile werden in Innenkoordinaten dargestellt, die Reynoldsschen Schubspannungen  $\overline{u'v'}$  in Wandnähe werden, wie bei der Berechnung der Produktion beschrieben (Kapitel 5.9), aus der Interpolation der Gesamtschubspannung berechnet.

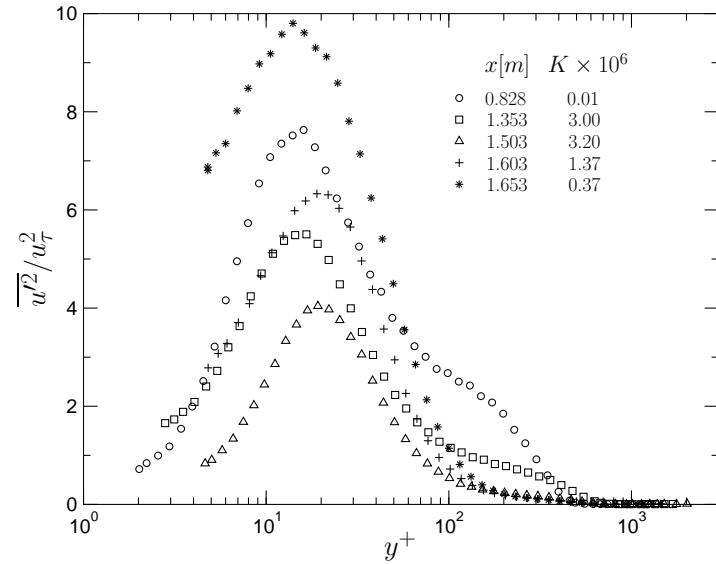
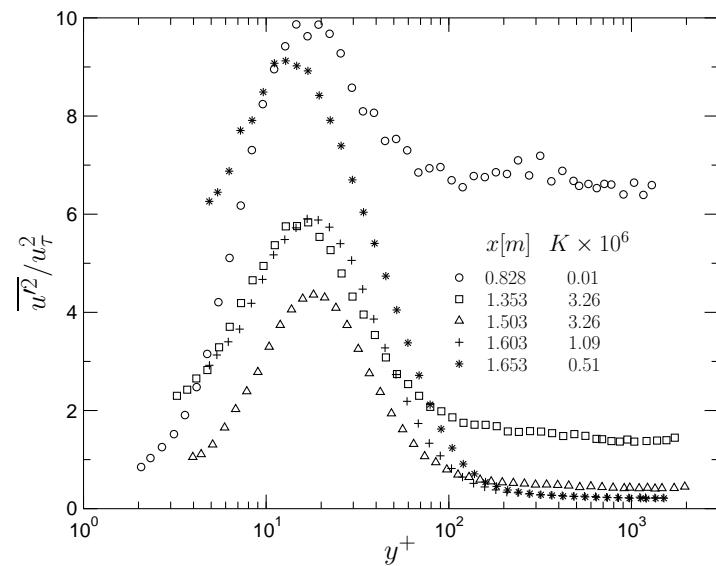
#### Der Beschleunigungsbereich

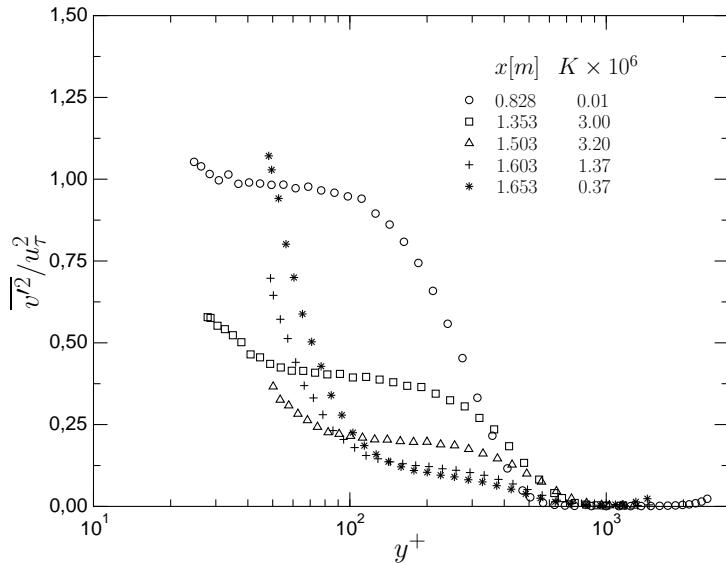
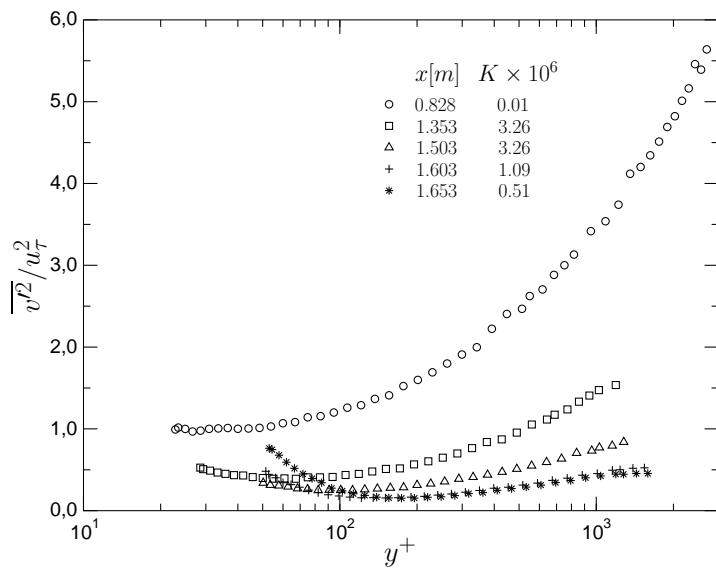
In den Abbildungen 5.24 und 5.25 sind die Profile der Reynoldsschen Normalspannungskomponente  $\overline{u'^2}/u_\tau^2$  aufgetragen, für zwei der untersuchten vier Fälle (Fall 1 und 4). Der Druckverlauf ist in etwa gleich, Anfangswerte und Verlauf der Turbulenzintensität unterscheiden sich jedoch stark voneinander. Allen Profilen ist gemeinsam, dass sich der Wert von  $\overline{u'^2}/u_\tau^2$  infolge der Beschleunigung über die gesamte Grenzschichtdicke bis zu  $x = 1.503$  m zuerst stark verringert und sich die Lage des Maximums von  $\overline{u'^2}/u_\tau^2$  geringfügig nach außen verschiebt (von  $y^+ \approx 12$  bei  $x = 0.828$  m zu  $y^+ \approx 18$  bei  $x = 1.503$  m). Obwohl für Fall 4 vor der Beschleunigung die  $\overline{u'^2}/u_\tau^2$ -Werte wesentlich höher sind als in Fall 1, verringert sich dieser Unterschied mit wachsender Beschleunigung und dem dadurch abnehmenden  $Tu_\delta$  im Innenbereich, aber

nicht im Außenbereich der Grenzschicht. Das zeigt, dass die Wirkung der Beschleunigung auf die Grenzschicht entscheidend ist. Da in diesem Bereich der Lauflänge die Außenturbulenz für Fall 4 noch relativ hoch ist ( $4\% \leq Tu_\delta \leq 8\%$ ) und das Verhältnis  $\Lambda_x/\delta_{99.5} \leq 5$ , kann angenommen werden, dass die Außenturbulenz die Grenzschicht noch stark beeinflusst. Dazu kommt der Einfluss der Vorgeschichte der Grenzschicht infolge der hohen Turbulenzintensität am Anfang der Mess-Strecke.

Im Bereich  $1.503 \leq x \leq 1.653$  m steigen die Profile von  $\overline{u'^2}/u_\tau^2$  bis zum Ende der Beschleunigung über die gesamte Grenzschichtdicke kontinuierlich an und erreichen Maxima, die höher sind als die einer Grenzschicht mit Druckgradient null. Gleichzeitig verschiebt sich die Position der Maxima zur Wand hin. Der Anstieg von  $\overline{u'^2}/u_\tau^2$  für  $1.503 \leq x \leq 1.653$  m bedeutet, dass hier die Geschwindigkeitsschwankungen stärker anwachsen als die Wandschubspannung.

Die Reynoldsschen Normalspannungen senkrecht zur Wand in dimensionsloser Form  $\overline{v'^2}/u_\tau^2$  zeigen bis zu  $x = 1.503$  m eine fallende Tendenz mit wachsender Beschleunigung und fallender Turbulenzintensität im Innenbereich (man beachte die verschiedenen Maßstäbe zwischen den Abbildungen 5.26 und 5.27). Im Außenbereich der Grenzschicht unterscheiden sich jedoch die Fälle 1 und 4 erheblich. Die Schwankungsgröße  $v'$  wird sehr viel stärker durch die Turbulenzintensität der Außenströmung beeinflusst und erreicht ein Maximum am Außenrand der Grenzschicht. Stromab von  $x = 1.503$  m zeigen die Profile von  $\overline{v'^2}/u_\tau^2$ , abhängig vom Wandabstand, ein gegenläufiges Verhalten. Während  $\overline{v'^2}/u_\tau^2$  für Wandabstände  $y^+ \geq 200$  mit der Lauflänge weiter abnimmt, steigen die Werte von  $\overline{v'^2}/u_\tau^2$  für Wandabstände  $y^+ < 100$  stromab an.

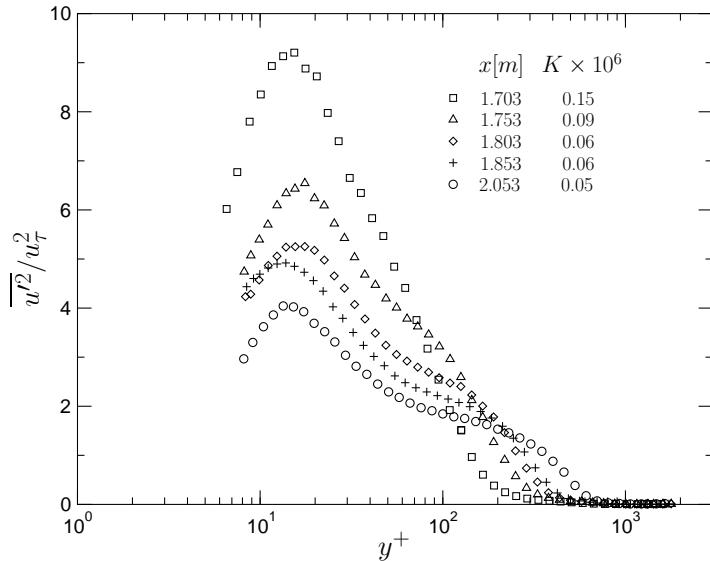
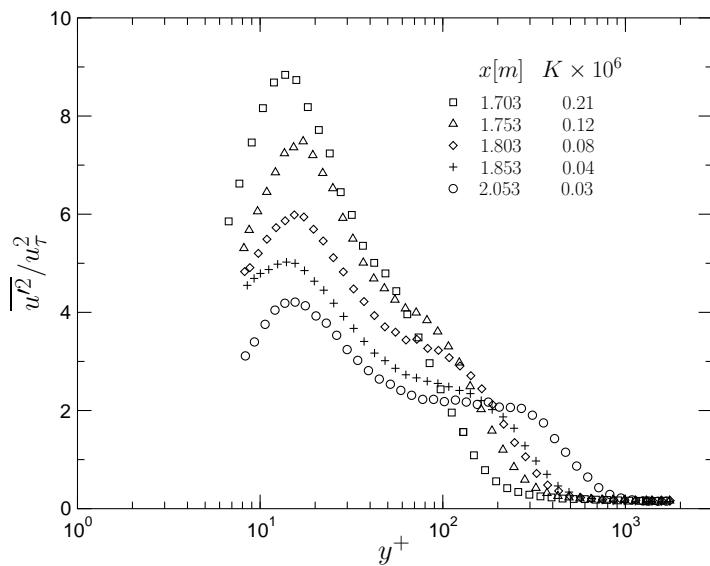
Abbildung 5.24:  $\overline{u'^2}/u_\tau^2$ -Profile im Beschleunigungsbereich (Fall 1)Abbildung 5.25:  $\overline{u'^2}/u_\tau^2$ -Profile im Beschleunigungsbereich (Fall 4)

Abbildung 5.26:  $\overline{v'^2}/u_\tau^2$ -Profile im Beschleunigungsbereich (Fall 1)Abbildung 5.27:  $\overline{v'^2}/u_\tau^2$ -Profile im Beschleunigungsbereich (Fall 4)

### Der Relaxationsbereich

Nach Wegfall des Druckgradienten entwickelt sich die Grenzschicht wieder in Richtung einer Grenzschicht mit Druckgradient null, auch wenn die Werte der Reynolds-Spannungen dieser noch nicht entsprechen. Die  $\overline{u'^2}/u_\tau^2$ -Profile (Abbildungen 5.28 - 5.29) unterliegen dabei einer gegenläufigen Entwicklung: Die Maxima in Wandnähe werden kleiner, wobei sich die Lage der Maxima geringfügig wieder zur Wand hin bewegt und mit der Position vor der Beschleunigung übereinstimmt. Für  $y^+ \geq 200$  steigt  $\overline{u'^2}/u_\tau^2$  hingegen mit der Lauflänge an und deutet an der letzten Messposition den bekannten 'Doppelhöcker' im Profil an. Allerdings sind die Maxima an der letzten Position kleiner als die in einer Grenzschicht mit Druckgradient null. Der Vergleich der Profile unterschiedlicher Außenturbulenz in Abbildung 5.30 zeigt, dass sich die Profile für  $y^+ \lesssim 50$  nur geringfügig voneinander unterscheiden, jedoch der Außenhöcker mit steigender Außenturbulenz ausgeprägter wird. Die verbliebene Restturbulenz vom Anfang der Mess-Strecke macht sich hier offensichtlich bemerkbar.

Im Bereich der Relaxation steigen die  $\overline{u'^2}/u_\tau^2$ -Werte zuerst im Außenbereich stark an ( $y^+ \geq 200$ ), wobei die wandnächsten Werte kleiner werden (Abbildungen 5.31 - 5.32). Dies entspricht qualitativ dem Verhalten der Normalspannungen  $\overline{u'^2}/u_\tau^2$ .

Abbildung 5.28:  $\overline{u'^2}/u_\tau^2$ -Profile im Relaxationsbereich (Fall 1)Abbildung 5.29:  $\overline{u'^2}/u_\tau^2$ -Profile im Relaxationsbereich (Fall 4)

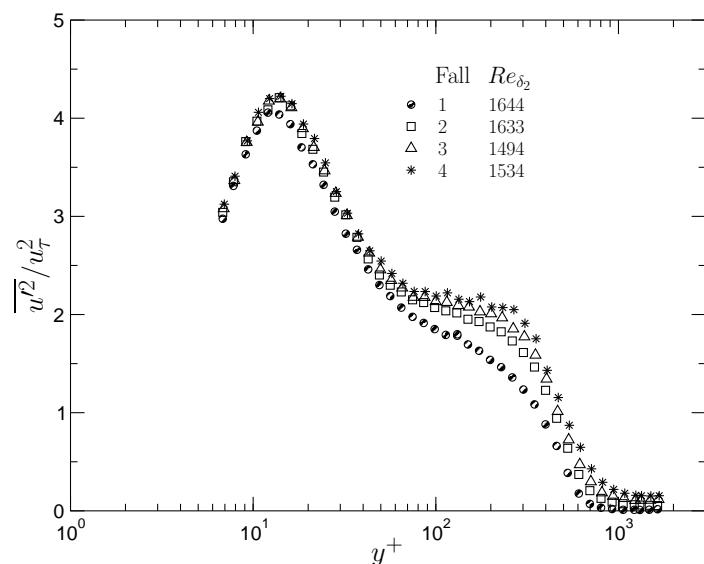
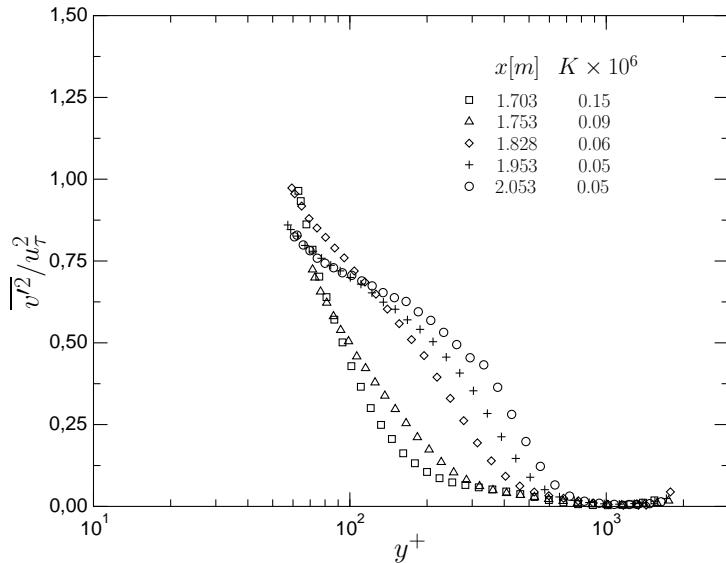
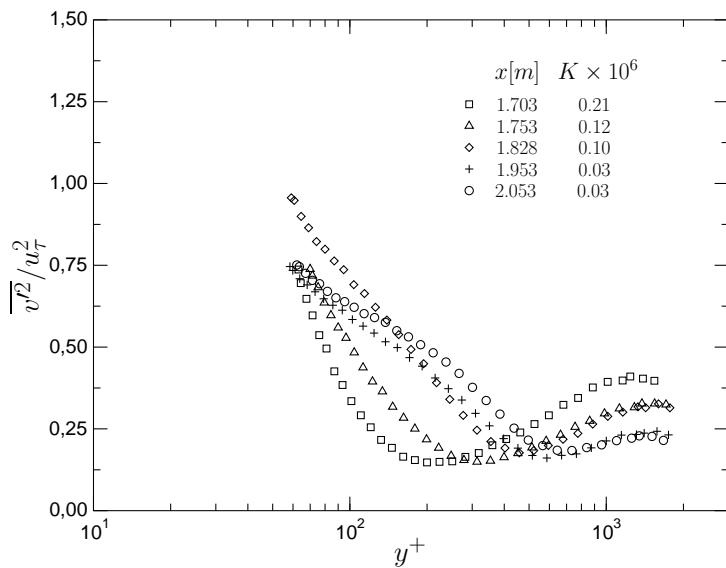


Abbildung 5.30:  $\overline{u'^2}/u_\tau^2$ -Profile an der letzten Messposition bei  $x = 2.053$  m für die vier Testfälle

Abbildung 5.31:  $\overline{v'^2}/u_\tau^2$ -Profile im Relaxationsbereich (Fall 1)Abbildung 5.32:  $\overline{v'^2}/u_\tau^2$ -Profile im Relaxationsbereich (Fall 4)

### 5.8.2 Profile der Reynolds-Schubspannungen

Die Profile der Reynoldsschen Schubspannungen sind in den Abbildungen 5.33 - 5.36 gezeigt. Darin bedeuten die Symbole die direkt gemessenen Werte, während die gestrichelten Linien die berechneten Werte bezeichnen.

#### Der Beschleunigungsbereich

Die  $\overline{u'v'}/u_\tau^2$ -Werte unterscheiden sich im Außenbereich der Grenzschicht dadurch, dass ihre Profile mit steigender Außenturbulenz weiter nach außen reichen. Im Innenbereich der Grenzschicht ( $y^+ \lesssim 100$ ) ist ihr Verlauf jedoch nahezu unabhängig von der Außenturbulenz (siehe den Fall Druckgradient null in Kapitel 4).

Die Profile von  $\overline{u'v'}/u_\tau^2$  ähneln in ihrem Verhalten qualitativ den  $\overline{v'^2}/u_\tau^2$ -Profilen. Bis zu  $x = 1.503$  m fallen die  $\overline{u'v'}/u_\tau^2$ -Werte über die gesamte Grenzschichtdicke ab. Stromab dieser Position ist eine weitere Verringerung im Außenbereich ( $y^+ \geq 200$ ) zu beobachten, während das wandnahe Maximum mit der Lauflänge wieder wächst. Die Reynolds-Schubspannungen erfüllen eine wichtige Rolle beim Impulsaustausch durch die turbulenten Bewegungen. Da im Bereich  $y^+ \geq 200$  die Schubspannungen bis zum Ende des Beschleunigungsbereichs niedrige Werte haben, ist dadurch der Impulsaustausch zwischen Grenzschicht und Außenströmung gering. Erst stromab von  $x = 1.703$  m steigt  $\overline{u'v'}/u_\tau^2$  auch im Außenbereich wieder an und der Impulsaustausch erhöht sich.

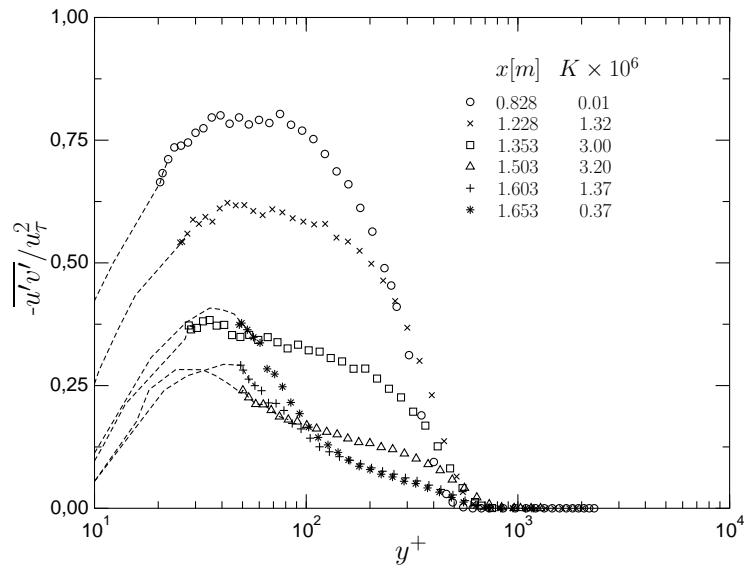
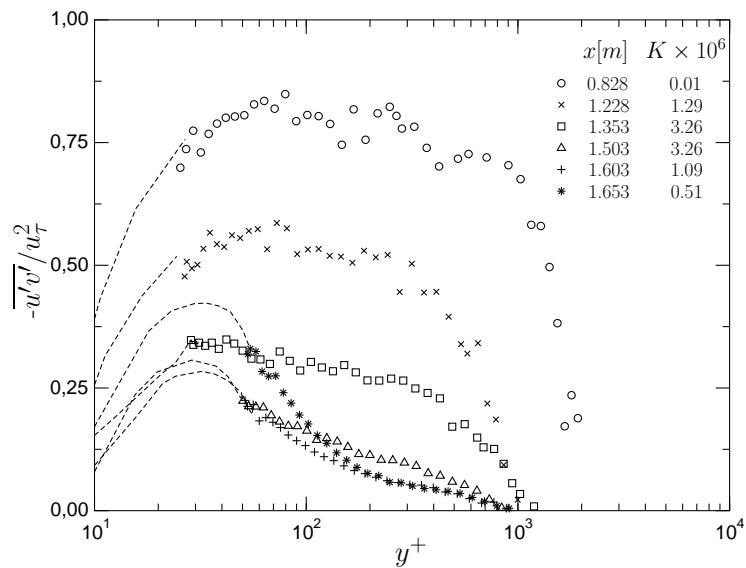
#### Der Relaxationsbereich

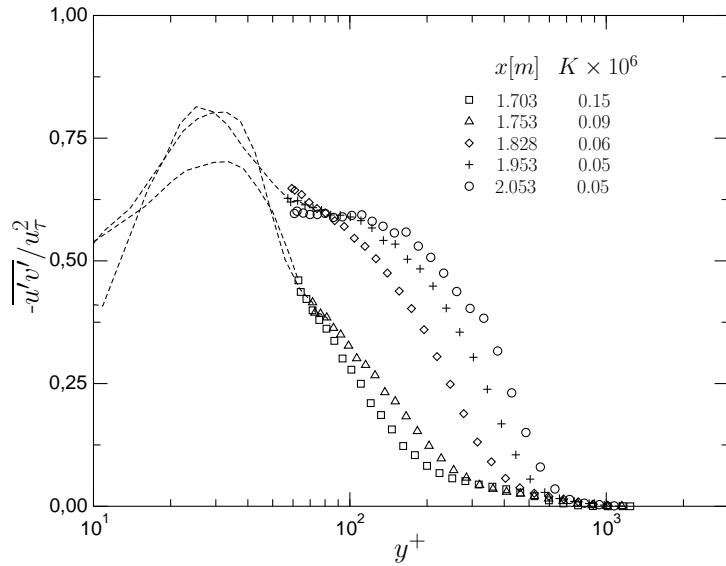
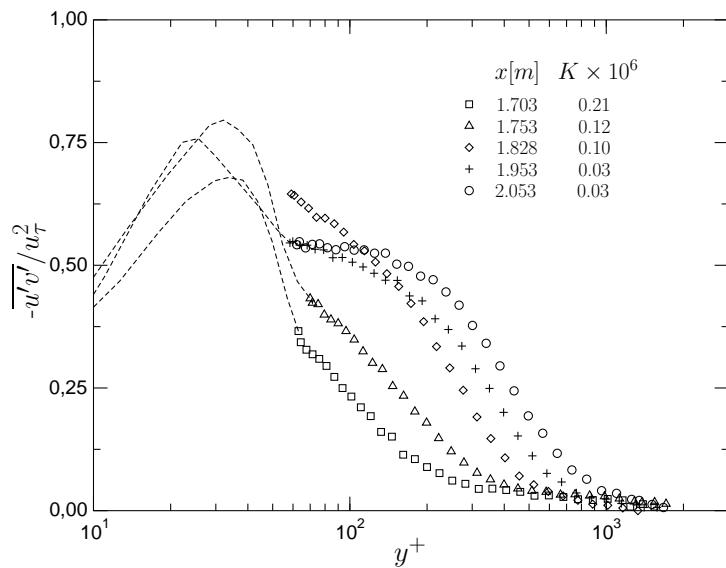
Die Umbildung der Reynoldsschen Schubspannungsprofile im Relaxationsbereich beginnt im Außenbereich der Grenzschicht ( $y^+ \geq 100$ ) und vergrößert den Transport der turbulenten Energie (Abbildungen 5.35 - 5.36). Dieser trägt durch das Entrainment zum Wachstum der Grenzschicht bei<sup>1</sup>. Ein Vergleich der Profile der Reynoldsschen Normal- und Schubspannungen zeigt,

---

<sup>1</sup>In Kapitel 5.13 wird auf den Wiederanstieg des Entrainments nach Ende der Beschleunigung nochmals eingegangen (siehe auch Abbildungen 5.8 - 5.10).

dass der Relaxationsprozess bei den  $\overline{u'v'}/u_\tau^2$ -Profilen früher einsetzt und dass durch die gleichzeitig damit einhergehende Erhöhung der Produktion der kinetischen Energie der Turbulenz auch die  $\overline{u'^2}/u_\tau^2$ -Profile verändert werden.

Abbildung 5.33:  $\overline{u'v'}/u_\tau^2$ -Profile im Beschleunigungsbereich (Fall 1)Abbildung 5.34:  $\overline{u'v'}/u_\tau^2$ -Profile im Beschleunigungsbereich (Fall 4)

Abbildung 5.35:  $\overline{u'v'}/u_\tau^2$ -Profile im Relaxationsbereich (Fall 1)Abbildung 5.36:  $\overline{u'v'}/u_\tau^2$ -Profile im Relaxationsbereich (Fall 4)

### 5.8.3 Maxima von $\sqrt{\bar{u'^2}}$ und $\bar{u'^2}/u_\tau^2$

Um einen Überblick über den Verlauf der Maxima der Reynolds-Normalspannungen im Beschleunigungsbereich zu erhalten, werden diese im folgenden als Absolutwert und mit  $u_\tau$  normiert dargestellt.

Die in Abbildung 5.37 gezeigten Maximalwerte von  $\sqrt{\bar{u'^2}}$  steigen im Beschleunigungsbereich an, erreichen ihr Maximum stromab des Beschleunigungsendes ( $x = 1.703 \text{ m}$ ) und fallen anschließend wieder ab. Dieser Verlauf zeigt eine Relaminarisierung der Grenzschicht nicht an.

Dagegen weist der Verlauf der normierten Maxima  $(\bar{u'^2}/u_\tau^2)_{max}$  in Abbildung 5.38 bei steigendem Druckgradientenparameter  $K$  einen Abfall auf, mit einem lokalen Minimum bei  $x = 1.503 \text{ m}$ . An der gleichen Stelle erreicht  $P_{max} \nu/u_\tau^4$  seinen Minimalwert (vgl. Abbildung 5.44). Das bedeutet, dass im Bereich  $0.828 \leq x \leq 1.503 \text{ m}$  die Wandschubspannungsgeschwindigkeit stärker ansteigt als das Maximum von  $\sqrt{\bar{u'^2}}$ . Bei  $x \approx 1.450 \text{ m}$  fällt die Kurve unterhalb des Wertes von 5.2, den Spalart (1986) für einen Beschleunigungsparameter  $K = 2.75 \times 10^{-6}$  angegeben hat. In den Abbildungen 5.15 und 5.16 liegen ab  $x = 1.503 \text{ m}$  die  $c_f$ -Werte unterhalb der  $c_f$ -Kurve für Druckgradient null. Es wurde gezeigt, dass nach Spalart (1986) ab dieser Position die Bedingungen für eine Relaminarisierung der Grenzschicht gegeben sind.

Stromab von  $x = 1.503 \text{ m}$  steigt das Maximum von  $\bar{u'^2}/u_\tau^2$  wieder an, wobei es am Ende des Beschleunigungsbereichs zu einem Überschießen von  $(\bar{u'^2}/u_\tau^2)_{max}$  über den Wert einer Grenzschicht mit Druckgradient null kommt. Das Maximum für Fall 4 bleibt unterhalb der Werte von Fall 1 und 2, zu erklären mit der hohen Wandschubspannung in diesem Bereich (vgl. Abbildung 5.37). Die Werte von  $(\bar{u'^2}/u_\tau^2)_{max}$  unterscheiden sich an der letzten Messposition um 4% voneinander, liegen jedoch alle unterhalb der Werte einer Grenzschicht mit Druckgradient null. Das heißt, dass die Grenzschicht den Zustand einer kanonischen Grenzschicht noch nicht erreicht hat.

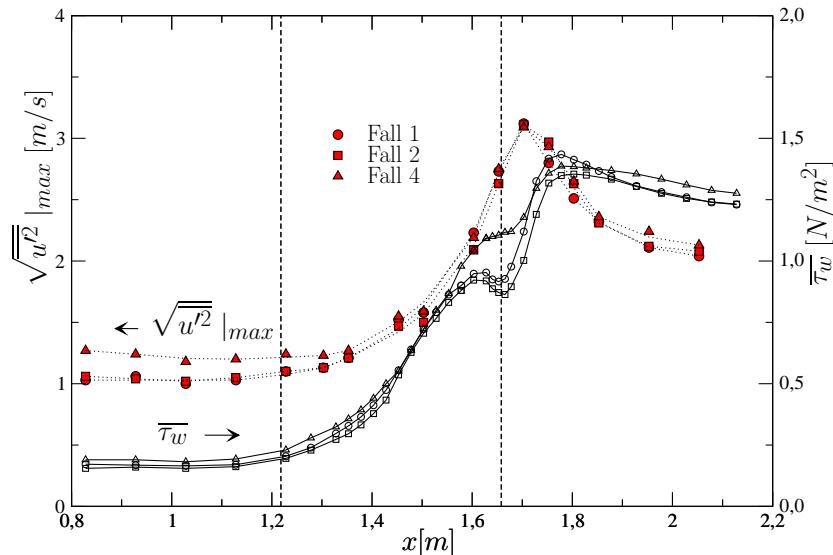


Abbildung 5.37: Profile von  $\bar{\tau}_w$  und dem Maximum von  $\sqrt{u'^2}$  für die Fälle 1, 2 und 4

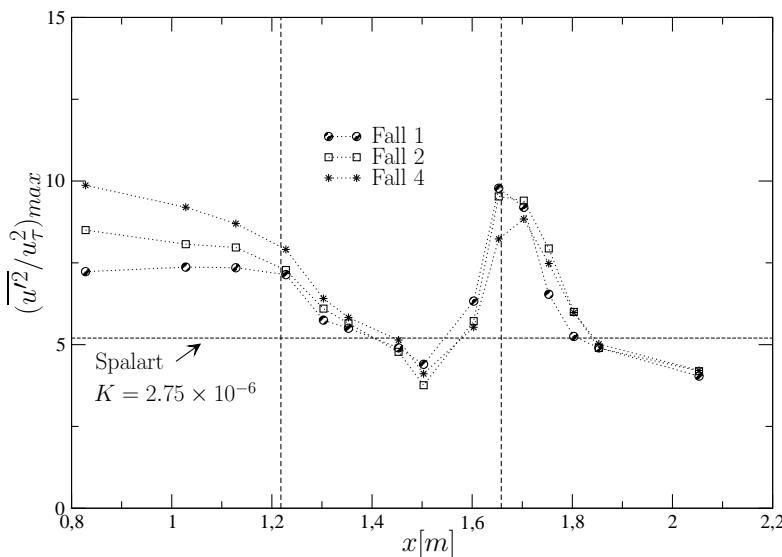


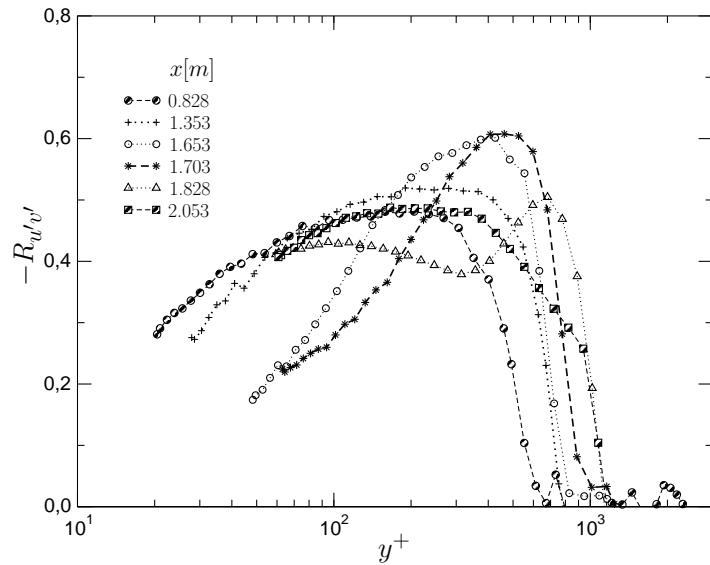
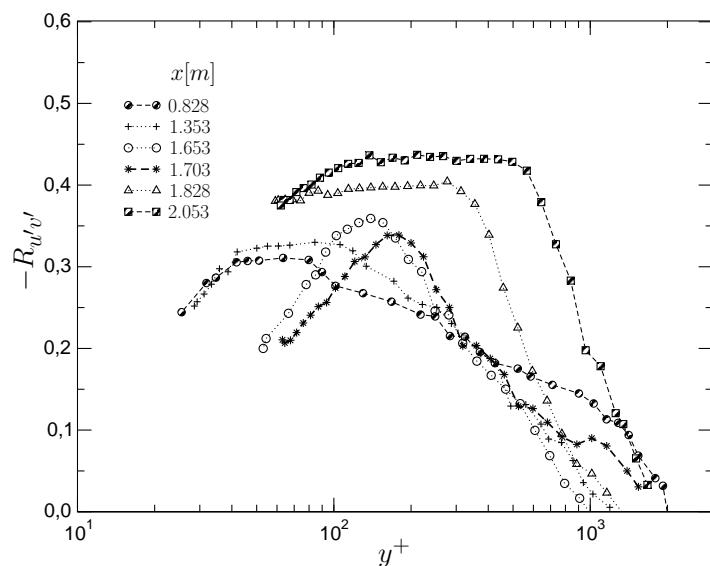
Abbildung 5.38: Maximum von  $\bar{u'^2}/u_\tau^2$  für die Fälle 1, 2 und 4

### 5.8.4 Der Korrelationskoeffizient $R_{u'v'}$

Die Änderung des Korrelationskoeffizienten  $R_{u'v'} = \overline{u'v'}/(\sqrt{\overline{u'^2}} \sqrt{\overline{v'^2}})$  bei Druckgradient null infolge erhöhter Außenturbulenz wurde in Kapitel 4.6.2 vorgestellt. Dabei zeigte sich eine Verringerung von  $R_{u'v'}$  über die gesamte Grenzschichtdicke durch den Einfluss der Außenturbulenz (vgl. Abbildung 4.17).

Diese Verringerung von  $R_{u'v'}$  infolge der Außenturbulenz wird von Hancock & Bradshaw (1989) mit der Zunahme von zur Wand parallelen 'inactive motions' in der Grenzschicht erklärt, die nicht zum Gesamtwert von  $\overline{u'v'}$  beitragen. Das bedeutet, dass der Beitrag der Geschwindigkeitsschwankungen zum Gesamtwert von  $\overline{u'v'}$  weniger ansteigt als der Absolutwert der Geschwindigkeitsfluktuationen, sodass sich die Zusammensetzung des Gesamtwertes von  $\overline{u'v'}$  infolge der hohen Außenturbulenz ändert (siehe Kapitel 4.11).

Die Entwicklung von  $R_{u'v'}$  über die Lauflänge ist in den Abbildungen 5.39 und 5.40 für die Fälle 1 und 4 aufgetragen. Für Fall 1 zeigt  $R_{u'v'}$  im Beschleunigungsbereich eine Verschiebung des Maximums von  $R_{u'v'}$  nach außen, mit einer gleichzeitigen Abnahme von  $R_{u'v'}$  für Wandabstände  $y^+ \lesssim 200$ . Die größten Abweichungen von einer Grenzschicht mit Druckgradient null, d.h. hier vom Profil bei  $x = 0.828$  m, treten am Ende der Beschleunigung bei  $x = 1.653$  m auf. Die Absolutwerte der Geschwindigkeitsfluktuationen steigen im Innenbereich der Grenzschicht infolge der Beschleunigung zwar stark an (vgl. Abbildung 5.37), ihr Beitrag zum Gesamtwert von  $\overline{u'v'}$  nimmt jedoch nicht in gleichem Maße zu. Nach Narasimha & Sreenivasan (1973) entsteht bei Relaminarisierung der Grenzschicht in Wandnähe eine neue laminare Schicht, die durch den negativen Druckgradienten stabilisiert wird. Die Abnahme der  $R_{u'v'}$ -Werte in Wandnähe infolge der Beschleunigung deutet darauf hin, dass die Turbulenzstruktur im Innenbereich der Grenzschicht stark verändert wurde. Nach dem Ende des beschleunigten Bereiches steigt der Korrelationskoeffizient in Wandnähe wieder an. Gleichzeitig wird das äußere Maximum kleiner und verschiebt sich nach außen mit der Tendenz zu einem Verlauf wie vor der Beschleunigung.

Abbildung 5.39: Profile des Korrelationskoeffizienten  $R_{u'v'}$  (Fall 1)Abbildung 5.40: Profile des Korrelationskoeffizienten  $R_{u'v'}$  (Fall 4)

Für Fall 4 ist  $R_{u'v'}$  bei jeweils gleicher x-Position über die gesamte Grenzschicht kleiner als bei geringer Außenturbulenz, durchläuft allerdings infolge der Beschleunigung die gleiche Entwicklung wie in Fall 1. Das Maximum verschiebt sich nach außen, und für  $y^+ \lesssim 200$  sinken die Werte des Korrelationskoeffizienten. Nach dem Ende der Beschleunigung steigen die  $R_{u'v'}$ -Werte über die gesamte Grenzschichtdicke an, bis sie annähernd so groß sind wie die einer Grenzschicht ohne Außenturbulenz bei Druckgradient null.

Der Einfluss der Außenturbulenz auf  $R_{u'v'}$  im Beschleunigungsbereich beschränkt sich auf den Außenbereich der Grenzschicht. Im Bereich ( $1503 \leq x \leq 1653$  m) ist die Wirkung der Beschleunigung so stark, dass für  $y^+ \lesssim 100$  die Kurven von  $R_{u'v'}$ , unabhängig von der Höhe der Außenturbulenz, aufeinander fallen. Die in Abbildung 5.41 aufgetragenen Profile von  $R_{u'v'}$  bei  $x = 1.653$  m zeigen diese Übereinstimmung aller vier Testfälle. Es kann nicht mit Sicherheit gesagt werden, wie sich  $R_{u'v'}$  in Wandnähe verhält, da die Messungen mit X-Draht-Sonden nur bis zu Wandabständen von  $y^+ \geq 50$  reichen.

An der letzten Messposition ist  $R_{u'v'}$  für die Fälle mit erhöhter Außenturbulenz über die gesamte Grenzschichtdicke kleiner als in Fall 1 (Abbildung 5.42), ähnelt aber dem Verlauf in einer Grenzschicht ohne Außenturbulenz. Der noch bestehende geringe Unterschied zwischen den Testfällen ist mit der verbliebenen Außenturbulenz und der Vorgesichte der Grenzschicht zu erklären.

Bei der Dekomposition der Reynolds-Schubspannungen (Kapitel 5.13) kann die Summe der positiven bzw. negativen Terme von  $\overline{u'v'}$  berechnet werden. Wird deren Verhältnis gebildet und über  $y^+$  aufgetragen, so ist ein ähnlicher Verlauf wie von  $R_{u'v'}$  festzustellen.

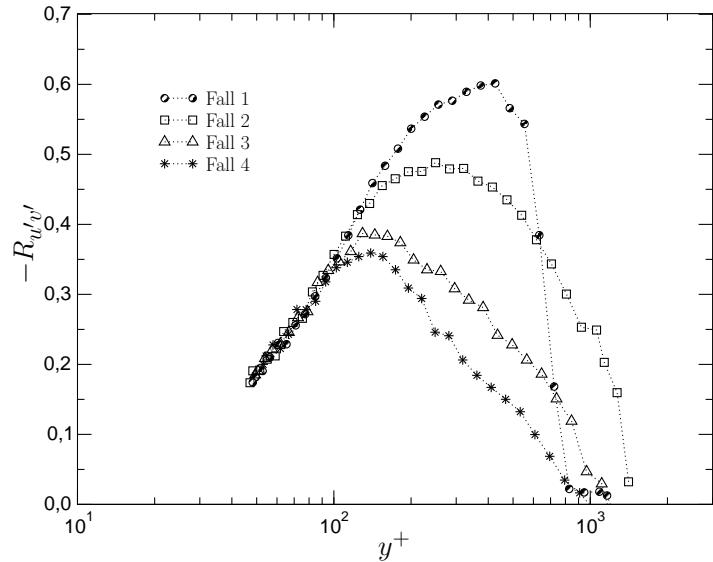


Abbildung 5.41: Profile des Korrelationskoeffizienten  $R_{u'v'}$  bei Beschleunigungsende ( $x = 1.653$  m)

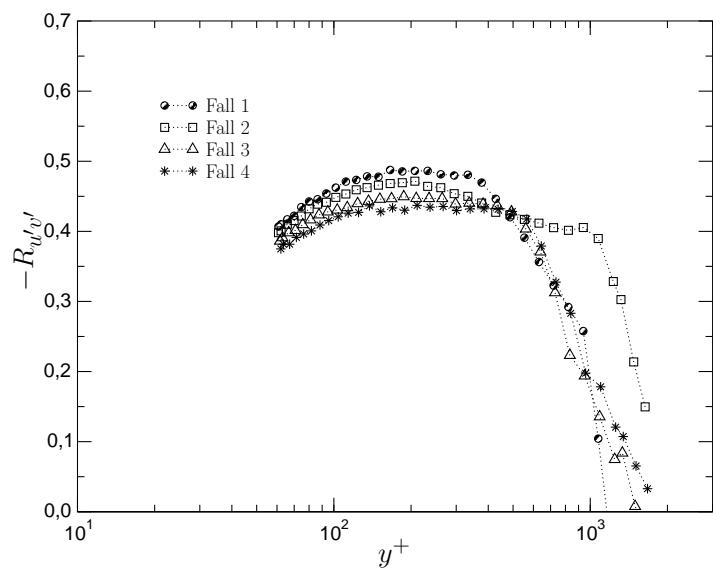


Abbildung 5.42: Profile des Korrelationskoeffizienten  $R_{u'v'}$  nach der Relaxation der Grenzschicht ( $x = 2.053$  m)

## 5.9 Produktion der turbulenten Energie

Die Produktion der turbulenten Energie

$$P = -\overline{u'v'} \frac{\delta \bar{u}}{\delta y} \quad (5.9)$$

ist ein Maß für die Kopplung zwischen mittlerer Bewegung und Schwan-kungsbewegungen in der Grenzschicht. In Kapitel 4.7 wurde die Berechnung der Produktion bis in Wandnähe beschrieben.

In Abbildung 5.43 ist der Verlauf des Maximums der Produktion darge-stellt, normiert mit dem Referenzwert  $u_{\tau_{ref}}^4$  ( $x = 0.828$  m) und  $\nu$ . Das Maxi-mum der normierten Produktion steigt kontinuierlich mit der Lauflänge an, ohne die Relaminarisierung der Grenzschicht anzudeuten.

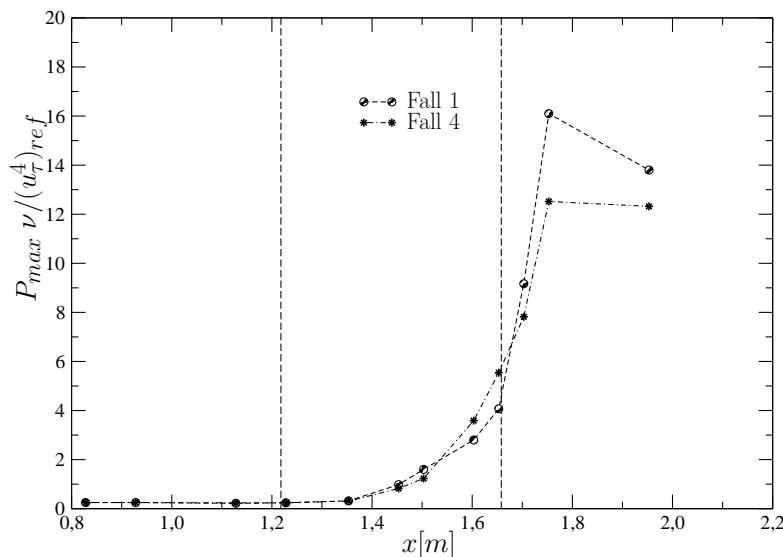


Abbildung 5.43: Maximalwert der normierten Produktion  $P_{max} \nu / (u_{\tau}^4)_{ref}$  für die Fälle 1 und 4 mit  $x_{ref} = 0.828$  m

Es stellt sich daher die Aufgabe, die passende Normierung der Produktion zu finden, die eine Entwicklung in Richtung Relaminarisierung der Grenzschicht andeutet und unabhängig ist von der Reynolds-Zahl  $Re_{\delta_2}$ . Rotta (1962) hat gezeigt, dass die Normierung der Produktion mit dem Lokalwert von  $u_\tau$  und mit  $\nu$  die einzige ist, die bei Druckgradient null von der Reynolds-Zahl unabhängig ist.

In Kapitel 4.7 wurde gezeigt, dass das Maximum von  $P\nu/u_\tau^4$  bei Druckgradient null unabhängig von der Höhe der Außenturbulenz den von Rotta (1962) angegebenen Wert 0.25 hat. In Abbildung 5.44 ist für Fall 1 (geringste Außenturbulenz) und Fall 4 (höchste Außenturbulenz) der Verlauf der Maxima von  $P\nu/u_\tau^4$  über  $x$  aufgetragen. Wie bei Warnack (1996) wird das Minimum der Kurve ( $\approx 0.085$ ) bei  $x = 1.503$  m erreicht, 50 mm stromab der Position von  $K_{max}$ . Dabei ist zwischen den beiden Testfällen nur ein geringfügiger Unterschied zu erkennen, mit einer Tendenz zu etwas höheren Werten für Fall 4. Im Unterschied zur geringen Wirkung der hohen Außenturbulenz auf  $P\nu/u_\tau^4$  hat die starke Beschleunigung demnach einen entscheidenden Einfluss auf die Produktion.

Hier sei darauf hingewiesen, dass die Position des Minimums von  $P\nu/u_\tau^4$  ( $x = 1.503$  m) die erste Position in Längsrichtung ist, an der die  $c_{f_{lokal}}$ -Werte unterhalb der  $c_f$ -Kurve für Druckgradient null liegen (Kapitel 5.6).

Stromab des Minimums von  $(P\nu/u_\tau^4)_{max}$  liegen die Werte für Fall 4 an allen Messpositionen oberhalb der Werte von Fall 1. Hier macht sich die Außenturbulenz im Verlauf des Maximums der Produktion am stärksten bemerkbar. Der Anstieg von  $(P\nu/u_\tau^4)_{max}$  reicht über das Ende der Beschleunigung hinaus, wobei an der letzten Messposition die Werte vom Anfang der Mess-Strecke erreicht werden, mit einer Abweichung zwischen den Testfällen von  $\simeq 1\%$ .

Aus Abbildung 5.45 wird ersichtlich, dass das Maximum der Produktion eine lineare Funktion des Druckgradientenparameters  $\Delta_p$  ist, solange  $\Delta_p$  ansteigt. Die gestrichelte Linie ist eine lineare Approximation in der Form<sup>2</sup>:

$$\frac{\nu}{u_\tau^4} P_{max} = 0.248 - 5.96 \Delta_p. \quad (5.10)$$

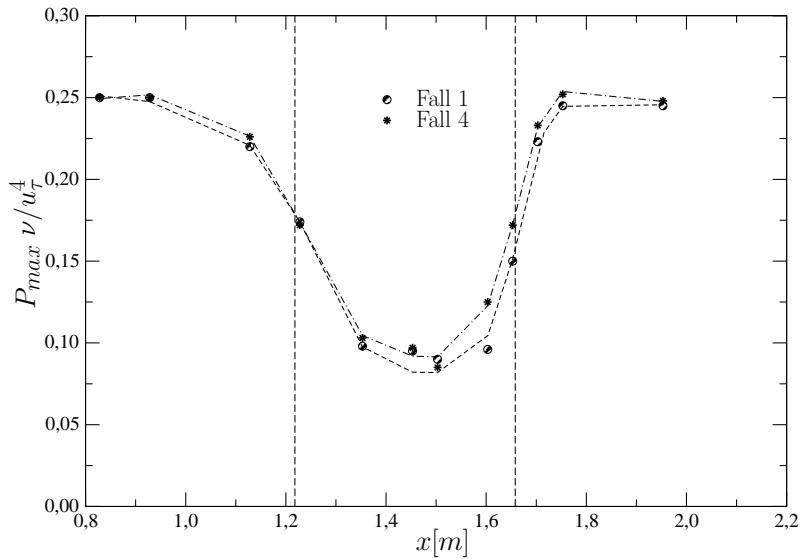
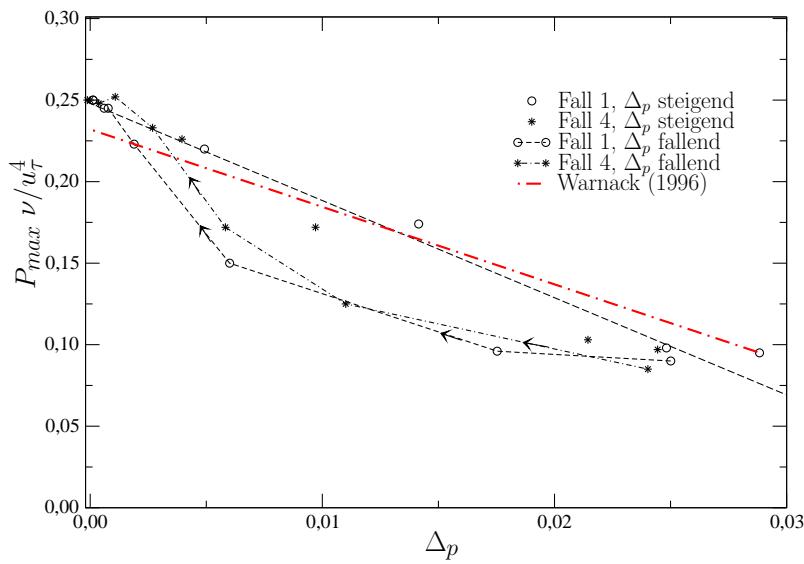
Nach dem Erreichen des Maximalwertes von  $\Delta_p$  (oder von  $K$ ) ist dieser Zusammenhang nicht mehr vorhanden, die Maxima liegen in beiden Testfällen unterhalb der Geraden. Das hängt damit zusammen, dass im relaminarisier-ten Bereich die Produktion trotz des fallenden Beschleunigungsparameters zuerst noch abnimmt (bis  $x = 1.503$  m) und dann nur langsam ansteigt. Warnack (1996) hat gezeigt, dass bei einer nicht relaminarisierten Grenzschicht die Produktion bei fallendem Beschleunigungsparameter sofort wieder ansteigt, sodass die Maxima nur geringfügig unter der gleichen Geraden liegen. An der letzten Messposition erreicht die Produktion Werte, die denen vor der Beschleunigung entsprechen. Die gleiche Entwicklung ist für Fall 4 zu erkennen mit einem schwachen 'Überschießen' der Geraden am Ende der Re-transition.

Die in den Abbildungen 5.46 und 5.47 gezeigten Verläufe der Produktion über die Grenzschichtdicke für Fall 1 sind eingeteilt in die zwei Abschnitte mit steigenden bzw. fallenden Werten von  $K$ . Die Produktion nimmt über die gesamte Grenzschicht infolge der Beschleunigung ab. Dabei verschiebt sich die Position des Maximums von  $y^+ \approx 12$  geringfügig nach außen zu  $y^+ \approx 15$  an der x-Position von  $K_{max}$  und bewegt sich stromab wieder in Richtung Wand. Die Profile der Produktion in Fall 4 sind denen für Fall 1 ähnlich.

Infolge der Beschleunigung entsteht eine Entkoppelung der mittleren Bewegungen von den Schwankungsbewegungen in der Grenzschicht. Das drückt sich in der Reduzierung des normierten Produktionsterms aus, der bei  $x = 1.503$  m sein lokales Minimum hat (vgl. Abbildung 5.44). Die Profile von  $(\overline{u'^2}/u_\tau^2)_{max}$  weisen an der gleichen x-Position ein Minimum auf (vgl. Abbildung 5.38). Die mittlere Geschwindigkeit reagiert auf die Reduzierung der

---

<sup>2</sup>Warnack (1996) hat als Konstanten 0.232 und 4.75 angegeben.

Abbildung 5.44: Verlauf von  $P_{max} \nu / u_\tau^4$  für die Fälle 1 und 4Abbildung 5.45: Maximum der Produktion der turbulenten Energie als Funktion von  $\Delta_p$

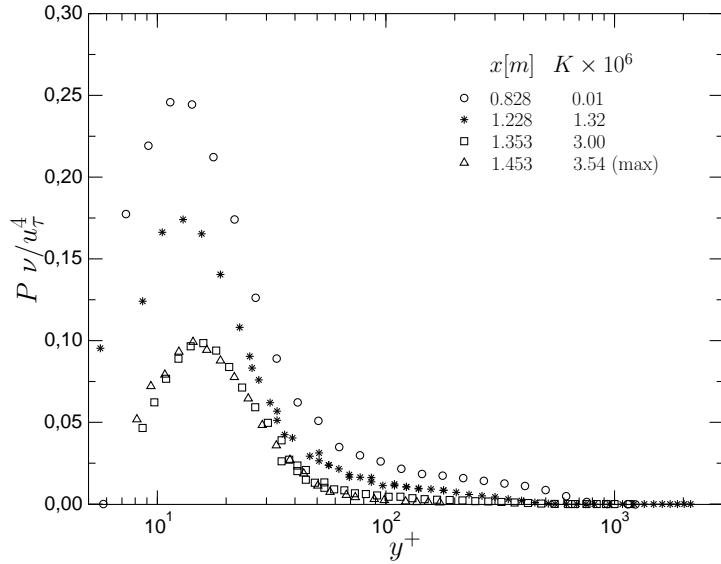


Abbildung 5.46: Produktion der turbulenten Energie bei steigendem Beschleunigungsparameter  $K$  (Fall 1)

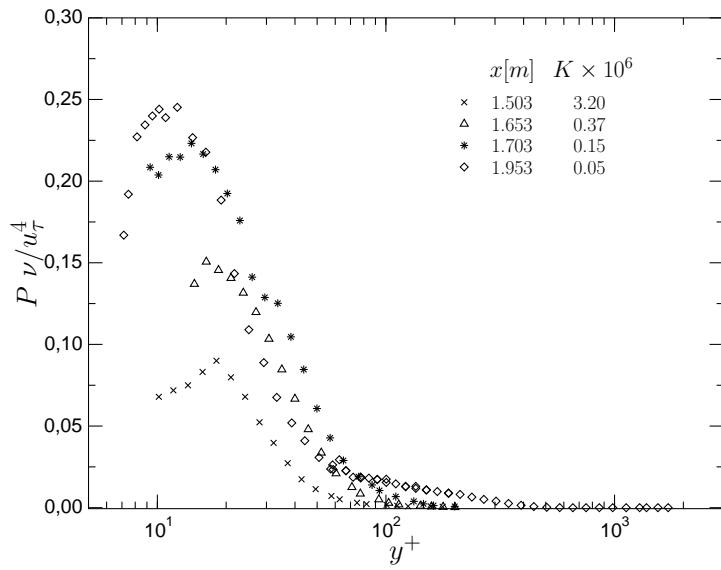


Abbildung 5.47: Produktion der turbulenten Energie bei abnehmendem Beschleunigungsparameter  $K$  (Fall 1)

Geschwindigkeitsfluktuationen und des normierten Produktionsterms mit einer kontinuierlichen Entfernung der Profile vom logarithmischen Wandgesetz hin zu einem laminarähnlichen Profil und weicht am Ende des Beschleunigungsbereichs am stärksten davon ab, obwohl hier sowohl der normierte Produktionsterm als auch die  $\overline{u'^2}/u_\tau^2$ -Werte schon wieder angestiegen sind. Dieses Verhalten der mittleren Geschwindigkeit hat Ähnlichkeit mit der Entwicklung einer Grenzschicht, die eine laminar-turbulente Transition durchläuft. Dort steigen zuerst die Geschwindigkeitsfluktuationen an, bevor anschließend die Profile der mittleren Geschwindigkeit auf die erhöhte Turbulenz in der Grenzschicht reagieren.

## 5.10 Höhere Momente

In den Abbildungen 5.48 und 5.49 ist die Schiefe der Geschwindigkeitsschwankungen in Längsrichtung

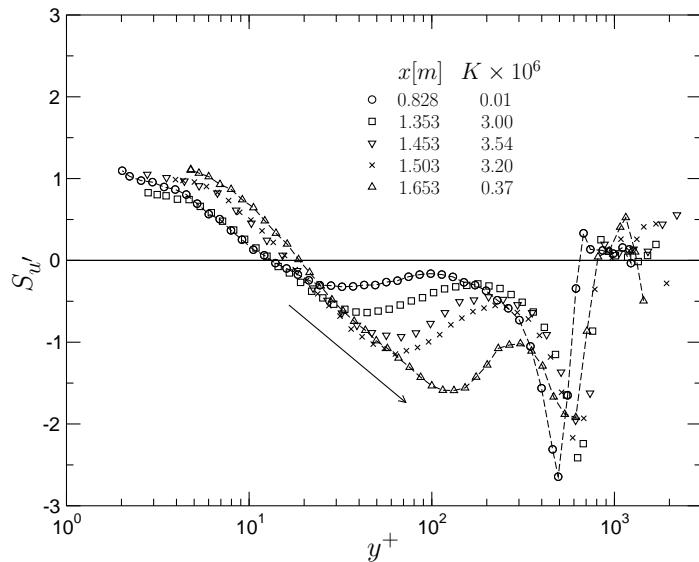
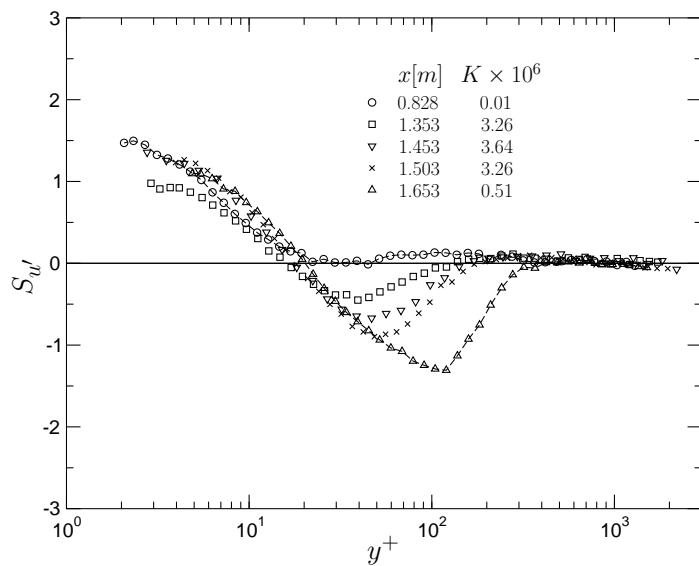
$$S_{u'} = \frac{\overline{u'^3}}{(\overline{u'^2})^{3/2}} \quad (5.11)$$

im Beschleunigungsbereich der Grenzschicht dargestellt. An der ersten Messposition für Fall 1 ist das charakteristische Verhalten der Schiefe in einer kanonischen Grenzschicht zu erkennen. In Wandnähe ist ihr Wert positiv, nimmt nach außen hin ab und schneidet die Nullachse beim Wandabstand, der  $(u'_{RMS})_{max}$  entspricht. Am Außenrand der Grenzschicht entsteht infolge der Intermittenz zwischen Potentialströmung und Grenzschichtströmung ein Minimum. Wie in Kapitel 4.6.3 gezeigt, liegen die Profile der Schiefe bei Druckgradient null und hoher Außenturbulenz über die gesamte Grenzschichtdicke über denen mit niedriger Außenturbulenz (Abbildung 4.19). Das Minimum tritt am Grenzschichtrand nicht mehr auf. Auch hat die Schiefe in Fall 4 über die gesamte Grenzschichtdicke positive Werte.

Wird die Grenzschicht beschleunigt, so wächst das lokale Minimum der Schiefe bei  $y^+ \approx 25$  für  $x = 0.828$  m an und verschiebt seine Position nach außen (siehe Pfeil in Abbildung 5.48). Das bedeutet, dass sich der wandnahe Bereich der Grenzschicht, in dem ein negativer Gradient  $\partial(S_{u'})/\partial(y^+)$  auftritt, mit der Lauflänge nach außen hin vergrößert, bis zum Wandabstand  $y^+ \approx 130$  bei  $x = 1.653$  m. Der Verlauf der Schiefe in Wandnähe wird stromab zusätzlich steiler.

Am Ende der Beschleunigung tritt in beiden Testfällen ein lokales Minimum von  $S_{u'}$  bei einem Wandabstand von  $y^+ \approx 130$  auf. Der Absolutwert des Minimums von Fall 4 ist jedoch um 21% kleiner als für Fall 1. Dies zeigt, dass die Tendenz zu höheren Werten von  $S_{u'}$  infolge der Anfangs-Außenturbulenz auch in der Beschleunigung erhalten bleibt.

Das Entstehen des Minimums von  $S_{u'}$  im Innenbereich der Grenzschicht wurde von Warnack (1996) mit dem Auftreten von abwärts gerichteten hochfrequenten Nadeln im Zeitsignal der Geschwindigkeit erklärt. In Abbildung

Abbildung 5.48: Profile von  $S_{u'}$  im Beschleunigungsbereich (Fall 1)Abbildung 5.49: Profile von  $S_{u'}$  im Beschleunigungsbereich (Fall 4)

5.50 wird ersichtlich, dass die Nadeln in beiden Testfällen vergleichbare Abmessungen haben. Die physikalischen Vorgänge in der Grenzschicht sind anscheinend die gleichen, unabhängig von der Höhe der Außenturbulenz, jedoch mit einem höheren Anteil an Restturbulenz in Fall 4.

Stromab des Beschleunigungsbereiches durchlaufen die Profile von  $S_{u'}$  eine Entwicklung, die für die beiden Testfälle ähnlich ist (Abbildungen 5.51 und 5.52). Die Profile an der Position  $x = 1.703$  m nehmen für  $y^+ \gtrsim 30$  einen kurzzeitigen horizontalen Verlauf an, der stromab ausgedehnter wird. Dies hat Ähnlichkeit mit den Profilen vor der Beschleunigung bei  $x = 0.828$  m. Die Profile von  $S_{u'}$  reagieren demnach sehr schnell auf den Wegfall des Druckgradienten und entwickeln sich für  $30 \lesssim y^+ \lesssim 600$  zu höheren Werten hin.

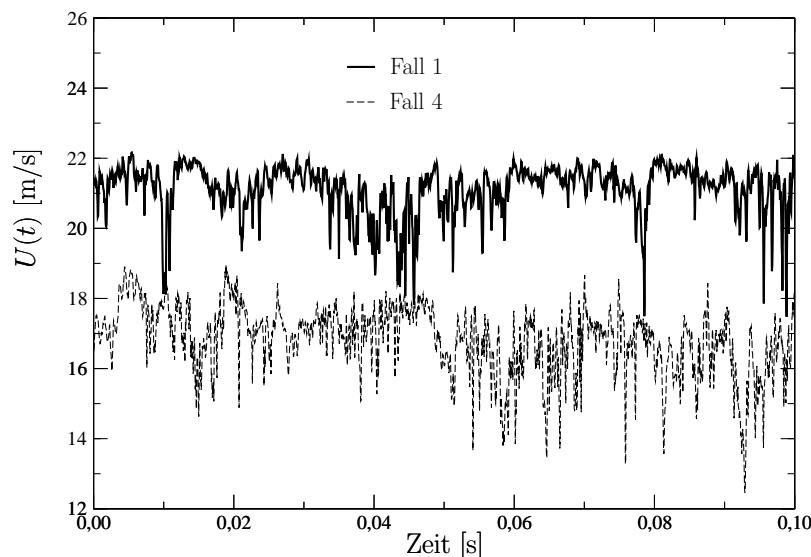
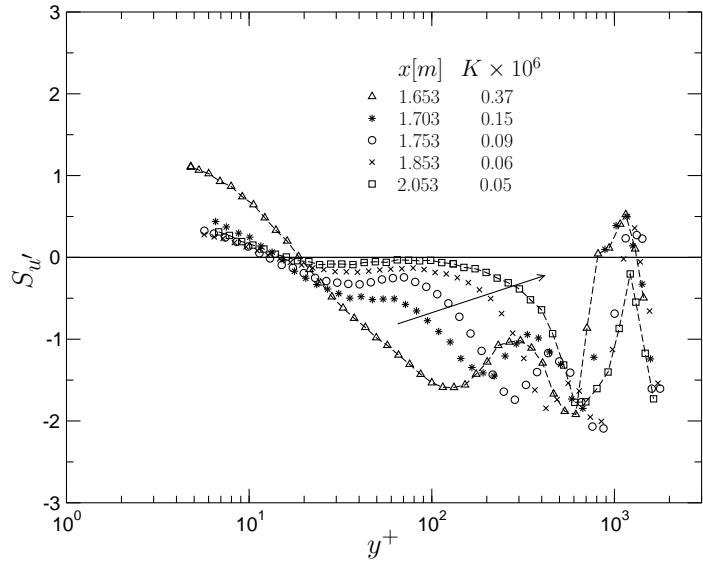
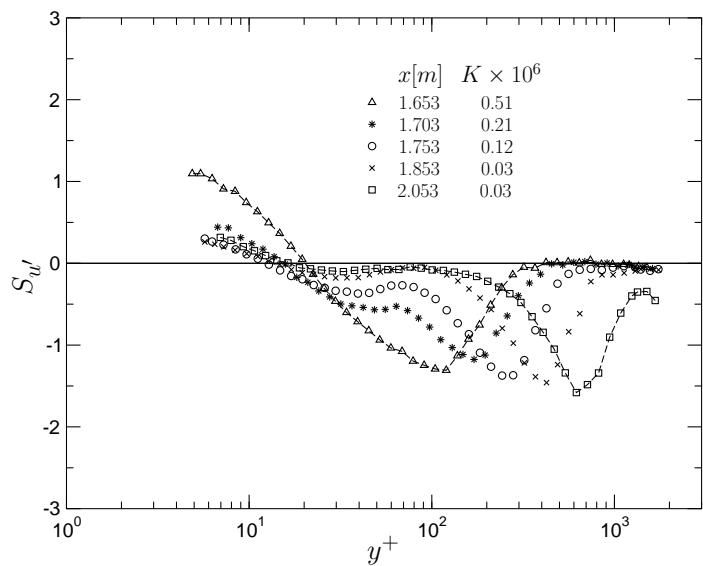


Abbildung 5.50: Zeitsignal der Geschwindigkeit bei  $x = 1.653$  m für den Wandabstand  $y^+ \approx 130$ . Das Zeitsignal für Fall 4 ist um den Offset 4 m/s nach unten verschoben.

Abbildung 5.51: Profile von  $S_{u'}$  im Relaxationsbereich (Fall 1)Abbildung 5.52: Profile von  $S_{u'}$  im Relaxationsbereich (Fall 4)

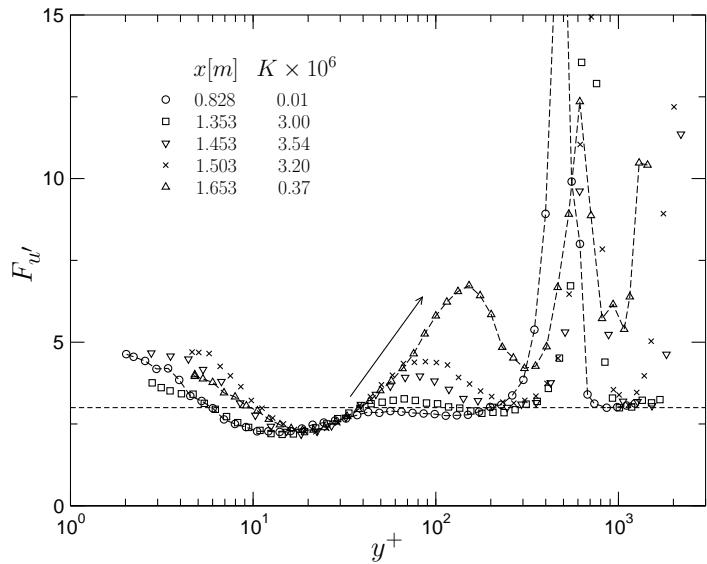
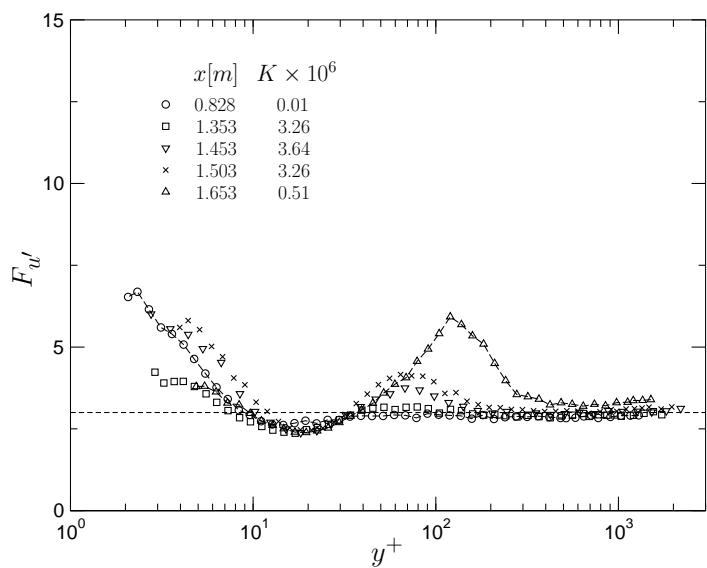
Der Bereich konstanter Werte von  $S_{u'}$  wächst mit der Lauflänge an (siehe Pfeil) und führt an der letzten Messposition zu einem Profil, das dem Verlauf bei Druckgradient null ( $x = 0.828$  m) ähnelt. Das Minimum von Wandabstand  $y^+ \approx 130$  verschiebt sich nach außen und wird geringfügig größer. An der letzten Messposition weisen die Profile für Fall 1 ein einziges Minimum im Außenbereich auf, das rund 15% höher ist als das bei  $x = 1.653$  m. Der nach unten gehende Höcker ist auch in Abbildung 5.52 erkennbar, ein Hinweis darauf, dass an der letzten Messposition bei höchster Außenturbulenz (Fall 4) am Grenzschichtrand wieder Intermittenz vorhanden ist.

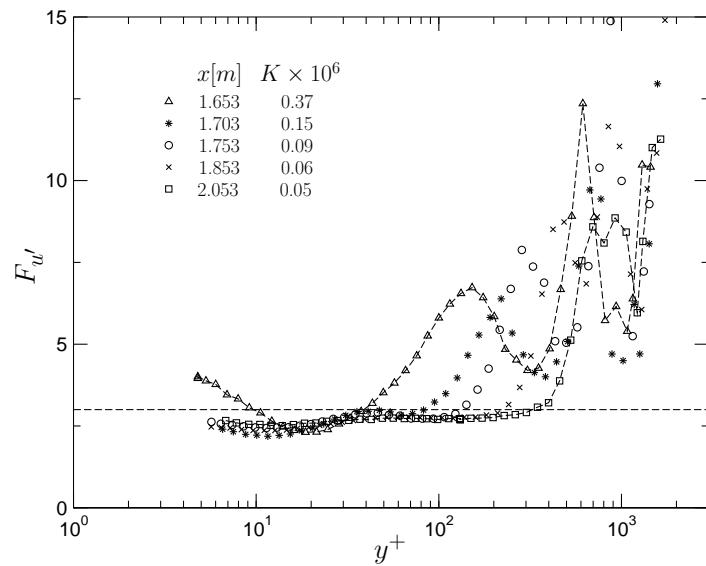
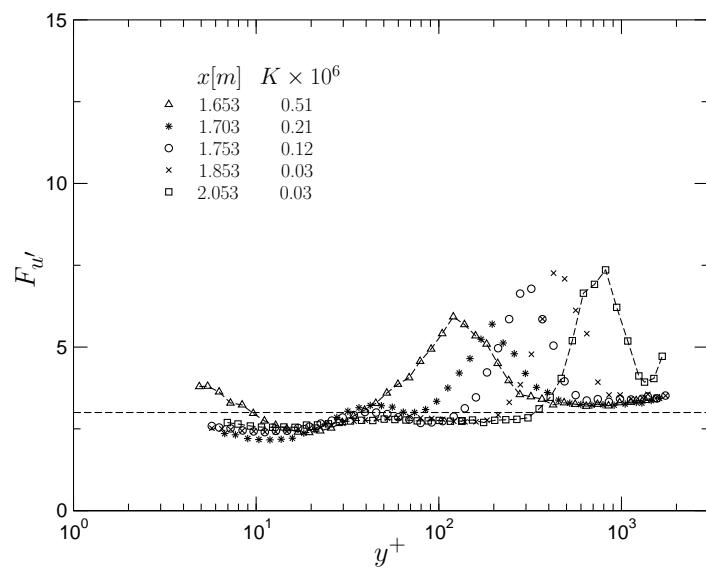
Für die Fälle 1 und 4 ist die Kurtosis

$$F_{u'} = \frac{\overline{u'^4}}{(\overline{u'^2})^2} \quad (5.12)$$

im Beschleunigungsbereich in den Abbildungen 5.53 und 5.54 aufgetragen. Im Unterschied zu Fall 1, wo am Grenzschichtrand infolge der Intermittenz ein Maximum von  $F_{u'}$  entsteht, ist dies in Fall 4 wegen der hohen Außenturbulenz nicht zu sehen. Im wandnahen Bereich ist  $F_{u'}$  im Fall 4 höher als im Fall 1, wie sich das auch bei Druckgradient null (siehe Abbildung 4.21) gezeigt hat. Die Entwicklung von  $F_{u'}$  in der Beschleunigung ist ähnlich der von  $S_{u'}$ , mit zwei Maxima für Fall 1 – bei  $y^+ \approx 150$  und am Grenzschichtrand – und einem einzelnen Maximum am Grenzschichtrand für Fall 4. Auch hier ist zu sehen, dass sich der Bereich eines konstanten Anstieges  $\partial(F_{u'})/\partial(y^+)$  mit der Lauflänge nach außen hin ausdehnt. An der Position  $x = 0.828$  m gehen die Profile bei  $y^+ \approx 40$  in einen horizontalen Verlauf über. Die Position dieses Übergangs wandert stromab nach außen (siehe Pfeil). Dadurch dehnt sich der Bereich positiver Gradienten im Beschleunigungsbereich aus, um am Ende der Beschleunigung ( $x = 1.653$  m) bis zu  $y^+ \approx 150$  zu reichen.

Nach dem Ende der Beschleunigung reagieren die Profile der Kurtosis schnell auf den Wegfall des Druckgradienten, wodurch sich das Maximum von  $F_{u'}$  in den Außenbereich der Grenzschicht verschiebt. Am letzten Messpunkt besteht der Unterschied zwischen Fall 1 und 4 nur in der Höhe der Maxima (Abbildungen 5.55 und 5.56).

Abbildung 5.53: Profile von  $F_{u'}$  im Beschleunigungsbereich (Fall 1)Abbildung 5.54: Profile von  $F_{u'}$  im Beschleunigungsbereich (Fall 4)

Abbildung 5.55: Profile von  $F_{u'}$  im Relaxationsbereich (Fall 1)Abbildung 5.56: Profile von  $F_{u'}$  im Relaxationsbereich (Fall 4)

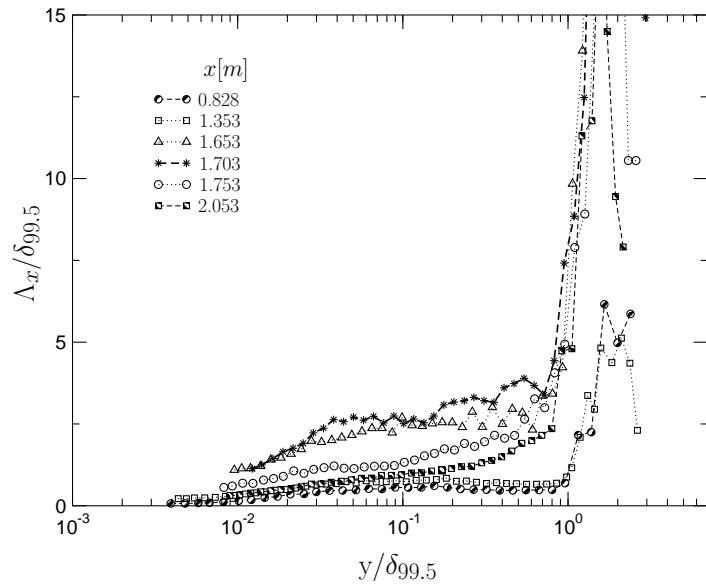
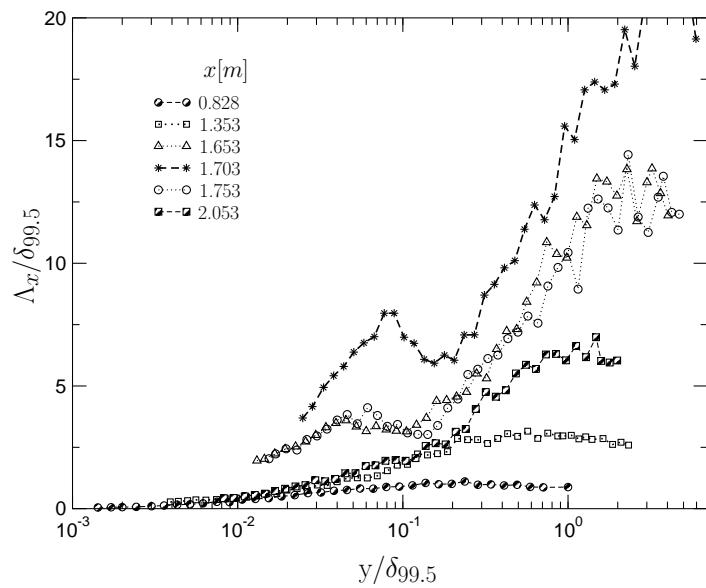
## 5.11 Strukturlängen

In diesem Abschnitt soll der Einfluss der Außenturbulenz und der Beschleunigung auf die Strukturlängen in der Grenzschicht untersucht werden. Dabei werden die Strukturlängen in Längsrichtung  $\Lambda_x$  und in Querrichtung  $\Lambda_y$  betrachtet, die mit den Beziehungen 3.2 bzw. 3.3 berechnet wurden. In Kapitel 4.9 wurde bei Druckgradient null ein Anstieg beider Strukturlängen infolge der Außenturbulenz über die gesamte Grenzschichtdicke verzeichnet (Abbildung 4.29).

Die in den Abbildungen 5.57 (Fall 1) und 5.58 (Fall 4) aufgetragenen Profile der mit  $\delta_{99.5}$  normierten Längen  $\Lambda_x$  steigen im Bereich der Beschleunigung kontinuierlich an und erreichen ihr Maximum bei  $x = 1.703$  m, also stromab des Beschleunigungsbereiches. Anschließend wird  $\Lambda_x/\delta_{99.5}$  wieder kleiner und erreicht an der letzten Messposition die Werte vor dem Beschleunigungsbereich. Das Anwachsen von  $\Lambda_x$  kann mit einer Streckung der Turbulenzstrukturen in Längsrichtung infolge der Beschleunigung erklärt werden. Die Werte in Abbildung 5.57 stimmen qualitativ gut mit denen von [Warnack & Fernholz \(1998\)](#) überein (ebd. Abbildung 24).

Obwohl in beiden Testfällen  $\Lambda_x$  eine qualitativ ähnliche Entwicklung durchmacht, unterscheiden sich die beiden Fälle durch das lokale Maximum beim Wandabstand  $y/\delta_{99.5} \approx 0.08$  ( $y^+ \approx 20$ ) an der Position  $x = 1.703$  m. Während in Fall 1 der  $\Lambda_x$ -Verlauf in diesem Bereich ein Plateau aufweist, ist in Fall 4 infolge der Außenturbulenz ein ausgeprägtes lokales Maximum vorhanden, das um den Faktor 3 höher ist als der entsprechende Wert von Fall 1 (Abbildung 5.57). Gleichzeitig ist für Wandabstände  $0.08 \lesssim y/\delta_{99.5} \lesssim 0.2$  (d.h.  $20 \lesssim y^+ \lesssim 45$ ) mit steigendem Wandabstand eine Verkürzung der Strukturlängen an den Messpositionen  $1.653 \leq x \leq 1.753$  m zu beobachten (Abbildungen 5.58). Diese Abnahme der Strukturlängen mit steigendem Wandabstand tritt für alle Testfälle mit erhöhter Außenturbulenz auf. Bei geringer Außenturbulenz ist der  $\Lambda_x$ -Verlauf in diesem Grenzschichtbereich nahezu konstant.

Nach dem Erreichen von Druckgradient null durchläuft die Grenz-

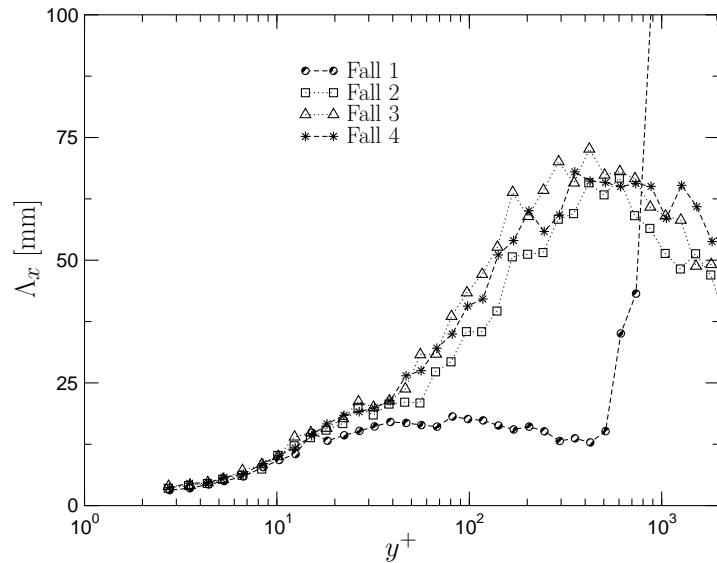
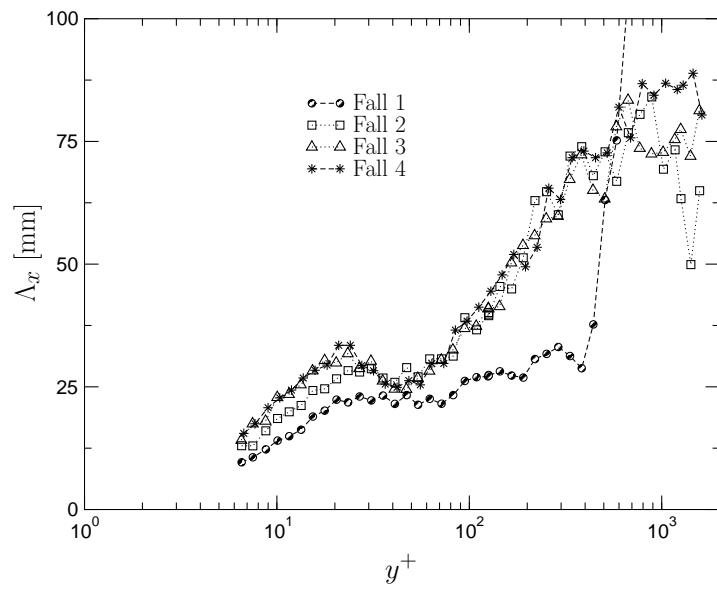
Abbildung 5.57: Profile von  $\Lambda_x/\delta_{99.5}$  (Fall 1)Abbildung 5.58: Profile von  $\Lambda_x/\delta_{99.5}$  (Fall 4)

schicht einen Relaxationsbereich, in dem sich die Turbulenzstruktur der Grenzschicht verändert. Die am Ende der Beschleunigung abschnittsweise Reduzierung der Strukturlängen  $\Lambda_x$  mit steigendem Wandabstand könnte ein Hinweis sein auf eine 'Entkoppelung' zwischen der Turbulenz des wandnahen Bereichs und des neu entstehenden logarithmischen Bereiches, der bei  $y^+ \approx 35$  beginnt. Das würde bedeuten, dass sich die Turbulenz nach Beschleunigungsende in diesen zwei Gebieten der Grenzschicht zunächst unabhängig voneinander entwickelt und erst stromab wieder miteinander in Wechselwirkung tritt. Die Entwicklung der Profile von  $\overline{u'^2}/u_\tau^2$  im Relaxationsbereich unterstützt diese Annahme (Abbildungen 5.28 und 5.29).

In Abbildung 5.59 sind die Strukturlängen  $\Lambda_x$  für unterschiedlich hohe Außenturbulenz an der Position  $K_{max}$  aufgetragen. Hier zeigt sich, dass die  $\Lambda_x$ -Werte für Wandabstände  $y^+ \lesssim 20$  unabhängig von der Höhe der Außenturbulenz gleich sind, obwohl diese bei Druckgradient null stark voneinander abweichen. Das zeigt, dass in Wandnähe der Einfluss der Beschleunigung so stark ist, dass die unterschiedlich hohe Außenturbulenz für die  $\Lambda_x$ -Werte nicht mehr von Bedeutung ist.

Nach dem Wegfall des Druckgradienten ( $x = 1.703$  m) ist ein starker Anstieg von  $\Lambda_x$  zu verzeichnen, mit dem erwähnten lokalen Maximum im Innenbereich der Grenzschicht (Abbildung 5.60). Hier treten auch für  $y^+ \lesssim 20$  große Unterschiede bei den  $\Lambda_x$ -Werten zwischen den Testfällen unterschiedlicher Außenturbulenz auf. An dieser Stelle ist eine unmittelbare Wirkung der Außenturbulenz auf die Grenzschicht eher gering, da  $Tu_\delta$  klein und  $\Lambda_x/\delta_{99.5}$  groß sind. Zur Erklärung der Unterschiede zwischen den Testfällen kann daher der direkte Einfluss der Außenturbulenz nur zum geringen Teil herangezogen werden. Es scheint eher zuzutreffen, dass die am Anfang der Messstrecke in die Grenzschicht eingebrachten Veränderungen in der Grenzschicht noch vorhanden sind ('history effect') und sich nach dem Wegfall des starken Druckgradienten auswirken. An der letzten Messposition sind die Profile von  $\Lambda_x$  ähnlich denen vor der Beschleunigung.

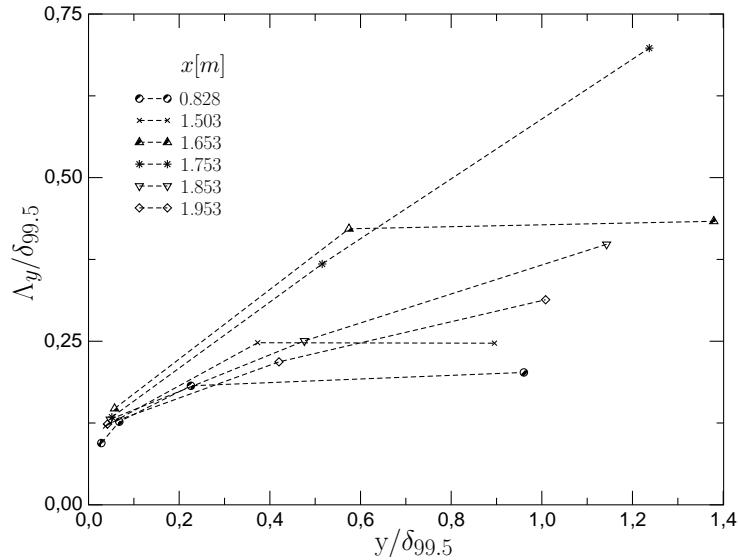
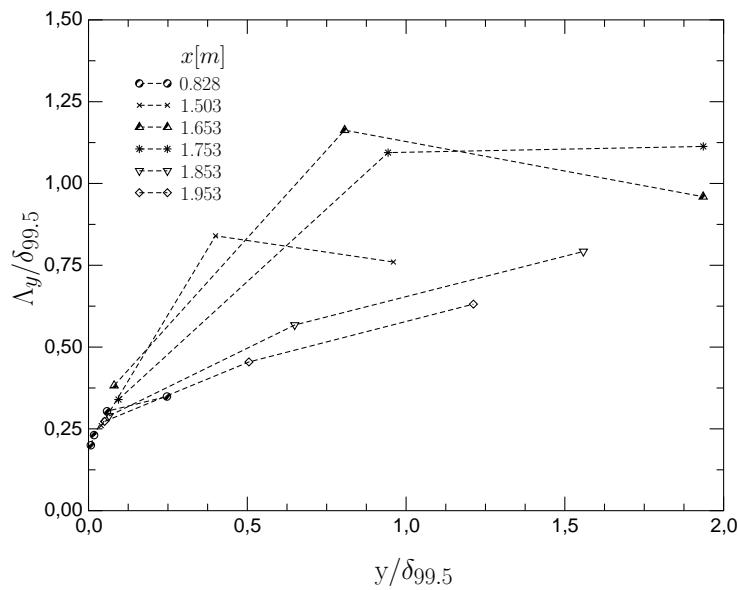
Die experimentelle Bestimmung der zur Wand senkrechten Strukturlängen  $\Lambda_y$  ist aufwendiger als die von  $\Lambda_x$ . Aus diesem Grund sind

Abbildung 5.59: Profile von  $\Lambda_x$  bei  $K_{max}$  ( $x = 1.453$  m)Abbildung 5.60: Profile von  $\Lambda_x$  nach Beschleunigungsende ( $x = 1.703$  m)

drei Wandabstände ausgewählt worden, an denen  $\Lambda_y$  gemessen wurde. Der äußerste Wandabstand befindet sich in der Nähe des Grenzschichtrandes ( $0.77 \leq y/\delta_{99.5} \leq 1.32$ ), der mittlere Messpunkt im Außenbereich der Grenzschicht ( $97 \leq y^+ \leq 350$ ), der wandnächste im Innenbereich der Grenzschicht ( $12 \leq y^+ \leq 35$ ). In den Abbildungen 5.61 und 5.62 sind die Profile von  $\Lambda_y/\delta_{99.5}$  für den Fall 1 und 4 gezeigt. Die Entwicklung über die Beschleunigung ist vergleichbar mit  $\Lambda_x/\delta_{99.5}$ . Auch  $\Lambda_y/\delta_{99.5}$  steigt bis zum Ende der Beschleunigung an, gefolgt von einem Abfall im Bereich des konstanten Druckgradienten. Die Übereinstimmung der vorliegenden  $\Lambda_y/\delta_{99.5}$ -Werte von Fall 1 mit denen von [Warnack & Fernholz \(1998\)](#) in deren Abbildung 26 ist gut.

Der Verlauf des Verhältnisses der Strukturlängen  $\Lambda_x/\Lambda_y$  in x-Richtung beim Wandabstand  $y = 0.5$  mm ( $12 \leq y^+ \leq 35$ ) ist in Abbildung 5.63 aufgetragen. Es zeigt, dass die Strukturlängen  $\Lambda_y$  infolge der hohen Außenturbulenz stärker ansteigen als  $\Lambda_x$ : An der ersten Messposition fällt der  $\Lambda_x/\Lambda_y$ -Wert infolge der Außenturbulenz von 4.5 (Fall 1) auf 1.3 (Fall 4). Die kleineren  $\Lambda_x/\Lambda_y$ -Werte infolge höherer Außenturbulenz bleiben im Bereich der Beschleunigung erhalten, wobei sich das Maximum bei  $x = 1.603$  m für Fall 1 nur noch um den Faktor 1.8 von dem in Fall 4 unterscheidet. Der Anstieg von  $\Lambda_x/\Lambda_y$  im Bereich der Beschleunigung ist durch die Streckung von  $\Lambda_x$  und die Stauchung von  $\Lambda_y$  bedingt.

Zusammenfassend ist festzuhalten, dass die Entwicklung beider Strukturlängen durch die Beschleunigung stärker als durch Außenturbulenz beeinflusst wird. Obwohl aber am Ende des Beschleunigungsbereichs der direkte Einfluss der Außenturbulenz auf die Grenzschicht klein ist, bleibt der infolge der hohen Außenturbulenz am Anfang der Mess-Strecke verursachte Anstieg beider Strukturlängen bis zur letzten Messposition erhalten.

Abbildung 5.61: Profile von  $\Lambda_y/\delta_{99,5}$  (Fall 1)Abbildung 5.62: Profile von  $\Lambda_y/\delta_{99,5}$  (Fall 4)

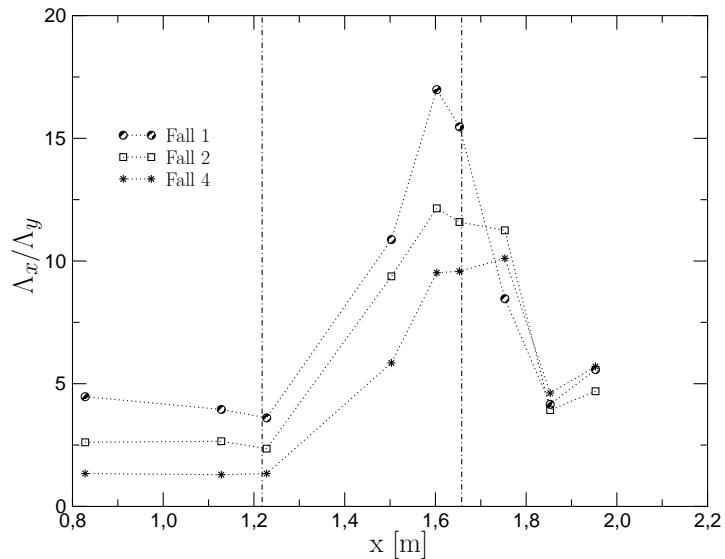


Abbildung 5.63: Verlauf des Verhältnisses der Strukturlängen  $\Lambda_x/\Lambda_y$  beim Wandabstand  $y = 0.5$  mm ( $12 \leq y^+ \leq 35$ )

## 5.12 Energiespektren

Die Berechnung der Energiespektren und ihre geeignete Normierung wurde in Kapitel 4.10 vorgestellt. Dabei wurde gezeigt, dass in einer turbulenten Grenzschicht mit Druckgradient null die Spektren, in der Kolmogoroff-Normierung aufgetragen, unabhängig sind von der Höhe der Außenturbulenz, sofern die turbulente Reynolds-Zahl  $Re_\lambda$  gleich ist. Mit größer werdenden  $Re_\lambda$ -Werten verlängert sich der  $k^{-5/3}$ -Bereich des Spektrums zu kleineren Wellenzahlen.

In diesem Abschnitt soll der Einfluss sowohl der Beschleunigung als auch der Außenturbulenz auf die Spektren einer turbulenten Grenzschicht untersucht werden. Dabei ist zu prüfen, ob die Beziehung von Schapker (1971)

$$\frac{E_{u1}}{v_k^2 \eta} = F(k\eta, Re_\lambda) \quad (5.13)$$

auch für Grenzschichten mit negativem Druckgradienten und hoher Außen-turbulenz gilt. Das würde bedeuten, dass die turbulente Reynolds-Zahl  $Re_\lambda$  auch bei unterschiedlich hohem Beschleunigungsparameter  $K$  der einzige Scharparameter ist.

Da die turbulente Reynolds-Zahl also ein wichtiger Parameter ist, soll zuerst auf den Verlauf von  $Re_\lambda$  in einer beschleunigten Grenzschicht eingegangen werden.  $Re_\lambda$  ist definiert als

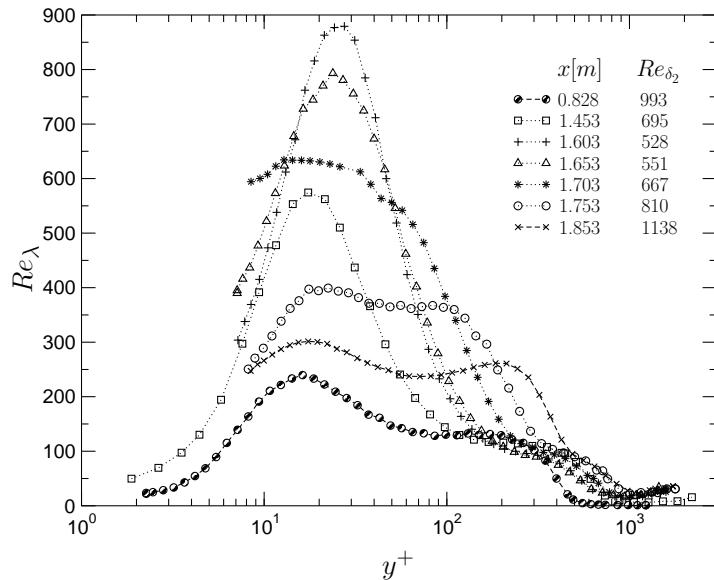
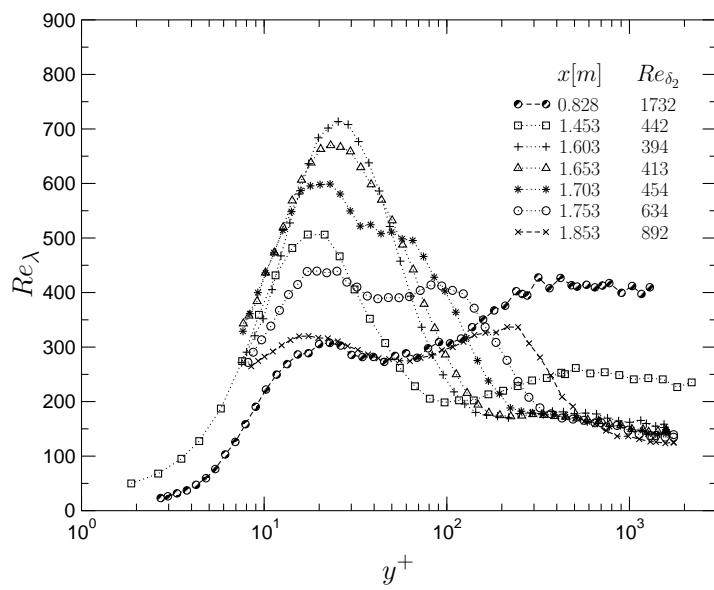
$$Re_\lambda = \frac{\lambda \sqrt{\bar{u'^2}}}{\nu} \quad (5.14)$$

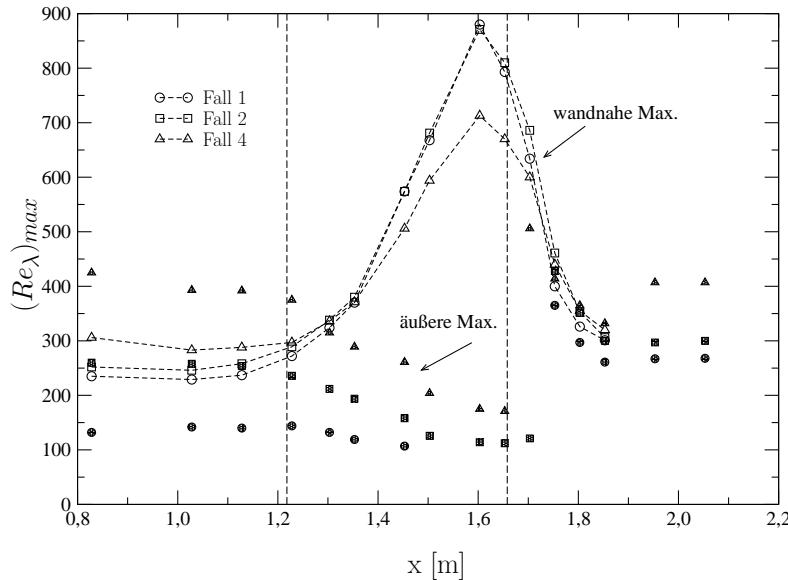
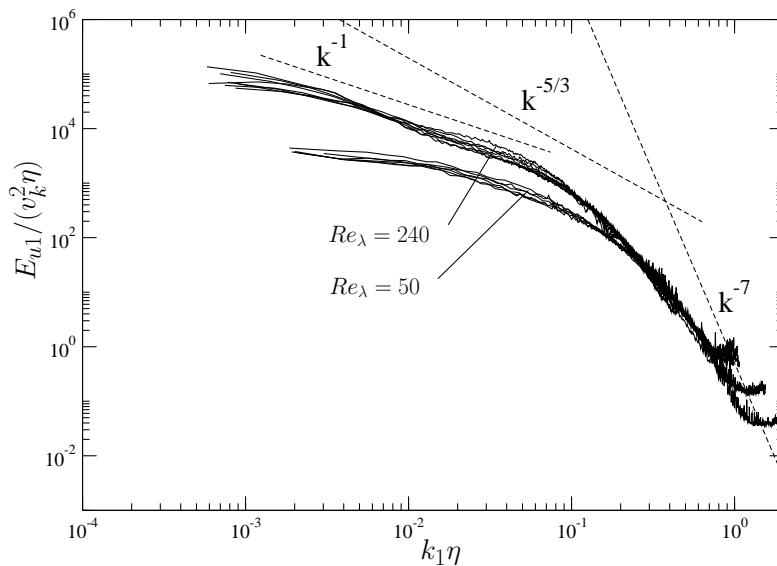
mit  $\lambda$  als der Taylorschen Mikrolänge. Die Profile der turbulenten Reynolds-Zahl über die Grenzschichtdicke sind in den Abbildungen 5.64 und 5.65 für Fall 1 bzw. Fall 4 gezeigt. Die Mehrzahl der Profile weist Maxima im Innen- und Außenbereich der Grenzschicht auf. Mit und ohne Außenturbulenz ist ein starker Anstieg des wandnahen Maximums von  $Re_\lambda$  infolge der Beschleunigung zu erkennen, das an der Position mit dem kleinsten Wert von  $Re_{\delta_2}$  ( $x = 1.603$  m) seinen Höchstwert erreicht. Dieser Anstieg ist sowohl auf den Anstieg des Maximums von  $\sqrt{\bar{u'^2}}$  (vgl. Abbildung 5.37), als auch auf den Anstieg der Taylorschen Mikrolänge zurückzuführen. Die äußeren Maxima

nehmen im Beschleunigungsbereich ab und sind für  $1.503 \leq x \leq 1.653$  m zum Teil nicht mehr vorhanden. Stromab von  $x = 1.603$  m bilden sich die äußeren Maxima wieder aus, am ausgeprägtesten in Fall 4. In Abbildung 5.66 sind die Maximalwerte von  $Re_\lambda$  für die Fälle 1, 2 und 4 aufgetragen. Die offenen Symbole bezeichnen das wandnahe Maximum ( $16 \geq y^+ \geq 25$ ), die vollen Symbole das äußere Maximum ( $85 \geq y^+ \geq 550$ ). Das Maximum bei  $x = 1.603$  m ist für den Fall 1 um  $\approx 23\%$  höher für den Fall 4. Dies ist nicht mit dem Verlauf von  $(\sqrt{u'^2})_{max}$  zu erklären, der sich an dieser Stelle nur um 2% voneinander unterscheidet. Vielmehr sind hier die Strukturlängen  $\lambda$  in Fall 4 kleiner.

Um zu klären, ob die Beziehung 5.13 auch noch bei hoher Beschleunigung gilt, wurden aus den Abbildungen 5.64 und 5.65 an allen x-Positionen die Wandabstände abgelesen, die den turbulenten Reynolds-Zahlen  $Re_\lambda = 50$  und  $Re_\lambda = 240$  entsprechen. Die entsprechenden Spektren sind in Abbildung 5.67 aufgetragen, wobei sowohl die Höhe der Außenturbulenz als auch der Beschleunigungsparameter  $K$  stark variieren. Es ist zu erkennen, dass weder die Beschleunigung noch die Höhe der Außenturbulenz einen Einfluss auf den Verlauf der in der Kolmogoroff-Normierung aufgetragenen Spektren hat. Es bleibt  $Re_\lambda$  als einziger Scharparameter übrig.

In Abbildung 5.68 sind die normierten Spektren an der Position des wandnahen  $Re_\lambda$ -Maximums ( $y^+ \approx 20$ ) aufgetragen, ausgewählt an drei x-Positionen. Es ist deutlich zu sehen, dass die Spektren mit den höchsten  $Re_\lambda$ -Werten den längsten  $k^{-5/3}$ -Bereich aufweisen ( $x = 1.603$  m). Die Höhe der Außenturbulenz ist also nicht von Bedeutung. Die ersten zwei Spektren ( $x = 1.353$  m) sind bei einem hohen Beschleunigungsparameter  $K$  und in Fall 4 bei hoher Außenturbulenz gemessen, im Unterschied zu den letzten zwei ( $x = 1.853$  m), wo wieder Druckgradient null herrscht und die Außenturbulenz gering ist. Trotzdem sind die vier Spektren nahezu identisch, da ihre  $Re_\lambda$ -Werte nahezu gleich groß sind. Im hohen Frequenzbereich sind alle Spektren gleich, unabhängig von Außenturbulenz, Beschleunigung oder  $Re_\lambda$ .

Abbildung 5.64: Profile von  $Re_\lambda$  (Fall 1)Abbildung 5.65: Profile von  $Re_\lambda$  (Fall 4)

Abbildung 5.66: Verlauf von  $(Re_\lambda)_{max}$  für die Fälle 1, 2 und 4Abbildung 5.67: Spektren in Kolmogoroff-Normierung mit unterschiedlich hoher Außenturbulenz und unterschiedlich starker Beschleunigung für  $Re_\lambda = 50$  und  $Re_\lambda = 240$

Die Spektren in Abbildung 5.69 wurden an der gleichen Position  $x = 1.603 \text{ m}$  bei drei unterschiedlichen Wandabständen berechnet, ohne Außenturbulenz (Fall 1) und mit hoher Außenturbulenz (Fall 4). Die zwei ersten Profile, am Grenzschichtrand gemessen, unterscheiden sich aufgrund unterschiedlich hoher Reynolds-Zahlen stark voneinander. Die Spektren am Anfang des logarithmischen Wandgesetzes ( $y^+ = 100$ ) ähneln einander und sind vergleichbar mit Fall 4 am Grenzschichtrand, aufgrund fast gleich großer Reynolds-Zahlen. An der Position des wandnahen  $(Re_\lambda)_{max}$ -Wertes haben die Spektren, bedingt durch die um den Faktor 3 höheren Reynolds-Zahlen, einen längeren  $k^{-5/3}$ -Bereich und unterscheiden sich dadurch von den anderen Spektren. Auch in der Beschleunigung ist der Einfluss der Außenturbulenz, mit Ausnahme des Grenzschichtrandes, nicht bemerkbar.

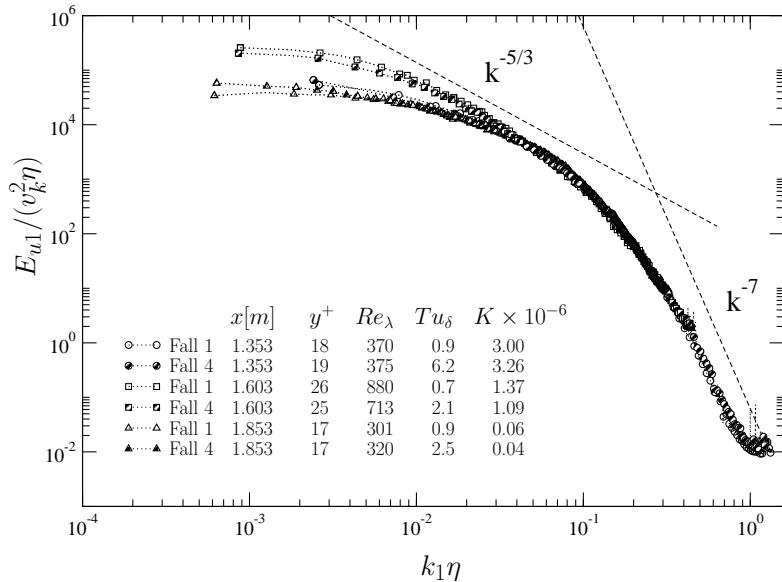


Abbildung 5.68: Spektren in Kolmogoroff-Normierung beim wandnächsten Maximum von  $Re_\lambda$  für Fall 1 und 4

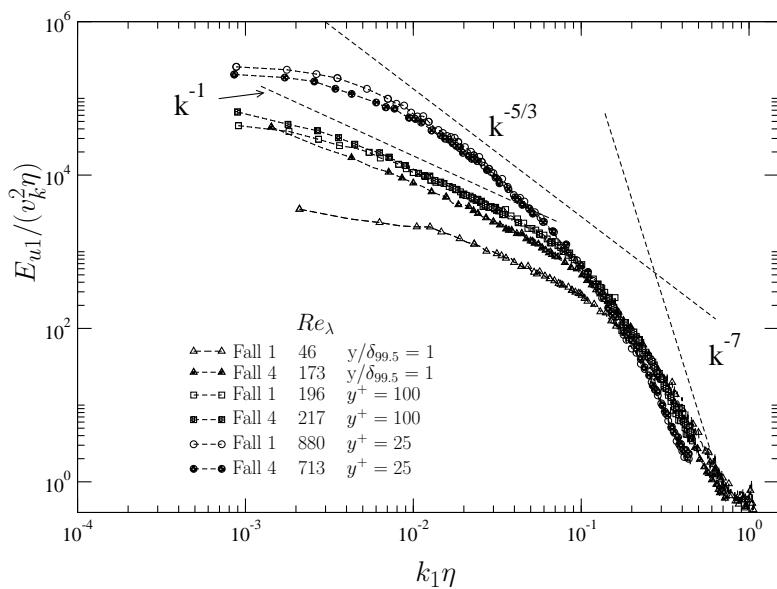


Abbildung 5.69: Spektren in Kolmogoroff-Normierung bei drei unterschiedlichen Wandabständen für geringe (Fall 1) und hohe Außenturbulenz (Fall 4) an der Position  $x = 1.603$  m

## 5.13 Dekomposition der Reynolds-Schubspannungen

Wie in Kapitel 4.11 wird auch hier die Reynoldssche Schubspannung in die vier Quadranten zerlegt und deren Entwicklung im Bereich der beschleunigten Grenzschicht gezeigt. Die Berechnung der Terme ist in Kapitel 4.11 eingehend beschrieben worden. Die vier Quadranten können folgenden Ereignissen zugeordnet werden, entsprechend den Vorzeichen von  $u'$  und  $v'$ :

- Q1      outward interactions (OI):       $u' > 0$  und  $v' > 0$
- Q2      ejections:                                 $u' < 0$  und  $v' > 0$
- Q3      inward interactions (II):             $u' < 0$  und  $v' < 0$
- Q4      sweeps:                                     $u' > 0$  und  $v' < 0$

Hier werden exemplarisch nur die Testfälle 1 und 4 aufgezeigt, die Werte für Fall 2 und 3 sind zwischen den zwei dargestellten einzuordnen.

Die Abbildungen 5.70 und 5.71 zeigen die Entwicklung der Quadrantenanteile am Gesamtwert von  $-\overline{u'v'}$  für Fall 1 und 4. Man beachte die unterschiedliche Skalierung der Bilder. Es wurden vier x-Positionen ausgewählt, an denen die Profile dargestellt werden. Die erste Position am Anfang der Mess-Strecke ( $x = 0.928$  m), die zweite bei  $K_{max}$  ( $x = 1.453$  m), die dritte am Ende der Beschleunigung ( $x = 1.653$  m) und die vierte Position im Bereich der Rückbildung der turbulenten Grenzschicht bei Druckgradient null ( $x = 1.953$  m).

Beginnend mit der ersten Position ist zu erkennen, dass der Anteil der Q2- und Q4-Ereignisse am Gesamtwert der Reynolds-Schubspannungen über die gesamte Grenzschichtdicke am höchsten ist (Abbildung 5.70, a), wobei diese Aufteilung auch bei hoher Außenturbulenz erhalten bleibt (Abbildung 5.71, a). Der höhere Anteil von Q2- und Q4-Ereignissen bleibt ebenso über den gesamten Messbereich in x-Richtung erhalten.

Der bei  $x = 0.928$  m geringfügig höhere Beitrag des Q2-Anteils gegenüber dem Q4-Anteil ( $\approx 40\%$ ) wird infolge des negativen Druckgradienten

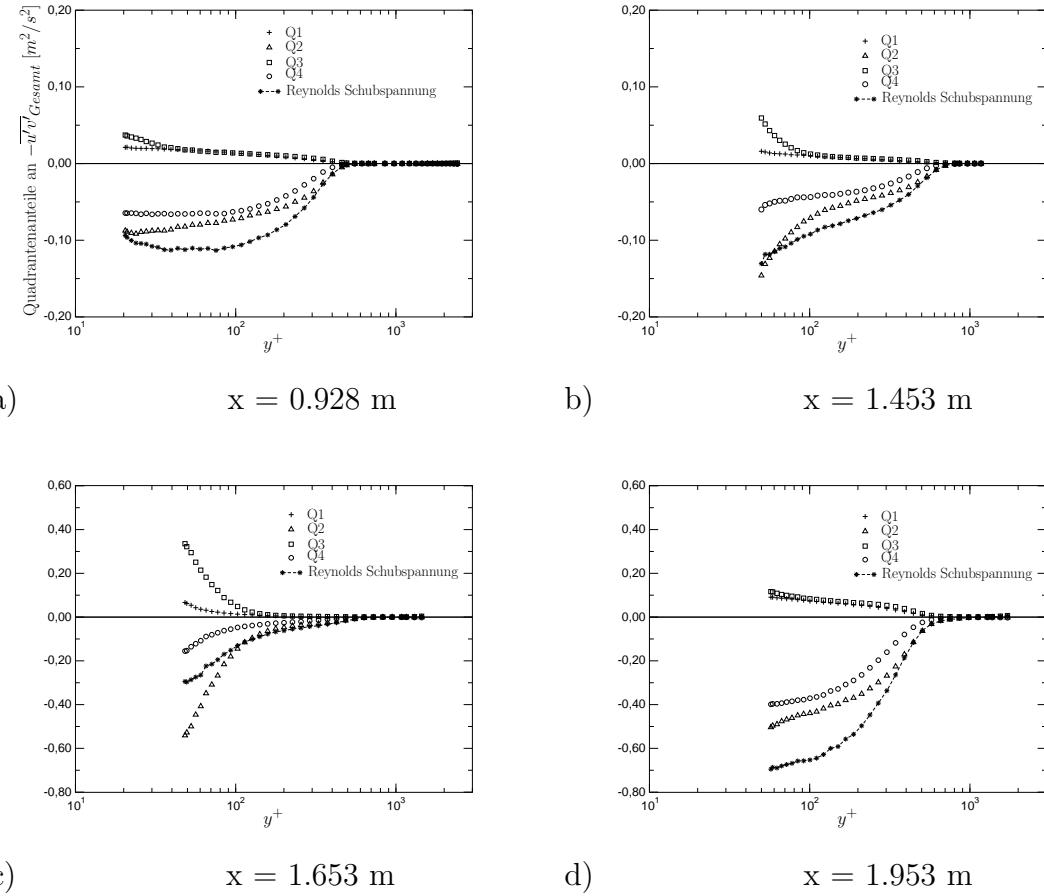
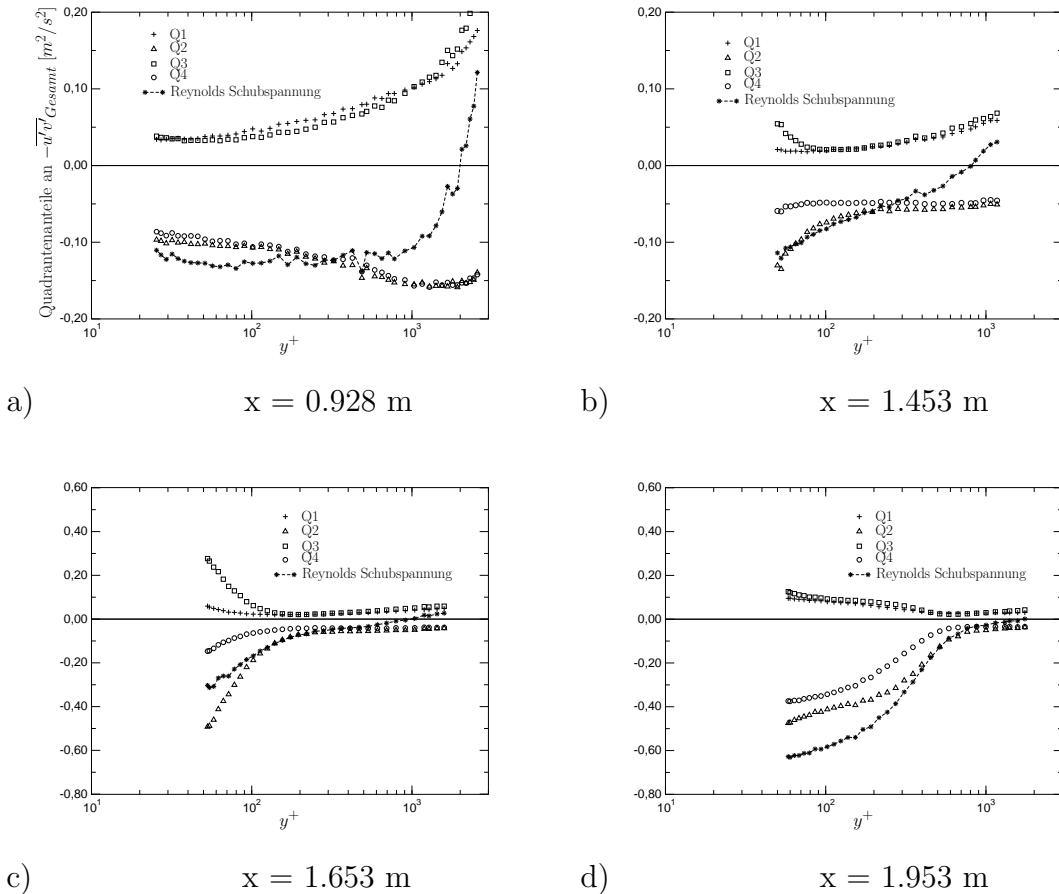


Abbildung 5.70: Quadrantenanteile am Gesamtwert von  $-\overline{u'v'}$  (Fall 1).

verstärkt, überwiegend für Wandabstände  $y^+ \lesssim 100$ . So sind am Ende der Beschleunigung ( $x = 1.653 \text{ m}$ ) für beide Testfälle die Anteile der Q2-Ereignisse um den Faktor 3 höher als diejenigen der Q4-Ereignisse (Abbildungen 5.70, c und 5.71, c). Es findet demnach in der Beschleunigung ein überproportionaler Beitragsanstieg der 'ejections'-Ereignisse statt, die langsames Fluid von der Wand nach außen hin transportieren. Durch die 'sweep'-Ereignisse (Q4) wird schnelles Fluid von außen zur Wand hin transportiert. Der geringe Anstieg der Q4-Anteile in der Beschleunigung deckt sich mit den Beobachtungen von Narasimha & Sreenivasan (1973), dass infolge des negativen Druckgradienten das Entrainment der Grenzschicht null wird, also kein Fluid von außen

Abbildung 5.71: Quadrantenanteile am Gesamtwert von  $-\overline{u'v'}$  (Fall 4).

zur Wand hin transportiert wird. Alving & Fernholz (1996) haben bei einer Grenzschicht mit positivem Druckgradienten eine gegenteilige Entwicklung beobachtet: Der Anteil der Q4-Ereignisse in Wandnähe lag abschnittsweise über dem der Q2-Ereignisse.

Im Relaxationsbereich steigen die Anteile der Q4-Ereignisse wieder an und nehmen an der letzten Messposition Werte an, die im Vergleich zu den Q2-Ereignissen der Situation vor der Beschleunigung entsprechen.

In Abbildung 5.72 ist der Anteil an  $-\overline{u'v'}_{\text{Gesamt}}$  an verschiedenen x-Positionen für Fall 1 nach Quadranten aufgetragen. Zwischen den ersten beiden x-Positionen sind nur geringfügige Veränderungen zu erkennen, obwohl

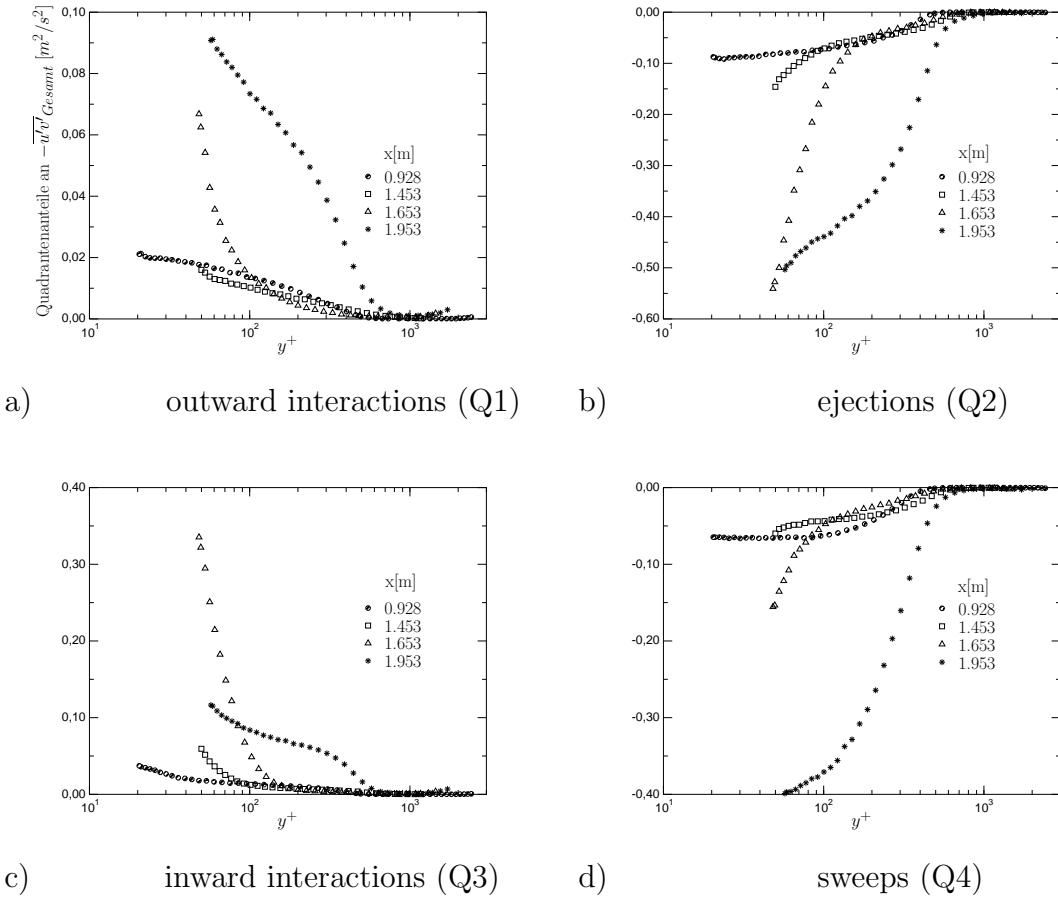


Abbildung 5.72: Quadrantenanteile am Gesamtwert von  $\overline{-u'v'}$  (Fall 1)

bei  $x = 1.453$  m der Beschleunigungsparameter  $K$  seinen höchsten Wert hat. Der Q4-Anteil steigt im Beschleunigungsbereich nur schwach an und erreicht erst nach dem Wegfall des negativen Druckgradienten seine Höchstwerte. Stromab werden die Anteile der Quadranten 1, 2 und 3, beginnend an der Wand, erheblich größer (Faktor 5). Die Q3-Ereignisse ('inward interactions') sind im Bereich der beschleunigten Grenzschicht denjenigen von Q2 vergleichbar. Nach Beschleunigungsende erfolgt der Anstieg der Quadrantenanteile vor allem im Außenbereich der Grenzschicht ( $y^+ \gtrsim 100$ ).

Trotz des Beitragsanstiegs aller Quadranten ist jedoch der Verlauf der Quadrantenanteile an der letzten Messposition dem Profil vor dem Beschleu-

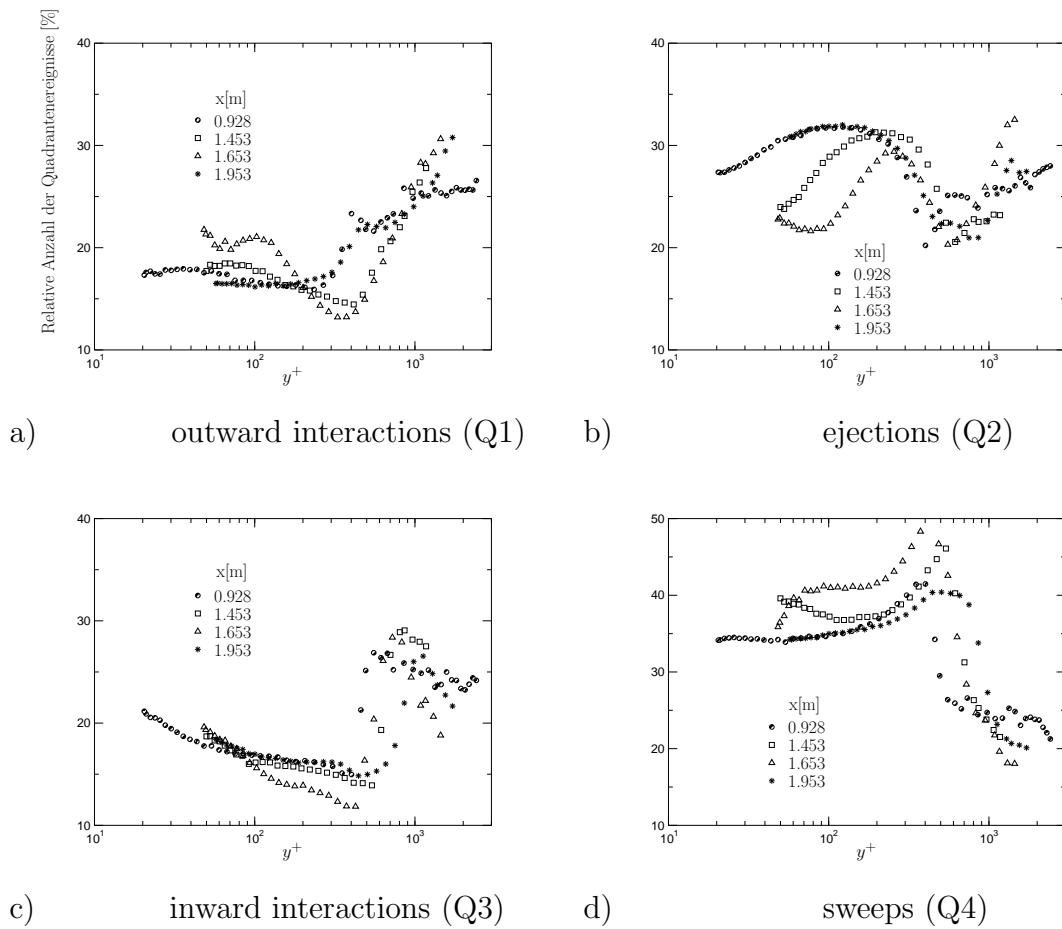


Abbildung 5.73: Relative Anzahl der Quadranteneignisse (Fall 1)

nigungsbereich qualitativ ähnlich (vgl. Abbildung 5.70, a und d).

In Abbildung 5.73 ist die relative Anzahl der jeweiligen Ereignisse für Fall 1 aufgetragen. Erkennbar ist die gegenläufige Entwicklung der Q2- und Q4-Ereignisse: Die Anzahl der 'ejections' wird infolge der Beschleunigung geringer, die der 'sweeps' nimmt in der Beschleunigung zu. Nach Beschleunigungsende bilden sich die Profile zurück, sodass für  $y^+ \lesssim 200$  das erste Profil identisch ist mit dem letzten, am deutlichsten sichtbar an den Q2- und Q4-Ereignissen ('ejections' und 'sweeps'). Das zeigt, dass am letzten Messpunkt in der Grenzschicht eine Turbulenzstruktur entsteht, die sich der Turbulenzstruktur vor der Beschleunigung wieder annähert.

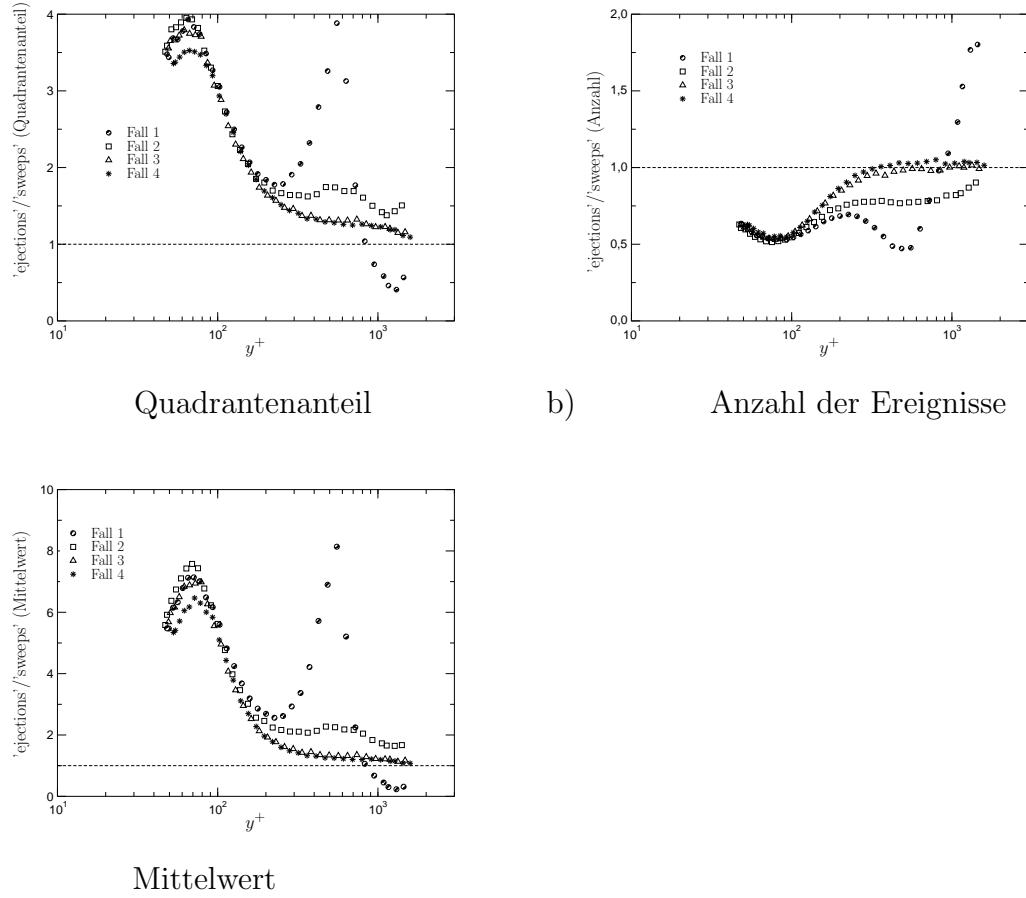


Abbildung 5.74: Verhältnis Q2/Q4-Ereignisse ('ejections'/'sweeps') bei Beschleunigungsende ( $x = 1.653$  m)

Am Verhältnis der Q2- zu Q4-Ereignisse ('ejections' zu 'sweeps') in Abbildung 5.74 wird noch einmal der entscheidende Einfluss der Beschleunigung auf die Grenzschicht deutlich. Während sich die Kurven der unterschiedlichen Außenturbulenzfälle nur geringfügig voneinander unterscheiden, wird anhand von Abbildung 4.40 der Unterschied zur Grenzschicht ohne Druckgradient deutlich. Das Verhältnis der Mittelwerte von 'ejections' zu 'sweeps' steigt von einem Maximalwert von  $\approx 2$  an der ersten x-Position auf einen Wert von  $\approx 8$  bei  $x = 1.653$  m, mit einer Verschiebung der Maxima nach außen. Gleichzeitig sinkt das Verhältnis der Anzahl von Q2- zu Q4-Ereignissen von

0.75 auf 0.50. Dies bedeutet, dass infolge der Beschleunigung die Anzahl der Ereignisse geringer wird, durch die langsames Fluid von der Wand nach außen gelangt, ihre Intensität jedoch stark ansteigt. Infolge dessen erhöht sich in der Beschleunigung das Verhältnis der Q2- zu Q4-Anteile an  $-\overline{u'v'}_{Gesamt}$  um den Faktor 3 (Abbildung 5.74, a).

## 5.14 Zusammenfassung

Die Ergebnisse aus den Messungen der stark beschleunigten Grenzschicht mit hoher Außenturbulenz können folgendermaßen zusammengefasst werden:

- Infolge des negativen Druckgradienten fällt  $Tu_\delta$  in der Außenströmung stark ab und erreicht am Ende des Beschleunigungsbereichs Werte von  $Tu_\delta \leq 3\%$ . Das Verhältnis von  $\Lambda_x/\delta_{99.5}$  steigt, beginnend mit Werten von  $O(1)$  am Anfang der Mess-Strecke, um mehr als den Faktor 10 auf Werte von  $O(10)$  am Ende des Beschleunigungsbereichs an. Damit muss davon ausgegangen werden, dass bei Einsetzen der Beschleunigung der direkte Einfluss der Außenturbulenz auf die Grenzschicht abnimmt und beim Verlassen des Beschleunigungsbereichs sehr gering ist dadurch wahrscheinlich vernachlässigt werden kann.
- Obwohl die direkte Wirkung der Außenturbulenz auf die Grenzschicht im Beschleunigungsbereich schnell nachlässt, sind einige der am Anfang der Mess-Strecke erfolgten Veränderungen der Turbulenzstruktur auch im Beschleunigungsbereich zu erkennen und bleiben bis an die letzte Messposition erhalten. Die durch hohe Werte der Turbulenzintensität beeinflusste Vorgeschichte der Grenzschicht hat demnach einen außergewöhnlich großen Einfluss.
- Der Beschleunigungsparameter  $K$  und der Druckgradientenparameter  $\Delta_p$  erreichen ihren Maximalwert an der Position  $x = 1.453$  m, unabhängig von der Turbulenzintensität der Außenströmung. Die Maximalwerte von  $K$  weichen zwischen den Testfällen um höchstens 8%

voneinander ab.

- Die von [Spalart \(1986\)](#) angegebenen kritischen Werte ( $K = 3.0 \times 10^{-6}$  bzw.  $\Delta_p = 0.025$ ), bei denen Relaminarisierung einer Grenzschicht ohne Außenturbulenz eintritt, werden für alle Testfälle erreicht. Die zusätzliche Bedingung, dass die kritischen Werte in einem Abschnitt erreicht werden, in dem die Außengeschwindigkeit der Grenzschicht um den Faktor 1.5 angestiegen ist, trifft für  $1.503 \leq x \leq 1.653$  m zu. Infolge der hohen Beschleunigung relaminarisiert die Grenzschicht mit geringer Außenturbulenz (Fall 1) im oben angegebenen Bereich und durchläuft anschließend eine Retransition.
- In den Testfällen mit erhöhter Außenturbulenz kommt als zusätzlicher Parameter die hohe Außenturbulenz hinzu, die eine Entwicklung in Richtung Relaminarisierung abschwächt.
- Anhand des  $c_{f_{\text{lokal}}} - Re_{\delta_2}$ -Diagramms wird eine Entwicklung in Richtung Relaminarisierung bestätigt, wobei die Veränderung in Fall 4 weniger stark ausfällt.
- Der Verlauf von  $c_{f_{\text{ref}}}$  über  $x$  (Abbildung 5.11) zeigt die starke Wirkung der hohen Außenturbulenz in Fall 4: Während in den drei ersten Testfällen am Ende des Beschleunigungsbereichs ein lokales Minimum von  $c_{f_{\text{ref}}}$  (d.h. von  $\bar{\tau}_w$ ) eintritt, also ein Hinweis auf Relaminarisierung, ist in Fall 4 nur eine Verringerung des Anstieges von  $c_{f_{\text{ref}}}$  zu erkennen.
- Der lokale Turbulenzgrad, die Schiefe und Kurtosis der Wandschubspannung erreichen mit steigender Außenturbulenz weiter stromauf ihr Maximum mit einem entsprechend kleineren Wert. Dies könnte bedeuten, dass bei hoher Außenturbulenz der Beginn der Relaxation der Grenzschicht weiter stromauf liegt als im Fall geringer Außenturbulenz.
- Die Profile des Produktionsterms  $P_{\max} \nu / u_r^4$  beginnen vor dem Beschleunigungsbereich mit dem von [Rotta \(1962\)](#) angegebenen Wert für eine Grenzschicht mit Druckgradient null von 0.25 und erreichen ihr

Minimum von  $\approx 0.085$  bei  $x = 1.503$  m. Stromauf von  $x = 1.503$  m unterscheiden sich Fall 1 und Fall 4 nur wenig voneinander.

- Stromab von  $x = 1.503$  m steigt  $P_{max} \nu/u_\tau^4$  für alle Testfälle wieder an und erreicht an der letzten Messposition den Anfangs-Wert von 0.25. Beim Wiederanstieg der Produktionsterme besteht ein Trend zu höheren Werten in Fall 4.
- Bis zum Erreichen seines Minimums kann  $P_{max} \nu/u_\tau^4$  über den Druckgradientenparameter  $\Delta_p$  mit einer linearen Funktion approximiert werden, stromab liegen die Werte von  $P_{max} \nu/u_\tau^4$  unterhalb dieser Geraden.
- An gleicher Position  $x = 1.503$  m erreichen die Maxima von  $\overline{u'^2}/u_\tau^2$  ihr lokales Minimum, unabhängig von  $Tu_\delta$ . Das Maximum bei höchster Außenturbulenz (Fall 4) ist am kleinsten.
- Die Profile der mittleren Geschwindigkeit in Innennormierung entfernen sich nach dem Einsetzen der Beschleunigung kontinuierlich vom logarithmischen Wandgesetz. Die höchste Abweichung vom Wandgesetz zeigen die Profile am Ende des Beschleunigungsbereichs, wobei die Abweichungen kleiner sind, wenn die Turbulenzintensität der Außenströmung größer ist (Fall 4).
- Der Korrelationskoeffizient  $R_{u'v'}$  erfährt infolge der Beschleunigung eine bedeutende Reduzierung im Innenbereich der Grenzschicht. Dies kann mit einer starken Zunahme der 'inactive motions' im Innenbereich der Grenzschicht erklärt werden. Das deutet auf eine Veränderung der Turbulenzstruktur in der Grenzschicht hin.
- Der Einfluss der Außenturbulenz auf den Verlauf von Schiefe und Kurtosis zeigt sich im Unterdrücken der äußeren Minima bzw. Maxima und in der Verringerung der Höhe der inneren Minima bzw. Maxima.
- Die großen Strukturen in der Grenzschicht werden infolge der Beschleunigung in Längsrichtung gestreckt und in Querrichtung gestaucht. Ob-

wohl die überwiegende Wirkung auf die Strukturlängen von der Beschleunigung ausgeht, bleibt der hohe Anstieg der Strukturlängen infolge der Anfangs-Außenturbulenz auch im Beschleunigungsbereich erhalten.

- Das Verhältnis  $\Lambda_x/\Lambda_y$  wird durch den Einfluss der Außenturbulenz verringert und verläuft in Fall 4 über den gesamten Beschleunigungsbereich unterhalb der Kurve von Fall 1.
- Zwischen  $20 \leq y^+ \leq 45$  ist am Ende des Beschleunigungsbereichs ( $x = 1.703\text{ m}$ ) bei hoher Außenturbulenz eine deutliche Verringerung von  $\Lambda_x$  mit steigendem Wandabstand zu beobachten, die in Fall 1 nicht auftritt (vgl. Abbildungen 5.57 und 5.58). Dies könnte auf eine abschnittsweise Entkoppelung zwischen der Turbulenz in Wandnähe und der Turbulenz im neu entstehenden logarithmischen Bereich hinweisen.
- Für die in der Kolmogoroff-Normierung aufgetragenen Spektren ist die turbulente Reynolds-Zahl  $Re_\lambda$  der einzige Scharparameter. Sowohl Druckgradient als auch Höhe der Außenturbulenz haben keinen Einfluss auf den Verlauf der normierten Spektren.
- Der Anteil der Q2-Ereignisse ('ejections') steigt infolge der Beschleunigung im Innenbereich der Grenzschicht um den Faktor 7 an, der Anteil der Q4-Ereignisse ('sweeps') erhöht sich nur um den Faktor 2. Dies bestätigt die Beobachtungen, dass im Beschleunigungsbereich das Enttrainment am Grenzschichtrand klein ist. Der Verlauf der Quadrantenanteile an der letzten Messposition zeigt, dass die Rückbildung der turbulenten Grenzschicht begonnen hat.

Es kann damit zusammengefasst werden, dass die Grenzschicht ohne Außenturbulenz (Fall 1) relaminarisiert, mit steigender Außenturbulenz jedoch diese Entwicklung abgeschwächt wird. In Fall 4 ist die Wirkung der Außenturbulenz am deutlichsten zu erkennen, sowohl in Wandnähe als auch über die gesamte Grenzschichtdicke. Die Wirkung der Außenturbulenz besteht zum einen in der direkten Beeinflussung der Grenzschicht, die jedoch

im Beschleunigungsbereich abnimmt. Zum anderen wird der Anfangszustand der Grenzschicht bei Druckgradient null infolge der Außenturbulenz erheblich beeinflusst, wodurch sich die Außenturbulenz indirekt durch die Wirkung der Vorgeschichte der Grenzschicht bis weit stromab bemerkbar macht.

# Kapitel 6

## Abschließende Zusammenfassung und Ausblick

Der Einfluss hoher Außenturbulenz ( $Tu_\delta \leq 15\%$ ) auf beschleunigte und nicht beschleunigte turbulente Grenzschichten wurde untersucht. Die hohe Außen-turbulenz wurde mit Hilfe von Freistrahlen erzeugt, die mit hoher Geschwindigkeit senkrecht zur Hauptströmung in die Mess-Strecke eingeblasen wurden. Die Reynolds-Zahlen lagen im Bereich  $1000 \leq Re_{\delta_2} \leq 2000$ , der maximale Beschleunigungsparameter  $K \approx 3.6 \times 10^{-6}$ . Es wurden vier Fälle mit einer Außenturbulenz von  $0.3\% \leq Tu \leq 13\%$  untersucht.

Zur Erfassung der mittleren Größen und der Turbulenzstruktur wurden Hitzdrahtmessungen mit Normaldraht- und X-Draht-Sonden durchgeführt. Auf die genaue Bestimmung der Wandschubspannung wurde besonderer Wert gelegt. Deshalb wurden zur Messung von  $\bar{\tau}_w$  die Methoden der Ölfilminterferometrie und des Wandhitzdrahtes eingesetzt.

### **Hohe Außenturbulenz. Erzeugung und Eigenschaften**

Die mit Hilfe von Freistrahlen erzeugte Außenturbulenz zeigte einen schwächeren Abfall des Turbulenzgrades über die Lauflänge der Mess-Strecke als eine Gitterturbulenz. Die Außenturbulenz war geringfügig anisotrop, mit einem Wert von  $0.8 \leq \sqrt{\overline{v'^2}} / \sqrt{\overline{u'^2}} \leq 1.0$ . Die Verteilung der Geschwindigkeitsschwankungen über den Querschnitt der Mess-Strecke war

infolge von Vergleichsmäßigungsmaßnahmen relativ uniform. Die Spektren der  $u'$ -Komponente folgten in einen ausgeprägten Bereich dem  $k^{-5/3}$ -Gesetz.

### **Einfluss der Außenturbulenz auf die Wandgrenzschicht mit Druckgradient null**

Um den Einfluss der Beschleunigung und der hohen Außenturbulenz voneinander zu trennen, wurde zuerst eine Grenzschicht ohne Beschleunigung mit hoher Außenturbulenz untersucht. Es wurden Grenzschichten mit gleicher  $Re_{\delta_2}$ -Zahl miteinander verglichen ( $Re_{\delta_2} \approx 2000$ ), um den Einfluss unterschiedlicher Reynolds-Zahlen auszuschließen. Das Verhältnis von  $\Lambda_x$  zu  $\delta_{99.5}$  war ungefähr eins.

Durch den Einfluss der hohen Außenturbulenz verändert sich der Nachlaufbereich der Grenzschicht, das logarithmische Wandgesetz bleibt jedoch auch bei großer Außenturbulenz erhalten. Die Wandschubspannung steigt mit wachsender Turbulenzintensität um bis zu 35% an. Damit verbunden ist ein Abfall des Formparameters  $H_{12}$ , also eine Entwicklung zu volleren Grenzschicht-Profilen. Dies ist ein Hinweis auf einen erhöhten Impuls austausch zwischen Außenturbulenz und Grenzschicht. Der Abfall von  $H_{12}$  kann linear mit dem Anstieg von  $c_f$  approximiert werden (Abbildung 4.9).

Mit der Einführung des Hancock-Bradshaw-Blair Parameters ist es möglich, die vorliegenden Ergebnisse mit denen anderer Autoren zu vergleichen. Dabei scheint es bei einem Wert von  $HBB \approx 4$  eine Sättigung des Wandschubspannungs-Anstieges zu geben. Die Daten von [Hancock & Bradshaw \(1983\)](#) und [Thole & Bogard \(1995\)](#) zeigen gute Übereinstimmung mit den vorliegen Ergebnissen, wobei in den beiden Untersuchungen noch keine eindeutige Sättigung auftritt. Die Art der Turbulenzerzeugung ist für die Wechselwirkung Außenturbulenz-Grenzschicht offensichtlich nicht von Bedeutung.

Der Maximalwert des normierten Produktionsterms wird aufgrund der gestiegenen Außenturbulenz nicht verändert und bleibt somit bei 0.25. Die Erhöhung der Geschwindigkeitsschwankungen in der Grenzschicht ist unterschiedlich stark: Während die  $\overline{u'^2}/u_\tau^2$ -Werte bis in den Innenbereich der

Grenzschicht ansteigen und auch deren Maximum sich infolge der Außenturbulenz um 25% erhöht, trifft dieses für die zur Wand senkrechten Geschwindigkeitsschwankungen nicht zu. Der Korrelationskoeffizient  $R_{u'v'}$  nimmt mit steigender Außenturbulenz über die gesamte Grenzschichtdicke ab; ein Hinweis auf das Anwachsen des Anteils der 'inactive motions' am Gesamtwert der Reynolds-Schubspannung. Diese Entwicklung wird durch die Dekomposition der Reynolds-Schubspannung in die vier Quadranten bestätigt. Auch deuten die Profile der Quadranten an, dass die Eindringtiefe der Außenturbulenz in die Grenzschicht bis zu einem Wandabstand von  $y^+ \approx 100$  reicht. Die Strukturlängen  $\Lambda_x$  und  $\Lambda_y$  in der Grenzschicht wachsen infolge der hohen Außenturbulenz an, wobei das Verhältnis  $\Lambda_x/\Lambda_y$  mit steigender Außenturbulenz kleiner wird.

Obwohl also das logarithmische Wandgesetz erhalten bleibt, verändern sich infolge des Einflusses der Außenturbulenz eine Reihe von Parametern bis in den Innenbereich der Grenzschicht, wie z.B. die Profile der mittleren Geschwindigkeit, von  $\overline{u'^2}/u_\tau^2$  und von  $R_{u'v'}$  sowie die Strukturlängen: Ein Beweis für die starke Wirkung der hohen Außenturbulenz auf eine turbulente Grenzschicht. Der Anstieg der Wandschubspannung verbunden mit dem Abfall des Formparameters  $H_{12}$  bestätigen diese Aussage.

### **Einfluss der Außenturbulenz auf die stark beschleunigte Wandgrenzschicht**

Anschließend wurde mit Hilfe eines Verdrängungskörpers in der rotationssymmetrischen Mess-Strecke eine beschleunigte Grenzschicht erzeugt, die dem Einfluss der Außenturbulenz ausgesetzt wurde. Die Reynolds-Zahlen stromauf der Beschleunigung lagen im Bereich  $1000 \leq Re_{\delta_2} \leq 2000$ , der maximale Beschleunigungsparameter bei  $K \approx 3.6 \times 10^{-6}$ .

Infolge der starken Beschleunigung zeigt die turbulente Grenzschicht eine Entwicklung in Richtung Relaminarisierung mit anschließender Relaxation. In Kapitel 4 wurde gezeigt, dass die hohe Außenturbulenz vor dem Beschleunigungsbereich (Druckgradient null) einen Anstieg der Wandschubspannung ( $\approx 35\%$ ) und ein volleres Profil der Grenzschicht zur Folge hat. Die-

se Veränderungen bleiben im Beschleunigungsbereich erhalten, obwohl infolge der Beschleunigung die Außenturbulenz stark abnimmt und das Verhältnis  $\Lambda_x/\delta_{99.5}$  von  $O(0)$  auf  $O(10)$  ansteigt. Damit wird die unmittelbare Wirkung der Außenturbulenz auf die Grenzschicht sehr gering. Es muss also davon ausgegangen werden, dass die Unterschiede im Verhalten der Grenzschicht mit hoher Außenturbulenz und der Grenzschicht ohne Außenturbulenz auf ihre unterschiedlichen Vorgeschichten vor Beschleunigungsbeginn zurückzuführen sind (sog. 'history effect').

Die Profile der mittleren Geschwindigkeit entfernen sich in allen Testfällen vom logarithmischen Wandgesetz, jedoch ist die Abweichung mit steigender Außenturbulenz weniger ausgeprägt. Die bedeutende Wirkung der Grenzschicht-Vorgeschichte ist am Verlauf der Wandschubspannung (oder von  $c_{f_{ref}}$ ) über die Lauflänge zu erkennen: In den Fällen 1-3 verringert sich die Wandschubspannung im Bereich  $1.603 \leq x \leq 1.653$  m trotz ansteigender Außengeschwindigkeit, ein Hinweis auf eine Entwicklung in Richtung Relaminarisierung, wobei in Fall 4 kein lokales Minimum von  $\overline{\tau_w}$  entsteht.

Das Maximum des normierten Produktionsterms  $P\nu/u_\tau^4$  nimmt infolge der Beschleunigung in allen Testfällen ab, beginnend mit einem Wert von 0.25 vor der Beschleunigung und einem Minimum von 0.085 bei  $x = 1.503$  m, also stromab von  $K_{max}$ . Die Beschleunigung hat einen wichtigen Einfluss auf die Turbulenzstruktur der Grenzschicht: Die großen Strukturen werden in Längsrichtung gestreckt und in Querrichtung gestaucht. Der infolge der Außenturbulenz erfolgte Anstieg der Strukturlängen am Anfang der Mess-Strecke bleibt über den Bereich der Beschleunigung erhalten. Auch die Abnahme des Korrelationskoeffizienten  $R_{u'v'}$  im Innenbereich der Grenzschicht infolge der Beschleunigung deutet eine veränderte Turbulenzstruktur an.

Zwar hat die Beschleunigung eine ausschlaggebende Wirkung auf die Grenzschicht, jedoch bleiben Veränderungen in der Grenzschicht infolge der hohen Anfangs-Außenturbulenz über den gesamten Beschleunigungsbereich erhalten.

## Weiterführende Arbeiten

Da der Anstieg der Wandschubspannung und des Wärmeübergangs mit der Außenturbulenz von praktischer Bedeutung ist, wäre es von Interesse, die Mechanismen der Wechselwirkung Außenturbulenz-Grenzschicht eingehender zu untersuchen und zu dokumentieren. Als weiterführende Arbeiten können deshalb folgende erwähnt werden:

- Beheizen der Wand, um die Eindringtiefe der Außenturbulenz in die Grenzschicht damit zu verifizieren.
- Überprüfen des Sättigungsverhaltens beim Anstieg der Wandschubspannung mit der Außenturbulenz.
- Einfluss einer entscheidend höheren Reynolds-Zahl auf die Wechselwirkung Außenturbulenz-Grenzschicht.
- Einsatz von PIV-Messmethoden, um Aufschluss über das Strömungsfeld zu erhalten.
- Überprüfung der Reynolds-Analogie auf ihre Gültigkeit bei sehr hoher Außenturbulenz und Beschleunigung.
- Numerische Simulationen der vorliegenden Strömungskonfiguration und Vergleich mit Mess-Daten.

## Anhang A

# Parameter der beschleunigten turbulenten Grenzschicht

Einige Parameter der beschleunigten turbulenten Grenzschicht für die Fälle 1 - 4 sind in den Tabellen A.1 - A.4 gegeben. Verdrängungsdicke  $\delta_1$ , Impulsverlustdicke  $\delta_2$  und Energieverlustdicke  $\delta_3$  wurden unter Berücksichtigung der Krümmung der Mess-Strecke berechnet (vgl. [Warnack, 1996](#)):

$$\delta_1 = R - \sqrt{R^2 - 2RI_1}, \quad (\text{A.1})$$

$$\delta_2 = R - \sqrt{R^2 - 2RI_2}, \quad (\text{A.2})$$

$$\delta_3 = R - \sqrt{R^2 - 2RI_3}, \quad (\text{A.3})$$

mit

$$I_1 = \int_0^\delta \left(1 - \frac{\bar{u}(y)}{u_\delta}\right) \left(1 - \frac{y}{R}\right) dy, \quad (\text{A.4})$$

$$I_2 = \int_0^\delta \frac{\bar{u}(y)}{u_\delta} \left(1 - \frac{\bar{u}(y)}{u_\delta}\right) \left(1 - \frac{y}{R}\right) dy, \quad (\text{A.5})$$

$$I_3 = \int_0^\delta \frac{\bar{u}(y)}{u_\delta} \left(1 - \frac{\bar{u}^2(y)}{u_\delta^2}\right) \left(1 - \frac{y}{R}\right) dy, \quad (\text{A.6})$$

wobei R den Rohrradius bezeichnet und  $\delta$  den Grenzschichtrand.

$x$ [mm]	$\delta_{99.5}$ [mm]	$\delta_2$ [mm]	$Re_{\delta_2}$	$H_{12}$	$\tau_w$ [N/m <sup>2</sup> ]	$U_\tau$ [m/s]	$c_{f_{lokal}}$ $\times 10^3$	$Tu_\delta$ [%]	$K$ $\times 10^6$
828	17.7	1.85	993	1.47	0.172	0.383	4.21	0.14	0.01
928	20.6	2.22	1236	1.48	0.168	0.376	4.07	0.20	0.01
1028	21.5	2.26	1239	1.46	0.165	0.372	4.01	1.50	0.31
1128	22.4	2.33	1272	1.43	0.170	0.381	3.99	1.46	0.44
1228	22.7	2.23	1329	1.41	0.202	0.414	4.10	1.00	1.32
1303	20.5	1.73	1097	1.36	0.266	0.473	4.78	1.20	2.34
1353	19.0	1.44	987	1.34	0.315	0.514	4.87	0.90	3.00
1453	13.4	0.77	695	1.33	0.555	0.686	4.95	1.20	3.54
1503	12.2	0.57	575	1.36	0.722	0.786	5.05	0.86	3.20
1603	9.1	0.38	528	1.52	0.949	0.890	3.66	0.73	1.37
1653	8.7	0.38	551	1.55	0.917	0.874	3.14	0.70	0.37
1703	8.5	0.45	667	1.50	1.120	0.970	3.69	0.95	0.15
1753	9.7	0.55	810	1.45	1.416	1.09	4.66	0.90	0.09
1803	9.6	0.64	970	1.43	1.413	1.09	4.35	0.93	0.06
1853	11.7	0.77	1138	1.40	1.310	1.07	4.52	0.60	0.06
1953	11.9	0.92	1405	1.40	1.295	1.05	3.98	0.58	0.05
2053	11.6	1.09	1644	1.42	1.210	1.02	3.79	0.90	0.05

Tabelle A.1: Parameter der beschleunigten turbulenten Wandgrenzschicht für Fall 1.

$x$ [mm]	$\delta_{99.5}$ [mm]	$\delta_2$ [mm]	$Re_{\delta_2}$	$H_{12}$	$\tau_w$ [N/m <sup>2</sup> ]	$U_\tau$ [m/s]	$c_{f_{lokal}}$ $\times 10^3$	$Tu_\delta$ [%]	$K$ $\times 10^6$
828	47.0	3.85	2019	1.35	0.155	0.364	3.97	3.5	0.01
928	45.0	3.37	1788	1.34	0.160	0.367	4.09	3.8	0.02
1028	46.1	3.58	1877	1.34	0.155	0.361	4.08	5.2	0.30
1128	46.7	3.54	1881	1.33	0.162	0.372	4.01	4.7	0.48
1228	40.2	2.86	1605	1.32	0.196	0.408	4.46	4.8	1.39
1303	46.8	2.70	1670	1.26	0.250	0.458	4.75	3.3	2.52
1353	41.3	2.00	1342	1.25	0.310	0.510	5.00	2.9	2.90
1453	37.3	1.31	1176	1.22	0.536	0.674	4.79	1.7	3.35
1503	33.3	1.08	1072	1.22	0.706	0.777	4.99	1.5	3.25
1603	21.3	0.64	868	1.34	0.922	0.880	3.64	1.0	1.35
1653	22.2	0.66	969	1.35	0.871	0.852	2.97	1.0	0.47
1703	18.1	0.61	876	1.39	1.003	0.918	3.42	1.0	0.14
1753	9.03	0.50	740	1.50	1.316	1.060	4.35	0.5	0.08
1803	7.0	0.55	818	1.47	1.355	1.070	4.37	1.8	0.08
1853	11.9	0.72	1033	1.39	1.300	1.06	4.72	1.3	0.07
1953	15.8	0.94	1404	1.38	1.290	1.05	4.14	1.0	0.05
2053	14.0	1.10	1633	1.39	1.210	1.02	3.89	1.3	0.04

Tabelle A.2: Parameter der beschleunigten turbulenten Wandgrenzschicht für Fall 2.

$x$ [mm]	$\delta_{99.5}$ [mm]	$\delta_2$ [mm]	$Re_{\delta_2}$	$H_{12}$	$\tau_w$ [N/m <sup>2</sup> ]	$U_\tau$ [m/s]	$c_{f_{lokal}}$ $\times 10^3$	$Tu_\delta$ [%]	$K$ $\times 10^6$
828	69.3	3.64	1822	1.27	0.165	0.376	4.64	10.2	0.01
928	69.2	4.00	2080	1.27	0.167	0.375	4.50	9.2	0.06
1028	46.4	2.74	1394	1.32	0.169	0.377	4.73	9.5	0.34
1128	33.0	2.33	1184	1.33	0.175	0.387	4.73	8.9	0.52
1228	43.9	2.31	1286	1.30	0.210	0.422	4.88	8.0	1.33
1303	27.7	1.34	803	1.32	0.269	0.475	5.47	6.8	3.18
1353	20.0	1.02	657	1.35	0.320	0.520	5.57	5.6	3.44
1453	25.0	0.83	730	1.29	0.542	0.678	5.01	3.4	3.51
1503	16.4	0.48	471	1.39	0.685	0.765	5.03	2.7	3.38
1603	19.5	0.47	626	1.43	0.972	0.900	3.93	1.8	1.15
1653	19.6	0.51	742	1.42	0.956	0.890	3.33	1.6	0.49
1703	7.5	0.38	536	1.53	1.111	0.966	3.94	1.9	0.22
1753	6.2	0.44	640	1.55	1.307	1.050	4.40	2.2	0.11
1803	8.4	0.56	837	1.46	1.353	1.070	4.37	2.0	0.03
1853	9.1	0.67	956	1.41	1.305	1.060	4.80	1.9	0.03
1953	10.7	0.80	1192	1.41	1.318	1.060	4.25	1.9	0.03
2053	12.2	1.01	1494	1.39	1.240	1.030	4.04	1.9	0.03

Tabelle A.3: Parameter der beschleunigten turbulenten Wandgrenzschicht für Fall 3.

$x$ [mm]	$\delta_{99.5}$ [mm]	$\delta_2$ [mm]	$Re_{\delta_2}$	$H_{12}$	$\tau_w$ [N/m <sup>2</sup> ]	$U_\tau$ [m/s]	$c_{f_{lokal}}$ $\times 10^3$	$Tu_\delta$ [%]	$K$ $\times 10^6$
828	68.8	3.31	1732	1.25	0.190	0.403	4.89	12.9	0.01
928	69.5	3.22	1739	1.26	0.190	0.400	4.69	12.1	0.01
1028	44.8	2.20	1140	1.32	0.182	0.391	4.87	10.9	0.04
1128	32.7	1.92	993	1.33	0.193	0.406	5.03	10.7	0.50
1228	41.6	1.79	1002	1.311	0.230	0.440	5.26	9.4	1.29
1303	29.4	1.28	762	1.32	0.280	0.485	5.75	7.3	3.07
1353	21.5	0.97	636	1.35	0.330	0.530	5.62	6.2	3.26
1453	14.0	0.54	442	1.41	0.552	0.688	5.73	4.7	3.64
1503	12.5	0.40	393	1.45	0.723	0.786	5.25	3.4	3.26
1603	8.0	0.30	394	1.63	1.044	0.933	4.31	2.1	1.09
1653	6.2	0.29	413	1.69	1.106	0.960	3.97	2.2	0.51
1703	4.2	0.32	454	1.68	1.120	0.970	4.01	2.8	0.21
1753	5.3	0.43	634	1.54	1.358	1.07	4.56	2.7	0.12
1803	7.0	0.54	790	1.47	1.382	1.08	4.54	2.5	0.08
1853	7.7	0.62	892	1.43	1.330	1.07	4.90	2.5	0.03
1953	9.9	0.81	1250	1.41	1.345	1.07	4.05	2.2	0.03
2053	12.6	1.02	1534	1.398	1.26	1.04	4.00	2.4	0.03

Tabelle A.4: Parameter der beschleunigten turbulenten Wandgrenzschicht für Fall 4.

## Anhang B

# Messung der Wandschubspannung mit Hilfe der Ölfilminterferometrie

### B.1 Das Prinzip der Ölfilminterferometrie

Im Falle einer Grenzschicht, bei der kein logarithmischen Wandgesetz vorliegt, oder dessen Vorhandensein nicht eindeutig geklärt ist, kann die Ölfilminterferometrie als eine der wenigen Mess-Methoden eingesetzt werden, um die Wandschubspannung sicher zu bestimmen. Diese Methode wurde u.a. von [Janke \(1992\)](#) und [Warnack \(1996\)](#) eingesetzt.

Das Prinzip der Ölfilminterferometrie basiert darauf, dass ein auf die Wand aufgetragener kleiner Öltropfen oder Ölfilm infolge der Wandschubspannung nach einiger Zeit einen keilförmigen Querschnitt annimmt. Wird dieser Ölfilm mit kohärentem Licht der Wellenlänge  $\Lambda_L$  beleuchtet, entsteht ein Interferenzstreifenmuster (Abbildung B.1). Dabei stellt ein einzelner Streifen eine Linie konstanter Höhe  $h$  des Ölfilms dar. Die schwarzen Streifen stellen die Minima dar, also das gegenseitige Auslöschen der Wellen, die hellen Streifen die Maxima.

Die Wandschubspannung kann aus der Kenntnis der Ausbreitungsge-

schwindigkeit  $c$  einer Höhenlinie der Höhe  $h$  des Ölfilms mit

$$\overline{\tau_w} = \mu_{Oel} \cdot \frac{c}{h} \quad (\text{B.1})$$

berechnet werden, wobei  $\mu_{Oel}$  die dynamische Zähigkeit des Öls ist.

Die Voraussetzung für Gleichung B.1 ist eine Strömung konstanter Wandschubspannung, wobei der Druckgradient, die Gravitation und die Oberflächenspannung vernachlässigt werden.

Durch den Einfluss der Wandschubspannung wird der Ölfilm mit der Zeit dünner, der Keilwinkel folglich kleiner, wodurch die Interferenzstreifen breiter werden. Wird jetzt in gleichen Zeitintervallen jeweils ein Bild von dem Interferenzstreifenmuster aufgenommen, kann damit die Ausbreitungsgeschwindigkeit  $c(m)$  des  $m$ -ten Streifens bestimmt werden. Die Wandschubspannung ist proportional zur Ausbreitungsgeschwindigkeit  $c(m)$ , d.h. bei Kenntnis der Höhe  $h(m)$  des Streifens, des Winkels  $\alpha$  sowie einiger Materialwerte kann die Wandschubspannung mit der unteren Beziehung berechnet werden:

$$\overline{\tau_w(m)} = 2 \cdot \mu_{Oel} \frac{c(m) \sqrt{n_{Oel}^2 - n_{Luft}^2 \cdot \sin^2 \alpha}}{\lambda_L(m + h_0/h)}, m = 0, 1, 2, \dots \quad (\text{B.2})$$

Folgende Materialwerte werden verwendet:

Brechungsindex des Öls:  $n_{Oel} = 1.4$ ,

Brechungsindex der Luft:  $n_{Luft} = 1.0$ ,

dynamische Zähigkeit des Öls:  $\mu_{Oel} = \rho * \nu$ , Werte aus Tabelle B.1,

Wellenlänge des Lichtes einer Natriumdampflampe:  $\Lambda_L = 589.3$  [nm],

Höhenverhältnis zwischen der Höhe  $h_0$  des nullten schwarzen Streifens (Filmvorderkante) und dem Höhenunterschied zwischen zwei aufeinanderfolgenden Streifen:  $h_0/h = 0.5$  (für Glas).

Für die Silikonöle M10, M100 und M1000 sind die Werte der Zähigkeit und Dichte bei unterschiedlichen Temperaturen in Tabelle B.1 angegeben.

Zähigkeit $\nu$ [mm $^2$ /s]	0°C	25°C	40°C	60°C
M10	16	10	7.9	6.0
M100	170	100	75	55
M1000	1850	1000	750	520
Dichte [g/cm $^3$ ]	0°C	25°C	50°C	100°C
M10	0.97	0.94	0.92	-
M100	1.00	0.97	0.95	0.91
M1000	1.00	0.97	0.95	0.91

Tabelle B.1: Kinematische Zähigkeit und Dichte der Silikonöle M10, M100 und M1000

## B.2 Bestimmen des Kalibrationsfaktors und des Winkels $\alpha$

Der Kalibrationsfaktor [Pixel/mm] wird zur Umrechnung der Länge [Pixel] auf dem Digitalbild in die physikalische Länge [mm] auf der Messoberfläche benötigt. Der Winkel  $\alpha$  wird zwischen der Senkrechten zur Messoberfläche und der Sichtachse des Auges (Kamera) auf den Ölfilm gebildet.

Zur Bestimmung des Kalibrationsfaktors und des Winkels  $\alpha$  muß vorher eine Kalibration durchgeführt werden. Dafür wird ein Maßstab auf den Wandbereich aufgeklebt, auf den nachträglich der Öltropfen aufgebracht wird. Davon wird mit der Kamera ein Bild aufgenommen, woraus anschließend der Kalibrationsfaktor [Pixel/mm] und der Winkel  $\alpha$  berechnet werden.

## B.3 Auswertprogramm Ölfilm-PCO

Das Programm dient der Auswertung der Interferenzbilder zur Bestimmung der Wandschubspannung. Die Ölfilm-Bilder werden im b16-Format (PCO-Format) aufgenommen.

Anschließend wird aus jedem Interferenz-Bild jeweils eine Zeile ausgeschnitten, die vorher auf dem ersten Bild mit Hilfe des Cursors markiert

wurde. Die einzelnen ausgeschnittenen Zeilen werden übereinander angeordnet, wodurch ein sogenanntes x-t-Diagramm (Abbildung B.2) entsteht. Das x-t-Diagramm stellt die zeitliche Veränderung des Interferenzstreifenmusters des Ölfilms dar.

Aus der Steigung der einzelnen Geraden, die durch die Minima des Interferenzstreifenmusters (schwarze Streifen) gelegt werden, wird mit der Beziehung B.2 die jeweilige Ausbreitungsgeschwindigkeit  $c(m)$  des m-ten Streifens bestimmt. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit  $c(m)$  der ersten zwei Streifen ist sehr gering, wodurch Ungenauigkeiten bei der Bestimmung der Steigung auftreten. Dadurch weichen die ersten zwei Werte der Wandschubspannung oft stark vom Mittelwert ab. Es sollten daher die beiden ersten Werte von  $\bar{\tau}_w$  beim Berechnen des Mittelwertes der Wandschubspannung möglichst nicht berücksichtigt werden.

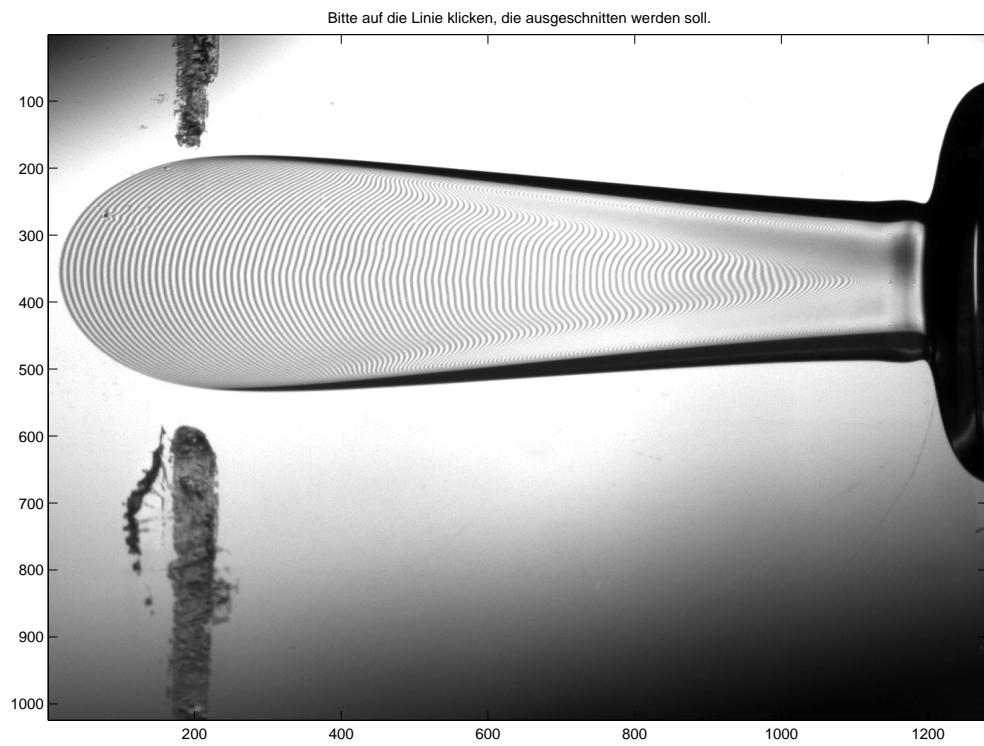


Abbildung B.1: Interferenzstreifenmuster eines Ölfilms

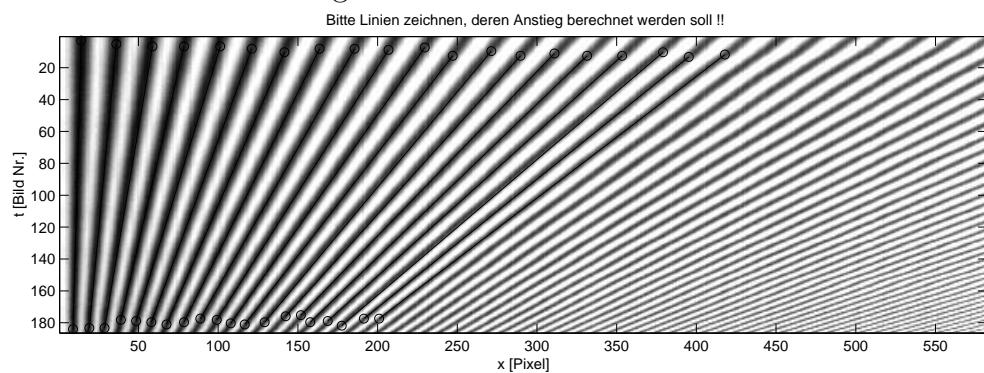


Abbildung B.2: x-t-Diagramm eines Ölfilms

# Literaturverzeichnis

- ALVING, A. & FERNHOLZ, H., 1996. Turbulence measurements around a mild separation bubble and downstream of reattachment. *J. Fluid Mech.* **322**, 297–328.
- BLAIR, M., 1983a. Influence of free-stream turbulence on turbulent boundary layer heat transfer and mean profile, part I - experimental data. *ASME Journal of Heat Transfer* **105**, 33–40.
- BLAIR, M., 1983b. Influence of free-stream turbulence on turbulent boundary layer heat transfer and mean profile, part II - analysis of results. *ASME Journal of Heat Transfer* **105**, 41–47.
- BLAIR, M., 1992a. Boundary-layer transition in accelerating flows with intense freestream turbulence: Part1-disturbances upstream of transition onset. *ASME Journal of Fluids Engineering* **114**, 313–321.
- BLAIR, M., 1992b. Boundary-layer transition in accelerating flows with intense freestream turbulence: Part2-the zone of intermittent turbulence. *ASME Journal of Fluids Engineering* **114**, 322–332.
- BOTT, D. & BRADSHAW, P., 1998. Effect of high free-stream turbulence on boundary-layer skin friction and heat transfer. *AIAA 98-0531*.
- COLES, D., 1962. The turbulent boundary layer in a compressible fluid. Rand Repor R-403-PR.

- FERNHOLZ, H. & FINLEY, P., 1980. A critical commentary on mean flow data for two-dimensional compressible turbulent boundary layers. *AGARD-Dograph AG253*.
- FERNHOLZ, H. & FINLEY, P., 1996. The incompressible zero-pressure-gradient turbulent boundary layer: an assessment of the data. *Prog. Aerospace Sci.* **32**, 245–311.
- FERNHOLZ, H. & WARNACK, D., 1998. The effects of a favourable pressure gradient and of the Reynolds number on an incompressible axisymmetric turbulent boundary layer. Part 1. The turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.* **359**, 329–356.
- FERNHOLZ, H., JANKE, G., SCHOBER, M., WAGNER, P. & WARNACK, D., 1996. New developments and applications of skin-friction measuring techniques. *Meas. Sci. Technol.* **7**, 1396–1409.
- HANCOCK, P. & BRADSHAW, P., 1983. The effect of free-stream turbulence on turbulent boundary layers. *ASME Journal of Fluids Engineering* **105**, 284–289.
- HANCOCK, P. & BRADSHAW, P., 1989. Turbulence structure of a boundary layer beneath a turbulent free stream. *J. Fluid Mech.* **205**, 45–76.
- HUNT, J. & DURBIN, P., 1999. Perturbed vortical layers and shear sheltering. *Fluid Dynamics Research* **24**, 375–404.
- HUNT, J., DURBIN, P. & WU, X., 1998. Interactions between freestream turbulence and boundary layers. Annual research briefs 1998, Center of Turbulence Research, Stanford.
- JACOBS, R. & DURBIN, P., 1998. Shear sheltering and the continuous spectrum of the Orr-Sommerfeld equation. *Phy. Fluids* **10, No.8**, 2006–2011.

- JANKE, G., 1992. *Über die Grundlagen und einige Anwendungen der Ölfilminterferometrie zur Messung von Wandreibungsfeldern in Luftströmungen.* Dissertation, Technische Universität Berlin.
- KELSO, R., LIM, T. & PERRY, A., 1996. An experimental study of round jets in cross-flow. *J. Fluid Mech.* **306**, 111–144.
- KESTORAS, M. & SIMON, T., 1996. Turbulence measurements in a heated, concave boundary layer under high-free-stream turbulence conditions. *ASME Journal of Turbomachinery* **118**, 172–180.
- KIM, H. & HUSSAIN, F., 1993. Propagation velocity of perturbations in turbulent channel flow. *J. Fluid Mech.* **177**, 695–706.
- KISTLER, A. & VREBALOVICH, T., 1966. Grid turbulence at large Reynolds numbers. *J. Fluid Mech.* **26**, 37–47.
- MACMULLIN, ELROD & RIVIR, 1989. Free-stream turbulence from a wall jet on a flat plat heat transfer and boundary layer flow. *ASME Journal of Turbomachinery* **111**, 78–86.
- MAYLE, R., 1991. The role of laminar-turbulent transition in gas turbine engines. *ASME Journal of Turbomachinery* **113**, 509–535.
- MEIER, H. & KREPLIN, H., 1977. The influence of the wind tunnel turbulence level and its structure on the wall shear stress. 2nd US-FRG data exchange agreement meeting, DLR, Institut für Strömungsmechanik, Göttingen.
- MEIER, H. & KREPLIN, H., 1980. Influence of freestream turbulence on boundary-layer development. *AIAA 18, No.1*, 11–15.
- NARASIMHA, R. & SREENIVASAN, K., 1973. Relaminarization in highly accelerated turbulent boundary layers. *J. Fluid Mech.* **61**, 417–447.
- PATEL, V. & HEAD, M., 1968. Reversion of turbulent to laminar flow. *J. Fluid Mech.* **34**, 371–392.

- ROBINSON, S., 1991. Coherent motions in the turbulent boundary layer. *Ann. Rev. Fluid Mech.* **23**, 601–639.
- ROTTA, J., 1962. Turbulent boundary layers in incompressible flow. In *Progr. Aeronaut. Sci.* 2, D. K. et. al., Ed., Pergamon Press, Oxford, pp. 1–221.
- RUED, K. & WITTIG, S., 1986. Laminar and transitional boundary layer structures in accelerating flow with heat transfer. *ASME J. Turbomachinery* **108**, 116–123.
- SCHAPKER, R., 1971. Some considerations of a simplified velocity spectrum relation for isotropic turbulence. *AIAA J.* **9**, 7, 952–955.
- SMITH, S. & MUNGAL, M., 1998. Mixing, structure and scaling of the jet in crossflow. *J. Fluid Mech.* **357**, 83–122.
- SPALART, P. R., 1986. Numerical simulation of boundary layers: Part 3. Turbulence and relaminarization in sink flows. Technical Memorandum 88220, NASA.
- SREENIVASAN, K. R., 1982. Laminar, relaminarizing and retransitional flows. *Acta Mechanica* **44**, 1–48.
- TAYLOR, G., 1935. Statistical theory of turbulence part 2. *Proceedings of the Royal Society A, CLI*, 444–454.
- THOLE, K. & BOGARD, D., 1995. Enhanced heat transfer and shear stress due to high free-stream turbulence. *ASME Journal of Turbomachinery* **117**, 418–424.
- THOLE, K. & BOGARD, D., 1996. High freestream turbulence effects on turbulent boundary layers. *ASME Journal of Fluids Engineering* **118**, 276–284.
- THOLE, K., BOGARD, D. & WHAN, J., 1994. Generating high freestream turbulence levels. *Experiments in Fluids* **17**, 375–380.

- VOLINO, R. & SIMON, T., 1997. Boundary layer transition under high free-stream turbulence and strong accelerated conditions: Part 1- mean flow results, Part 2-turbulent transport results. *ASME J. Heat Transfer* **119**, 420–432.
- WALKER, G., 1993. The role of laminar-turbulent transition in gas turbine engines: A discussion. *ASME Journal of Turbomachinery* **115**, 207–217.
- WALLACE, J., ECKELMANN, H. & BRODKEY, R., 1972. The wall region in turbulent shear flow. *J. Fluid Mech.* **54**, 39–48.
- WALZ, A., 1966. *Strömungs- und Temperaturgrenzschichten*. G. Braun.
- WARNACK, D. & FERNHOLZ, H., 1998. The effects of a favourable pressure gradient and of the Reynolds number on an incompressible axisymmetric turbulent boundary layer. Part 2. The turbulent boundary layer with re-laminarization. *J. Fluid Mech.* **359**, 357–381.
- WARNACK, D., 1996. *Eine experimentelle Untersuchung von beschleunigten turbulenten Wandgrenzschichten*. Dissertation, Technische Universität Berlin.
- WILLMARTH, W. & LU, S., 1972. Structure of the Reynolds stress near the wall. *J. Fluid Mech.* **55**, 65–92.