

Aktive Beeinflussung der Strömung  
stromab einer  
rückwärtsgewandten Stufe

André Huppertz

Vom Fachbereich 10  
Verkehrswesen und Angewandte Mechanik  
der Technischen Universität Berlin  
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften  
(Dr.-Ing.)

genehmigte Dissertation

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 16. Februar 2001

Vorsitzender: Prof. Dr. rer. nat. A. Dillmann

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

Berlin 2001

(D 83)



## Abstract

Diese experimentelle Arbeit beschreibt die dynamischen Phänomene und die aktive Beeinflussung einer transitionellen, abgelösten Scherschicht hinter einer rückwärts-gewandten Stufe in einem Reynolds-Zahlenbereich  $1400 < Re_H \equiv U_o H / \nu < 6200$ .

Die Strömung wurde lokal durch zeitperiodische Störungen an der Abströmkante mit einem Schlitz-Schlauch-Lautsprechersystem angeregt. Als globale Kontrollgröße für die Auswirkungen der Anregung wurde die mittlere Länge der Ablöseblase verwendet. Ziel war es, die Länge der Ablöseblase durch Anregung zu verkürzen und die damit verbundenen dynamischen Phänomene modal zu analysieren. Untersucht wurde die mono- und multifrequente Anregung bei kleinen und großen Amplituden ( $0,01U_o < A < 1,0U_o$ ).

Bei allen Anregungen konnte die Blasenlänge nur dann signifikant verkürzt werden, wenn die Anregung energiereiche Wirbelstrukturen in der Nähe der Ablösung erzeugte. Neben der Frequenz hatte die Anregungsamplitude maßgeblichen Einfluß auf die Ausbildung der Wirbelstrukturen und damit auf die Blasenlänge. Während sich bei der Anregung der Kelvin-Helmholtz-Instabilität mit kleinen periodischen Störungen ( $A = O(0,01U_o)$ ) Querwirbelstrukturen formierten, wie sie auch aus einer freien Scherschicht bekannt sind, erzeugte die Anregung mit großen Amplituden ( $A = O(0,1U_o)$ ) und kleinen Frequenzen eine periodische Anströmung der Stufenkante, die zur Ausbildung von „Anfahrwirbeln“ führte.

Die größte Verkürzung der Blasenlänge betrug 65%. Diese Verkürzung der Ablöseblase steigerte die großskalige Durchmischung, gleichzeitig wurde aber auch die Turbulenzproduktion erhöht und damit der Energieverlust für die mittlere Bewegung. Der instationäre Charakter des Strömungsfeldes wurde mit momentanen Wirbelstärkeverteilungen, Leistungsdichtespektren, digitaler Filterung, Doppeldekompositionen (z.B. phasengemittelte Wirbelstärke), Tripeldekompositionen (z.B. kohärente Energie, stochastische und kohärente Turbulenzproduktion) und der Loève-Karhunen-Dekomposition (POD) modal analysiert.

Das Geschwindigkeitsfeld wurde mit LDA und PIV vermessen. Die Wandschubspannungen wurden mit Hilfe der Ölfilminterferometrie und der Wanddruck mit einem kapazitiven Druckaufnehmer bestimmt.

## Abstract

An experimental investigation was performed to study the effects of active control on a transitional separated shear layer downstream of a backward-facing step in a Reynolds number range  $1400 < Re_H \equiv U_o H / \nu < 6200$ .

The flow was locally forced by time-periodic disturbances at the edge of the step with a slot-loudspeaker actuator. The length of the separation bubble was taken as an indicator of the global effect of the forcing. The aim of the investigations has been to reduce the length of the separation region and to analyse the corresponding dynamical phenomena. Single and multi-frequency forcing at low and high amplitudes ( $0,01U_o < A < 1,0U_o$ ) were studied.

For all cases a strong reduction of the bubble length could be achieved if energy containing vortices were generated close to the step. The formation of the vortex structures and the reduction of the bubble length depended strongly on the frequency and the amplitude. Forcing with small amplitudes ( $A = O(0,01U_o)$ ) generated the typical Kelvin Helmholtz rollers as they are known from free shear layers. Forcing with large amplitude ( $A = O(0,1U_o)$ ) produced a periodical incoming flow which generated vortices similar to those in a starting flow.

The length of the separation bubble could be reduced at most by about 65% of the non-manipulated case. This reduction enhanced large-scale mixing but increased the turbulence production and therefore the loss of energy of the mean motion at the same time.

The unsteady character of the flow field was investigated by analysing instantaneous vorticity distributions, spectral power densities, digital filtering, double decompositions (i.e. phase averaged vorticity), triple decompositions (i.e. coherent energy, coherent and stochastic turbulence production) and by using the Loève Karhunen decomposition (POD).

The velocity field was measured by LDA and PIV, the mean skin friction by oil-film interferometry and the mean wall pressure by a capacitive transducer.

## Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Hermann-Föttinger-Institut für Strömungsmechanik der Technischen Universität Berlin. Sie ist das Resultat einer experimentellen Untersuchung, die im Rahmen des universitären Forschungsschwerpunktes UF 8 „Kontrolle komplexer Scherströmungen“ von 04/95 bis 12/97 durchgeführt wurde.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. H.-H. Fernholz für die Förderung und Betreuung meiner Arbeit. Ebenso bedanke ich mich bei Prof. Dr.-Ing. H. Wengle für die Aufgabe des zweiten Berichters und bei Prof. Dr. rer. nat. A. Dillmann für die Übernahme des Vorsitzes.

Meiner Kollegin Maggie Kalter und meinen Kollegen Sebastian Bake, Martin Schober und Henri Siller danke ich für Anregungen, Diskussionen und ein produktives und angenehmes Arbeitsklima. Für die intensive fachliche Unterstützung und vielen Diskussionen vor allem in der ersten Zeit danke ich Gerd Janke. Meine studentischen Mitarbeiter Sebastian Reitebuch und Stefan Gernhard haben mich mit viel Engagement bei den Messungen unterstützt. Meinen jüngeren Kollegen Frank Grewe, Karsten Knobloch, Rainer Sonnenberger, Bruno Stefes und Frank Urzynicko wünsche ich viel Erfolg bei Ihrer Promotion.

Die Mitarbeiter in der Metall-Werkstatt waren zuverlässige Partner beim Aufbau der Versuchseinrichtung. Dasselbe gilt für das Sondenlabor, die Holzwerkstatt und die Elektronikwerkstatt. Die Netzwerkadministratoren leisteten prompte Hilfe bei allen computertechnischen Problemen. Für die reibungslose Bewältigung der Verwaltungsaufgaben sorgten insbesondere Achim Leutz und Lilli Lindemann.

Meinen lieben Eltern danke ich herzlich, daß sie mir den Weg bis hierher ermöglicht haben. Mein herzlicher Dank gilt meiner Liebsten Ramona, die mich auch in schwierigen Phasen unterstützte und stets Verständnis für meine Probleme zeigte. Alle haben so zum Gelingen der Arbeit beigetragen.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Stand der Forschung.....	3
1.1.1 Unbeeinflusste Stufenströmung .....	3
1.1.2 Angeregte Scherströmungen .....	6
<b>2 Experimenteller Aufbau und Meßmethoden</b>	<b>13</b>
2.1 Windkanal und Meßstrecke.....	13
2.2 Anregungstechnik .....	15
2.3 Geschwindigkeitsmessungen.....	18
2.3.1 Laser-Doppler-Anemometrie.....	18
2.3.2 Particle Image Velocimetry .....	21
2.4 Ölfilminterferometrie .....	23
2.4.1 Messung der Wiederanlegelänge.....	23
2.4.2 Messung der Wandschubspannung .....	24
2.5 Druckmessungen.....	28
2.6 Strömungssichtbarmachungen.....	28
<b>3 Datenanalyse</b>	<b>29</b>
3.1 Dekomposition des Strömungsfeldes .....	29
3.2 Phasenmittelung.....	30
3.3 Leistungsdichtespektren und digitale Filterung von LDA-Zeitreihen ...	31
<b>4 Dimensionsanalyse</b>	<b>33</b>
<b>5 Die ungestörte Stufenströmung</b>	<b>38</b>
5.1 Grenzschichtzustand an der Abströmkante.....	38
5.2 Mittleres Geschwindigkeitsfeld.....	40
5.3 Reynoldsspannungen .....	41
5.4 Verteilung der spektralen Leistungsdichten .....	42

---

<b>6 Die schwach angeregte Stufenströmung</b>	<b>47</b>
<b>6.1 Monofrequente Anregungen</b>	<b>47</b>
6.1.1 Einfluß der Frequenz auf die Wiederanlegelänge.....	47
6.1.2 Einfluß der Störungsrichtung auf die Wiederanlegelänge.....	49
6.1.3 Anfachung der Störungen in Hauptströmungsrichtung .....	50
6.1.4 Die Stufenmode .....	54
6.1.5 Strömungssichtbarmachungen.....	58
6.1.6 Wirbeldynamik im Wiederanlegebereich.....	61
<b>6.2 Multifrequente Anregungen</b>	<b>64</b>
6.2.1 Einfluß der Phasendifferenz auf die Wiederanlegelänge .....	65
6.2.2 Anfachung der Störungen in Hauptströmungsrichtung .....	67
6.2.3 Phasengemittelte Wirbelstärkeverteilungen .....	69
<b>6.3 Kohärente Energie</b>	<b>72</b>
6.3.1 Verteilungen der kohärenten Energie .....	72
6.3.2 Langwellige Phasenmodulationen .....	74
6.3.3 Entwicklung der integralen kohärenten Energie .....	77
<b>6.4 Niederfrequente Bewegungen im Wiederanlegebereich</b>	<b>81</b>
6.4.1 Leistungsdichtespektren im Wiederanlegebereich.....	82
6.4.2 Spektrale Verteilung der Reynoldsschen Schubspannung.....	84
6.4.3 Einfluß der Anregungsphase auf die momentane Wiederanlegelänge .	86
6.4.4 Wandnahe momentane Geschwindigkeitsfelder im wandparallelen Schnitt.....	87
<b>6.5 Gesamtfeldanalyse mit der Karhunen-Loève-Zerlegung</b>	<b>90</b>
6.5.1 Grundlagen .....	90
6.5.2 Identifizierung von kohärenten Strukturen.....	93
6.5.3 Komplexität der Strömung .....	102
6.5.4 Die POD als physikalischer Filter für PIV-Bilder .....	104
6.5.5 Die POD als Basis für einen Sortieralgorithmus für PIV-Bilder .....	106
6.5.6 Zusammenfassung der Gesamtfeldanalyse.....	107
<b>6.6 Entwicklung von Längswirbelstrukturen</b>	<b>108</b>
6.6.1 Klassifizierung von Längswirbelstrukturen .....	110
6.6.2 Dreidimensionale Instabilitäten .....	112

---

<b>7 Statistische Ergebnisse der ungestörten und der schwach angeregten Strömung</b>	<b>117</b>
7.1 Ablöseprofile.....	117
7.2 Mittleres Geschwindigkeitsfeld.....	118
7.3 Reynoldsspannungen .....	120
7.4 Mittlere Wandreibungsverläufe.....	126
7.5 Mittlere Wanddruckverteilungen .....	129
7.6 Mittlere Stromlinienverläufe .....	131
7.7 Profile des Rückströmfaktors.....	132
7.8 Turbulenzstruktur im Wiederanlegebereich .....	134
7.9 Neuentstehende Wandgrenzschicht .....	138
<b>8 Die stark angeregte Stufenströmung</b>	<b>141</b>
8.1 Einfluß der Frequenz auf die Wiederanlegelänge .....	141
8.2 Wirbeldynamik.....	142
8.3 Einfluß der Amplitude auf die Wiederanlegelänge.....	145
8.4 Einfluß der Störungsrichtung auf die Wiederanlegelänge.....	146
8.5 Kohärente Energie .....	147
8.6 Mittleres Geschwindigkeitsfeld.....	149
8.7 Reynoldsspannungen .....	150
<b>9 Energetische Auswirkungen der Strömungsbeeinflussung</b>	<b>151</b>
9.1 Die mechanische Energiegleichung der mittleren Bewegung .....	151
9.2 Turbulente Produktion .....	152
9.3 Mechanismen der Turbulenzproduktion.....	157
<b>10 Durchmischung</b>	<b>161</b>
<b>11 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>164</b>
<b>Literatur</b>	<b>169</b>
<b>Anhang</b>	<b>178</b>
A.1 Vergleich von LDA- und PIV-Messungen .....	178
A.2 Vergleich von Experiment und direkter numerischer Simulation.....	181
A.3 Die POD als Basis für einen Sortieralgorithmus für PIV-Bilder .....	184
A.4 Digitale Bildauswertung des Ölfilm-Interferenzmusters .....	188



## Symbolverzeichnis

### Lateinische Buchstaben

$A \equiv \langle v' \rangle_{\max} / U_0$	Anregungsamplitude
$AR \equiv B / H$	Streckung ( <i>aspect ratio</i> )
$a$	Wellenamplitude
$B$	Kanalbreite
$c_f \equiv \bar{\tau}_w / (\frac{1}{2} \rho U_0^2)$	Wandreibungsbeiwert
$c_p \equiv (\bar{p}_w - \bar{p}_{ref}) / (\frac{1}{2} \rho U_0^2)$	Wanddruckbeiwert
$c_{ph}$	Wellenausbreitungs- bzw. Phasengeschwindigkeit
$ER = h_1 / h_0$	Erweiterungsverhältnis ( <i>expansion ratio</i> )
$H$	Stufenhöhe
$F$	Kraft
$f$	Frequenz
$h_0$	Kanalhöhe vor der Erweiterung
$h_1$	Kanalhöhe nach der Erweiterung
$H_{12} \equiv \delta_1 / \delta_2$	Formparameter der Grenzschicht
$Ma$	Mach-Zahl
$n_{\text{Öl}}, n_{\text{Luft}}$	Brechungsindizes von Öl und Luft
$P$	Turbulenzproduktion
$p$	Druck
$\bar{p}_w$	Wanddruck
$Re_H \equiv U_0 H / \nu$	Reynolds-Zahl, gebildet mit der Stufenhöhe
$Re_{\delta_2} \equiv U_0 \delta_2 / \nu$	Reynolds-Zahl, gebildet mit der Impulsverlustdicke
$St_H \equiv f H / U_0$	Strouhal-Zahl, gebildet mit der Stufenhöhe
$St_{\delta_2} \equiv f \delta_2 / U_0$	Strouhal-Zahl, gebildet mit der Impulsverlustdicke
$St_{\bar{x}_R} \equiv f \bar{x}_R / U_0$	Strouhal-Zahl, gebildet mit der Wiederanlegelänge
$S_{uu}, S_{vv}$	Leistungsdichtespektrum der $u$ - und $v$ -Komponente
$S_{ij}$	Verzerrungsgeschwindigkeit
$T \equiv 1 / f$	Wellenperiode
$t$	Zeit
$Tu \equiv \sqrt{u'^2} / U_0$	Turbulenzgrad
$u, v, w$	Koordinaten des Geschwindigkeitsvektors
$\bar{u}_c$	Konvektionsgeschwindigkeit

$U_0$	Referenzgeschwindigkeit
$u_\delta$	Geschwindigkeit am Scherschichtrand
$u_\tau \equiv \sqrt{\tau_w / \rho}$	Wandschubspannungsgeschwindigkeit
$u^+ \equiv \bar{u} / u_\tau$	Geschwindigkeit in Wandkoordinaten
$V$	Volumen
$x, y, z$	Koordinaten des Ortsvektors
$y^+ \equiv u_\tau y / \nu$	Wandabstand in Wandkoordinaten
$\bar{x}_R$	Wiederanlegelänge, allgemein
$\bar{x}_{Ro}$	Wiederanlegelänge der unbeeinflussten Strömung

## Griechische Buchstaben

$\alpha$	Winkel
$\Delta$	Differenz
$\delta_1$	Verdrängungsdicke
$\delta_2$	Impulsverlustdicke
$\delta_{99}$	99%-Dicke
$\delta_\omega$	Wirbelschichtdicke
$\delta_{ij}$	Kronecker-Symbol
$\Delta\varphi$	Phasendifferenz zwischen zwei Wellen
$\lambda = c_{ph} / f$	Wellenlänge
$\lambda_{KH}$	Kelvin-Helmholtz-Wellenlänge
$\lambda_z$	Wellenlänge in Spannweitenrichtung
$\lambda_\tau$	zeitlicher Taylor Mikromaßstab
$\eta$	dynamische Zähigkeit
$\nu$	kinematische Zähigkeit
$\pi$	Kreiszahl
$\pi_{ij}$	Spannungstensor
$\rho$	Dichte
$\tau_w$	Wandschubspannung
$\phi$	Phase des Anregungssignals
$\chi$	Rückströmfaktor
$\psi$	Stromfunktion einer ebenen Strömung
$\omega_x, \omega_y, \omega_z$	Koordinaten der Wirbelstärke

## Kennungen

$\bar{()}$	zeitlicher Mittelwert
$\langle \rangle$	Phasenmittelwert
$()'$	Schwankungsgröße
$()^+$	Normierung in Wandkoordinaten

## Indizes

$()_a$	Anregung
$()_{fun}$	Fundamentale
$()_{max}$	Maximalwert
$()_{min}$	Minimalwert
$()_{ref}, ()_0$	Referenzwert
$()_{stoch}$	stochastischer Anteil
$()_{sub}$	Subharmonische
$()_{koh}$	kohärenter (periodischer) Anteil
$()_w$	Wandwert

## 1 Einleitung

Abgelöste Strömungen zählen zu den Grundproblemen der Strömungstechnik. Wegen ihrer signifikanten Auswirkungen, z.B. in der Luft- und Raumfahrttechnik bei Tragflügelumströmungen, kommt ihnen eine grundlegende Bedeutung zu. Die vielfältigen Erscheinungsformen abgelöster Strömungen und die Vielzahl miteinander gekoppelter Einflußgrößen sowie die in der Regel fehlenden Berechnungsgrundlagen über genügend einfache mathematische Modelle sind Ausgangspunkt für zahlreiche experimentelle Untersuchungen und numerische Simulationen. Speziell die Ablösung und das Wiederanlegen einer Scherschicht, die zur Ausbildung einer geschlossenen Ablöseblase führen, sind ein wichtiger Prozeß bei vielen praxisorientierten Aufgabenstellungen. Diese geschlossenen Ablöseblasen treten in zahlreichen technischen Anwendungen auf, z.B. bei der Umströmung von Fahrzeugen, Flugzeugen, Gebäuden und Windkraftanlagen oder bei der Durchströmung von Brennkammern, Verbrennungskraft- und Turbomaschinen (vgl. Leder 1992). Heutige Optimierungen strömungstechnischer Anlagen erfordern nicht nur die Berücksichtigung dieser hochinstationären und komplexen Ablösegebiete, sondern auch die Beeinflussung, um z.B. die Durchmischung bei Verbrennungsvorgängen zu erhöhen, den Strömungslärm von Maschinen zu reduzieren oder den Auftrieb einer Tragflügelkonfiguration zu steigern. Trotz zahlreicher Untersuchungen ist unser derzeitiges Wissen über den Wiederanlegungsprozeß noch unvollkommen. Die Kenntnis der physikalischen Vorgänge in abgelösten Strömungen ist jedoch notwendig, um eine Ablöseblase beeinflussen zu können. Andererseits können auch beim Versuch, die Strömung zu manipulieren, wertvolle Einsichten in die Strömungsphysik gewonnen werden, da die Anregung von Strömungsinstabilitäten die dynamischen Prozesse klarer hervorhebt. Je besser man eine Strömung verstanden hat, desto gezielter kann man sie beeinflussen.

Die vorliegende experimentelle Arbeit befaßt sich eingehend mit den Phänomenen und der Beeinflussung einer transitionellen Stufenströmung. Im Anwendungsbereich findet man z.B. transitionelle Ablöseblasen bei dünnen Tragflügelprofilen mit Vorderkantenablösung (thin airfoil stall, McCullough & Galt 1951), an Laminarprofilen (Wortman 1974), sowie an Verdichterschaukeln im Turbomaschinenbereich (Rannacher 1969). Unter den abgelösten Strömungskonfigurationen bietet sich die Strömung hinter einer rückwärts-gewandten Stufe an, da sie geometrisch einfach ist und eine fixierte Ablösung hat. Dennoch weist sie viele bedeutsame Eigenschaften einer abgelösten Strömung auf (Eaton & Johnston 1980). Die fixierte Ablöseposition ermöglicht es, die dynamischen Prozesse im Detail zu studieren und zu isolieren, was bei bewegten Ablöseblasen sehr viel schwieriger ist. Aus numerischer Sicht erlaubt die Stufenströmung eine besonders einfache Gittergenerierung. Seit der Stanford Konferenz von 1981 ist die unbeeinflusste Strömung hinter einer rückwärts-gewandten Stufe ein typischer Testfall für eine komplexe abgelöste Strömung. Aufgrund ihrer einfachen Geometrie und ihrer strömungsmechanischen Komplexität wird sie häufig für die Validation von numerischen Verfahren und Turbulenzmodellen benutzt. Auch

bei der vorliegenden Untersuchung wurde ein Teil der Ergebnisse für die Validation von zwei unabhängigen direkten numerischen Simulationen (Wengle et al. 2001), Kaltenbach & Janke 2000) verwendet. Durch die Kooperation mit der numerischen Untersuchung konnten auch räumlich-zeitliche Details des gesamten momentanen Strömungsfeldes beschrieben werden, die experimentell nicht erfaßbar waren. Auf der anderen Seite lieferte das Experiment die optimalen Anregungsparameter für die direkte numerische Simulation (DNS).

Der wichtigste globale Parameter der Stufenströmung ist die mittlere Länge der Ablöseblase, die durch den Abstand von der Stufenkante zur Wiederanlegeposition festgelegt ist. Diese Länge wird durch den Austauschprozeß zwischen der druckgesteuerten Rückströmung und dem Entrainment der abgelösten Scherschicht im Ablösegebiet bestimmt. Jede Maßnahme, die das Entrainment der Stufenscherschicht erhöht, führt deshalb zu einer Verkürzung des Ablösegebietes.

Ziel dieser Untersuchung war es, grundlegende Erkenntnisse über die relevanten physikalischen Prozesse einer abgelösten Strömung zu erhalten, durch die das Ablösegebiet hinter einer rückwärtsgewandten Stufe aktiv durch zweidimensionale Anregung so beeinflußt werden kann, daß es sich in seiner räumlichen Ausdehnung verkürzt. Im Vordergrund stand hier die Beeinflussung der Kelvin-Helmholtz-Instabilität.

Die Beeinflussungen von Strömungsinstabilitäten sind nicht nur aus grundlagenorientierter Sicht von Interesse, sondern auch bei technischen Anwendungen sinnvoll, wie neuere Untersuchungen darlegen. In einer numerischen Studie bewiesen Wu et al. (1998), daß bei einem Tragflügel mit Vorderkantenablösung der Auftrieb durch eine Anregung der Scherschichtinstabilität im Bereich der Ablöseposition signifikant gesteigert werden kann. Auch bei Verbrennungsprozessen werden inzwischen die Strömungsinstabilitäten beeinflußt, um eine bessere Durchmischung von Kraftstoff und Luft zu erreichen (Paschereit et al. 2000). Dies zeigt, daß die aktive Beeinflussung von Strömungen auch für technische Anwendungen zunehmend wichtiger wird.

## 1.1 Stand der Forschung

### 1.1.1 Unbeeinflusste Stufenströmung

Die unbeeinflusste Strömung hinter einer rückwärtsgewandten Stufe war in der Vergangenheit Gegenstand zahlreicher experimenteller und numerischer Untersuchungen. Ein Überblick über die Ergebnisse vergangener Arbeiten wird in den Artikeln von Eaton & Johnston (1980, 1981) und Adams & Johnston (1988a, 1988b) gegeben. Allgemeine Übersichtsartikel über abgelöste Strömungen finden sich bei Simpson (1985, 1989) und Leder (1992).

**Abbildung 1** zeigt schematisch die unterschiedlichen Regionen und Strömungsphänomene, die in einer abgelösten Stufenströmung mit einer laminar abströmenden Grenzschicht bei einer moderaten Reynolds-Zahl gefunden wurden (Adams, Johnston & Eaton 1984, Fernholz et al. 1993).

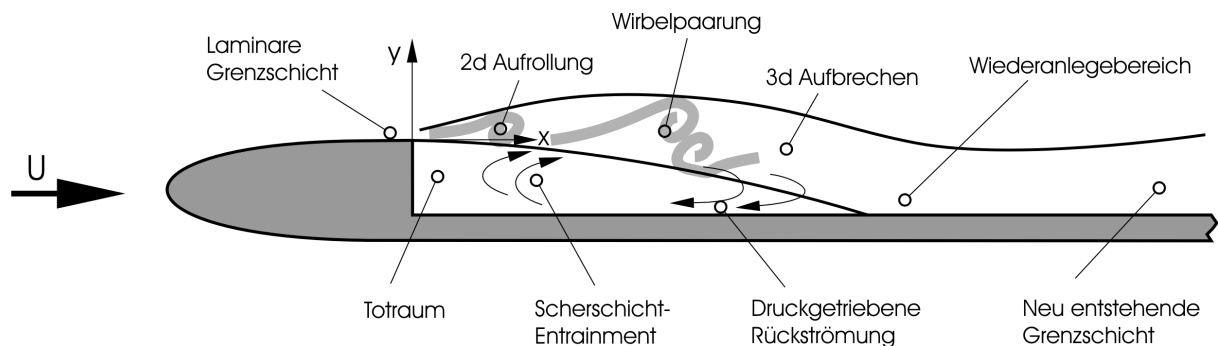


Abbildung 1: Schematische Darstellung des Strömungsfeldes

Die ankommende Wandgrenzschicht löst fixiert an der Kante der Stufe ab und bildet eine Scherschicht aus, die wendepunktinstabil ist. Das Ablösegebiet wird charakterisiert durch die zweidimensionale Aufrollung der instabilen Scherschicht. Wirbelpaarung und die Entwicklung von dreidimensionalen Längswirbelstrukturen folgen dem Aufrollprozeß. Im Wiederanlegebereich wird eine druckgetriebene Rückströmung erzeugt, die die Scherschicht mit dem Entrainment versorgt. Stromab der Wiederanlegelinie bildet sich wieder eine Wandgrenzschicht. Die strömungsmechanischen Abläufe in der Ablöseblase sind in hohem Maße untereinander verknüpft und beeinflussen sich gegenseitig, so daß eine isolierte Betrachtung der Vorgänge in den einzelnen Gebieten unvollständig bliebe.

Nach Chapman et al. (1958) unterscheidet man zwischen laminarer, transitioneller und turbulenter Stufenströmung. Sie heißt laminar, wenn dieser Zustand in der gesamten Ablöseblase vorliegt; turbulent, wenn bereits die ablösende Grenzschicht turbulent ist und transitionell, wenn der Umschlag zwischen Abströmkante und Wiederanlegen erfolgt.

Das Rückströmgebiet der Stufenströmung gehört nach Fernholz (1994) zur Kategorie „Rezirkulationsgebiet mit starker Rückströmung“, da bei dieser Ablöseblase die maximalen Rückströmgeschwindigkeiten etwa bei 20% der Außenströmung liegen, der

Rückströmfaktor an der Wand über 90% erreichen kann und die negativen Wandreibungskoeffizienten eine Größenordnung von  $c_f \approx -0.0012$  haben (Adams & Johnston 1988b).

Die wichtigste globale Größe, die die Strömung charakterisiert, ist die mittlere Länge der Ablöseblase (Eaton & Johnston 1980), die auch als Wiederanlegelänge bezeichnet wird. Die Wiederanlegelänge ist definiert als der Abstand von der Stufenkante bis zur Wiederanlegeposition, die durch eine verschwindende Wandschubspannung ( $\tau_w \equiv \eta \partial \bar{u} / \partial y = 0$ ) festgelegt ist. Viele Experimente (z.B. Eaton & Johnston 1980, Kuehn 1980, Durst & Tropea 1981, Armaly et al. 1983, Westphal & Johnston 1984, Adams & Johnston 1988a, 1988b u.a.) haben gezeigt, daß die Wiederanlegelänge einer ungestörten Stufenströmung von folgenden fünf Parametern beeinflusst wird:

### (a) Verhältnis von Grenzschichtdicke zur Stufenhöhe, Zustand der Grenzschicht

Bradshaw & Wong (1972) folgerten aus dem Vergleich einiger experimenteller Arbeiten und eigenen Untersuchungen, daß die mit der Stufenhöhe  $H$  normierte Grenzschichtdicke  $\delta$  an der Abströmkante einen wesentlichen Einfluß auf das Verhalten der gesamten Ablöseblase hat. Sie unterscheiden dabei drei grundsätzliche Fälle:

- $\delta / H \gg 1$ : schwache Störung,
- $\delta / H \approx 1$ : starke Störung und
- $\delta / H \ll 1$ : extreme Störung.

Bei der schwachen Störung ragt die Stufe nur wenig aus der zähen Unterschicht hervor. Die Stufe reduziert sich dann zu einer Wandrauigkeit, welche die Außenströmung nur marginal beeinflusst. Im Fall einer extremen Störung entsteht eine Scherschicht, die eine ganz andere Dynamik als eine Wandgrenzschicht hat. Hier wird die Außenströmung stark gestört, was einen Einfluß auf die integralen Abmessungen des Wiederanlegegebietes hat und zu einer Änderung der gesamten Turbulenzstruktur führt.

Bei turbulenter Abströmung bewirkt die starke Erhöhung von  $\delta_{99} / H = 0,005$  auf 1,7 nur eine schwache Abnahme ( $\Delta \bar{x}_R = 0,2H$ ) der Wiederanlegelänge (Adams, Johnston & Eaton 1984). Im Fall einer laminar ablösenden Grenzschicht kann noch keine Aussage getroffen werden, da zu wenig Datenmaterial vorliegt.

Strömungskonfigurationen mit turbulentem Ablöseprofil haben bei sonst gleichen Parametern eine bis zu 30% größere Wiederanlegelänge als transitionelle Stufenströmungen (Adams, Johnston & Eaton 1984).

### (b) Erweiterungsverhältnis ER

Das Erweiterungsverhältnis (*expansion ratio*) beschreibt das Verhältnis von Kanalhöhe stromab zur Kanalhöhe stromauf der Stufe. Kuehn (1980) und Durst & Tropea (1981) stellten eine Zunahme der Ablöseblasenlänge mit größer werdendem Erweiterungsverhältnis fest, was auf einen erheblichen Druckeinfluß auf den

Wiederanlegeprozeß hindeutet (Eaton & Johnston, 1980). Der Funktionsverlauf der Wiederanlegelänge in Abhängigkeit vom Erweiterungsverhältnis ähnelt einer Wurzelfunktion. Die größten Änderungen erscheinen in einem Bereich zwischen  $1,0 < ER < 1,3$ , bei dem sich die Wiederanlegelänge von  $4,5H$  auf  $7H$  verändert. Bei großen Erweiterungsverhältnissen ( $1,5 < ER < 2,0$ ) wächst die Wiederanlegelänge nahezu linear mit dem Erweiterungsverhältnis an.

Der massive Einfluß des Druckgradienten auf den Wiederanlegeprozeß wurde auch direkt nachgewiesen. So demonstrierten Driver & Seegmiller (1985) und Ra & Chang (1990), daß eine Vergrößerung des Längsdruckgradienten durch eine Auslenkung der oberen Kanaldecke ebenfalls zur räumlichen Verlängerung der Ablöseblase führt.

### (c) Reynolds-Zahl $Re_H$

Die Stufen-Reynolds-Zahl basiert auf der Stufenhöhe  $H$  und der maximalen Geschwindigkeit  $U_o$  an der Abströmkante. Die qualitative Entwicklung der Stufenströmung in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl  $Re_H \equiv (U_o H) / \nu$  wurde von Kottke (1982) untersucht. Mit wachsender Reynolds-Zahl bis  $Re_H \approx 1500$  wird die zunächst laminare Ablöseblase immer länger. Gleichzeitig wandert der laminar/turbulente Umschlag, der in der Wandgrenzschicht nach der Wiederanlegung stattfindet, immer weiter stromauf, bis er die Wiederanlegestelle erreicht ( $Re_H \approx 3000$ ). Bei weiterer Steigerung der Reynolds-Zahl geht der Umschlag in die Scherschicht über, verbunden mit einem dramatischen Schrumpfen der Wiederanlegelänge. Bei noch höheren Reynolds-Zahlen erreicht die Wiederanlegelänge ein Minimum und steigt dann bei turbulenter Abströmung ( $Re_H > 6000$ ) wieder leicht an. Ähnliche Beobachtungen machten auch Durst & Tropea (1981) und Armaly et al. (1983). Die Verkürzung des Ablösegebietes beim Umschlag der Scherschicht läßt sich nach Chapman (1958) durch das stark erhöhte Entrainment der transitionellen Scherschicht gegenüber der laminaren erklären. Gleichzeitig zeigt das Anwachsen der Blasenlänge bei turbulenter Ablösung, daß eine transitionelle Stufenströmung intensivere Entrainment-Prozesse hat als eine vollturbulente.

### (d) Erstreckung AR

De Brederode & Bradshaw (1972) zeigten, daß der Einfluß einer entstehenden Sekundärströmung vom Verhältnis der Stufenbreite zur Stufenhöhe (*aspect ratio*) abhängig ist und für Werte größer 10 vernachlässigt werden kann. Ist die seitliche Erstreckung kleiner als 10, vergrößert sich die Blasenlänge, wenn die abströmende Grenzschicht laminar ist, und verkürzt sich für eine turbulente Abströmung.

### (e) Turbulenzintensität $Tu$

Isomoto & Honami (1989) fanden bei ihren Experimenten, daß die Wiederanlegelänge abnimmt, wenn die Turbulenzintensität der ablösenden Wandgrenzschicht ansteigt und bestätigten die Erwartungen von Eaton & Johnston (1981).



## Modell zur Bestimmung der Wiederanlegelänge

Bis dato existiert für die Stufenströmung kein adäquates Modell, das in einfacher Weise die komplexen Prozesse in der Stufenströmung beschreibt und in der Lage ist, die Länge der Ablöseblase vorauszusagen. Das am häufigsten verwendete Modell (Eaton & Johnston 1980, Adams, Johnston & Eaton 1984, Adams & Johnston 1988a, 1988b, u.v.a.) – das auch in der vorliegenden Arbeit benutzt wird – basiert auf den Überlegungen von Chapman (1958), die besagen, daß die mittlere Wiederanlegelänge durch das Gleichgewicht zwischen der druckgetriebenen Rückströmung in der Ablöseblase und dem Scherschicht-Entrainment bestimmt wird. Eine Erhöhung des Scherschicht-Entrainments muß daher zu einer Verkürzung der Ablöseblase führen. Dieses Modell ist jedoch stark vereinfacht und berücksichtigt nur die Kontinuitätsbedingung des mittleren Strömungsfeldes, ohne die Impulsgleichung einzubeziehen. Trotz seiner Einfachheit ist es jedoch in der Lage, den richtigen Trend in der Entwicklung der Wiederanlegelänge wiederzugeben. So kann z.B. die von Ra & Chang (1990) beobachtete Verlängerung der Ablöseblase durch Vergrößerung des Längsdruckgradienten nach dem Chapman-Modell wie folgt erklärt werden: Der größere Druckgradient erzeugt eine stärkere Rückströmung in die Ablöseblase, die von der Scherschicht aufgenommen werden muß. Bei gleicher Entrainment-Rate benötigt die Scherschicht daher eine größere Lauflänge, um das Fluid zu inkorporieren; die Folge ist eine Vergrößerung der Ablöseblase.

Hoffnungen, ein besseres Modell für die komplexen Phänomene der Stufenströmung durch Vereinfachung der Navier-Stokes-Gleichungen zu finden, existieren bisher nicht. Die DNS von Le & Moin (1994) beweist, daß es mit Ausnahme des wandnächsten Bereichs kein Gebiet gibt, in dem einzelne Glieder der Navier-Stokes-Gleichung vernachlässigt werden können. Zur Bestimmung der Wiederanlegelänge ist man daher weiterhin auf Experimente oder numerische Simulationen angewiesen.

### 1.1.2 Angeregte Scherströmungen

Einen allgemeinen Überblick über die unterschiedlichen aktiven und passiven Manipulationsmöglichkeiten von Strömungen findet man bei Bushnell & McGinley (1989), Fiedler & Fernholz (1990) und Gad-el-Hak et al. (1998). Aktiv bedeutet hierbei, daß für die Anregung eine externe Energiequelle benötigt wird, während bei der passiven Manipulation (z.B. durch Wirbelgeneratoren) die Energie aus der Strömung selbst kommt. Der Schlüssel zur aktiven Beeinflussung von abgelösten Scherschichten mit kleinen Amplituden liegt in den Instabilitäten der Strömung. Die Anregung dieser Instabilitäten erzeugt Wirbelstrukturen, die mit ihrer Dynamik die Ablöseblase entscheidend beeinflussen. Eine Übersicht der unterschiedlichen Instabilitäten von freier Scherschicht und Wandgrenzschicht wird von Monkewitz & Huerre (1990) gegeben.

## Angeregte freie Scherschicht

Experimentell und theoretisch ist schon sehr lange bekannt, daß freie Scherschichten aufgrund ihres Wendepunktes im Geschwindigkeitsprofil sehr instabil sind (Helmholtz 1868) und sich bei kleinen, z.B. akustischen Störungen zu Wirbelstrukturen aufrollen (Tyndall 1867). Die empfindlichen Frequenzen, die zur Aufrollung der Wirbelstrukturen führen, wurden von Michalke (1965) mit einer linearen Stabilitätsanalyse exakt berechnet und von Freymuth (1966) experimentell validiert. Jedoch wurde erst Mitte der siebziger Jahre durch die grundlegenden Arbeiten von Brown & Roshko (1974) und Winant & Browand (1974) klar, daß auch das turbulente Strömungsfeld der freien Scherschicht von großräumigen Wirbelstrukturen, den sogenannten kohärenten Strukturen<sup>1</sup>, dominiert wird. Die Arbeiten von Ho & Huang (1982), Oster & Wygnanski (1982), Fiedler & Mensing (1985), Weisbrodt & Wygnanski (1988) beweisen, daß sowohl für den laminaren als auch für den turbulenten Fall mit kleinen periodischen Störungen Wirbelstrukturen erzeugt werden können, die die Mischungseigenschaften verbessern und das Entrainment der Scherschicht erhöhen. Allerdings sind dieser monofrequenten Beeinflussung aufgrund von Sättigung Grenzen gesetzt. Durch eine zusätzliche eingebrachte subharmonische Frequenz kann der Anregungsbereich erweitert werden (Monkewitz 1988, Husain & Hussain 1995, König 1997), was nach dem Aufrollprozeß zur Verschmelzung von zwei Wirbelstrukturen führen kann. Ein guter Überblick über beeinflusste freie Scherschichten ist bei Ho & Huerre (1984) zu finden. Inzwischen ist bei freien Scherschichten klar, daß die wesentlichen dynamischen Prozesse der laminaren und der turbulenten Strömung ähnlich sind (Ho & Huerre 1984, Liu 1989, Bonnet et al. 1998), da sie auf einer reibungsfreien Instabilität beruhen.

## Angeregte Stufenströmung

Mitte der achtziger Jahre wurde begonnen, die aktiven Beeinflussungsmethoden der freien Scherschicht auf abgelöste Strömungen zu übertragen. Eine gezielte monofrequente Anregung von laminaren und turbulenten Stufenströmungen mit einem oszillierenden Spoiler an der Abströmkante wurde von Roos & Kegelmann (1985) durchgeführt. Sie entdeckten, daß kleine periodische Störungen sowohl bei laminarer als auch bei turbulenter Ablösung signifikante Auswirkungen auf die Wiederanlegelänge haben und erklärten diese durch eine bessere Durchmischung und Erhöhung der Reynoldsspannungen. Für den Fall der turbulenten Ablösung beobachteten sie eine Verkürzung von  $\bar{x}_R/H = 7$  auf 5 ( $\Delta\bar{x}_R/\bar{x}_R = 29\%$ ), während sich bei laminarer Abströmung die Blasenlänge nur von  $\bar{x}_R/H = 5,6$  auf 4,6 ( $\Delta\bar{x}_R/\bar{x}_R = 18\%$ ) reduzierte. Unabhängig vom Zustand der ablösenden Grenzschicht (laminar/turbulent) zeigten beide Strömungsformen bei Anregung mit kleinen

---

<sup>1</sup> Unter einer kohärenten Struktur wird heute allgemein ein Gebiet von konzentrierter, korrelierter Wirbelstärke innerhalb eines transitionellen oder turbulenten Strömungsfeldes verstanden (Hussain 1983, 1986, Fiedler 1988). Im Gegensatz zur stochastischen Turbulenz besitzen kohärente Strukturen in ihrer Struktur und ihrer Dynamik ein hohes Maß an Ordnung.

periodischen Störungen eine ähnliche Wirbeldynamik, d.h. auch bei der Stufenströmung sind die wesentlichen dynamischen Prozesse bei beiden Strömungsformen ähnlich. Bhattacharjee et al. (1986) beeinflussten die Stufenströmung durch monofrequente akustische Störungen, indem sie das gesamte Strömungsfeld durch Lautsprecher beschallten. Die Verkürzung des Ablösegebietes erklärten sie mit der Verstärkung des Wirbelpaarungsprozesses<sup>2</sup> infolge der Anregung. Die Länge der Ablöseblase wurde jedoch bei ihnen nicht direkt gemessen, sondern aus Geschwindigkeitsprofilen extrapoliert, die mit einem Hitzdraht erfaßt wurden. Aufgrund dieser für ein Ablösegebiet nicht adäquaten Meßtechnik sind ihre Ergebnisse mit einer Unsicherheit behaftet. Zur Anregung der Instabilität wurde bei beiden Arbeiten die natürlich auftretende Instabilitätsfrequenz der Stufenschicht verwendet. Eine Variation der Frequenz oder Anregungsamplitude wurde nicht durchgeführt. Huppertz (1994) und Huppertz & Janke (1996) beeinflussten eine transitionelle Stufenströmung mit einer lokalen monofrequenten Störung an der Abströmkante. Sie erzielten eine Verkürzung von maximal 32% bei einer auf die maximale Abströmgeschwindigkeit bezogenen Anregungsamplitude von 4%. Die effektivste Strouhal-Zahl der Anregung lag leicht unterhalb der am meisten angefachten Instabilitätsfrequenz der Scherschicht bei  $St_{\delta_2} \equiv (f \delta_2) / U_o \approx 0,012$ . Zu vergleichbaren Ergebnissen kamen auch Chun & Sung (1996, 1998), die mit einem ähnlichen Mechanismus eine turbulente Stufenströmung manipulierten. Bei einer Amplitude von 7% erreichten sie eine Reduktion der Blasenlänge von ca. 34%. Ihre effektive Strouhal-Zahl lag ebenfalls bei  $St_{\delta_2} \approx 0,01$ .

Eine der ersten experimentellen Instabilitätsuntersuchungen der Stufenschicht wurde von Hasan (1992a) durchgeführt. Er konnte zeigen, daß die natürlich auftretende Instabilitätsfrequenz der Stufenschicht mit der Impulsverlustdicke der Scherschicht  $\delta_2$  skaliert und nicht mit der Stufenhöhe, wie von Roos & Kegelmann (1985) und Bhattacharjee et al. (1986) angenommen wurde. Neben der Scherschichtmode identifizierte Hasan (1992a, 1992b) eine weitere Mode, die sogenannte Stufenmode<sup>3</sup>, deren Frequenz mit der Stufenhöhe skaliert. Auch er beobachtete bei der Anregung der Scherschichtmode eine Verkürzung der Wiederanlegelänge, die jedoch nicht näher untersucht wurde. Das lineare Instabilitätsverhalten einer axialsymmetrischen Stufenschicht wurde analytisch von Michalke et al. (1995) und experimentell von Dovgal et al. (1995) untersucht.

Eine passive Beeinflussung der Stufenströmung wurde von Westphal & Johnston (1984) durchgeführt. Durch Einbau von Wirbelgeneratoren (kleine Deltaflügel) in der Grenzschicht vor der Ablösung erreichten sie Verkürzungen der Blasenlänge bis zu einer Stufenhöhe. Gai & Sharma (1987) zeigten, daß auch dreidimensionale

---

<sup>2</sup> Hier irren Bhattacharjee et al., da eine monofrequente Anregung die Wirbelpaarung nicht beeinflussen kann. Zur Beeinflussung der Wirbelpaarung muß das Anregungssignal mit einer subharmonischen Frequenz erweitert werden. (s. **Abschnitt** 6.2). Daß es bei einer monofrequenten Anregung zur Verschmelzung kommt, liegt am hohen Störungsniveau der Umgebung (s. **Abschnitt** 6.1.3)

<sup>3</sup> Die nähere Betrachtung der Stufenmode zeigt jedoch, daß sie nicht mit der Stufenhöhe skaliert (s. **Abschnitt**. 6.1.4).

Modifikationen der Abströmkantengeometrie zu einer Erniedrigung des Druckes und zu einer verkürzten Wiederanlegelänge führen. Die Auswirkungen unterschiedlicher passiver Beeinflussungselemente (Wirbelgeneratoren, LEBUs, Wandoberflächenstrukturierung, Zylinder usw.) auf den mittleren Wanddruckverlauf hinter einer rückwärtsgewandten Rampe wurden ausführlich von Lin et al. (1990) untersucht.

## Auswahl der Stufenströmung

Die Gründe, die für die Untersuchung einer abgelösten Strömung, speziell der Stufenströmung, sprechen, wurden bereits in der Einleitung dargelegt. In diesem Abschnitt werden die Kriterien erläutert, die zur Auswahl einer transitionellen Strömung führten.

Die transitionelle Stufenströmung hat gegenüber der turbulenten den Vorteil, daß die dynamischen Phänomene leichter zu isolieren und zu identifizieren sind. Vor allem die natürliche Entwicklung der zwei- und dreidimensionalen Strukturen ist bei diesem Strömungszustand wesentlich leichter erfaßbar. Rauchsichtbarmachungen können bei derselben Reynolds-Zahl durchgeführt und den quantitativen Meßgrößen direkt zugeordnet werden. Die effektiven Instabilitätsfrequenzen sind kleiner, d.h. die zeitlichen Vorgänge können mit der LDA trotz stochastischer Meßwerterfassung aufgelöst werden. Erst das ermöglicht, den instationären Charakter der Strömung zu studieren. Gleichzeitig sind die Wellenlängen der Instabilitätsfrequenzen wesentlich kleiner als die der akustischen Wellen. Interaktionen zwischen den Instabilitätswellen und den Schallwellen und höhere akustische Moden können daher ausgeschlossen werden (Bechert 1985, Michalke 1993). Außerdem läßt sich ein Anregungsmechanismus für diesen Geschwindigkeitsbereich mit einem relativ geringen Aufwand realisieren (z.B. durch Lautsprecher), während bei Hochgeschwindigkeitsströmungen sehr teure Mikroaktuatoren (MEMS) notwendig sind (Nagib 2000). Ein anderer wichtiger Grund, der für die Untersuchung einer transitionellen Strömung sprach, war, daß sich direkte numerische Simulationen noch mit erträglichem Aufwand durchführen lassen. Sie liefern wichtige Informationen über das räumlich-zeitliche Verhalten des gesamten dreidimensionalen Strömungsfeldes, die meßtechnisch nicht erfaßbar sind.

Wie bereits aus anderen Untersuchungen bekannt ist (s. **Abschnitt** 1.1.2), sind die wesentlichen dynamischen Prozesse der Stufenströmungen bei beiden Strömungszuständen (transitionell/turbulent) ähnlich, da sie auf einer reibungsfreien Instabilität (Geschwindigkeitsprofil mit Wendepunkt) beruhen. Die Ergebnisse der Strömungsbeeinflussung, die an einer transitionellen Stufenströmung gewonnen wurden, behalten daher auch für den turbulenten Fall ihre Gültigkeit, wie der Vergleich mit einer Studie an einer turbulenten Stufenströmung zeigt (s. **Abschnitt** 6.1.1). Ähnliches ist auch von freien Scherschichten bekannt (Fiedler 1998).

## Abgrenzung zu bisherigen Arbeiten

Die experimentellen Untersuchungen der Stufenströmung befaßten sich bisher fast ausschließlich mit der unbeeinflussten Konfiguration, wobei hauptsächlich zeitliche Mittelwerte betrachtet wurden. Bei Beginn der ersten Voruntersuchungen (Huppertz 1994) existierten lediglich drei Arbeiten (Roos & Kegelman 1985, Bhattacharjee et al. 1986 und Hasan 1992a), die sich mit der aktiven Beeinflussung dieser abgelösten Strömung beschäftigt hatten, wobei die letzte sich auf die Instabilitätsbetrachtung der Stufenschicht beschränkte.

Das Hauptaugenmerk der vorliegenden Studie richtet sich hingegen auf den instationären Charakter und die damit verbundenen Phänomene der Strömung. Mit den verwendeten modernen Meßmethoden wie LDA und PIV war es möglich, die instationären Phänomene aus Sicht der Wirbeldynamik zu beschreiben. Die Analyse der Wirbeldynamik beschränkt sich nicht, wie bei vielen experimentellen Studien der Vergangenheit, auf eine teilweise spekulative Interpretation von Rauchsichtbarmachungen, sondern beschreibt die instationären Phänomene quantitativ mit momentanen und phasengemittelten Wirbelstärkeverteilungen, kohärenter Energie und POD-Moden der Enstrophie und der Energie. Die erstmalig an einer Stufenströmung durchgeführten Doppel- und Tripeldekompositionen des Strömungsfeldes (vgl. **Abschnitt 3.1**) trugen wesentlich zur Klärung der Phänomene bei. Mit Hilfe dieser Größen konnte die Änderung der Längenskala im Wiederanlegebereich, die in der Vergangenheit Anlaß zu vielen Spekulationen war, durch den Wirbelzerfall erklärt werden (s. **Abschnitt 6.1.6**).

Im Vergleich zu anderen Studien (Roos & Kegelman 1985, Bhattacharjee et al. 1986) wurde bei der vorliegenden Arbeit systematisch der Einfluß von Anregungsfrequenz, Amplitude und Störungsrichtung auf die Wiederanlegelänge untersucht. Da die Stufenhöhe variiert wurde, konnte auch die Skalierung der Anregungsfrequenz bei schwach angeregten Strömungen, über die es sehr unterschiedliche Vermutungen gab (Roos & Kegelman 1985, Hasan 1992a, Sigurdson 1995, Chun & Sung 1996), geklärt werden. Außerdem wurde die Anregung der Kelvin-Helmholtz-Instabilität von einer auf bis zu drei Frequenzen erweitert, um die Rolle der Wirbelpaarung zu untersuchen, da bisher nur Mutmaßungen über die Bedeutung des Paarungsprozesses vorlagen (z.B. Bhattacharjee et al. 1986). Auch die von Hasan (1992a) entdeckte Stufenmode wurde bezüglich ihrer Existenz und Skalierung überprüft und auf ihre Effektivität in der Verkürzung der Blasenlänge untersucht. Die vorliegende Arbeit zeigt, daß bei der angeregten Strömung die zweidimensionale Wirbeldynamik wesentlich durch die Amplitude der Anregung bestimmt wird und klärt damit die Unterschiede in den effektiven Strouhal-Zahlen bei unterschiedlichen Anregungsstärken (z.B. Chun & Sung 1998).

Zuverlässige statistische Meßergebnisse von angeregten Stufenströmungen liegen nur sehr begrenzt vor, da häufig eine nicht adäquate Meßtechnik, wie die Hitzdrahtanemometrie, bei der Geschwindigkeitsmessung verwendet (z.B. Bhattacharjee et al. 1986, Chun & Sung 1996) oder nur die Hauptströmungsgeschwindigkeit  $u$  gemessen wurde (Chun & Sung 1998). Lediglich bei der

Untersuchung von Roos & Kegelmann wurde ein LDA-System für die Vermessung des angeregten Strömungsfeldes verwendet. Bei der vorliegenden Arbeit wurden die zeitlich gemittelten Geschwindigkeitskomponenten  $\bar{u}$  und  $\bar{v}$  und die Turbulenzgrößen  $\overline{u'^2}$ ,  $\overline{v'^2}$  und  $\overline{u'v'}$  gemessen. Der Reynoldsschubspannung  $\overline{u'v'}$  kommt hier besondere Bedeutung zu, da mit der aus ihr berechneten Turbulenzproduktion erstmalig quantitative Aussagen über die energetischen Auswirkungen der Anregung gemacht werden konnten. Außerdem wurde der mittlere Wanddruck und die mittlere Wandschubspannung erfaßt. Da insgesamt sechs angeregte Fälle mit unterschiedlichen Wirbelinteraktionen bei gleicher geometrischer Ausgangskonfiguration und Abströmbedingung vermessen wurden, lassen sich signifikante Trends in den einzelnen Strömungsgrößen aufzeigen.

Ein großer Vorteil war auch, daß für zwei ausgewählte Fälle eine direkte numerische Simulation von Wengle et al. (2001) durchgeführt wurde. So konnten auch dreidimensionale Phänomene wie momentane Geschwindigkeitsfelder in Wandnähe und Wirbelstärkeverteilungen des dreidimensionalen Feldes analysiert werden, die trotz moderner Meßtechnik nicht erfaßt werden konnten. Mit ihnen konnten die natürlich auftretenden Längswirbelstrukturen untersucht und das Phänomen der langwelligen Phasenmodulation geklärt werden (s. **Abschnitt 6.6** und **6.3.2**).

Die beobachteten Phänomene und die statistischen Mittelwerte wurden in dieser Arbeit stets mit den Phänomenen anderer abgelöster Strömungen, wie der freien Scherschicht, dem Zylindernachlauf oder anderen geometrie- und druckinduzierten Ablöseblasen verglichen, um Gemeinsamkeiten und Unterschiede aufzuzeigen. Neben der Stufenströmung zeigen auch andere abgelöste Strömungen, wie z.B. Grenzschichtprofile in Ablösenähe (Michalke 1990) und druckinduzierte Ablöseblasen (Watmuff 1999) unter bestimmten Voraussetzungen Charakteristiken einer Kelvin-Helmholtz-Instabilität, die zur diskreten Wirbelaufrollung führen kann. Das läßt hoffen, daß ein Teil der hier gewonnenen Ergebnisse auch auf andere abgelöste Strömungen übertragen werden kann.

## Gliederung der Arbeit

Die Arbeit ist wie folgt aufgebaut: In den ersten Kapiteln werden der experimentelle Aufbau und die Methoden (**Abschnitt 2**), die Datenanalyse (**Abschnitt 3**) und die Dimensionsanalyse (**Abschnitt 4**) behandelt. **Abschnitt 5** beschreibt die unbeeinflusste Strömung, um einen Überblick über das Strömungsfeld der ungestörten Ausgangskonfiguration und die Instabilitätsphänomene zu erhalten. Der folgende **Abschnitt 6** beschäftigt sich mit der mono- und multifrequenten Manipulation der Kelvin-Helmholtz-Instabilität mit kleiner Amplitude ( $A = O(1\% U_0)$ ) und der damit verbundenen Wirbeldynamik, die mit Phasenmittelwerten, Leistungsdichtespektren, digitalen Filterungen und der POD analysiert wird. Außerdem widmet sich dieser Abschnitt der dreidimensionalen Wirbeldynamik und der niederfrequenten Bewegung im Wiederanlegebereich. Die statistischen Ergebnisse aus der Untersuchung an der

---

ungestörten und der schwach angeregten Strömung ( $A = O(1\% U_0)$ ) werden in **Abschnitt 7** diskutiert.

Der Fall der starken Beeinflussung ( $A = O(10\% U_0)$ ) wird separat in **Abschnitt 8** behandelt, da diese Anregung zu einer instationären Anströmung der Stufenkante führt und somit einen komplett anderen Strömungsfall darstellt.

Die letzten beiden **Abschnitte 9** und **10** befassen sich mit der energetischen Auswirkung der Anregung und der Durchmischung der Strömung.

## 2 Experimenteller Aufbau und Methoden

### 2.1 Windkanal und Meßstrecke

Für die Untersuchung der Stufenströmung wurde ein Niedergeschwindigkeitswindkanal mit offenem Kreislauf aufgebaut (s. **Abb. 2**).

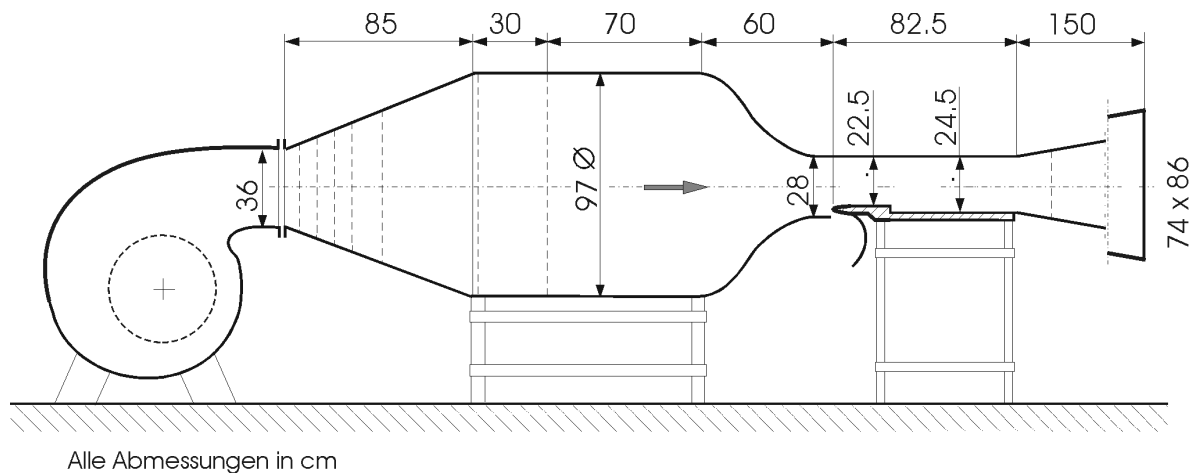


Abbildung 2: Niedergeschwindigkeitswindkanal

Der Windkanal hatte mit eingebautem Stufenmodell einen Turbulenzgrad von  $Tu < 0.15\%$  und erreichte eine Anströmgeschwindigkeit von bis zu  $14\text{ m/s}$ . Typische Versuchsgeschwindigkeiten lagen zwischen  $2$  und  $6\text{ m/s}$ . Die Strömung wurde mit einem Radialventilator erzeugt, der acht rückwärtsgekrümmte Schaufeln besaß. Der Antrieb des Ventilators erfolgte durch einen thyristorgesteuerten Gleichstrommotor. Der Ventilator war über einen Weitwinkeldiffusor mit einer runden Beruhigungskammer verbunden. Durch einen Einbau von fünf Lochblechen konnten Ablösungen im Diffusor verhindert werden. Die Beruhigungskammer enthielt eine Filtermatte als Gleichrichter sowie ein Lochblech (Öffnungsverhältnis  $64\%$ ). Diese bewährte Anordnung aus Lochblech und Filtermatte erzeugt eine sehr gleichförmige Anströmung in der Meßstrecke (Dengel 1992). An die Beruhigungskammer schloß sich eine Düse an, die den Querschnitt von rund auf rechteckig transformierte. Die Düse des Kanals hatte eine konkav-konvex gekrümmte Bauform mit einem Kontraktionsverhältnis von  $6,25$ . Die daran anschließende Meßstrecke mit dem Stufenmodell besaß eine Länge von  $825\text{ mm}$  und einen Rechteckquerschnitt von  $400 \times 245\text{ mm}$ . Die Wände der Meßstrecke bestanden aus Plexiglas, um einen optischen Zugang für die Ölfilminterferometrie, die LDA-Messungen und die Rauchsichtbarmachungen zu ermöglichen. Den Boden der Meßstrecke bildete eine rückseitig geschwärzte Glasplatte, um einen geeigneten Untergrund für die Ölfilminterferometrie zu erhalten (Janke 1992). Außerdem erwies sich dieser gut reflektierende Hintergrund als besonders geeignet für sehr rauscharme LDA-Messungen in Wandnähe. Der Meßstrecke folgte ein Diffusor, um Rückwirkungen mit dem austretenden Freistrahle zu minimieren (Metha 1977).



Das Stufenmodell (s. **Abb. 2.1**) befand sich direkt am Eintritt der Meßstrecke und bestand aus einer elliptischen Nase (Seitenverhältnis 1:5), gefolgt von einer geraden Wand, der Stufe und einer Trennplatte. Das Koordinatensystem befindet sich an der Abströmkante der Stufe.  $z = 0$  entspricht der Kanalmitte.

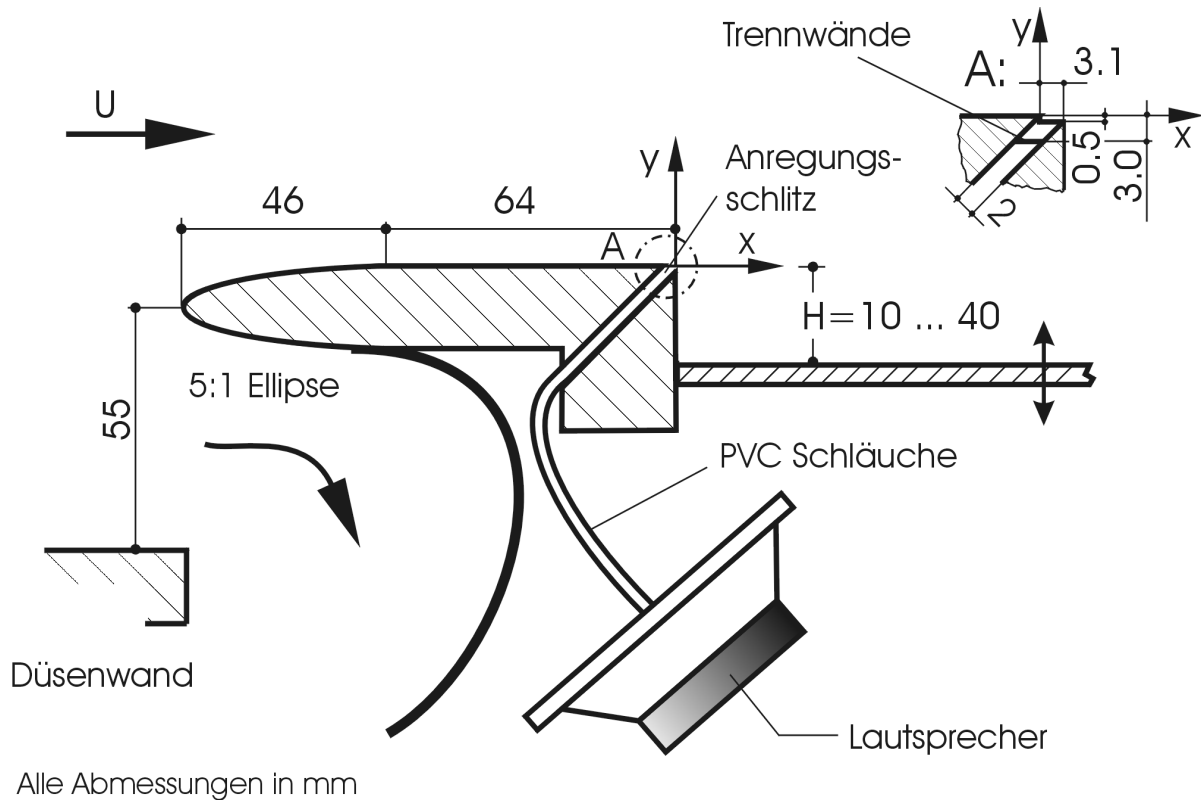


Abbildung 2.1: Stufenmodell mit Anregungsmechanismus

Die Höhe der Stufe konnte stufenlos zwischen 0 und 40 mm variiert werden. Die Nasenspitze war 55 mm über dem Boden des Düsenaustritts angebracht, damit die Düsenengrenzschicht ausgeblasen werden konnte. Um klar definierte Anfangsbedingungen für die neu entstehende laminare Grenzschicht zu schaffen, wurde der Staupunkt durch einen zusätzlich im Abschlußdiffusor eingebauten Widerstand auf der Oberseite der elliptischen Nase fixiert.

## 2.2 Anregungstechnik

Die Beeinflussung der Scherschichtinstabilitäten wurde mit einem Anregungsfeld durchgeführt, das zeitlich und in Spannweitenrichtung variierbare Störungen in die Strömung einbringen konnte. Das Anregungsfeld wurde unter  $45^\circ$  direkt an der Ablösekante positioniert (s. **Abb. 2.1**). An diesem Ort besitzt die Scherschicht die größte Rezeptivität gegenüber periodischen Störungen (Bechert 1983).

Der Anregungsmechanismus bestand aus einem Schlitz, der durch dünne Bleche (Dicke 0,1 mm) in 105 rechteckige Kanäle (Querschnitt  $2 \times 2 \text{ mm}$ ) unterteilt war. Die Bleche endeten 3 mm unterhalb des Austritts, damit die Nachläufe zu keiner Ungleichförmigkeit der Anregung führten. Die Kanäle waren über Kunststoffschläuche gleicher Länge (Innendurchmesser 1,6 mm, Länge 300 mm) mit vier abgekapselten Lautsprechern verbunden. Die gleichlangen Schläuche sicherten eine konstante Phase über der Länge des Anregungsfeldes. Die größte auftretende Phasenabweichung war kleiner als  $4^\circ$ . Bezogen auf die Periode der Anregung entspricht dies einer maximalen Variation von etwa 1%. Die Lautsprecher waren mit einer Platte abgedeckt, in der sich die Anschlüsse der Schläuche befanden. Bei einer Auslenkung der Membran konnte die Luft nur durch die Schläuche entweichen oder angesaugt werden. Die Ansteuerung der Lautsprecher erfolgte über Niederfrequenz-Leistungsverstärker. Ein PC (CPU M68030) mit einer sechskanaligen 12bit D/A-Wandlerkarte diente als arbiträrer Funktionsgenerator. Welche Ideen zur Entwicklung des Anregungsmechanismus führten und welche Bauteile in Bezug auf Gleichförmigkeit und Übertragungsverhalten besondere Aufmerksamkeit benötigten, ist von Huppertz (1994) beschrieben worden.

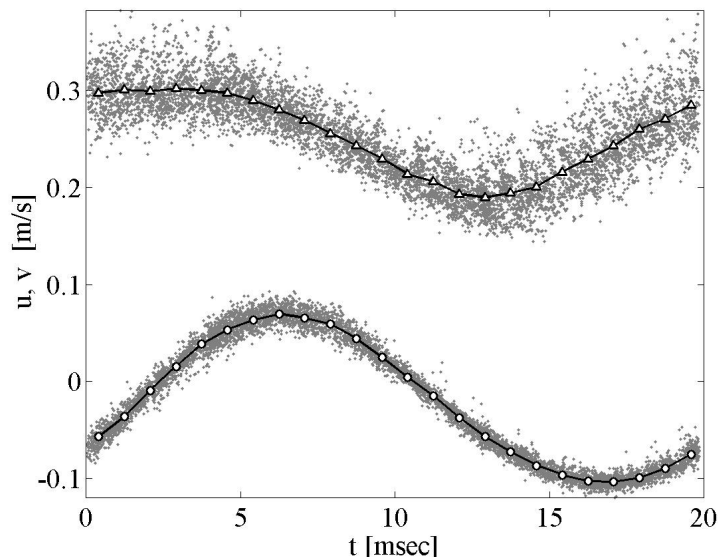


Abbildung 2.2: Phasengemittelte Geschwindigkeitsverteilungen von  $u$  ( $\Delta$ ) und  $v$  ( $o$ ) direkt über dem Schlitz bei  $(x, y, z) = (2, 5; 0; 0) \text{ mm}$  und  $U_o = 2,2 \text{ m/s}$

Die Amplituden der eingebrachten Störungen wurden mit phasengemittelten LDA-Messungen direkt über den Anregungsöffnungen ( $y/H = 0$ ) erfaßt. Die Kalibration des Anregungsfeldes erfolgte mit Hauptströmung, um die tatsächlich eingebrachten

Störungen zu erfassen. Als Maß für die Anregungsstärke wurde die maximale Amplitude der phasengemittelten  $v$ -Komponente verwendet, die auf die maximale wandparallele Geschwindigkeit an der Abströmkante  $U_o$  bezogen wurde. Die jeweilige  $x$ -Position der Maximalamplitude war eine Funktion der Frequenz und der Lautsprecherspannung. Resonanzen im Übertragungsverhalten des Anregungsmechanismus konnten nicht festgestellt werden. Bei konstant gehaltener Lautsprecherspannung erzeugten Anregungen mit kleineren Frequenzen grundsätzlich höhere Amplituden als mit höheren Frequenzen. Für hohe Amplituden ( $A = O(10\% U_o)$ ) entstand über den Öffnungen ein Freistrahл mit Volumenstrom Null (s. **Abschnitt 8.4**). In **Abbildung 2.2** sind für  $Re_H = 2980$  zwei phasengemittelte Verläufe der  $u$ - und  $v$ -Komponente bei einer typischen Anregungsamplitude von  $A \equiv \langle \hat{v} \rangle / U_o = 4\%$  und einer Frequenz von  $f = 50\text{Hz}$  dargestellt. Die Gleichförmigkeit der Anregung in Spannweitenrichtung ist in den RMS-Verteilungen der phasengemittelten  $u$ - und  $v$ -Komponenten zu sehen (**Abb. 2.3** und **2.4**), die 1 mm stromab des Störungseintritts aufgenommen wurden.

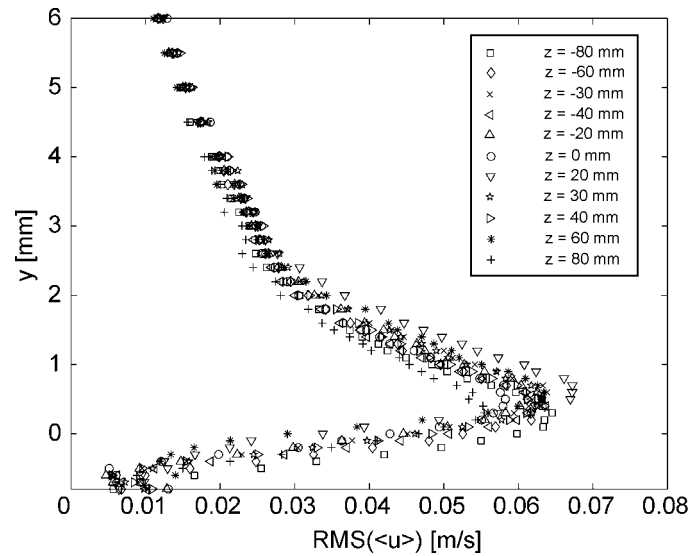


Abbildung 2.3: Gleichförmigkeiten der RMS-Verteilung von  $\langle u \rangle$  bei  $(x/H) = 0,25$

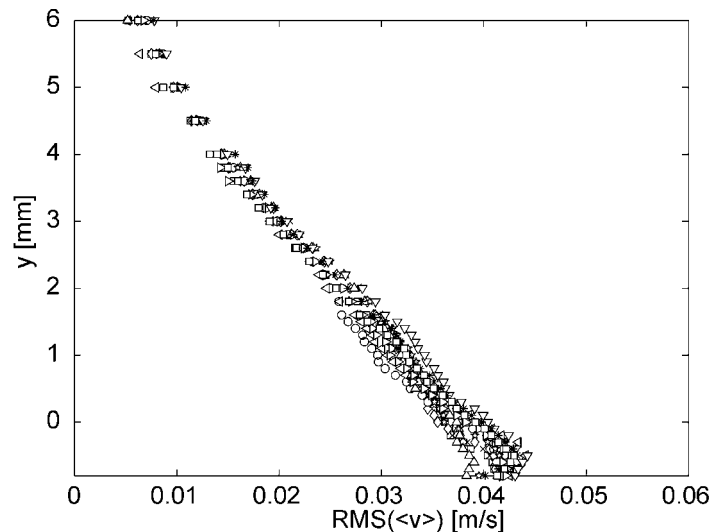


Abbildung 2.4: Gleichförmigkeiten der RMS-Verteilung von  $\langle v \rangle$  bei  $(x/H) = 0,25$

Sie kann als zufriedenstellend angesehen werden. Bereits in einem Abstand von  $40\text{ mm}$  ist die Ungleichförmigkeit der maximalen Fluktuationsintensitäten von  $\overline{u'^2}$  und  $\overline{v'^2}$  in Spannweitenrichtung kleiner als 5% (s. **Abb. 2.5**).

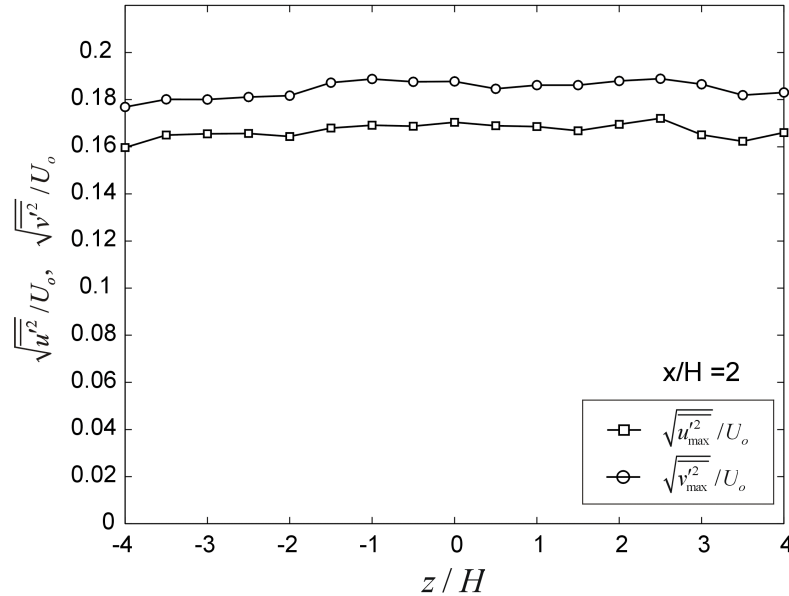


Abbildung 2.5: Gleichförmigkeit der maximalen Fluktuationsintensitäten  $u'$  und  $v'$  für die mit  $50\text{ Hz}$ -angeregte Strömung bei  $x/H = 2$  und  $Re_H = 2980$

Die Strömung im Anregungsmechanismus und in der Meßstrecke kann nach Helmholtz (1886) als inkompressibel betrachtet werden, da für die verwendeten Anregungsfrequenzen ( $0 < f < 300\text{ Hz}$ ) alle geometrischen Abmessungen des Experiments kleiner sind als die zugehörigen Schallwellenlängen. Im Anregungsmechanismus liegt ein reines Schiefeld vor, d.h. die Lautsprecher arbeiten bei diesen kleinen Frequenzen wie Membranpumpen. Außerdem ist das Verhältnis der Kanalbreite zur kleinsten Schallwellenlänge  $b/\lambda_s = 0.13$  kleiner als 0,5. Aus akustischer Sicht erzeugt daher die Anregung lediglich eine ebene Schallwelle, die sich in x-Richtung ausbreitet (Michalke 1993). Höhere akustische Moden ( $b/\lambda_s \geq 0.50$ ), die zu Inhomogenitäten in der Störungsverteilung führen, sind erst bei Anregungsfrequenzen von  $f > 425\text{ Hz}$  zu erwarten. Bei der hier vorliegenden sehr kleinen Mach-Zahl ( $Ma < 0.01$ ) sind die Wellenlängen der Instabilitätswellen der Scherschicht ( $\lambda_{KH} = 12 - 55\text{ mm}$ ) wesentlich kleiner als die der korrespondierenden Schallwellen ( $\lambda_s = 3,8 - 34\text{ m}$ ). Interaktionen zwischen den Instabilitätswellen und den Schallwellen, die durch den Anregungsmechanismus erzeugt werden, sind daher ebenfalls nicht zu erwarten (Bechert 1985).

## 2.3 Geschwindigkeitsmessungen

### 2.3.1 Laser-Doppler-Anemometrie

Die Laser-Doppler-Anemometrie diente zur Messung des mittleren und des fluktuierenden Geschwindigkeitsfeldes. Auf die Grundlagen der LDA wird hier nicht eingegangen und auf die ausführliche Beschreibung bei Eckelmann (1997) verwiesen.

Zur Messung des Geschwindigkeitsfeldes wurde ein 2-Komponenten Laser-Doppler-Anemometer (LDA) mit Rückwärtsstreuordnung im Kreuzstrahlbetrieb der Firma DANTEC (FiberFlow 60X) verwendet. Der zur Erzeugung eines Zweikomponentenmeßvolumens benötigte mehrfarbige Laserstrahl wurde mit einem Argon-Ionen-Laser mit einer variablen Leistung von 50 bis 300 mW erzeugt. Der Laserstrahl wurde durch eine Bragg-Zelle in zwei Strahlen aufgeteilt, von denen der eine Teilstrahl um 40 MHz frequenzverschoben war. Anschließend wurden die Teilstrahlen durch ein Dispersionsprisma geleitet, welches das Laserlicht in seine individuellen Farbkomponenten zerlegte. Genutzt wurden jedoch nur die lichtintensivsten Strahlen mit der Wellenlänge 514,5 nm (grün) und 488,0 nm (blau). Die vier Teilstrahlen wurden über ein Glasfaserkabel in eine kombinierte Sende- und Empfangsoptik (Sammel- und Streulinsenkombination) geführt, die diese im Meßort fokussierte und überlagerte. Das so entstandene Laser-Doppler-Kontrollvolumen bestand aus einer blauen und einer grünen Interferenzebene, die orthogonal aufeinander standen und bei idealer Farbtrennung ein koinzidentes, orthogonales Geschwindigkeitsmeßsystem darstellen. Das intensitätsmodulierte Rückstreulicht, das von einem Teilchen erzeugt wurde, welches das Meßvolumen passierte, wurde von der kombinierten Sende- und Empfangsoptik (s. **Tab. 1**) empfangen und via Glasfaserkabel zwei Photomultipliern zugeführt. Die Photomultiplier verwandelten das Streulicht in einen periodischen Photostrom, der jeweils nach einer Verstärkung, Hochpaßfilterung und Digitalisierung durch einen Burst-Analysator vom Typ BSA 57N25 mit einer schnellen Hardware-Fouriertransformation ausgewertet wurde. Die Dopplerfrequenz und der Meßzeitpunkt der beiden Geschwindigkeitssignale wurden via IEEE-Schnittstelle auf einem PC abgespeichert.

	$u$ - Komponente	$v$ - Komponente
Wellenlänge [nm]	514,5	488
Strahlabstand [mm]	75,2	75,2
Brennweite [mm]	600	600
Meßvolumen	$\Delta x$ [mm]	0,147
	$\Delta y$ [mm]	0,147
	$\Delta z$ [mm]	2,351
		0,140
		0,140
		2,230

Tabelle. 1: Daten des optischen Aufbaus

Die Meßzeit betrug 30sec und typische Datenraten lagen in der Scherschicht zwischen 1,2 und 1,5kHz.

### Seeding

Da diese optische Geschwindigkeitsmeßmethode auf mitströmende Streupartikelchen in der Strömung angewiesen ist, wurde die Luft im Windkanal kontinuierlich mit einem Pallas AGF 10 Zyklon-Seeder, der mit DEHS (Diethylhexysecacat) betrieben wurde, besät. Der Seeder befand sich vor der Ansaugöffnung des Gebläses, um Interaktionen mit der Meßstrecke zu vermeiden und eine gleichmäßige Durchmischung von Öltröpfchen und Luft zu gewährleisten. Eine Abschätzung des Partikelschlupfes, die von der vereinfachten BBO-Gleichung (Eckelmann 1997) ausgeht, zeigt, daß bei den hier verwendeten Partikelgrößen von ca.  $1\ \mu\text{m}$  erst ein Schlupf bei einer Frequenz von über  $10\ \text{kHz}$  zu erwarten ist, die jedoch bei den untersuchten Konfigurationen nicht auftritt. Partikelschlupf wird daher ausgeschlossen.

### Geschwindigkeits-Bias

Die LDA-typischen intermittierenden Eigenschaften von Meßereignissen (Doppler-Bursts), die nur dann erzeugt werden, wenn Streuteilchen durch das Meßvolumen fliegen, ergeben eine zeitlich diskontinuierliche Geschwindigkeitserfassung. Die statistische Verarbeitung dieser Partikelgeschwindigkeiten ergibt einen Teilchenmittelwert, der nicht unbedingt dem zeitlichen Mittelwert des Fluides entsprechen muß. Setzt man eine homogene Verteilung der Teilchen im Volumen voraus, so ergibt der Teilchenmittelwert eine höhere lokale Geschwindigkeit als der zeitliche Mittelwert, da in derselben Zeiteinheit mehr Partikel höherer Geschwindigkeit das Meßvolumen durchqueren als Partikel mit kleinerer. Dieser sogenannte Bias-Fehler ist keine inhärente Begrenzung der LDA-Meßtechnik, sondern eine Frage der korrekten Signalauswertung (McLaughlin & Tiedermann 1973, Edwards 1979, usw.).

Ausführliche Untersuchungen des Geschwindigkeits-Bias wurden von Adams et al. (1984) an einer turbulenten Stufenströmung durchgeführt. Sie stellten fest, daß der größte Bias-Fehler in Bereichen hoher mittlerer Geschwindigkeit und hoher Turbulenz auftrat und 4% der maximalen Geschwindigkeit betrug. Gebiete mit hoher Turbulenz und kleiner mittlerer Geschwindigkeit erwiesen sich als unkritisch. Theoretische Abschätzungen des Fehlers führten zu wesentlich größeren Werten ( $\approx 12\%$ ) und erwiesen sich daher als nicht tauglich. Dabei ist jedoch zu beachten, daß der Bias-Fehler außerdem noch stark von den jeweiligen Parametereinstellungen des Systems und dem Signal-Rausch-Verhältnis abhängt. Erdmann & Tropea (1981) konnten nachweisen, daß bei Burstdatenraten, die sehr viel größer als die dominante Turbulenzfrequenz waren, keinerlei Bias-Einflüsse auftraten. Auch bei der vorliegenden Untersuchung waren die Burstdatenraten in der Scherschicht ( $1,2 \leq n \leq 1,5\ \text{kHz}$ ) wesentlich höher, als die charakteristischen Frequenzen der Strömung ( $0 < f \leq 90\ \text{Hz}$ ).

Meyer & Clemmon (1979) befürworteten bei LDA-Systemen mit Frequenzschiebung einen kontinuierlichen Meßmodus, der bei kleinen Geschwindigkeiten zu Mehrfachauswertungen eines Bursts führt und dadurch den Bias eliminiert. Aber dieser Effekt ist stark nichtlinear. Adams et al. stellten bei diesem Meßmodus eine leichte Überkorrektur des Fehlers im Bereich der Wiederanlegens fest.

In der vorliegenden Arbeit wurde die kontinuierliche Meßmethode verwendet. Ein Vergleich der Messungen mit zwei unabhängigen, direkten numerischen Simulationen (s. **Anhang A.2**) zeigt eine gute Übereinstimmung bei den mittleren Geschwindigkeiten und den Reynoldsspannungen. Ein meßbarer Bias-Fehler ist nicht festzustellen. Daher wurde auf Korrekturverfahren, die in großer Zahl existieren (z.B. von McLaughlin & Tiedermann 1973, Buchhave & George 1979, Barnett & Bentley 1974), aber eine behutsame Anwendung erfordern (Adams, Johnston & Eaton 1984), verzichtet.

### **Positionierung des Meßvolumens**

Die Positionierung des Meßvolumens geschah über drei lineare Vorschubeinheiten der Firma ISEL, die mit jeweils einem Schrittmotor angetrieben wurden. Die Ansteuerung erfolgte vom PC über eine serielle Schnittstelle und ein Interface, das dem Motor die Drehrichtung sowie die Schrittzahl mitteilte. Die Auflösung in lateraler und transversaler Richtung betrug  $7\mu\text{m}$  und in Spannweitenrichtung  $70\mu\text{m}$ . Da die Vorschubeinheiten keinen Wegaufnehmer hatten, kann der Positionsfehler nur über die Reproduzierbarkeit abgeschätzt werden, die genauer als  $40\mu\text{m}$  war.

### **Bestimmung des Wandabstandes**

Der Kanalboden bestand aus einer rückseitig geschwärzten Glasplatte, die sich durch eine gute Reflexion auszeichnete und dadurch das Rauschen im Doppler-Signal bei wandnahen Messungen reduzierte. Die Reflexion bewirkte außerdem eine Spiegelung des Meßvolumens an der Wand und führte zu achsensymmetrischen Geschwindigkeitsverläufen, wenn das Meßvolumen durch die Wand gefahren wurde. Die Achsensymmetrie der Geschwindigkeitsprofile an der Wand wurde zur Bestimmung des Wandabstandes ausgenutzt. Die Ungenauigkeit bei der Bestimmung des Wandpunktes wird kleiner als  $0,08\text{mm}$  geschätzt. Zur wandnahen Messung wurde die Sonde  $4^\circ$  zur horizontalen und zur vertikalen Ebene angestellt.

### **Meßmodus**

Zur Bestimmung der Reynoldsschubspannungen wurden bei den Messungen nur Doppler-Bursts aufgenommen, die in beiden Geschwindigkeitssignalen gleichzeitig vorlagen (Koinzidenz-Modus). Ein Burst wurde detektiert, wenn das Doppler-Signal eine feste Triggerschwelle überschritten hatte. Die Koinzidenzfilterung wurde während der Messung von den Burst-Analysatoren durchgeführt, wobei das Koinzidenzfenster durch das Abtastzeitfenster ( $t_{ab} = 10,63\mu\text{s}$ ) festgelegt war. Die Doppler-Signale wurden anschließend validiert und auf die Festplatte gespeichert, wenn der Peak der Dopplerfrequenz im Frequenzraum 1,4 mal so groß wie das Grundrauschen war.

### **Bildung von Phasenmittelwerten**

Zur Bildung von konditionierten Mittelwerten wurde die Phasenlage des Anregungssignals als Referenz benutzt. Von einem Funktionsgenerator wurde ein TTL-Signal generiert, das von beiden Burst-Analysatoren erfaßt wurde, und in der diskontinuierlichen Zeitreihe der beiden Geschwindigkeiten zu Beginn einer Beobachtungsperiode abgespeichert.

### 2.3.2 Particle Image Velocimetry

Die digitale „particle image velocimetry“ (DPIV) wurde zur Messung von momentanen, zweidimensionalen Geschwindigkeitsfeldern benutzt. Auf die Beschreibung der PIV-Grundlagen wird hier verzichtet und auf die Literatur von Adrian (1996) verwiesen. Verwendet wurde das kommerzielle PIV-System FlowMap 2000 mit der CCD-Kreuzkorrelationskamera DoubleImage 700 (Auflösung:  $768 \times 484 \text{ pixel}$ ), der Firma DANTEC. Die Meßebebene beleuchteten zwei Nd:YAG Laser der Firma Spectra Physics, die jeweils eine Pulsenergie von  $200 \text{ mJ}$  bei einer Pulsdauer von  $8 \text{ ns}$  hatten. Der Zeitabstand zwischen den beiden Lichtpulsen wurde iterativ so eingestellt, daß bei der online-Auswertung des Strömungsfeldes die Anzahl der Ausreißer minimal war. Typische Zeiten lagen zwischen  $350$  und  $400 \mu\text{s}$ . Die Laserstrahlen wurden über einen Laserstrahlführungsarm zur Meßstrecke geleitet und durch eine Zylinderlinse zu einem Lichtschnitt aufgeweitet. Die Dicke des Lichtschnittes konnte durch eine sphärische Linse eingestellt werden und betrug bei allen Messungen  $3 \text{ mm}$ . Senkrecht zum Lichtschnitt befand sich die CCD-Kamera, die bei jedem der beiden Lichtblitze das Streulicht der beigemischten Tracerpartikel aufnahm. Als Tracerpartikel wurden DEHS-Partikel (Durchmesser  $1 \mu\text{m}$ ) verwendet, die mit der gleichen Seeder-Konfiguration betrieben wurden, wie bei den LDA-Messungen (s. **Abschnitt 2.3.1**). Die Abbildungen des momentanen Strömungsfeldes wurden in  $32 \times 32$  und  $16 \times 16 \text{ pixel}$  große Korrelationsgebiete (interrogation spots) unterteilt, die eine Überlappung von  $75\%$  besaßen. Die Auswertung des mittleren Partikelversatzes zwischen den beiden Momentanaufnahmen geschah unmittelbar nach der Messung, nahezu in Echtzeit, mit der Kreuzkorrelationsmethode. Abgespeichert wurden nur die Geschwindigkeitsvektoren des Strömungsfeldes und der Rauschabstand des größten Peaks in der Korrelationsebene.

Gemessen wurde in der  $xy$ -Ebene zwischen  $x/\bar{x}_R = 0$  und  $1,2$  in der Mitte des Kanals. Die räumliche Auflösung, die durch die Größe der Korrelationsfläche und der Lichtschnittdicke bestimmt wird, beträgt bei den später ausschließlich verwendeten Messungen mit den  $16 \text{ pixel}$  großen Korrelationsflächen,  $0,13H$  in  $x$ - und  $y$ -Richtung und  $0,15H$  in  $z$ -Richtung. Eine zeitliche Auflösung der Strömungsereignisse war nicht möglich, da die maximale Blitzwiederholrate der Pulslaser von  $15 \text{ Hz}$  kleiner war, als die effektiven Anregungsfrequenzen der Scherschicht ( $30 \leq f \leq 70 \text{ Hz}$ ). Bei den beeinflussten Strömungen konnte jedoch die Phasenlage des Anregungssignals als zeitlicher Bezug verwendet werden. Als Validierungskriterium für einen Geschwindigkeitsvektor eines Korrelationsgebietes wurde das „detectability“-Kriterium von Keane & Adrian (1992) angewendet. Hiernach muß der Abstand zwischen dem höchsten Peak und dem zweithöchsten Peak der zweidimensionalen Kreuzkorrelationsfunktion größer als ein Schwellwert sein, damit der Vektor gültig ist, andernfalls wurde der Betrag des Vektors auf Null gesetzt. Als Schwellwert wurde  $k = 1,2$  gewählt. Dieser Prozeß beschreibt eine Filterung über das Signal-Rauschverhältnis. Zur weiteren Beseitigung von Ausreißern wurden die Felder über  $3 \times 3$  Nachbarpunkte mediangefiltert (Westerweel 1993). Der Medianfilter hat den Vorteil, daß er Ausreißer eliminiert, aber im Gegensatz zur räumlichen Mittelung die



---

Schärfe nicht reduziert. Auf eine räumliche Mittelung wurde verzichtet. Die auftretenden Ausreißer waren im gesamten Strömungsfeld stochastisch verteilt und an kein Ereignis (z.B. Wirbelstrukturen) gebunden. Im allgemeinen wurden pro Meßfall ca. 1000 stochastisch aufgenommene Geschwindigkeitsfelder erfaßt. Bei der Auswertung der statistischen Momente wurden nur validierte Geschwindigkeiten berücksichtigt. Ein Vergleich mit den statistischen Ergebnissen der LDA-Messungen zeigt eine zufriedenstellende Übereinstimmung (s. **Anhang A.1**). Die PIV-Daten wurden überwiegend zur Gesamtfeldanalyse (Wirbelstärkeverteilungen, POD usw.) verwendet. Für die POD wurden die Ausreißer ( $u_i \equiv 0$ ) durch lineare Interpolation substituiert, um bei der Gesamtfeldanalyse keine künstlichen „Ausreißermoden“ zu erzeugen.

## 2.4 Ölfilminterferometrie

Die Ölfilminterferometrie wurde zur Bestimmung der Wiederanlegelinie und zur Messung der Wandschubspannung verwendet. Die Beschreibung der Grundlagen und einige Anwendungen der Ölfilminterferometrie finden sich bei Janke (1992). Das Meßprinzip beruht darauf, daß ein auf eine Wand aufgebracht und überströmter Ölfilm seine Dicke durch die Wandschubspannungseinwirkung zeitlich ändert. Diese zeitliche Dickenänderung kann mit Hilfe der Dünnfilm-Interferometrie gemessen werden. Unter monochromatischem Licht entsteht ein Interferenzmuster durch Überlagerung der Lichtwellen, die an der Ober- und Unterseite des Ölfilms reflektiert werden. Die Höhe des  $k$ -ten vom Filmrand aus gezählten schwarzen Streifens beträgt

$$h_k = h_0 + k\Delta h, \quad \text{mit } k = 0, 1, 2, \dots \quad \text{und} \quad \Delta h = \frac{\lambda}{2\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}. \quad (2)$$

Dabei ist  $h_0$  die Höhe des schwarzen Streifens am Filmrand ( $k = 0$ ),  $\Delta h$  die Höhendifferenz zwischen zwei benachbarten Streifen,  $n$  der Brechungsindex des Öls,  $\alpha$  der Betrachtungswinkel und  $\lambda$  die Wellenlänge des monochromatischen Lichts. Aus den Gleichungen (2) geht hervor, daß für einen konstanten Betrachtungswinkel die Interferenzstreifen Höhenlinien des Ölfilms sind.

Als Untergrund für den Film wurde eine rückseitig geschwärzte Glasplatte benutzt, die eine sehr glatte Oberfläche hat und den Kontrast des Interferenzmusters erhöht. Speziell für Glas ist  $h_0 = \Delta h/2$ . Für die Materialpaarung von Luft und Öl ( $n_L = 1$ ,  $n_{\text{öl}} = 1,4$ ), die mit dem Licht einer Natriumdampfampe ( $\lambda = 0,5893 \mu\text{m}$ ) beleuchtet und unter einem Winkel von  $\alpha = 12^\circ$  betrachtet wurde, beträgt die Höhendifferenz zwischen zwei benachbarten Streifen  $\Delta h = 0,2131 \mu\text{m}$ . Typische Ölfilmstärken lagen daher in der Größenordnung von einigen Wellenlängen des sichtbaren Lichts.

Verwendet wurde das Silikonöl M10 der Bayer AG, für das Herstellerangaben über die kinematische Zähigkeit, die Dichte und den Brechungsindex an diskreten Punkten vorlagen. Silikonöl zeichnet sich gegenüber anderen Ölen durch die geringe Temperaturabhängigkeit seiner physikalischen Eigenschaften aus. Für die quantitative Auswertung der Ölfilmstärkenmessung wurde die Temperaturabhängigkeit der kinematischen Zähigkeit und der Dichte entsprechend den Herstellerangaben berücksichtigt und an nicht tabellierten Werten durch kubische Ausgleichsplines berechnet. Der Brechungsindex hingegen wurde aufgrund seiner geringen Abhängigkeit von den Tagesparametern als konstant angenommen. Er beträgt wie bei den meisten Ölen 1,4.

### 2.4.1 Messung der Wiederanlegelänge

Zur Sichtbarmachung der Wiederanlegelänge und des Richtungsfeldes der Wandschubspannung wurden kleine Öltröpfchen mit Hilfe eines Tuschestiftes (Strichstärke  $1 \text{ mm}$ ), der durch einen Plotter positioniert wurde, in einem Raster von  $6 \times 6 \text{ mm}$  auf die Wand im Wiederanlegebereich aufgebracht. Bei eingeschalteter Strömung liefern die Bewegungsrichtungen der Interferenzmuster der Öltröpfchen das Richtungsfeld der Wandreibungsvektoren. **Abbildung 2.6** zeigt ein typisches

Öltröpfchenbild im Wiederanlegebereich der Stufenströmung nach einer Meßzeit von ca. 30 min.

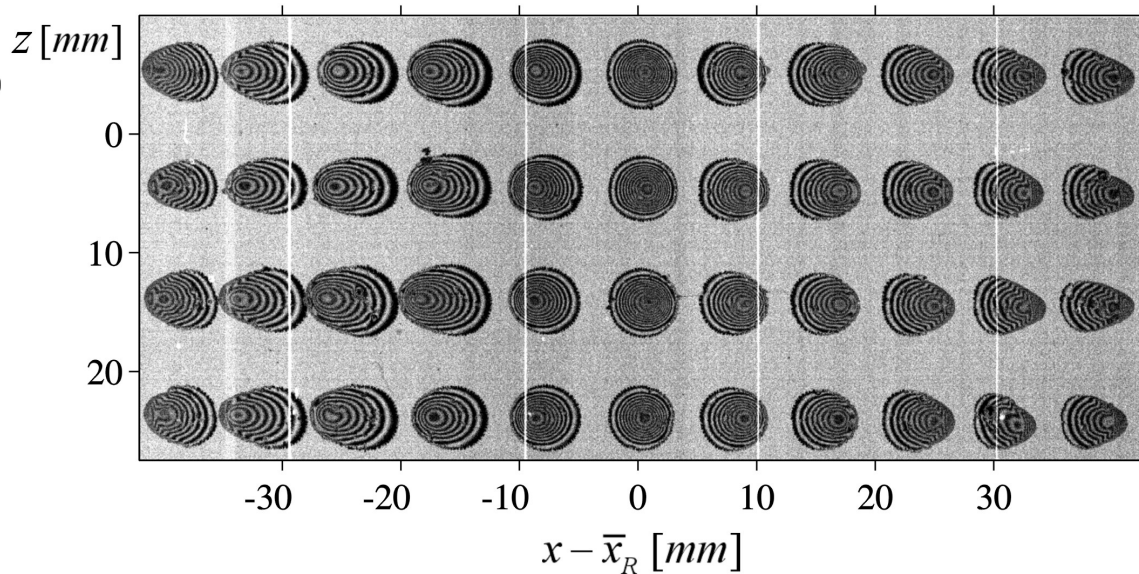


Abbildung 2.6: Öltröpfchenbild im Wiederanlegebereich

Die nahezu konzentrischen Interferenzringe verdeutlichen gut den Bereich der verschwindenden Wandschubspannung. Stromauf und stromab zeigen die Interferenzmuster eine entgegengesetzte Bewegungsrichtung. Bei globaler Betrachtung des gesamten Richtungsfeldes läßt sich die Wiederanlegelänge durch Interpolation gut aus dem Bild ermitteln.

Der absolute Fehler wird bei dem verwendeten Ölpunktraster auf etwa  $\pm 2,5 \text{ mm}$  geschätzt. Vergleichsmessungen mit der LDA, bei der die Wiederanlegelänge aus dem Richtungswechsel der  $u$ -Komponente im wandnahen Bereich (Wandabstand  $0,1 \text{ mm}$ ) bestimmt wurde, ergaben eine Abweichung, die kleiner als 2% war.

#### 2.4.2 Messung der Wandschubspannung

Verwendung fand die Charakteristiken-Methode der Ölfilminterferometrie (Janke 1993), die speziell für die hier vorliegenden kleinen Wandschubspannungen ( $-0.016 < \bar{\tau}_w < 0.017 \text{ Pa}$ ) von Janke (1997) weiterentwickelt wurde. Im Gegensatz zur klassischen Methode, wo die zeitliche Bewegung mehrerer Höhenlinien mit kleinen Störungen, die senkrecht zur Wandschubspannung ausgerichtet sind, verfolgt werden, wird bei dieser Variante das Weg-Zeitverhalten einer gewellten Höhenlinie beobachtet, die parallel zur Wandschubspannung verläuft. Ausgenutzt wird bei dieser Methode, daß die Charakteristiken in der Weg-Zeit-Ebene identisch mit den Bahnlinien der Oberflächenpartikel des Ölfilms sind. Die Steigung der Charakteristiken  $\Delta x / \Delta t$  ist daher gleich der Partikelgeschwindigkeit  $u_p$ .

Aus der Kenntnis dieser wandnächsten Geschwindigkeit  $u_p$  und der Ölfilmstärke  $h$  kann dann unmittelbar auf die Wandschubspannung geschlossen werden

$$\bar{\tau}_w \equiv \eta \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = \eta \frac{u_p}{h}. \quad (2.1)$$

Es handelt sich hier um ein absolutes Meßverfahren, das keiner Kalibration bedarf. Zur Messung der zeitlichen Ölfilmstärkenänderung wurde der in **Abbildung 2.7** skizzierte Versuchsaufbau verwendet.

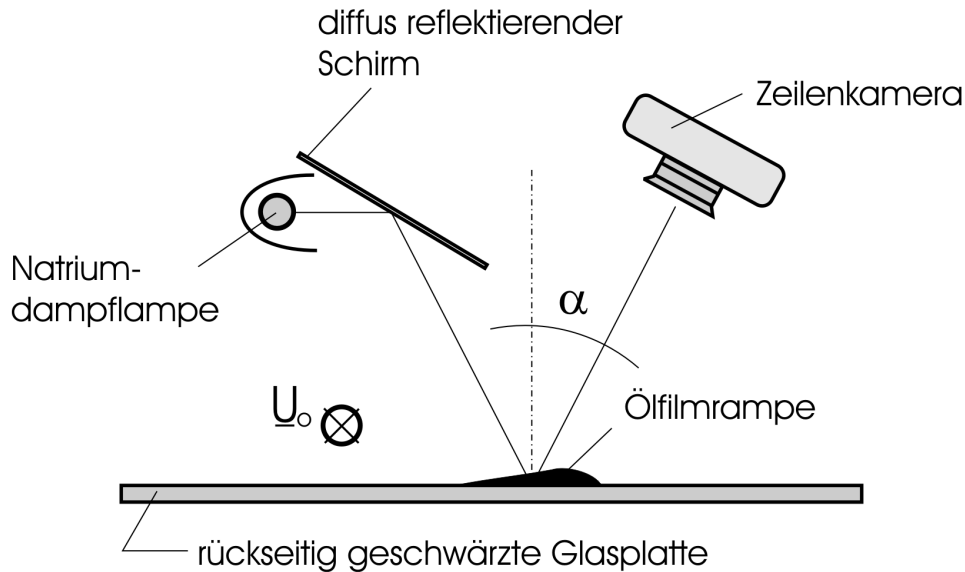


Abbildung 2.7: Versuchsaufbau für die Wandschubspannungsmessung

Eine Natriumniederdruckdampflampe beleuchtete indirekt über eine diffus streuende Platte den auf eine Glasplatte aufgetragenen Ölfilmstreifen, der parallel zur Hauptströmungsrichtung ausgerichtet war. Das entstehende Interferenzmuster wurde mit einer digitalen Zeilenkamera (Eigenbau aus einer NIKON Spiegelreflexkamera und einem MUSTEK Handscanner) in einem Bereich von  $x/H = 0$  bis 11 digitalisiert. Die Gesamtdauer der Messung betrug ca. 45 min. Das aufgezeichnete Bild wurde anschließend mit einem Matlab-Script ausgewertet, das die Steigung der Charakteristiken mit Hilfe einer räumlichen Autokorrelation und die Anzahl der Interferenzstreifen aus der Intensitätsänderung ermittelte (s. **Anhang A.4**). Die Überprüfung der Vorergebnisse und die endgültige Festlegung der Steigung erfolgte manuell.

Für die Erzeugung einer gewellten Ölfilmrampe wurde zunächst ein Ölstreifen mit einem Tuschestift (Strichstärke 1 mm) außerhalb des Windkanals auf eine Glasplatte aufgebracht. Dann wurde in einer Strömung mit konstanter Wandschubspannung eine lineare Rampe erzeugt, die anschließend durch einen Kamm von Wandstrahlen gewellt wurde. Die Glasplatte mit der gewellten Ölfilmrampe wurde danach in die zu untersuchende Strömung eingebracht. Während des Einschlebens digitalisierte die Zeilenkamera das Interferenzmuster des Ölfilms. Das eingeleseene Interferenzmuster der Ölfilmverteilung unmittelbar vor der Messung ist im linken Teil von

**Abbildung 2.8** (Bereich A) wiedergegeben. Die nachfolgende Messung erfaßte nur die Bewegung des Interferenzmusters der äußersten rechten Linie. Die Charakteristiken in der Weg-Zeit-Ebene dieser Linie für den nichtangeregten Fall mit  $Re_H = 2980$  befinden sich im mittleren Teil des Bildes (Bereich B). In diesem Bereich wurden zusätzlich für einige  $x$ -Positionen die ermittelten Steigungen der Charakteristiken eingetragen. Gut zu erkennen ist der Wiederanlegebereich ( $\bar{x}_R = 128mm$ ), der durch eine verschwindende Steigung (waagerechte Gerade) gekennzeichnet ist. Stromab besitzen die Geraden eine positive Steigung, d.h. die Wandreibung hat ein positives Vorzeichen, während stromauf die negativen Steigungen eine negative Wandschubspannung signalisieren. Der rechte Teil der Aufnahme (Bereich C) zeigt das Interferenzmuster direkt nach der Messung.

Die Anzahl der Interferenzstreifen kann aus dem Bild fehlerfrei bestimmt werden. Auch der Betrachtungswinkel kann bis auf  $\pm 0,5^\circ$  erfaßt werden. Damit kann die Filmdicke genauer als  $0,15 \mu m$  bestimmt werden. Die Meßgenauigkeit der Wandschubspannungsmessung wird somit im wesentlichen durch den Fehler bei der Steigungsermittlung der Charakteristiken festgelegt. Zur Abschätzung der oberen Fehlerschranke sind für  $x = 158mm$  drei Steigungen eingezeichnet, von denen zwei eine offensichtlich andere Steigung besitzen, als die der Charakteristiken. Die daraus resultierenden Wandschubspannungen sind in **Abbildung 7.9** aufgetragen. Die simulierten falschen Steigungen ergeben eine Abweichung von  $\pm 5\%$ . Auch die Ergebnisse einer parallel durchgeführten DNS (Wengle et al. 2001) zeigen gute Übereinstimmung mit den Meßwerten. Die durchschnittlichen Abweichungen zwischen dem Experiment und der Numerik sind kleiner 5%. Der relative Fehler der Wandschubspannungsmessung wird daher maximal auf 5% geschätzt.

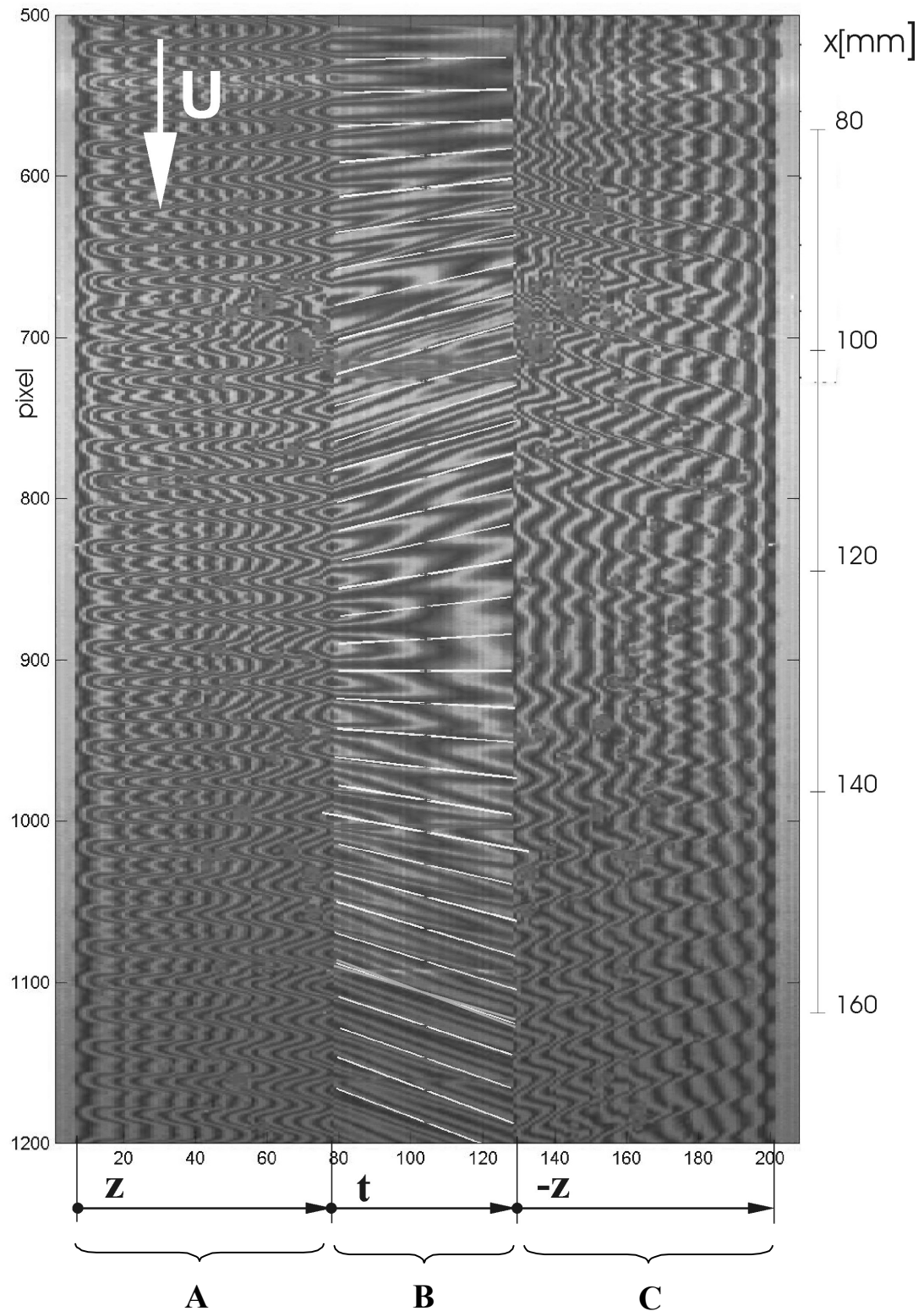


Abbildung 2.8: Interferenzmuster der Ölfilmverteilung bei  $Re_H = 2980$ , A)  $x,z$ -Ebene vor der Messung, B)  $x,t$ -Ebene während der Messung und C)  $x,z$ -Ebene nach der Messung.

## 2.5 Druckmessungen

Alle mittleren statischen Drücke, einschließlich des Wanddruckes wurden mit Hilfe eines hochempfindlichen kapazitiven Differenzdruckaufnehmers der Firma MKS (Typ Baratron 120AD, Meßbereich  $100 Pa$ ) aufgenommen. Das analoge Ausgangssignal des Differenzdruckaufnehmers wurde mit einem Digital-Multimeter (Type Keithley 2000) gemessen. Der mittlere Wanddruck wurde über eine  $0,8 mm$  große Wanddruckbohrung erfaßt, die mit einer Exzentertraversieranlage (Fernholz et al. 1993) durch das Ablösegebiet verfahren wurde. Typische Mittelungszeiten lagen bei  $120 sec$ .

## 2.6 Strömungssichtbarmachungen

Strömungssichtbarmachungen wurden durchgeführt, um einen qualitativen Eindruck von den dynamischen Abläufen in der Ablöseblase zu bekommen. Verwendet wurde die Rauchdraht-Technik<sup>1</sup> (z.B. Merzkirch 1987). Die Ölnebelerzeugung bei dieser Methode beruht darauf, daß ein dünner mit Öl benetzter Draht durch eine Gleichspannungsquelle erhitzt wird und das Öl zum Verdampfen bringt. Der entstehende Öldampf wird mit der Strömung mitgeführt und kondensiert im Nachlauf des Drahtes zu einem feinen Öltröpfchen-Nebel, der die Streichlinien sichtbar macht. Dieser Vorgang dauert insgesamt nur wenige Sekunden.

Bei den Strömungsvisualisierungen wurde der Draht parallel zur Abströmkannte ausgerichtet. Er befand sich im Totwasser-Bereich der Ablöseblase leicht unterhalb der anfänglichen Scherschicht, um Interaktionen mit der Strömung zu vermeiden. Aufgrund seiner thermischen Beanspruchbarkeit wurde Konstantan als Drahtmaterial verwendet. Als Öl wurde Paraffinöl benutzt, da es die Streichlinien besonders intensiv einfärbt. Die lichtstreuenden Ölnebel-Partikelchen wurden mit einer Stroboskoplampe (Drelloscop 1018) beleuchtet, mit einer S-VHS-Videokamera (Panasonic NV-HS1000) aufgenommen und mit einer Bild-Erfassungs-Karte digitalisiert. Die Videokamera war dabei parallel zur  $(x, y)$ -Ebene ausgerichtet. Die Stroboskoplampe befand sich auf der gegenüberliegenden Kanalseite, stromab von der Videokamera und leuchtete schräg auf die Stufe. Bei dieser Anordnung liegt nahezu Vorwärtsstreuung vor, bei der die Teilchen die größte Streulichtintensität besitzen. Zur Absorption von Streulicht, zur Kontrasterhöhung der Bilder und zur Vermeidung von Reflexionen wurde die Meßstrecke mit schwarzem Karton ausgekleidet.

---

<sup>1</sup> Die Bezeichnung Rauchdrahttechnik ist eigentlich nicht richtig, da es sich um keinen Verbrennungsprozeß handelt, sondern um eine Verdampfung mit anschließender Kondensation. Da dieser Fachterminus jedoch allgemein verwendet wird, wurde der Begriff beibehalten.

### 3 Datenanalyse

#### 3.1 Dekomposition des Strömungsfeldes

Der klassische Ansatz der Reynolds-Dekomposition ist nicht in der Lage, den instationären Charakter einer Strömung zu erfassen und ist somit nicht geeignet, kohärente Strukturen zu identifizieren und zu beschreiben. Abhilfe schafft die von Reynolds & Hussain (1972) eingeführte Tripel-Dekomposition, bei der der Momentanwert bei Anwesenheit von periodischen Anteilen in drei Komponenten zerlegt wird: in den zeitlichen Mittelwert  $\bar{U}$ , den kohärenten Anteil  $\tilde{u}$  und den stochastischen Anteil  $u^*$ . Die Zerlegung ist allerdings physikalisch unrealistisch, da sie von der Existenz eines mittleren Strömungsfeldes ausgeht. Sie bietet jedoch den Vorteil, periodische (kohärente) und stochastische Energie- und Produktionsanteile zu erfassen und ist somit in der Lage, den Energietransfer von der mittleren Strömung in die kohärente und weiter in die stochastische Bewegung zu beschreiben (z.B. Paschereit 1992, König 1997 u.a. ).

$$\text{Reynolds-Dekomposition:} \quad u_i(x_k, t) = \bar{U}_i(x_k) + u'_i(x_k, t) \quad (3)$$

$$\text{Tripel-Dekomposition:} \quad u_i(x_k, t) = \bar{U}_i(x_k) + \tilde{u}_i(x_k, t) + u_i^*(x_k, t) \quad (3.1)$$

$$\text{Doppel-Dekomposition:} \quad u_i(x_k, t) = \langle u_i(x_k, t) \rangle + u_i^*(x_k, t) \quad (3.2)$$

Eine andere Zerlegungsmöglichkeit des Strömungsfeldes bietet die Doppel-Dekomposition (Hussain 1977), die in (Gl. 3.2) wiedergegeben ist. Sie beschreibt das Strömungsfeld als Superposition von kohärenten Strukturen, repräsentiert durch ein Phasennittel  $\langle u \rangle$ , und stochastischer (inkohärenter) Turbulenz  $u^*$ . Diese Zerlegung entspricht auch den Erkenntnissen, die aus vielfältigen Strömungssichtbarmachungen gewonnen wurden. Phasengemittelte Strömungsgrößen, wie z.B. die Wirbelstärke, können zur Identifizierung von kohärenten Strukturen verwendet werden und ermöglichen die Beschreibung der Wirbeldynamik. Energetische Interaktionen zwischen kohärenter und stochastischer Bewegung können mit dieser Zerlegung jedoch nicht erfaßt werden. Hier wird klar, daß die Doppel- und Tripel-Dekompositionen unterschiedliche Zielsetzungen haben und nicht in Konkurrenz zueinander stehen, sondern sich ergänzen. Der Zusammenhang zwischen den einzelnen Dekompositionen wird durch die folgenden Beziehungen:

$$u'_i(x_k, t) = \tilde{u}_i(x_k, t) + u_i^*(x_k, t), \quad (3.3)$$

$$\tilde{u}_i(x_k, t) = \langle u_i(x_k, t) \rangle - \bar{U}_i(x_k) \quad \text{und} \quad (3.4)$$

$$u_i^*(x_k, t) = u_i(x_k, t) - \langle u_i(x_k, t) \rangle \quad (3.5)$$

dargestellt, wobei die beiden letzten, bei bekanntem Phasennittelwert, zur Berechnung des kohärenten und des inkohärenten Anteils genutzt werden können.



### 3.2 Phasenmittelung

Bei der Phasenmittelung handelt es sich um eine Ensemble-Mittelung einer Zeitreihe, die bei konstanter Phasenlage erfolgt:

$$\langle u_j(x_k, t) \rangle = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{i=0}^N u_j(x_k, t + iT). \quad (3.6)$$

Dabei gibt  $T$  die Beobachtungsperiode der phasen-kohärenten Bewegung und  $N$  die Anzahl der Perioden an. Die Zeitabhängigkeit einer kohärenten Größe wird bei dieser Mittelung durch eine Phasenabhängigkeit  $\varphi = t + iT$  ersetzt. Als Triggersignal kann ein lokales Geschwindigkeitssignal der Strömung (z.B. Leder 1992) oder das Anregungssignal selber – wie im vorliegenden Fall – verwendet werden. Problematisch wird die Bestimmung des Phasenmittelwertes bei Meßmethoden mit stochastischen Meßereignissen, wie bei der LDA, da hier die Ensemble-Mittelung zu unverträglich langen Mittelungszeiten führt. Abhilfe schafft eine Erweiterung der Phasenmittelung zur Phasenintervall-Mittelung. Anstatt über Strömungsgrößen mit gleicher zeitlicher Phasenlage zu mitteln, bietet sich an über alle Ereignisse in einem Phasenintervall zu mitteln. Dies erhöht zwar ein wenig die Unschärfe, senkt aber deutlich die Meßdauer. In der vorliegenden Arbeit wurde daher ausschließlich die Phasenintervall-Mittelung verwendet, auch wenn von Phasenmittelung gesprochen wird. Die Phasenintervall-Mittelwerte bei den LDA-Messungen beruhen im allgemeinen auf Mittelungen von über mehr als 1500 Beobachtungsperioden, bei den PIV-Messungen auf 100 Stichproben.

Bei der Phasenmittelung ist außerdem noch zu beachten, daß sie wie ein Filter wirkt und nur die periodischen Anteile erfaßt, deren Perioden ganzzahlige Vielfache des Beobachtungsintervalls sind. Die größte im Strömungsfeld vorkommende Periode muß daher als Beobachtungsintervall gewählt werden. Bei der vorliegenden Strömung war dies die zweite subharmonische Periode der Anregung. Irregularitäten, wie z.B. Frequenz-Modulationen, (phase jitter) werden herausgemittelt, was zur Unterschätzung der Amplitude des Phasenmittelwertes und des kohärenten Anteils der jeweiligen Strömungsgröße führt. Bei multifrequenter Anregung kann die Zeitreihe der Phasenmittelwerte mit Hilfe der harmonischen Analyse noch zusätzlich in die einzelnen Frequenzanteile zerlegt werden:

$$F_n(j\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \langle u_i(x_i, \varphi) \rangle e^{-j\omega\varphi} d\varphi \quad \text{mit} \quad \omega = \frac{2\pi n}{T}. \quad (3.7)$$

Der Betrag des komplexen Fourierkoeffizienten  $|F_n(j\omega)|$  gibt hierbei die Amplitude der jeweiligen Welle wieder. Diese modale Zerlegung wird unter anderem dazu benötigt, um die kohärenten Energieanteile der fundamentalen und der subharmonischen Instabilitätswellen bestimmen zu können (z.B. Paschereit 1992).

### 3.3 Leistungsdichtespektren und digitale Filterung von LDA-Zeitreihen

Leistungsdichtespektren (z.B. Bendat & Piersol 1993) und digitale Filterungen (z.B. Stearns 1987) von LDA-Zeitreihen benötigen spezielle Betrachtungen, da die Algorithmen von äquidistant abgetasteten Zeitreihen ausgehen, LDA-Meßwerte aber nur stochastisch erfaßt werden.

Ein möglicher Weg um diese Standardalgorithmen anwenden zu können, ist eine erneute Abtastung (resample procedure) der stochastisch aufgenommen Daten, um die Geschwindigkeiten an äquidistanten Zeitpunkten durch ein Interpolationsverfahren zu approximieren. Diese Interpolation bewirkt jedoch eine Tiefpass-Filterung des Geschwindigkeitssignals, die vor allem bei turbulenten Spektren im hochfrequenten Dissipationsbereich zu systematischen Fehlern führt. Untersuchungen dieser Filter-Charakteristik bei einer Interpolation nullter Ordnung (sample and hold reconstruction) wurden von Adrian & Yao (1987) mit dem Ergebnis durchgeführt, daß eine Abschätzung des Leistungsdichtespektrums nur bis zu einer Frequenz von  $f_{SH} < n/(2\pi)$  gültig war, wobei  $n$  für die mittlere Datenrate steht. Der Einfluß der Interpolationsverfahren auf die Gültigkeit der spektralen Abschätzung wurde ausführlich von Lee & Sung (1994) und Müller et al. (1994) untersucht, die die einzelnen Verfahren mit numerisch-simulierten LDA-Daten eines bekannten Spektrums testeten. Das Hauptergebnis ihrer Studie war, daß unabhängig von der Art der Interpolation (sample & hold reconstruction, shannon reconstruction, fractal reconstruction oder lineare Interpolation) die Resampling-Prozedur korrekte spektrale Abschätzungen ergab, wenn die Datendichte groß war ( $DD \equiv n \lambda_t > 5$ ) und der Frequenzbereich unterhalb der Grenzfrequenz  $f_{SH}$  der Sample-And-Hold-Interpolation lag. Als Definition für Datendichte verwendeten sie das Produkt der mittleren Datenrate  $n$  mit dem zeitlichen Mikro-Strukturmaßstab  $\lambda_t$  (Taylor microscale).

In der vorliegenden transitionellen Stufenströmung, die periodische und stochastische Anteile besitzt, existieren zwei charakteristische Zeitskalen, die nicht kompatibel sind. Die Zeitskala der periodischen Bewegung beschreibt die Perioden der großen Scherschichtstrukturen, während die Zeitskala der stochastischen Bewegung die kleinskalige Bewegung wiedergibt, die aber erst kurz vor der mittleren Wiederanlegelinie zunehmend relevant wird.

Ziel der spektralen Betrachtung oder der digitalen Filterung ist es, die großskaligen Scherschichtstrukturen aufzulösen, daher wird bei der Definition der Datendichte der zeitliche Mikro-Strukturmaßstab durch die Periode der Instabilitätsfrequenzen ersetzt. In der vorliegenden Arbeit lagen typische Datenraten in der Scherschicht zwischen 1,2 und 1,5 kHz. Der empfindliche Frequenzbereich der transitionellen Scherschicht befand sich zwischen 0 und 90 Hz. Wird der Reziprokwert der größten Instabilitätsfrequenz als Abschätzung für eine charakteristische Zeitskala der großskaligen Bewegung verwendet, ergibt dies eine Datendichte von ungefähr 13. Die Abschätzung der oberen Grenzfrequenz nach Adrian & Yao liefert einen Wert von ca. 210 Hz. Eine zeitliche Auflösung der kohärenten Strukturen ist daher möglich. Da

---

das Interpolationsverfahren bei dieser Datendichte keinen Einfluß auf die spektrale Abschätzung hat, wurde aus Gründen der Einfachheit und Überschaubarkeit eine lineare Interpolation gewählt. Bei allen im Gebiet der Ablöseblase berechneten Leistungsdichtespektren lagen die bedeutsamen Energieanteile unter 100 Hz; eine spektrale Filterung trat daher nicht auf.

## 4 Dimensionsanalyse

In diesem Abschnitt werden mit Hilfe der Dimensionsanalyse (z.B. Spurk 1992) alle problemfremden Bezugsgrößen durch problembezogene ersetzt. Untersucht wird der wichtigste globale Parameter der mittleren Strömung, die zeitlich gemittelte Wiederanlegelänge. Für die Wiederanlegelänge der ungestörten Strömungskonfiguration ergeben sich folgende Einflußgrößen:

- die Dicke der ablösenden Grenzschicht  $\delta_o$ ,
- die Stufenhöhe  $H$ ,
- die maximale Abströmgeschwindigkeit  $U_o$ ,
- die Kanalbreite  $b$ ,
- die Kanalhöhe vor der Stufe  $h$ ,
- der Turbulenzgrad  $Tu$  und
- die kinematische Viskosität  $\nu$ .

Die Relevanzliste des nicht beeinflussten Falls lautet dann

$$\bar{x}_R = \bar{x}_R(\delta_o, H, U_o, b, h, Tu, \nu).$$

Als Grundgrößen wurden  $H$  und  $U_o$  gewählt. Der formale Dimensionsanalyse-Algorithmus ergibt folgenden Zusammenhang:

$$\frac{\bar{x}_R}{H} = \phi\left(\frac{\delta_o}{H}, \frac{U_o H}{\nu}, \frac{b}{H}, \frac{h}{H}, Tu\right).$$

Für den zweidimensional angeregten Fall erweitert sich die Relevanzliste. Neben den oben beschriebenen Parametern kommen noch

- die Frequenz  $f_i$ ,
- die Geschwindigkeitsamplitude  $v'_i$  der Partialerschwingung und
- die Richtung der Störung  $\alpha$  hinzu.

Vorausgesetzt wurde hier, daß es sich beim Anregungssignal um eine periodische Funktion handelt, die durch eine harmonische Analyse in eine Fourier-Reihe zerlegt werden kann. Der Index  $i$  repräsentiert die Parameter (Frequenz, Amplitude) der jeweiligen Teilschwingung. Bei gleicher Grundgrößenwahl wie beim unbeeinflussten Fall ergeben sich dieselben dimensionslosen Kennzahlen, die noch durch die Strouhal-Zahl, die dimensionslose Amplitude und die Richtung der Störung erweitert werden.

$$\frac{\bar{x}_R}{H} = \phi\left(\dots, \frac{f_i H}{U_o}, \frac{v'_i}{U_o}, \alpha\right)$$

Bei der Dimensionsanalyse ist zu beachten, daß es sich um einen rein formalen Algorithmus handelt, dessen Ergebnis von der Auswahl der Einflußgrößen und Grundgrößen beeinflusst wird. Die Skalierung der einzelnen Größen muß nicht immer physikalisch sinnvoll sein. In **Abschnitt** 6.1.1 wird später noch gezeigt, daß z.B. bei kleinen Anregungsamplituden ( $A = 4\%$ ) die Skalierung der Anregungsfrequenz mit der Stufenhöhe ungeeignet ist. Die Einflußparameter der unbeeinflussten Strömung sind bereits in vielen Experimenten untersucht worden. Diese bereits im **Kapitel** 1.1 diskutierten Ergebnisse werden im folgenden noch ergänzt. Die Auswirkungen der Anregungsparameter werden im **Kapitel** 6 ausführlich besprochen.

### Einfluß des Turbulenzgrades

Der Einfluß des Turbulenzgrades auf die mittlere Wiederanlegelänge wurde nicht systematisch untersucht. Da jedoch die Vor- und Hauptuntersuchung mit der selben Meßstreckenkonfiguration in zwei verschiedenen Windkanälen mit unterschiedlichen Turbulenzgraden (Voruntersuchung:  $Tu = 0,35\%$ , Hauptuntersuchung:  $Tu = 0,14\%$  bei  $Re_H = 2980$ ,  $\delta_2/H = 0.0275$ ) durchgeführt wurden, lassen sich dennoch einige Aussagen treffen. Bei diesen geringen Änderungen im Turbulenzgrad konnte kein Einfluß auf die mittlere Wiederanlegelänge festgestellt werden. Hier wird deutlich, daß selbst bei einer laminar ablösenden Grenzschicht die Erhöhung des Störungspegels nicht zwingend zur Abnahme der Blasenlänge führen muß, wie häufig vermutet wird (z.B. Eaton & Johnston 1980, Leder 1992). Entscheidend ist das Frequenzspektrum der Störungen. Beide Kanäle besaßen ein sehr tieffrequentes Störspektrum, dessen signifikante Energieanteile weit unterhalb der am meisten angefachten Instabilitätsfrequenz ( $f \approx 53Hz$ ) auftraten. Beim Windkanal der Hauptuntersuchung lagen 95% der gesamten Fluktuationsenergie unter  $5Hz$ . Für diese kleinen, tieffrequenten Fluktuationen ist die hier untersuchte transitionelle Stufenströmung nicht empfänglich (vgl. **Abschnitt** 6.13). Andererseits zeigt die direkte numerische Simulation von Wengle et al. (2001), daß auch eine Anregung mit der am meisten angefachten Frequenz bei einer sehr kleinen Amplitude von  $10^{-5}$  an der Stufenkante zu keiner Verkürzung der Blasenlänge führt.

### Einfluß des Seitenverhältnisses

Bei den hier untersuchten Stufenströmungen lag das Verhältnis von Stufenhöhe zur Kanalbreite  $AR$  zwischen 10 und 40. Nach Bradshaw & Wong (1972) machen sich daher Randeffekte (Sekundärströmungen) nicht bemerkbar, d.h. die Strömung kann als zweidimensional angesehen werden. In **Abschnitt** 5.1 wird demonstriert, daß die ablösende Wandgrenzschicht eine sehr gute Zweidimensionalität besitzt. Auch im Bereich der Ablöseblase wurde die Homogenität der Strömung in Spannweitenrichtung durch Visualisierungen der Wandstromlinien und durch Messung von Geschwindigkeitsprofilen nachgewiesen. Ölfilm-Sichtbarmachungen (vgl. **Abschnitt** 2.4) zeigten einen symmetrischen, stufenparallelen Verlauf der

Wiederanlegelänge über 60% der gesamten Meßstreckenbreite. In diesem Bereich war das Richtungsfeld der Wandschubspannungen orthogonal zur Stufe ausgerichtet.

### Einfluß der Stufen-Reynolds-Zahl

Der Einfluß der Reynolds-Zahl  $Re_H$  auf die Wiederanlegelänge wurde für zwei verschiedene Stufenhöhen  $H = 20$  und  $40 \text{ mm}$  untersucht. Das Seiten- $AR$  und das Erweiterungsverhältnis  $ER$  betragen für die große Stufenhöhe 10 und 1,20 und für die kleine Stufe 20 und 1,09. Das Verhältnis der Impulsverlustdicke zur Stufenhöhe  $\delta_2/H$  wurde mit wachsender Reynolds-Zahl kleiner, da die Variation der Reynolds-Zahl über die Kanalgeschwindigkeit eingestellt wurde. **Abbildung 4** zeigt das Verhalten der mittleren Wiederanlegelänge bei anwachsender Reynolds-Zahl.

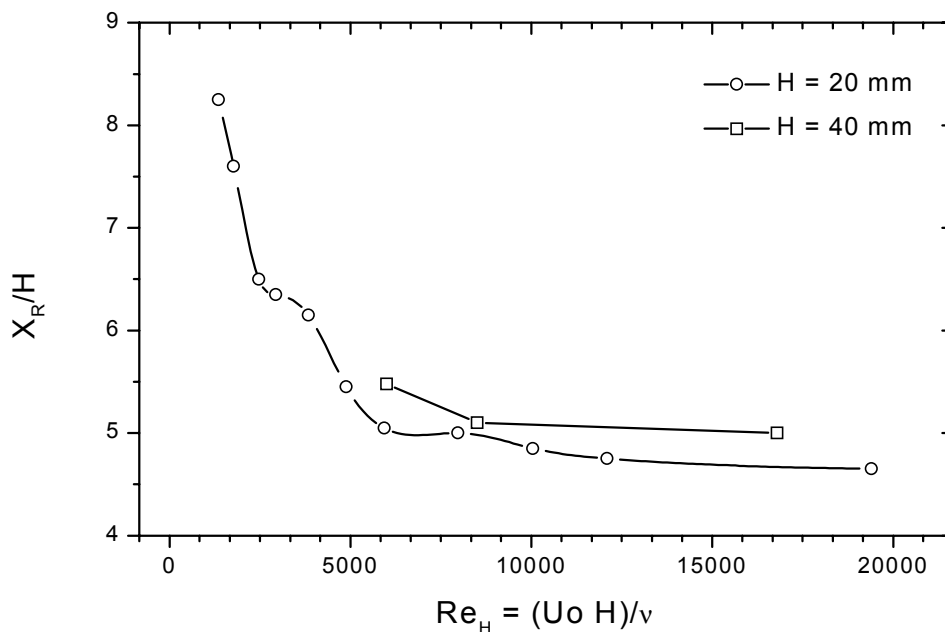


Abbildung 4: Mittlere Wiederanlegelänge  $\bar{x}_R$  als Funktion der Reynolds-Zahl  $Re_H$

Wie zu erwarten, nimmt die Wiederanlegelänge mit zunehmender Reynolds-Zahl ab, da sich die Transition weiter stromauf zur Ablösekannte verschiebt. Ab einer Reynolds-Zahl von ca.  $Re_H = 6160$ , bleibt bei beiden Stufenhöhen die Wiederanlegelänge nahezu konstant. Die besonders kleinen Längen der Ablöseblasen mit  $x_R/H \approx 4,5 - 5$ , die mit den Werten von Adams & Johnston (1988b) korrespondieren, zeigen, daß hier besonders intensive Prozesse stattfinden. Es ist bekannt, daß transitionelle Stufenströmungen bei gleichen Parametern kürzere Blasenlängen haben als turbulente (Adams, Johnston & Eaton 1984). Ein Anwachsen der Wiederanlegelänge bei hohen Reynolds-Zahlen ( $Re_H > 6000$ ) mit turbulenter Abströmung, wie es von Eaton & Johnston (1980) und Durst & Tropea (1981) beobachtet wurde, kann hier nicht festgestellt werden. Das liegt daran, daß die Lauflänge von der Nase bis zur Abströmkannte ( $\Delta x = 110 \text{ mm}$ ) nicht ausreicht, um eine vollturbulente Wandgrenzschicht auszubilden.

Ein Einfluß der Reynolds-Zahl auf die wesentlichen dynamischen Prozesse (Wirbelaufrollung, Paarung) ist nicht vorhanden, da die Ausbildung der kohärenten Strukturen bei dem hier vorliegendem Verhältnis  $\delta_2/H \ll 1$  auf einen reibungsfreien Instabilitätsmechanismus (Wendepunktinstabilität) beruht (Hasan 1992a, 1992b, Michalke et al. 1995).

### Einfluß des Verhältnisses von Grenzschichtdicke zur Stufenhöhe

Um den Einfluß von Grenzschichtdicke zur Stufenhöhe  $\delta_2/H$  auf die Wiederanlegelänge einer transitionellen Stufenströmung zu untersuchen, wurde  $Re_{\delta_2} \equiv (\delta_2 U_o)/\nu \approx 83$  konstant gehalten und die Stufenhöhe ( $H = 10, 20$  und  $40$  mm) schrittweise erhöht. Diese Änderung konnte jedoch nicht unabhängig vom Erweiterungsverhältnis  $ER$  eingestellt werden, da dies nur mit einem erheblichen technischen Aufwand, z.B. mit einer Grenzschichtabsaugung zu realisieren ist. Dennoch lassen sich die Auswirkungen der Parameter aufgrund gegenläufiger Tendenzen separieren. Die in **Tabelle 3** zusammengefaßten Parameter (S. 47) zeigen, daß mit der Reduktion von  $\delta_2/H$  und der gleichzeitigen Vergrößerung von  $ER$  eine Verkürzung der Ablösegebietes eintritt. Die alleinige Vergrößerung von  $ER$  hätte zu einer längeren Ablöseblase führen müssen (z.B. Durst & Tropea 1981). Demzufolge kann die Reduktion der Blasenlänge nur durch die Verkleinerung von  $\delta_2/H$  hervorgerufen werden. Zur Klärung des Phänomens ist beispielhaft für  $\delta_2/H = 0,0275$  und  $0,0138$  die Entwicklung der betragsgrößten Reynoldsschubspannung  $|\overline{u'v'}/U_0^2|_{\max}$  in  $x$ -Richtung in **Abbildung 4.1** aufgetragen.

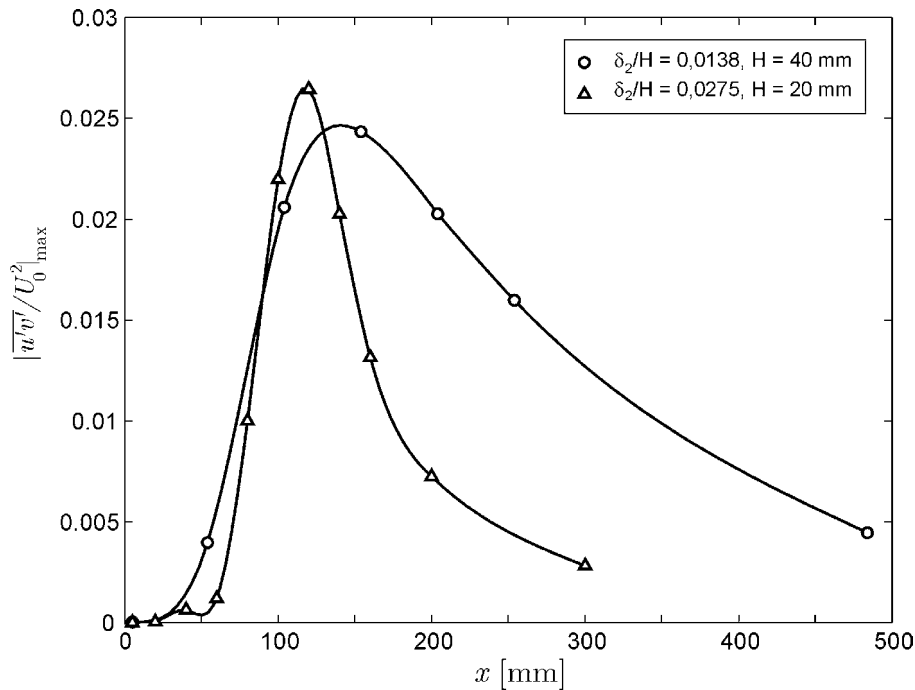


Abbildung 4.1: Entwicklung der betragsgrößten Reynoldsschubspannungen für  $\delta_2/H = 0,0275$  und  $0,0138$  bei  $Re_{\delta_2} \approx 83$ .

---

Trotz Verdoppelung der Stufenhöhe ist in der absoluten Wegkoordinate  $x$  kaum ein Versatz der Sättigungsamplitude festzustellen, d.h. es findet praktisch keine Verschiebung des Transitionsbereiches statt. Das spricht dafür, daß der Prozeß nicht mit der Stufenhöhe skaliert, sondern eher mit der Dicke der ablösenden Grenzschicht, wie es bei freien Scherschichten (Huang & Ho 1990) der Fall ist. Bei einer Normierung mit der Stufenhöhe wird die Position von  $|\overline{u'v'}|_{\max}$  bei der großen Stufenhöhe signifikant zur Abströmkante verschoben. Das heißt, bei einer transitionellen Stufenströmung bewirkt die Verkleinerung von  $\delta_2/H$  eine Verschiebung des Transitionsbereiches zur Stufenkante und damit verbunden eine Reduktion der relativen Blasenlänge  $\bar{x}_R/H$ .



## 5 Die ungestörte Stufenströmung

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über das Strömungsfeld der ungestörten Ausgangskonfiguration. Außerdem werden die Instabilitätseigenschaften der ungestörten Strömung untersucht, da sie für die Auswahl einer effektiven Anregungsfrequenz von entscheidender Bedeutung sind. Die ausführliche Diskussion der statistischen Ergebnisse wird zusammen mit den schwach angeregten Fällen in **Abschnitt 7** durchgeführt, um Gemeinsamkeiten und Unterschiede deutlicher hervorzuheben. Untersucht wurden zwei transitionelle Strömungskonfigurationen, deren Parameter in **Tabelle 2** dargestellt sind.

$H$ [mm]	$Re_H$	$Re_{\delta_2}$	$\delta_{99}/H$	$\delta_2/H$	$H_{12}$	$ER$	$AR$	$\bar{x}_{Ro}/H$
20	2980	82	0,195	0,0266	2,56	1,089	20	6,4
40	6160	84	0,103	0,0140	2,50	1,195	10	5,5

Tabelle 2: Parameter der untersuchten ungestörten Strömungskonfigurationen

Der größte Teil der Untersuchung wurde bei einer Reynolds-Zahl von  $Re_H = 2980$  und  $Re_{\delta_2} = 82$  durchgeführt. Für diese Konfiguration bildet sich eine Blasenlänge aus, die im Mittelfeld der bisher beobachteten Wiederanlegelängen für transitionelle und turbulente Stufenströmungen liegt (z.B. Adams & Johnston 1988b). Das Verhältnis von Grenzschichtdicke zu Stufenhöhe  $\delta_{99}/H$  ist bei allen betrachteten Strömungen von der Ordnung 0,1. Die Stufen stellen daher nach der Klassifikation von Bradshaw & Wong (1972) (vgl. **Abschnitt 1.1**) eine extreme Störung für die ankommende Grenzschicht dar.

### 5.1 Grenzschichtzustand an der Abströmkante

Die Grenzschicht an der Abströmkante besitzt als Anfangsbedingung für die Stufenströmung eine große Bedeutung. Neben der Profilform der ablösenden Grenzschicht und der Geschwindigkeit am Grenzschichtrand legt die Dicke der ablösenden Grenzschicht die Instabilitätsfrequenzen der Stufenschicht fest (Michalke 1990, Michalke et al. 1995, Dovgal et al. 1995). Die Instabilitätsfrequenzen sind effektive Anregungsfrequenzen, wie später noch zu sehen sein wird. **Abbildung 5** zeigt die mittleren  $u$ -Geschwindigkeitsprofile an der Stufenkante ( $x/H = -0,05$ ) für verschiedene laterale Positionen bei  $Re_H = 2980$ . Neben der exzellenten Homogenität der Zuströmung ist in den Profilen ein Überschießen in Wandnähe zu erkennen, das durch die Verdrängungswirkung der Grenzschicht an der Nase erzeugt wird. Die maximale Geschwindigkeit  $U_o$  tritt am Rand der ablösenden Grenzschicht auf. In **Abbildung 5.1** sind nur das mittlere Grenzschichtprofil der  $u$ -Komponente (wandnahe Vergrößerung von Abb. 5) und die Verteilung der  $u$ -Fluktuation an der Stufenkante dargestellt. Während das mittlere Geschwindigkeitsprofil mit der LDA gemessen wurde, wurde die RMS-Verteilung mit der Hitzdrahtanemometrie (Normaldraht,  $\varnothing = 5\mu m$ ) erfaßt, da die LDA aufgrund optischer Fehler im Interferenzmuster nicht in der Lage ist, kleine Turbulenzgrade ( $Tu < 2\%$ ) aufzulösen (Lehmann 1998). Der

Vergleich mit der Blasius-Grenzschicht zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit dem Geschwindigkeitsverlauf und dem Formparameter von  $H_{12} = 2,6$  (vgl. **Tabelle 2**).

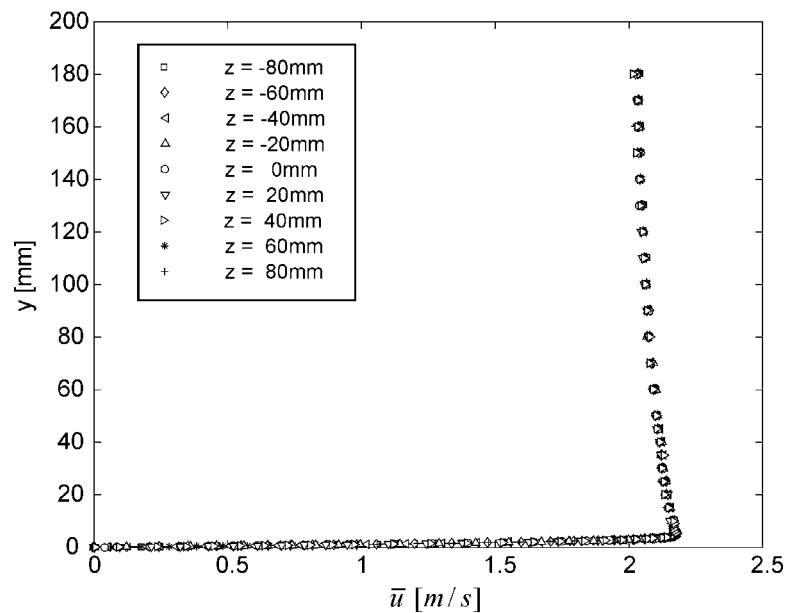


Abbildung 5: Mittlere  $u$ -Geschwindigkeitsprofile an der Abströmkante für verschiedene transversale Positionen bei  $Re_H = 2980$

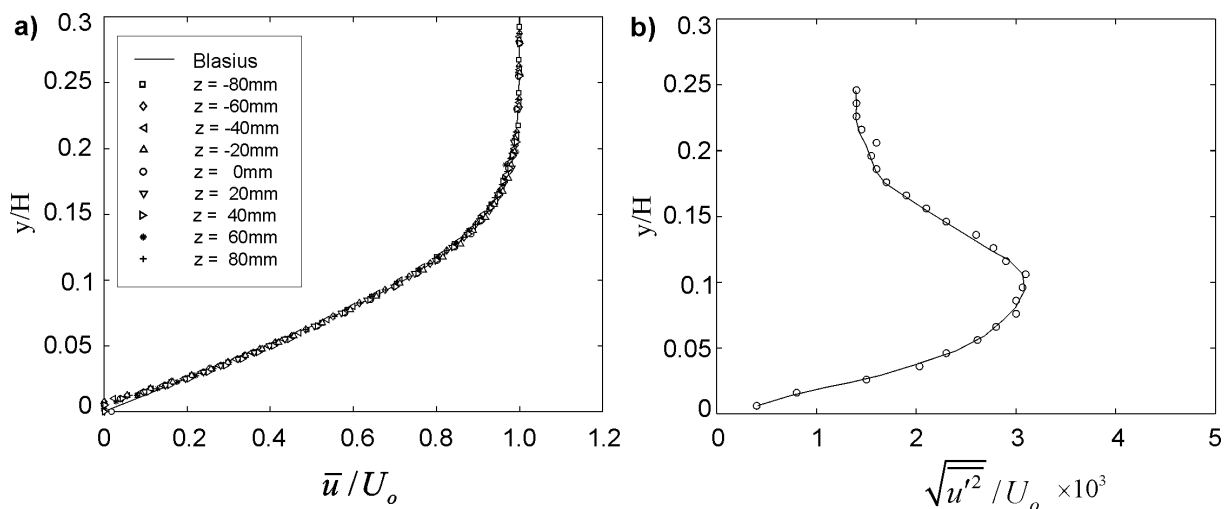


Abbildung 5.1: a) Grenzschichtprofil und b) Fluktuationsprofil an der Abströmkante bei  $Re_H = 2980$

Der maximale Turbulenzgrad der ablösenden Grenzschicht liegt bei  $Tu = u'/U_o \approx 0,0030$  und ist damit ungefähr doppelt so hoch wie in der Potentialströmung. Der Indifferenzpunkt einer vergleichbaren laminaren Plattengrenzschicht mit Druckgradient Null liegt bei  $Re_{\delta_2} = 200$  (Schlichting 1982). Die Wandgrenzschicht vor der Abströmkante mit  $Re_{\delta_2} = 82$  ist somit absolut stabil gegenüber Störungen.

## 5.2 Mittleres Geschwindigkeitsfeld

Das mittlere Strömungsfeld der  $u$ - und  $v$ -Komponente der gesamten Ablöseblase ist in **Abbildung 5.2** wiedergegeben.

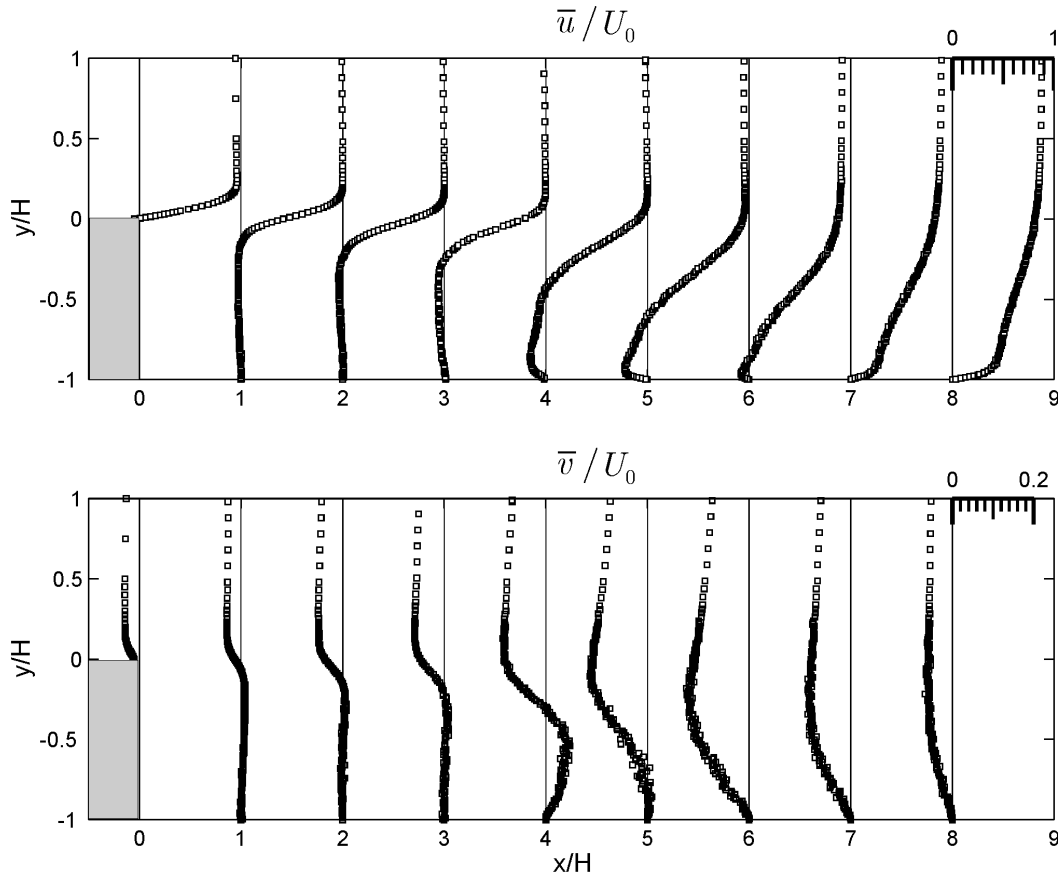


Abbildung 5.2: Mittleres Strömungsfeld von  $\bar{u}/U_0$  und  $\bar{v}/U_0$ .

Die  $x$ - und  $y$ -Koordinaten wurden mit der Stufenhöhe und die Geschwindigkeitsverteilungen mit der maximalen Abströmgeschwindigkeit  $U_0$  an der Stufenkante normiert. Die Profile der wandparallelen Komponente  $u$  zeigen eine Scherschichtausbildung stromab der Abströmkante, die vergleichbar mit der einer ebenen freien Mischungsschicht (Husain & Hussain 1995) ist. Der maximale Gradient des  $u$ -Geschwindigkeitsprofils  $(\partial\bar{u}/\partial y)_{\max}$  in der Ablöseblase befindet sich stets in dieser Scherschicht. Er verringert sich mit zunehmender Lauflänge und wandert gleichzeitig von der Position der Kante näher zur unteren Wand. Auch die lokalen Maximalgeschwindigkeiten nehmen mit größer werdendem Abstand zur Stufe ab. Bis zur mittleren Wiederanlegung hat sich die lokale Maximalgeschwindigkeit um 8% reduziert. Im Gegensatz zur freien ebenen Mischungsschicht handelt es sich hier um eine abklingende Strömung. Unmittelbar hinter der Ablösung ( $0 < x/H < 2$ ) zwischen Scherschicht und unterer Wand befindet sich ein Bereich, in dem im Mittel keine Bewegung stattfindet. Weiter stromab zwischen ( $3 < x/H < 6$ ), im wandnahen Gebiet ( $-1 < y/H < -0,4$ ), tritt Rückströmung auf, die durch den Längsdruckgradienten hervorgerufen wird. Die maximale Rückströmgeschwindigkeit entspricht etwa 22% der maximalen Abströmgeschwindigkeit. Dieser Wert ist konsistent mit den Untersuchungen von Adams, Johnston & Eaton (1984).

Visualisierungen der Wandstromlinien mit Hilfe der Ölfilminterferometrie zeigen, daß die Wiederanlegelänge für diese Strömungskonfiguration bei  $\bar{x}_R/H = 6,4$  liegt. Zum selben Ergebnis gelangt man, wenn als Kriterium für die Wiederanlegeposition die Richtungsumkehr der mittleren  $u$ -Komponente in der wandnächsten Region benutzt wird. Die mittlere vertikale Geschwindigkeitskomponente  $v$  ist eine Größenordnung kleiner als die wandparallele Komponente  $u$ . Die mittleren  $v$ -Verteilungen in der Scherschicht zeigen, daß schon unmittelbar stromab der Stufe die Geschwindigkeitsvektoren zur unteren Wand geneigt sind. Die Werte der vertikalen Geschwindigkeit werden mit zunehmendem Abstand zur Stufe negativer und erreichen ihre Minimalwerte ( $\bar{v}_{\min} = -0.15U_0$ ) im Wiederanlegebereich ( $5 < x/H < 7$ ). Positive  $v$ -Geschwindigkeiten gibt es nur im Rückströmgebiet in einer schmalen Umgebung von  $x/H = 4$ . Die maximale Vertikalgeschwindigkeit beträgt  $\bar{v}_{\max} = 0.06U_0$ .

### 5.3 Reynoldsspannungen

In **Abbildung 5.3** sind die mit  $U_0^2$  normierten Profile der turbulenten  $\overline{u'^2}$ - und  $\overline{v'^2}$ -Normalspannungen sowie der  $\overline{u'v'}$ -Schubspannungen im Bereich der Ablöseblase dargestellt.

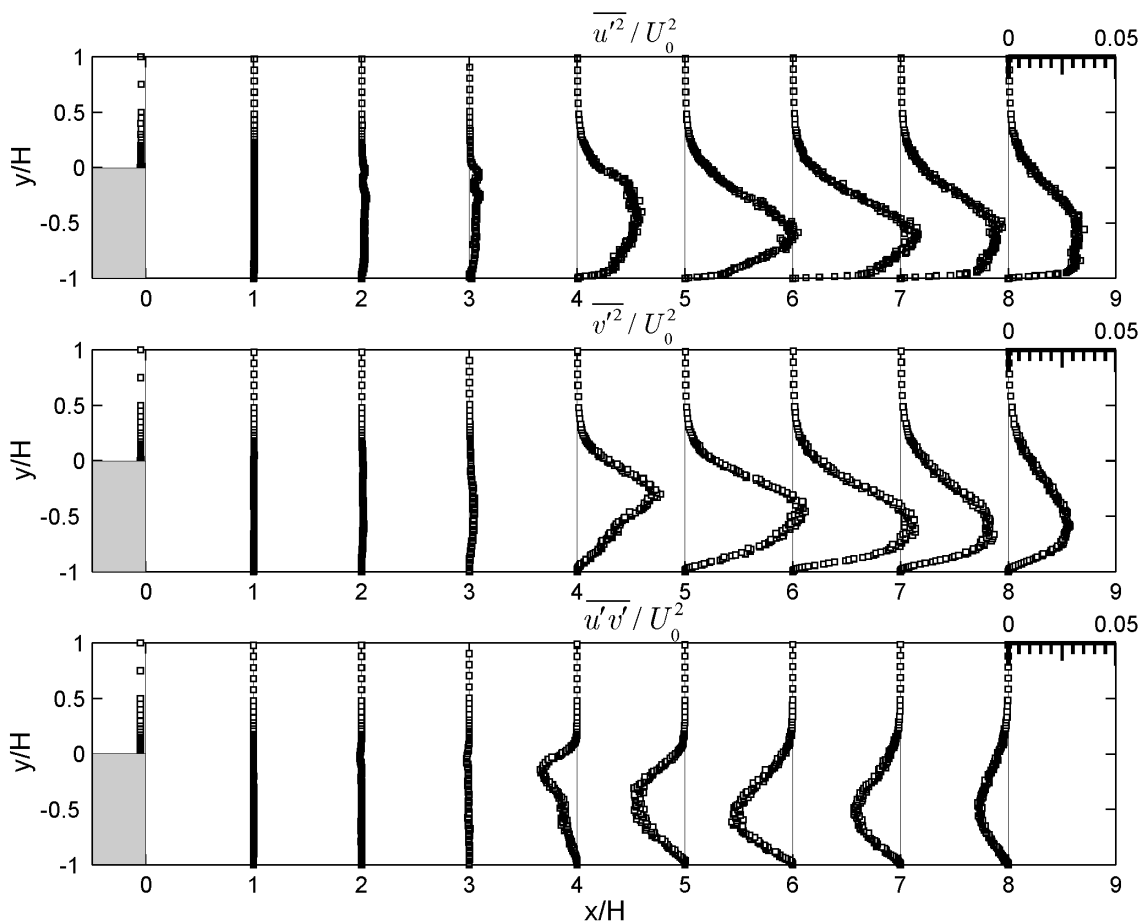


Abbildung 5.3: Profile der Reynoldsspannungen  $\overline{u'^2}/U_0^2$ ,  $\overline{v'^2}/U_0^2$  und  $\overline{u'v'}/U_0^2$

Es ist auffällig, daß im Bereich zwischen Scherschicht und unterer Wand unmittelbar stromab der Stufenkante, in dem keine mittlere Bewegung vorhanden ist, auch die Fluktuationsenergie verschwindend klein ist. Dieses Gebiet stellt einen bewegungsfreien Raum dar, der als Totwasser<sup>1</sup> charakterisiert werden kann. Die turbulenten Schubspannungen zeigen, daß die Transition in der Scherschicht erst nach 55% der Blasenlänge ( $x/H > 3,5$ ) einsetzt. Erstaunlicherweise findet der Umschlag auf einer kurzen Länge von ca.  $2,5H$  statt. Die turbulenten Spannungen entstehen zuerst in der Scherschicht und breiten sich dann weiter stromab zur unteren Wand aus. Die lokalen Maxima der Reynoldsspannungen treten stets im Bereich der Scherschicht auf und zwar ungefähr an der Position des größten Geschwindigkeitsgradienten  $(\partial\bar{u}/\partial y)_{\max}$ . Kurz vor der Wiederanlegelinie, bei etwa  $x/H = 6$ , erreichen die turbulenten Spannungen ihre Maximalwerte. Im Wiederanlegebereich haben die turbulenten Normalspannungen vergleichbare Profilverläufe mit Ausnahme des wandnahen Bereichs. Auch die Maxima ( $\overline{u_{\max}^2} = 0,054U_0^2$ ,  $\overline{v_{\max}^2} = 0,053U_0^2$ ), die etwa eine halbe Stufenhöhe unterhalb der Abströmkante liegen, sind nahezu identisch. Dieses Verhalten ist eher untypisch für eine freie Scherschicht (König 1997). Der betragsgrößte Wert der Reynoldsschubspannung liegt bei etwa  $\overline{u'v'_{\min}} = -0,027U_0^2$ . Der Vergleich mit der DNS einer turbulenten Stufenströmung von Le, Moin & Kim (1997) ( $\overline{u_{\max}^2} = 0,032U_0^2$ ,  $\overline{v_{\max}^2} = 0,014U_0^2$  und  $\overline{u'v'_{\min}} = -0,011U_0^2$ .) zeigt, daß die Fluktuationsamplituden des transitionellen Falls wesentlich größer sind. Dieses Verhalten wurde auch bei anderen transitionellen Strömungen beobachtet, wie z.B. der freien ebenen Scherschicht (Bradshaw 1966).

Zeitliche Mittelwerte können natürlich keinen Einblick in die Dynamik der Strömung geben. Zur Charakterisierung des zeitlichen Verhaltens eignen sich spektrale Leistungsdichten, da mit ihnen Instabilitäten (periodische Prozesse) leicht nachgewiesen werden können.

## 5.4 Verteilung der spektralen Leistungsdichten

Zur Untersuchung der Strömungsdynamik ist in **Abbildung 5.4** die Entwicklung der  $v$ -Leistungsdichtespektren in Strömungsrichtung aufgetragen. Die Spektren wurden aus stochastischen LDA-Zeitreihen gewonnen (vgl. **Abschnitt 3.3**), die am Rand der Scherschicht längs der Kurve  $y/\delta_{99}(0) = 0,75$  gemessen wurden. Bis ca.  $x/H = 4$  sind keine ausgezeichneten Frequenzen im Spektrum zu erkennen. Mit Beginn des Umschlags ( $x/H > 4$ ) hebt sich eine nahezu monofrequente Störung mit  $f \approx 27\text{Hz}$  aus dem Hintergrund hervor, deren Amplitude stromab bis kurz vor die Wiederanlegeposition ( $\bar{x}_R/H = 6,4$ ) anwächst. Hinter der mittleren Wiederanlegelinie nimmt die Amplitude wieder ab, verbunden mit einer Zunahme äußerst tieffrequenter Fluktuationen unterhalb der charakteristischen Frequenz (nicht dargestellt). Die

---

<sup>1</sup> Die Bezeichnung „Totwasser“ wird in der Literatur nicht einheitlich verwendet. Teilweise wird die gesamte Ablöseblase als Totwasser bezeichnet (z.B. Leder 1992), was dem physikalischen Zustand jedoch nicht gerecht wird.

ausgeprägten Spitzen in den Spektren sind typisch für transitionelle Strömungen. Sie zeigen das Aufrollen der Scherschicht zu einer diskreten zweidimensionalen Wirbelstruktur (Kelvin-Helmholtz-Instabilität), die an der Position der Sättigungsamplitude, hier bei ca.  $x/H = 5$ , abgeschlossen ist (Ho & Huang 1982).

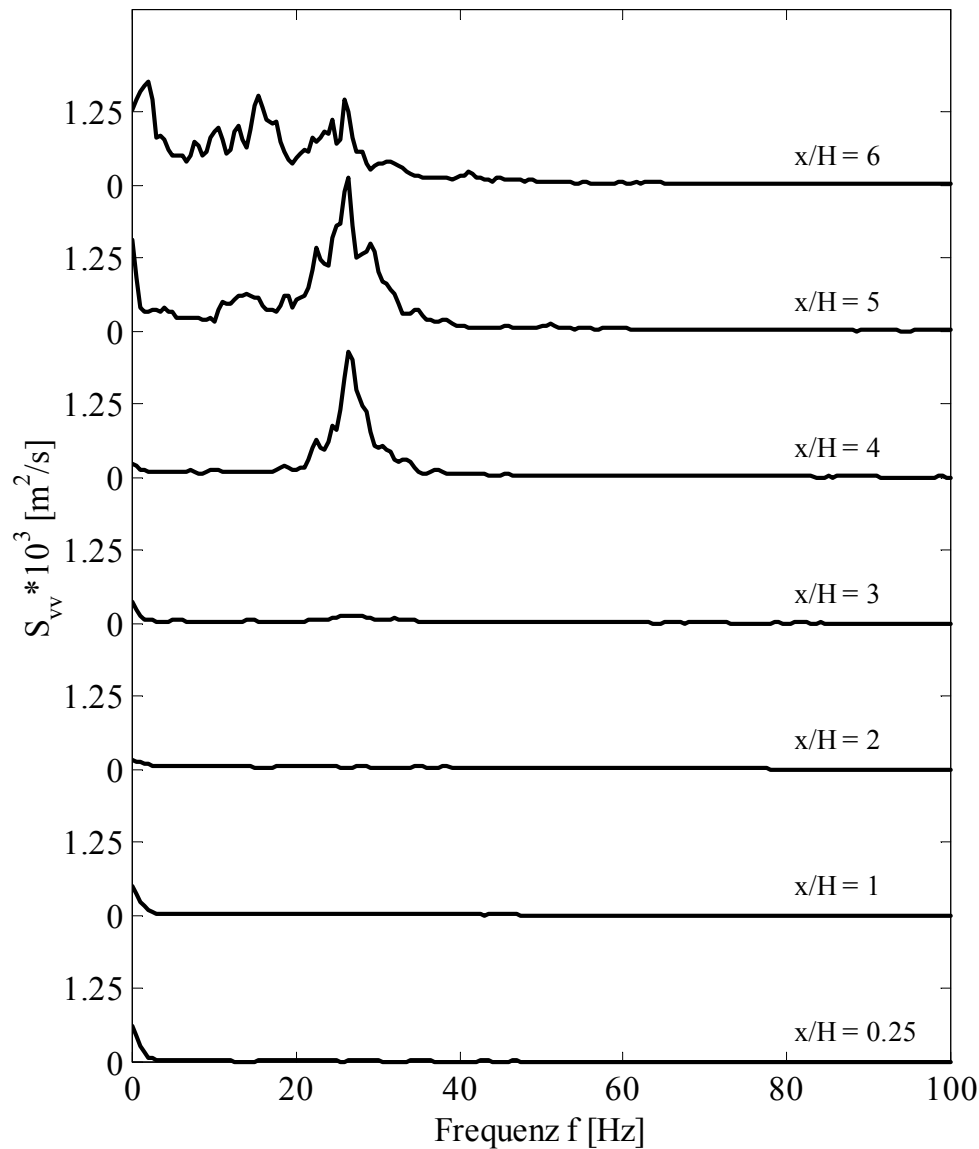


Abbildung 5.4: Entwicklung der Leistungsdichtespektren der  $v$ -Fluktuation längs  $y/\delta_{99}(0) = 0,75$

Eine Rauchsichtbarmachung (**Abb. 6.8**) in **Abschnitt 6.1.5** gibt einen anschaulichen Eindruck der spektralen Interpretation. Die Wirbelaufrollung ist jedoch leicht unregelmäßig, da die Energie nicht in einer Frequenz konzentriert, sondern über ein Frequenzband verschmiert ist (phase jitter). Außergewöhnlich ist, daß die Aufrollung auf einer sehr kurzen Distanz von ca.  $2H$  stattfindet. Bei einer gezielten Anregung mit einer vergleichbaren Frequenz und einer Amplitude von 4% an der Abströmkannte (vgl. **Abschnitt 6.1.3**) benötigt die Wirbelaufrollung eine Strecke von ca.  $3H$ . Das

spricht dafür, daß die für die Wirbelbildung notwendigen Störungen nicht aus dem Gebiet der Stufenkante kommen.

Die Quelle für die stochastischen Störungen befindet sich bei der Stufenströmung im turbulenten Wiederanlegebereich der Ablöseblase. Vorstellbar wäre, daß eine Rückkopplung zwischen dem turbulenten Wiederanlegegebiet und dem Scherschichtbereich besteht. Fluktuationen von Strukturen im Wiederanlegebereich könnten Schwankungen in der Scherschicht induzieren, die zur diskreten Wirbelausbildung führen, wenn sie im Instabilitätsbereich der Scherschicht liegen. Über einen globalen Rückkopplungsmechanismus in geschlossenen Ablösegebieten berichtete bereits Castro (1990). Er vermutet eine Rückkopplung über die Rückströmung, die turbulentes Fluid aus dem Wiederanlegebereich zur Scherschicht transportiert. Es ist bekannt, daß bei einer freien (wandungebundenen) Scherschicht die reibungsfreie Instabilitätsmode (Wendepunktkriterium) absolut instabil<sup>2</sup> wird, wenn die Rückströmung 14% der Maximalgeschwindigkeit überschreitet (Huerre & Monekwitz 1985). Bei Anwesenheit einer parallelen Wand auf der Seite der Rückströmung tritt diese absolute Instabilität erst bei größeren Rückströmungsgeschwindigkeiten in Erscheinung (Hammond & Redekopp 1998). Absolut instabile Gebiete wurden überwiegend bei langen, flachen Ablöseblasen identifiziert, die durch einen Druckgradienten entstehen (Hammond & Redekopp 1998, Alam & Sandham 2000). Der Nachweis der absoluten Instabilität erfolgte bei den zitierten Arbeiten entweder analytisch, numerisch (DNS) oder aus analytisch numerisch kombinierten Verfahren. Hammond & Redekopp (1998) benötigten zum Erreichen der absoluten Instabilitätsgrenze eine maximale Rückströmung von ca. 30%. Alam und Sandham (2000) hingegen beobachteten bereits eine absolute Instabilität bei Rückströmungsgeschwindigkeiten, die größer als 15% waren. Bei Rückströmungsamplituden unter 10% wurden keine absoluten Instabilitäten festgestellt (Hammond & Redekopp 1998, Rist 1999, Alam & Sandham 2000). Allgemein wird davon ausgegangen, daß mit wachsender Blasenlänge auch der Betrag der Rückströmung ansteigt und somit die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten einer absoluten Instabilität zunimmt. Rist (1999) vermutet jedoch, daß die konvektive Instabilität einer Ablöseblase vor dem Auftreten großer Rückströmamplituden bereits so stark wird, daß die laminare Strömung in der Praxis eher durch eine konvektive Instabilität umschlägt. Bei der hier vorliegenden maximalen Rückströmung von  $U_R/U_o = 22\%$  ist das Auftreten einer absoluten Instabilität nicht ausgeschlossen. Ob eine absolute Instabilität für eine Wirbelaufrollung im Wiederanlegebereich der unbeeinflussten Stufenströmung verantwortlich ist, kann im Rahmen dieser Arbeit nicht geklärt werden.

---

<sup>2</sup> Eine Strömung heißt *absolut instabil*, wenn sich eine Störung mit zunehmender Zeit im gesamten Strömungsfeld, d.h. stromauf und stromab ausbreitet. Diese Schwingung ist selbsterregt, d.h. die Schwingungen werden unabhängig von äußeren Störungen aufrechterhalten. Bei einer *konvektiv instabilen* Strömung wird eine kleine Störung exponentiell angefacht (räumlich/zeitlich) und mit dem Strömungsfeld vom Entstehungsort fortbewegt. Nach hinreichend langer Zeit ist diese Störung am Anregungsort abgeklungen. Im Gegensatz zur absolut instabilen Strömung ist für die Aufrechterhaltung der Schwingung eine permanente externe Anregung notwendig. (Bechert 1985, Huerre & Monkewitz 1985)

Die Manipulationen der Stufenströmung mit kleinen Amplituden ( $A = 4\%$ ), die in den folgenden Abschnitten beschrieben werden, und die Stabilitätsuntersuchungen von Hasan (1992a), Dovgal et al. (1995) und Michalke et al. (1995) beweisen, daß der anfängliche Scherschichtbereich der Stufenströmung konvektiv instabil ist. Bildet man die Strouhal-Zahl der Aufrollfrequenz ( $f \approx 27\text{Hz}$ ) mit der Impulsverlustdicke  $\delta_2 = 1,131\text{ mm}$  an der Position der beginnenden Aufrollung ( $x/H \approx 3$ ), die durch eine starke Änderung der Scherschichtdicke gekennzeichnet ist, (s. **Abschnitt 10**) und der lokalen maximalen Geschwindigkeit  $\bar{u}_{\max} = 2,20\text{ m/s}$ , so erhält man

$$St_{\delta_2} \equiv \frac{\delta_2 f}{\bar{u}_{\max}} \approx 0,014 \pm 0,001$$

- eine Größe, die im Strouhal-Zahlenbereich der Scherschichtmode (Hasan 1992a) liegt. Aus dieser Strouhal-Zahl lassen sich Rückschlüsse auf geeignete Anregungsfrequenzen für die Beeinflussung der Kelvin-Helmholtz-Instabilität an der Abströmkante ziehen. Hierbei ist zu beachten, daß die charakteristische Frequenz<sup>3</sup> aufgrund der Scherschichtausbreitung und Verzögerung der Strömung eine Funktion des Ortes ist:

$$f \sim \frac{\bar{u}_{\max}(x)}{\delta_2(x)}.$$

Aus der Konstanz der Strouhal-Zahl ergibt sich für die charakteristische Frequenz kurz stromab der Abströmkante ( $x/H = 0,25$ ) ein Wert von  $f = 51\text{Hz}$ , bei Berücksichtigung der dort vorliegenden Parameter ( $\delta_2 = 0,610\text{ mm}$ ,  $\bar{u}_{\max} = 2,22\text{ m/s}$ ). Die späteren Untersuchungen zeigen, daß diese Frequenz eine effektive Anregungsfrequenz ist, um die Länge der Ablöseblase zu reduzieren. Da sich die Scherschichtinstabilität der Stufenströmung über ein Frequenzband erstreckt (z.B. Hasan 1992a), sind auch Frequenzen aus der Umgebung von  $f = 51\text{Hz}$  geeignete Anregungsfrequenzen.

Lineare Stabilitätsuntersuchungen an einer axialsymmetrischen Stufe (Michalke et al. 1995, Dovgal et al. 1995) unter der Annahme einer Parallelströmung beweisen, daß die Form des Geschwindigkeitsprofils einen wesentlichen Einfluß auf den verstärkten Frequenzbereich und die räumliche Anfachung hat. Wichtige Profilparameter, die den Wandeinfluß widerspiegeln, sind die Größe der Rückströmung und der Abstand des Wendepunktes zur Wand. Eine Verkleinerung des Wendepunkt-Wand-Abstandes reduziert die räumliche Wachstumsrate genauso wie den verstärkten Frequenzbereich. Ein ähnliches Verhalten zeigen auch Profile mit größer werdender Rückströmung. Bei den o.g. Untersuchungen hatten die Profile nur eine schwach ausgeprägte Rückströmung, die kleiner als 5% war. Für ein mittleres Geschwindigkeitsprofil ohne Rückströmung und einen Wendepunkt-Wand-Abstand von  $d/\delta_2 > 10$  - wie im vorliegenden Fall - ist der Wandeinfluß praktisch nicht mehr vorhanden; der primäre Instabilitätsmechanismus ist dann reibungsfrei (Michalke 1990). Für diesen Fall hat

---

<sup>3</sup> Für den besonders einfachen Fall einer nicht abklingenden freien Einstromscherschicht ( $dp/dx = 0$ ,  $\bar{u}_{\max} = \text{const.}$ ) verhält sich die charakteristische Frequenz für den laminaren Fall  $f \sim 1/\sqrt{x}$  und den turbulenten  $f \sim 1/x$  (Ho & Huerre 1984).



die Stufenscherschicht ein ähnliches Instabilitätsverhalten wie eine freie Scherschicht. Das zeigt auch die charakteristische Strouhal-Zahl  $St_{\delta_2} = 0,014$ , die nahe an der am meisten angefachten Instabilitätsfrequenz einer freien Scherschicht  $St_{\delta_2} = 0,016$  liegt (Michalke 1965). In freien und wandnahen Scherströmungen ist es nicht ungewöhnlich, daß die natürlich auftretende Instabilitätsfrequenz kleiner ist als die Frequenz mit der höchsten Anfachung (z.B. Zaman & Hussain 1981, Hasan 1992a). Diese natürlichen Instabilitätsfrequenzen haben zwar kleinere Anfachungsraten als die am meisten angefachte Frequenz, erreichen aber im Experiment deutlich höhere Sättigungsamplituden (z.B. Freymuth 1966). Als Grund für diese Anomalie bei freien Mischungsschichten vermuten Husain & Hussain (1995) einen Rückkopplungsmechanismus zwischen Wirbelpaarung und Wirbelaufrollung, der bei Frequenzen unterhalb von  $St_{\delta_2} = 0,016$  am stärksten ausgeprägt ist (vgl. **Abschnitt 6.2.1**). Wirbelpaarung tritt jedoch bei der hier vorliegenden ungestörten Strömung nicht auf. Ein Einfluß der Scherschichtkrümmung auf das Stabilitätsverhalten der Stufenströmung ist nicht zu erwarten, da der Anfachungsbereich der unbeeinflussten und der manipulierten Strömung im äußerst schwach bzw. im nicht gekrümmten Bereich der Scherschicht liegt (s. mittlere Stromlinienverläufe im **Abschnitt 7.6**). Anzumerken ist jedoch, daß es sich bei der vorliegenden Stufenströmung um keine Parallelströmung handelt. Die Impulsverlustdicke ändert sich von der Stufenkante bis zur Position der einsetzenden Störungsanfachung um etwa 112%. Eine genaue Übereinstimmung mit den Ergebnissen der linearen, parallelen Stabilitätstheorie ist daher nicht zu erwarten.

## 6 Die schwach angeregte Stufenströmung

In diesem Kapitel wird die Manipulation der Stufenströmung durch kleine periodische Störungen beschrieben, deren Amplitude geringer als 5% der maximalen Abströmgeschwindigkeit ist. Ziel dieser Beeinflussung war es, die Wendepunktinstabilität der Stufenschicht zur Generierung von Querwirbelstrukturen auszunutzen, um mit Hilfe einer veränderten Wirbeldynamik die Länge der Ablöseblase zu reduzieren. Die globale Effektivität der Anregung wird zunächst in der Verkürzung der Blasenlänge beurteilt. Anschließend wird geklärt, welche Phänomene diese Reduktionen bewirken. Der erste Abschnitt untersucht die Auswirkungen einer Strömungsmanipulation mit einer Frequenz, die später auf mehrere Frequenzen erweitert wird (**Abschnitt 6.2**).

### 6.1 Monofrequente Anregungen

#### 6.1.1 Einfluß der Frequenz auf die Wiederanlegelänge

Um den Einfluß der Anregungsfrequenz auf die Wiederanlegelänge bei einer konstanten Amplitude von 4% zu untersuchen und um Informationen über die Skalierung der optimalen Anregungsfrequenz zu erhalten, wurden drei verschiedene Strömungskonfigurationen ( $Re_H = 1480, 2980$  und  $6160$ ) in einem Frequenzband von  $0 < f < 300$  Hz angeregt. Die Reynolds-Zahlen  $Re_H$  wurden durch Variation der Stufenhöhe ( $H = 10, 20$  und  $40$  mm) eingestellt, während der Zustand der ablösenden Grenzschicht ( $Re_{\delta_2} \approx 83$ ) bei  $x/H = -0,05$  konstant gehalten wurde. Damit verbunden ergab sich gleichzeitig eine Veränderung von  $\delta_2/H$ ,  $ER$  und  $AR$ . In **Tabelle 3** sind die Parameter der einzelnen Konfigurationen mit den resultierenden Wiederanlegelängen  $\bar{x}_{Ro}/H$  der unbeeinflussten Strömung gegenübergestellt.

$H$ [mm]	$Re_H$	$Re_{\delta_2}$	$\delta_{99}/H$	$\delta_2/H$	$ER$	$AR$	$\bar{x}_{Ro}/H$
10	1480	83	0,414	0,0566	1,042	40	11,3
20	2980	82	0,195	0,0266	1,089	20	6,4
40	6160	84	0,103	0,0140	1,195	10	5,5

Tabelle 3: Parameter der untersuchten Strömungskonfigurationen

**Abbildung 6** zeigt die Verläufe der mittleren Wiederanlegelänge in einem Frequenzbereich ( $0 < f < 100$  Hz), der sich durch eine Verkürzung der Ablöseblasenlänge auszeichnete. Zur besseren Darstellung der Verkürzung wurde die mittlere Wiederanlegelänge mit der nichtangeregten Stufenströmung  $\bar{x}_{Ro}$  normiert. Die Blasenlänge zeigt bei allen drei Fällen eine ähnliche Abhängigkeit von der Frequenz. Die beste Übereinstimmung ist bei den Konfigurationen mit  $H = 10$  und  $20$  mm zu sehen, während bei der großen Stufenhöhe ein leichter Versatz zu kleineren Frequenzen zu beobachten ist. Die kürzesten Ablöseblasen treten in der Umgebung

von 40 Hz auf. Hieraus folgt, daß die effektivste Anregungsfrequenz nicht mit der Stufenhöhe  $H$  skaliert, wie z.B. von Sigurdson (1995) angenommen wurde, sondern mit der Impulsverlustdicke  $\delta_2$  der Scherschicht.

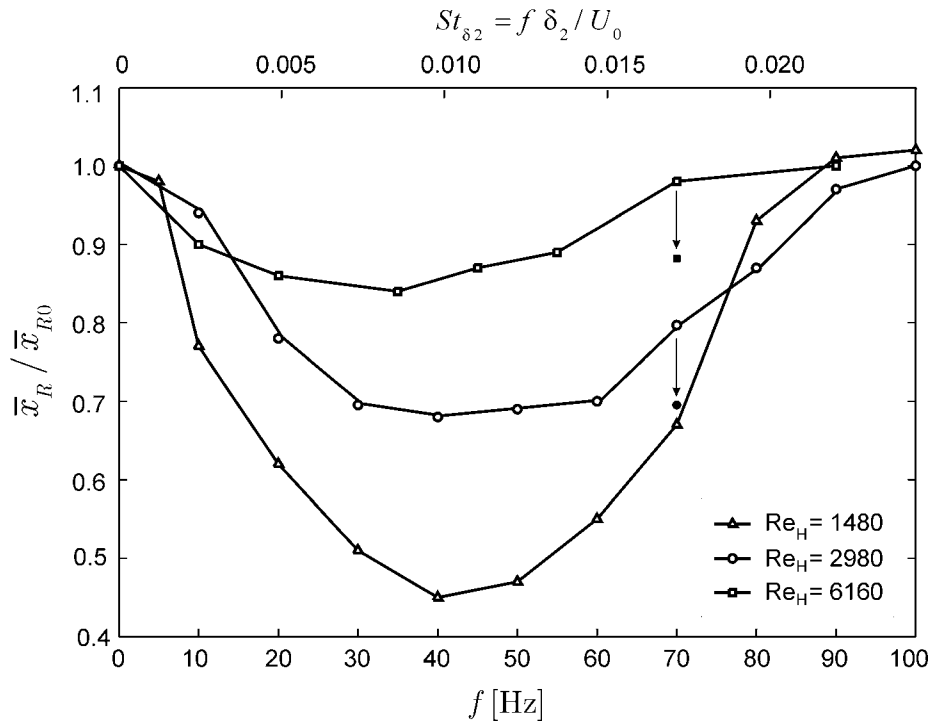


Abbildung 6: Wiederanlegelänge  $\bar{x}_R / \bar{x}_{R0}$  als Funktion der Anregungsfrequenz  $f$ ; gefüllte Symbole:  $\{70; 35\}Hz$ ,  $A = 4\%$ , subharmonische Resonanz.

Die korrespondierende Strouhal-Zahl der effektivsten Anregung ( $f = 40Hz$ ) auf Basis der Impulsverlustdicke der ablösenden Grenzschicht beträgt  $St_{\delta_2} \approx 0,010$ , ein Wert, der im Strouhal-Zahlenbereich der Scherschichtmode liegt (Hasan 1992a). Später wird noch dargelegt (**Abschnitt 6.1.3**), daß die Verkürzung der Ablöseblase tatsächlich auf der Manipulation der Scherschichtinstabilität beruht. Die größte Verkürzung weist genau die manipulierte Strömungskonfiguration auf, deren nichtangeregte Ablöseblase die größte Länge hatte ( $Re_H = 1480$  mit  $\bar{x}_{R0} / H = 11,3$ ). Sehr kurze Ablöseblasen, wie z.B. für den Fall mit  $Re_H = 6160$ , lassen sich durch kleine periodische Störungen kaum noch beeinflussen, da der Querimpulsaustausch der Scherschicht schon kurz stromab der Ablösekante sehr ausgeprägt ist (vgl. **Abschnitt 4**).

Auch bei turbulent ablösenden Grenzschichten kann durch eine kleine monofrequente Anregung die Länge der Ablöseblase signifikant beeinflußt werden. Eine experimentelle Studie an schwach angeregten, turbulenten Stufenströmungen ( $Re_H = 12000, 23000$  und  $33000$  mit  $\delta_2 / H \approx 0,04$ ) von Chun & Sung (1996) zeigt, daß die größten Verkürzungen der Wiederanlegelänge bei derselben Strouhal-Zahl ( $St_{\delta_2} \approx 0,01$ ) eintreten. Bei einer Anregungsamplitude von 7% erreichten sie eine maximale Reduktion von ca. 36%, wobei die Ausgangslängen der ungestörten Ablöseblasen zwischen  $\bar{x}_{R0} / H = 7,8$  und  $6,75$  lagen. Die Ähnlichkeit in den wesentlichen dynamischen Prozessen bei beiden Strömungszuständen

(transitionell/turbulent) der Stufenströmung wurde bereits von Roos & Kegelmann (1985) beobachtet.

### 6.1.2 Einfluß der Störungsrichtung auf die Wiederanlegelänge

Bei den bisher beschriebenen Anregungen wurden die Störungen unter  $45^\circ$  zur Hauptströmungsrichtung an der Abström- kante eingebracht. Hieraus ergibt sich die Frage, ob eventuell eine andere Störungs- richtung hinsichtlich der Verkürzung der Ablöseblase effektiver ist. Zur Untersuchung einer tangentialen Störungsrichtung wurde die Oberseite des Stufenmodells mit einem dünnen Aluminiumblech von  $0,2\text{ mm}$  Dicke eingekleidet (Abb. 6.1). Ein Einfluß der Verkleidung auf die Blasenlänge des ungestörten Falls konnte nicht festgestellt werden. Auch die Anregung mit  $f_a = 50\text{ Hz}$  und  $A = 4\%$  verursachte die gleiche Verkürzung wie bei der Manipulation unter  $45^\circ$ . Ebenso wenig konnten signifikante Unterschiede in den mittleren Geschwindigkeiten oder den Reynoldsspannungen gefunden werden (s. Abb. 6.2).

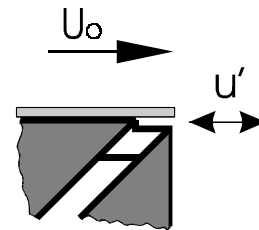


Abbildung 6.1: Störungsrichtung parallel zur Hauptströmung

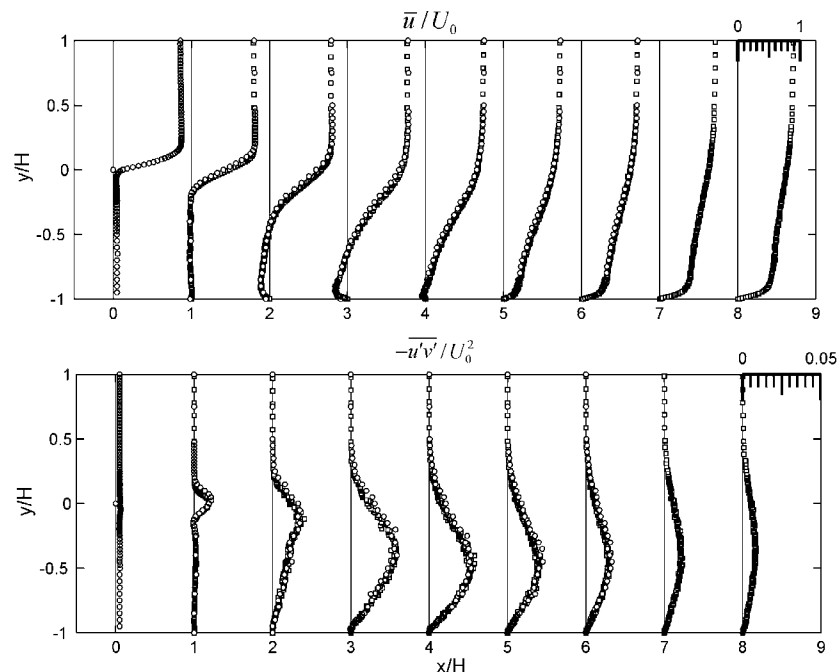


Abbildung 6.2: Mittlere Geschwindigkeitsprofile  $\bar{u}/U_0$  und Reynoldsschubspannungsprofile  $\overline{u'v'}/U_0^2$  für die Störungsrichtung  $0^\circ$  (o) und  $45^\circ$  ( $\square$ ) bei  $Re_H = 2980$

Das heißt, für kleine Amplituden ist die Richtung der Störung nicht von Bedeutung. Wichtig ist nur, daß die Störungen in der Nähe der Abströmkante eingebracht werden, da die Scherschicht in diesem Bereich die größte Rezeptivität für periodische Störungen besitzt (Bechert 1993). Dieses Ergebnis ist jedoch nicht übertragbar auf Manipulationen mit großen Amplituden ( $A = O(10\% U_o)$ ). In **Abschnitt 8.4** wird demonstriert, daß die Störungsrichtung dann eine entscheidende Wirkung auf die Effektivität der Beeinflussung hat.

### 6.1.3 Anfachung der Störungen in Hauptströmungsrichtung

Das charakteristische Merkmal der Scherschichtinstabilität ist das schnelle räumliche Wachstum<sup>1</sup> von kleinen Störungen bestimmter Frequenzen (Ho & Huerre 1984). Diese Störungsanfachung ist untrennbar mit der Wirbeldynamik in der Scherschicht verknüpft und zeigt die Wirbelaufrollung und Wirbelpaarung aus einer anderen, der spektralen Sicht (Ho & Huang 1982). In diesem Abschnitt soll geklärt werden, ob die zuvor beobachteten Verkürzungen der Wiederanlegelänge auf ein Stabilitätsphänomen der Stufenscherschicht zurückzuführen und warum einige Frequenzen hinsichtlich der Reduktion effektiver als andere sind. Die Bestimmung der Störungsenergie erfolgte aus Leistungsdichtespektren der LDA-Zeitreihen (vgl. **Abschnitt 3.3**). Da verschiedene Mechanismen, wie z.B. leakage (z.B. Bendat & Piersol 1993) oder phase jitter (z.B. Paschereit 1993) zur spektralen Verbreiterung der Energie führen, ist die Störungsenergie der Welle nicht in der Anregungsfrequenz  $f_0$  konzentriert, sondern über ein Frequenzband  $[f_0 - \Delta f, f_0 + \Delta f]$  verteilt. Die Störungsenergie, die in einem Frequenzband des Leistungsdichtespektrums  $S_{vv}$  enthalten ist ergibt, sich nach (z.B. Bendat & Piersol 1992), aus

$$a_{f_0}^2 = \int_{f_0 - \Delta f}^{f_0 + \Delta f} S_{vv}(f_o) df. \quad (6)$$

Analysiert wurde die  $v'$ -Geschwindigkeitskomponente, da sie unmittelbar die Wirbelbewegung am besten wiedergibt und nur ein Maximum im Geschwindigkeitsprofil hat. Üblicherweise wird zur Untersuchung der Störungsanfachung die über den Scherschichtquerschnitt integrierte Störungsenergie verwendet (z.B. Ho & Huang 1982, Ho & Huerre 1984, u.a.). Das setzt jedoch eine Profilmessung für jeden Anfachungswert voraus und ist somit sehr aufwendig. Daher wurden zunächst die Anfachungen nur punktuell längs einer konstanten y-Linie  $y/\delta_{99}(0) = 0,75$  ermittelt. Die Anfachungskurven liefern jedoch repräsentative Verläufe für die integralen kohärenten Energieanteile, wie in **Abschnitt 6.3.3** noch gezeigt wird, da Profile mit hohen Amplituden auch am Scherschichtrand ein höheres

---

<sup>1</sup> Für kleine Störungen im Sinne der linearen Instabilitätstheorie besitzen diese Wellen ein exponentielles Amplitudenwachstum (Michalke 1965, Freymuth 1966). Der Amplitudengrenzwert für ein lineares Instabilitätsverhalten liegt bei etwa 1% (Rist 1999), d.h. bei der hier vorliegenden Anregungsamplitude von 4% sind nichtlineare Interaktionen einzelner Störanteile zu erwarten.

Niveau haben. Nach sorgfältiger Betrachtung der Spektren wurde über ein Frequenzband von  $f_o \pm 4Hz$  integriert, da die spektrale Verbreiterung der Peaks bei über 90% der Spektren in diesem Bereich lag. Die Wahl von  $\Delta f$  im Anfangsbereich der Scherschicht ist unkritisch, da die Spektren der laminar ablösenden Grenzschicht rauschfrei sind und sehr ausgeprägte Spitzen besitzen. Im Wiederanlegebereich  $x/\bar{x}_R > 0,7$  führt diese Bestimmung zu einer Überbewertung der kohärenten Energie, da die periodischen Fluktuationen von stochastischen überlagert werden. Der große Signal-Rausch-Abstand am Rand der Scherschicht wirkt sich jedoch kompensierend aus (Cherry, Hillier & Latour 1984).

Die **Abbildungen** 6.3 und 6.4 zeigen die Anfachungskurven der fundamentalen Welle ( $f_{fun} = f_a$ ) und der dazugehörigen subharmonischen Welle ( $f_{1.sub} = f_a/2$ ) in Hauptströmungsrichtung für die Anregungsfrequenzen  $f_a = 20, 30, 35, 40, 50, 60, 70$  und  $90 Hz$  bei einer konstanten Anregungsamplitude von 4% und einem  $Re_H = 2980$  und  $Re_{\delta_2} \approx 82$ . Die räumliche Entwicklung der harmonischen Frequenzen ( $n f_a$  mit  $n = 2, 3, \dots$ ) wurde nicht dargestellt, da sie im Anfangsbereich der Scherschicht ( $x/H < 2$ ) nicht vorhanden waren und später gegenüber den fundamentalen und subharmonischen Frequenzen vernachlässigt werden konnten. Mit Ausnahme von  $90 Hz$  zeigen alle Störungswellen eine deutliche Amplitudenanfachtung, d.h. es handelt sich hier um Instabilitätsfrequenzen der Scherschicht. Aus der Sicht der Wirbeldynamik bedeutet dies, daß sich die Wirbelstrukturen mit der Anregungsfrequenz der Störungen aufrollen. Das ist jedoch keineswegs immer der Fall. Bei beeinflussten freien Scherschichten oder Stufenströmungen wurde auch beobachtet, daß die Scherschicht nicht mit der Anregungsfrequenz  $f_a$  antwortete, sondern mit der zugehörigen subharmonischen  $f_a/2$  oder harmonischen Frequenz  $2 f_a$  (z.B. Ho & Huerre 1984, Hasan 1992a).

Grundsätzlich lassen sich bei der Störungsanfachtung zwei Haupttendenzen erkennen. Bei einer Erhöhung der Anregungsfrequenz von 20 auf  $50 Hz$  wächst die Anfachungsrate, verbunden mit einer Abnahme der Sättigungsamplitude und einer Verschiebung des Sättigungsortes stromauf zur Stufenkante<sup>2</sup>. Eine weitere Erhöhung der Frequenz bewirkt eine rapide Abnahme der Wachstumsrate und der Sättigungsamplitude, während sich der Ort der Sättigung kaum noch verschiebt. Schon vor dem Erreichen der Sättigung kommt es zum Amplitudenwachstum der subharmonischen Instabilitätswellen. Die subharmonischen Wellen zeigen jedoch ein anderes Anfachungsverhalten. Hier erzielen die Wellen die stärkste Anfachungsrate und den höchsten Maximalwert, deren zugehörige Fundamentalfrequenz größer als  $50 Hz$  war. Die Stufenscherschicht wirkt wie ein räumlicher Filter, der bestimmte Frequenzen selektiert und verstärkt.

---

<sup>2</sup> Die Anfachungskurve von  $a_{fun}$  mit  $f = 20 Hz$  zeigt gegen den Trend eine zu kleine Sättigungsamplitude. Dies liegt daran, daß die Sättigung erst im Bereich der stark gekrümmten Scherschicht (vgl. Abb. 7.13) stattfindet. Die Messung der Anfachtung mit  $y = const.$  führt hier zur Unterschätzung der maximalen Amplitude.

Diese Tendenzen stehen im Einklang mit den Untersuchungen von Husain & Hussain (1995) an freien Mischungsschichten<sup>3</sup>.

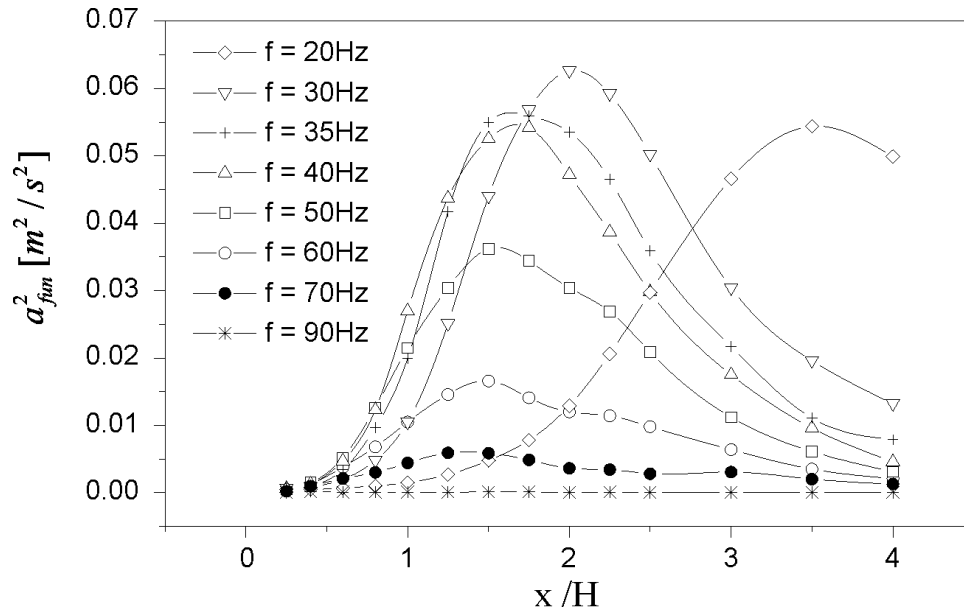


Abbildung 6.3: Anfachung der fundamentalen Wellenamplitude am Scherschichttrand ( $y/\delta_{99}(0) = 0,75$ ) für verschiedene Anregungsfrequenzen  $f_a$ .

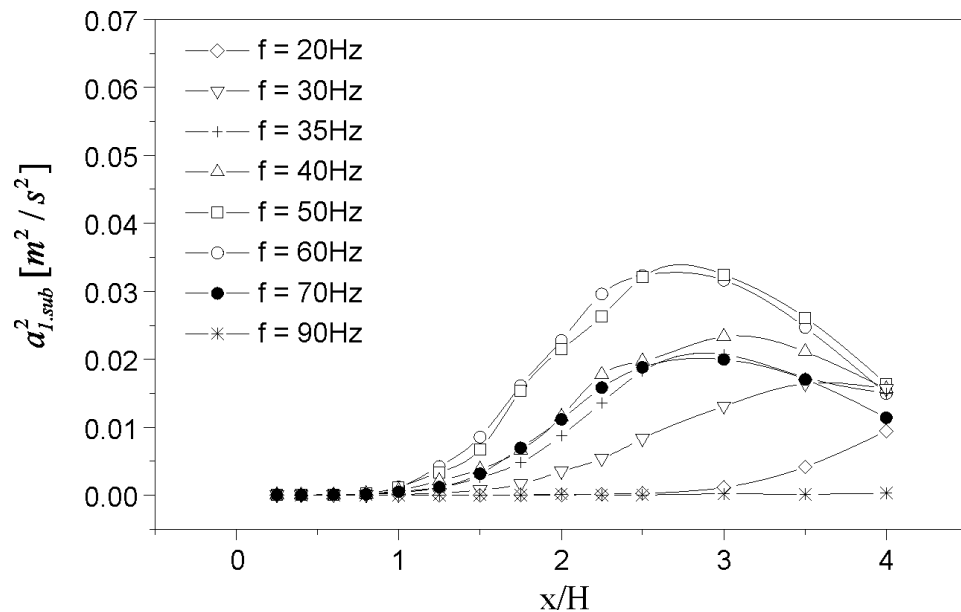


Abbildung 6.4: Anfachung der subharmonischen Wellenamplitude am Scherschichttrand ( $y/\delta_{99}(0) = 0,75$ ) für verschiedene Anregungsfrequenzen  $f_a$ .

<sup>3</sup> Prinzipiell zeigen auch die Experimente von Freymuth (1966) dieselben Tendenzen, jedoch wurde bei ihm das gesamte Strömungsfeld angeregt, während Husain & Hussain (1995) – ähnlich wie bei der vorliegenden Untersuchung – die Strömung lokal an der Ablösestelle beeinflussten. Unterschiede zeigen sich bei beiden Arbeiten hauptsächlich in den Anfachungsraten des am meisten angefachten Frequenzbereiches. Die maximalen Abweichungen der Anfachungsraten betragen bis zu 29%.

Die große Ähnlichkeit deutet daraufhin, daß die Stufenströmung überwiegend konvektiv instabil ist, auch wenn aufgrund der Rückströmung ein globaler Rückkopplungsmechanismus möglich sein könnte (z.B. Castro 1990).

Die fundamentalen Instabilitätswellen mit den größten Sättigungsamplituden nahe der Abströmkante ( $f_a = 30, 35$  und  $40 \text{ Hz}$ ) führen zu den größten Verkürzungen der Ablöseblase (vgl. **Abb. 6**). Da die Höhe der Sättigungsamplitude ein Maß für die Intensität einer Wirbelstruktur ist, und der Ort der Sättigung den Abschluß der Aufrollung festlegt (Ho & Huang 1982), entstehen durch Manipulation mit den obengenannten Frequenzen große massive Querwirbelstrukturen in der Nähe der Abströmkante (vgl. **Abschnitt 6.1.5**). Auffällig ist aber auch, daß Anregungen mit  $f_a = 50, 60$  und  $70 \text{ Hz}$ , deren Sättigungsamplituden wesentlich kleiner sind, eine nahezu gleiche Reduktion hervorrufen. Der Grund hierfür liegt in der Mitwirkung der subharmonischen Welle. Die Anfachung der subharmonischen Welle ist ein Indiz einer beginnenden Wirbelpaarung; allerdings erscheinen die subharmonischen Anteile schon lange, bevor die Wirbelstrukturen anfangen, sich auszulenken. Die Paarung ist abgeschlossen, wenn die subharmonische Welle gesättigt ist (Ho & Huang 1982). Wirbelverschmelzungen konnten bei der hier vorliegenden Stufenströmung nur bei den Anregungsfrequenzen beobachtet werden (s. **Abschnitt 6.3**), die größer gleich  $50 \text{ Hz}$  waren. Welches hinreichende Kriterium erfüllt sein muß, ist in **Abbildung 6.5** zu erkennen, in der die Verhältnisse der Sättigungsamplitude von subharmonischer und fundamentaler Welle über der Anregungsfrequenz aufgetragen sind.

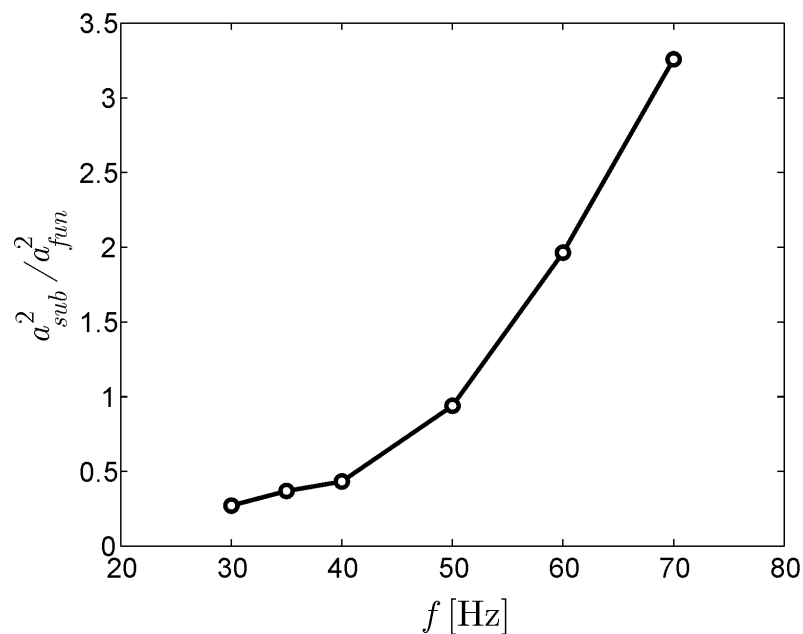


Abbildung 6.5: Verhältnis der Sättigungsamplituden  $a_{sub}^2 / a_{fun}^2$  als Funktion der Anregungsfrequenz

Für Frequenzen unter  $50 \text{ Hz}$ , bei denen keine Verschmelzung auftrat, liegen die Sättigungsamplitudenverhältnisse in der Umgebung von 0,4, während bei Anregungen mit Wirbelpaarungen die Sättigungsamplitude der subharmonischen Welle genauso



groß oder größer als die Sättigungsamplitude der fundamentalen Welle war. Das entspricht auch den Beobachtungen von Ho & Huang (1982). Gleichzeitig zeigen sehr große Sättigungsamplitudenverhältnisse, daß die durch Wirbelverschmelzung entstehenden subharmonischen Strukturen wesentlich energiereicher sind (vgl. **Abschnitt 6.3.3**) als die fundamentalen. Hierbei ist zu beachten, daß durch die monofrequente Manipulation nur die primäre Strukturbildung angeregt wird. Die durch Verschmelzung entstehenden Strukturen entziehen sich der Beeinflussung. Die hier beobachtete, über einen großen Frequenzbereich auftretende Wirbelpaarung von  $St_{\delta_2} = 0,014 \dots 0,020$  ist eher untypisch für eine freie Mischungsschicht. Husain & Hussain (1995) fanden bei einer monofrequenten Anregung einer freien Scherschicht nur in einem schmalen Frequenzband um  $St_{\delta_2} = 0,012$  Paarung. Warum es bei der Stufenströmung wesentlich häufiger zur Wirbelpaarung kommt als bei der freien Scherschicht hat zwei Gründe:

1. Die Wand unterhalb der Scherschicht begünstigt die Wirbelpaarung. Nach dem Biot-Savartschen Gesetz (z.B. Prandtl et al. 1984) induziert das Spiegelbild der Wirbelstrukturen eine Geschwindigkeitskomponente, die eine Verzögerung in Strömungsrichtung bewirkt. Diese Verzögerung ist umso größer, je näher der Wirbel der Wand kommt. Die Folge ist, daß sich der Abstand zwischen den Strukturen verringert.
2. Im Wiederanlagegebiet unterhalb der Scherschicht befindet sich ein hochturbulentes Gebiet, das eine Störquelle darstellt. Es ist bekannt, daß leichte Störungen, die von außen aufgeprägt werden, einen seitlichen Versatz der Wirbelzentren hervorrufen, was zur Verschmelzung der Strukturen führen kann.

Wieviel Wirbelpaarungen bei dieser abgelösten Strömung möglich sind und welches die kleinste charakteristische Frequenz der Stufenströmung ist, bei der es noch zur Strukturbildung kommt, wird im nächsten Abschnitt diskutiert.

#### 6.1.4 Die Stufenmode

Aus Untersuchungen an transitionellen und turbulenten Stufenscherschichten zieht Hasan (1992a, 1992b) den Schluß, daß die Querwirbelstrukturen, unabhängig vom Status der ablösenden Grenzschicht (laminar/turbulent), so oft Paarungen durchlaufen, bis die kleinste subharmonische Frequenz  $f_{sub}$  im Leistungsspektrum der Geschwindigkeit einer Strouhal-Zahl von  $St_H \equiv f_{sub} H / U_0 \approx 0,185$  entspricht. Demnach reduziert sich die anfängliche Instabilitätsfrequenz der Stufenscherschicht (Scherschichtmode) durch die Wirbelpaarungen auf die Frequenz der Stufenmode, die zur dominierenden Mode der Strömung wird. Dieser Abschnitt überprüft die Existenz und die Skalierung der Stufenmode und vergleicht sie mit anderen Untersuchungen. Der Gedankengang von Hasan, daß die Scherschicht in ihrer räumlichen Entwicklung begrenzt und daher die Anzahl die Wirbelamalgamationen beschränkt ist, ist sicherlich

richtig. Die vorliegende Untersuchung zeigt jedoch, daß die angeregten kohärenten Strukturen bereits vor der mittleren Wiederanlegung ihre Identität verlieren (vgl. **Abschnitt 6.1.6**). Der Lebenszyklus der Wirbelstrukturen ist auf den Bereich zwischen Abströmkante und mittlerer Wiederanlegung beschränkt. Hasan (1992b) geht im Gegensatz davon aus, daß auch stromab der mittleren Wiederanlegelänge noch hoch organisierte Strukturen im Außenbereich der Wandgrenzschicht existieren. Auch seine Interpretation, daß jede auftretende subharmonische Frequenz eine Wirbelpaarung und jeder spektrale Peak eine hoch organisierte großskalige Struktur darstellt, ist nicht richtig. Wirbelverschmelzungen konnten, ähnlich wie bei freien Mischungsschichten (Ho & Huang 1982), nur beobachtet werden, wenn die Sättigungsamplitude der subharmonischen Welle genauso groß oder größer als die Sättigungsamplitude der fundamentalen Welle war. Hasans Strouhal-Zahl, die mit den kleinsten Subharmonischen des Leistungsdichtespektrums gebildet wird, präsentiert daher nicht die vorhandenen Wirbelstrukturen, da schon während der Aufrollung subharmonische Anteile im Spektrum erscheinen, auch wenn anschließend keine Paarung auftritt. Auch die Skalierung mit der Stufenhöhe ist fraglich, da bei gleicher Stufenhöhe, aber verschiedenen Erweiterungsverhältnissen erhebliche Unterschiede in der Wiederanlegelänge existieren können (z.B. Adams & Johnston 1988b). Wird trotzdem die durch Hasan (1992a) definierte Strouhal-Zahl der Stufenmode mit den kleinsten subharmonischen Frequenzen von  $f_{sub} = 25$  und  $30\text{Hz}$  gebildet, die durch Wirbelpaarung entstehen, dann ergeben sich Werte von  $St_H = 0,27$  und  $0,32$ .

Wann und wie oft eine Wirbelpaarung bei der Stufenströmung auftritt, hängt davon ab, wie groß die Lauflänge der Scherschicht ist und wann die Wirbelaufrollung und die einzelnen Wirbelpaarungen abgeschlossen sind. Bei der unbeeinflussten Strömung wird der Ort der Aufrollung und Verschmelzung durch den Störpegel des Windkanals und das Frequenzspektrum der Störungen festgelegt. Hier erfolgen in der Regel die Wirbelaufrollungen und Paarungen zeitlich und örtlich nicht vorhersehbar. Daher können die mittleren Sättigungspositionen bei verschiedenen Windkanälen, in Abhängigkeit vom Störspektrum, stark variieren. Bei der gezielten Anregung der Wirbelaufrollung durch kleine Störungen bestimmen jedoch Frequenz und Amplitude den geometrischen Ort der Sättigung (s. **Abschnitt 6.1.3**). Werden auch die Wirbelpaarungen durch zusätzliche subharmonische Anregungsfrequenzen unterstützt, wie in **Abschnitt 6.3** dargestellt, dann legen die Amplitudenverhältnisse und die anfänglichen Phasendifferenzen zwischen der fundamentalen und der subharmonischen Welle die Region der Paarung fest.

**Abbildung 6.6** zeigt die mit der anfänglichen Kelvin-Helmholtz-Wellenlänge  $\lambda_{fun}$  normierten Sättigungspositionen der fundamentalen und die der 1. subharmonischen Welle für verschiedene Anregungsfrequenzen bei einer Amplitude von 4%. Die Wellenlängen wurden aus den momentanen Wirbelstärkenverteilungen der  $(x,y)$ -Ebene ausgemessen. Es ist zu sehen, daß die Sättigungsposition frequenzselektiv ist. Die Sättigung der fundamentalen Welle variiert in einem Bereich zwischen 1 und 1,8 Kelvin-Helmholtz-Wellenlängen, d.h. der kürzeste Weg für eine abgeschlossene Aufrollung beträgt hier eine fundamentale Wellenlänge. Die Sättigungsorte der 1. Subharmonischen treten zwischen 2 und  $3,6\lambda_{fun}$  auf. Werden diese Größen auf die

subharmonische Wellenlänge  $\lambda_{sub} = 2\lambda_{fun}$  bezogen, liegen sie zwischen  $\hat{x}_{sub}/(2\lambda_{fun}) = 1$  und 1,8. Da Wirbelpaarungen nur bei Strömungsmanipulationen mit  $50 \leq f_a < 90\text{Hz}$  nachgewiesen werden konnten, liegt die räumlich kürzeste Distanz für einen abgeschlossenen Paarungsprozeß ( $f = 50\text{Hz}$ ) bei ca. 2,5 Fundamentalwellenlängen. Für beide Sättigungspositionen gibt es physikalische Untergrenzen. Der kürzeste Abstand, der für eine Aufrollung einer Struktur benötigt wird, liegt bei einer fundamentalen Wellenlänge. Das zeigen auch die oben erwähnten Beobachtungen. Für die Paarung sind zwei Strukturen notwendig, d.h. die Wirbelpaarung kann frühestens nach zwei anfänglichen Wellenlängen beendet sein. Dieser Wert wird nicht erreicht. Das ist jedoch nicht verwunderlich, da bei einer monofrequenten Anregung die Wirbelpaarung nicht beeinflusst wird.

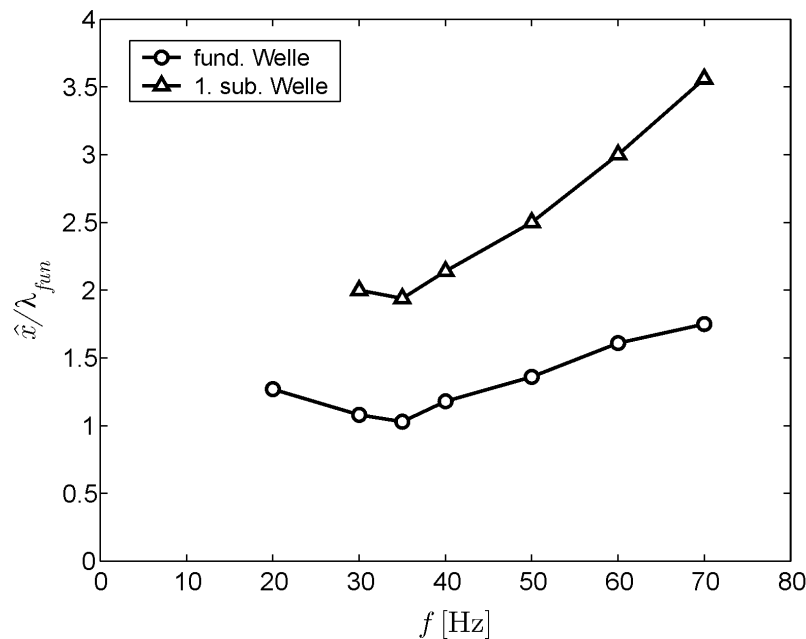


Abbildung 6.6: Sättigungspositionen  $\hat{x}/\lambda_{fun}$  als Funktion der Anregungsfrequenz

Aus den geschilderten Informationen läßt sich eine Obergrenze für die Anzahl der Wirbelpaarungen  $m$  in der Stufenströmung angeben. Setzt man für den  $j$ -ten Sättigungsort  $\hat{x}_j = n\lambda_j = n2^j\lambda_{fun}$  mit  $j = 0, 1, 2, \dots$  und  $n \in [1, 2]$  an, wobei  $\lambda_j$  die Wellenlänge der jeweiligen Frequenz ist und schätzt man weiter die Lauflänge der Scherschicht mit der mittleren Wiederanlegelänge ab, so muß

$$\frac{\bar{x}_R}{n2^m\lambda_{fun}} \geq 1 \quad (6.1)$$

gelten. Werden für  $n = 1, 5$  und für  $\bar{x}_R$  die jeweiligen Wiederanlegelängen der beeinflussten Strömung eingesetzt und die Wellenlängen aus  $\lambda_{fun} = c/f_a$  bestimmt, wobei die Konvektionsgeschwindigkeit der Wirbelstrukturen mit guter Näherung als

$c \approx U_0/2$  angenommen werden kann<sup>4</sup>, dann ist für  $f_a < 40\text{Hz}$   $m$  kleiner eins, wohingegen für  $40 \leq f_a < 90\text{Hz}$   $m$  zwischen 1 und 1,9 liegt. D.h. für Anregungen unter  $40\text{ Hz}$  ist keine Wirbelpaarung zu erwarten, während bei Manipulationsfrequenzen zwischen  $40$  und  $90\text{ Hz}$  genau eine Verschmelzung denkbar wäre. Diese Ergebnisse stimmen fast vollständig mit den Beobachtungen überein, die aus Rauchsichtbarmachungen (vgl. **Abb.** 6.8) und Wirbelstärkeverteilungen gewonnen wurden. Paarungen konnten hier jedoch erst ab  $50\text{ Hz}$  detektiert werden. Im Regelfall wird diese Abschätzung also eine zu große Anzahl von Wirbelpaarungen liefern.

Die Begrenzung der Scherschicht in Strömungsrichtung durch die Länge der Ablöseblase legt nahe, daß die Stufen-Mode mit der Wiederanlegelänge skaliert. Bildet man die Strouhal-Zahl mit der Wiederanlegelänge und den kleinsten Frequenzen, bei denen eine Strukturbildung durch Aufrollung oder Paarung stattfindet (z.B.  $f = 20, 25, 30$  und  $35\text{ Hz}$ ), dann betragen typische Werte

$$St_{\bar{x}_R} = \frac{f \bar{x}_R}{U_0} \approx 0,9 \dots 1,5. \quad (6.2)$$

Ist die kleinste Frequenz nicht bekannt, so kann sie aus  $f = f_a / 2^{m-1}$  abgeschätzt werden. Hierbei ist  $m$  das ganzzahlige Ergebnis aus Gl. (6.1). Diese Strouhal-Zahl läßt sich mit  $f \approx U_0 / (2\lambda)$  direkt in das o.g. Längenverhältnis von Wiederanlegelänge und Wellenlänge  $\lambda$  zurückführen:

$$St_{\bar{x}_R} = \frac{\bar{x}_R}{2\lambda} \geq 1. \quad (6.3)$$

Anschaulich bedeutet dies, daß es nur zur Wirbelbildung kommt, wenn die Wellenlänge mindestens zweimal in die Wiederanlegelänge paßt. Die größte Wellenlänge der Wirbelstrukturen, die in der Scherschicht der Ablöseblase entstehen kann, ist somit ungefähr halb so groß wie die Blasenlänge.

Auch aus Hasans (1992a) Daten lassen sich Strouhal-Zahlen berechnen. Leider wurde die Anfachung der 1. subharmonischen Welle in Hauptströmungsrichtung nicht gemessen. Daher können nur die Frequenzen herangezogen werden, bei denen nach Gl.(6.1) keine Paarungen auftreten können. Verwendet man die Daten aus Hasans 9. und 13. Abbildung, dann ergeben sich Strouhal-Zahlen in einem Bereich von

$$St_{\bar{x}_R} = 1,0 \dots 1,4.$$

Genauso kann aus der Arbeit von Chun & Sung (1996), die eine spektrale Entwicklung einer Störung enthält (Figure 12a,b), die Stufenmode berechnet werden. Sie liegt bei

$$St_{\bar{x}_R} = 0,9.$$

---

<sup>4</sup> Genau genommen ist die Konvektionsgeschwindigkeit  $c$  keine Konstante, da es sich um eine abklingende Scherschicht handelt. Werden die Wellenlängen aus den Wirbelstärkenverteilungen von  $\omega_z$  ausgemessen, so ergeben sich Konvektionsgeschwindigkeiten  $c = f\lambda$ , die in der Umgebung von  $c \approx 0,48 u_{\max}$  liegen. Die o.g. Näherung ist aufgrund der schwachen Verzögerung gerechtfertigt.

Der Vergleich mit der Literatur zeigt eine befriedigende Übereinstimmung mit den vorliegenden Messungen. Diese Strouhal-Zahl ist daher in der Lage, die kleinste in einer Stufenströmung auftretende Frequenz, bei der noch eine Strukturbildung durch Wirbelpaarung oder direkte Aufrollung entstehen kann, zu beschreiben. Später wird bei der Betrachtung der kohärenten Energie gezeigt (s. **Abschnitt 6.3.3**), daß es sich hier um die energiedominanten Moden der Strömung handelt. Die Anregung mit der Stufenmode ( $St_{x_R} = 0,9 \dots 1,5$ ) führt aber nicht unbedingt zur größten Verkürzung der Ablöseblase, wie in **Abbildung 6.7** zu sehen ist.

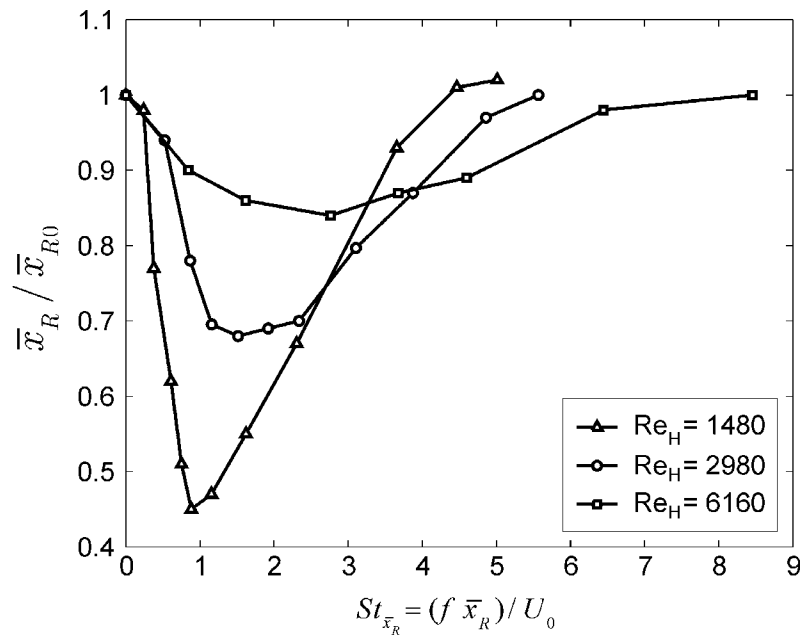


Abbildung 6.7: Wiederanlegelänge  $\bar{x}_R / H$  als Funktion der Strouhal-Zahl  $St_{x_R}$

Die größte Reduktion der Länge der Ablöseblase wird vielmehr durch die Wirbelstrukturen erreicht, die in der Nähe der Abströmkante die größten Sättigungsamplituden erreichen (s. **Abschnitt 6.3.3**).

### 6.1.5 Strömungssichtbarmachungen

Anschaulicher als spektrale Betrachtungen sind Strömungssichtbarmachungen, da sie einen Eindruck über die Wirbeldynamik des momentanen Strömungsfeldes geben. Jedoch ist auch Vorsicht bei der Interpretation der Rauchsichtbarmachungen<sup>5</sup> geboten, da die Streichlinien durch ihre Vorgeschichte geprägt werden (Hama 1963). Die Querwirbelstrukturen wurden in der Seitenansicht mit Hilfe der in **Kapitel 2.6** beschriebenen Rauchdrahttechnik visualisiert. Zur räumlichen Orientierung wurde bei allen Strömungssichtbarmachungen die mittlere Wiederanlegelänge eingetragen. Alle Rauchsichtbarmachungen wurden bei einer Reynolds-Zahl von  $Re_H = 2980$  durchgeführt.

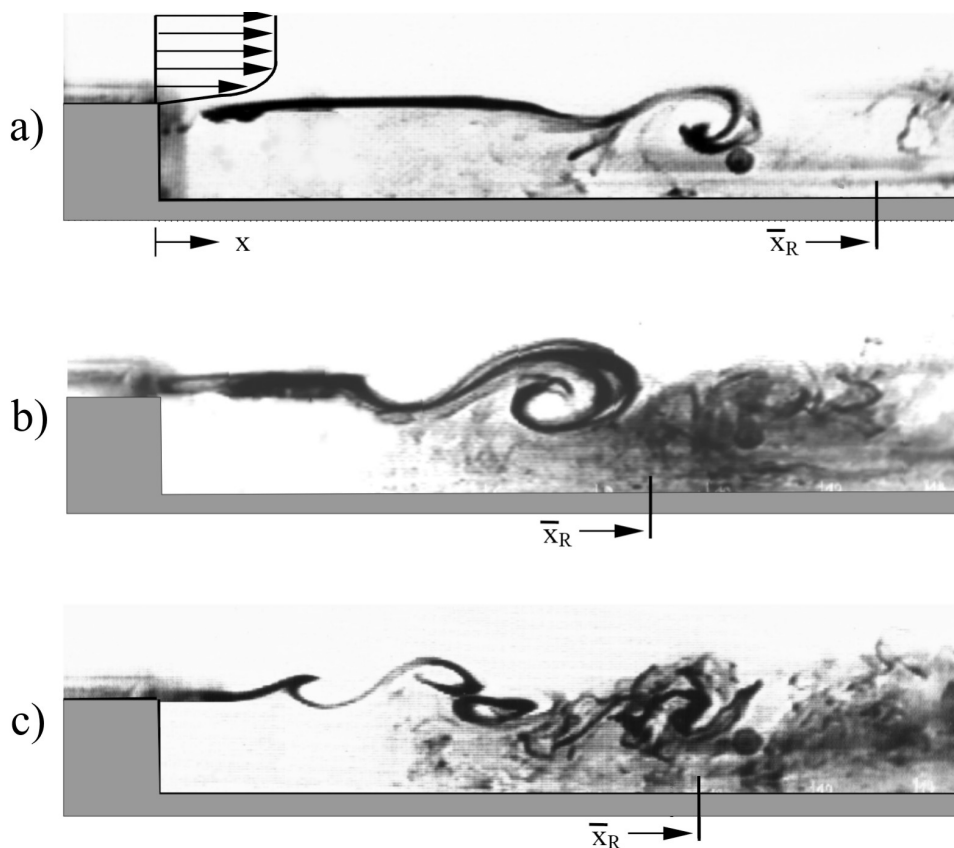


Abbildung 6.8: Rauchsichtbarmachungen bei  $Re_H = 2980$ : a) unbeeinflusste Strömung, b) 30 Hz Anregung, c) 70 Hz Anregung

<sup>5</sup> Rauchstrukturen müssen nicht unbedingt mit Wirbelstärke korreliert sein (Cimbala et al. 1988). Die Ursache liegt darin, daß die Wirbelstärkediffusion wesentlich schneller abläuft als die Teilchendiffusion des Rauchs. Das bedeutet, daß der Rauch auch weit stromab der Einleitung noch Rotation markiert, wenn die Wirbelstrukturen aufgrund der Zähigkeit oder der turbulenten Diffusion längst abgeklungen sind. Bei der hier betrachteten Stufenströmung zeigen die Rauchsichtbarmachungen bis ungefähr zur mittleren Wiederanlegelänge eine gute Korrelation mit den Wirbelstärkeverteilungen der PIV-Messungen. Allerdings kann aus der Intensität der Rauchstrukturen nicht auf die Intensität der Wirbelstärke geschlossen werden.

In **Abbildung 6.8a** sind die Streichlinien der unbeeinflussten Stufenströmung dargestellt. Die Scherschicht bleibt bis zu einer Distanz von ca.  $3 H$  laminar, beginnt dann mäanderförmig zu pendeln und rollt sich, kurz vor der Wiederanlegelinie, zu einer diskreten Wirbelstruktur auf. Ohne Anregung formieren sich die Querwirbelstrukturen relativ ungleichmäßig, d.h. die Aufrollung erfolgt, je nach vorliegendem natürlichem Störspektrum, eher zufällig in Ort und Zeit. Die lange Ausdehnung des laminaren Wirbelfilaments bringt außerdem zum Ausdruck, daß der Pegel des natürlichen Störspektrums der Außenströmung im verstärkten Frequenzbereich der Strömung sehr klein ist.

**Abbildung 6.8b** gibt die Wirbelentwicklung der mit  $30 \text{ Hz}$  angeregten Strömung wieder. Die zweidimensionale Anregung synchronisiert die Wirbelausbildung mit der Anregungsfrequenz und verschiebt gleichzeitig die Position der Wirbelaufrollung stromauf zur Stufenkante. Dem Aufrollprozeß folgt der Zusammenbruch der zweidimensionalen Wirbelstruktur. Der Vergleich der Wellenlänge mit der mittleren Wiederanlegelänge veranschaulicht, daß bei dieser Anregungsfrequenz keine Wirbelpaarung auf dem Gebiet der Ablöseblase möglich ist.

Bei der Anregung mit  $70 \text{ Hz}$  hingegen (**Abb. 6.8c**) ist deutlich eine Wirbelpaarung zu erkennen. Sie zeigt nach der Aufrollung ein Verschmelzen der primären Strukturen zu einem größeren Querwirbel, der anschließend zerfällt. Die hier durch Anregung erzeugten kohärenten Strukturen haben eine sehr große Ähnlichkeit mit den Strukturen, die Freymuth (1966) bei einer beeinflussten, laminaren freien Scherschicht beobachtete.

Die Beobachtungen lassen sich zu folgenden Aussagen zusammenfassen:

- Die zweidimensionale Anregung verschiebt die Ablauffolge der Wirbelentwicklung (Transitionsprozeß), die aus Wirbelaufrollung, evtl. Wirbelpaarung und dem turbulenten Aufbrechen der Wirbelstrukturen besteht, in Richtung der Abströmkante.
- Je kleiner die Anregungsfrequenzen sind, umso größer werden die Wellenlängen und desto größer sind die ausgebildeten zweidimensionalen Wirbelstrukturen.
- Wirbelpaarungen wurden bei den Strömungssichtbarmachungen nur dann beobachtet, wenn die Wellenlänge wesentlich kleiner war ( $\lambda/\bar{x}_{Ro} < 0,43$ ) als die mittlere Wiederanlegelänge. Das ist konsistent mit den spektralen Betrachtungen der Wirbeldynamik und ist ein weiteres Indiz für die Existenz einer Stufenmode.
- Im Wiederanlegebereich zeichnet sich die Auflösung der zweidimensionalen kohärenten Strukturen ab, die auch in der Abnahme der Wirbelstärke (s. **Abb. 6.9**) zu beobachten ist.

### 6.1.6 Wirbeldynamik im Wiederanlegebereich

Ausgangspunkt für viele Spekulationen über die Wirbeldynamik im Wiederanlegebereich war und ist die rapide Abnahme der integralen Korrelationslängen im diesem Gebiet, die sich bei den Reynoldsspannungen durch einen dramatischen Abfall äußert (z.B. Eaton & Johnston 1880, Driver & Seegmiller 1985, Pronchick & Kline 1983, s. a. **Abschnitt** 7.3). In diesem Abschnitt soll die Wirbeldynamik im Wiederanlegegebiet anhand von Wirbelstärkeverteilungen diskutiert werden, die aussagekräftiger und mit weniger Unsicherheiten behaftet sind als Rauchsichtbarmachungen.

Ausgangspunkt für viele Modelle über das Verhalten der Wirbelstrukturen im Gebiet der Wiederanlegung war eine Hypothese von Bradshaw & Wong (1972). Sie geht von einem Scherschicht-Splitting im Wiederanlegebereich aus, bei dem die kohärenten Querwirbelstrukturen in zwei kleinere zerfallen. Dies wird durch die Untersuchung von Hasan (1992a) gestützt, der bei Rauchvisualisierungen ein Scherschicht-Splitting beobachtete. Inzwischen gibt es auch gegenteilige Meinungen (z.B. Eaton & Jonston 1981). Pronchick & Kline (1983) meinen, daß die kohärenten Wirbelstrukturen der Scherschicht unterschiedlichen Bahnen folgen: Zum einen Wirbel, die weit von der Wand entfernt die Wiederanlegung überqueren und keine Wandinteraktionen aufweisen und zum anderen Wirbel, die auf die Wand auftreffen und dabei in kleinskalige Turbulenz zerfallen.

Eine dritte Deutung vertritt McGuinness (1978), daß nämlich die im Wiederanlegebereich auf die Wand treffenden Wirbelstrukturen nicht zerfallen, sondern alternierend in die Blase oder stromab konvektiert werden. Die beiden letzten Hypothesen würden die Behauptung von Bandyopadhyay (1991) und Hasan (1992b) stützen, daß sich auch stromab des Wiederanlegebereichs großskalige Scherschichtstrukturen im Außenbereich der Wandgrenzschicht identifizieren lassen, die noch lange ihre Identität behalten.

Daß die Beobachtungen inkonsistent sind, liegt meines Erachtens hauptsächlich am betrachteten Indikator - der Rauchintensität. Wie bereits zuvor besprochen sind Rauchinterpretationen fehleranfällig, da der Rauch noch Strukturen zeigen kann, wenn die Wirbelstärke schon abgeklungen ist. Zusätzlich ist bei turbulenten Strömungen eine Interpretation von Rauchsichtbarmachungen schwierig. Objektive Größen (objektive Tensoren), wie z.B. die Wirbelstärke oder die kohärente Energie, ermöglichen eine quantitative Beschreibung, die vom verwendeten Bezugssystem unabhängig ist.

In **Abbildung** 6.9 zeigt typische, aus 50 POD-Moden (s. Abschnitt 6.5) rekonstruierte, momentane Wirbelstärkeverteilungen  $\omega_z = \partial v / \partial x - \partial u / \partial y$  für einen angeregten Fall ( $f = 35\text{Hz}$ ,  $A = 4\%$ ), die aus PIV-Messungen gewonnen wurden.



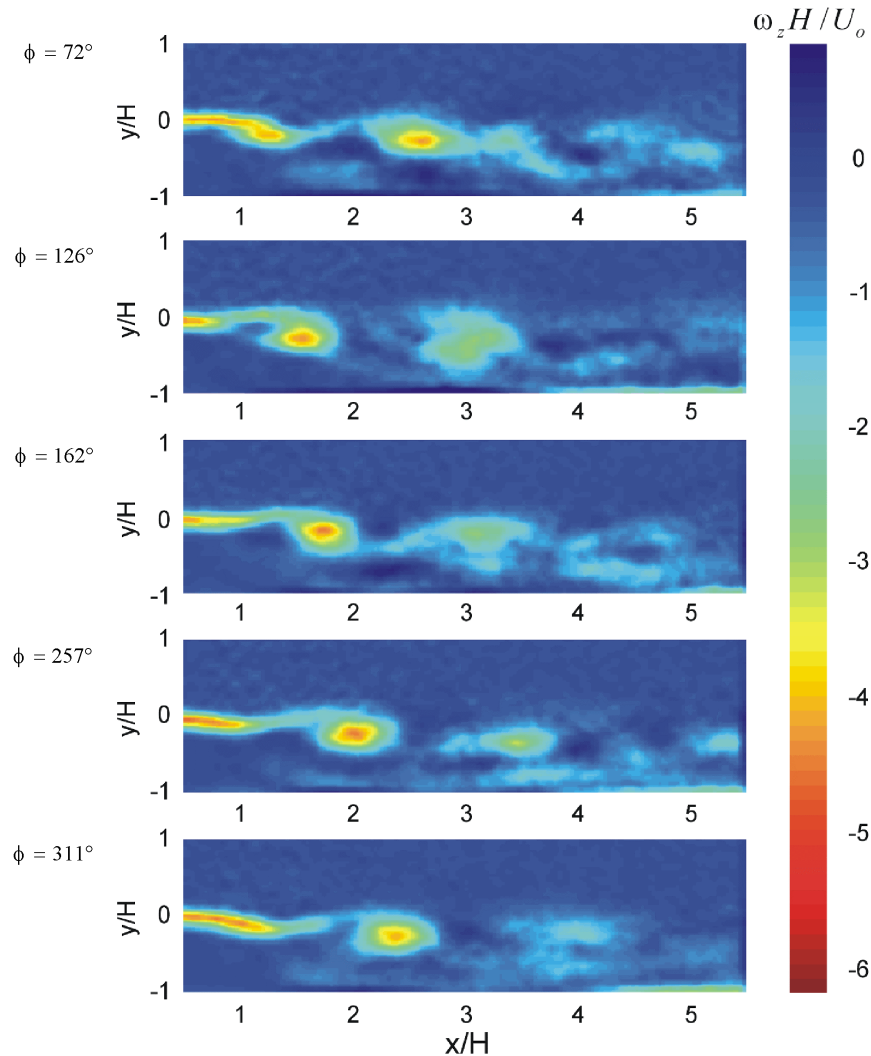


Abbildung 6.9: Momentane Wirbelstärkeverteilungen (POD-rekonstruiert) eines angeregten Falls ( $f = 35 \text{ Hz}$ ,  $A = 4\%$ ) für verschiedene Anregungsphasen  $\phi$  einer fundamentalen Periode

Sie zeigen die räumliche Entwicklung der angeregten kohärenten Strukturen in einem Bereich von  $0 < x/H \leq 5,5$  für verschiedene Phasenwinkel. Die Filterung mit Hilfe der POD-Rekonstruktion wurde durchgeführt, um die kleinskalige Bewegung von den kohärenten Strukturen zu trennen. Um die Wirbelstärkeverteilungen nicht zu stark zu filtern, wurden bei der Rekonstruktion wesentlich mehr Moden (50 statt 3) berücksichtigt, als für die Abbildung der Querstrukturen notwendig wären (s. **Abschnitt 6.5**).

Die mittlere Wiederanlegelinie dieser angeregten Strömungskonfiguration befindet sich bei  $\bar{x}_R/H = 4,4$ . Sämtliche Wirbelstärkeverteilungen zeigen deutlich die Wirbelaufrollung im Anfangsbereich der Scherschicht, die bei ca.  $x/H = 1,6$  (s. **Abb. 6.3**) abgeschlossen ist. Diese Beobachtung ist konsistent mit den Rauchsichtbarmachungen. Die diskreten Wirbelstrukturen besitzen bis ca.  $x/H = 2,5$  nahezu die gleiche maximale Wirbelstärkeintensität wie die ablösende Grenzschicht. Doch weiter stromab zeigen die kohärenten Strukturen Auflösungserscheinungen, die an der

Abnahme der Intensität bei nahezu gleicher Ausdehnung zu erkennen sind. Bereits stromauf der mittleren Wiederanlegelinie existiert praktisch keine signifikante, großräumig korrelierte, zweidimensionale Wirbelstärke mehr; die durch Anregung erzeugten kohärenten Strukturen haben sich aufgelöst. In der vorliegenden Untersuchung konnte weder ein Auftreffen der Wirbel auf die Wand noch ein Zurückspülen von Strukturen in die Ablöseblase beobachtet werden. Nur bei Anregungen mit Wirbelpaarungen wurde in seltenen Fällen während des Paarungszyklus eine Struktur in Wandnähe registriert.

Gegenüber anderen experimentellen Arbeiten beweist die vorliegende Untersuchung, daß die durch Anregung erzeugten zweidimensionalen Wirbelstrukturen ihre Identität bereits stromauf des mittleren Wiederanlegegebietes verloren haben. Dieser Zusammenbruch der großen kohärenten Strukturen spiegelt sich auch in anderen Größen, wie z.B. der mittleren Turbulenzproduktion (**Abschnitt 9.2**) und der kohärenten Energie (**Abschnitt 6.3.3**) wider. Auch die Gesamtfeldanalyse mit der POD zeigt die Auflösung der angeregten Querwirbelstrukturen (**Abschnitt 6.5**).

## 6.2 Multifrequente Anregungen

Experimentelle und analytische Untersuchungen an freien ebenen Scherschichten (z.B. Monkewitz 1988, Paschereit 1992, Husain & Hussain 1995, König 1997, u.a.) haben gezeigt, daß bei gleichzeitiger Anregung von fundamentaler und subharmonischer Frequenz die Wirbelinteraktionen bzw. die Wirbelpaarung in Abhängigkeit vom ausgewählten Frequenzpaar, der Phasenbeziehung und dem Amplitudenverhältnis zwischen den Instabilitätswellen entscheidend manipuliert werden können. So konnte bei bestimmten Phasenbeziehungen die Wachstumsrate der subharmonischen Welle maximiert werden, was zur Verschmelzung von Wirbelstrukturen bzw. zur Förderung der Wirbelpaarung führte (Husain & Hussain 1995). Die Maximierung der subharmonischen Sättigungsamplitude durch geeignete Parameterwahl wird auch als subharmonische Resonanz<sup>1</sup> bezeichnet. Bei anderen Phasendifferenzen hingegen wurde das Wachstum der Subharmonischen unterdrückt und führte zum periodischen Zerreißen der Wirbelstrukturen (Moore & Saffman 1975) oder zur Unterdrückung der Verschmelzung (Monkewitz 1988). Während sich der Kontrollbereich der monofrequenten Anregung auf die Region der Wirbelaufrollung beschränkt, bietet die multifrequente Anregung die Möglichkeit, den Einflußbereich auf die Wirbelpaarungsregion zu erweitern. Die Erzeugung einer subharmonischen Resonanz sollte zu einer weiteren Verkürzung der Ablöseblase führen. Bhattacharjee et al. (1986) vermuteten, daß die Länge der Ablöseblase im Wesentlichen durch den Wirbelpaarungsprozeß bestimmt wird.

Notwendige Bedingung für die subharmonische Resonanz ist, daß die interagierenden Instabilitätswellen die gleiche Phasengeschwindigkeit  $c_{ph}$  haben (z.B. Paschereit 1992). Das beinhaltet, daß die Wellenausbreitung nichtdispersiv verlaufen muß, d.h. die Phasengeschwindigkeiten der beteiligten Wellenzüge dürfen keine Funktion der Frequenz sein. Für Parallelströmungen mit kleinen Störungen liefern linearisierte Instabilitätsanalysen eine Grenz-Strouhal-Zahl oberhalb der eine nichtdispersive Wellenausbreitung ( $c_{ph} = const.$ ) möglich ist. Sie beträgt bei freien Scherschichten etwa  $St_{\delta_2} = 0,016$  (Michalke 1965). Für axialsymmetrische Stufen liegt sie je nach Wandabstand des Profilwendepunktes und Stärke der Rückströmung bei kleineren Werten (Michalke et al. 1995, Dovgal et al. 1995). Für die vorliegende divergierende Stufenströmung gibt es jedoch keine Untersuchung, aus der auf die geeigneten Frequenzpaare geschlossen werden kann. Deshalb wurde die Kontrollgröße der Beeinflussung, die Wiederanlegelänge, als Indikator für eine subharmonische Resonanz verwendet, da sich große Anfachungsraten in Verbindung mit hohen Sättigungsamplituden unmittelbar in einer Verkürzung der Ablöseblase widerspiegeln müssen (vgl. **Abschnitt 6.1.3**).

---

<sup>1</sup> In der Schwingungslehre wird der Terminus subharmonische Resonanz in einem leicht abgewandeltem Sinn verwendet. Hier spricht man von subharmonischer Resonanz, wenn die Antwort des Schwingers auf eine Erregerfrequenz subharmonische Schwingungen der Erregerfrequenz enthält (Hütte 1995).

### 6.2.1 Einfluß der Phasendifferenz auf die Wiederanlegelänge

Die Auswirkungen der Mehrfrequenzanregung mit fundamentaler und subharmonischer Frequenz auf die Wiederanlegelänge in Abhängigkeit vom Phasenwinkel wurden bei einer Reynolds-Zahl von  $Re_H = 2980$  untersucht. Das Anregungssignal setzt sich bei dieser Manipulation additiv aus zwei Sinusschwingungen zusammen, die einen anfänglichen Phasenversatz von  $\Delta\varphi$  haben

$$\text{Signal} = A_{\text{fun}} \sin(2\pi ft) + A_{\text{sub}} \sin(2\pi f/2 t + \Delta\varphi) \quad \text{mit} \quad 0^\circ \leq \Delta\varphi \leq 180^\circ.$$

Die Frequenzpaare  $\{f_{\text{fun}}, f_{\text{sub}}\} = \{20;10\}$ ,  $\{50;25\}$ ,  $\{70;35\}$  und  $\{90;45\}$  Hz für die Anregung waren so gewählt, daß sie äquidistant den Instabilitätsbereich der Scherschicht erfaßten. Die gesamte Anregungsamplitude betrug wie bei der monofrequenten Anregung  $A = 4\%$ , wobei das Amplitudenverhältnis von der Fundamentalen zur Subharmonischen unabhängig vom Phasenversatz einen Wert von  $A_{\text{sub}} / A_{\text{fun}} = 0,05$  hatte. Bezogen auf die maximale Abströmgeschwindigkeit entspricht dies einer subharmonischen Amplitude von 0,2%. Große subharmonische Amplituden sind hier nicht erforderlich, da es sich um einen Resonanzeffekt handelt. Die Wiederanlegelänge als Funktion der Phasendifferenz mit dem Frequenzpaar als Parameter ist in **Abbildung 6.10** dargestellt.  $\bar{x}_R / H$

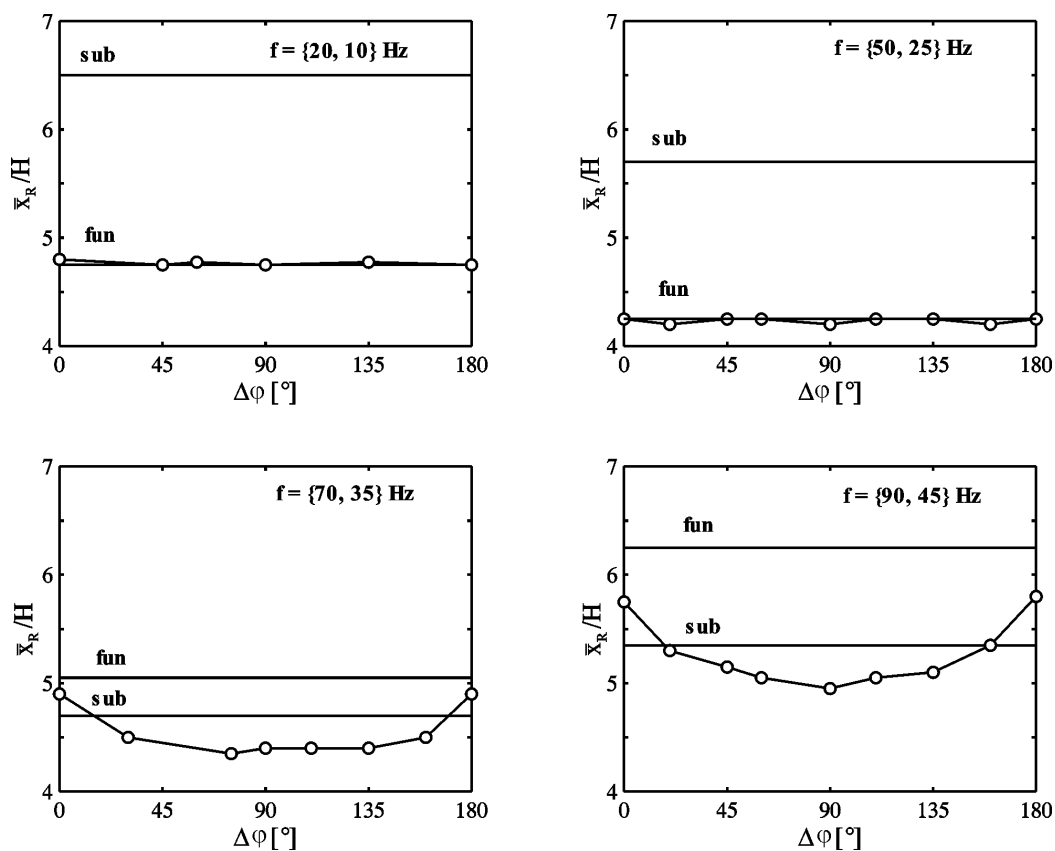


Abbildung 6.10: Wiederanlegelänge als Funktion der anfänglichen Phasendifferenz  $\Delta\varphi$  mit dem Frequenzpaar als Parameter.

Die Geraden in den Diagrammen stellen die Wiederanlegelängen dar, die sich bei der monofrequenten Anregung mit der jeweiligen subharmonischen oder fundamentalen Frequenz ergeben ( $A_{fun} = 3,995\%$ ,  $A_{sub} = 0,2\%$ ). Unabhängig vom Phasenwinkel und den untersuchten Frequenzpaaren führt die simultane Anregung mit subharmonischer und fundamentaler Frequenz gegenüber der monofrequenten Anregung mit der fundamentalen Frequenz zu keiner kleineren Verkürzung der Ablöseblase. Jedoch kommt es auch bei den Frequenzpaaren  $\{20;10\}$  und  $\{50;25\}$  Hz zu keiner zusätzlichen Reduktion. Für die Frequenzkombination  $\{20;10\}$  Hz war dies zu erwarten, da die Lauflänge der Scherschicht zu kurz ist, um eine Paarung zu ermöglichen (vgl. **Abschnitt 6.14**). Dagegen war für  $\{50;25\}$  Hz eine Änderung der Wiederanlegelänge zu vermuten, da es schon bei der monofrequenten Beeinflussung mit  $f = 50\text{Hz}$  zur Wirbelpaarung kam. Eine Hypothese für die gleichbleibende Wiederanlegelänge bei dieser Anregung könnte sein, daß sich der Paarungsprozeß durch Rückkopplung selbst intensiviert. Bei freien Mischungsschichten vermuten Husain & Hussain (1995) einen ähnlichen Rückkopplungsmechanismus. Das Modell nimmt an, daß die Wirbelpaarungen, die durch Störungen in der Umgebung hervorgerufen werden, eine subharmonische Komponente an der Abströmkante induzieren, die weiter stromab angefacht werden kann, wenn ein günstiger Phasenversatz zwischen der fundamentalen und der subharmonischen Welle vorliegt. **Abschnitt 6.1.3** hat bereits gezeigt, daß auch bei monofrequenter Anregung sehr regelmäßige Wirbelverschmelzungen auftreten. Speziell bei Manipulation mit  $f = 50\text{Hz}$  war die Amalgamation bereits sehr früh abgeschlossen ( $\hat{x}_{sub} / \lambda_{fun} = 2,5$ ), was für einen sehr intensiven Paarungsprozeß spricht.

Bei den Manipulationen mit den Frequenzpaaren  $\{70;35\}$  Hz und  $\{90;45\}$  Hz ist eine Variation der Wiederanlegelänge mit dem Phasenwinkel zu erkennen. Hier bewirkt die bimodale Anregung eine zusätzliche Verringerung der Blasenlänge über einen breiten Bereich des Phasenversatzes. Die kürzeste Ablöseblase erzielt die Frequenzkombination  $\{70;35\}$  Hz bei einem anfänglichen Phasenwinkel von  $75^\circ$ . Gegenüber der monofrequenten Anregung mit 70 Hz kann die Blasenlänge um weitere 8% verkürzt werden. Ähnliche Effekte erzielt man auch bei der doppelt so hohen Stufe ( $Re_H = 6160$ ), aber konstant gehaltenem  $Re_{\delta_2} \approx 82$ . Hier führt die gleiche bimodale Beeinflussung zu einer weiteren Verminderung der Wiederanlegelänge um ca. 9%.

Die Hinzunahme einer 2. subharmonischen Frequenz ( $f/4$  mit  $A_{2,sub} = 0,2\%$ ) bewirkte bei den resonanzoptimierten Frequenzkombinationen von  $\{70; 35 \& 17,5\}$  Hz und  $\{90; 45 \& 22,5\}$  Hz mit  $\Delta\varphi_1 = 75^\circ$  und  $\Delta\varphi_1 = 90^\circ$ , unabhängig von der Wahl der 2. Phasendifferenz  $\Delta\varphi_2$  und der Stufenhöhe ( $Re_H = 2980$  und  $6160$ ), keine weitere Verkürzung der Blasenlänge, auch wenn eine leichte Anfachtung der 2. Subharmonischen zu beobachten war (s. **Abb. 6.13**)

Insgesamt erreicht die bimodale Anregung keine kürzeren Ablöseblasen als die effektivste monofrequente (vgl. **Abb. 6**). Wird bei den Frequenzkombinationen ( $\{70;35\}$  Hz,  $\{90;45\}$  Hz) die gesamte Energie in die subharmonische Frequenz eingebracht, so erzielen diese monofrequenten Beeinflussungen nahezu die gleichen

Wiederanlegelängen wie die resonanzoptimierten bimodalen Manipulationen (vgl. **Abb. 6**). Das zeigt für diese Fälle, daß es für die mittlere Länge der Ablöseblase unwichtig ist, ob die Strukturbildung über eine Wirbelpaarung erfolgt oder über eine direkte Aufrollung. Eine große Verkürzung der Blasenlänge muß daher nicht, wie von Bhattacharjee et al. (1986) vermutet wurde, Folge einer Wirbelpaarung sein. Das heißt jedoch nicht, daß es bei Konfigurationen mit Wirbelpaarung grundsätzlich günstiger ist, mit der Paarungsfrequenz anzuregen, wie der Fall  $\{50;25\} Hz$  demonstriert. Die monofrequente Beeinflussung mit der 1. Subharmonischen ( $f = 25 Hz$ ) liefert hier eine geringere Reduktion der Wiederanlegelänge als die Manipulation mit der fundamentalen (vgl. **Abb. 6**). **Abschnitt 6.3.3** zeigt, daß die direkte Anregung mit der Wirbelpaarungsfrequenz nur dann günstiger ist, wenn der Energieinhalt der subharmonischen Struktur in Nähe der Abströmkante wesentlich größer ist, als der der fundamentalen Struktur.

### 6.2.2 Anfachung der Störungen in Hauptströmungsrichtung

In **Abbildung 6.11** und **6.12** sind die Amplitudenentwicklungen der fundamentalen und subharmonischen Wellen für eine multifrequente Anregung mit  $\{70,35\} Hz$ ,  $A_{sub} / A_{fun} = 0,05$  und  $A = 4\%$  für verschiedene anfängliche Phasendifferenzen in Hauptströmungsrichtung bei  $Re_H = 2980$  dargestellt. Die Störungsamplituden wurden am Scherschichtrand längs der Ortskurve  $y / \delta_{99}(0) = 0,75$  aufgenommen.

Die Anfachung der fundamentalen Wellen zeigt bis zur Sättigung nahezu keine Abhängigkeit vom Phasenversatz. Die Wirbelaufrollung wird daher durch die multifrequente Anregung nicht beeinflusst. Das korrespondiert mit Untersuchungen an freien Scherschichten (Ho & Huerre 1984). Sie erhöht bei Resonanz den Energietransfer von der mittleren Strömung zur Subharmonischen, ohne selbst davon beeinflusst zu werden (Paschereit et al. 1995). Beim Wachstum der 1. subharmonischen Welle ist eine starke Abhängigkeit vom anfänglichen Phasenversatz zu beobachten. Für einen großen Phasenbereich  $25^\circ \leq \Delta\varphi \leq 100^\circ$  zeigen die Amplituden der subharmonischen Wellen eine sehr starke Anfachung. Hierbei ist die Sättigungsamplitude umso so höher, je größer die Anfachungsrate ist. In diesem Bereich liegt Resonanz vor. Die Maximierung der Sättigungsamplitude verschiebt gleichzeitig den Ort der Sättigung stromauf zur Abströmkante, d.h. für diese Phasendifferenzen ist die Wirbelpaarung bereits nach einer Distanz von  $\hat{x}_{sub} / H = 2,25 \dots 2,6$  bzw.  $\hat{x}_{sub} / \lambda_{fun} = 2,9 \dots 3,2$  abgeschlossen. Die Anregung, die zur größten Sättigungsamplitude ( $\Delta\varphi = 75^\circ$ ) führt, erzielt zugleich die größte Verkürzung der Wiederanlegelänge. Die kleinsten Anfachungen, die bei dieser Manipulation auftreten, liegen in einem schmalbandigen Bereich von  $170$  bis  $180^\circ$  (vgl. **Abb. 6.13**). Eine Unterdrückung der Wirbelverschmelzung kann daher nicht beobachtet werden, da selbst für diesen Fall die Sättigungsamplitude der Subharmonischen größer ist als die der fundamentalen Welle. Hier zeigt die Stufenströmung einen klaren Unterschied zur freien Scherschicht, bei der die Verschmelzung von Wirbelstrukturen durch einen geeigneten Phasenversatz verhindert werden kann (z.B. König 1997). Wie bereits im

**Abschnitt 6.1.3** besprochen, wirken die Geometrie und der Störpegel im Wiederanlegebereich förderlich für Wirbelverschmelzungen. Daher wird vermutlich bei einer angeregten Strömung immer Paarung auftreten, wenn die Lauflänge der Scherschicht dies zuläßt.

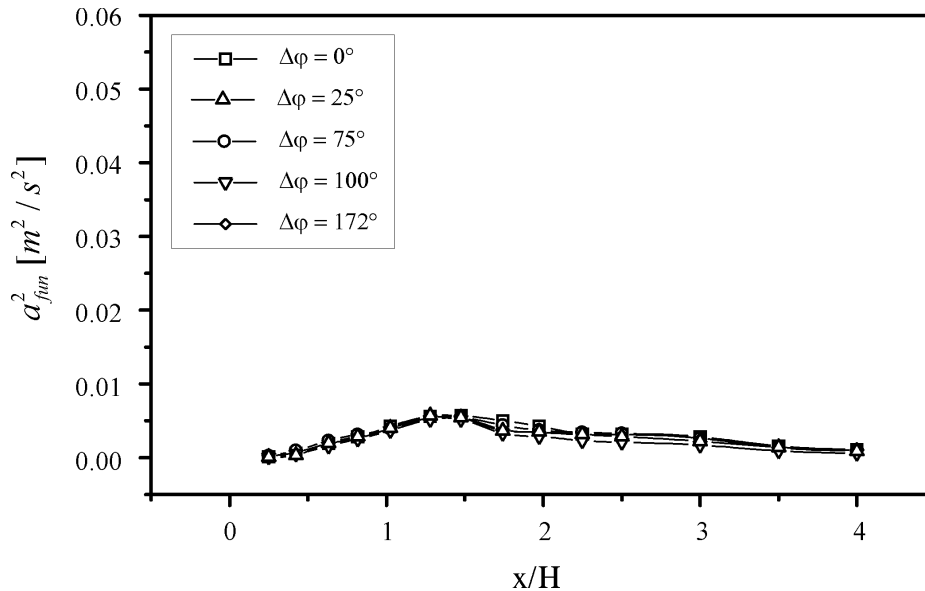


Abbildung 6.11: Anfachung der 1. fundamentalen Welle für die multifrequente Anregung mit  $f = 70$  und  $35 \text{ Hz}$  bei verschiedenen anfänglichen Phasendifferenzen  $\Delta\varphi$ .

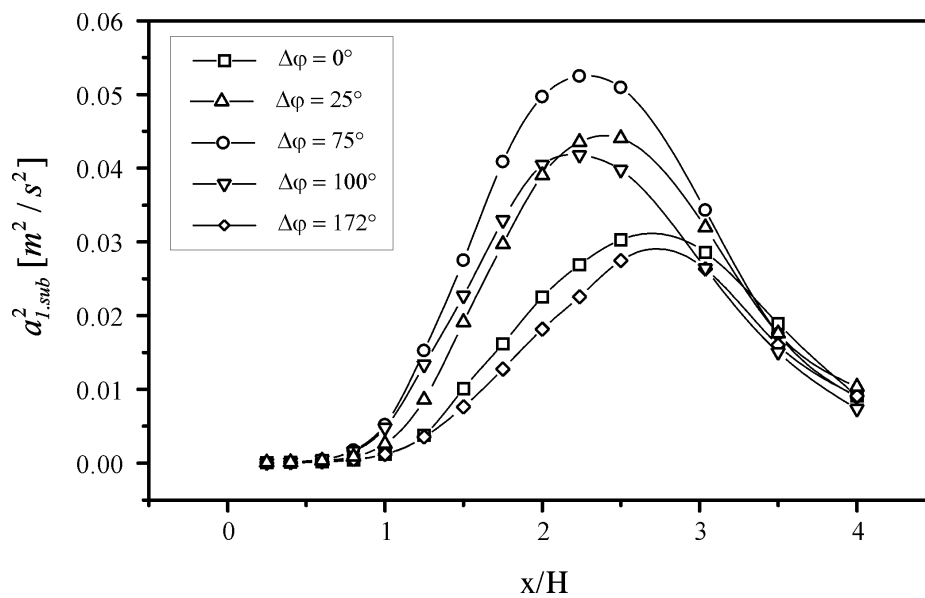


Abbildung 6.12: Anfachung der 1. subharmonischen Welle für die multifrequente Anregung mit  $f = 70$  und  $35 \text{ Hz}$  bei verschiedenen anfänglichen Phasendifferenzen  $\Delta\varphi$ .

Bei der doppelt so großen Stufenhöhe ( $Re_H = 6160$ ), aber konstant gehaltenem Abströmzustand der Grenzschicht ( $Re_{\delta_2} \approx 82$ ) zeigen die subharmonischen Wellen ein ähnliches Resonanzverhalten. Im Unterschied zum letzten Fall sind hier die Wellenamplituden nicht in Hauptströmungsrichtung aufgenommen worden, sondern wurden an einer festen Position gemessen. Angeregt wurde mit drei Frequenzen ( $f = 70; 35$  und  $17,5 \text{ Hz}$ ) bei einer Amplitude von 4%. Die Messung erfolgte mit einem Hitzdraht (Durchmesser  $5 \mu\text{m}$ ) an der oberen Scherschichtgrenze.

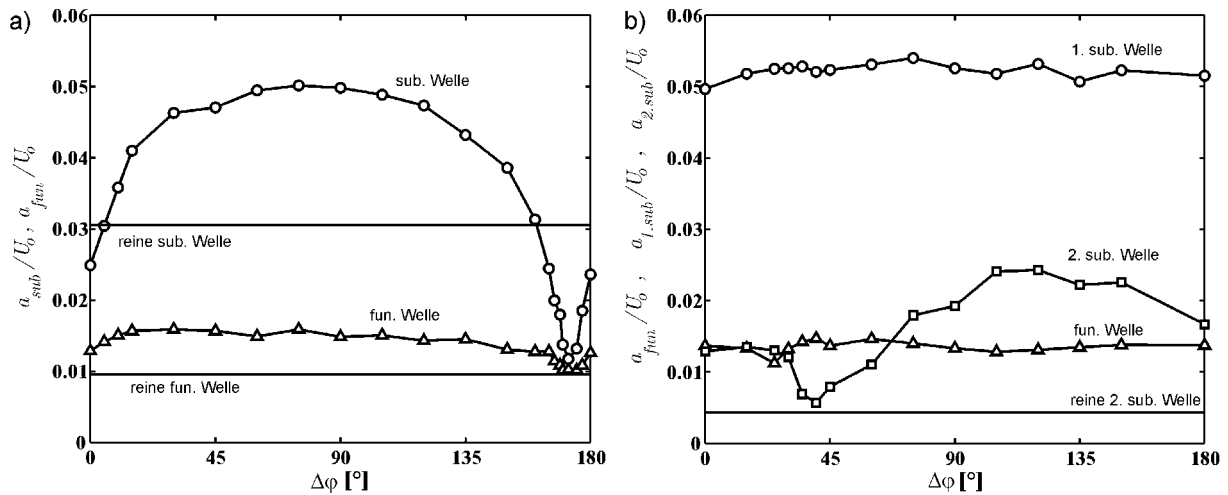


Abbildung 6.13: Wellenamplituden am Scherschichttrand bei multifrequenter Anregung ( $f = 70; 35$  &  $17,5 \text{ Hz}$ ) für verschiedene Phasendifferenzen an den Positionen: a)  $(x/H, y/H) = (0,25; 1)$  und b)  $(x/H, y/H) = (0,25; 1,25)$ ; gerade Linien: Amplitude der Einfrequenz-Anregung mit der jeweiligen Subharmonischen oder Fundamentalen.

**Abbildung 6.13a** zeigt bei der Dreifrequenz-Anregung eine starke Anfachung der 1. Subharmonischen über einen breiten Bereich der Phasendifferenz zwischen  $30^\circ$  und  $125^\circ$  und eine starke Dämpfung bei  $175^\circ$ . Hierbei ist das subharmonische Wachstum größer, als bei der zugehörigen Einfrequenz-Anregung mit der subharmonischen Frequenz (gerade Linie). Auch das Amplitudenwachstum der 2. subharmonischen Welle ließ sich noch beeinflussen (s. **Abb. 6.13b**). Im Resonanzfall der 1. Subharmonischen ( $\Delta\varphi_1 = 75^\circ$ ) erreicht die 2. Subharmonische die größte Anfachung bei etwa  $\Delta\varphi_2 = 120^\circ$ , die jedoch nicht mehr so ausgeprägt ist wie bei der 1. Subharmonischen.

### 6.2.3 Phasengemittelte Wirbelstärkeverteilungen

Die Auswirkungen der multifrequenten Anregung ( $f = 70; 35$  und  $17,5 \text{ Hz}$ ) auf die Wirbelentwicklung bei subharmonischer Resonanz ( $\Delta\varphi_1 = 75^\circ$  und  $\Delta\varphi_2 = 120^\circ$ ) sind in **Abbildung 6.14** durch phasengemittelte Wirbelstärkeverteilungen  $\langle \omega_z \rangle = \langle \partial v / \partial x \rangle - \langle \partial u / \partial y \rangle$  wiedergegeben. Die aus PIV-Aufnahmen berechneten



Wirbelstärkeverteilungen sind räumlich dargestellt, wobei  $x$  und  $y$  die Koordinaten des geometrischen Raums verkörpern, während die 3. Achse den Phasenwinkel  $\phi$  bzw. die Zeit repräsentiert. Das heißt, die phasengemittelten Wirbelstärkeverteilungen sind in Reihenfolge der Phasenlage hintereinander angeordnet. Eine sorgfältig gewählte Iso-Oberfläche dieser Anordnung gibt dann einen Eindruck über das Raum-Zeitverhalten der Querstrukturen. Als Wirbelkontur wurden alle Werte berücksichtigt, die  $\langle \omega_z \rangle H/U_o \leq -1,8$  waren. Diese räumliche Darstellung hat den Vorteil, daß sie zeitliche Abläufe eines Prozesses in einem Bild vereinigt, d.h. es kann unmittelbar gesehen werden, mit welcher Frequenz sich die Wirbel aufrollen, ob es zur Wirbelverschmelzung kommt, wieviel Wirbel an der Verschmelzung beteiligt sind und wo die Vereinigungsbereich liegt.

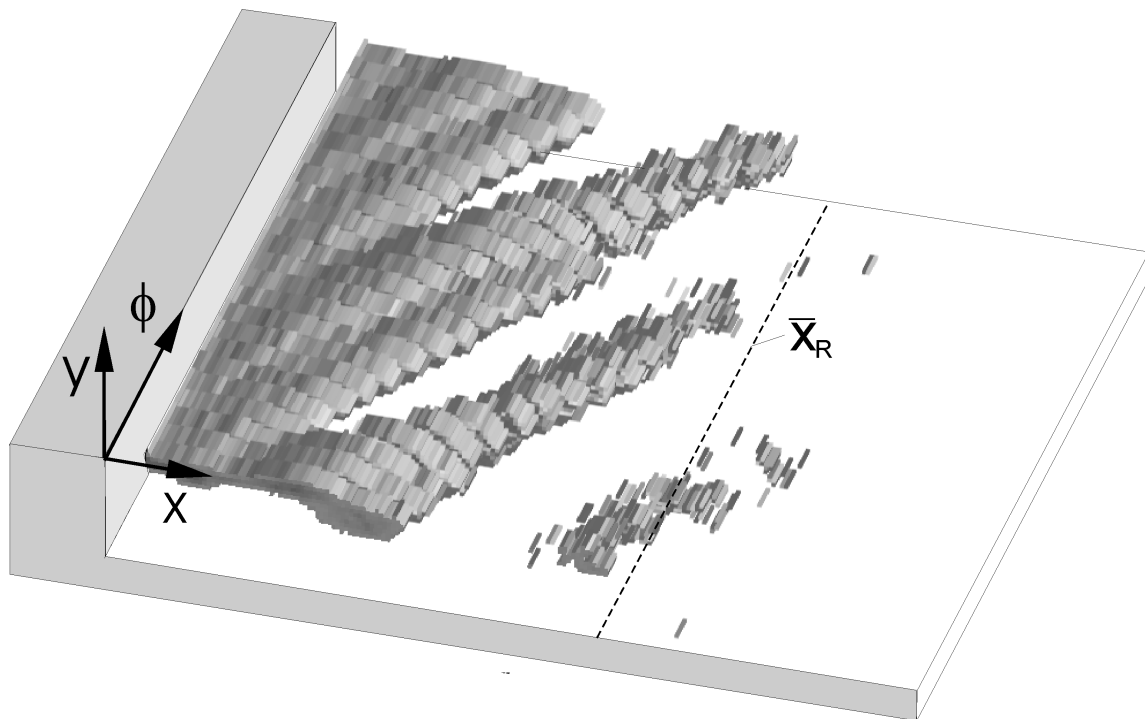


Abbildung 6.14: Phasengemittelte Wirbelstärkeverteilungen bei multifrequenter Anregung ( $f = 70; 35 \text{ \& } 17,5 \text{ Hz}$ , subharmonische Resonanz) für verschiedene Phasenwinkel  $\phi$ ; Beobachtungsintervall: 2. Subharmonische Periode.

Ausgehend von der Abströmkante der Stufe (Ursprung des Koordinatensystems) zeigen die 4 in einer Periode der 2. Subharmonischen entstehenden Wirbel eine Aufrollung mit der Fundamentalfrequenz der Anregung. Weiter stromab vereinigen sich jeweils 2 Querwirbelstrukturen zu einer größeren. Wirbelpaarung ist hier klar sichtbar und führt zu einer Frequenzhalbierung, der ersten subharmonischen Frequenz, verbunden mit einer Verdoppelung der Kelvin-Helmholtz-Wellenlänge. Gleichzeitig werden jedoch die Gebiete der kohärenten Wirbelstärke kleiner, bis sie

---

kurz vor der mittleren Wiederanlegung verschwinden. Eine zweite subharmonische Struktur ist nicht erkennbar, sie kann daher nur eine verschwindende Wirbelstärke besitzen. Diese Auflösung der zweidimensional korrelierten Wirbelstärke findet sich auch in den momentanen Wirbelstrukturen wieder und zeigt eindeutig den Zerfall der durch die Anregung erzeugten Wirbelstrukturen an. Dies ist kein Effekt einer langwelligen zeitlichen Phasenvariation, da sie für den Fall der subharmonischen Resonanz (phase locking) nur die Intensität reduziert, aber nicht zum vollständigen Verschwinden des kohärenten Anteilteils führt (vgl. **Abschnitt 6.3.1**). Der Zerfall der Wirbelstrukturen ist auch in den Verteilungen der kohärenten Energie- und der kohärenten Turbulenzproduktion zu beobachten (s. **Abschnitt 6.3.3** und 9).

### 6.3 Kohärente Energie

Mit der von Reynolds & Hussain (1972) (s. **Abschnitt 3.1**) eingeführten Tripel-Dekomposition kann das Strömungsfeld in einen Mittelwert, einen stochastischen und einen kohärenten Anteil zerlegt werden. Auf diese Weise läßt sich auch die Energie des Strömungsfeldes zerlegen. Unter der kohärenten Energie versteht man die periodischen Fluktuationsanteile der Wirbelaufrollung und der Wirbelpaarung. Sie repräsentiert die Schwankungsenergie, die mit den großen Strukturen verknüpft ist. Unter den verschiedenen Möglichkeiten der Bestimmung kohärenter Energieanteile, wie der Karhunen-Loève-Zerlegung (Lumley 1967), s. **Abschnitt 6.5**) oder der Fourier-Analyse (Zhou, Heine & Wygnanski 1996), stellt die Berechnung über die Phasenmittelwerte das am häufigsten verwendete Verfahren dar, da es besonders einfach ist. Hierbei ergibt der quadratische Effektivwert der Phasenmittelwerte über das Beobachtungsintervall der Phasenmittelung den kohärenten Energieanteil der Strömung (s. **Abschnitt 3.1**). Die über den Strömungsquerschnitt integrierte kohärente Energie beschreibt den Energieinhalt der jeweiligen Struktur an dieser Position. Mit dieser Größe können die Fragen beantwortet werden, wo die kohärenten Strukturen entstehen, in welchem Bereich sie dominieren und wo sie zerfallen (Ho & Huerre 1984). Außerdem geben die Verteilungen der kohärenten Energie Aufschluß über den Einflußbereich der Anregung. Gleichzeitig zeigt der Vergleich von Gesamtfluktuation und kohärenter Energie, ob die durch Phasenmittelung rekonstruierten Bewegungsabläufe der Wirbelstrukturen repräsentativ für das momentane Strömungsfeld sind.

Obwohl die Phasenmittelung statistisch zulässig ist, kann sie den Energieinhalt der kohärenten Bewegung aufgrund einer langwelligen, zeitlichen Phasenmodulation<sup>1</sup> (phase jitter) unterschätzen (Zhou, Heine & Wygnanski 1996). Häufig wird jedoch bei Experimenten mit Anregung a priori angenommen, daß aufgrund des hohen Organisationsgrades der Strömung diese Phasenstörungen vernachlässigt werden können. Für die untersuchte Strömung traf dies nicht zu und daher erwies sich die Berechnung der kohärenten Energie über die Phasenmittelwerte als weniger geeignet.

#### 6.3.1 Verteilungen der kohärenten Energie

**Abbildung 6.15** zeigt repräsentativ die Verteilungen der Reynoldsnormalspannungen  $\overline{u'^2}$ ,  $\overline{v'^2}$  und der kohärenten Energien  $\overline{u_{koh}'^2}$ ,  $\overline{v_{koh}'^2}$  für die multifrequente Anregung ( $f = 70; 35$  und  $17,5$  Hz,  $A = 4\%$ ) mit subharmonischer Resonanz ( $\Delta\phi_1 = 75^\circ$ ,  $\Delta\phi_2 = 120^\circ$ ) bei  $Re_H = 2980$ . Die kohärente Energie wurde mit zwei Methoden berechnet: 1. mit Hilfe der Phasenmittelwerte (Beobachtungsintervall: Periode der 2.

<sup>1</sup> Diese langwellige Phasenmodulation entspricht einer Frequenzmodulation. Ändert sich bei einem phasenmodulierten Vorgang  $v(t) = \hat{v} \cos(\omega t + a(t))$  die Nullphase  $a(t)$  nur langsam gegen  $\cos(\omega t)$ , so kann man schreiben  $a(t) = a_0 + t da/dt$ . Die momentane Frequenz ist also nicht  $\omega$ , sondern  $\omega + da/dt$ . Daher führt eine Phasenmodulation im Leistungsdichtespektrum zu einer spektralen Verbreiterung der Energie in den Peaks.

Subharmonischen, s. **Abschnitt 3.1**) und 2. durch Integration des Leistungsdichtespektrums in der Umgebung der fundamentalen, der 1. und der 2. subharmonischen Frequenz (Bandbreite  $\Delta f = \pm 4 \text{ Hz}$ , s. **Abschnitt 6.1.3**).

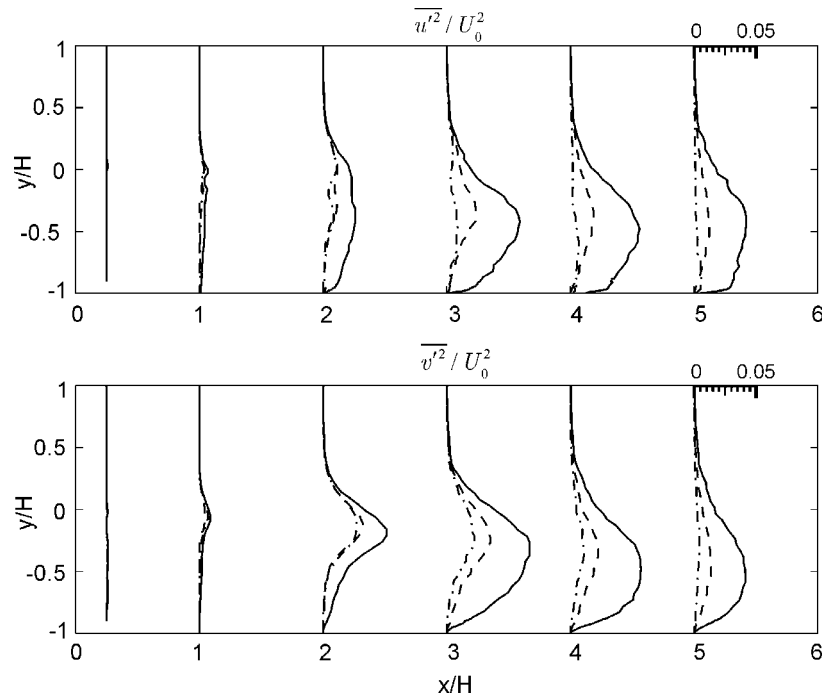


Abbildung 6.15: Gesamtfluktuation und kohärente Energie von  $u$  und  $v$  bei multifrequenter Anregung ( $f = 70; 35$  und  $17,5 \text{ Hz}$ ) mit subharmonischer Resonanz. (-) Gesamtfluktuation, (-·-) kohärenten Energie aus Phasenmittelwerten und (--) kohärenten Energie aus spektraler Integration.

Bei der spektralen Bestimmung der kohärenten Energie wird eine evtl. auftretende Phasenmodulation berücksichtigt, während bei der Berechnung über die Phasenmittelung eine Phasenstörung unweigerlich zur Unterschätzung der kohärenten Energie führt. Unter der Voraussetzung der Phasentreue müssen beide Methoden ähnliche Ergebnisse liefern. Im Anfangsbereich der Scherschicht bis ca.  $x/H = 2$  ist dies auch der Fall. Mit größer werdendem Abstand zur Stufe unterschätzt jedoch die Methode der Phasenmittelung die kohärenten Energieanteile deutlich. Für den Fall der multifrequenten Anregung ( $f = 70; 35$  und  $17,5 \text{ Hz}$ ,  $A = 4\%$ ) mit gedämpfter Anfachung der Subharmonischen ( $\Delta\varphi_1 = \Delta\varphi_2 = 0^\circ$ ) ist dies noch extremer. Hier ist ab  $x/H = 3$  scheinbar keine kohärente Energie mehr vorhanden, wenn sie über den Phasenmittelwert bestimmt wird (hier nicht dargestellt). Diese abrupte Auflösung der großskaligen Strukturen ist aber physikalisch unrealistisch, da nach dem Modell der Energie-Kaskade (Tennekes & Lumley 1972) der Transfer der Energie zu kleineren Skalen nur zwischen vergleichbaren Skalen stattfinden kann. Dazu ist eine gewisse Abklingzeit bzw. ein Abklingweg nötig. Die Ursache für das schnelle Abklingen der kohärenten Energie bei der Bestimmung über die Phasenmittelung ist hier eine langwellige Phasenmodulation (vgl. **Abschnitt 6.3.2**).

Im folgenden wird die Verteilung der kohärenten Energie diskutiert, die aus der Integration des Leistungsspektrums gewonnen wurde. Die mit der Anregung korrelierten Schwankungen treten überwiegend im Bereich der Scherschicht auf. In den Profilen der kohärenten  $u$ -Fluktuation sind im Anfangsbereich der Scherschicht zwei lokale Maxima zu sehen, während die Profile der vertikalen Geschwindigkeit in der gesamten Blase nur ein Maximum haben. Im wandnahen Bereich ( $-1 \leq y/H < -0,5$ ) vor der mittleren Wiederanlegung ( $\bar{x}_R/H = 4,4$ ) ist fast keine kohärente Bewegung zu beobachten. Das heißt, die Anregung kann in diesem Gebiet keine Bewegung organisieren, hier dominieren die stochastischen Fluktuationen. Der wesentliche Anteil der Geschwindigkeitsfluktuationen in Wandnähe ist somit entkoppelt von der Dynamik der Wirbelstrukturen. Ihre globalen Maxima erreichen  $\overline{u_{koh}^{\prime 2}}$  und  $\overline{v_{koh}^{\prime 2}}$  stromauf der mittleren Wiederanlegung bei etwa  $(x/H, y/H) = (3; -0,2)$ , wobei der Wert der kohärenten  $v$ -Fluktuation nahezu doppelt so groß ist. Bezogen auf den Maximalwert der Gesamtfluktuation an dieser Stelle beträgt

$$\left(\overline{u_{koh}^{\prime 2}}\right)_{\max} / \overline{u_{\max}^{\prime 2}} = 35\% \quad \text{und} \quad \left(\overline{v_{koh}^{\prime 2}}\right)_{\max} / \overline{v_{\max}^{\prime 2}} = 59\%.$$

In der gesamten Ablöseblase gilt für alle angeregten Fälle mit  $Re_H = 2980$  stets

$$\overline{v_{koh}^{\prime 2}} > \overline{u_{koh}^{\prime 2}}.$$

Entsprechend sind die Peaks in den Leistungsdichtespektren der vertikalen Geschwindigkeitsfluktuation wesentlich ausgeprägter als bei der  $u$ -Komponente. Schon vor der mittleren Wiederanlegung ist sowohl bei der kohärenten Energie von  $u'$  und  $v'$  als auch bei den zugehörigen Reynoldsspannungen eine Abnahme der Intensität zu beobachten.

### 6.3.2 Langwellige Phasenmodulationen

Zur Untersuchung der Phasenmodulation in den Geschwindigkeitssignalen sind in **Abbildungen** 6.16 und 6.17 typische Zeitreihenausschnitte der  $v$ -Komponente an der Position  $(x/H, y/H) = (2; 0,15)$  für die multifrequente Anregung ( $f_a = 70; 35$  und  $17,5\text{Hz}$ ) mit subharmonischer Resonanz und gedämpfter Anfachung dargestellt. Beide Signale wurden in der Umgebung der fundamentalen und der 1. subharmonischen Frequenz mit einem elliptischen Filter (z.B. Stearns 1987) bandpaßgefiltert (Bandbreite  $\Delta f = \pm 4\text{ Hz}$ ). Der obere Scatterplot zeigt jeweils die mit einem Offset ( $0,8\text{ m/s}$ ) versehene Original-LDA-Zeitreihe. Die gefilterten Signale sind unterhalb vom Original-Signal dargestellt und ihre Summe wurde zusätzlich in die Abbildung der Original-Zeitreihe eingetragen. Hier wird offenbar, daß das Original-Signal in beiden Fällen im wesentlichen aus diesen beiden Signalanteilen besteht. Die Nulldurchgänge der gefilterten Signale, markiert als senkrechte Linie, befinden sich am unteren Rand der Abbildung. Bei der subharmonischen Komponente wurde nur jeder zweite Nulldurchgang markiert.

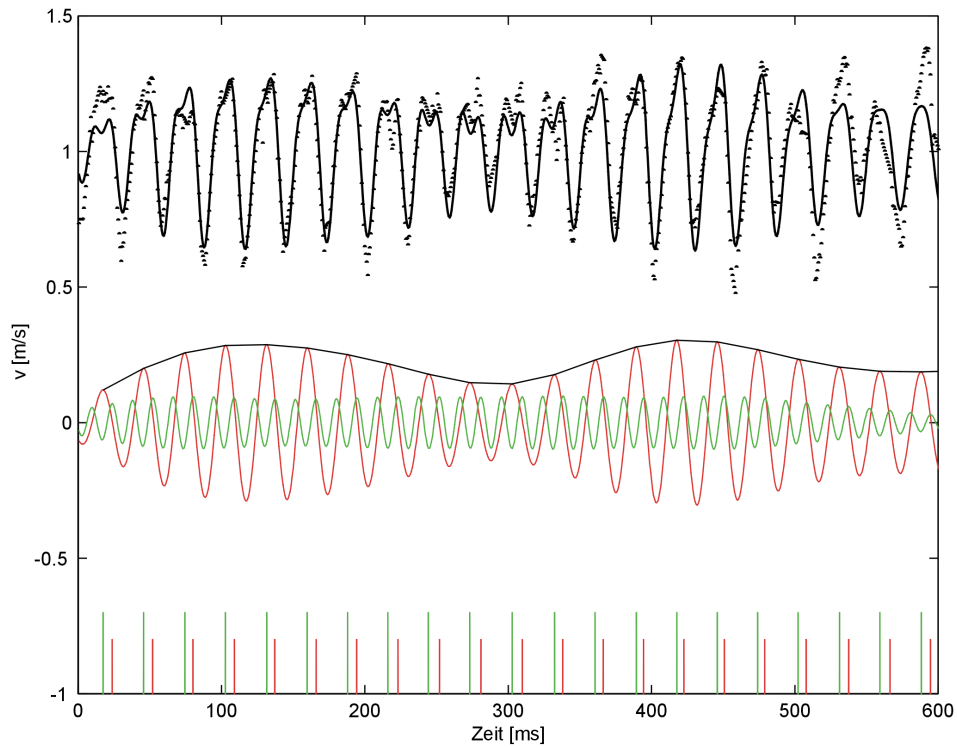


Abbildung 6.16: LDA-Zeitreihe ( $\bullet$ ) und gefilterte Signale (grün:  $70\text{Hz}$ , rot:  $35\text{Hz}$ ) multifrequente Anregung mit subharm. Resonanz bei  $(x/H, y/H) = (2; 0,15)$ .

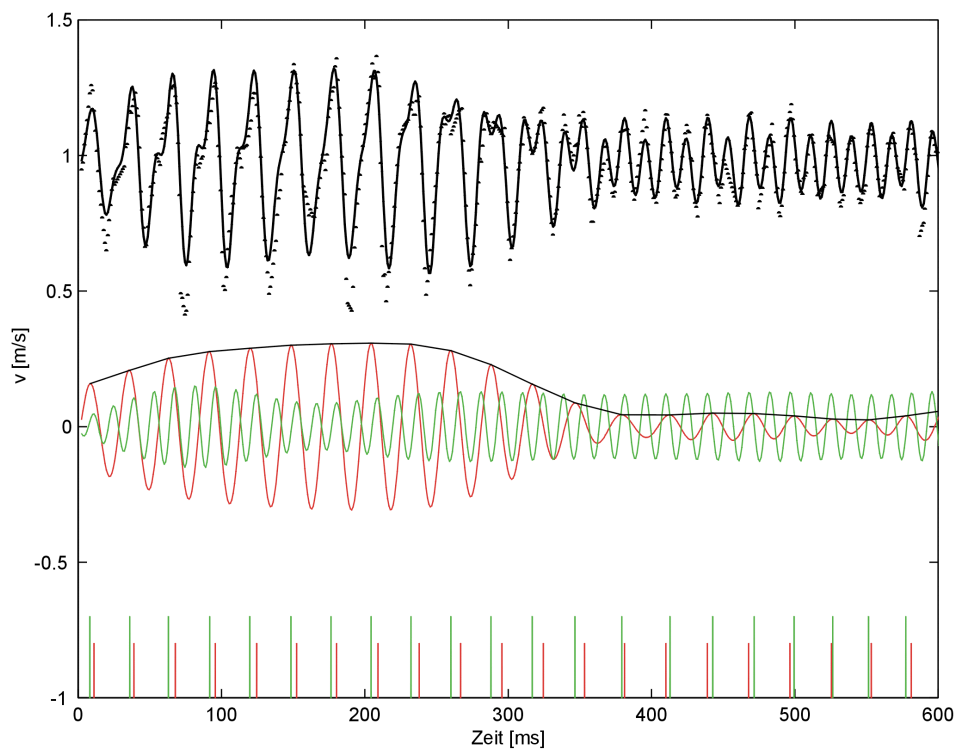


Abbildung 6.17: LDA-Zeitreihe ( $\bullet$ ) und gefilterte Signale (grün:  $70\text{Hz}$ , rot:  $35\text{Hz}$ ) multifrequente Anregung mit gedämpfter Anfachung bei  $(x/H, y/H) = (2; 0,15)$ .

Der Abstand zwischen den senkrechten Markierungen beschreibt den Phasenversatz zwischen dem fundamentalen und dem subharmonischen Wellenzug ( $2\varphi_{sub} - \varphi_{fun}$ ) und ist somit ein Maß für die Phase des Original-Signals. Für den Fall der maximalen Anfachung der 1. Subharmonischen (Förderung der Wirbelpaarung) ist hier eine nahezu konstante Phasendifferenz (phase locking) zu erkennen. Die konstante Phasenbeziehung  $2\varphi_{sub} - \varphi_{fun} = const.$  ist hierbei gleichbedeutend mit einer konstanten Phasengeschwindigkeit der beiden agierenden Wellen  $c_{ph.sub} = c_{ph.fun}$  (Paschereit et al. 1995).

Bei der gedämpften Anfachung hingegen sind starke Variationen beim Phasenversatz zwischen den beiden Wellenzügen zu beobachten. Diese Phasenmodulation tritt in Verbindung mit einer Amplitudenmodulation auf. Je größer die Phasenmodulation ist, desto ausgeprägter ist auch die Amplitudenmodulation. Ähnliches entdeckten auch Ho et al. (1991) an einer freien Scherschicht und Cho & Choi (1998) an einem Freistrah. Die hier festgestellten Phasenmodulationen führen bei einer Phasenmittelung unweigerlich zur Unterschätzung des kohärenten Anteils. Gleichzeitig erhöht sich der stochastische Beitrag, da dieser aus der Differenz von Gesamtfluktuation und kohärentem Anteil berechnet wird. Problematisch ist die langwellige Phasenmodulation bei PIV-Messungen, da bei dieser Meßmethode die Phasenmittelung die einzige Möglichkeit ist, die Dynamik des Strömungsfeldes zu rekonstruieren.

Als ein mögliches Szenario für eine Phasenstörung identifizierten Huang & Ho (1990) die einsetzende feinskalige Transition, die jedoch an dieser Meßposition nicht festzustellen ist. Die hier auftretende Phasenvariation ist hier vielmehr eine Folge der großskaligen Bewegung, wie im folgenden gezeigt wird. Zur Klärung des Phänomens aus Sicht der Wirbeldynamik sind für den multifrequent angeregten Fall ( $f = 70; 35$  und  $17,5Hz$ ) mit subharmonischer Resonanz die Positionen der einzelnen Wirbelzentren für ein schmales Phasenintervall  $[30^\circ; 60^\circ]$  der 2. subharmonischen Periode in **Abbildung 6.18a** dargestellt.

Zur besseren Orientierung wurde als Hintergrund eine aus 50 POD-Moden rekonstruierte momentane Wirbelstärkeverteilung ausgewählt. Hier zeigt sich, daß die Zentren der Wirbelstrukturen trotz eines gleichen bzw. nahezu gleichen Phasenwinkels sehr unterschiedliche Positionen einnehmen. Die maximale Schwankungsbreite in  $x$ -Richtung liegt bei etwa bei  $0,6H$ , in  $y$ -Richtung bei ca.  $0,14H$ . Durch die Konvektion ließe sich für das betrachtete Phasenintervall ein maximaler  $x$ -Abstand von  $0,13H$  erklären. Die Schwankungen der Wirbelpositionen zueinander (s. **Abb. 6.18b** und **6.18c**) sind in Hauptströmungsrichtung korreliert und verlaufen in gleicher Phase, während die vertikale Bewegung keine Korrelation aufzeigt. Ähnliches ist auch bei der monofrequenten Anregung (z.B.  $f = 35Hz$ ) ohne Wirbelpaarung zu beobachten. Wie bei der kohärenten Energie führen die Schwankungen der Wirbelposition bei Phasenmittelung der Wirbelstärke zur Reduktion der Intensität. **Abschnitt 6.6** zeigt, daß der zweidimensionale Wirbelversatz der Querstrukturen (vortex dislocation) durch eine Ondulation der Strukturen in Spannweitenrichtung hervorgerufen wird. Diese Wirbel-Delokalisation wurde bereits von Browand & Troutt (1980) an kohärenten Strukturen in einer freien

Scherschicht beobachtet und als eine Ursache für die Phasenmodulation identifiziert. Welche Prozesse zur Wellung der Querschnittsstrukturen führen können, wird in **Abschnitt 6.6.2** diskutiert.

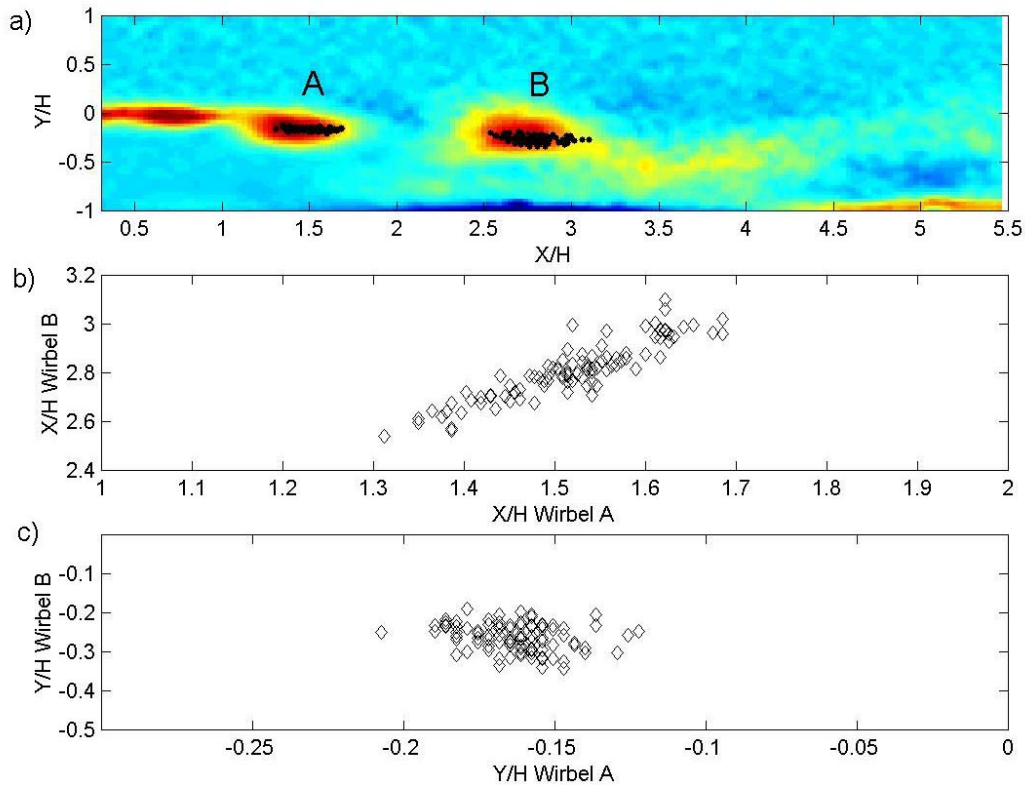


Abbildung 6.18: a) Positionen der Wirbelzentren im Intervall  $[30^\circ; 60^\circ]$ , b) Korrelation der  $x$ -Position und c) Korrelation der  $y$ -Position von Wirbel A und B

### 6.3.3 Entwicklung der integralen kohärenten Energie

Zur Klärung der Fragestellung, welche Wirbelstrukturen aus Sicht der Energie die Blasenlänge am stärksten beeinflussen, ist in **Abbildung 6.19** die Entwicklung der integralen kohärenten Energie der vertikalen Geschwindigkeitsschwankung

$$E_{koh}^v(f_o) = \int_{-H}^{\infty} \int_{f_o - \Delta f}^{f_o + \Delta f} S_{vv} df dy / (HU_o^2) \quad \text{mit } \Delta f = 4Hz \quad (6.4)$$

für verschiedene Anregungsfrequenzen aufgetragen. Die Darstellung zeigt die fundamentale Komponente  $E_{fun}^v = E_{koh}^v(f_{fun})$  für die monofrequent angeregten Fälle ( $f_a = 20, 35, 50, 70$  und  $120 Hz$ ) bei einer Amplitude von  $4\%$  und einem  $Re_H = 2980$ . Die vertikale Geschwindigkeitskomponente wurde ausgewählt, da sie in Bezug auf die Gesamtfuktuation wesentlich stärker ausgeprägt ist als die  $u$ -Komponente (vgl. **Abschnitt 6.3.1**).



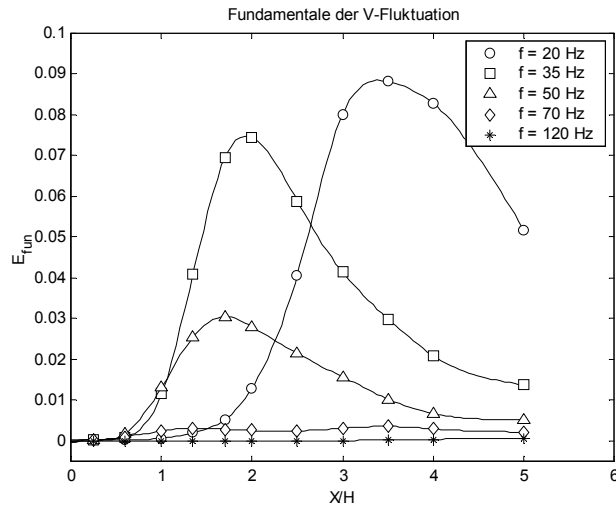


Abbildung 6.19: Entwicklung der integralen kohärenten Energie der fundamentalen  $v$ -Fluktuation  $E_{fun}^v(x)$

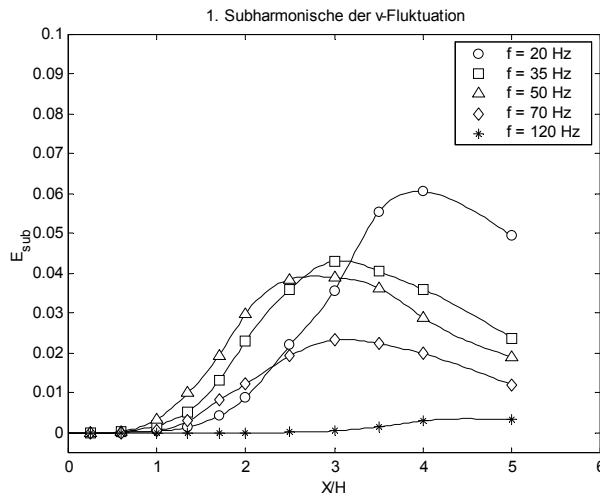


Abbildung 6.20: Entwicklung der integralen kohärenten Energie der subharmonischen  $v$ -Fluktuation  $E_{1.sub}^v(x)$

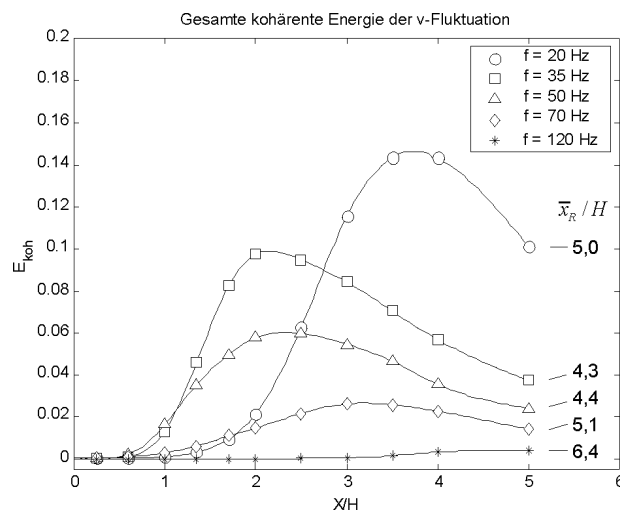


Abbildung 6.21: Entwicklung der gesamten integralen kohärenten Energie der  $v$ -Fluktuation  $E_{koh}^v(x) = E_{fun}^v(x) + E_{1.sub}^v(x)$

Mit Ausnahme von  $f = 120\text{Hz}$  zeigen alle Manipulationen eine Anfachung der kohärenten Energie  $E_{fun}^v$  und damit verbunden eine Aufrollung von Querswirbelstrukturen mit der Anregungsfrequenz (Huang & Ho 1982). Dabei ist ein eindeutiger Trend in der Entwicklung der Anfachungsrate und der Ausbildung der Sättigungswerte zu erkennen. Mit kleiner werdender Frequenz wird die Sättigungsamplitude der integralen Energie immer größer, gleichzeitig verschiebt sich aber die Sättigungsposition weiter stromab. Der Bereich der Wirbelaufrollung bewegt sich mit kleiner werdender Anregungsfrequenz immer weiter stromab von der Ablösekannte. Unterhalb und oberhalb der am meisten angefachten Frequenz ( $f = 50\text{Hz}$ ) nimmt die Anfachungsrate der integralen Energie ab, wobei die Anfachungsraten unterhalb von  $f = 50\text{Hz}$  deutlich größer sind als oberhalb. Die Größe der Sättigungsamplitude ist ein Maß für den Energieinhalt der Wirbelstruktur (z.B. Hussain 1986), d.h. bei den hier betrachteten Frequenzen erzeugt die Beeinflussung mit  $f = 35\text{Hz}$  die energiereichste originäre Struktur in der Nähe der Stufenkante. Ein hoher Energieinhalt ist hier gleichbedeutend mit einer hohen integralen Wirbelstärkeintensität  $\int \omega_z dA$ , wie die momentanen Wirbelstärkeverteilungen zeigen.

Auch in der integralen kohärenten Energie der 1. Subharmonischen  $E_{1.sub}^v$  ist eine Anfachung zu erkennen (s. **Abb. 6.20**). Für Fälle mit Wirbelpaarung ist hierbei die Sättigungsamplitude der 1. Subharmonischen entweder nahezu gleich groß ( $f = 50\text{Hz}$ ) oder größer als der Sättigungswert der Fundamentalen ( $f = 70\text{Hz}$ ). Bei der  $70\text{Hz}$ -Anregung ist daher die durch Paarung entstandene Struktur wesentlich energiereicher als die originäre, während bei  $f = 50\text{Hz}$  die Energie der fundamentalen und der subharmonischen Struktur etwa gleich groß sind.

Die Entwicklung der gesamten integralen kohärenten Energie der vertikalen Bewegung  $E_{koh}^v$  für verschiedene Anregungsfrequenzen ist in **Abbildung 6.21** aufgetragen. Unter der gesamten integralen Energie wird hier die Summe aus der fundamentalen und der subharmonischen kohärenten Energie verstanden. Beim Vergleich mit der Wiederanlegelänge (s. **Abb. 6**) ist auffällig, daß genau die Manipulationen zu kurzen Ablöseblasen führen, welche die größten Sättigungsamplituden in der Nähe der Abströmkannte erzeugen. Die zugehörigen effektiven Anregungsfrequenzen liegen leicht unterhalb der am meisten angefachten Frequenz. Manipulationen, die erst weit stromab der Stufenkante zur Ausbildung einer energiereichen Struktur führen ( $f = 20\text{Hz}$ ), zeigen kaum noch Auswirkungen auf die Länge der Ablöseblase. Aus Sicht der Wirbeldynamik bedeutet dies, daß die Wiederanlegelänge nur dann signifikant reduziert werden kann, wenn die Anregung große energiereiche Strukturen in der Nähe der Ablösung erzeugt. Dieses kann entweder durch direkte Aufrollung oder in Kombination mit einer Paarung geschehen, wie die Fälle mit  $f = 35\text{Hz}$  und  $f = 50\text{Hz}$  belegen. Gleichzeitig zeigt die Abnahme der gesamten integralen kohärenten Energie der v-Komponente den Zerfall der kohärenten Strukturen an. Diese Beobachtung ist konsistent mit der Abnahme der kohärenten Wirbelstärke (**Abschnitt 6.16**) und der turbulenten Produktion (**Abschnitt 9.2**)

---

Ähnliche Ergebnisse erhält man auch bei Betrachtung der multifrequent angeregten Fälle. Die bereits in **Abschnitt 6.2.2** dargestellten und diskutierten Anfachungsraten der Wellenamplituden am Scherschichtaußenrand sind repräsentativ für die integrale kohärente Energie der  $u$ -Fluktuation, daher wird hier auf ihre Darstellung verzichtet.

## 6.4 Niederfrequente Bewegungen im Wiederanlegebereich

Neben der bisher beschriebenen Scherschichtmode und der daraus resultierenden Stufenmode besitzt die Stufenströmung eine weitere, niederfrequente Mode, die auch bei anderen Strömungskonfigurationen mit geschlossenem Ablösegebiet beobachtet wurde (Eaton & Johnston 1980, Cherry, Hillier & Latour 1984, Kiya & Sasaki 1983, Castro & Haque 1987). Die Mode der tieffrequenten Bewegung wird als Pulsation der gesamten Ablöseblase interpretiert, bei der sich die Blasenlänge zyklisch ändert und sich die Scherschicht vertikal auslenkt. Dieses Phänomen, wird in der Literatur häufig als „flapping“ bezeichnet. Die charakteristischen Zeitskalen des flapping-Phänomens sind wesentlich größer als die der Scherschichtstrukturen im Wiederanlegebereich (Castro 1990). Es existieren jedoch auch Untersuchungen, vorwiegend älteren Datums, bei denen im Wiederanlegebereich keine dominante niederfrequente Bewegung in Form einer charakteristischen Frequenz festzustellen war (z.B. Tani et al. 1965, Chandrsuda 1975, Ruderich & Fernholz 1986 u.a.).

Im Wiederanlegebereich hinter einer rückwärtsgewandten Stufe konnten Eaton & Johnston (1980, 1982) eine niederfrequente Blasenbewegung durch eine Kurzzeitmittelung der Wiederanlegelänge, die mit Wand-Heißfilmsonden erfaßt wurde, nachweisen. Die so detektierten Schwankungen der momentanen Wiederanlegepositionen lagen in einem Bereich von  $x'_R/H \approx \bar{x}_R/H \pm 2$ . Außerdem entdeckten sie in Leistungsspektren der  $u$ -Fluktuation am Rand der Scherschicht ein sehr ausgeprägtes absolutes Maximum in einen Frequenzbereich von  $0,06 \leq fH/U_o \leq 0,08$ , das nicht der Schichtmode zugeordnet werden konnte und daher als flapping interpretiert wurde. Driver, Seegmiller & Marvin (1985, 1987) fanden ebenfalls eine ausgezeichnete Frequenz weit unterhalb der scherschichttypischen Frequenzen. Sie erfaßten die niederfrequente Bewegung durch Messungen der Wanddruckfluktuationen und durch konditionierte LDA-Phasenmittel, die durch Wand-Heißfilmsonden getriggert wurden. Die Leistungsdichtespektren der Druckfluktuationen im Wiederanlegebereich enthielten neben einem sehr ausgeprägten Maximum im charakteristischen Frequenzbereich der Scherschicht ein schwaches lokales Maximum bei einer wesentlich kleineren Strouhal-Zahl von  $fX_R/U_o \approx 0,2$ . Im Gegensatz zu den Beobachtungen von Eaton & Johnston zeigten die Ensemble-Mittel der Reynoldsspannungen, daß die niederfrequente Bewegung keinen signifikanten Beitrag zur gesamten turbulenten Energie liefert. Der wesentliche Anteil wird durch die Strukturen der Scherschicht verursacht.

Auch numerische Simulationen fanden ausgezeichnete niederfrequente Bewegungen. Friedrich & Anal (1990) beobachteten bei ihrer LES eine vertikale Scherschichtbewegung, die zur Schwankung der Wiederanlegeposition führte. Die DNS von Le, Moin & Kim (1997) stellte Oszillationen in der spannweitengemittelten Wiederanlegelänge (ca.  $\pm 1,5 H$ ) und in den wandnahen spannweitengemittelten Druckfluktuationen fest. Ein ähnliches Verhalten konnten sie auch in den Geschwindigkeitsfluktuationen der  $u$ - und  $v$ -Komponente wiederfinden. Die dazugehörige Strouhal-Zahl der oszillierenden Strömungsgrößen betrug

$St_H = (fH)/U_o \approx 0,06$  und lag damit im von Eaton & Johnston (1980) ermittelten Strouhal-Zahlbereich. Da es selbst bei zweidimensionalen numerischen Simulationen (Le & Moin 1994) zu einem Pulsieren der Ablöseblase kam, scheint es sich beim „flapping“ um ein zweidimensionales Phänomen zu handeln.

Als eine mögliche Ursache für die niederfrequente Bewegung vermuten Eaton & Johnston (1980, 1982) ein sehr starkes Entrainment-Ereignis (z.B. eine Tripel-Wirbel-Verschmelzung), das momentan zu einem Ungleichgewicht zwischen Rückströmung und Entrainment führt und die Blasenlänge verkürzt. Die Scherschicht ist dann zu kurz, um die gesamte Rückströmung aufzunehmen; es folgt ein langsames Wiederanwachsen der Blasenlänge, bis ein erneutes massives Entrainment-Ereignis eintritt. Nach dieser Modellvorstellung wird die Instationarität der gesamten Ablöseblase auf eine Instationarität der Entrainment-Rate zurückgeführt. Der vermutete sägezahnartige Verlauf der momentanen Wiederanlegelänge wurde durch die Untersuchung von Le, Moin & Kim (1997) anhand von spannitengemittelten  $c_f$ -Verteilungen bestätigt. Driver, Seegmiller & Marvin (1987) hingegen führen dieses tieffrequente Phänomen auf eine Unordnung in der Wirbelaufrollung oder in der Wirbelpaarung zurück.

Für einen Vergleich sind die Ergebnisse der diskutierten Untersuchungen in der **Tabelle 4** aufgelistet. Die Widersprüche in den einzelnen Untersuchungen und Unterschiede in den gefundenen Strouhal-Zahlen zeigen, daß das Phänomen der niederfrequenten Bewegung nicht einfach zu erfassen ist und immer noch nicht richtig verstanden ist.

Untersuchung	$Re_H$	$Re_{\delta_2}$	$\delta_{99}/H$	ER	Indikator	$St_H$	$St_{XR}$
Eaton & Johnston (1980)	11040	240	0,18	1,671	Momentane Wiederanlegelänge, Geschwindigkeits-spektren	0,06..0,08	0,42..0,56
Driver, Seegmiller & Marvin (1987)	37000	5,000	1,50	1,125	Momentane Wiederanlegelänge, Geschwindigkeits-spektren und Druck-spektren	0,0033	0,02
Le, Moin & Kim (1997)	5100	670	1,20	1,20	Momentane Wiederanlegelänge, Druckspektren	0,06	0,38

Tabelle 4: Parameter der einzelnen Untersuchungen

#### 6.4.1 Leistungsdichtespektren im Wiederanlegebereich

Zur Untersuchung der tieffrequenten Bewegung im Wiederanlegebereich wurden Leistungsdichtespektren der LDA-Meßreihen (vgl. **Abschnitt 3.3**) ausgewertet. Um eine höhere statistische Signifikanz bei den kleinen Frequenzen zu erhalten, wurde über die Leistungsdichtespektren (Mittelungszeit 30 sec, Datenrate je nach  $y$ -Position

zwischen 600 bis 1200 Hz), die zwischen  $-1,5 \leq y/H \leq 0,25$  berechnet wurden, räumlich gemittelt. Das ergibt eine Mittelungszeit von 900 sec, was einer integralen Zeitskala von  $T = 15400 \bar{x}_R / U_0$  entspricht. Ausgewertet wurden die Zeitreihen der vertikalen Geschwindigkeitskomponente, da bei ihnen die Peaks wesentlich stärker ausgeprägt sind als bei der horizontalen.

**Abbildung 6.22** und 6.23 zeigen die räumlich gemittelten Spektren der v-Fluktuation für die natürliche Strömung und einige angeregte Fälle bei  $x/H = 6$  und  $Re_H = 2980$ .

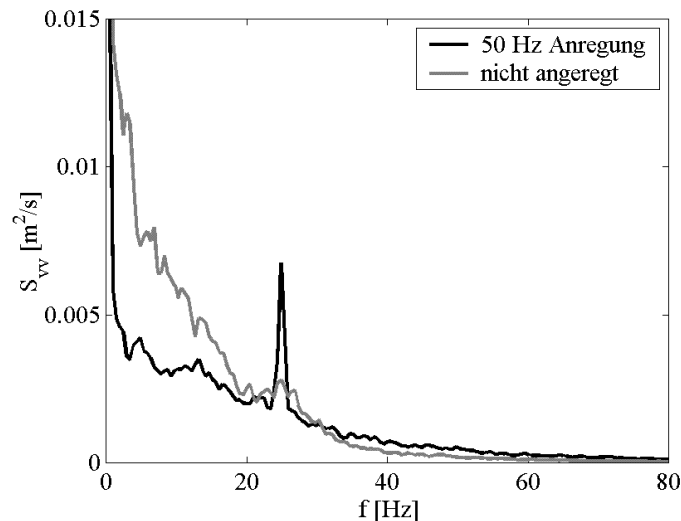


Abbildung 6.22: Räumlich gemittelte Leistungsdichtespektren für den unbeeinflussten und den mit 50 Hz angeregten Fall

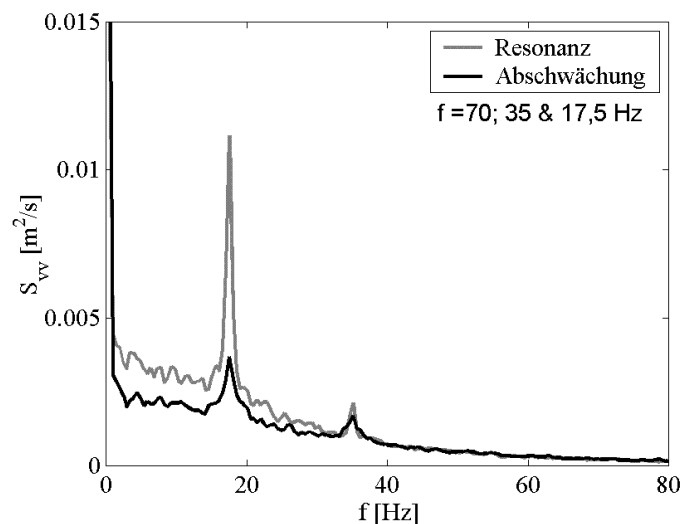


Abbildung 6.23: Räumlich gemittelte Leistungsdichtespektren für die multifrequente Anregung mit Resonanz und Abschwächung.

Alle Spektren der angeregten Strömung besitzen ausgeprägte Spitzen bei den subharmonischen Frequenzen der Anregung, während die natürliche Strömung einen verstärkten Frequenzbereich in der Umgebung von  $27\text{ Hz}$  hat. Diese hervorgehobenen

subharmonischen Frequenzen bzw. Frequenzbereiche werden durch die Wirbeldynamik stromauf der Wiederanlegeposition hervorgerufen. Besonders auffällig ist, daß die manipulierten Strömungen unterhalb von  $20\text{Hz}$  eine wesentlich geringere Fluktuationsenergie besitzen als die unbeeinflusste Konfiguration. Die Reduktion des tieffrequenten Hintergrundrauschens durch Anregung wurde bereits von Dovgal et al. (1994) an abgelösten Strömungen beobachtet.

Neben den charakteristischen Frequenzen der Scherschicht zeichnet sich – unabhängig von der Art der Anregung (mono- oder multifrequent) und der jeweiligen Größe der mittleren Wiederanlegelänge – ein schwacher Peak in der Umgebung von  $5\text{ Hz}$  ab. Dieses Maximum ist umso ausgeprägter, je tiefer sich die Meßposition in der Ablöseblase befindet. Die korrespondierende Strouhal-Zahl, gebildet mit der Stufenhöhe, beträgt  $St_H \equiv fH/U_o \approx 0.05$  und liegt damit in der Nähe der von Eaton & Johnston gefundenen dimensionslosen flapping-Frequenz<sup>1</sup>. Ob es sich wirklich um die Frequenz des „flapping“-Phänomens der Ablöseblase handelt und nicht um eine äußerst schwach ausgeprägte subharmonische Komponente, kann nicht geklärt werden. Ein Nachweis der Blasenpulsation ließe sich nur durch spannungsgemittelte Wandruck- oder Wandreibungsmessungen erbringen (Le, Moin & Kim 1997), was meßtechnisch noch nicht umgesetzt worden ist. Dennoch zeigen die Spektren eindrucksvoll, daß die dominante Bewegung im Wiederanlegebereich sehr niederfrequent ist.

### 6.4.2 Spektrale Verteilung der Reynoldsschen Schubspannung

Neben der spektralen Verteilung der Reynoldsnormalspannung ist auch die spektrale Verteilung der Reynoldsschubspannung von Bedeutung. Die Reynoldsschubspannungen werden im wesentlichen durch großskalige Wirbelstrukturen erzeugt, die für den größten Teil der Turbulenzproduktion verantwortlich sind (Tennekes & Lumley 1972). Diese Verteilung beschreibt die Frequenzen bzw. die Zeitskalen der  $\overline{u'v'}$ -erzeugenden Wirbelstrukturen. Zur Bestimmung der spektralen  $\overline{u'v'}$ -Anteile wurden die stochastischen LDA-Zeitreihen der u- und v-Komponente mit der mittleren Datenrate neu abgetastet und mit einem digitalen, phasentreuen Butterworth-Tiefpaßfilter 12. Ordnung (z.B. Stearns 1987) und einer oberen Grenzfrequenz von  $f_0$  gefiltert. Die rekonstruierten Geschwindigkeitssignale enthalten somit nur die spektralen Energieanteile, die zwischen  $0\text{ Hz}$  und  $f_0$  liegen. Die normierte tiefpaßgefilterte Reynoldsschubspannung ergibt sich dann zu

$$\frac{\overline{u'v'}(f_0)}{\overline{u'v'}} = \frac{\overline{u'(t; f_0)v'(t; f_0)}}{\overline{u'v'}} \quad \text{mit} \quad 0 \leq \frac{\overline{u'v'}(f_0)}{\overline{u'v'}} \leq 1.$$

---

<sup>1</sup> Etwas anschaulicher wird diese Zeitskala, wenn man für die Normierung der Zeit die mittlere Wiederanlegelänge der nichtangeregten Strömung als räumliches Bezugsmaß verwendet. Während einer Schwingung wird die Ablöseblase bei einer Geschwindigkeit von  $U_o$  ca. 3.4 mal überquert ( $TU_o/x_R \approx 3,4$ ).

Diese Funktion nimmt genau den Wert 1 an, wenn sämtliche Fluktuationen von  $\overline{u'v'}$  im Frequenzband zwischen  $0\text{ Hz}$  und  $f_0$  liegen. Die Reynoldsschubspannung als Funktion der oberen Grenzfrequenz mit der  $x$ -Position als Parameter für die mit  $50\text{ Hz}$  angeregte Strömung ist in **Abbildung 6.24** dargestellt.

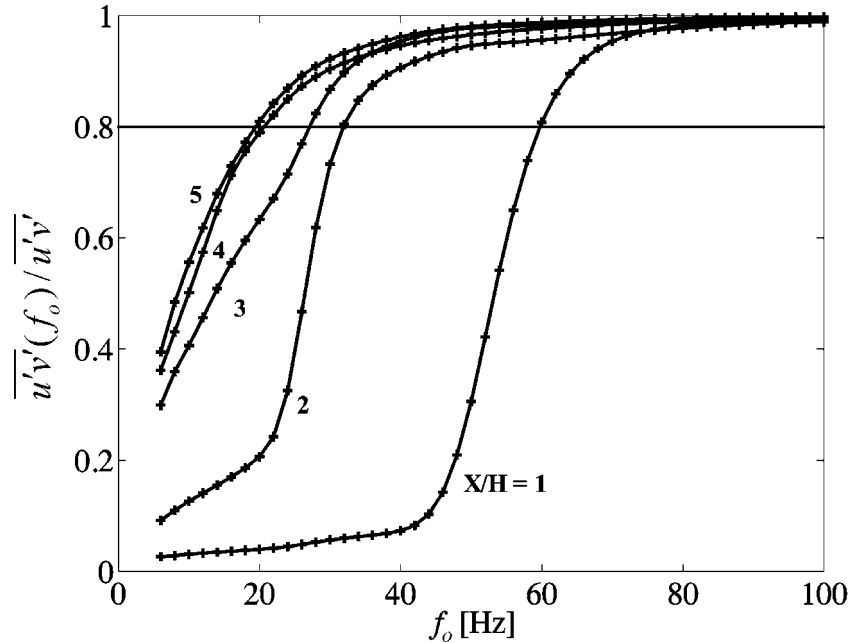


Abbildung 6.24: Reynoldsschubspannung als Funktion der oberen Grenzfrequenz an verschiedenen  $x$ -Positionen

Als  $y$ -Koordinate für die jeweilige  $x$ -Position wurde der Ort der maximalen  $\overline{u'v'}$ -Intensität gewählt. Im Anfangsbereich der Scherschicht, hier durch  $x/H = 1$  repräsentiert, besitzen die Geschwindigkeitskomponenten  $u$  und  $v$  eine scharfe spektrale Spitze, die eine Folge der forcierten Wirbelaufrollung ist. Hier muß  $\overline{u'v'(f_0)}/\overline{u'v'}$  einen Sprung haben, was auch im Diagramm zu sehen ist. In diesem Bereich liegen 90% der  $\overline{u'v'}$ -Fluktuationen in einem Frequenzband zwischen 45 und 62 Hz. Bei  $x/H = 2$  ist ein zweiter Sprung bei der subharmonischen Anregungsfrequenz ( $f_a/2 = 25\text{ Hz}$ ) zu erkennen, der durch die Wirbelverschmelzung zustande kommt. Es ist augenscheinlich, daß die Fluktuationsanteile durch die Wirbelaufrollung und -paarung sukzessive zu kleineren Frequenzen verschoben werden, wobei die Fluktuationen hauptsächlich in einem schmalen Frequenzband  $(f_a/2^n - \Delta f) \leq f \leq (f_a/2^n + \Delta f)$  mit  $n = 0$  und 1 auftreten. Eine weitere Wirbelamalgamation ist nicht zu erkennen, was auch den Beobachtungen von **Abschnitt 6.1.3** entspricht. Im Wiederanlegebereich kommt es zu einem weiteren spektralen Transfer in den tieffrequenteren Bereich. Bei  $x/H = 5$  liegen bereits 80% der  $\overline{u'v'}$ -Fluktuationen unter  $20\text{ Hz}$  und damit unterhalb der kleinsten auftretenden subharmonischen Frequenz, bei der noch eine Strukturbildung stattfindet. Im Unterschied zum anfänglichen Scherschichtbereich leisten hier auch Fluktuationen unter  $10\text{ Hz}$  einen beachtlichen Beitrag von ca. 48%. Die Reynoldsschubspannungen im Wiederanlegebereich werden daher im wesentlichen von langwelligigen Strukturen



erzeugt, die nichts mit den originären Scherschichtstrukturen zu tun haben. Der größte Teil der  $\overline{u'v'}$ -produzierenden Strukturen besitzt Zeitskalen, die größer als  $0,05 \text{ sec}$  sind ( $T > 0,86 \bar{x}_{Ro} / U_o$ ). Höherfrequente Strukturen liefern praktisch keinen Beitrag.

Die untersuchten Stufenströmungen zeigen hier eine äußerst niederfrequente Fluktuation der Reynoldsschubspannung im Wiederanlegebereich, die nahezu nicht durch die kohärenten Strukturen bzw. durch die Anregung beeinflusst wird. Ob die momentane Wiederanlegelänge eine mit der Anregung phasengebundene Bewegung ausführt, soll im nächsten Abschnitt geklärt werden.

### 6.4.3 Einfluß der Anregungsphase auf die momentane Wiederanlegelänge

Die momentanen Wiederanlegelängen in Abhängigkeit von der Anregungsphase wurden aus den Wirbelstärkeverteilungen der PIV-Aufnahmen ermittelt. Der wandnächste Ort mit dem Geschwindigkeitsgradienten  $\partial \bar{u} / \partial y = 0$  wurde als momentane Wiederanlegelänge definiert. Da in Wandnähe auch alternierende Gradientenänderungen auftraten, wurden nur Aufnahmen gewertet, die einen monotonen Verlauf hatten. Rund 15% der ausgewerteten Bilder erfüllten dieses Kriterium nicht. Gemessen wurde in der  $(x,y)$ -Ebene bei einem Wandabstand von  $0,1 H$ . Die Rückstreuung der Kanalwand ließ keine wandnäheren PIV-Geschwindigkeitsmessungen zu. Daher ist die mittlere Wiederanlegelänge um 8% kleiner als bei den Messungen mit der Ölfilminterferometrie. Trotz dieser Abweichung sind die ermittelten Längen ein Maß für die Blasengröße und damit auch in der Lage, die Dynamik der Strömungsfeldes wiederzugeben.

Die momentanen Wiederanlegelängen der natürlichen Strömung haben eine maximale Schwankungsbreite von  $\pm 1,9 H$ . Die Standardabweichung beträgt  $\pm 0,69 H$ . Ähnliche Schwankungen der momentanen Wiederanlegelänge wurden auch von Eaton & Johnston (1980) an unbeeinflussten Stufenströmungen beobachtet. Auch die von Le, Moin & Kim (1997) angegebenen Schwankungsamplituden für spannungsgemittelte Blasenlängen haben vergleichbare Größen. Für die Untersuchung eines angeregten Falls wurde eine monofrequent manipulierte Strömung ohne Wirbelpaarung ausgewählt, um eine möglichst phasentreue Bewegung über einen großen Strömungsbereich zu erhalten (vgl. **Abschnitt 6.3.2**). Analysiert wurde die mit  $35 \text{ Hz}$  angeregte Strömung, deren momentane Wiederanlegelängen als Funktion des Phasenwinkels in **Abbildung 6.25** aufgetragen sind.

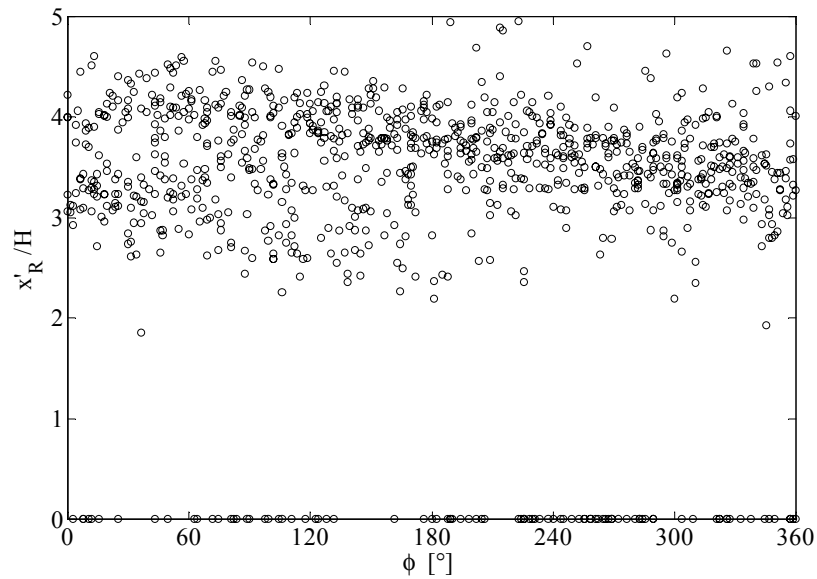


Abbildung 6.25: Momentane Wiederanlegelänge  $x'_R$  als Funktion der Phase  $\phi$

Wiederanlegelängen der Größe Null kennzeichnen Fälle, die aufgrund des alternierenden Gradientenverlaufs nicht gewertet wurden. Auch die angeregte Strömung besitzt nahezu dieselbe maximale Schwankungsbreite von  $\pm 1,75 H$  wie die natürliche. Die Standardabweichung liegt hier bei  $0,49 H$ . Eine Abhängigkeit der momentanen Wiederanlegelänge von der Phase der Anregung ist nicht zu erkennen. Ähnliche Ergebnisse liefern auch Strömungskonfigurationen mit unterstützter Wirbelpaarung (subharmonische Resonanz). Diese punktuelle Bestimmung der Wiederanlegelänge scheint daraufhin zu deuten, daß die Blasenlänge in Zeitskalen schwankt, die nicht mit der Anregung korrelieren. Im nächsten Abschnitt werden wir bei Betrachtung des wandnahen momentanen Fluktuationfeldes sehen, daß es nicht einfach ist, eine sinnvolle momentane Wiederanlegelänge festzulegen.

#### 6.4.4 Wandnahe momentane Geschwindigkeitsfelder im wandparallelen Schnitt

Um einen Eindruck über das momentane Wandreibungsfeld und über wandnahe Strukturen zu erhalten, werden die wandparallelen Geschwindigkeitskomponenten  $(u, w)$  in einem horizontalen Schnitt in unmittelbarer Wandnähe betrachtet. Verwendet wurden die Daten der begleitenden DNS von Wengle et al. (2001) bei  $y/H = 0,008$ , da es experimentell nicht möglich war, das wandnahe Fluktuationfeld zu erfassen.

**Abbildung 6.26** zeigt typische momentane Vektordarstellungen des  $(u, w)$ -Geschwindigkeitsfeldes parallel zur Wand für die unmanipulierte und die mit 50 Hz angeregte Strömung.

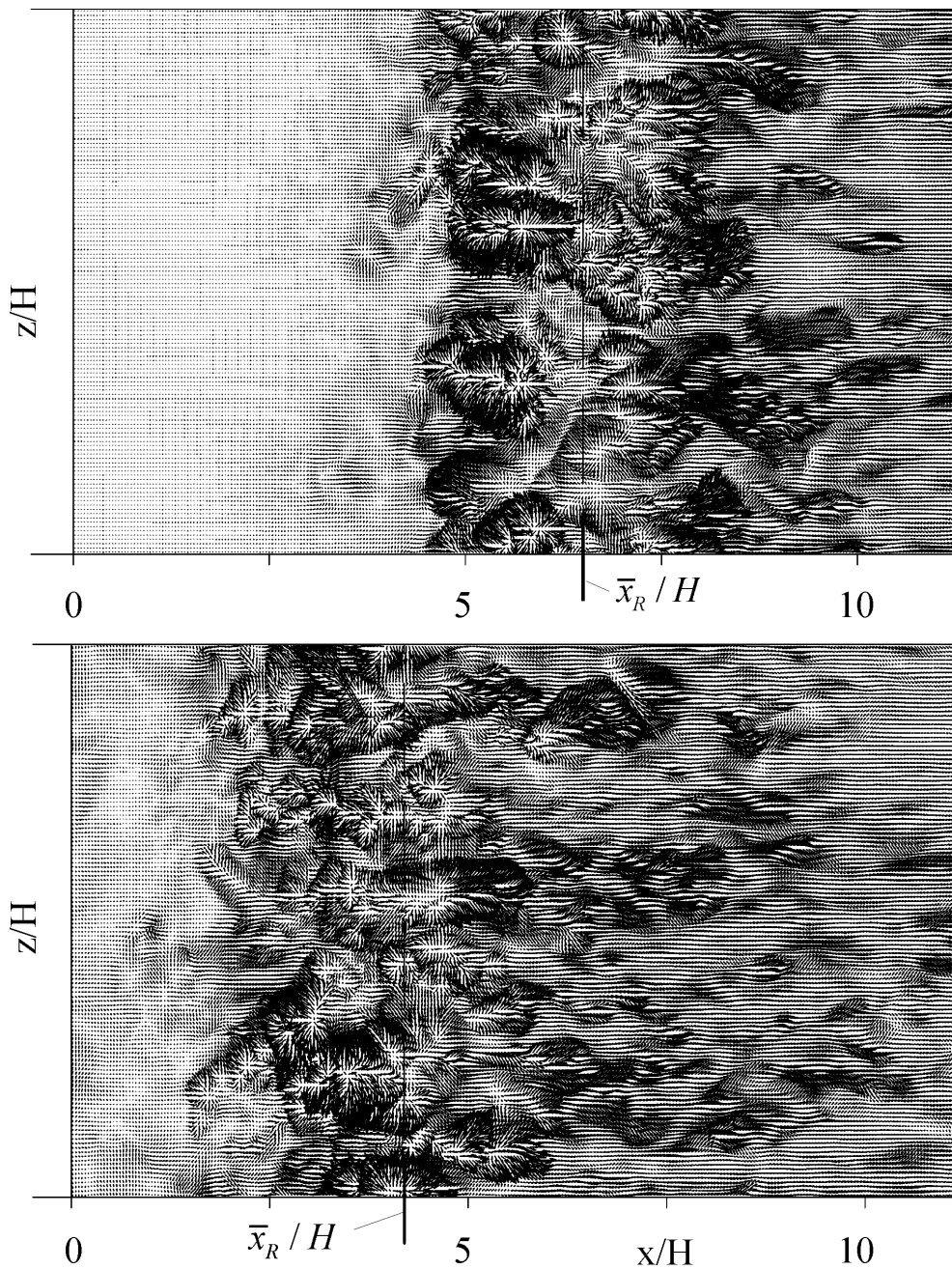


Abbildung 6.26: Wandparalleles Geschwindigkeitsfeld  $(u, w)$  für den nicht angeregten (oben) und den mit  $50 \text{ Hz}$  angeregten Fall (unten) bei  $y/H = 0,008$  (Wengle et al. 2001).

Die  $x$ -Komponente des wandparallelen Geschwindigkeitsvektors ist bei diesem kleinen Wandabstand direkt proportional zur Wandschubspannung.

Bei beiden Fällen kann das wandnahe Strömungsfeld grundsätzlich in drei Bereiche unterteilt werden, deren Übergang fließend ist:

- in einen Totwasserbereich ( $(x - \bar{x}_R)/H < -3.4$ ), der nahezu bewegungsfrei ist und durch einen verschwindenden Geschwindigkeitsbetrag gekennzeichnet ist ,
- in einen Bereich ( $-1.5 < (x - \bar{x}_R)/H < 1.5$ ) mit kreisartigen Quellen und Senken, der sich vom Ort der maximalen mittleren Rückströmung ( $c_f = c_{f_{\min}}$ ) bis ca.  $1.5H$  stromab der mittleren Wiederanlegelinie erstreckt. Dieses Gebiet erfaßt nicht nur den Wiederanlegebereich, sondern auch den Teilbereich des mittleren Rückströmgebietes, der durch den positiven  $c_f$ -Gradienten beschrieben wird (s. **Abschnitt 7.4**) und
- in einen Vorströmbereich ( $(x - \bar{x}_R)/H > 1.8$ ), in dem die u-Komponente überwiegend positiv ist und die Querkomponente praktisch verschwindet.

Auswirkungen der Querwirbelstrukturen („Wirbelfußabdrücke“) auf das wandnahe Geschwindigkeitsfeld können bei beiden Strömungen nicht entdeckt werden. Die Anregung der Strömung hat keine strukturierende Wirkung auf das Geschwindigkeitsfeld in unmittelbarer Wandnähe, wie schon in den Verteilungen der kohärenten Energie von  $u$  und  $v$  zu sehen war (vgl. **Abschnitt 6.3.1**).

Die taschenartigen Quell- und Senkengebiete im Wiederanlegebereich, die auch von Le, Moin & Kim (1997) beobachtet wurden, zeigen, daß die Wandschubspannungsverläufe weder in Spannweiten- und noch in Hauptströmungsrichtung monoton sind. Ein einzelner Wiederanlegepunkt oder eine -linie läßt sich daher schwer definieren. Um ein statistisch signifikantes Maß für die momentane Wiederanlegelänge zu erhalten, definieren numerische Untersuchungen (Le, Moin & Kim 1997, Na & Moin 1998) die momentane Wiederanlegestelle über das spannitengemittelte Wandreibungsfeld. Die meßtechnische Bestimmung von spannitengemittelten  $c_f$ -Werten ist aufgrund des hohen Aufwandes noch nicht realisiert worden. Nach den Beobachtungen in den letzten Abschnitten ist es auch fraglich, ob die Definition einer globalen Länge durch  $c_f = 0$  für das momentane Strömungsfeld sinnvoll ist, da sie nicht die Dynamik des Strömungsfeldes wiedergibt. Größen, die in einem mittleren Strömungsfeld einer Anschauung unterliegen, müssen nicht unbedingt auch auf das momentane Feld übertragen werden können<sup>2</sup>.

Angemerkt sei noch, daß die hier im wandnahen Bereich der Wiederanlegung gefundenen Strukturen auch in anderen Strömungskonfigurationen mit starken Rückströmgebieten identifiziert wurden (Werner & Wengle 1989, Wagner 1994, Fernholz 1994). Sie scheinen daher ein typisches Merkmal für wiederanlegende Strömungen zu sein.

---

<sup>2</sup> Ein typisches Beispiel für eine nur im zeitlichen Mittel existierende Struktur ist der „Walzenwirbel“ in den mittleren Stromlinienverläufen (s. **Abschnitt 7.6**).

## 6.5 Gesamtfeldanalyse mit der Karhunen-Loève-Zerlegung

Die Karhunen-Loève-Zerlegung (Loève 1945, Karhunen 1946) oder auch „proper orthogonal decomposition“ (POD) ist ein Analysewerkzeug, um räumlich-zeitliche Prozesse in einzelne voneinander unabhängige, räumliche und zeitliche Moden zu zerlegen. Sie besitzt einen breiten Anwendungsbereich und wird z.B. in der Signalanalyse, der Bildverarbeitung, der Datenkomprimierung, der Mustererkennung und in der Prozeßidentifikation verwendet (Berkooz, Homes & Lumley 1993). Die Analyse von dynamischen Prozessen in turbulenten Strömungen mit Hilfe der POD wurde 1967 von Lumley vorgeschlagen.

Bei der hier vorliegenden Untersuchung wird die Karhunen-Loève-Zerlegung überwiegend mit dem Ziel angewendet, kohärente Strukturen zu identifizieren und den zugehörigen Energie- oder Enstrophieinhalt zu bestimmen. Außerdem wurde die POD dazu benutzt, um das komplexe Verhalten der Strömung zu beschreiben, PIV-Aufnahmen modal zu filtern und ein Sortierverfahren für stochastisch aufgenommene PIV-Bilder zu konstruieren. Die Berechnung der POD-Moden erfolgte mit einem Matlab-Skript.

### 6.5.1 Grundlagen

Aus physikalischer Sicht handelt es sich bei der POD von Strömungsfeldern um eine energiegewichtete modale Zerlegung. Für ein Ensemble von momentanen Strömungsfeldern  $u_j(x_i, t)$ , deren jeweilige Komponente in den Spaltenvektoren der Matrix  $U_j(x_i, t)$  abgespeichert ist, lautet diese Zerlegung in Matrixschreibweise

$$U_j(x_i, t) = \Phi_j(x_i) \cdot A^T(t), \quad j = 1, 2, 3. \quad (6.5)$$

Die zeitlichen Moden  $a_j(t)$  befinden sich in den Spalten der Matrix  $A(t)$  und die räumlichen Moden  $\phi_j^n(x_i)$  in den Spalten der Matrix  $\Phi_j(x_i)$ . Diese Moden bilden orthogonale Basen im Phasen- und im physikalischen Raum, deren Linearkombination den gesamten räumlich-zeitlichen Vorgang wiedergibt. Diese Linearkombination ist eine räumlich-zeitliche Reihenentwicklung des Geschwindigkeitsfeldes, die im Sinne der Fehlerquadrate eine optimale Konvergenz gewährleistet. Die POD wurde in den meisten Fällen durchgeführt, um kohärente Strukturen zu identifizieren, wobei die energiereichsten Strömungsmoden in Verbindung mit kohärenten Strukturen gebracht werden. Eine überwiegend mathematische Betrachtung und Herleitung der POD ist im Übersichtsartikel von Berkooz, Homes & Lumley (1993) zu finden. Einen sehr guten Überblick über den allgemeinen Stand der Forschung bis 1996 gibt die Dissertation von Manhart (1996). Aus mathematischer Sicht handelt es sich bei der Karhunen-Loève-Zerlegung um ein Eigenwertproblem des räumlichen Zweipunkt-Korrelationstensors  $R$  oder des zeitlichen Zweipunkt-Korrelationstensors  $C$  des Strömungsfeldes, dessen Eigenvektoren die räumlichen bzw. die zeitlichen Moden der Zerlegung liefern

(Berkooz, Homes & Lumley 1993). Beide Eigenwertprobleme sind äquivalent und liefern daher dieselben eindeutigen räumlich-zeitlichen Moden. Das räumliche Eigenwertproblem wird in der Literatur häufig als direkte oder konventionelle Methode und das zeitliche Eigenwertproblem als Methode der Schnappschüsse bezeichnet. Die Wahl der Methode richtet sich nach der Anzahl der Raumpunkte und der zeitlichen Stichproben, da diese die Dimension der Korrelationsmatrizen vorgeben und damit den Rechenaufwand des Eigenwertproblems bestimmen. In der vorliegenden Untersuchung wurde ausschließlich die Schnappschuß-Methode verwendet, da die Anzahl der zeitlichen Stichproben (ca. 1000) eine Größenordnung kleiner war als die der Raumpunkte (ca. 10.000). Auf die direkte Methode wird deshalb nicht weiter eingegangen.

### Methode der Schnappschüsse

Ausgangspunkt bei dieser Methode der Karhunen-Loève-Zerlegung ist ein Ensemble von momentanen Geschwindigkeitsfeldern  $u_j(x_i, t)$ , aus denen der zeitliche Zwei-Punkt-Korrelationstensor gebildet wird, indem jedes Geschwindigkeitsfeld in einem Vektor gespeichert und skalar mit jedem anderen Geschwindigkeitsfeld multipliziert wird. Werden z. B. die Geschwindigkeitsfelder der  $u$ -Komponente in den Spaltenvektoren einer Matrix  $U$  in der Reihenfolge ihrer Erfassung abgespeichert, dann entsteht die zeitliche  $u$ -Korrelationsmatrix, indem  $U$  von links mit  $U^T$  multipliziert und durch die Anzahl der Momentanaufnahmen  $N_T$  geteilt wird. Die Anordnung der Strömungsfelder als Spaltenvektor wurde willkürlich gewählt, wird aber bei der weiteren Betrachtung vorausgesetzt. Analog verfährt man bei den Korrelationsmatrizen der  $v$ - und  $w$ -Komponente. Die Summe ergibt dann die zeitliche Korrelationsmatrix  $C$  des gesamten Strömungsfeldes

$$C = 1/N_T (U^T \cdot U + V^T \cdot V + W^T \cdot W) . \quad (6.6)$$

Der mathematische Ausdruck zeigt unmittelbar den energetischen Charakter der zeitlichen Korrelationsmatrix. Die Hauptdiagonalelemente der Matrix präsentieren den räumlichen Energieinhalt der augenblicklichen Strömungsfelder, während die Spur den zeitlichen Mittelwert der gesamten Strömungsenergie wiedergibt. Man sieht aber auch an Gl.(6.6), daß die POD aufgrund ihrer Mittelung nicht in der Lage ist, heftige aber seltene Ereignisse zu erfassen. Das zugehörige Eigenwertproblem<sup>1</sup> für die zeitliche Korrelationsmatrix  $C$  lautet

$$C \cdot A = A \cdot \Lambda . \quad (6.7)$$

Die Spaltenvektoren der Matrix  $A$  enthalten die Eigenvektoren der Korrelationsmatrix, die auch zeitliche Moden oder zeitliche Koeffizienten genannt

---

<sup>1</sup> Eine äquivalente Umformung von Gl. (6.7) zeigt, daß die Diagonalmatrix der Eigenwerte  $\Lambda$  ein Ergebnis einer Hauptachsentransformation der Korrelationsmatrix  $C$  ist

$$\Lambda = A^T \cdot C \cdot A .$$

Bei der Transformation auf die Basis ihrer Eigenvektoren reduziert sich die Korrelationsmatrix  $C$  auf die Diagonalmatrix der zugehörigen Eigenwerte.

werden. Sie bilden eine orthogonale Basis, die nur eine Funktion der Zeit ist und deren Länge den zugehörigen Eigenwerten entspricht

$$1/N_T (A^T \cdot A) = \Lambda. \quad (6.8)$$

$\Lambda$  ist eine Diagonalmatrix, deren Hauptdiagonalelemente aus den Eigenwerten  $\lambda_k$  des Problems bestehen. Aufgrund der Symmetrie der Korrelationsmatrix sind alle Eigenwerte reell und positiv. Der zu jeder Mode gehörende Eigenwert repräsentiert deren Energiebeitrag in der gesamten turbulenten Strömung. Die Summe der Eigenwerte (Spur der Matrix) entspricht somit der gesamten Energie der turbulenten Strömung. Konventionsgemäß werden die Eigenwerte und die Eigenvektoren so sortiert, daß der Energieinhalt mit steigendem Index abnimmt ( $\lambda_k > \lambda_{k+1}$ ). Die Anzahl der Eigenwerte entspricht der Anzahl der momentanen Strömungsaufnahmen. Die räumlichen Moden der jeweiligen Geschwindigkeitskomponente  $u_j(x_i, t)$  sind so konstruiert, daß sie eine orthonormierte Basis des physikalischen Raums bilden, d.h.

$$\Phi_j^T \cdot \Phi_j = E. \quad (6.9)$$

Sie werden auch als räumliche Eigenfunktionen oder Eigenströmungen (eigenflows) bezeichnet. Diese Eigenfunktionen erfüllen die Randbedingungen der Strömung und sind bei inkompressiblen Strömungen divergenzfrei. Zur Berechnung der räumlichen Moden wird  $1/N_T \Lambda^{-1} A^T$  links an Gl.(6.5)<sup>T</sup> multipliziert und transponiert

$$\Phi_j = 1/N_T U_j \cdot A \cdot \Lambda^{-1}. \quad (6.10)$$

Jede Geschwindigkeitskomponente besitzt ihre eigene räumliche Basis im physikalischen Raum.

Der große Vorteil dieser Analysemethode ist, daß sie die relevanten dynamischen Einzelprozesse in einer Strömung isoliert und so die Untersuchung der einzelnen Moden ermöglicht. Sie benötigt für die modale Zerlegung keine Vorgabe von Projektionsfunktionen, wie z. B. bei der Wavelet-Analyse (Bonnet et al. 1998) und ist somit bei der Bestimmung von Moden (z. B. kohärenten Strukturen) vorurteilslos. Diese statistische Dekomposition der Strömungsfelder ist auch physikalisch sinnvoll, da es sich um eine energiegewichtete Zerlegung handelt, die in ihrer Konvergenz energieoptimal ist. Bei stochastisch aufgenommenen Strömungsfeldern, wie z.B. bei PIV-Messungen in Luft, bietet sie den Vorteil, daß trotz fehlender zeitkontinuierlicher Auflösung eine Bestimmung der räumlichen Moden möglich ist, da die räumlichen und die zeitlichen Moden voneinander unabhängig sind. Ein anderer attraktiver Aspekt der Methode besteht darin, daß das Verfahren einfach zu überschauen ist und sich aufgrund seiner Linearität (Eigenwertproblem) durch Robustheit auszeichnet. Dabei kann jedoch der zu analysierende Prozeß beliebig nichtlinear sein, da die POD keine Annahmen über die Linearität des Prozesses macht.

Erwähnt werden sollte noch, daß sich die POD-Moden aufgrund ihrer optimalen Konvergenz auch als Basis für ein reduziertes dynamisches System anbieten. Mit

einer Galerkin-Projektion der Navier-Stokes-Gleichungen<sup>2</sup> auf die Basismenge der signifikanten, räumlichen POD-Moden (Eigenströmungen) werden die Navier-Stokes-Gleichungen auf ein gewöhnliches Differentialgleichungssystem niedriger Ordnung reduziert (z.B. Rajaei et al. 1993). Eine Reduktion findet aber nur dann statt, wenn die Strömung nur wenige energietragende Moden besitzt. Für diesen Fall kann die Dynamik der Strömung bzw. der kohärenten Strukturen durch die Lösung des wesentlich einfacheren Gleichungssystems beschrieben werden.

### 6.5.2 Identifizierung von kohärenten Strukturen

Bei der POD handelt es sich um eine mathematische Reihenentwicklung des Geschwindigkeitsfeldes, die eine optimale Konvergenz hat. Im folgenden soll beschrieben werden, wie sich die kohärenten Strukturen in den einzelnen Moden wiederfinden.

Die Karhunen-Loève-Zerlegung wurde in der Regel mit ca. 1000 PIV-Aufnahmen durchgeführt, die in der  $(x,y)$ -Ebene aufgenommen wurden und jeweils aus ca. 10.000 Geschwindigkeitsvektoren bestanden. Es handelt sich somit um eine zweidimensionale Karhunen-Loève-Zerlegung des  $u$ - und  $v$ -Geschwindigkeitsfeldes. Messungen des gesamten dreidimensionalen Strömungsfeldes sind mit der vorhandenen Ausrüstung nicht realisierbar. Bei dieser zweidimensionalen Analyse ist daher nur eine Identifizierung der Querstrukturen möglich. Die räumliche Auflösung der PIV-Messung lag für den betrachteten Strömungsbereich ( $0 < x/\bar{x}_R < 1,2$ ) bei  $(x/H; y/H) = (0,13H; 0,13H)$ ; Strukturen, die kleiner sind, können bei dieser Betrachtung nicht erfaßt werden. In der vorliegenden Analyse wurden die momentanen Geschwindigkeiten zerlegt, nicht die Geschwindigkeitsfluktuationen, wie z.B. bei Huang (1994). Daher ist das zeitliche gemittelte Strömungsfeld in den räumlichen und zeitlichen Moden enthalten. Ist die Strömung im Mittel stationär, wie die hier betrachtete Stufenströmung, dann wird in der ersten räumlichen Mode das zeitlich gemittelte Strömungsfeld abgebildet, während der zeitliche Koeffizient dieser Mode konstant ist. Der Energieinhalt der ersten Mode ist dominant und beträgt für den nicht angeregten Fall 97% und den multifrequent angeregten Fall mit subharmonischer Resonanz 95%. Die weitere Untersuchung beschäftigt sich nur mit den Moden der Fluktuationsbewegung (Modenindex  $> 2$ ), da nur diese die Dynamik der Strömung beschreiben.

---

<sup>2</sup> Partielle Differentialgleichungen sind ihrer Natur nach dynamische Systeme mit unendlich vielen Freiheitsgraden. Sie haben somit einen unendlich-dimensionalen Phasenraum. Sind jedoch die Systeme dissipativ wie die Navier-Stokes-Gleichung, so werden viele Moden weggedämpft, d.h. die Darstellung des dynamischen Systems im Phasenraum findet auf einer Untermenge erheblich geringerer Dimension statt, dem sogenannten Attraktor. Zur Beschreibung des dynamischen Systems brauchen dann nur die Moden betrachtet werden, die diesen Attraktor aufspannen (Plaschko & Brod 1989).



## Natürliche Strömung

Betrachten wir zuerst die natürliche Strömung bei einer Reynolds-Zahl von  $Re_H = 2980$ . In **Abbildung 6.27** sind die normierten Eigenwerte der nicht angeregten Strömung über den Index der Moden aufgetragen. Die Eigenwerte sind mit der Summe der Eigenwerte normiert und repräsentieren den relativen Energieinhalt der jeweiligen Mode zur gesamten Fluktuationsenergie.

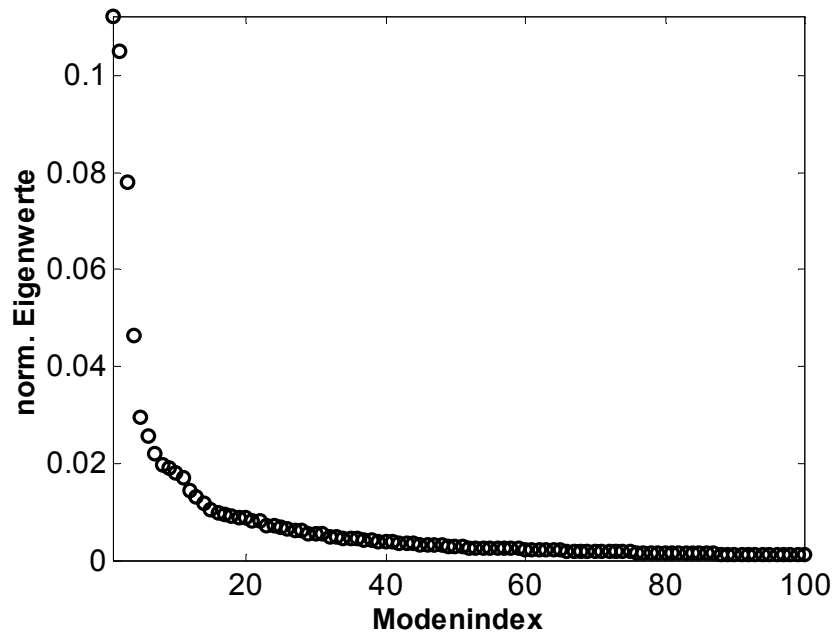


Abbildung 6.27: Normiertes Eigenwertspektrum der natürlichen Strömung für  $Re_H = 2980$

Diese Auftragung wird in Analogie zum Leistungsdichtespektrum auch Eigenwertspektrum genannt. Es ist zu erkennen, daß sich nur die ersten vier Moden aus der Gesamtheit der Moden hervorheben, d.h. diese Moden besitzen einen besonders hohen Energieinhalt. Dabei fällt auf, daß die ersten beiden Eigenwerte nahezu gleich sind. Dieses Phänomen der Eigenwertpaare wurde bereits an unterschiedlichen Strömungskonfigurationen beobachtet, z.B. bei freien Scherschichten von Rajae et al. (1993), bei transitionellen Wandgrenzschichten von Rempfer (1994) und bei abgelösten Strömungen von Manhart & Wengle (1993). Sie sind ein Indiz für eine laufende Welle. Ob dies wirklich eine Folge einer durchlaufenden Struktur ist, können erst die räumlichen Moden zeigen, deren farbkodierte Intensitätsverteilungen für die Moden 2 bis 5 der  $v$ -Komponente in **Abbildung 6.28** wiedergegeben sind.

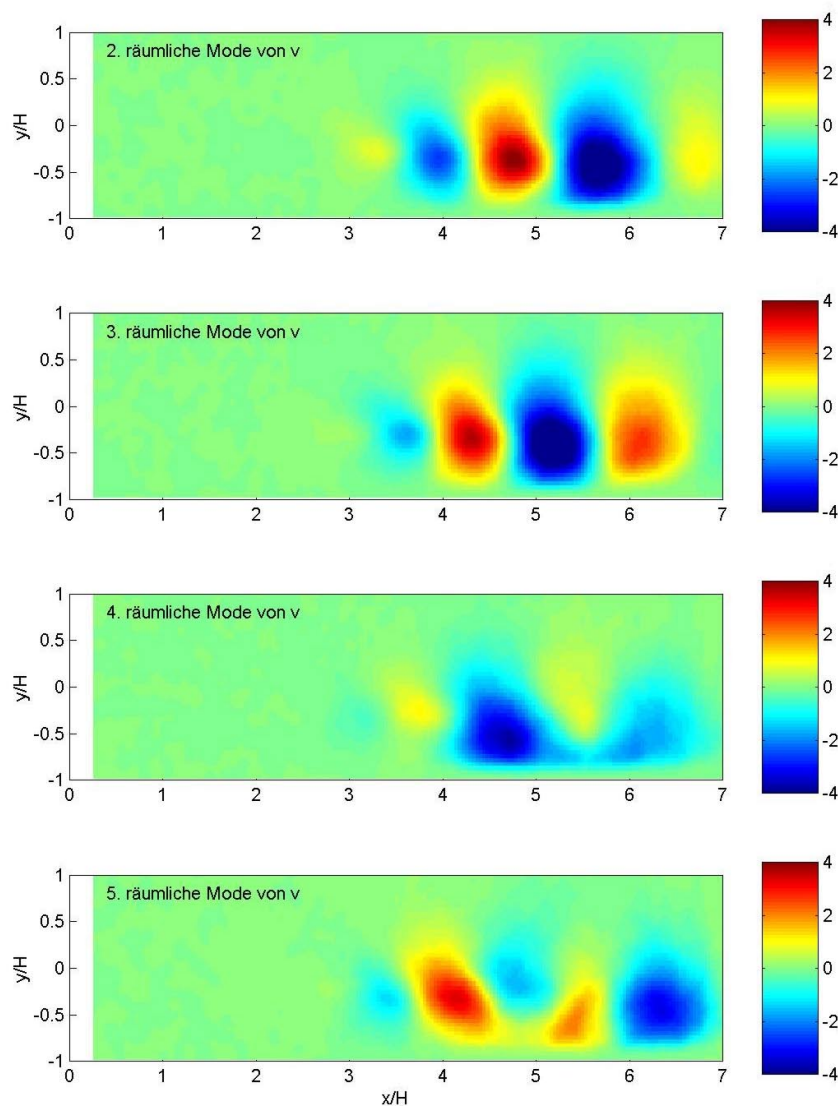


Abbildung 6.28: Räumliche Eigenmoden 2 bis 5 der  $v$ -Komponente für die natürliche Strömung

Die Intensitätsverteilungen der räumlichen Moden der  $v$ -Fluktuation sind nach Rajaei et al. (1993) besonders gut für eine physikalische Interpretation geeignet, da sie für eine laufende Welle, d.h. für Eigenfunktionspaare, proportional zur Stromfunktion sind<sup>3</sup>. Die räumlichen Moden der  $u$ -Komponente sind wesentlich schwieriger zu deuten und keiner physikalischen Anschauung zugänglich. Daher werden nur noch die Eigenströmungen der  $v$ -Komponente betrachtet. In der Tat sind die Eigenströmungen der vertikalen Komponente von Mode 2 und 3 räumlich nahezu periodisch (Wellenlänge  $\lambda_M/H = 1,75$ ) und um eine viertel Wellenlänge in Strömungsrichtung versetzt.

<sup>3</sup> Diese Aussage ist jedoch nur für eine zweidimensionale Strömung gültig, da für eine dreidimensionale Strömung keine Stromfunktion existiert.

Sie treten genau im Bereich zwischen  $4 < x/H < 6$  auf, wo auch momentane Wirbelstärkenverteilungen und Rauchsichtbarmachungen eine Wirbelaufrollung zeigen. Die gleiche räumliche Periodizität und der Phasenversatz sind auch bei dem Eigenfunktionspaar der  $u$ -Komponente vorhanden. Die zugehörigen zeitlichen Koeffizienten liefern keine Information, da die PIV-Aufnahmen stochastisch aufgenommen wurden. Untersuchungen (z.B. Manhart & Wengle 1993, Rajaei et al. 1993 u.a.) haben aber gezeigt, daß für den Fall der laufenden Welle die zugehörigen zeitlichen Koeffizienten harmonisch und genauso wie die räumlichen Moden um eine viertel Wellenlänge versetzt sind. Die Rekonstruktion des Strömungsfeldes durch Superposition der zwei beteiligten räumlichen und zeitlichen POD-Moden beschreibt eine im Raum fortlaufende kohärente Struktur<sup>4</sup>

$$\hat{U}_j(x_i, t) = \phi_1^j(x_i) a_1^T(t) + \phi_2^j(x_i) a_2^T(t) .$$

Laufende kohärente Strukturen werden also durch Eigenwertpaare und durch periodische Eigenfunktionspaare im Raum und in der Zeit wiedergegeben, die um eine viertel Wellenlänge phasenversetzt sind. Für den nicht angeregten Fall bedeutet dies, daß nur eine zweidimensionale kohärente Struktur im gesamten Strömungsbereich existiert. Das wird durch die konventionellen Methoden bestätigt. Die Summe der ersten beiden Eigenwerte zeigt gleichzeitig, daß diese Struktur einen relativen Energieinhalt von 22% an der gesamten Turbulenzenergie besitzt.

Der relative Anteil der Turbulenzenergie der ersten dominanten Moden ist natürlich abhängig vom analysierten Strömungsbereich, vom Strömungstyp und der Reynolds-Zahl. Je komplexer die Prozesse in einer Strömung sind, umso mehr wird sich die Turbulenzenergie über die einzelnen Moden verteilen. Je größer die Reynolds-Zahl wird, desto feinstrukturierter ist die Strömung im allgemeinen, und je größer der betrachtete Strömungsbereich, umso mehr Strömungsformen bzw. Strömungsprozesse werden erfaßt. All dies führt zu einer breiteren Verteilung der Turbulenzenergie über die POD-Moden

Die übrigen 998 räumlich-zeitlichen Moden der natürlichen Strömung entziehen sich der physikalischen Interpretation. Die gelegentlich in der Literatur anzutreffende Betrachtungsweise, daß jede POD-Mode als kohärente Struktur der Strömung definiert wird, ist nach Meinung des Autors nicht glücklich gewählt, da kohärente Strukturen (Wirbelstrukturen) unmittelbar mit physikalischen Phänomenen verbunden sind (z.B. Hussain 1984, 1986, Fiedler 1988), was bei der rein statistischen Sicht der POD nicht berücksichtigt wird. Physikalisch nicht interpretierbare Moden sind daher reine mathematische Gebilde einer Reihenentwicklung.

---

<sup>4</sup> Hier besteht eine Analogie mit einer Lösung der eindimensionalen Wellengleichung, die eine ebene laufende Welle beschreibt

$$p(x, t) = A \cos(kx - \omega t).$$

Nach Anwendung eines Additionstheorems lassen sich die räumlichen und zeitlichen Veränderlichen separieren und als Linearkombination von räumlichen und zeitlichen Funktionen darstellen

$$p(x, t) = A \{ \cos(kx) \cos(\omega t) - \sin(kx) \sin(\omega t) \}$$

## Angeregte Strömung

Für die Analyse eines manipulierten Falls wurde aufgrund der interessanten Wirbeldynamik die Konfiguration mit der multifrequenten Anregung ( $f = 70$ ;  $35$  und  $17,5\text{Hz}$ ) bei einer Amplitude von  $4\%$  und einer Reynolds-Zahl von  $Re_H = 2980$  gewählt (s. **Abschnitt 6.2.3**). Die Phasendifferenzen zwischen der fundamentalen und den subharmonischen Instabilitätswellen waren so eingestellt, daß sich eine maximale Anfachung der beiden subharmonischen Frequenzen ergab. Bei dieser Anregung kam es zur Wirbelaufrollung mit  $70\text{ Hz}$  und anschließend zu einer unterstützten Wirbelpaarung (subharmonische Resonanz). Die 2. subharmonische Instabilitätswelle zeigte zwar eine leichte Amplitudenanfachung (vgl. **Abschnitt 6.2.2**), bewirkte aber keine zusätzliche 2. Wirbelpaarung, wie phasengemittelte und momentane Wirbelstärkeverteilungen demonstrierten. In **Abbildung 6.29** sind die ersten 100 von 1000 normierten Eigenwerte für den multifrequenten Anregungsfall über dem Modenindex aufgetragen.

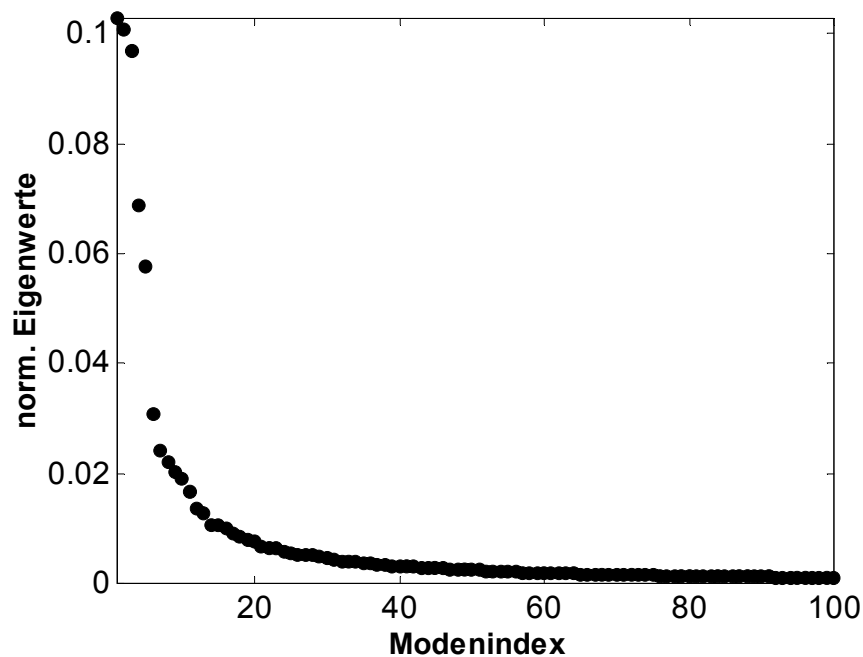


Abbildung 6.29: Normiertes Eigenwertspektrum des multifrequent angeregten Falls für  $Re_H = 2980$

Die energiereichsten Eigenwerte zeigen hier im Gegensatz zum natürlichen Fall keine Eigenwertpaare, wie vermutet werden konnte, sondern eine Tripelbildung von Eigenwerten. Ob dieses Tripel zu einer „verschwommenen“ laufenden Struktur gehört oder ob es sich um ein anderes Phänomen handelt, kann erst durch die Betrachtung der räumlichen und zeitlichen Moden geklärt werden. Im Gegensatz zur natürlichen Strömung wurde hier die Phase des Anregungssignals als zeitliche Referenz verwendet und zur Sortierung der Strömungsfelder genutzt. Daher besitzen auch die zugehörigen zeitlichen Moden einen Informationsgehalt (s. **Abb. 6.30**).

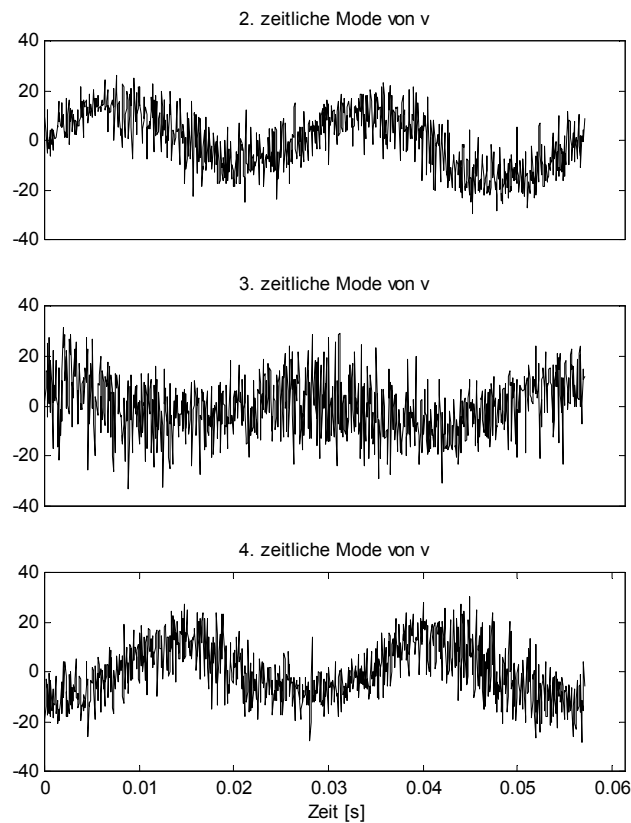


Abbildung 6.30: Zeitliche Eigenmoden 2 bis 4 der  $v$ -Komponente der multifrequent angeregten Strömung

Die zum Eigenwerttripel gehörenden zeitlichen Koeffizienten  $a_2$ ,  $a_3$  und  $a_4$  zeigen einen fast sinusförmigen Funktionsverlauf mit einer Periode, die ungefähr der 1. subharmonischen Periode ( $T_{1.sub} = 28,6 \text{ m sec}$ ) entspricht. Auch die Eigenströmungen (s. **Abb. 6.31**) besitzen räumlich nahezu die gleiche Periodizität und eine ähnliche Topologie. Das läßt vermuten, daß dieses Tripel von Eigenwerten und Eigenfunktionen die Folge der 1. subharmonischen Wirbelstruktur ist. Der relative Energieinhalt des Eigenwerttripels beträgt ca. 30%.

Ähnliche Beobachtungen machte auch Manhart (1996) bei der Umströmung einer Halbkugel in einer turbulenten Grenzschicht. Hier wurde der großräumige Ablösevorgang der Kármán-Wirbel im Nachlauf der Halbkugel durch drei dominante Moden wiedergegeben. Manhart vermutet als Grund für nicht auftretende Eigenwertpaare, daß bei seiner Untersuchung eine vollturbulente Strömung bei einer hohen Reynolds-Zahl analysiert worden ist. Diese Vermutung kann auf die untersuchte transitionelle Stufenströmung mit moderater Reynolds-Zahl nicht übertragen werden. Die Anordnung von drei nahezu gleichen Eigenmoden bei der Stufenströmung ist jedoch kein Resultat einer zu kleinen Stichprobenzahl. Eine Halbierung auf 500 und Drittelung auf 333 zu analysierende momentane zweidimensionale Strömungsfelder mit anschließender Zerlegung änderte an dieser Eigenwertanordnung nichts. Auch bei der monofrequent angeregten Strömung ohne

Wirbelpaarung ( $f = 35 \text{ Hz}$ ) zeigen die Eigenwerte und die Eigenfunktionen der POD eine Tripelbildung.

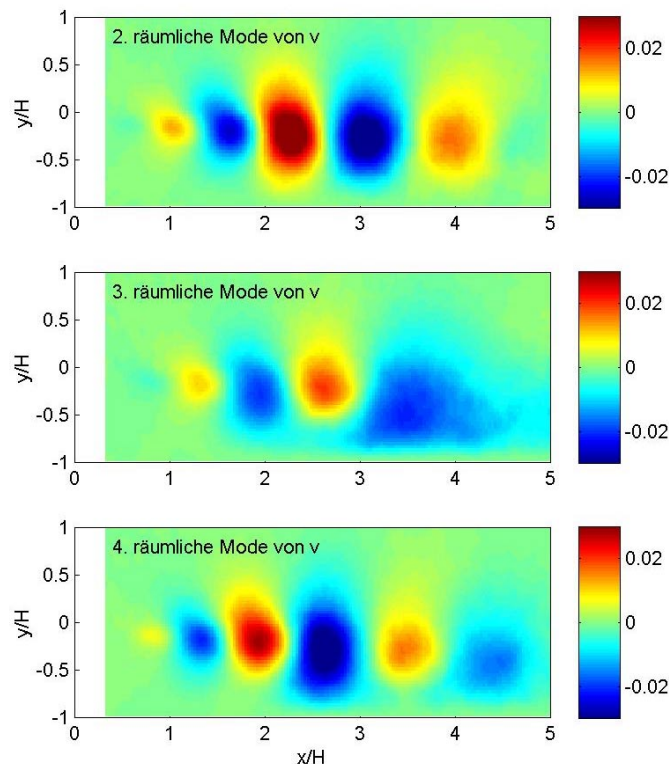


Abbildung 6.31: Räumliche Eigenmoden 2 bis 4 der  $v$ -Komponente der multifrequent angeregten Strömung

Möglicherweise könnte diese Tripelung durch die im **Abschnitt 6.3.2** beschriebene Unordnung in der Wirbelentwicklung (phase jitter) entstanden sein. Bei phasengemittelten Geschwindigkeitsfeldern werden diese Irregularitäten herausgefiltert. Das zeigen auch Eigenwertspektrum und Eigenfunktion der Phasenmittelwerte (nicht abgebildet). Hier treten klare Eigenwertpaare für jede Instabilitätswelle auf, deren Energieinhalt wesentlich größer ist als bei der Zerlegung des momentanen Geschwindigkeitsfeldes. Strukturen, die nicht phasengebunden sind, aber eventuell eine große Bedeutung für die Strömungsdynamik haben, werden bei dieser Methode herausgemittelt. Der große Vorteil der POD, daß sie ohne Kenntnis eines Referenzsignals vorurteilslos Strukturen detektieren kann, wird durch die Phasenmittel-Filterung der zu analysierenden Geschwindigkeitsfelder wieder eingeschränkt. Die modale Zerlegung von Phasenmittelwerten detektiert lediglich die Strukturen, die schon aus der Visualisierung von phasengemittelten Wirbelstärkeverteilungen bekannt sind. Sie liefert somit keine zusätzlichen Informationen und ist daher nicht sinnvoll.

Für die Karhunen-Loève-Zerlegung stellt sich hier grundsätzlich die Frage, ob die zu identifizierenden Wirbelstrukturen immer eindeutig mit der Fluktuationsenergie beschrieben werden können, da auch die Potentialströmung hohe rotorfreie Fluktuationsanteile haben kann, während die Wirbelstrukturen stets an

Strömungsgebiete mit Rotation gebunden sind. Es wird daher im folgenden untersucht, ob die von Huang (1994) vorgeschlagene POD im Enstrophie<sup>5</sup>-Bereich besser geeignet ist, um kohärente Wirbelstrukturen zu erfassen.

## POD im Enstrophiebereich

Beim Algorithmus der Karhunen-Loève-Zerlegung im Enstrophie-Bereich wird lediglich die zeitliche Korrelationsmatrix der Geschwindigkeit  $C$  durch die zeitliche Korrelationsmatrix der Wirbelstärke  $C_\Omega$  substituiert

$$C_\Omega = 1/N_T(\Omega_Z^T \cdot \Omega_Z). \quad (6.11)$$

Die momentanen zweidimensionalen Wirbelstärkenfelder  $\omega_z = \partial v / \partial x + \partial u / \partial y$  sind auch hier wieder in den Spaltenvektoren der Matrix  $\Omega_z$  abgespeichert. Die Bildung der Korrelationsmatrix  $C_\Omega$  erfolgt analog zur Gl. (6.6). Zerlegt wird also das Quadrat der Wirbelstärke, die sogenannte Enstrophie. Nachteil dieser Methode ist jedoch, daß durch die Differentiation das Rauschen in den Momentanaufnahmen ansteigt.

Das Eigenwertspektrum der Enstrophiezerlegung für den multifrequent angeregten Fall ist in **Abbildung 6.32** dargestellt.

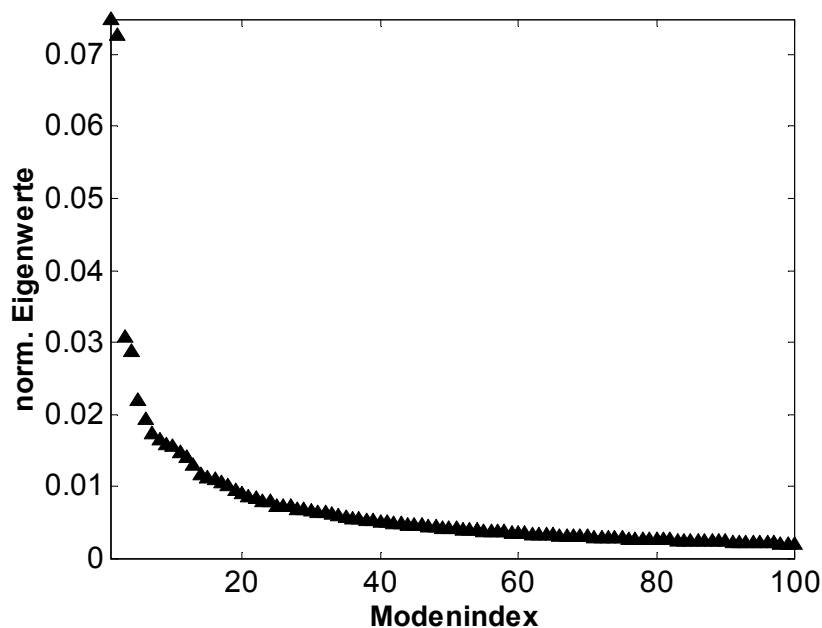


Abbildung 6.32: Eigenwertspektrum der Enstrophie-Zerlegung für den multifrequent angeregten Fall

<sup>5</sup> Unter der Enstrophie wird das Quadrat der Wirbelstärke  $\omega_i \omega_i = \text{rot}(c_i) \cdot \text{rot}(c_i)$ , gelegentlich auch das Quadrat der Wirbelstärkefluktuationen  $\overline{\omega_i' \omega_i'}$  verstanden. Diese Größe wird benötigt, um die Interaktionen zwischen der mittleren und der fluktuierenden Wirbelstärke zu untersuchen, die durch eine Transportgleichung für die mittlere und die fluktuierende Enstrophie beschrieben werden (Tennekes & Lumley 1972).

Hier zeigen sich in den ersten 4 Moden, im Gegensatz zur Energiezerlegung, zwei deutliche Eigenwertpaare. Die Eigenschaften der räumlichen und zeitlichen Eigenfunktionen (s. **Abb. 6.33** und **Abb. 6.34**) bestätigen, wie zuvor besprochen, daß es sich um durchlaufende Strukturen handelt.

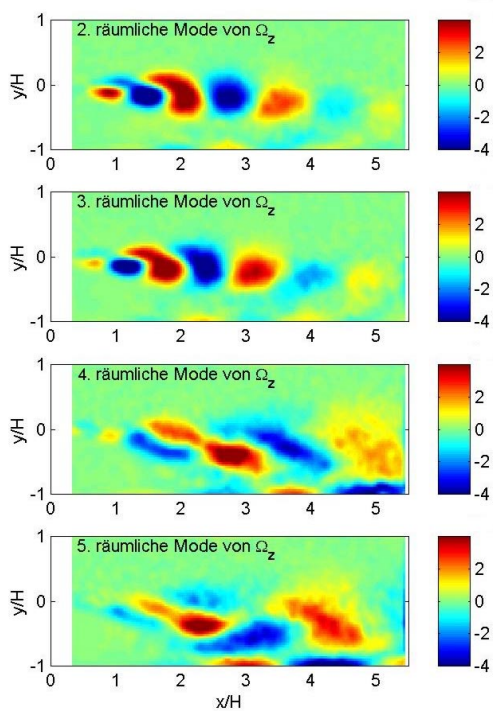


Abbildung 6.33: Räumliche Moden 2 bis 5 der Enstrophie-Zerlegung für den multifrequent angeregten Fall

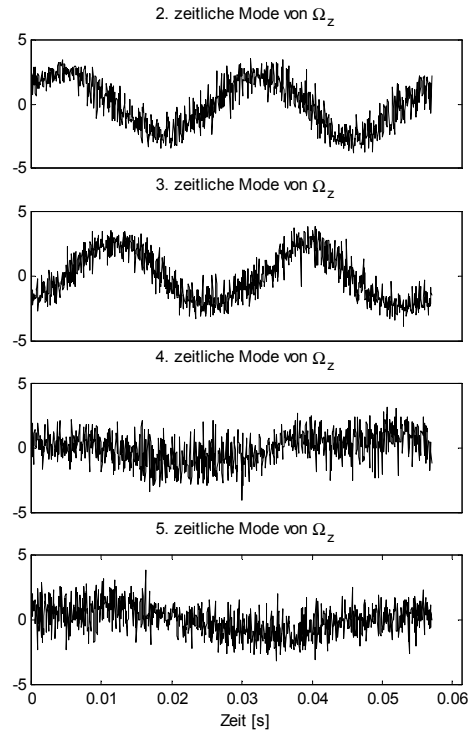


Abbildung 6.34: Zeitliche Moden 2 bis 5 der Enstrophie-Zerlegung für den multifrequent angeregten Fall

Das Eigenwertpaar mit dem größten Enstrophieinhalt ( $\lambda_2$  und  $\lambda_3$ ) spiegelt die 1. subharmonische Struktur wieder, da die zeitlichen Koeffizienten  $a_2(t)$  und  $a_3(t)$  die Periode der 1. Subharmonischen haben, während die Wellenlänge ( $\lambda_{KH} / H = 1,6$ ) der zugehörigen räumlichen Moden  $\phi_2(x,y)$  und  $\phi_3(x,y)$  der Kelvin-Helmholtz-Wellenlänge ( $\lambda_{KH} / H = 1,57$ ) entspricht. Im zweiten Eigenwertpaar ( $\lambda_4$  und  $\lambda_5$ ) wird ein wenig undeutlicher die 2. Subharmonische abgebildet, die sich jedoch kaum vom Grundrauschen der Enstrophie abhebt. Das ist insofern interessant, als die sehr schwache 2. subharmonische Struktur bei Betrachtung von phasengemittelten und momentanen Wirbelstärkeverteilungen nicht identifiziert werden konnte (s. **Abschnitt 6.2.3**). Die fundamentale Struktur wird von der POD nicht in den ersten Moden wiedergegeben, da sie keinen signifikanten Enstrophieinhalt hat. Für die Dynamik spielt diese Struktur jedoch eine bedeutsame Rolle, weil die 1. Subharmonische erst durch Amalgation der fundamentalen Struktur entsteht.

Die klarere Abbildung der kohärenten Strukturen in den räumlich-zeitlichen Moden der Enstrophie-Dekomposition beruht darauf, daß bei der Betrachtung der Enstrophie nur der dynamisch relevante Bereich der Strömung, d.h. der Bereich der Scherschicht betrachtet wird. Der in den Strömungsfeldern auftretende phase jitter kann nicht für



die Tripelbildung der Eigenmoden bei der Energie-Dekomposition verantwortlich gemacht werden. Diese Streuung müßte sonst bei der Enstrophie-Zerlegung zu ähnlichen Resultaten führen. Außerdem beschreiben die Intensitäten der Eigenströmungen, wo sich die Strukturen formieren und in welchem räumlichen Bereich sie ihren größten Enstrophieinhalt haben. So zeigt das räumliche Eigenfunktionspaar, das der 1. subharmonischen Wirbelstruktur zugeordnet ist, genau dort die größten Intensitäten ( $1 < x/H < 3$ ), wo auch die 1. subharmonische Instabilitätswelle angefacht wird (vgl. **Abschnitt 6.2.2**). Die Ergebnisse der POD im Enstrophie-Bereich stehen somit im Einklang mit den Ergebnissen der konventionellen Methoden und liefern darüber hinaus noch zusätzliche Informationen. Der große Vorteil der POD ist, daß sie im Gegensatz zur Phasenmittelung kein Referenzsignal benötigt, um Wirbelstrukturen zu identifizieren. Sie ist bei der Identifikation von Wirbelstrukturen vorurteilslos, wobei die Interpretation der Ergebnisse aber nicht immer einfach ist.

### 6.5.3 Die Komplexität der Strömung

Die Komplexität der Strömung kann über die Anzahl von Eigenwerten definiert werden, die einen bestimmten Anteil an der gesamten Turbulenzenergie wiedergeben. Diese Anzahl der Eigenwerte entspricht dann der von der Strömung eingenommenen Freiheitsgrade und wird als Karhunen-Loève-Dimension bezeichnet (Manhart 1996). Die Karhunen-Loève-Dimension ist daher gut geeignet, die Komplexität einer transitionellen Strömung zu untersuchen, wie Rempfer (1994) an einer transitionellen Grenzschicht gezeigt hat.

Zur Bestimmung der Energie- bzw. Enstrophieanteile an der gesamten Turbulenzenergie bzw. Enstrophie für eine vorgegebene Anzahl von Moden wird das sogenannte integrierte Eigenwertspektrum verwendet

$$E(k) = \sum_{j=1}^k \lambda_j / \sum_{i=1}^n \lambda_i \quad \text{mit} \quad k \leq n. \quad (6.12)$$

Der relative Energieanteil  $E(k)$  der  $k$  Moden liegt in einem Bereich zwischen 0 und 1, wobei 1 bedeutet, daß die  $k$  Moden die gesamte Turbulenzenergie bzw. Enstrophie beinhalten. Der Zustand  $E(k) = 1$  wird spätestens dann erreicht, wenn die Anzahl der Moden gleich der Anzahl der aufgenommenen momentanen Geschwindigkeitsfelder ist. Diese Darstellung eignet sich auch, um den Grad der Organisation der Strömung zu beschreiben. Je mehr Energie bzw. Enstrophie in den ersten Eigenmoden konzentriert ist, umso organisierter ist die Struktur der Strömung. Die integrierten Eigenwertspektren der Energie- und der Enstrophiezerlegung für den natürlichen und multifrequent angeregten Fall sind in **Abbildung 6.35** dargestellt.

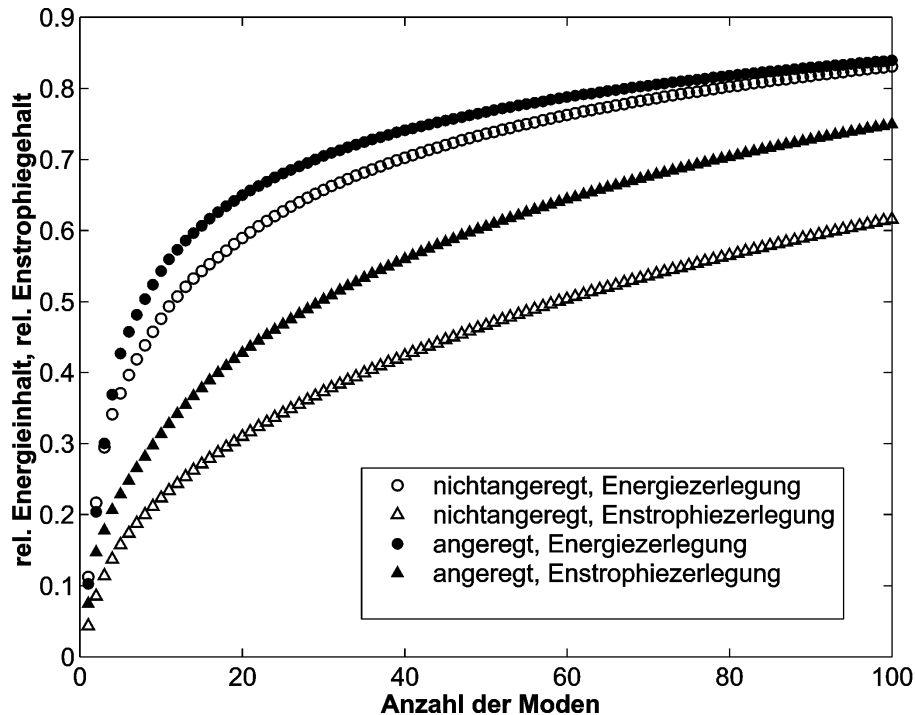


Abbildung 6.35: Integriertes Eigenwertspektrum der Energie- und Enstrophiezerlegung für den natürlichen und multifrequent angeregten Fall

Es wird deutlich, daß die angeregte Strömung (geschlossene Symbole) mehr Energie und mehr Enstrophie in den ersten Moden bindet, als die nicht angeregte (offene Symbole). Das war auch zu erwarten, da die Anregung das Strömungsfeld durch eine gezielte Wirbelaufrollung und Wirbelpaarung strukturiert und aperiodische Prozesse mit der Anregung synchronisiert. Die angeregte Strömung hat einen höheren Organisationsgrad und damit eine geringere Komplexität als die unbeeinflusste. Für den angeregten Fall geben bereits 14 Moden 60% der Turbulenzenergie von  $u'$  und  $v'$  wieder; für den natürlichen Fall werden 21 Moden benötigt. Bei der Enstrophie ist der Unterschied noch größer; beim manipulierten Fall repräsentieren 17 Moden einen Enstrophieinhalt von 40%, während es bei der natürlichen Strömung bereits 36 Moden sind. Es handelt sich also bei der transitionellen Stufenströmung um ein Problem mit einer recht niedrigen Karhunen-Loève-Dimension. Bei hoher räumlicher Auflösung (Kolmogoroff-Länge) und bei einer POD-Zerlegung des gesamten momentanen Fluktuationfeldes  $(u', v', w')$  ist ein Anstieg der Karhunen-Loève-Dimension zu erwarten. Bei einfachen Strömungen, wie z.B. der freien turbulenten Scherschicht, bilden bei der zweidimensionalen Betrachtung der Strömung bereits 4 POD-Moden bis zu 84% der gesamten turbulenten Energie ab (Bonnet et al. 1998). Die hier betrachtete Stufenströmung benötigt für den gleichen Energieinhalt bei beiden Fällen annähernd 100 Moden. Dies zeigt deutlich, daß diese Strömung mit einer geschlossenen Ablöseblase eine Komplexität besitzt, die um eine Größenordnung höher ist, als die einer freien turbulenten Scherschicht.

Unabhängig von der Strömungskonfiguration zeigt der Vergleich zwischen integriertem Energie- und Enstrophiespektrum des selben Falls, daß wesentlich mehr

Fluktuationsenergie in den ersten POD-Moden konzentriert ist als Fluktuationsenstrophie. Ein Grund für die größere Verteilung der Enstrophie über die Moden ist sicherlich, daß die Wirbelstärkenverteilungen infolge der Differentiation gewöhnlich mehr Rauschen beinhalten als die dazugehörigen Datensätze der Geschwindigkeitsverteilungen.

#### 6.5.4 Die POD als physikalischer Filter

Die Reihenentwicklung des Strömungsfeldes im Energie- oder Enstrophie-Bereich durch die POD kann dazu genutzt werden, um die kleinskaligen Fluktuationen und die stochastischen Meßfehler, die den großskaligen Strukturen überlagert sind, heraus zu filtern. Die dominanten kohärenten Strukturen werden nur in wenigen Moden mit hohem Energie- oder Enstrophieinhalt repräsentiert, wobei jede durchlaufende Struktur genau durch ein Eigenwertpaar und durch periodische Eigenfunktionspaare im Raum und in der Zeit wiedergegeben wird. Eine Rekonstruktion des Strömungsfeldes aus nur wenigen Moden ( $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3 \dots \lambda_\alpha$  mit  $\alpha < n$ ), die diese Paare der Eigenmoden beinhalten, bietet so die Möglichkeit, die kohärente Bewegung von der stochastischen Bewegung bzw. von stochastischen Meßfehlern zu trennen<sup>6</sup>

$$\hat{U}_j = \hat{\Phi}_j \hat{A}^T \quad \text{mit} \quad \hat{\Phi}_j = (\phi_1^j, \phi_2^j, \phi_3^j, \dots, \phi_\alpha^j), \quad \hat{A} = (a_1, a_2, a_3, \dots, a_\alpha) \quad \text{und} \quad \alpha < n. \quad (6.13)$$

Eine andere Möglichkeit, die Strukturen aus dem turbulenten Hintergrundrauschen der Momentanbilder herauszuarbeiten, besteht in der räumlichen Mittelung des Geschwindigkeitsfeldes. Nachteil dieser Filtermethode ist jedoch, daß sie keinen Bezug zum physikalischen Sachverhalt hat, jedes Bild isoliert betrachtet wird und aufgrund der Mittelung eine Unschärfe hervorruft. Diese Nachteile hat die POD-Filterung nicht. Sie erzeugt eine optimale energie- oder enstrophiegewichtete Zerlegung des gesamten Datensatzes und produziert keine zusätzliche Unschärfe. **Abbildung 6.36a** zeigt eine typische  $\omega_z$ -Wirbelstärkenverteilung einer ungefilterten PIV-Aufnahme des multifrequent angeregten Falls, während **Abbildung 6.36b** bis **Abbildung 6.36e** rekonstruierte Wirbelstärkeverteilungen der Enstrophiezerlegung darstellen.

<sup>6</sup> Die Rekonstruktion des Geschwindigkeitsfeldes aus nur wenigen räumlich-zeitlichen Moden der POD führt gleichzeitig zu einer starken Datenkomprimierung, wenn anstelle der Matrix  $U_j$  nur die Matrizen  $A$  und  $\Phi_j$  abgespeichert werden. Der Kompressionsgrad wird dann durch

$$\eta = 1 - \frac{\alpha(m+n)}{mn} \quad \text{mit} \quad 1 \leq \alpha \leq n$$

bestimmt. Dabei steht  $\alpha$  für die Anzahl der beteiligten Moden,  $m$  für die Zeilenanzahl und  $n$  für die Spaltenanzahl der Matrix  $U_j(x_i, t)$ . Bei Berücksichtigung aller Moden, d.h.  $\alpha < n$ , erhöht sich jedoch der Speicheraufwand, da  $A$  eine  $n \times n$  und  $\Phi_j$  eine  $m \times n$  Matrix ist, während  $U_j$  eine Größe von  $m \times n$  hat.

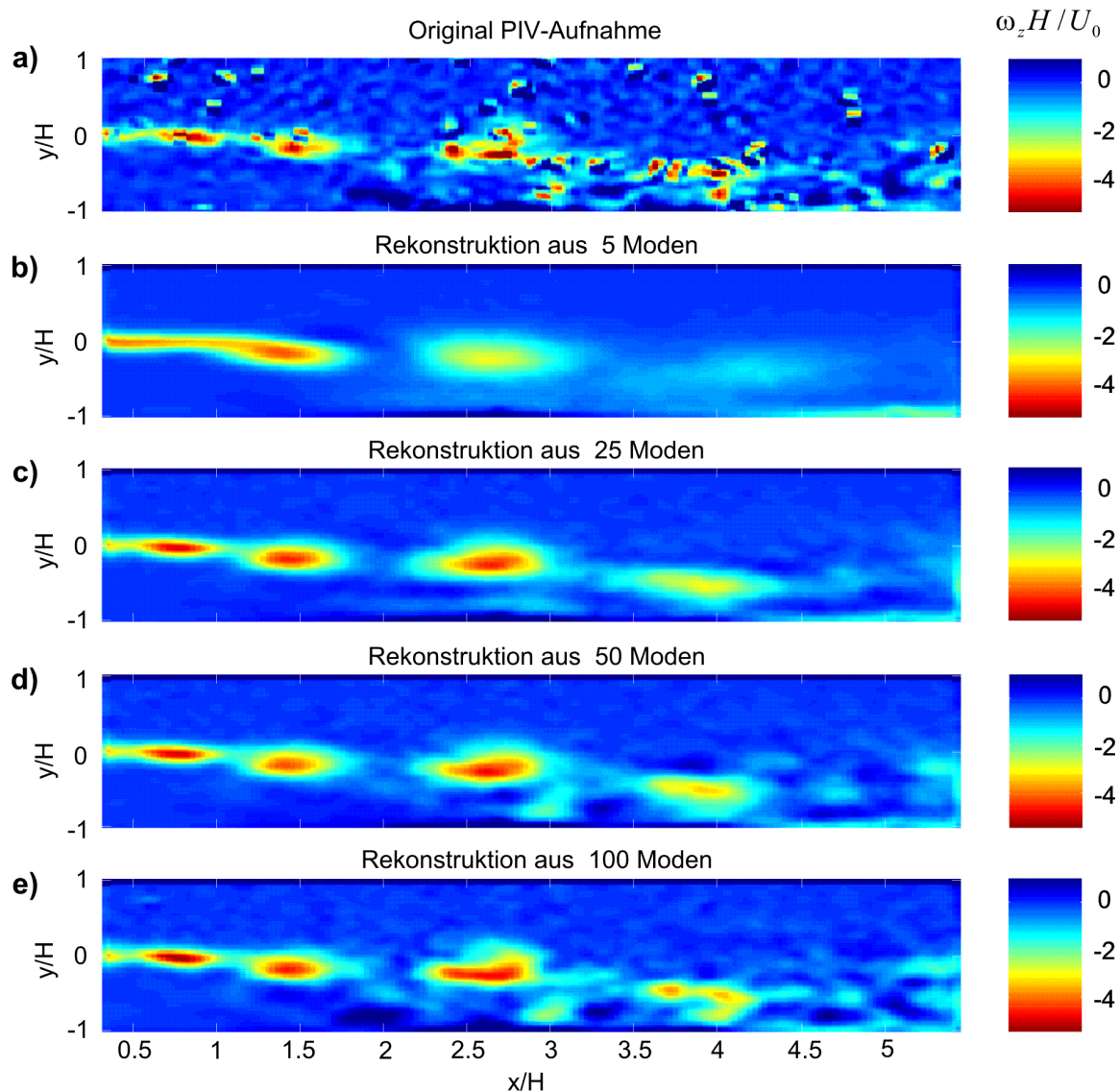


Abbildung 6.36: a) Wirbelstärkeverteilung  $\omega_z$  einer Original-PIV-Aufnahme, b) bis e) rekonstruierte Wirbelstärkeverteilungen aus 5, 25, 50 und 100 zeitlich-räumlichen Moden der POD

Die ungefilterte PIV-Aufnahme zeigt deutliche Wirbelstrukturen in der Scherschicht, die jedoch von Rauschen überlagert sind. Im ganzen Strömungsfeld sind außerdem kleine Flecken von hochkonzentrierter Wirbelstärke zu sehen, die von Ausreißern stammen. Die aus nur 5 Moden konstruierte Verteilung, die beide Eigenwertpaare der 1. und der 2. Subharmonischen und den Mittelwert beinhaltet, gibt ein wesentlich deutlicheres Bild, das jedoch stark vereinfachend ist. Hier werden die subharmonischen Strukturen zu stark gewichtet. Doch bereits nach Berücksichtigung von 25 räumlich-zeitlichen Moden zeigt die Rekonstruktion alle wesentlichen Merkmale der Original-Aufnahme (1000 Moden), einschließlich der fundamentalen Wirbelstruktur. Eine Verdoppelung auf 50 Moden oder eine Vervielfachung auf 100 Moden bewirkt kaum noch Veränderungen.

Die aus nur wenigen Moden ( $25 < \alpha < 100$ ) rekonstruierten Strömungsfelder haben deutliche Wirbelstrukturen, die sich durch scharfe Konturen von der übrigen Strömung abgrenzen und so der Untersuchung leichter zugänglich sind. Sie zeigen alle wesentlichen Eigenschaften der Momentanbilder, jedoch mit dem Vorteil, daß sich das stochastische Rauschen stark reduziert und die Effekte von Ausreißern eliminiert werden. Diese Rekonstruktionen sind also gut geeignet, um die Wirbeldynamik im Detail zu untersuchen. Im Regelfall wurden bei den einzelnen Untersuchungen für die Nachbildung der Wirbelstärkeverteilungen 50 POD-Moden berücksichtigt.

### 6.5.5 Die POD als Basis für einen Sortieralgorithmus für PIV-Bilder

Die Sortierung der PIV-Bilder hatte das Ziel, den zeitlichen Ablauf der Wirbeldynamik zu rekonstruieren. Ausgangsbasis des Sortieralgorithmus war die Beschreibung der Strömungszustände im Phasenraum durch die zeitlichen Eigenmoden der POD. Diese Zustandsbeschreibung kann bei periodischen Prozessen (z.B. Strömungen) dazu benutzt werden, um stochastisch erfaßte Ereignisse (z.B. PIV-Aufnahmen) zu sortieren, wobei der Abstand zwischen den Punkten im Phasenraum ein Maß für die Ähnlichkeit der Zustände ist und somit das Sortierkriterium bildet. Im **Anhang A.3** befindet sich eine ausführliche Beschreibung des Sortieralgorithmus, der zuerst an einem periodischen Testfall validiert und dann an einem PIV-Datensatz angewendet wurde. Die Sortierung im Phasenraum, bei Berücksichtigung aller zeitlichen Moden, ergab jedoch eine schlechtere Ablauffolge als die Anordnung nach der Phasenlage des Anregungssignals. Zwar zeigten die zeitlichen Koeffizienten der Eigenfunktionspaare im Phasenportrait eine deutliche Periodizität in Form einer nahezu elliptischen Anordnung der Zustandspunkte. Diese diskreten Zustandspunkte ließen sich aber nicht so verbinden, daß die Trajektorie<sup>7</sup> einen physikalisch sinnvollen Verlauf ergab. Hier wird klar, daß die angeregte Strömung zwar periodische Anteile hat, sich aber aufgrund der nicht vernachlässigbaren stochastischen Beiträge die Zustände zwischen den einzelnen Zyklen zu stark ändern. Es wurde bereits in **Kapitel 6.3.2** dargestellt, daß bei der Wirbelentwicklung eine Phasenmodulation und räumliche Unordnung auftritt. Hier stoßen wir auf das Grundproblem der Turbulenz, daß kein Zustand dem anderen ähnelt, was eine Sortierung selbst bei dieser periodisch angeregten Strömung unmöglich macht. Für Strömungen mit starken periodischen Anteilen, wie z.B. der Kármanschen-Wirbelstraße, sollte eine Sortierung möglich sein.

---

<sup>7</sup> Die Trajektorie ist die Zustandskurve eines dynamischen Systems im Phasenraum.

### 6.5.6 Zusammenfassung der Gesamtfeldanalyse mit der POD

Die POD ermöglicht es, kohärente Strukturen vorurteilslos, d.h. ohne Vorgabe eines Suchmusters zu detektieren, auch wenn das momentane Strömungsfeld nur stochastisch erfaßt worden ist. Dabei hat sich die POD im Enstrophie-Bereich als günstiger erwiesen als die POD im Energiebereich. Laufende kohärente Strukturen werden durch Eigenwertpaare und durch periodische Eigenfunktionspaare im Raum und in der Zeit wiedergegeben, die um eine viertel Wellenlänge phasenversetzt sind. Außerdem kann mit den POD-Moden der Energie- bzw. der Enstrophieinhalt der kohärenten Strukturen bestimmt werden, auch wenn keine zeitliche Auflösung der Dynamik möglich ist.

Sie ist in der Lage, die Komplexität bzw. den Organisationsgrad der Strömung mathematisch exakt zu beschreiben. Die Anzahl der von der Strömung eingenommenen Freiheitsgrade wird durch die Anzahl der von Null verschiedenen Eigenwerte beschrieben. Dies ermöglicht einen Vergleich der Komplexität zwischen verschiedenen Strömungskonfigurationen, z.B. zwischen natürlicher und angeregter Strömung.

Sie kann zur Filterung von PIV-Daten verwendet werden, indem bei der Rekonstruktion des Geschwindigkeitsfeldes nur eine begrenzte Anzahl von Moden berücksichtigt wird. Dieser Filter wichtet automatisch, je nach Art der Zerlegung, nur die energie- oder die enstrophielevanten Moden, deren Anteil an der kinetischen Energie oder Enstrophie genau bekannt ist. Es handelt sich um einen physikalischen Filter, der nur relevante dynamische Prozesse berücksichtigt und dabei den gesamten Datensatz der momentanen Strömungsfelder beachtet.

Sie liefert eine Zustandsbeschreibung des dynamischen Systems im Phasenraum, die dazu genutzt werden kann, stochastisch aufgenommene Geschwindigkeitsfelder zu sortieren. Die Folge der momentanen Geschwindigkeitsfelder wird so umgeordnet, daß der Abstand zwischen den Zustandspunkten im Phasenraum minimal wird. Dieses Sortierkriterium zeigt aber nur Erfolg, wenn die Strömung bzw. das dynamische System stark periodisch sind.

## 6.6 Entwicklung von Längswirbelstrukturen

Bisher wurde ausschließlich die Dynamik der zweidimensionalen Wirbelstrukturen betrachtet. Zur Untersuchung der dreidimensionalen Wirbeldynamik, die hier eine Folge der strukturellen Entwicklung ist (Fiedler et al. 1997), werden nun die momentanen Wirbelstärkenverteilungen der begleitenden DNS (Wengle et al. 2001) analysiert. Eine meßtechnische Erfassung des gesamten momentanen Strömungsfeldes war nicht realisierbar.

In **Abbildung 6.37** sind Iso-Oberflächen der Querwirbelstärke  $\omega_z = \partial v / \partial x - \partial u / \partial y$  und der Längswirbelstärke  $\omega_x = \partial v / \partial z - \partial w / \partial y$  des momentanen Strömungsfeldes für den mit 50 Hz angeregten Fall bei einer Reynolds-Zahl von  $Re_H = 2980$  für vier verschiedene Phasenwinkel ( $\phi = 0; 0,5\pi; \pi$  und  $1,5\pi$ ) der fundamentalen Periode aufgetragen. Die Iso-Oberflächen von  $\omega_x H / U_o = \pm 4,0$  und  $\omega_z H / U_o = 5,0$  sind so gewählt, daß die Längswirbelstrukturen in den Vordergrund treten. Die bei dieser Konfiguration auftretende Wirbelpaarung ist bei der dargestellten Isofläche nicht zu sehen.

Es ist deutlich zu erkennen, daß die zweidimensionale Anregung die Kelvin-Helmholtz-Instabilität anfacht und zur Aufrollung (graue Isoflächen) von Querstrukturen im Anfangsbereich der Scherschicht führt. Diese Querwirbelstrukturen haben eine Wellenlänge von  $\lambda_{HK} / H \approx 1,1$ . Doch schon kurz hinter der Abströmkante, ab etwa  $x / H \approx 1$ , zeigen die Querstrukturen dreidimensionale Deformationen, die sich weiter stromab zu einer nahezu regelmäßigen Ondulierung in Spannweitenrichtung mit einer Wellenlänge von  $\lambda_z / H \approx 2$  bzw.  $\lambda_z / \lambda_{HK} \approx 1,8$  entwickeln. Die schnelle Ausbildung der Dreidimensionalität bei den Kelvin-Helmholtz-Strukturen wurde auch von Delcayre (1997) beobachtet. Das Feld der Querstrukturen lenkt sich hierbei konphas aus, wie bereits in **Abschnitt 6.3.2** gesehen wurde. Parallel dazu bilden sich die ersten Längsstrukturen (rote und grüne Isoflächen) zwischen den Querstrukturen aus. Sie bestehen aus stabförmigen Wirbelpaaren mit entgegengesetzter Rotation, die sich von der Unterseite eines Querwirbels zur Oberseite des nächsten Querwirbels erstrecken. Weiter stromab bis ca.  $x / H \approx 2$  nehmen die Amplitude der spannweitigen Wellung<sup>1</sup> und die Anzahl der Längsstrukturen zu. In diesem Bereich bildet sich in der braid region (Gebiet zwischen den Querwirbeln) ein recht regelmäßiges periodisches Feld von entgegengesetzt drehenden Längswirbelpaaren aus, die große Ähnlichkeit mit Längsstrukturen aus freien Scherschichten haben (z.B. Metcalfe et al. 1987). Auffällig ist, daß die Periodizität der Längsstrukturen nahezu mit der Periodizität der Kelvin-Helmholtz-Strukturen in Spannweitenrichtung übereinstimmt. **Abbildung 6.38** zeigt ein aus den Isoflächen gewonnenes topologisches Modell der Längswirbelstrukturen. Bei transitionellen Scherschichten ohne Wandbindung treten diese Längsstrukturen erst wesentlich später, nach etwa 4 fundamentalen Wellenlängen  $\lambda_{KH}$ , in Erscheinung (Huang & Ho 1990).

<sup>1</sup> Die Wellung der Querstrukturen im Paarungsbereich ( $1,5 < x/H < 2,75$ ) zeigt, daß bereits die Wirbelverschmelzung ein dreidimensionaler Prozeß ist.

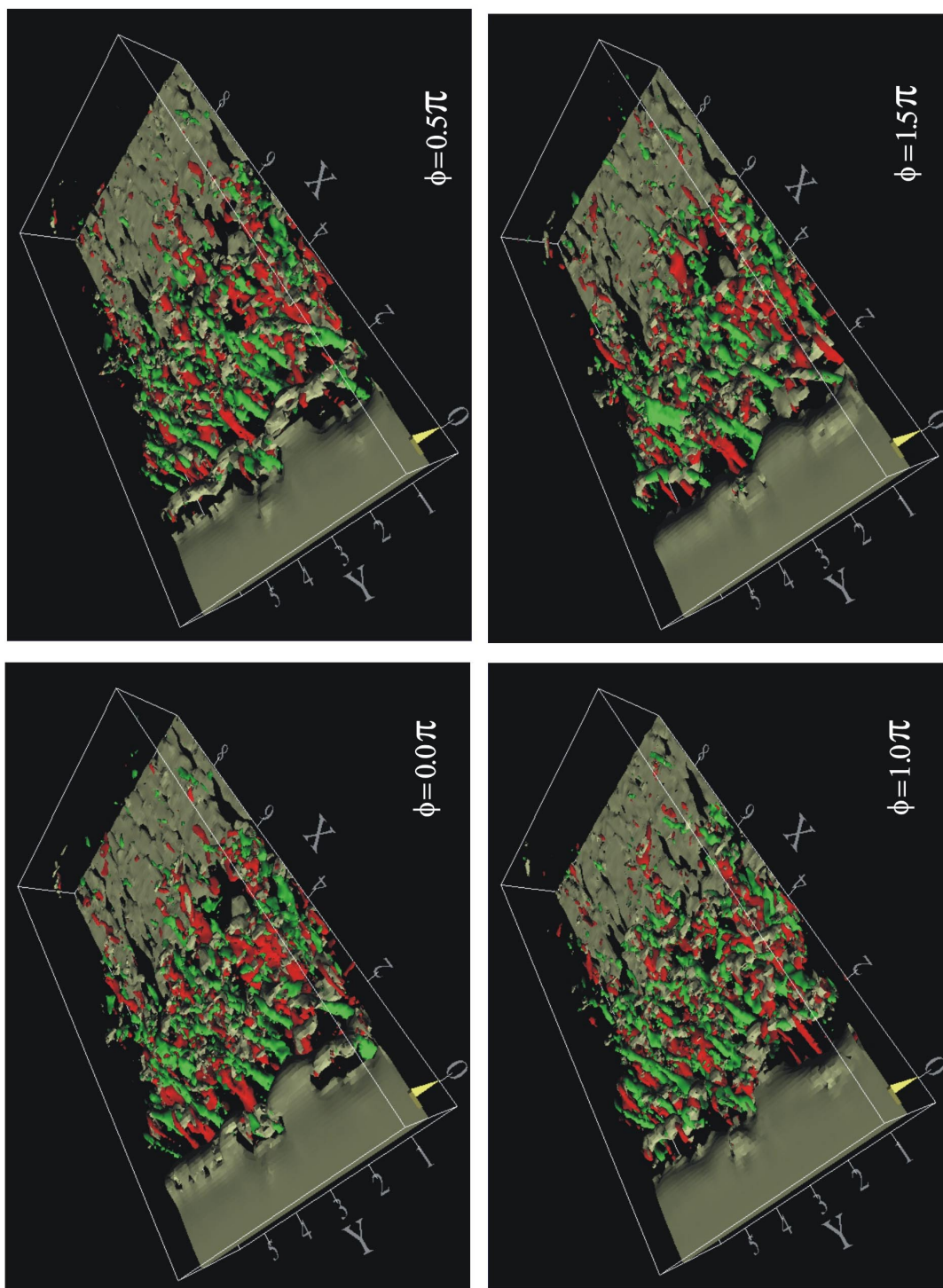


Abbildung 6.37: Momentane Iso-Oberflächen der Wirbelstärke von  $\omega_z H / U_o = 5$  (grau) und  $\omega_x H / U_o = \pm 4$  (rot und grün) für verschiedene Phasenwinkel eines angeregten Falls ( $f = 50\text{Hz}$ ,  $A = 4\%$ ) (Wengle et al. 2001).



Der weitere Verlauf der Isoflächen der Wirbelstärke wird zunehmend stochastischer, regelmäßige Strukturen sind kaum noch zu erkennen. Die Auflösung der kohärenten Strukturen beginnt. Hinter der mittleren Wiederanlegung ( $\bar{x}_r/H = 4,4$ ) gibt es praktisch keine konzentrierte zwei- und dreidimensionale Wirbelstärke dieser Intensität mehr. Auch die Iso-Oberflächen deuten den Zerfall der kohärenten Strukturen an.

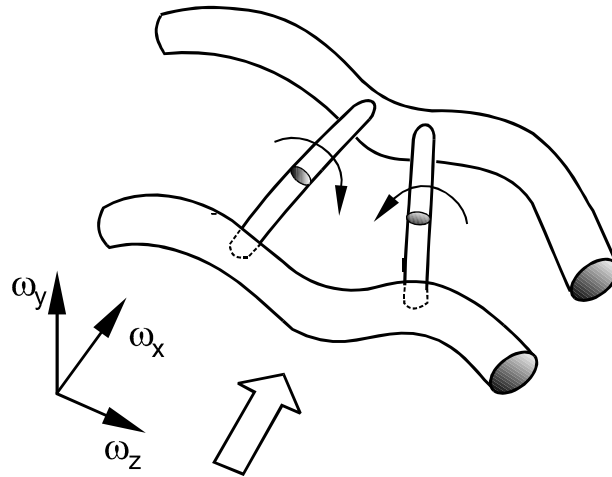


Abbildung 6.38: Modell der Längswirbelstrukturen

Dreidimensionale Strukturen waren Gegenstand vieler Untersuchungen in freien Scherschichten (Breidenthal 1981, Corcos & Lin 1984, Bernal & Roshko 1986, Lasheras & Choi 1988, u.a.) und Zylinder-Nachläufen (Brede et al. 1996, Williamson 1996, Leweke & Williamson 1998a, 1998b, u.a.). In den nächsten Abschnitten sollen anhand dieser Informationen die hier beobachteten Längswirbelstrukturen näher klassifiziert und nach möglichen Instabilitäten für die Entstehung gesucht werden.

### 6.6.1 Klassifizierung der Längsstrukturen

Im Gegensatz zu den Querstrukturen, die ihre Entwicklung der Kelvin-Helmholtz-Instabilität verdanken, gibt es bei den Längsstrukturen unterschiedliche Entstehungsmechanismen, die ihre Topologie bestimmen. Eine Klassifizierung der Längsstrukturen ist daher notwendig.

Einen Beitrag zur Klassifizierung von Längsstrukturen in abgelösten Strömungen lieferten Williamson (1995) und Brede et al. (1996). Sie untersuchten den transitionellen Nachlauf eines Zylinders und identifizierten dort zwei verschiedene Arten von Längsstrukturen, die sie als A- und B-Mode bezeichneten (s. **Abb. 6.39**). Anhand ihrer Ergebnisse konnten sie Analogien zu den sekundären Scherschichtmoden zeigen, und so Widersprüche in den unterschiedlichen Erscheinungsformen der Längsstrukturen klären. Die A-Mode kennzeichnet Längswirbelstrukturen, die eine „zungenförmige“ Wirbelstärkeverteilung haben. Die räumliche Periodizität dieser Längsstrukturen liegt in der Größenordnung der

primären Wellenlänge und scheint in Verbindung mit dem konphas gewellten Feld der Querstrukturen zu stehen. Ihr Auftreten beschränkt sich auf den Bereich der kleinen Reynolds-Zahlen. Eine ähnliche Mode wurde bei freien Scherschichten z.B. von Lasheras & Choi (1988) beobachtet. Im Raum-Zeitverhalten zeigt die Wirbelstärke der A-Mode für einen festen Raumpunkt eine zeitlich alternierende Vorzeichenvariation (Schachbrettmuster). Die B-Mode erscheint bei größeren Reynolds-Zahlen und besitzt konzentrierte Wirbelstärke in Form von stabartigen entgegengesetzt rotierenden Längsstrukturen. Ihre Wellenlänge ist kleiner als die der A-Mode und liegt in der Größenordnung der Scherschichtdicke. Zwischen der räumlichen Periodizität der Längsstrukturen und der Deformation der Querstrukturen in Spannweitenrichtung ist kein Zusammenhang zu erkennen. Analoge Strukturen in der Scherschicht wurden von Metcalfe et. al (1987) und Corcos & Lin (1984) gefunden.

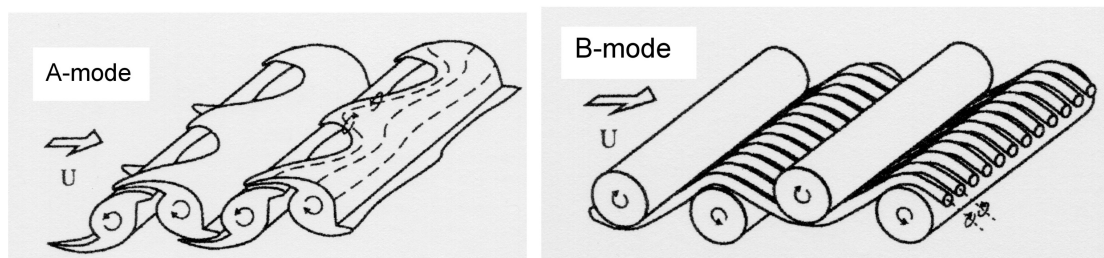


Abbildung 6.39: A- und B-Mode im Zylindernachlauf (Brede et al. 1996)

Die Unterschiede zwischen den Strukturen der A- und B-Mode und ihre Analogien zu den verschiedenen sekundären Strukturen der freien Scherschicht führten Brede et al. (1996) und Williamson (1996) auf unterschiedliche Strömungsinstabilitäten zurück. Welcher Instabilitätsmechanismus für die Entstehung der sekundären Strukturen verantwortlich ist, ist noch nicht geklärt. Während Brede et al. bei der A-Mode eine Instabilität der braid region als Folge einer Zentrifugal-Instabilität vermuten, geht Williamson (1996) von einer elliptischen Instabilität aus. Bei der B-Mode wird eine nicht näher spezifizierte Scherschichtinstabilität angenommen, die mit der Scherschichtdicke der braid region skaliert (Brede et al. 1996, Leweke & Williamson 1998a). Williamson (1996) nimmt außerdem an, daß die Wirbelstreckung ein essentieller Mechanismus für die Generierung der Längswirbelstrukturen in beiden Moden ist.

Von der topologischen Wirbelstruktur und vom Raum-Zeit-Verhalten entsprechen die Längsstrukturen der Stufenscherschicht der B-Mode. Das nahezu konphas gewellte Feld der Querwirbelstrukturen, dessen Querwellenlänge  $\lambda_z$  mit der räumlichen Periodizität der Längsstrukturen korreliert, spricht jedoch gegen eine Zuordnung zur B-Mode. Außerdem zeigen die Längsstrukturen eine Periodizität, die etwa zweimal so groß ist wie die Kelvin-Helmholtz-Wellenlänge und daher eher ein Indiz für die A-Mode ist. Eine eindeutige Zuordnung der von Brede et al. und Williamson gefundenen Moden ist somit nicht möglich. Welche Instabilitäten zu Erzeugung von Längsstrukturen führen können, wird im nächsten Abschnitt besprochen.

### 6.6.2 Dreidimensionale Instabilitäten

Die Ausbildung von Längsstrukturen in freien Scherschichten, bei einer anfänglich zweidimensionalen Strömung, beruht auf einer dreidimensionalen Sekundärinstabilität der Primärstrukturen (Fiedler et al. 1997). Eine Existenz von Längsstrukturen ohne Querstrukturen ist daher nicht möglich. Für die Entstehung der Längswirbelstrukturen sind bei der Stufenströmung folgende Instabilitäten denkbar:

die **Crow-Instabilität**,

die **elliptische Instabilität** (translative Instabilität) und

die **Zentrifugal-Instabilität**.

Möglich ist auch eine Kombinationen der einzelnen Instabilitätsmechanismen, die in Wechselwirkung zueinander stehen. So konnten Leweke & Williamson (1998) bei entgegengesetzt rotierenden Stabwirbelpaaren eine langwellige Crow-Instabilität beobachten, die von einer kurzwelligen elliptischen Instabilität überlagert war.

Große Bedeutung bei der Entstehung der Längsstrukturen besitzt außerdem der Wirbelstreckungsmechanismus (Tennekes & Lumley 1972). Nach einem Modell von Corcos & Lin (1984) und Lasheras & Choi (1988) führen Fluktuationen der Längswirbelstärke in der braid region, die durch stochastische dreidimensionale Störungen erzeugt werden, zur Ausbildung von Längswirbelstrukturen, wenn diese Fluktuationen durch Wirbelstreckung verstärkt werden. Bei der hier vorliegenden Konfiguration kommt es zur Wirbelstreckung, wenn sich der Abstand zwischen den Querwirbelstrukturen vergrößert, wie es z.B. beim Paarungsprozeß der Fall ist. Dreidimensionale Instabilitäten, die wie die Crow-Instabilität und die elliptische Instabilität zur Wellung der Querwirbelstrukturen in Spannweitenrichtung führen und dabei den Querwirbelabstand ändern, generieren daher indirekt über den Wirbelstreckungsmechanismus Längswirbelstrukturen. Die Wellung der Querwirbelstrukturen selektiert die Periodizität der Längswirbelstrukturen in Spannweitenrichtung (Neto et al. 1993).

Anders ist dies bei Instabilitäten, die auf einer instabilen Geschwindigkeitsverteilung in der braid region beruhen, wie z.B. der Zentrifugal-Instabilität. Hier bewirkt die Instabilität eine direkte Längswirbelausbildung, die natürlich auch durch den Wirbelstreckungsmechanismus beeinflusst werden kann. Welche der oben genannten dreidimensionalen Instabilitäten für die vorliegende Stufenströmung von Bedeutung sein kann, wird im folgenden betrachtet.

**Die Crow-Instabilität** (Crow 1970) ist eine dreidimensionale Induktionsinstabilität von einem entgegengesetzt drehenden Stabwirbelpaar. Bei einer dreidimensionalen Störung des Wirbelpaares kommt es aufgrund der gegenseitigen Induktionswirkung zur Wellung der Wirbelstrukturen. Die Welligkeit wächst, bis die Wirbelkerne sich berühren und kurzschließen, was zur Ausbildung einer Serie von Wirbelringen führt. Die Wellenlängen liegen in der Größenordnung der Wirbelabstände. Bei der Stufenströmung entstehen diese Wirbelpaare durch das Spiegelbild der

Querstrukturen. Die axiale Wellenlänge dieser Instabilität liegt nach Leweke & Williamson (1998a), bei dem hier festgestellten Wirbelabstand von  $b/H \approx 2$  und einem Verhältnis von Wirbelradius zu Wirbelabstand von etwa  $a/b \approx 0.15$ , bei ca. 6 Wirbelabständen. Bei der Stufenströmung entspricht dies einer Querwellenlänge von  $12H$ , was jedoch mit der beobachteten Querwellenlänge von  $2H$  nicht vereinbar ist. Eine Crow-Instabilität kann daher ausgeschlossen werden.

**Die Elliptische Instabilität.** Neben der langwelligen Crow-Instabilität existiert bei der oben beschriebenen Wirbelkonfiguration auch eine kurzwellige Instabilität, die als elliptische Instabilität bezeichnet wird (Leweke & Williamson 1998a). Pierrehumbert (1986) und Bayly (1986) waren die ersten, die analytisch zeigten, daß zweidimensionale Strömungen mit elliptisch geformten Stromlinien im Wirbelkern instabil gegenüber dreidimensionalen Störungen sind. Die Betrachtung der Stromlinien erfolgt hierbei aus einem mit Konvektionsgeschwindigkeit bewegten Bezugssystem. Diese elliptischen Stromlinienverläufe in den Wirbelkernen sind eine Folge von Wirbelinteraktionen mit dem gemeinsam induzierten Verzerrungsfeld (Leweke & Williamson 1998a). Physikalische Interpretationsversuche des Instabilitätsmechanismus wurden von Bayly, Orzag & Herbert (1988) und Waleffe (1990) gegeben. Typische Wellenlängen dieser Instabilität liegen in der Größenordnung der Wirbeldurchmesser. Ein Kriterium zur Überprüfung der Instabilität bietet die von Leweke & Williamson (1998a) eingeführte kritische Reynolds-Zahl:

$$\text{Re}_k = \frac{2^8 \pi^3}{9(\lambda_z/b)^2},$$

die für  $\lambda_z/b \approx 1$  und  $a/b \approx 0.2$  bei etwa  $\text{Re}_k \approx 900$  liegt. Berücksichtigt man mögliche Variationen der Wellenlänge bzw. der Wirbelabstände in der Größe von  $\lambda_z/b \approx 1 \pm 0.1$ , dann ergibt dies eine Reynolds-Zahl von  $\text{Re} \approx 900 \pm 200$ . Damit wird gerade die kritische Reynolds-Zahl erreicht. Auch die von Pierrehumbert & Widnall (1982) analytisch entdeckte translative Instabilität an einem Feld von Querwirbelstrukturen wird der elliptischen Instabilität zugeordnet (Bayly 1988, Bayly, Orzag & Herbert 1988, Williamson 1996). Bei dieser Instabilität zeigen die Querwirbelstrukturen eine konphas Welligkeit in Spannweitenrichtung. Die am meisten angefachte Wellenlänge liegt bei ca.  $2/3$  der Kelvin-Helmholtz-Wellenlänge, wobei eine Anfachung über einen breiten Querwellenbereich beobachtet wurde. Vergleichbare Ergebnisse wurden auch bei der experimentellen Studie von Bernal & Roshko (1986) an einer freien Mischungsschicht gefunden. Das hier vorliegende nahezu konphas gewellte Feld der Querwirbelstrukturen mit einer Querwellenlänge in der Größenordnung der Kelvin-Helmholtz-Wellenlänge spricht für eine elliptische Instabilität. Ähnliche Phänomene wurden auch bei der Stufenströmung von Neto et al. (1993) beobachtet. Sie vermuten, daß die translative Instabilität zur Ausbildung von Längsstrukturen führt.

**Die Zentrifugal-Instabilität**<sup>2</sup>, die von Rayleigh (1916) entdeckt wurde, tritt bei Strömungen mit gekrümmten Stromlinien auf, an denen ein labiles Gleichgewicht zwischen Zentrifugalkraft und Druckkraft herrscht. Das bedeutet, daß bei einer Bewegung des Fluidteilchens nach außen eine Kraft auftritt, die diese Bewegung verstärkt. Nach Rayleigh ist die Strömung eines reibungsfreien Fluides genau dann instabil, wenn das Quadrat des Produktes aus Umfangsgeschwindigkeit  $u_\phi$  und Radius  $r$  mit anwachsendem Radius abnimmt

$$\frac{d(u_\phi r)^2}{dr} < 0.$$

Auch bei der Stufenströmung existieren in der braid region der Scherschicht momentan und im Phasenmittel Gebiete, bei denen der Krümmungsmittelpunkt der Stromlinien auf der Hochgeschwindigkeitsseite liegt, d.h. mit zunehmendem Abstand vom Krümmungsmittelpunkt nimmt hier die Umfangsgeschwindigkeit ab. In **Abbildung** 6.40 ist ein typisches momentanes Vektordiagramm mit einem überlagerten Stromlinienverlauf für die mit 50 Hz angeregte Strömung bei einer Reynolds-Zahl von  $Re_H = 2980$  dargestellt.

Die in **Abbildung** 6.41 wiedergegebenen Werte des Differentialquotienten zeigen, daß in der braid region das Rayleigh-Kriterium für eine zentrifugale Instabilität erfüllt ist. Die absolute Größe des Differentialquotienten ist jedoch kein Maß für die Stärke der Instabilität, da diese genau in Bereichen großer Krümmungsradien ( $d(u_\phi r)^2 / dr \rightarrow \infty$  für  $r \rightarrow \infty$ ), d.h. am Rand der Potentialströmung und an den Wendepunkten der Stromlinien sehr groß wird.

Die vorhandene Reibung wirkt sich jedoch dämpfend auf das Fluid aus und verschiebt die Instabilität zu höheren Reynolds-Zahlen (Taylor 1923). Das Rayleigh-Kriterium ist dann nur noch eine notwendige Bedingung. Eine allgemeine Definition einer kritischen Reynolds-Zahl ist nicht möglich, da sie in einer komplizierten Weise von den Details der Strömung abhängt (Bayly 1988). Die Mehrheit der durchgeführten Untersuchungen bezieht sich nur auf Strömungen an gekrümmten Wänden wie z.B. der Spaltströmung zwischen konzentrischen rotierenden Zylindern (Taylor 1923 u.v.a.) oder der Grenzschichtströmung an konkaven Wänden (Görtler 1955). Für freie Strömungen sind noch keine hinreichenden Kriterien für den Nachweis einer Zentrifugalinstabilität bekannt. Die Übertragung des Görtler-Kriteriums ist nicht möglich, da der betrachtete Strömungsbereich nicht der Wandhaftung unterliegt. Auch die Verwendung des Taylor-Kriteriums ist fragwürdig. Die kritische Reynolds-Zahl des Taylor-Kriteriums bezieht sich bei der geometrischen Dimension auf die Spaltbreite und die Zylinderradien. Die Übertragung dieses Kriteriums auf freie Strömungen unter Verwendung einer virtuellen Spaltbreite oder virtueller Zylinderradien (z.B. Taubert 1997) ist nicht unproblematisch, da die Reynolds-Zahl stark von der willkürlichen Wahl dieser virtuellen Größen beeinflusst wird.

---

<sup>2</sup> Eine gute Übersicht über die Untersuchungen der Zentrifugal-Instabilität bis 1981 geben Drazin & Reid (1981).

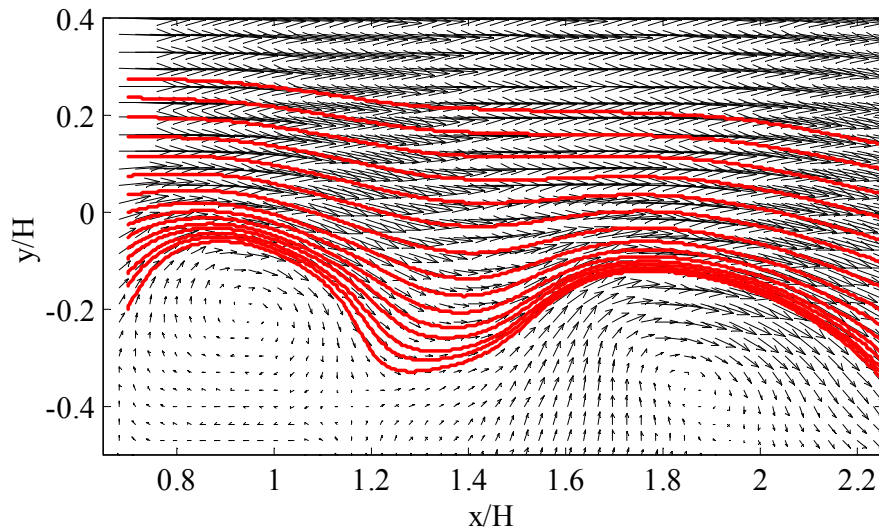


Abbildung 6.40: Momentaner Stromlinienverlauf in der braid region einer angeregten Konfiguration ( $f = 50 \text{ Hz}$ ,  $A = 4\%$ )

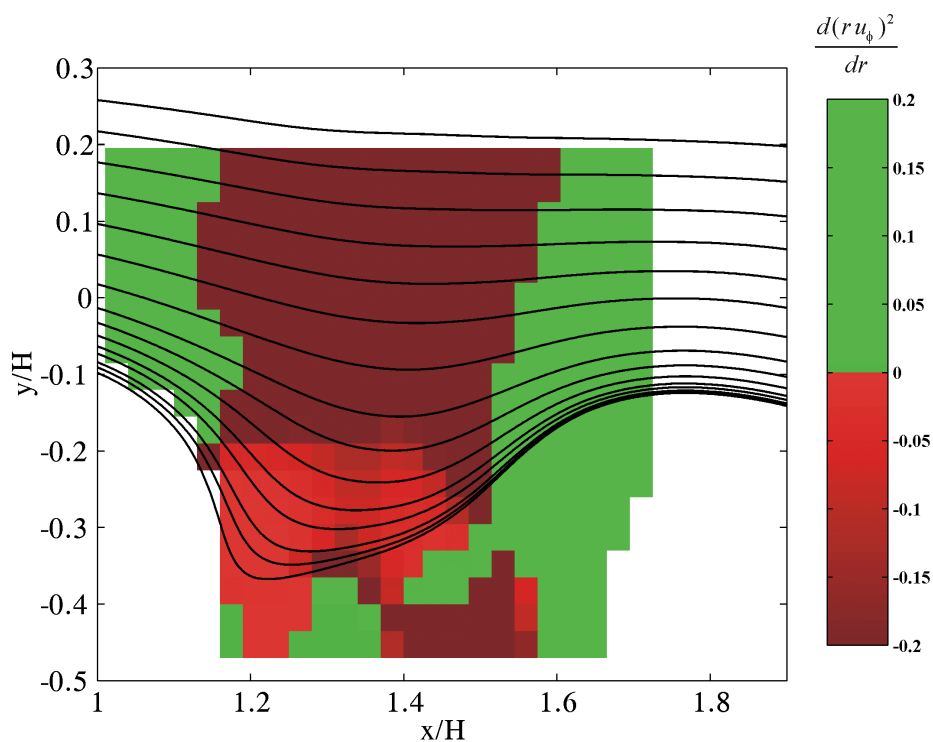


Abbildung 6.41: Graukodierte Werte der Rayleigh-Determinante  $d(r u_\phi)^2 / dr$  in der braid region

Noch größer ist der Unterschied der beiden Strömungen in ihrer zeitlichen Entwicklungsmöglichkeit. Während die Längsstrukturen bei der umlaufenden Spaltströmung, aufgrund der sich nicht ändernden Randbedingung, quasi unendlich viel Zeit haben sich zu entwickeln und immer wieder in ihre Störung hineinlaufen, ist

die Entwicklungszeit bei der Stufenströmung auf den kurzen Lebenszyklus der Querstrukturen begrenzt. Aufgrund der großen Unsicherheiten wird eine Übertragung des Taylor-Kriteriums auf die Stufenströmung nicht durchgeführt. Ein hinreichender Nachweis einer Zentrifugal-Instabilität ist daher nicht möglich.

Die Betrachtung der einzelnen dreidimensionalen Instabilitätsmechanismen zeigt, daß bei der Stufenströmung die elliptische oder die zentrifugale Instabilität eine mögliche Ursache für die Ausbildung der Längswirbelstrukturen sein können.

## 7 Statistische Ergebnisse der ungestörten und der schwach angeregten Strömung

Dieses Kapitel diskutiert die statistischen Größen des Strömungsfeldes für die unbeeinflusste Strömung und die manipulierten Fälle, die auf der Anregung der Kelvin-Helmholtz-Instabilität ( $A = 4\%$ ) bei  $Re_H = 2980$  beruhen.

### 7.1 Ablöseprofile

Die Profile der ablösenden Grenzschicht für die unbeeinflusste Strömung und angeregte Fälle ( $A = 4\%$ ) an der Position  $x/H = -0,05$  sind in **Abbildung 7** dargestellt.

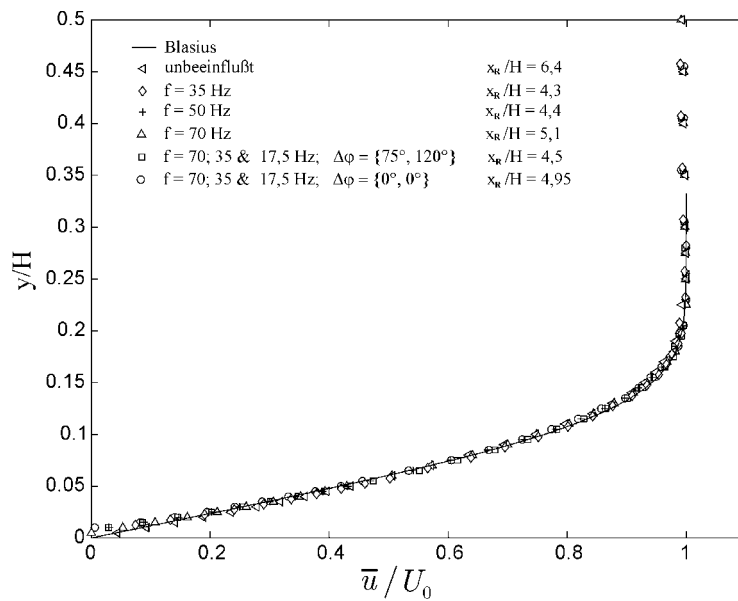


Abbildung 7: Mittlere Geschwindigkeitsprofile  $\bar{u}/U_0$  an der Ablösekante ( $x/H = -0,05$ )

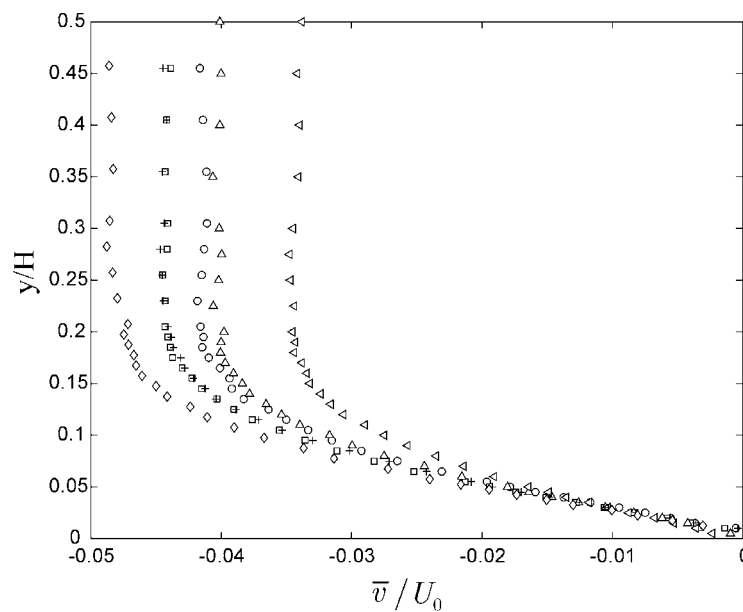


Abbildung 7.1: Mittlere Geschwindigkeitsprofile  $\bar{v}/U_0$  an der Ablösekante ( $x/H = -0,05$ )



Genauso wie die nicht beeinflusste Strömung zeigen auch die mittleren  $u$ -Profile der angeregten Fälle eine gute Übereinstimmung mit dem Blasiusprofil. Die wesentlichen Anfangsbedingungen (Profilform und Grenzschichtdicke) der Ausgangsströmung werden durch die Anregung mit einer kleinen Amplitude ( $A = 4\%$ ) nicht verändert. Ein Vergleich zwischen angeregter und unbeeinflusster Strömung ist daher sinnvoll.

Bei den Profilen der mittleren Vertikalkomponente hingegen ist ein mit der mittleren Wiederanlegelänge korrelierter Trend zu erkennen. Je kürzer die mittlere Wiederanlegelänge  $\bar{x}_R$  ist, umso negativer ist die wandnormale Geschwindigkeit  $\bar{v}$  an der Abströmkannte, d.h. umso stärker ist der Geschwindigkeitsvektor zur unteren Wand gerichtet. Die mittlere  $v$ -Komponente an der Stufenkannte ist daher als Indikator für eine Änderung der mittleren Blasenlänge geeignet. Außerdem zeigen die  $\bar{v}$ -Verteilungen, daß die Strömung an der Stufenkannte infolge einer Stromlinienkontraktion stärker beschleunigt wird als beim unbeeinflussten Fall.

## 7.2 Mittleres Geschwindigkeitsfeld

Die Auswirkungen der Anregung auf das mittlere Strömungsfeld der gesamten Ablöseblase sind in **Abbildung 7.2** wiedergegeben. In dieser Darstellung sind die Profile der mittleren  $u$ -Geschwindigkeitskomponente für den unmanipulierten ( $\bar{x}_R/H = 6,4$ ) und den mit  $50\text{ Hz}$  angeregten Fall ( $\bar{x}_R/H = 4,4$ ) aufgetragen. Die Normierung der mittleren Geschwindigkeiten erfolgte mit der maximalen Anströmgeschwindigkeit  $U_o$ . Die angeregte Strömung zeigt eine deutliche Verkürzung der mittleren Blasenlänge, was sich durch eine Verkleinerung des „Totraumgebietes“ an der Stufe, eine früher stromab einsetzende Rückströmung und eine Verschiebung der mittleren Wiederanlegeposition äußert. Werden die mittleren Geschwindigkeitsprofile mit  $U_o$ , die  $x$ -Koordinate mit  $(x - \bar{x}_R)/H$  und die  $y$ -Koordinate mit  $H$  normiert, so können die Profile der beiden Konfigurationen fast zur Deckung gebracht werden (**Abb. 7.3**). Diese Koordinatentransformation der  $x$ -Komponente entspricht einer Verschiebung des Koordinatensystems an die mittlere Wiederanlegestelle  $\bar{x}_R$ . Durch diese Normierung werden die Profile des turbulenten Wiederanlegebereiches aufeinander abgebildet, während die unterschiedlichen anfänglichen Entwicklungen der Stufenströmung, die sich unter anderem in einer unterschiedlichen Ausdehnung des „Totwassers“ ausdrücken, zum Teil kompensiert werden. Eine Skalierung mit  $x/\bar{x}_R$ , wie sie teilweise in der Literatur benutzt wird (z.B. Westphal & Johnston 1984), ergibt eine schlechtere Übereinstimmung. Eine physikalische Ähnlichkeit der mittleren Geschwindigkeitsprofile kann jedoch grundsätzlich nicht existieren, da aufgrund der unterschiedlich großen Turbulenzproduktion - je nach Anregung - auch der Verlust für die mittlere Bewegung verschieden ist (s. **Abschnitt 9**). Dennoch gibt es bei der Auftragung mit  $(x - \bar{x}_R)/H$  viele Gemeinsamkeiten in den mittleren Strömungsgrößen (s. auch  $c_p$ - und  $c_f$ -Verteilungen, **Abschnitt 7.5** und **7.4**) zwischen der unbeeinflussten Strömung und den manipulierten Fällen. Die maximale Rückströmung  $U_R/U_o$  liegt bei beiden Strömungen bei ungefähr 22% und tritt bei  $(x - \bar{x}_R)/H \approx -1,4$  und einem Wandabstand von ungefähr  $0,1H$  auf.

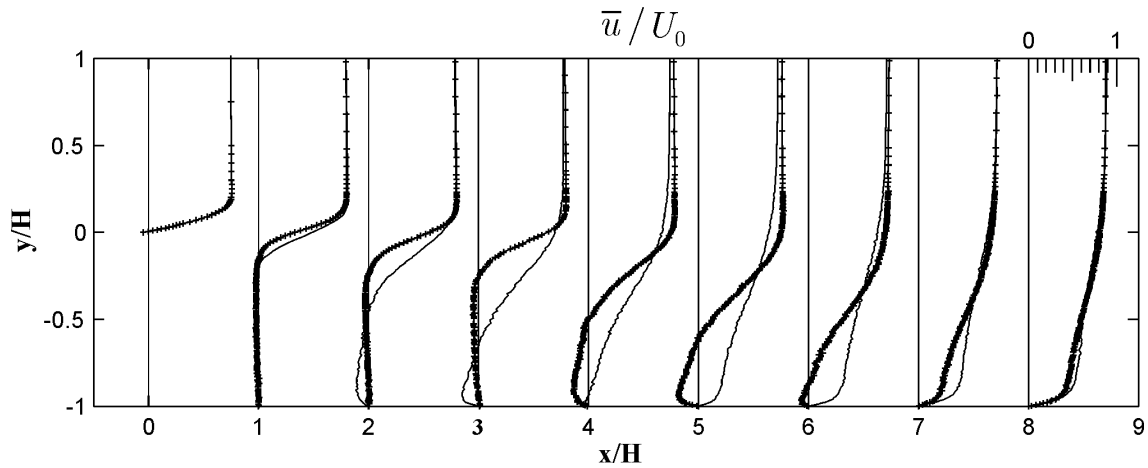


Abbildung 7.2: Mittleres Strömungsfeld der  $u$ -Komponente, unbeeinflusst (+), angeregt (-)

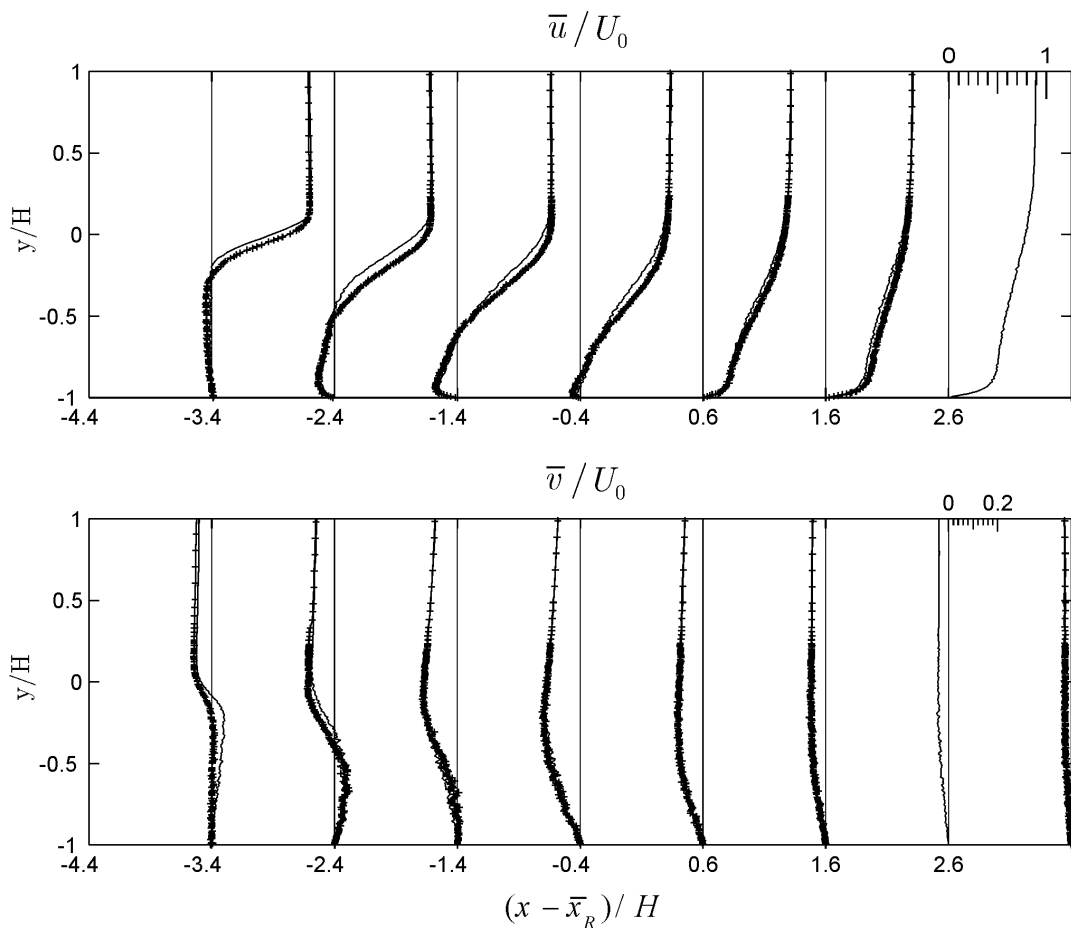


Abbildung 7.3: Mittleres Strömungsfeld der  $u$ - und  $v$ -Komponente unbeeinflusst (+), angeregt (-) bei  $(x - \bar{x}_R)/H$  Normierung.

Diese Ergebnisse stehen im Einklang mit den Untersuchungen von Adams, Johnston & Eaton (1984) und Roos & Kegelmann (1986). Auch bei den anderen manipulierten Fällen mit einer Anregungsamplitude von 4% konnte keine Intensivierung der Rezirkulation festgestellt werden. Auffällig ist außerdem, daß sich die normierte Längenausdehnung des Rückströmgebietes ( $-3 < (x - \bar{x}_R)/H < 0$ ) trotz Anregung

praktisch nicht ändert (vgl. auch  $c_f$ -Verteilungen, **Abschnitt 7.4**). Im Anfangsbereich der Stufenschicht ( $(x - \bar{x}_R)/H < -3$ ) besitzen beide Fälle den Profilverlauf einer freien Scherschicht (Hussain & Hussain 1995). Im gesamten Gebiet der Ablöseblase tritt der maximale Gradient der  $u$ -Komponente  $(\partial \bar{u} / \partial y)_{\max}$  stets im Bereich der Stufenschicht auf. Der Ort des maximalen Gradienten wandert mit zunehmendem Stufenabstand näher zur Wand und befindet sich nach der mittleren Wiederanlegung immer an der Wand. Die größten Unterschiede zwischen den beiden Konfigurationen sind in den Profilen der wandparallelen  $u$ -Komponente im Bereich der Scherschicht zu beobachten. Der unbeeinflusste Fall zeigt hier ein fülligeres Profil mit einer geringeren Scherschichtbreite. Im **Abschnitt 9** wird noch im Detail dargestellt, daß die nicht angeregte Strömung die geringste Turbulenzproduktion hat und daher auch eine höhere mittlere kinetische Energie besitzt. Gegenüber der longitudinalen Geschwindigkeitskomponente ist die vertikale Geschwindigkeit generell eine Größenordnung kleiner. Die Werte der Vertikalkomponente werden mit zunehmendem Abstand zur Abströmkante negativer und erreichen ihre kleinsten Werte ( $\bar{v}_{\min} / U_o \approx -0.15$ ) im Wiederanlegebereich. Stromab der Wiederanlegelinie klingt die negative  $v$ -Komponente wieder ab. Die größten positiven Werte ( $\bar{v}_{\max} / U_o \approx 0.05$ ) erscheinen im Bereich der Rezirkulation bei etwa  $(x - \bar{x}_R)/H \approx -2.4$ .

### 7.3 Reynoldsspannungen

In **Abbildung 7.4** sind die mit  $U_o^2$  normierten Verläufe der Reynoldsspannungen von  $\overline{u'^2}$ ,  $\overline{v'^2}$  und  $\overline{u'v'}$  wiedergegeben. Die  $\overline{w'^2}$ -Verteilung konnte nicht gemessen werden. Da aber für die beiden hier betrachteten Fälle von Wengle et al. (2001) eine DNS durchgeführt wurde, können auch Aussagen über die wandparallele Schwankungsenergie der  $w$ -Komponente gemacht werden. Im **Anhang A.2** ist ein Vergleich von DNS und Experiment wiedergegeben. Die  $u$ -Fluktuation zeigt im Anfangsbereich der Scherschicht leicht unterhalb der Stufenkante die typische Ausbildung von zwei Maxima, wie sie auch von Hasan (1992a) beobachtet wurden und aus transitionellen freien Scherschichten bekannt sind (Hussain & Hussain 1995). Auffällig ist außerdem, daß auch unterhalb der Scherschicht Schwankungen der  $u$ -Komponente auftreten, die nicht mit der Vertikalbewegung korreliert sind, wie die Reynoldsschubspannungen zeigen. Spektren aus dieser Region belegen, daß es sich um eine äußerst tieffrequente Bewegung handelt. Die  $\overline{u'^2}$ -Profilverläufe der beiden Konfigurationen haben nur wenige Gemeinsamkeiten. Neben den starken Unterschieden am oberen Scherschichtrand fällt hier besonders auf, daß mit zunehmendem Abstand zur Stufe die Profile in Wandnähe immer fülliger werden, bis sich schließlich ein sekundärer Peak ausbildet. Eine Peak-Ausbildung ist bei der unbeeinflussten Strömung bereits ab  $1,6H$  stromab der Wiederanlegung zu beobachten, bei der angeregten hingegen erst bei  $2,6$  (s. a. **Abb. 7.17**)

Die Ergebnisse der DNS (Wengle et al. 2001) zeigen, daß die Profile der wandparallelen Geschwindigkeitsfluktuationen ( $u'$ ,  $w'$ ) sehr ähnliche Verläufe haben. Die Intensitäten der  $w$ -Fluktuationen sind nur geringfügig kleiner als die der  $u$ -Schwankungen. Neben dem Maximum in der Scherschicht bildet sich bei  $u'$  und  $w'$  kurz nach dem Wiederanlegen ein zweites lokales Maximum in der Wandnähe aus, das mit zunehmendem Stufenabstand immer dominierender wird.

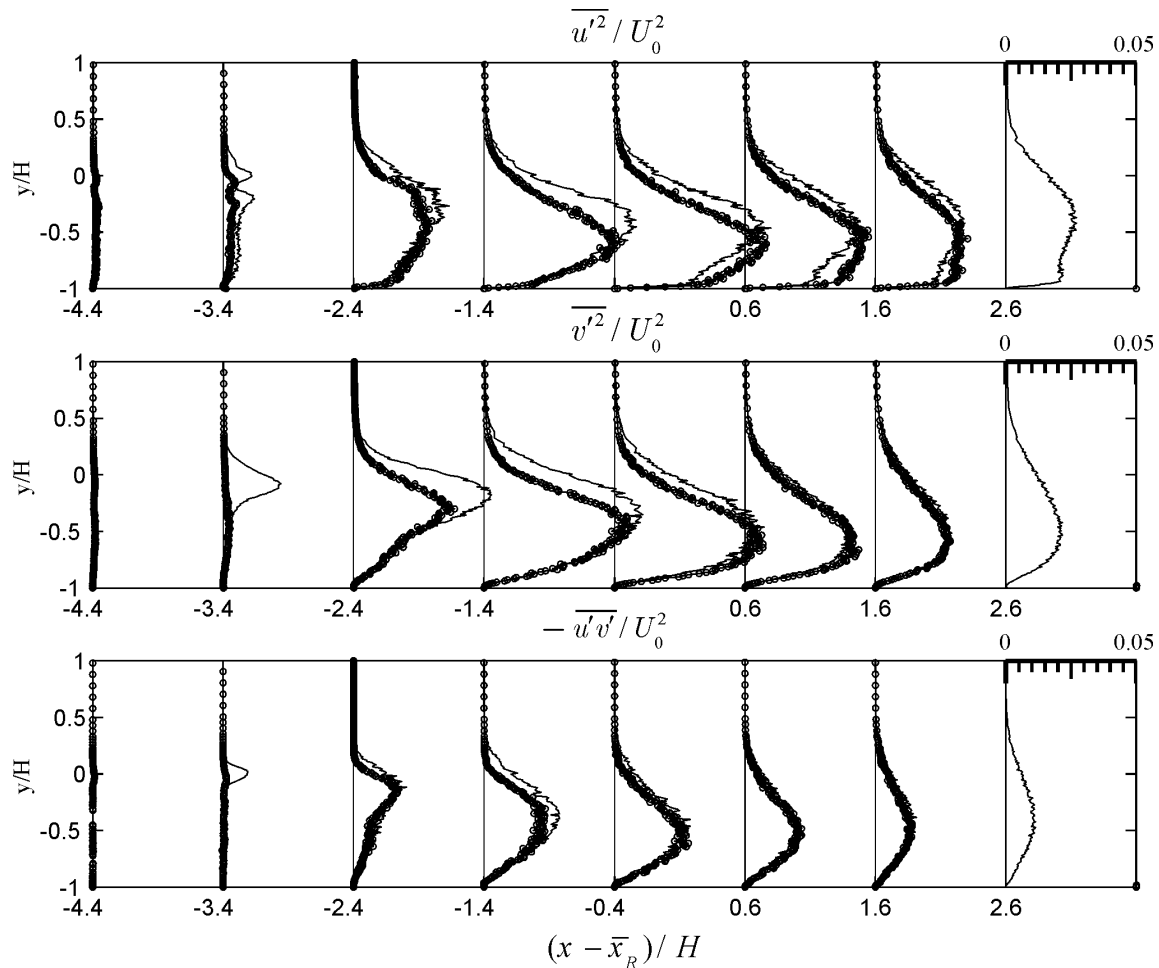


Abbildung 7.4: Profile der Reynoldsspannungen für den unbeeinflussten (o) und für den mit 50 Hz angeregten Fall (-)

Bei der vertikalen Normalspannung kann die Ausbildung eines sekundären Maximums nicht beobachtet werden. Bei den Profilen der vertikalen Geschwindigkeitskomponente ist in Wandnähe bei beiden Fällen eine gute Übereinstimmung festzustellen. Ähnliches ist auch bei der Reynoldsschubspannung  $\overline{u'v'}$  zu beobachten. Die Gemeinsamkeiten der Turbulenzstruktur im Wiederanlegebereich werden später im **Abschnitt 7.8** näher betrachtet. Die größten Abweichungen zwischen den beiden Fällen bei  $\overline{v'^2}$  und  $\overline{u'v'}$  treten vor der mittleren Wiederanlegung am oberen Scherschichtrand auf, die eine Folge der unterschiedlichen strukturellen Entwicklung sind. Grundsätzlich ist bei der angeregten Strömung bei allen Fluktuationsverläufen eine größere Ausbreitung zur Hochgeschwindigkeitsseite zu erkennen.

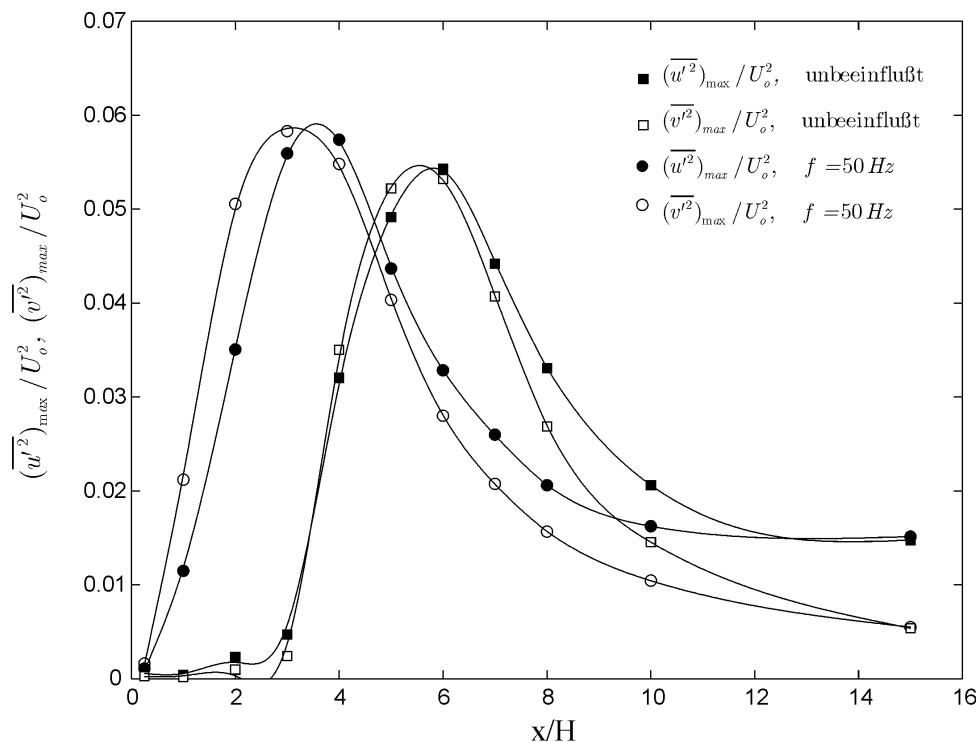


Abbildung 7.5: Entwicklung der maximalen Reynoldsspannungen  $\overline{u'^2}$  und  $\overline{v'^2}$  für den unbeeinflussten und einen angeregten Fall ( $f = 50 \text{ Hz}$ ,  $A = 4\%$ ).

Wie es für viele abgelöste Strömungen typisch ist (Adams, Johnston & Eaton 1984, Simpson 1989, Na & Moin 1998, u.a.), treten in der Ablöseblase die lokalen Maximalwerte der turbulenten Spannungen in der Scherschicht in der Umgebung des maximalen Gradienten  $(\partial \bar{u} / \partial y)_{\max}$  auf. In **Abbildung 7.5** sind die Maximalwerte der Reynoldsspannungen in Hauptströmungsrichtung aufgetragen. Eine signifikante Intensivierung der maximalen Schwankungsamplituden durch Anregung ist nicht zu erkennen. Die lokalen Maximalwerte der Reynoldsspannungen sind für den nicht beeinflussten und den mit 50 Hz manipulierten Fall fast gleich groß. Die absoluten Maxima der Schwankungsenergien von  $u'$  und  $v'$  erscheinen bei allen untersuchten Fällen ca.  $0,8 \dots 1,2H$  stromauf der mittleren Wiederanlegeposition. Bereits vor der Wiederanlegung ist eine Abnahme der maximalen Schwankungsamplitude festzustellen. In **Tabelle 5** sind die mit  $U_o^2$  normierten Maximalwerte der Reynoldsspannungen für die unbeeinflusste Strömung und die angeregten Fälle zusammengestellt.

Fall:	$A$ [%]	$(\overline{u'^2}/U_o^2)_{\max}$	$(\overline{v'^2}/U_o^2)_{\max}$	$ \overline{u'v'}/U_o^2 _{\max}$	$\bar{x}_R/H$
unbeeinflusst	0	0,0544	0,0532	0,0264	6,4
$f = 50 \text{ Hz}$	4	0,0574	0,0583	0,0278	4,4
$f = 35 \text{ Hz}$	4	0,0597	0,0685	0,0314	4,3
$f = 70 \text{ Hz}$	4	0,0583	0,0521	0,0278	5,1
$f = 70, 35 \text{ \& } 17,5 \text{ Hz}$	4	0,0600	0,0682	0,0288	4,5
mit $\Delta\varphi = \{75^\circ, 120^\circ\}$					
$f = 70, 35 \text{ \& } 17,5 \text{ Hz}$	4	0,0563	0,0508	0,0263	4,95
mit $\Delta\varphi = \{0^\circ, 0^\circ\}$					

 Tabelle 5: Maximale Reynoldsspannungen für verschiedene Fälle bei  $Re_H = 2980$ 

Erstaunlich ist, daß die maximale Schwankungsenergie der Vertikalkomponente fast die gleiche Größe hat wie die der longitudinalen Geschwindigkeit. Hier zeigt die Stufenströmung eine starke Abweichung von der freien Scherschicht. Bei freien Scherschichten mit  $d\bar{p}/dx = 0$  und  $d\bar{p}/dx > 0$  gilt im gesamten Strömungsbereich  $\overline{u'^2} > \overline{v'^2}$  (z.B. König 1997). Aber auch bei turbulenten Stufenströmungen sind die  $v$ -Fluktuationen stets kleiner als die der  $u$ -Fluktuationen (z.B. Le & Moin 1994). Das hier beobachtete Phänomen ist daher sicherlich ein Effekt der moderaten Reynolds-Zahl.

Welche Mechanismen für die Entstehung der hohen Fluktuationswerte von  $u'$  und  $v'$  verantwortlich sind, kann anhand der Transportgleichungen diskutiert werden. Die Betrachtung der Bilanzgleichungen für die Reynoldsnormalspannungen (z.B. Hinze 1975) liefert für die einzelnen Geschwindigkeitsfluktuationen folgende Turbulenzproduktionsterme:

$$\begin{aligned}
 p_{uu} &= -2\overline{u'^2} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - 2\overline{u'v'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}, \\
 p_{vv} &= -2\overline{u'v'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} - 2\overline{v'^2} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y}, \\
 p_{ww} &\equiv 0.
 \end{aligned}$$

Die in **Abbildung 7.6** exemplarisch dargestellte Entwicklung der integralen Produktionsterme<sup>1</sup>

$$P_{uu} = \int_{-H}^{2H} p_{uu}/U_o^3 dy \quad \text{und} \quad P_{vv} = \int_{-H}^{2H} p_{vv}/U_o^3 dy.$$

eines angeregten Falls ( $f = 50 \text{ Hz}$ ,  $A = 4\%$ ) bringt deutlich zum Ausdruck, daß die Turbulenzproduktion der  $u$ -Fluktuation im gesamten Strömungsbereich wesentlich größer ist, als die der vertikalen Komponente.

<sup>1</sup> Einzelheiten über die Verteilungen der Produktionsterme und deren Relevanz werden in Kapitel 9 betrachtet.

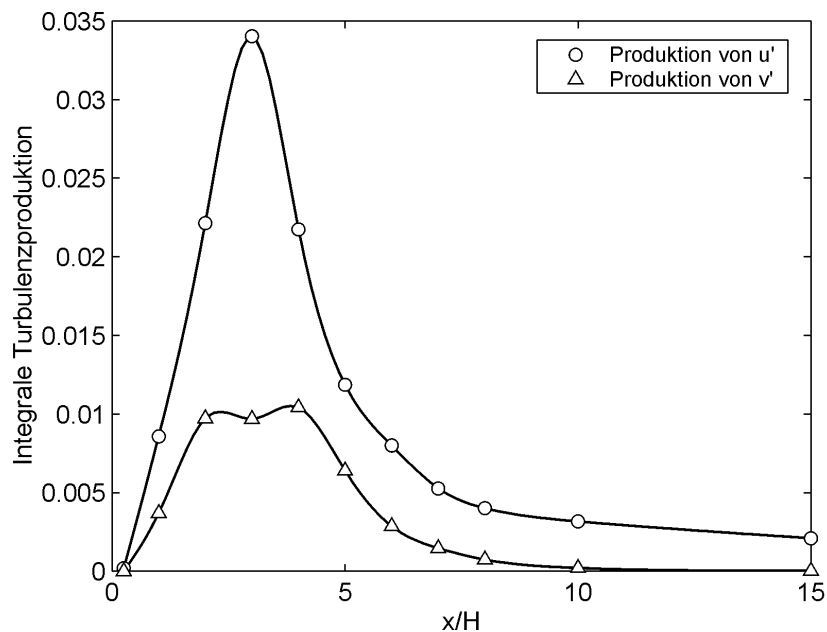


Abbildung 7.6: Integrale Turbulenzproduktion von  $u'$  und  $v'$  für den mit 50 Hz angeregten Fall

Die Maximalwerte unterscheiden sich ca. um den Faktor drei. Die hohe kinetische Schwankungsenergie der  $v$ - und  $w$ -Fluktuationen kann daher keine Folge der Turbulenzproduktion alleine sein, sondern muß auch durch Umverteilung durch die nichtlineare Druckscherkorrelation<sup>2</sup> verursacht sein, da in den Transportgleichungen neben den Produktionstermen keine weiteren Quell- bzw. Senkenterme vorhanden sind (Tennekes & Lumley 1972). Auf die wichtige Rolle der Druckscherinteraktionen bei abgelösten Strömungen wiesen bereits Castro & Haque (1987) und Castro (1990) hin. Die DNS von Le & Moin (1994) erbrachte bei der turbulenten Stufenströmung den Nachweis, daß für die  $v$ - und  $w$ -Fluktuation im Bereich zwischen Abströmkante und mittlerer Wiederanlegung – mit Ausnahme des wandnahen Bereichs – die Druckscherkorrelation der dominante Quellterm ist. Die turbulente Diffusion spielt nur eine untergeordnete Rolle, während die viskose Diffusion in der gesamten Ablöseblase vernachlässigbar ist.

Die über den Querschnitt integrierte Schwankungsenergie von  $\overline{u'^2}$  und  $\overline{v'^2}$  zeigt (s. **Abb. 7.7**), daß stromab der Anlegeposition nicht nur die Maximalwerte abnehmen, sondern auch die gesamte turbulente Energie der Strömung. Das steht im Einklang mit dem oben beobachteten Rückgang der Turbulenzproduktion für  $x/\bar{x}_R > 1$ . Die Abnahme der turbulenten Energie spiegelt die Reduktion der Längenskala wider (Adams, Johnston & Eaton 1984), da die großskaligen Strukturen im wesentlichen für die Turbulenzproduktion verantwortlich sind (Tennekes & Lumley 1972). Dieses

<sup>2</sup> Für den einfachen Fall einer zweidimensionalen turbulenten Scherströmung im Gleichgewichtszustand – der bei der hier betrachteten Stufenströmung nicht vorliegt – läßt sich analytisch zeigen, daß die gesamte Turbulenzproduktion in die longitudinale Geschwindigkeitsfluktuation  $u'$  geht. Die Umverteilung auf die beiden anderen Komponenten erfolgt durch die nichtlinearen Druckscherinteraktionen (Tennekes & Lumley 1972).

Phänomen ist auch von anderen Konfigurationen mit geschlossener Ablöseblase bekannt (Castro 1990). Die Maximalwerte der gesamten turbulenten Energie erreichen beide Fälle bei  $(x - \bar{x}_R)/H \approx -1$ .

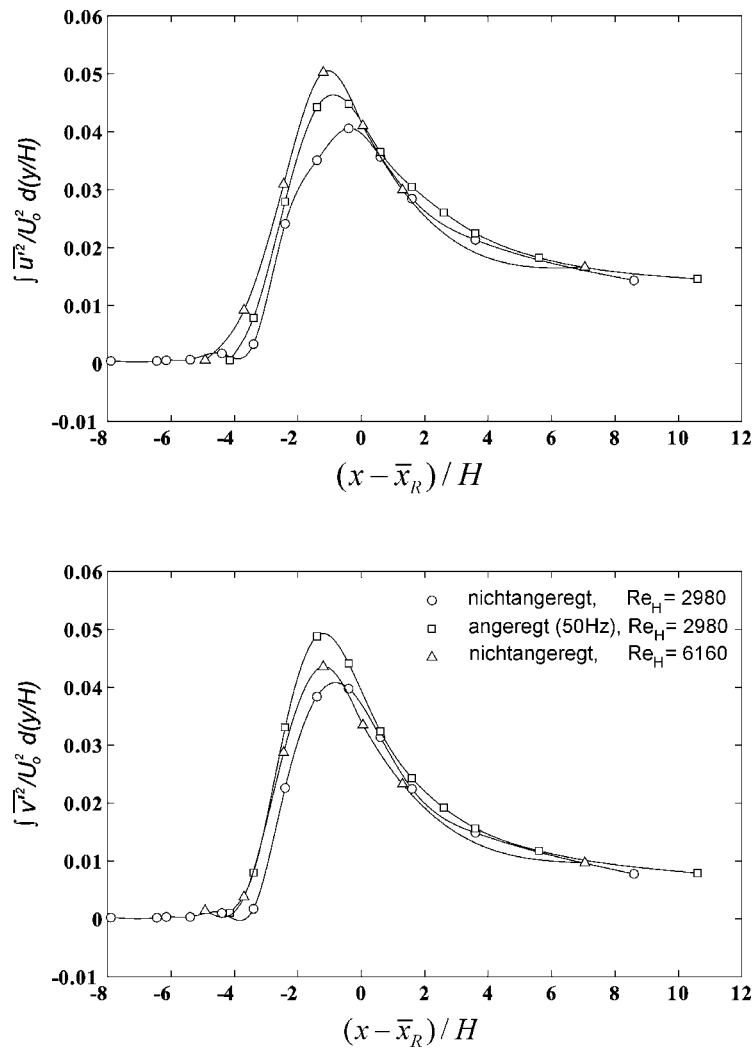


Abbildung 7.7: Entwicklung der integralen Schwankungsenergie von  $u$  und  $v$

Die zusätzlich eingetragenen Verläufe der unbeeinflussten Stufenströmung bei doppelt so hoher Stufenhöhe ( $Re_H = 6160$ ) aber gleicher Abströmbedingung ( $Re_{\delta_2} \approx 82$ ) zeigen, daß die Skalierung der integralen Schwankungsenergie mit  $H$  gerechtfertigt ist.



### 7.4 Mittlere Wandreibungsverläufe

In **Abbildung 7.8** ist der mit der maximalen Abströmgeschwindigkeit normierte mittlere Reibungsbeiwert

$$c_f = \frac{\bar{\tau}_w}{\frac{1}{2} \rho U_0^2}$$

für den unmanipulierten und einen angeregten Fall ( $f = 50\text{Hz}$ ,  $A = 4\%$ ) in Strömungsrichtung dargestellt.

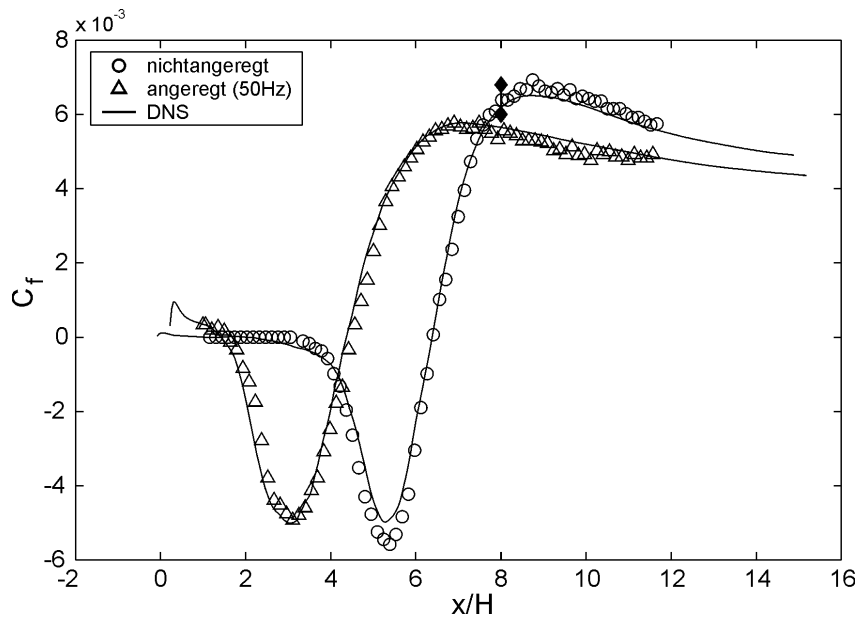


Abbildung 7.8: Verläufe des mittleren Wandreibungsbeiwertes  $c_f$

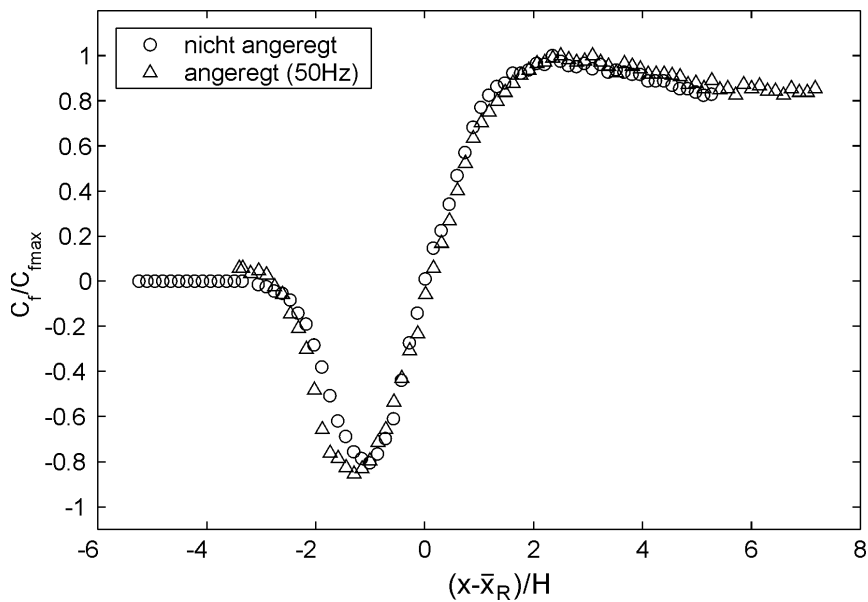


Abbildung 7.9: Verläufe des normierten Wandreibungsbeiwertes  $c_f / c_{f,max}$

Zusätzlich wurden die  $c_f$ -Verläufe der begleitenden DNS (Wengle et al. 2001) eingetragen, die eine gute Übereinstimmung mit dem Experiment zeigen. Es ist zu erkennen, daß die Anregung nichts am grundsätzlichen Verlauf der Wandschubspannung ändert. Die Beeinflussung verschiebt im wesentlichen die mittlere Wiederanlegelinie ( $c_f = 0$ ) näher zur Stufenkante. Für eine gemeinsame Darstellung der Wandschubspannungsverläufe erweist sich die von Leder (1992) vorgeschlagene Normierung mit dem Maximalwert  $c_{f\max}$  als vorteilhaft. Bei der  $x$ -Koordinate liefert die Skalierung mit  $(x - \bar{x}_R)/H$  die besten Ergebnisse (s. **Abb. 7.9**). Unmittelbar hinter der Stufenkante ( $(x - \bar{x}_R)/H \leq -3$ ) läßt sich auch im  $c_f$ -Verlauf das „Totwassergebiet“ der Stufenströmung (vgl. **Abschnitt. 5.3**) durch Werte nahe null wiederfinden. Für den natürlichen Fall ist das Totwasser mehr als doppelt so groß. Im Gegensatz zur nicht manipulierten Strömung bildet sich jedoch beim angeregten Fall in der Stufenhecke ein schwaches sekundäres Ablösegebiet aus. Beide Strömungsfälle besitzen annähernd gleichgroße Minima von  $c_{f\min} \approx -0.0055$ , die an der Position  $(x - \bar{x}_R)/H \approx -1,2$  auftreten. Diese Beträge der Minima sind ungefähr zweimal so groß wie die entsprechenden Werte einer Stufenströmung mit turbulenter Ablösung (Le & Moin 1994). Der Wiederanlegebereich ist durch einen starken positiven Wandschubspannungsgradienten gekennzeichnet, der für den Fall der Anregung etwas schwächer ausgeprägt ist. Die Zunahme der Wandschubspannung ist bei etwa  $(x - \bar{x}_R)/H \approx 2,5$  beendet und wird von einem nahezu plateauartigen Verlauf mit schwachen negativen Gradienten gefolgt.

Für die hier vorliegende abgelöste Strömung ist die Wandschubspannung mit Ausnahme des wandnahen Bereiches jedoch bedeutungslos. Mit dem integralen Impulssatz der Stufenströmung<sup>3</sup>

$$\underbrace{\frac{d\delta_2}{dx}}_1 = \underbrace{\frac{1}{2} \bar{c}_f}_2 + \underbrace{\frac{1}{\rho \bar{u}_s^2} \left\{ 2\delta_2 \frac{d\bar{p}}{dx} + \int_{y_w}^{y_s} \left( 1 - \frac{\bar{u}}{\bar{u}_s} \right) \frac{d\bar{p}}{dx} dy \right\}}_3 + \underbrace{\frac{d}{dx} \int_{y_w}^{y_s} \left( \frac{\overline{u'^2}}{\bar{u}_s} \right) dy}_4 \quad \text{mit} \quad \delta_2 \equiv \int_{y_w}^{y_s} \frac{\bar{u}}{\bar{u}_s} \left( 1 - \frac{\bar{u}}{\bar{u}_s} \right) dy,$$

der analog zum Impulssatz der Grenzschichttheorie hergeleitet werden kann (z.B. Schlichting 1982), können die einzelnen Glieder hinsichtlich ihrer Bedeutung überprüft werden. Er beschreibt die Änderung des Impulses (Term 1) durch die Einwirkung der Wandreibung (Term 2), der Druckkräfte (Term 3) und die Änderung der turbulenten Normalspannung (Term 4). Mit Ausnahme des Druckterms konnten alle Größen meßtechnisch erfaßt werden. Die Bestimmung des Druckgliedes erfolgte durch Differenzenbildung der gemessenen Glieder. Der Vergleich der einzelnen Terme (**Abb. 7.10**) zeigt, daß die Impulsänderung für den gesamten Bereich der Ablöseblase im wesentlichen durch die Druckkräfte hervorgerufen wird. Der

---

<sup>3</sup> Der Impulssatz der Stufenströmung folgt aus der wandnormalen Integration der Reynoldsgleichung für die  $x$ -Komponente von der Wand ( $y = y_w$ ) bis zu einer Stromlinie ( $y = y_s$ ) innerhalb der Potentialströmung.

Wandschubspannungsterm beträgt hingegen nur wenige Promille und ist somit drei Größenordnungen kleiner als der Druck- und der Impulsterm. Auch der Normalspannungsterm besitzt keine große Bedeutung. Hier wird klar, daß es für die Stufenströmung unwichtig ist, ob an der Wand Haftung herrscht oder nicht. **Abschnitt 6.4.4** demonstrierte bereits, daß sich selbst die Dynamik der Wirbelstrukturen nicht in den momentanen  $c_f$ -Verteilungen widerspiegelt. Auch Castro (1990) geht davon aus, daß das Verhalten der wandnahen Strömung von der Dynamik der Außenströmung entkoppelt ist. Erst weit stromab der Wiederanlegung, wenn der Druckgradient fast abgeklungen ist, wird die Wandreibung zur relevanten Größe.

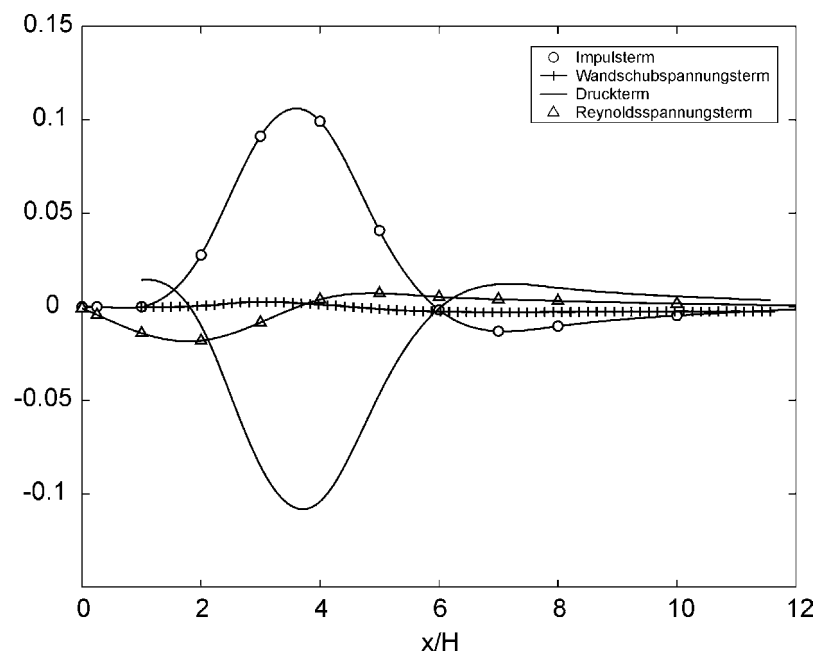


Abbildung 7.10: Entwicklung der Terme der integralen Impulsgleichung in Hauptströmungsrichtung für den mit 50 Hz angeregten Fall

### 7.5 Mittlere Wanddruckverteilungen

Die Verläufe der Wanddruckbeiwerte in Hauptströmungsrichtung für den natürlichen Fall und einige angeregte Konfigurationen sind in **Abbildung 7.11** dargestellt. Der Wanddruckbeiwert ist definiert als

$$c_p \equiv \frac{\bar{p} - \bar{p}_{ref}}{\frac{1}{2} \rho U_o^2},$$

wobei der Differenzdruck  $\bar{p}_{ref}$  an der Stelle  $x/H = 27,5$  entnommen wurde und  $U_o$  die maximale Abströmgeschwindigkeit bezeichnet.

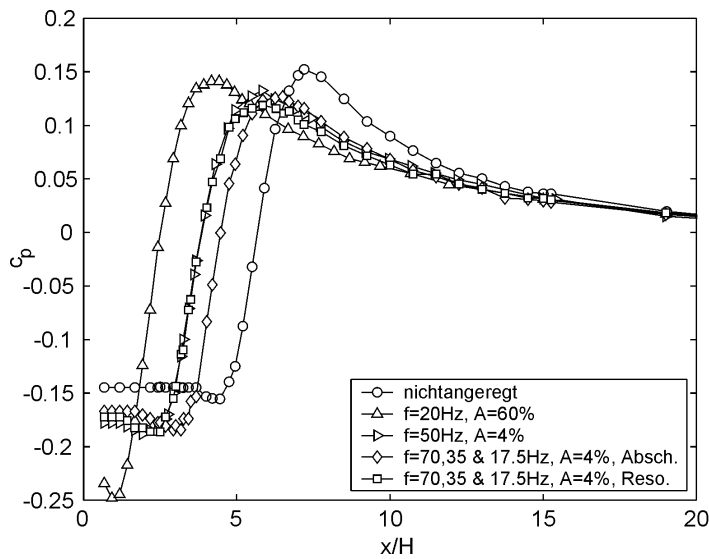


Abbildung 7.11: Mittlere Wanddruckverläufe für den nichtbeeinflussten und für angeregte Fälle.

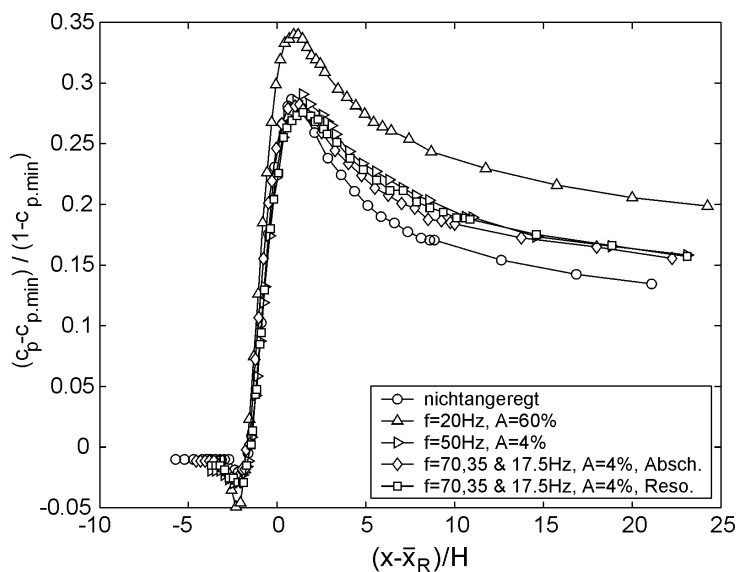


Abbildung 7.12: Roshko-Lau-Normierung des Wanddruckbeiwertes

Üblicherweise wird als Referenzstelle für den Wanddruck eine Wandposition stromauf der Ablösung verwendet. Aufgrund des in die Stufe integrierten Anregungsmechanismus konnte jedoch in diesem Bereich kein Druck gemessen werden. Deshalb wurde für die Messung des Referenzdruckes eine Stelle gewählt, die so weit stromab der Wiederanlegung lag, daß der dort herrschende Wanddruck unabhängig von der Strömungsbeeinflussung stets das selbe Niveau hatte.

Die Wanddruckverläufe zeigen die typischen Charakteristiken, wie sie auch aus anderen Untersuchungen der Stufenströmung bekannt sind (z.B. Gai & Sharma 1987, Adams & Johnston 1988b u.a.). Stromab der Ablösekante unterhalb des bewegungsfreien Raums (Totraumgebiet) ist der Wanddruckverlauf nahezu konstant. Im Abstand von  $(x - \bar{x}_R)/H \approx -2,1$  bildet sich ein leichtes Minimum aus, dem ein starker Druckanstieg über ca.  $2H$  folgt. Das Gebiet der Rückströmung und der Wiederanlegung ist durch einen starken positiven Druckgradienten gekennzeichnet, wobei die Wiederanlegestelle nicht aus dem Druckverlauf entnommen werden kann. Bei  $(x - \bar{x}_R)/H \approx 1,1$  erreichen die Druckverläufe ein Maximum, dem eine langsame Relaxation im Bereich der neu entstehenden Grenzschicht folgt. Die Ausbildung einer ausgeprägten Druckspitze weist gleichzeitig darauf hin, daß das Verhältnis von der Grenzschichtdicke an der Abströmkante zur Stufenhöhe klein ist. Für Verhältnisse von  $\delta/H > 0,8$  entstehen stromab der Wiederanlegung plateauartige Druckverteilungen ohne ausgeprägte Maxima (Adams & Johnston. 1988b).

Zwar kann aus dem Wanddruckverlauf nicht unmittelbar auf die absolute Größe der Wiederanlegelänge geschlossen werden, doch zeigt der Versatz der Profile in x-Richtung die relative Verkürzung der Ablöseblase. Auffällig ist, daß der Wanddruck unmittelbar stromab der Ablöselinie (base pressure) bei Reduktion der Blasenlänge sinkt, und zwar umso stärker je kürzer die Wiederanlegelänge ist. Diese Abnahme des Hinterkantendruckes ist jedoch keine Folge der Stromlinienkrümmung, wie der Stromlinienverlauf an der Stufenkante (s. **Abb. 7.13**) zeigt. Dieser Effekt ist vielmehr ein Resultat einer Stromlinienkontraktion, die zur Beschleunigung der Strömung an der Abströmkante führt, wie die mittleren Geschwindigkeitsprofile der Vertikalkomponente demonstrieren (s. **Abbildung 7.1**). Je kürzer die Ablöseblase ist, desto negativer wird die Vertikalkomponente an der Ablösestelle.

Unter allen Skalierungsvorschlägen für die Druckverteilungen in einer Ablöseblase (z.B. Kim et al. 1980, Gai & Sharma 1987) war die von Roshko & Lau<sup>4</sup> (1965) vorgeschlagene Auftragung

$$\tilde{c}_p \equiv \frac{c_p - c_{p,\min}}{1 - c_{p,\min}} \quad \text{mit} \quad \tilde{c}_p = \tilde{c}_p(x/\bar{x}_R)$$

am erfolgreichsten. Für die vorliegende Untersuchung ergab die Normierung der Koordinate x mit  $(x - \bar{x}_R)/H$  eine bessere Übereinstimmung der Druckverläufe als mit  $x/\bar{x}_R$ .

---

Roshko & Lau (1965) vermuteten bei dieser Auftragung eine universale Wanddruckverteilung für Ablöseblasen unterschiedlichster Strömungskonfigurationen. Diese Vermutung erwies sich jedoch als nicht haltbar, wie z.B. Adams & Johnston (1988a) anhand der Stufenströmung demonstrieren.

**Abbildung 7.12** demonstriert aber auch, daß diese Skalierung nur die Wanddruckverläufe in der Ablöseblase aufeinander abbildet; stromab dieser Region ist die Übereinstimmung eher schlecht.

### 7.6 Mittlere Stromlinienverläufe

Die Topologie der mittleren Strömung der unbeeinflussten und der mit 50 Hz angeregten Strömung ist in **Abbildung 7.13** durch eine ausgewählte Schar von Stromlinien angedeutet. Die Berechnung der Stromfunktion erfolgte durch Integration der Longitudinalgeschwindigkeit  $\bar{u}$  normal zur Wand. Die durchgezogenen Linien repräsentieren die positiven Isolinien der Stromfunktion und die gestrichelten die negativen.

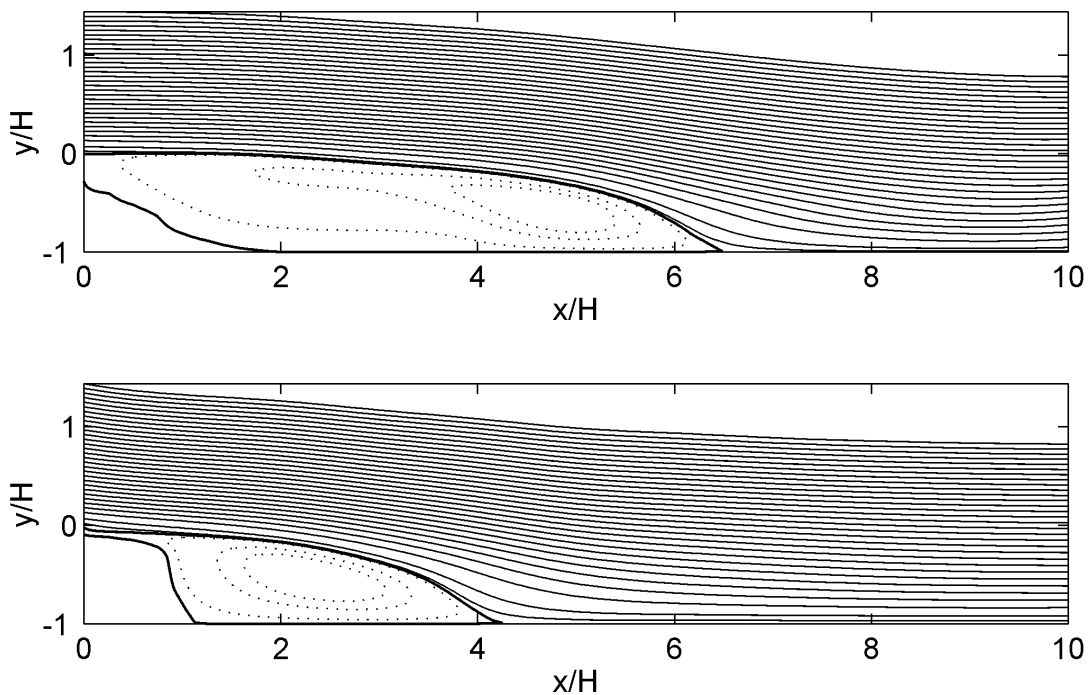


Abbildung 7.13: Stromlinienverläufe der unbeeinflussten (oben) und der beeinflussten Strömung (unten); Isolinien: (--) -1,5; -1; -0,2; (-) 0; 0,2; 1; 1,5; 2:2:60

Die in den beiden Abbildungen eingetragenen Nullstromlinien  $\Psi(x,y) = 0$  (dicke Linie) können als zeitlich gemittelte, fiktive Verdrängungskontur der Ablöseblase aufgefaßt werden. Der Vergleich dieser Konturen verdeutlicht, daß durch Anregung mit einer Instabilitätsfrequenz und kleiner Amplitude ( $A = 4\%$ ) die Längenausdehnung der Ablöseblase deutlich reduziert werden kann. Wie zu erwarten gibt es jedoch keine Änderung in der Blasenhöhe.

Die Nullstromlinien verlassen wandparallel die Abströmkannte und haben oberhalb der Nullstromlinie bis zum Erreichen des Rezirkulationsbereiches bei etwa  $(x - \bar{x}_R)/H \approx -3$  eine vernachlässigbar kleine Krümmung. Aufgrund des tangentialen Stromlinienverlaufs an der Ablösekannte entspricht der Unterdruck in der Stufenhecke (base pressure) dem Wanddruck an der Stufenkannte. Oberhalb der Rezirkulationszone



Die größten Werte erreicht der Rückströmfaktor nicht nur im wandnahen Bereich des mittleren Rezirkulationsgebietes ( $-3,4 < (x - \bar{x}_R)/H < 0$ ) (vgl. **Abschnitt 7.4**), sondern auch direkt stromab der Stufenkante im Totraumbereich der Ablöseblase ( $(x - \bar{x}_R)/H < -3,4$ ). In diesem Gebiet bilden sich bei  $-0,8 \leq y/H < 0$  plateauartige Maxima aus, die im wandnahen Bereich stark abfallen. Für den unbeeinflussten Fall erreichen diese plateauartige Maxima 98%, während sie sich bei der manipulierten Strömung nur 58% betragen. Diese Rückströmereignisse haben jedoch keine Bedeutung, da ihre kinetische Energie verschwindend klein ist. Im Wiederanlegebereich steigt  $\chi$  vom Wert Null am Scherschichtrand fast monoton auf den Maximalwert an der Wand. Da beinahe in der gesamten Ablöseblase Strömungsereignisse beiderlei Vorzeichens auftreten, ist eine rektifizierende Meßmethode, wie z.B. die Hitzdrahtanemometrie nicht geeignet, um Geschwindigkeiten zu erfassen. Trotzdem gibt es immer noch Experimente (z.B. Chun & Sung 1996, Jovic 1996), die versuchen, den Randbereich der Blase bis ca.  $y/H = -0,5$  mit der Hitzdrahtanemometrie zu vermessen.

Die Wandwerte des Rückström factors  $\chi_w = \chi(x, y_w)$  wurden aus vertrauenswürdigen wandnahen Profilwerten mit mindestens 3000 Stichproben bei einem Wandabstand von  $0,1\text{mm}$  näherungsweise bestimmt und sind **Abbildung 7.15** wiedergegeben.

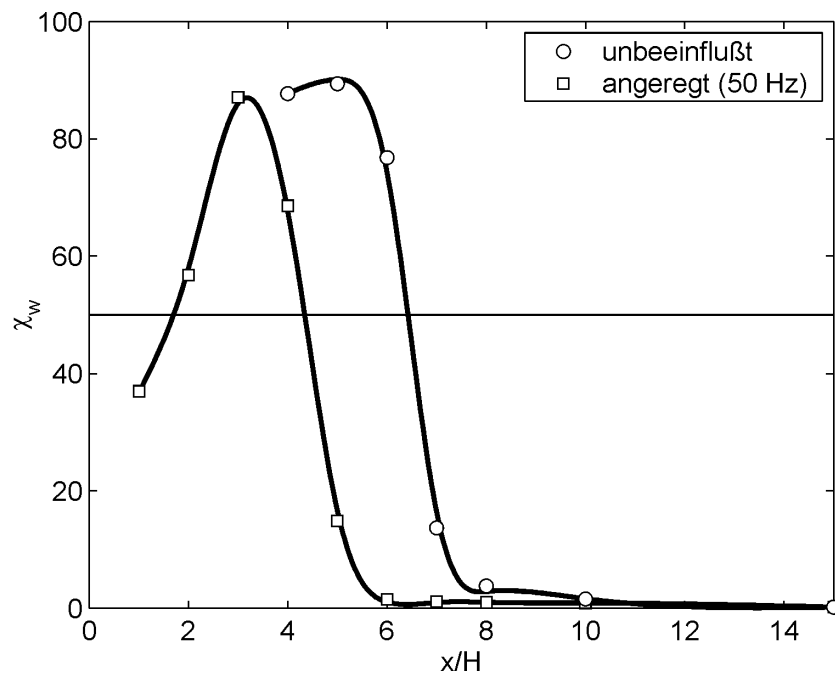


Abbildung 7.14: Rückströmprofile  $\chi_w$  für den unbeeinflussten und einen angeregten Fall ( $f = 50\text{Hz}$ ,  $A = 4\%$ ).

An der Wiederanlegeposition ( $c_f = 0$ ) erhält man für beide Konfigurationen ein  $\chi_w$  von 50%. Das korrespondiert mit Untersuchungen von Adams, Johnston & Eaton 1984, Fernholz et al. 1993 und Chun & Sung 1996 u.a., die den Wandrückström factor durch Wandpulsdraht- oder Heißfilmsonden ermittelten. Hierbei ist zu beachten, daß



der Rückströmfaktor für eine verschwindende Wandschubspannung nicht notwendigerweise 50% betragen muß. Diese Aussage ist nur äquivalent, wenn die Häufigkeitsverteilung der Wandschubspannungswerte symmetrisch ist (Dengel 1992). Im Rezirkulationsgebiet erreicht  $\chi_w$  für den unbeeinflussten Fall einen Maximalwert von 89% verglichen mit 87% des schwach angeregten Falls. Diese Werte sind typisch für ein Rezirkulationsgebiet mit starker Rückströmung (Fernholz 1994). In Wandnähe sind bei beiden Fällen Rückströmereignisse bis ca. eine Blasenlänge stromab der mittleren Wiederanlegelinie zu beobachten.

## 7.8 Turbulenzstruktur im Wiederanlegebereich

In diesem Abschnitt sollen die Gemeinsamkeiten der einzelnen Profilverläufe von  $\overline{u'^2}$ ,  $\overline{v'^2}$  und  $\overline{u'v'}$  für unterschiedliche Strömungskonfigurationen (angeregt/nichtangeregt) im Wiederanlegebereich untersucht werden.

Aus den Reynolds-Gleichungen läßt sich direkt ein Zusammenhang zwischen dem wandnahen Verlauf der Reynoldsschubspannung  $\overline{u'v'}$  und dem Längsdruckgradienten im wandnahen Bereich der Wiederanlegung herleiten, der die Verteilung der turbulenten Schubspannung in dieser Strömungsregion festlegt. In unmittelbarer Wandnähe ( $u \approx 0, v \approx 0$ ) reduzieren sich die Reynolds-Gleichungen auf

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} \approx \frac{\partial \bar{\tau}}{\partial y} \equiv \frac{\partial}{\partial y} \left( \eta \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \rho \overline{u'v'} \right) \text{ für } y \approx y_w .$$

Im Wiederanlegebereich, der durch eine verschwindende Wandschubspannung ( $(\partial \bar{u} / \partial y)_w = 0$ ) gekennzeichnet ist, gilt diese Beziehung zusätzlich auch in Wandnähe, da die konvektiven Glieder in dieser Region vernachlässigbar klein sind. Der Längsdruckgradient bestimmt nicht nur den Quergradienten der Reynoldsschen Schubspannung, sondern auch den wandnahen Verlauf

$$\overline{u'v'}(x, y) = -\frac{1}{\rho} \int_{y_w}^{y_w+y} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} d\hat{y} \text{ mit } x \approx \bar{x}_R \text{ und kleinem } y.$$

Es handelt sich bei dieser Gleichung um eine der wichtigsten Beziehungen im Wiederanlegebereich, die analytisch aus den Bewegungsgleichungen gewonnen werden kann. Schmitt (1987) konnte diesen Zusammenhang für einen Datensatz experimentell bestätigen.

Für die vorliegende Untersuchung bietet sich die Möglichkeit, den Einfluß der Vorgeschichte auf die turbulenten Schubspannungsverteilungen bei gleichem Druckgradienten, d.h. bei gleichem Erweiterungsverhältnis zu untersuchen. Aufgrund fehlender Datensätze konnte dieser Vergleich in der Literatur bisher nicht durchgeführt werden.

In **Abbildung 7.16** sind die Profile der Reynoldsschubspannungen für den unbeeinflussten und für manipulierte Fälle im Bereich der mittleren Wiederanlegung ( $(x - \bar{x}_R) / H \approx -0,4$ ) aufgetragen. Die eingezeichnete Gerade stellt den Wanddruckgradienten ( $\partial \bar{p}_w / \partial x$ ) dar, der den Wandgradienten der turbulenten Schubspannung quer zur Hauptströmungsrichtung festlegt. Für die Normierung der

$x$ -Koordinate wurde  $x^* = (x - \bar{x}_R)/H$  verwendet, da sich bei dieser Auftragung die Wanddruckverläufe in der Ablöseblase am besten aufeinander abbilden lassen (s. **Abschnitt 7.5**).

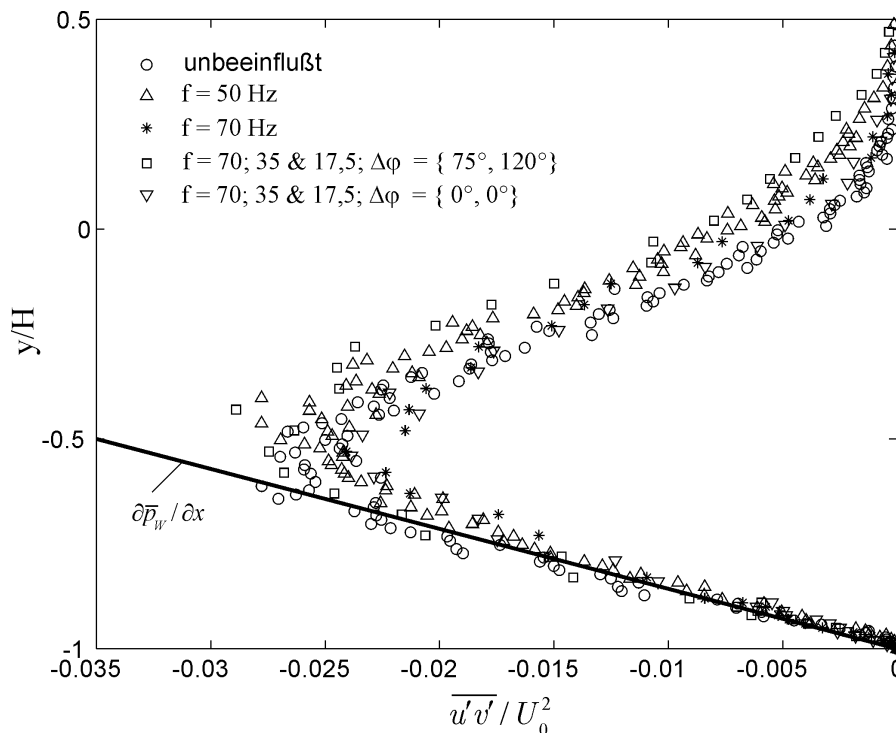


Abbildung 7.16: Reynoldsschubspannungsprofile  $\overline{u'v'}/U_0^2$  verschiedener Fälle im Wiederanlegebereich ( $(x - \bar{x}_R)/H \approx -0,4$ )

Die Meßpositionen der Geschwindigkeitsprofile in Hauptströmungsrichtung orientierten sich an der Stufenhöhe. Deshalb können bei dieser Auftragung die Verläufe nur an einer nahezu gleichen  $x^*$ -Position verglichen werden. Aufgrund des kleinen Längsgradienten der Reynoldsspannungen im Wiederanlegegebiet und der kleinen  $\Delta x^*$   $\Delta x^*$ -Abweichungen ( $\Delta x^* < 0,2$ ) hat dies jedoch keine Auswirkungen. Der Vergleich ergibt eine erstaunlich gute Übereinstimmung der einzelnen Profile mit dem linear extrapolierten Wanddruckgradienten, die weit über den wandnahen Bereich von  $y/H = -1$  bis ca.  $-0,75$  hinausreicht. Dies zeigt, daß der Verlauf der Reynoldsschen Schubspannung in Wandnähe des Wiederanlegebereichs für einen festen Wanddruckgradienten einen universellen Charakter hat, d.h. die Profile von  $\overline{u'v'}$  in dieser Region sind unabhängig von der Entwicklungsgeschichte der Stufenströmung (Aufrollung, Paarung usw.). Ähnliches ist auch an den Positionen  $x^* = -1,4$  und  $0,6$  zu beobachten (s. **Abb. 7.17**). Anders sieht es jedoch im Mitten- ( $-0,75 < y/H < 0,25$ ) und Außenbereich ( $y/H > 0,25$ ) aus. Strömungskonfigurationen mit einer kurzen Ablöseblase besitzen vor der Wiederanlegung ein größeres Profilminimum und haben ein höheres turbulentes Schubspannungsniveau im oberen Randbereich der Scherschicht. In der Umgebung der mittleren Wiederanlegung ( $-0,6 < x^* < 0,6$ ) werden die Unterschiede jedoch zunehmend kleiner. Die Maximalwerte liegen hier in einem engen Bereich und treten nahezu an der selben Position von  $y/H \approx 0,5$  auf.

Die zugehörigen Reynoldsschen Normalspannungen  $\overline{u'^2}$  und  $\overline{v'^2}$  sind in **Abbildung 7.17** dargestellt. Sie haben deutlich weniger Gemeinsamkeiten als die turbulenten Schubspannungsverteilungen. In Abhängigkeit von der anfänglichen Entwicklung der Scherschicht bilden sich verschiedenartige Verteilungen aus. Auch der Trend bei den Maxima im Wiederanlegegebiet ist nicht eindeutig mit der mittleren Wiederanlegelänge korreliert. Zwar besitzen auch hier die manipulierten Fälle mit dem kleinsten  $\overline{x}_R$  die größten Maximalwerte, verbunden mit einem höheren Intensitäts-Niveau am oberen Scherschichtrand, doch können die Beträge der Maxima durchaus kleiner sein (Dreiecks- und Stern-Symbole) als die der unbeeinflussten Strömung (Kreis-Symbole).

Die größten Unterschiede zeigt der Verlauf der wandparallelen Fluktuation  $\overline{u'^2}$  des nicht manipulierten Falls. Diese Profile sind im Wandbereich wesentlich fülliger als die der manipulierten Strömung. Dieser Bereich wird bei allen Fällen mit zunehmendem Stufenabstand immer dominierender und bildet weiter stromab ein zweites Maximum in Wandnähe aus (vgl. **Abschnitt 7.9**).

Die  $\overline{v'^2}$ -Verläufe zeigen unabhängig von der Vorgeschichte eine erstaunlich gute Übereinstimmung im wandnahen Bereich von  $-1 \leq y/H \leq -0,5$ , in dem sich auch die  $\overline{u'v'}$ -Verläufe kaum unterscheiden. Dieses Phänomen wurde bisher in der Literatur nicht beschrieben. Das liegt daran, daß es kaum vergleichbare Datensätze gibt und häufig die Vertikalkomponente meßtechnisch nicht erfaßt wurde (z.B. Chun & Sung 1996, 1998). Aus dieser Beobachtung und aus der Tatsache, daß der Wanddruck bei  $x \approx \overline{x}_R$  für die betrachteten Fälle praktisch gleich ist, kann geschlossen werden, daß auch die Verteilung des mittleren Druckes normal zur Wand übereinstimmt. Nach Le & Moin (1994) reduziert sich im Wiederanlegegebiet die Impulsgleichung der  $y$ -Komponente auf

$$\frac{\partial \overline{p}}{\partial y} \approx -\rho \frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial y} \quad \text{für } x \approx \overline{x}_R,$$

d.h. der Druckverlauf senkrecht zur Wand wird nur durch die Verteilung der  $v$ -Fluktuation und den Wanddruck festgelegt

$$\overline{p}(y) = \overline{p}_w - \rho \overline{v'^2} \quad \text{für } x \approx \overline{x}_R.$$

Neben der Vernachlässigung der konvektiven Glieder setzt diese Beziehung voraus, daß sich der Gradient der turbulenten Schubspannung in Hauptströmungsrichtung kaum ändert, was auch **Abbildung 7.4** zeigt, und daß die viskosen Anteile vernachlässigbar klein sind.

Insgesamt wird deutlich, daß die anfänglichen Prozesse in der Scherschicht einen entscheidenden Einfluß auf die Verteilungen der Reynoldsschen Spannungen im Wiederanlegebereich haben. Mit Ausnahme des wandnahen Bereichs der  $\overline{v'^2}$ - und  $\overline{u'v'}$ -Verteilungen gibt es keine besondere Übereinstimmung.

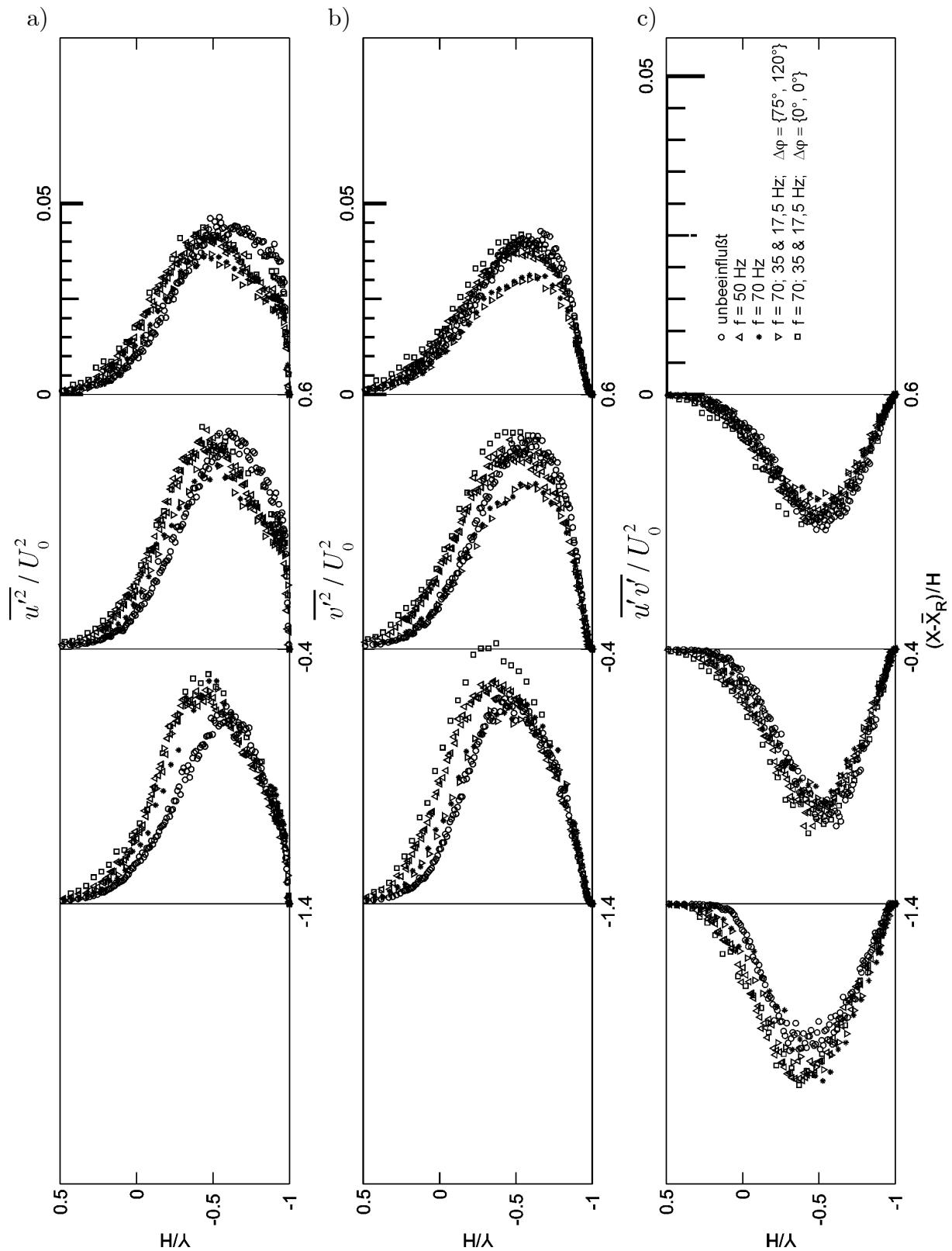


Abbildung 7.17: Profile der Reynoldsspannungen im Wiederanlegebereich: a)  $\overline{u'^2}/U_0^2$ , b)  $\overline{v'^2}/U_0^2$  und c)  $\overline{u'v'}/U_0^2$  an den Positionen  $(x - \bar{x}_R)/H = -1,4; -0,4$  und  $0,6$  für den unbeeinflussten Fall und verschiedene angeregte Fälle.

## 7.9 Neuentstehende Wandgrenzschicht

Dieser Abschnitt widmet sich der strukturellen Entwicklung der neu entstehenden Wandgrenzschicht stromab der mittleren Wiederanlegung. Es ist inzwischen bekannt, daß für das mittlere Geschwindigkeitsprofil in der Umgebung der Anlegung und in der Ablöseblase kein universelles logarithmisches Wandgesetz existiert. Frühere experimentelle Untersuchungen (Bradshaw & Wong 1972, Adams, Johnston & Eaton 1984, Jovic & Driver 1995, Jovic 1996, Le, Moin & Kim 1997) haben gezeigt, daß sich die Rückentwicklung zu einer turbulenten Plattengrenzschicht mit Druckgradient Null nur sehr langsam vollzieht. Bradshaw & Wong (1972) beobachteten noch 50 Stufenhöhen stromab der Ablösung Geschwindigkeitsprofile mit einem Wendepunkt. Jovic & Driver (1995) identifizierten nach  $114 H$  stromab der Stufe das logarithmische Wandgesetz einer kanonischen Wandgrenzschicht.

Ein ähnliches Verhalten zeigen auch die in den **Abbildungen** 7.18a und 7.18 b dargestellten mittleren Geschwindigkeitsprofile des unbeeinflussten und eines manipulierten Falls ( $f = 50 \text{ Hz}$ ) für  $Re_H = 2980$ . Die Auftragung beschreibt die Profile in Wandkoordinaten an unterschiedlichen x-Positionen stromab der mittleren Anlegeposition. Kurz stromab der Wiederanlegung liegen noch alle Profile unterhalb des von Coles (1956) angegebenen universellen logarithmischen Wandgesetzes mit  $\kappa = 0,4$  und  $C = 5,0$ . Zwar verschieben sich die mittleren Geschwindigkeitsverteilungen mit zunehmendem Stufenabstand zur logarithmischen Kurve, dennoch sind die Profile selbst bei Erreichen des logarithmischen Wandgesetzes ( $x/H = 15$ ) noch untypisch für eine kanonische Wandgrenzschicht (Fernholz & Finley 1996). Die Abweichungen der mittleren Geschwindigkeitsprofile bei  $x/H = 15$  für  $y^+ \geq 40$  korrespondieren hierbei mit Abweichungen der Fluktuationsgrößen, wie später noch zu sehen ist. Auch der Wendepunkt im Geschwindigkeitsverlauf weist darauf hin, daß der Gleichgewichtszustand noch nicht erreicht ist. Ein ähnliches Verhalten wurde auch von Le, Moin & Kim (1997) beobachtet. Die Nachlaufdelle des Grenzschichtprofils ist kurz hinter der mittleren Wiederanlegung besonders stark ausgeprägt und nimmt mit zunehmender Lauflänge ab. Der große Nachlaufanteil des mittleren Geschwindigkeitsprofils ist jedoch keine Folge des Längsdruckgradienten, der in diesem Gebiet nur noch schwach ausgebildet ist (**Abb.** 7.11), sondern wird vielmehr durch die Stufenschicht stromauf der Wiederanlegung hervorgerufen. Der Außenbereich der Wandgrenzschicht trägt noch die Erinnerung der scherschichtartigen Strömungsstruktur in sich. Spektren zeigen, daß auch noch weit stromab des Wiederanlegebereiches periodische Störanteile im Außenbereich der Grenzschicht existieren, deren energetischer Beitrag jedoch nicht mehr signifikant ist. In der vorliegenden Untersuchung liegt  $Re_{\delta_2}$  stromab der Wiederanlegung zwischen 540 und 700. Nach Spalart (1988) und Fernholz & Finley (1996) ist für diesen Wertebereich ein Einfluß der Reynolds-Zahl auf den Verlauf der mittleren Geschwindigkeit und der turbulenten Spannungen zu erwarten. Es sei noch angemerkt, daß bei einer turbulenten Wandgrenzschicht mit  $d\bar{p}/dx = 0$  ein logarithmisches Geschwindigkeitsprofil, in starker Abhängigkeit des jeweiligen Transitionprozesses, erst ab ca.  $Re_{\delta_2} \approx 350$  zu beobachten ist (Fernholz & Finley

1996). Der logarithmische Bereich des Geschwindigkeitsprofils wird hierbei mit zunehmender Reynolds-Zahl größer.

In den **Abbildungen** 7.18c bis f sind die Verteilungen der Reynoldsspannungen von  $\overline{u'^2}/u_\tau^2$  und  $\overline{u'v'}/u_\tau^2$  in Wandkoordinaten aufgetragen. Zum Vergleich wurden zusätzlich die DNS- Daten einer turbulenten Wandgrenzschicht mit  $Re_{\delta_2} = 670$  (Spalart 1988) eingetragen. Unabhängig von der Art der Vorgeschichte (angeregt/nichtangeregt) besitzen beide Verteilungen im Außenbereich der Grenzschicht stark ausgeprägte Maxima. Diese Maxima, insbesondere die der Reynoldsschubspannung, haben zwar kleinere Intensitäten als die Maxima der Scherschicht, sind aber dennoch um ein Vielfaches größer als die der kanonischen Wandgrenzschicht (Fernholz & Finley 1996) bzw. der DNS. Besonders auffällig ist die Ausbildung von zwei Peaks bei der u-Fluktuation im wandnahen Bereich bei  $y^+ \approx 15$  und im Außenbereich bei  $y^+ \approx 100$ . Dieses Phänomen wurde auch bei anderen Wandscherschichten mit Grenzschichtcharakter, wie z.B. dem Wandstrahl (z.B. Schober 1999) beobachtet. Die Größe der Maxima nimmt mit zunehmender Lauflänge ab, wobei der zunächst dominierende Außenbereich - der die Scherschichtvorgeschichte enthält - stärker abklingt als das Fluktuationsmaximum in Wandnähe. Der Einfluß der Vorgeschichte wird zwar mit zunehmendem Abstand geringer, ist aber auch noch bei der letzten Meßposition ( $x/H = 15$ ) deutlich zu erkennen. Aufgrund der dämpfenden Wirkung der Wand zeigt der wandnächste Bereich ( $y^+ \leq 10$ ) eine schnellere Rückbildung auf das Niveau einer vergleichbaren turbulenten Wandgrenzschicht.

Der Profilverlauf und der Wendepunkt im mittleren Geschwindigkeitsprofil und das hohe Fluktuationsniveau im Außenbereich der Grenzschicht zeigen, daß der Gleichgewichtszustand einer kanonischen Grenzschicht an der letzten Meßposition ( $x/H = 15$ ) bei beiden Fällen noch lange nicht erreicht ist. Die Scherschicht stromauf der Wiederanlegung stellt für die neu entstehende Wandgrenzschicht wegen der wesentlich höheren Fluktuationsintensität eine so massive Störung dar, daß trotz des starken Abklingvorgangs - von  $\overline{u'v'}_{\min}/U_o^2 \approx -0,029$  im Scherschichtbereich auf  $\overline{u'v'}_{\min}/U_o^2 \approx -0,0030$  bei  $x/H = 15$  - der Störpegel im Außenbereich immer noch in der gleichen Größenordnung liegt wie der Maximalwert bei einer vergleichbaren turbulenten Plattengrenzschicht.

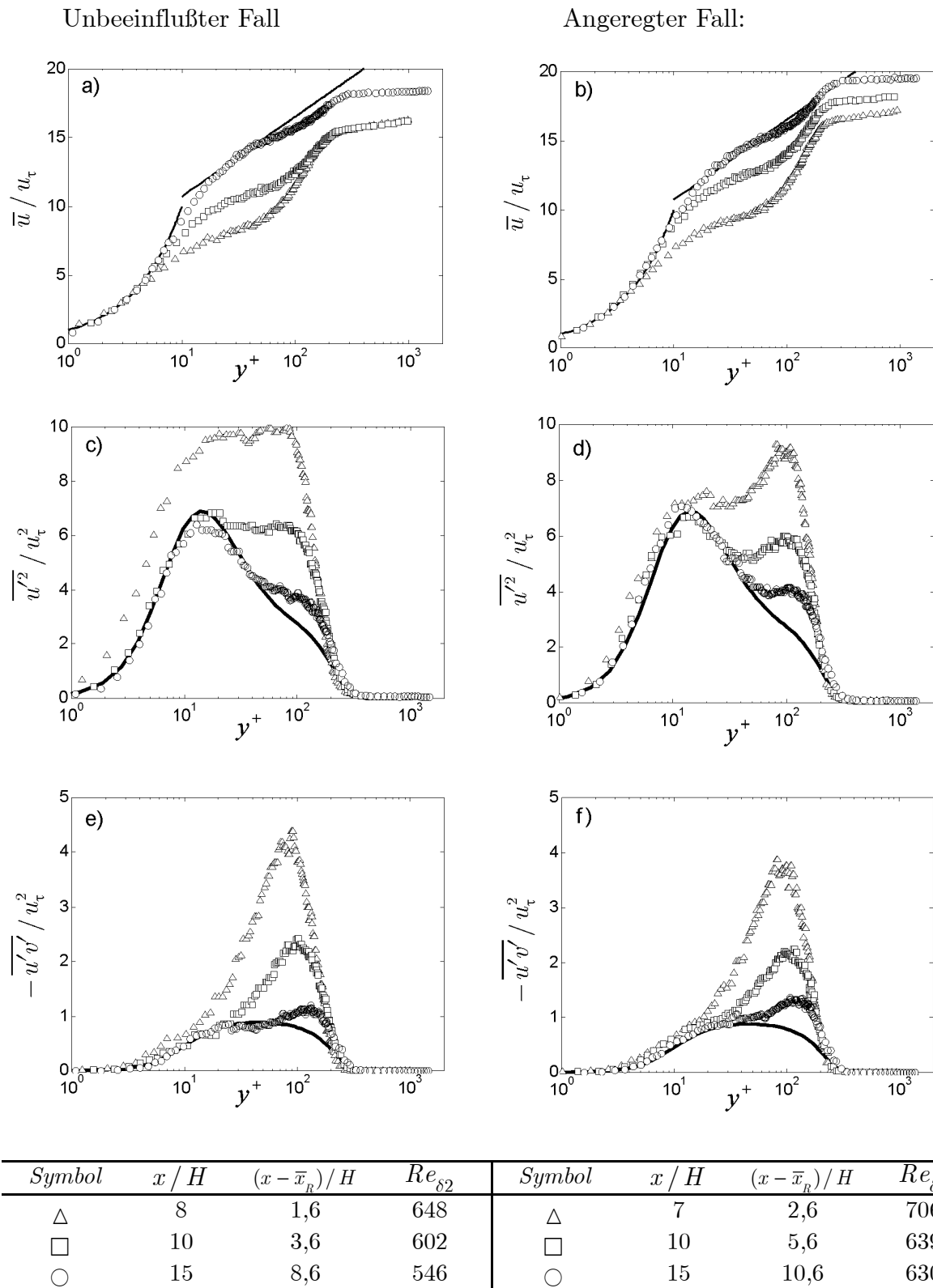


Abbildung 7.18: Mittlere Geschwindigkeits- und Turbulenzprofile der neuentstehenden Wandgrenzschicht in Wandkoordinaten. Linke Spalte: unbeeinflusste Strömung, rechte Spalte: mit 50 Hz angeregte Strömung.

## 8 Die stark angeregte Stufenströmung

Bisher wurde ausschließlich die Beeinflussung der Kelvin-Helmholtz-Instabilität mit kleinen periodischen Störungen ( $A = 4\%$ ) besprochen. In diesem Kapitel wird gezeigt, daß bei Erhöhung der Anregungsamplitude Phänomene auftreten, die eine gänzlich andere Wirbeldynamik haben als die typischen Scherschichtstrukturen. Bei höheren Anregungsamplituden und kleinen Frequenzen ( $f < 30\text{Hz}$ ) entsteht durch massives Ausblasen und Ansaugen kurz hinter den Anregungsöffnungen ein Freistrahл mit Volumenstrom Null (s. **Abschnitt 8.4**). Seine Entstehung ist auf die unterschiedliche Dynamik von Senke und Freistrahл zurückzuführen. Bei der Ausblasphase ist ein gerichteter Impulsstrom vorhanden, während bei der Ansaugphase eine ungerichtete Liniensenke existiert. Für die Entstehung der großskaligen Wirbelstrukturen ist der Ansaugprozeß von entscheidender Bedeutung (s. **Abschnitt 8.2**).

### 8.1 Einfluß der Frequenz auf die Wiederanlegelänge

Der Einfluß der Frequenz auf die Wiederanlegelänge bei einer starken Anregung mit einer Amplitude von 25% und einer Reynolds-Zahl von 2980 ist in **Abbildung 8** dargestellt.

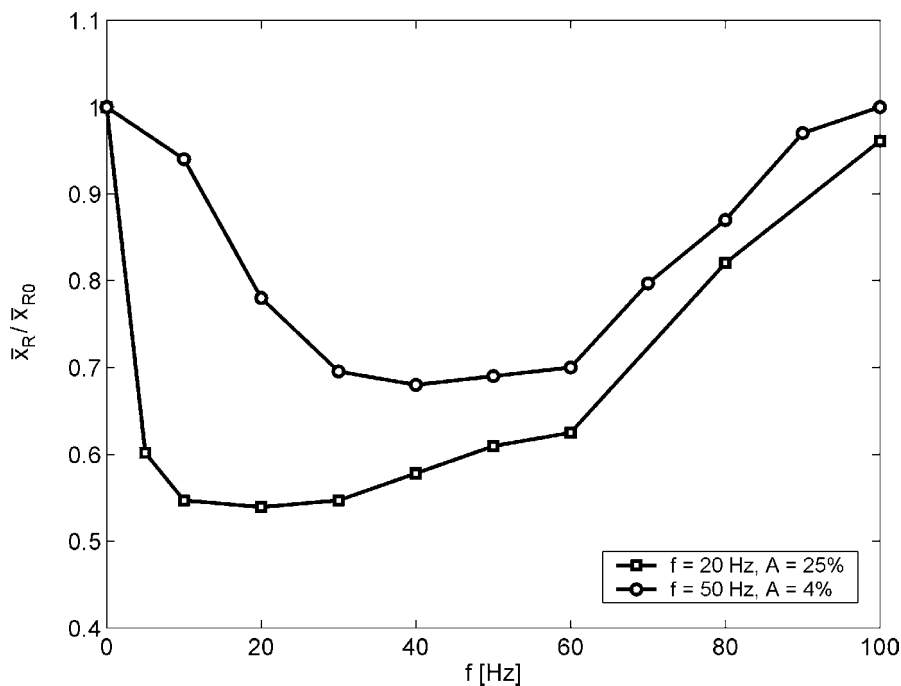


Abbildung 8: Wiederanlegelänge  $\bar{x}_R / \bar{x}_{R0}$  in Abhängigkeit von der Frequenz  $f$  und der Amplitude  $A$  bei  $Re_H = 2980$

Zum Vergleich wurden zusätzlich die Wiederanlegelängen eingetragen, die sich bei der Manipulation der Scherschichtinstabilität mit  $A = 4\%$  ergeben (s. **Abb. 6**). Zur besseren Darstellung der Blasenverkürzung wurden die mittleren Wiederanlegelängen mit der des unbeeinflussten Falls normiert.



Wie zu erwarten zeigt die Manipulation mit der größeren Amplitude auch eine größere Verkürzung der Ablöseblase, allerdings bei kleineren Anregungsfrequenzen. Die effektiven Frequenzen verschieben sich bei Erhöhung des Anregungsniveaus von  $30 \leq f \leq 60\text{Hz}$  in den niederfrequenten Bereich von  $10 \leq f \leq 30\text{Hz}$ . Auffällig ist aber, daß der Frequenzbereich ( $0 < f < 100\text{Hz}$ ), in dem generell eine Verkürzung der Wiederanlegung zu beobachten ist, trotz Änderung der Amplitude gleichbleibt. Eine Versechsfachung der Anregungsamplitude von 4 auf 25% reduziert die Wiederanlegelänge um maximal 45%. Gegenüber der schwachen Anregung entspricht dies einer zusätzlichen Verkürzung der Wiederanlegelänge von lediglich 12%. In **Abschnitt 8.3** wird noch dargelegt, daß ein Sättigungseffekt in Abhängigkeit von der Frequenz bereits ab  $A = 8\%$  zu beobachten ist.

## 8.2 Wirbeldynamik

Dieser Abschnitt beschreibt die Wirbelstrukturen, die bei einer Manipulation mit einer starken Amplitude entstehen. Beispielhaft sind zwei phasengemittelte Vektordiagramme der LDA-Messungen für  $f = 20\text{Hz}$  und  $A = 60\%$  während der Ansaugphase und der Ausblasphase in der Umgebung des Anregungsschlitzes dargestellt (s. **Abb. 8.1**).

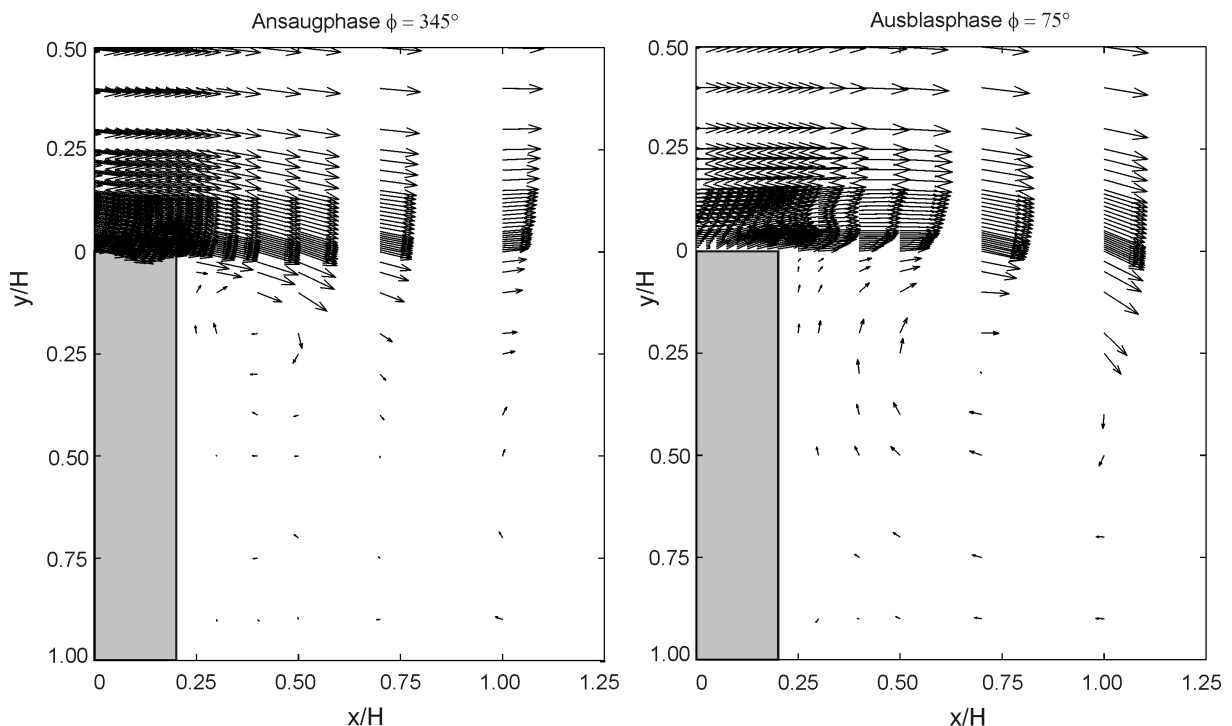


Abbildung 8.1: Phasengemittelte Vektordiagramme für die Ansaugphase (links) und die Ausblasphase (rechts)

Es ist deutlich zu erkennen, daß sich während der Ansaugphase unmittelbar stromab der Stufenkante eine große Wirbelstruktur aufrollt, die in der Ausblasphase stromab konvektiert. Wie bei der Kelvin-Helmholtz-Instabilität ist auch diese Wirbelaufrollung Folge einer instabilen Wirbelstärkeverteilung.

Der entscheidende Prozeß ist nicht, wie zu vermuten wäre, der Ausblasvorgang, sondern der Ansaugvorgang. Während des Ausblasens wird zwar das Grenzschichtprofil in der Umgebung des Schlitzes durch den gerichteten Impulstrom stark deformiert, doch stromab der Stufenkante zeigen die Profile nur noch leichte Verzerrungen. Wichtiger ist der Ansaugvorgang; er bewirkt eine periodisch ändernde Anströmung der Stufenkante, die zur Ausbildung eines „Anfahrwirbels“ führt. Noch deutlicher wird die entstehende Strömungssituation, wenn man phasengemittelte Wirbelstärkeverteilungen des gesamten Strömungsfeldes betrachtet. In **Abbildung 8.2** sind phasengemittelte Wirbelstärkeverteilungen  $\langle \omega_z \rangle = \langle \partial v / \partial x \rangle - \langle \partial u / \partial y \rangle$  einer Anregungsphase aufgetragen, die aus PIV-Messungen gewonnen wurden. Sie zeigen, daß sich während der Ansaugphase ( $\phi = 30^\circ$ ) ein Wirbel zwischen Stufenkante und unterer Wand aufrollt, bis seine vertikale Erstreckung in der Größenordnung der Stufenhöhe liegt. In der anschließenden Ausblasphase ( $\phi = 210^\circ$ ) schwimmt der Wirbel ab und verliert dabei zunehmend an Intensität. Stromab der mittleren Wiederanlegung ( $\bar{x}_R / H = 3,25$ ) ist seine Kontur nur noch schwach zu erkennen. Das heißt, auch bei dieser Anregung zeichnet sich der Zerfall der Wirbelstrukturen ab, die aufgrund der größeren Struktur jedoch langsamer abläuft als bei den typischen Scherschichtstrukturen.

Auch die Topologie der Wirbelstrukturen zeigt starke Unterschiede zu den kohärenten Strukturen der Scherschicht. Während bei den anfänglichen Kelvin-Helmholtz-Strukturen die vertikale Ausdehnung in der Größenordnung der ablösenden Grenzschicht liegt, hat die Breite dieser Struktur die Größenordnung der Stufenhöhe. Das spricht dafür, daß bei hohen Amplituden auch die Anregungsfrequenz eher mit der Stufenhöhe skaliert als mit der Dicke der ablösenden Grenzschicht. Die auf der Stufenhöhe basierenden Strouhal-Zahlen der effektivsten Anregungsfrequenzen mit  $A = 25\%$  liegen im Bereich  $0,09 \leq St_H \equiv f H / U_o \leq 0,27$ .

Die hier beobachteten Wirbelstrukturen besitzen in der Topologie und in der Dynamik große Ähnlichkeit mit den Wirbelstrukturen, die bei einem instationären Anfahrprozeß entstehen (z.B. Honji 1975, Huang & Fiedler 1997). Da die hier entstehenden Wirbel Folge einer instationären Umströmung der Stufenkante sind, ist auch für sie die Bezeichnung „Anfahrwirbel“ angebracht.

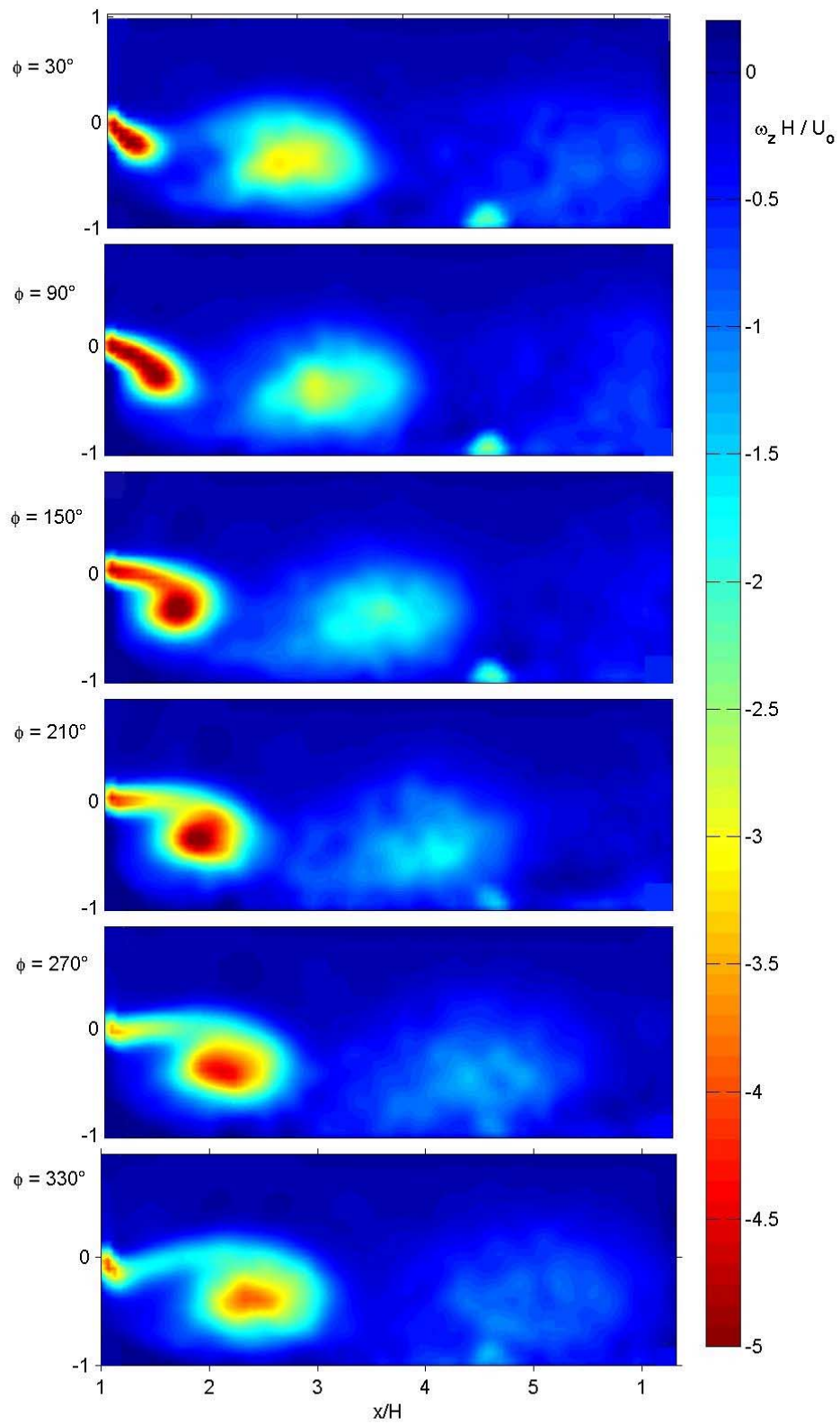


Abbildung 8.2: Phasengemittelte Wirbelstärkeverteilungen  $\langle \omega_z \rangle$  einer Anregungsperiode bei  $f = 20\text{Hz}$  und  $A = 60\%$

### 8.3 Einfluß der Amplitude auf die Wiederanlegelänge

Der effektive Frequenzbereich der Anregung mit großer Amplitude verschiebt sich aus der Umgebung der am stärksten angefachten Instabilitätsfrequenzen zu kleineren Frequenzen ( $10 \leq f \leq 30\text{Hz}$ ). An zwei diskreten Frequenzen soll bei  $Re_H = 2980$  untersucht werden, bis zu welcher Amplitude eine Anregung mit einer stark angefachten Instabilitätsfrequenz günstiger ist, und welche zusätzlichen Verkürzungen hohe Anregungsamplituden bewirken können. Untersucht wurden die Auswirkungen bei der Frequenz  $f = 50\text{Hz}$ , die bei einer Störungsamplitude von 4% sehr effektiv war (vgl. **Abb. 6**) und bei der Frequenz  $f = 20\text{Hz}$ , welche bei einer Amplitude von 25% zu einer großen Verkürzung der Ablöseblase führte (s. **Abb. 8**). Für jede Frequenz wurde die maximal mögliche Amplitude eingestellt, bei der noch keine Zerstörung der Lautsprecher eintrat. Die Wiederanlegelänge als Funktion der Anregungsamplitude ist in **Abbildung 8.3** für zwei verschiedene Frequenzen wiedergegeben.

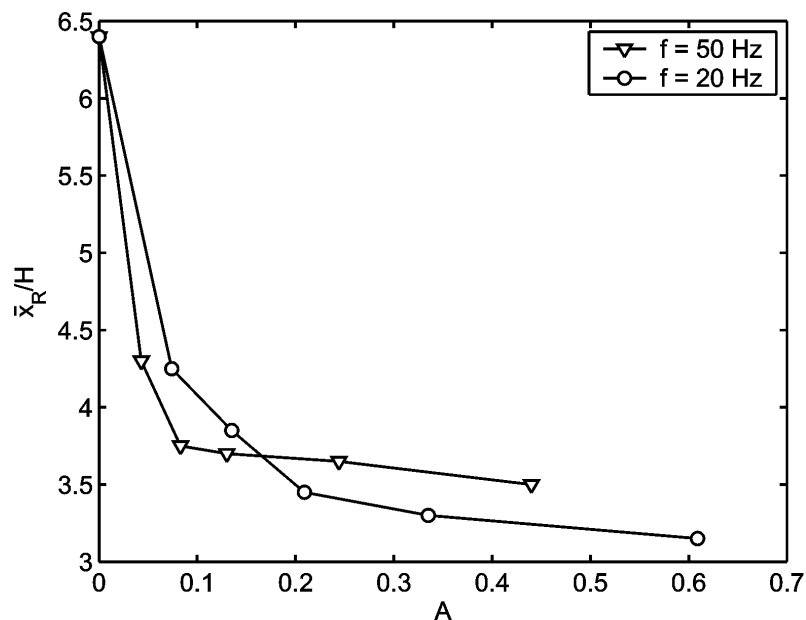


Abbildung 8.3: Wiederanlegelänge  $\bar{x}_R/H$  als Funktion der Anregungsamplitude  $A$

Beide Anregungsfrequenzen zeigen bei kleinen Amplituden ( $A < 10\%$ ) eine starke Reduktion der Wiederanlegelänge, wobei die stärker angefachte Frequenz ( $f = 50\text{Hz}$ ) die gleiche Verkürzung bei einer kleineren Amplitude erzielt. Gut zu erkennen ist, daß der Aufwand für eine weitere Verkürzung stark zunimmt. Ab einer Amplitude von ca. 16% ist die niederfrequente Beeinflussung wirkungsvoller. Bei beiden Manipulationen ist eine Sättigung zu erkennen, die für  $f = 50\text{Hz}$  bereits ab  $A = 8\%$  eintritt, während sie für  $f = 20\text{Hz}$  erst bei ca.  $A = 20\%$  zu beobachten ist. Nach Erreichen der Sättigung ist weitere schwache Reduktion nur mit einem überproportional großen Aufwand zu erreichen. Für den Fall der  $20\text{Hz}$  Anregung bewirkt die Verdreifachung der Amplitude von 20 auf 60% lediglich eine weitere Verkürzung der Blasenlänge um 1,4%. Eine Anregung oberhalb der Sättigungsamplitude ist daher energetisch nicht mehr sinnvoll.

### 8.4 Einfluß der Störungsrichtung auf die Wiederanlegelänge

Im letzten Abschnitt wurde bereits dargestellt, daß bei Erhöhung der Anregungsamplitude eine Sättigung in der Verkürzung der Wiederanlegelänge zu beobachten ist. Bei einer Anregungsfrequenz von  $20\text{ Hz}$  tritt diese Sättigung bereits ab einer Amplitude von 20% in Erscheinung. Hier soll geklärt werden, ob eine Änderung der Anregungsrichtung zu einer weiteren signifikanten Verkürzung der Ablöseblase führen kann, bzw. ob sich die Sättigungsamplitude zu größeren Werten verschieben läßt. Zur Erzeugung einer tangentialen Störungsrichtung wurde die Stufenoberseite und die Anströmnase, wie in **Abschnitt 6.1.2** beschrieben, mit einem Aluminiumblech ummantelt. In **Abbildung 8.4a** ist die Vektordarstellung des mittleren Geschwindigkeitsfeldes bei tangentialer Anregung ohne Außenströmung für  $f = 20\text{ Hz}$  und  $\langle \hat{u}_{jet} \rangle = 2.25\text{ m/s}$  wiedergegeben.

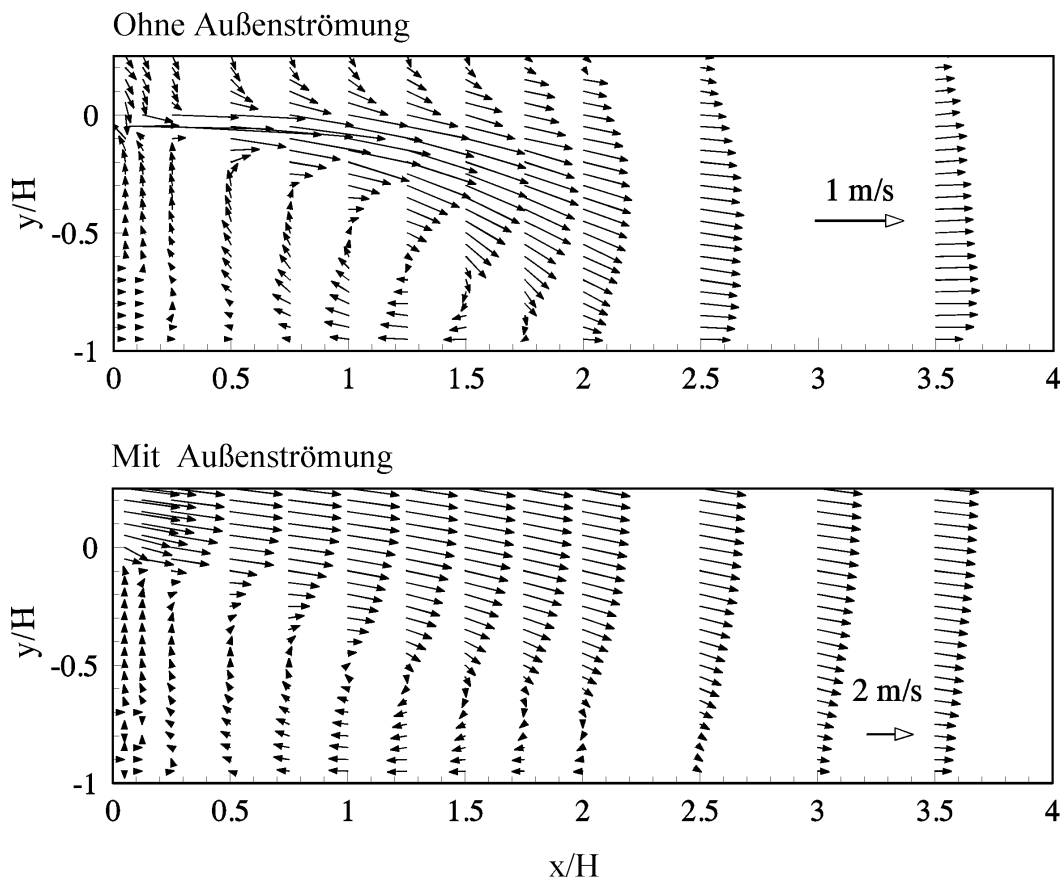


Abbildung 8.4: Mittleres Vektorfeld bei starker Anregung ( $f = 20\text{ Hz}$  und  $\hat{u}_{jet} = 2.25\text{ m/s}$ ); a) ohne Außenströmung und b) mit Außenströmung ( $A = 100\%$ )

Diese Manipulation erzeugt im zeitlichen Mittel einen Freistrahlschlepp, der sich aufgrund des Entrainment-Prozesses zur unteren Wand auslenkt und ein Rezirkulationsgebiet ausbildet. Der mittlere Wiederanlegeposition des Freistrahlschlepps liegt bei  $\bar{x}_R/H = 1,9$ . Bei der schrägen Ausblasung unter  $45^\circ$  zur Horizontalen hingegen konnte ohne Außenströmung keine Wiederanlegung des Freistrahls festgestellt werden.

Mit parallelem Strahl und Außenströmung ( $Re_H = 2980$ ) bewirkt diese massive Manipulation ( $\hat{u}_{jet}/U_0 \approx 100\%$ ) eine Verkürzung der Blasenlänge von  $\bar{x}_R/H = 6,4$  auf 2,4, das entspricht einer relativen Änderung von ca. 63%. In **Abbildung 8.4b** ist das zugehörige Vektordiagramm des mittleren Strömungsfeldes für den angeregten Fall dargestellt. Gegenüber dem Sättigungswert der 45°-Beeinflussung verkürzt die tangentielle Anregung die Wiederanlegelänge um eine weitere Stufenhöhe. Ein Wert, der bei der Manipulation unter 45° auch bei massiver Erhöhung der Amplitude um einige hundert Prozent bei Extrapolation der Ergebnisse von **Abbildung 8.3** nicht zu erwarten gewesen wäre. Die kleinste theoretisch mögliche Blasenlänge, die sich bei dieser Manipulation ausbilden kann, ist die Wiederanlegelänge des Freistrahls ohne Außenströmung. Dieser Fall tritt ein, wenn die Geschwindigkeitsamplitude des Freistrahls wesentlich größer ist als der Wert der Außenströmung ( $U_o/\hat{u}_{jet} \rightarrow 0$ ). Anders als bei der Beeinflussung der Scherschichtinstabilität zeigt sich hier, daß die Störungsrichtung bei hohen Anregungsamplituden einen entscheidenden Einfluß auf die Effektivität der Beeinflussung hat. Im weiteren wird nur der Fall mit der Störungsrichtung von 45° betrachtet.

## 8.5 Kohärente Energie

Die Bestimmung der kohärenten Energie für den stark angeregten Fall wurde mit der Karhunen-Loève-Zerlegung (vgl. **Abschnitt 6.5**) der PIV-Messungen durchgeführt. Für die energiegewichtete Zerlegung des Strömungsfeldes wurden 435 momentane Geschwindigkeitsfelder von  $u$  und  $v$  verwendet. Auch bei dieser Anregung ist ein Eigenwertpaar im normierten Eigenwertspektrum (s. **Abb. 8.5**) zu erkennen, d.h. im betrachteten Strömungsfeld kann eine durchlaufende Struktur identifiziert werden.

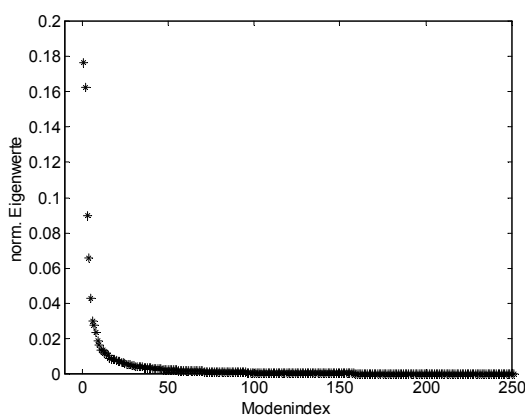


Abbildung 8.5: Normiertes Eigenwertspektrum für  $f = 20 \text{ Hz}$  und  $A = 60\%$

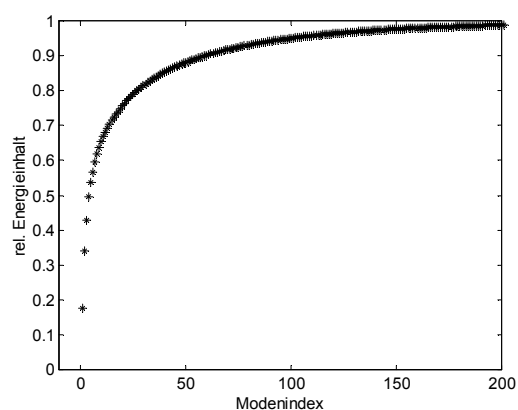


Abbildung 8.6: Integriertes Eigenwertspektrum für  $f = 20 \text{ Hz}$  und  $A = 60\%$

Der Energieinhalt dieser Struktur, bezogen auf die Gesamtfluktuationen im Bereich zwischen  $x/H = 0,3$  und 5, beträgt ca. 34%, wie im integrierten Eigenwertspektrum (s. **Abb. 8.6**) abzulesen ist (Wert beim Modenindex 2). Gegenüber der dominanten

Mode bei der multifrequenten Anregung ( $f = 70; 35 \text{ \& } 17,5 \text{ Hz}$ , subharmonische Resonanz, s. **Abschnitt 6.5.3**) mit einer Amplitude von 4% ist der Energieinhalt trotz wesentlich höherem Anregungsniveau lediglich 4 Prozentpunkte höher. Jedoch bilden bei der massiven Beeinflussung bereits die ersten 4 Eigenmoden 50% der gesamten Schwankungsenergie ab, während es bei der schwachen Beeinflussung nur 38% sind. Folglich führt die Anregung mit einer großen Amplitude zu einer höheren Organisation des Strömungsfeldes. Ähnlich wie bei der phasengemittelten Wirbelstärke besitzen die räumlichen Moden der kohärenten Struktur (Mode 2 und 3) eine vertikale Ausdehnung in der Größenordnung der Stufenhöhe und eine Wellenlänge von ungefähr  $\lambda/H = 2,2$ , wie in **Abbildung 8.7** zu sehen ist.

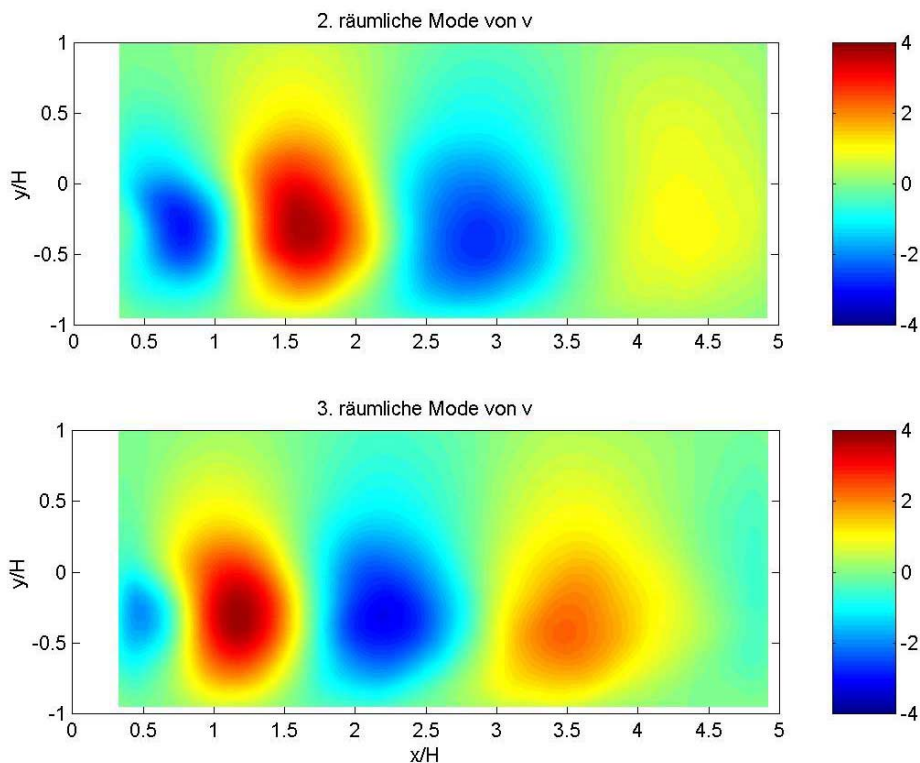


Abbildung 8.7: Intensitätsverteilung der räumlichen Moden 2 und 3 bei  $f = 20 \text{ Hz}$  und  $A = 60\%$

Die Konvektionsgeschwindigkeit dieser Strukturen beträgt daher  $c_{ph}/U_o = (\lambda f)/U_o \approx 0,4 \pm 0,02$ . Die größte Intensität erreichen die räumlichen Eigenmoden 2 und 3 kurz stromab der Stufenkante zwischen 0 und  $2,5H$ . Mit zunehmendem Abstand zur Stufe nimmt sie jedoch deutlich ab. Unmittelbar stromab der mittleren Wiederanlegung ( $\bar{x}_R/H = 3,25$ ) hat sich die maximale Intensität der beiden räumlichen Moden bereits um 43% verringert. Das heißt, der Wirbelzerfall zeichnet sich auch in den zugehörigen Moden der POD ab.

## 8.6 Mittleres Geschwindigkeitsfeld

Das mittlere Strömungsfeld der  $u$ - und  $v$ -Komponente der stark angeregten Strömung ( $f = 20 \text{ Hz}$ ,  $A = 60\%$ ) ist in **Abbildung 8.8** aufgetragen.

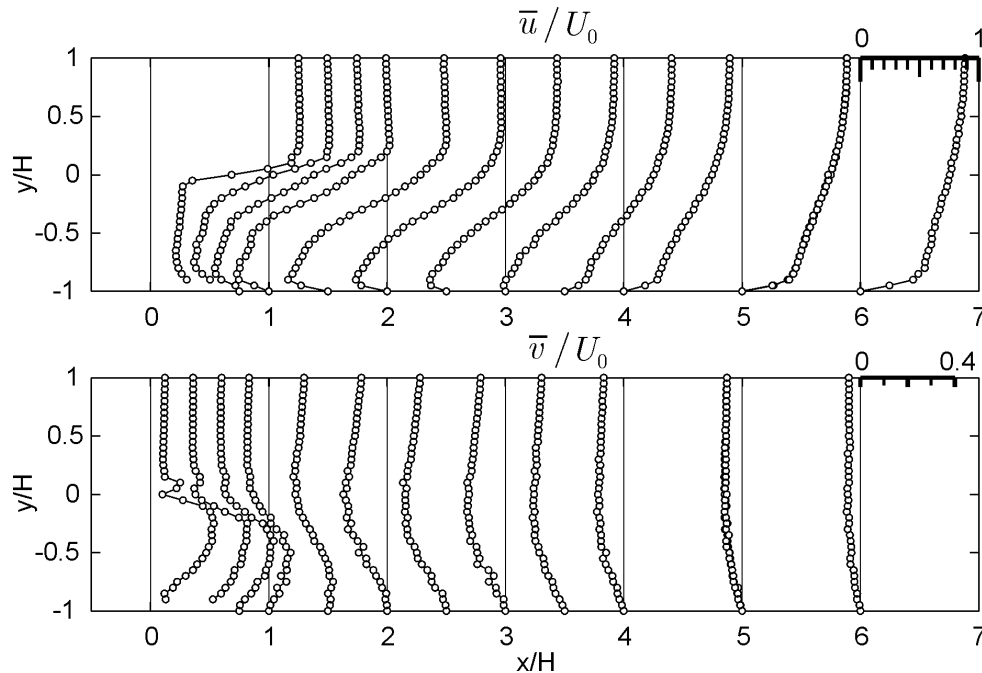


Abbildung 8.8: Mittlere Geschwindigkeitsprofile  $\bar{u}/U_0$  und  $\bar{v}/U_0$  für  $f = 20 \text{ Hz}$  und  $A = 60\%$

Bei dieser sehr kurzen Ablöseblase ( $\bar{x}_r/H = 3,25$ ) ist unterhalb der Scherschicht kein bewegungsarmer Raum mehr zu beobachten. Kurz stromab der Stufenkante, bei  $x/H \approx 0,8$ , tritt eine ausgeprägte Rückströmung in Erscheinung. Die Rückströmgeschwindigkeit erreicht ihr Maximum von  $\bar{u}_r/U_0 = -0,33$  bereits nach der halben Blasenlänge ( $x/H = 1,5$ ). Im Gegensatz zu allen anderen Fällen erzeugen die großskaligen Anfahrwirbel eine um 11% größere maximale Rezirkulationsgeschwindigkeit. Rückströmamplituden dieser Größe treten bei Stufenströmungen mit stationärer Anströmung nicht in Erscheinung (z.B. Adams, Johnston & Eaton 1984). Der maximale Gradient  $(\partial\bar{u}/\partial y)_{\max}$  der  $\bar{u}$ -Profile zeigt im Anfangsbereich der Scherschicht als Folge der Wirbelaufrollung eine extrem große Abnahme. Gleichzeitig ist ein starkes Anwachsen der Scherschichtbreite festzustellen (s. a. **Abschnitt 10**).

Das starke Wachstum der Scherschicht korrespondiert mit den Profilen der Vertikalkomponente. Die großen positiven Werte der  $\bar{v}$ -Profile direkt stromab der Stufenkante ( $0 < x/H < 1$ ) unterhalb der Scherschicht weisen auf einen stark ausgeprägten Entrainment-Prozess hin. Der Maximalwert der Vertikalbewegung beträgt  $\bar{v}_{\max}/U_0 = 0,16$  und tritt bei  $x/H = 0,5$  auf. Mit größer werdendem Abstand zur Stufe nimmt jedoch die Aufwärtsbewegung in der Blase ab. Bereits nach der halben Blasenlänge sind nur noch negative Werte zu beobachten. Die größte Abwärtsbewegung ( $\bar{v}_{\min}/U_0 = -0,18$ ) erreicht die Strömung  $2H$  hinter der Ablösung in Höhe der Stufenkante. Stromab der Wiederanlegung klingt die Abwärtsbewegung wieder ab.



## 8.7 Reynoldsspannungen

Die mit  $U_0^2$  normierten Reynoldsspannungen aus dem Bereich der Ablöseblase sind in **Abbildung 8.9** dargestellt.

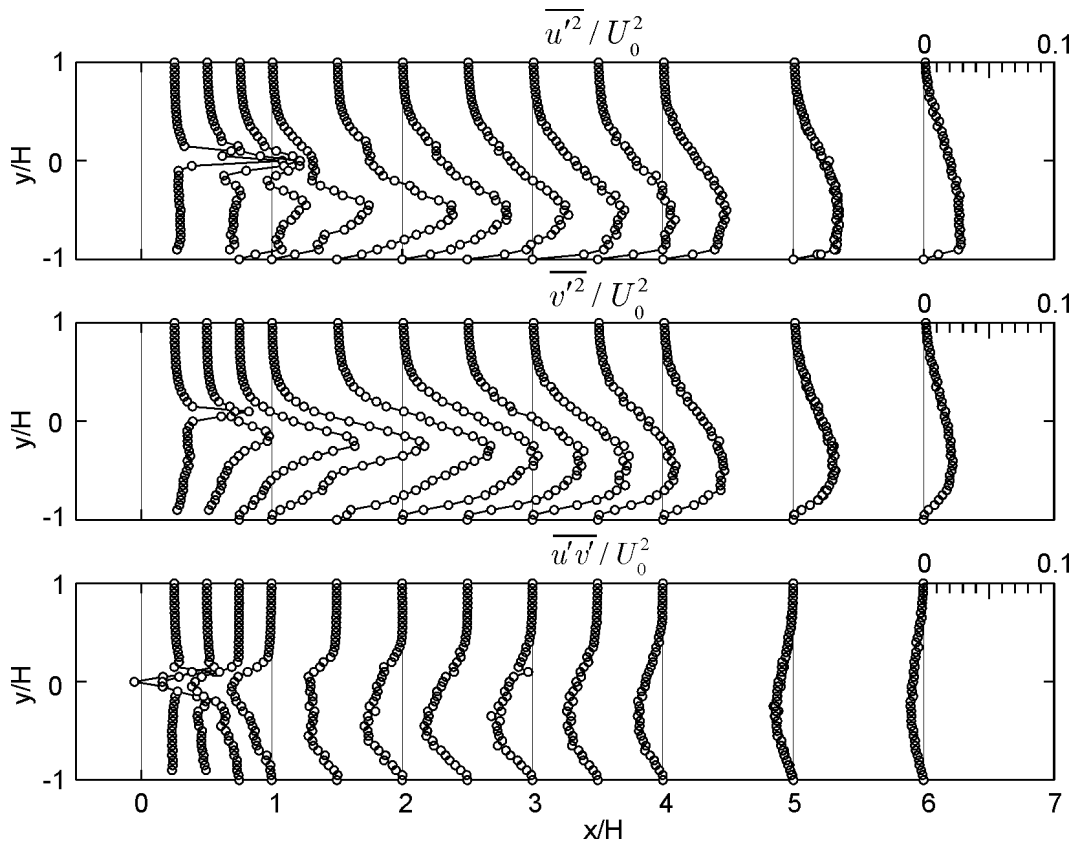


Abbildung 8.9: Turbulenzprofile  $\overline{u'^2}/U_0^2$ ,  $\overline{v'^2}/U_0^2$  und  $\overline{u'v'}/U_0^2$  für  $f = 20 \text{ Hz}$  und  $A = 60\%$

Wie für den Fall der stationären Anströmung (**Abschnitt 7.3**) treten die lokalen Maxima in der Umgebung des maximalen Schergradienten  $(\partial\bar{u}/\partial y)_{\max}$  auf. Die betragsgrößten Werte sind:

$$\left(\overline{u'^2}/U_0^2\right)_{\max} = 0,085, \quad \left(\overline{v'^2}/U_0^2\right)_{\max} = 0,113 \quad \text{und} \quad \left|\overline{u'v'}/U_0^2\right|_{\max} = 0,034.$$

Während sich die betragsgrößte Reynoldsschubspannung gegenüber den schwach angeregten Fällen um ca. 31% unterscheidet, sind die maximalen turbulenten Normalspannungen fast doppelt so groß (s. **Tab. 5**, S. 121). Das absolute Minimum von  $\overline{u'v'}$  tritt unmittelbar stromab der Ablösung auf; die Maximalwerte von  $u'$  und  $v'$  erscheinen erst auf halber Blasenlänge ( $x/H \approx 1,5$ ). Die Intensität der vertikalen Fluktuation ist erstaunlicherweise sogar über einen großen Bereich ( $1 < x/H < 3$ ) signifikant größer, als die der  $u$ -Komponente. Wie auch bei allen anderen Fällen nehmen die Maximalwerte der Geschwindigkeitsfluktuationen bereits vor der mittleren Wiederanlegung ab. Gleichzeitig verschieben sich die Positionen der Maxima näher zur Wand, bis sie eine Höhe von  $x/H \approx -0,5$  erreicht haben. Im Wiederanlegebereich ( $\bar{x}_R/H = 3,25$ ) gleichen sich die maximalen Werte und die Profilverläufe von  $u'$  und  $v'$  wieder aneinander an.

## 9 Energetische Auswirkungen der Strömungsbeeinflussung

Die energetische Auswirkung der Strömungsmanipulationen für die mittlere Bewegung kann entweder über mittlere Strömungsgrößen oder über Fluktuationsgrößen bestimmt werden. Klassische Beispiele für die Ermittlung des Energieverlustes sind bei Innenströmungen (Rohren und Kanälen) die Messung des Druckverlustes oder bei umströmten Körpern (z.B. Tragflügeln) die Impulsstrombilanz (z.B. Schade & Kunz 1989). Bei beiden Betrachtungen ergibt sich die Widerstandskraft  $dF_j$  aus der Bilanzierung des Impulsstroms und der Druckkraft über die Strömungsoberfläche  $dF_j = \frac{1}{2} \rho \bar{u}_j \bar{u}_i dA_i + \bar{p} dA_j$ , während die Verlustleistung aus dem Fluß des Gesamtdruckes durch die Oberfläche bestimmt wird  $dF_j \bar{u}_j = (\frac{1}{2} \rho \bar{u}_i^2 + \bar{p}) \bar{u}_j dA_j$ . Bei der Stufenströmung ist diese Methode jedoch nicht anwendbar, da erstens der statische Druckverlauf im Strömungsfeld nicht bekannt ist, und zweitens eine Differenzenbildung von zwei großen Termen sehr fehleranfällig ist. Welche Fluktuationsgröße den mittleren Verlust/Gewinn beschreibt, kann aus der mechanischen Energiegleichung der mittleren Bewegung entnommen werden.

### 9.1 Die mechanische Energiegleichung der mittleren Bewegung

Ausgangspunkt für die mechanische Energiegleichung der mittleren Bewegung für turbulente Strömungen sind die Reynolds-Gleichungen (z.B. Tennekes & Lumley 1972). Die differentielle Form der mechanischen Energiegleichung ergibt sich unmittelbar aus den Reynolds-Gleichungen durch skalare Multiplikation mit der Geschwindigkeit

$$\rho \bar{u}_i \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = \bar{u}_i \frac{\partial \pi_{ij}}{\partial x_j} \quad \text{mit} \quad \pi_{ij} = -\bar{p} \delta_{ij} + 2\mu S_{ij} - \rho \overline{u'_i u'_j} \quad \text{und} \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right).$$

Vorausgesetzt wurde hier eine im Mittel stationäre Strömung mit vernachlässigbaren Volumenkräften. Die linke Seite kann durch

$$\rho \bar{u}_i \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = \frac{1}{2} \rho \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i^2 \bar{u}_j) \quad \text{und die rechte durch} \quad \bar{u}_i \frac{\partial \pi_{ij}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \pi_{ij}) - \pi_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}$$

ersetzt werden. Die Integration über ein raumfestes Volumen und die Anwendung des Gaußschen Integralsatzes auf die Divergenz-Terme ergeben dann die mechanische Energiegleichung der mittleren Bewegung für ein raumfestes Volumen

$$\frac{1}{2} \rho \oint_{\partial V} \bar{u}_i^2 \bar{u}_j dA_j - \oint_{\partial V} \bar{u}_i \pi_{ij} dA_j = - \int_V \pi_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} dV.$$

Der erste Term der Gleichung beschreibt den Transport der mittleren Energie aufgrund von Konvektion durch die Umrandung. Der zweite kennzeichnet die Leistung der Oberflächenkräfte auf die Umrandung und der dritte die Leistung der Spannungen im Volumen. Werden die Berandungen des raumfesten Volumens so gewählt, daß sie zum Teil aus festen Wänden ( $u_i = 0$ ) bestehen und zum anderen im Potentialbereich der Strömung liegen, dann verschwinden die Leistungen der Oberflächenkräfte ganz oder sie verringern sich im wesentlichen auf die Leistung der Druckkräfte. Auch bei Berandungen innerhalb einer Scherschicht kann die Leistung der viskosen und turbulenten Spannungen auf der Oberfläche, mit Ausnahme des Druckes, gegenüber der Leistung der Spannungen im gesamten Volumen vernachlässigt werden. Aufgrund der Symmetrie des Spannungstensors  $\pi_{ij}$  reduziert sich das Produkt  $\pi_{ij} \partial \bar{u}_i / \partial x_j$  auf das Produkt des Spannungstensors mit der Verzerrungsgeschwindigkeit  $S_{ij}$ . Der Druck leistet hierbei in einem inkompressiblen Fluid keinen Beitrag, da die Spur der Verzerrungsgeschwindigkeit aufgrund der Kontinuitäts-Gleichung verschwindet. Wird außerdem noch der Spannungstensor ersetzt, so ergibt sich eine leichter interpretierbare Form der mechanischen Energiegleichung

$$-\oint_{\partial V} \underbrace{\left( \frac{1}{2} \bar{u}_i^2 + \bar{p} / \rho \right) \bar{u}_j dA_j}_1 = 2 \underbrace{\int_V \nu S_{ij} S_{ij} dV}_2 - \underbrace{\int_V \overline{u'_i u'_j} S_{ij} dV}_3. \quad (9)$$

Die Gleichung zeigt, daß ein Teil der mittleren Strömungsenergie<sup>1</sup> (Term 1) direkt in innere Energie (Term 2) dissipiert wird. Der größere Teil wird jedoch zur Produktion von Turbulenz (Term 3) verwendet, bis später nach einigen Transportprozessen die Energiedissipation stattfindet (Rotta 1972). Bei den meisten turbulenten Strömungen stellt die Turbulenzproduktion für die mittlere Bewegung eine Senke<sup>2</sup> dar (Tennekes & Lumley 1972). Bei den schwach manipulierten Stufenströmungen ( $A = 4\%$ ) wurden ca. 98% des Energieverlustes durch die turbulente Produktion hervorgerufen, die direkte Dissipation hatte nur einen Anteil von etwa 2%.

---

<sup>1</sup> Bei einfachen Strömungen (geringe Turbulenz, keine Rückströmung, kleine Schergradienten) kann der Fluß des Gesamtdruckes  $(\frac{1}{2} \rho \bar{u}_i^2 + \bar{p}) \bar{u}_j$  in Richtung des Geschwindigkeitsvektors leicht mit dem Prandtl-Rohr gemessen werden.

<sup>2</sup> Allerdings wurden in freien Scherschichten auch Strömungszustände beobachtet, bei denen eine Anregung der kohärenten Strukturen zur einer positiven Turbulenzproduktion führte, die bei der unbeeinflussten Strömung nicht auftrat (Oster & Wygnanski 1982).

### 9.2 Turbulente Produktion

Die gesamte Turbulenzproduktion in der Ablöseblase  $\int PdV$  ist ein Maß für den Energieverlust der mittleren Strömung. Für die zweidimensionale Stufenströmung setzt sich die Produktion aus zwei Termen zusammen

$$P = -\overline{u'v'} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right) - (\overline{u'^2} - \overline{v'^2}) \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \tag{9.1}$$

Für den Größenvergleich der einzelnen Glieder sind die mit  $H/U_o^3$  normierten Profile für den Fall mit  $f = 50Hz$  und  $A = 4\%$  bei  $Re_H = 2980$  im Gebiet der maximalen Produktion an den Positionen  $x/H = 2$  und  $4$  in **Abbildung 9** dargestellt.

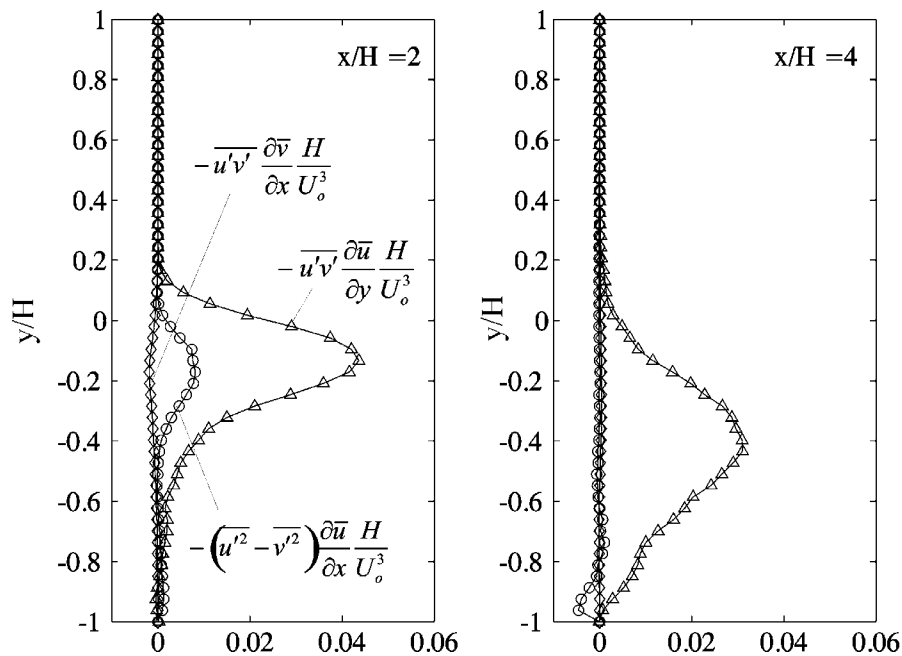


Abbildung 9: Profile der einzelnen Produktionsterme bei  $x/H = 2$  und  $4$  für einen angeregten Fall ( $f = 50Hz$ ,  $A = 4\%$ )

Der Vergleich verdeutlicht, daß, wie zu erwarten war, der von der Schubspannung induzierte Term für die Produktion von Turbulenzenergie verantwortlich ist

$$P \approx -\overline{u'v'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \tag{9.2}$$

Nur im Anfangsbereich der Scherschicht, wo sich die  $\overline{u'^2}$  und  $\overline{v'^2}$ -Verteilungen noch stark unterscheiden (vgl. **Abb.** 7.4), leistet der Produktionsterm der Normalspannungen einen kleinen Anteil zur Gesamtproduktion. Weiter stromab, ab ca.  $x/H = 3$ , führen die Verläufe von  $\overline{u'^2}$  und  $\overline{v'^2}$  zu einer Kompensation ihres Produktionsbeitrages. Ein Vergleich der Gradienten zeigt, daß bei der Stufenströmung, ähnlich wie bei einer Grenzschichtapproximation, die

Längsgradienten  $\partial/\partial x$  gegenüber den Quergradienten  $\partial/\partial y$  vernachlässigt werden können.

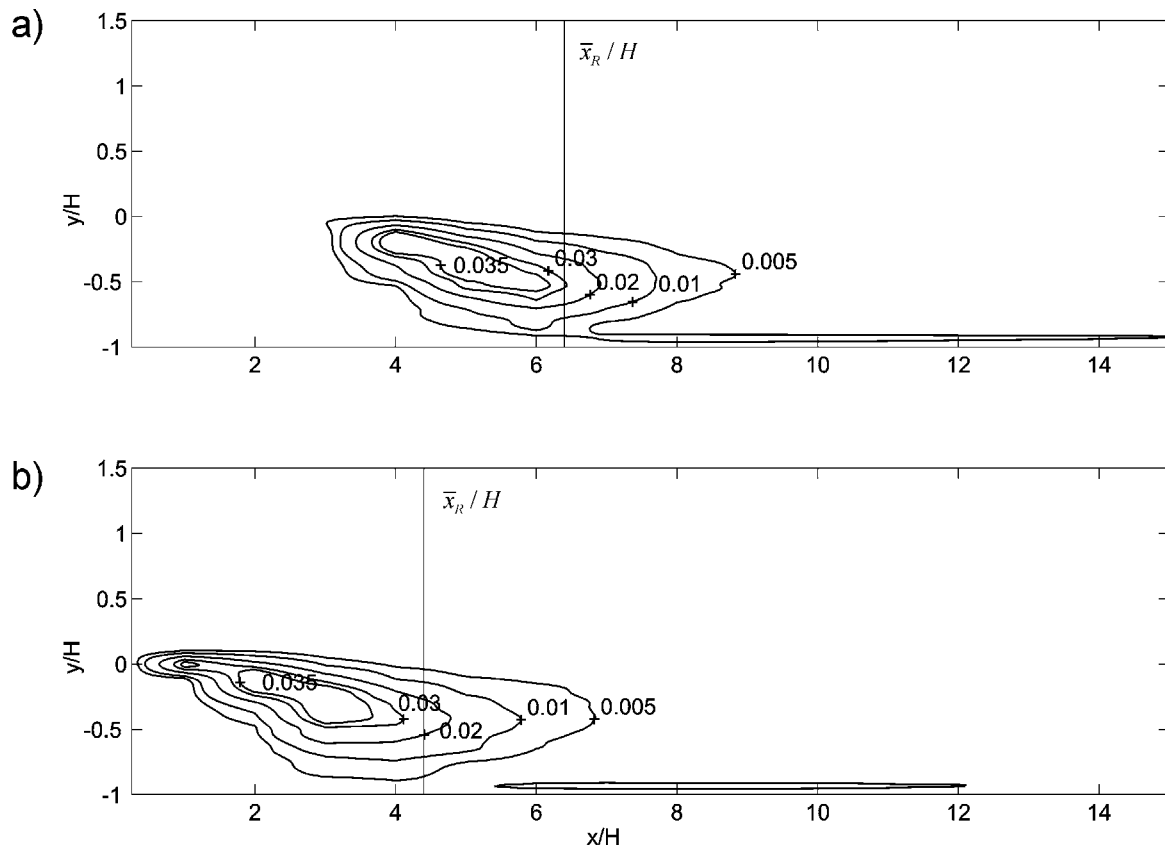


Abbildung 9.1: Konturplots der normierten Turbulenzproduktion, a) natürliche Strömung, b) mit  $f = 50\text{Hz}$  und  $A = 4\%$  angeregte Strömung

In Konturplots der mit  $H/U_o^3$  normierten Turbulenzproduktion (s. **Abb.** 9.1) für die natürliche und die mit 50 Hz-angeregte Strömung bei einem  $Re_H = 2980$  ist deutlich zu erkennen, daß die Turbulenzproduktion im wesentlichen nur im Bereich der Scherschicht auftritt. Produktionsanteile in der neu entstehenden turbulenten Wandgrenzschicht liefern praktisch keinen Beitrag zur Gesamtproduktion. Die Anregung bewirkt hier eine Verschiebung des Produktionsbereiches zur Abströmungskante, erzielt aber keine Intensivierung der Turbulenzerzeugung.

Die Regionen maximaler Turbulenzerzeugung befinden sich bei beiden Konfigurationen in der Scherschicht kurz vor der Wiederanlegung zwischen  $(x - \bar{x}_R)/H = -2,6$  und  $-0,4$ . Maximale Produktionswerte liegen bei der angeregten Strömung bei  $P_{\max}H/U_o^3 = 0,0446$  und bei der nicht angeregten Strömung bei  $P_{\max}H/U_o^3 = 0,0451$ .

Die gesamte örtliche Turbulenzproduktion

$$\int_{-H}^{2H} P / U_o^3 dy$$

für verschiedene an- und nichtangeregte Fälle ist in **Abbildung 9.2a** dargestellt. Senkrechte Linien an den Kurven kennzeichnen die jeweilige Wiederanlegelänge.

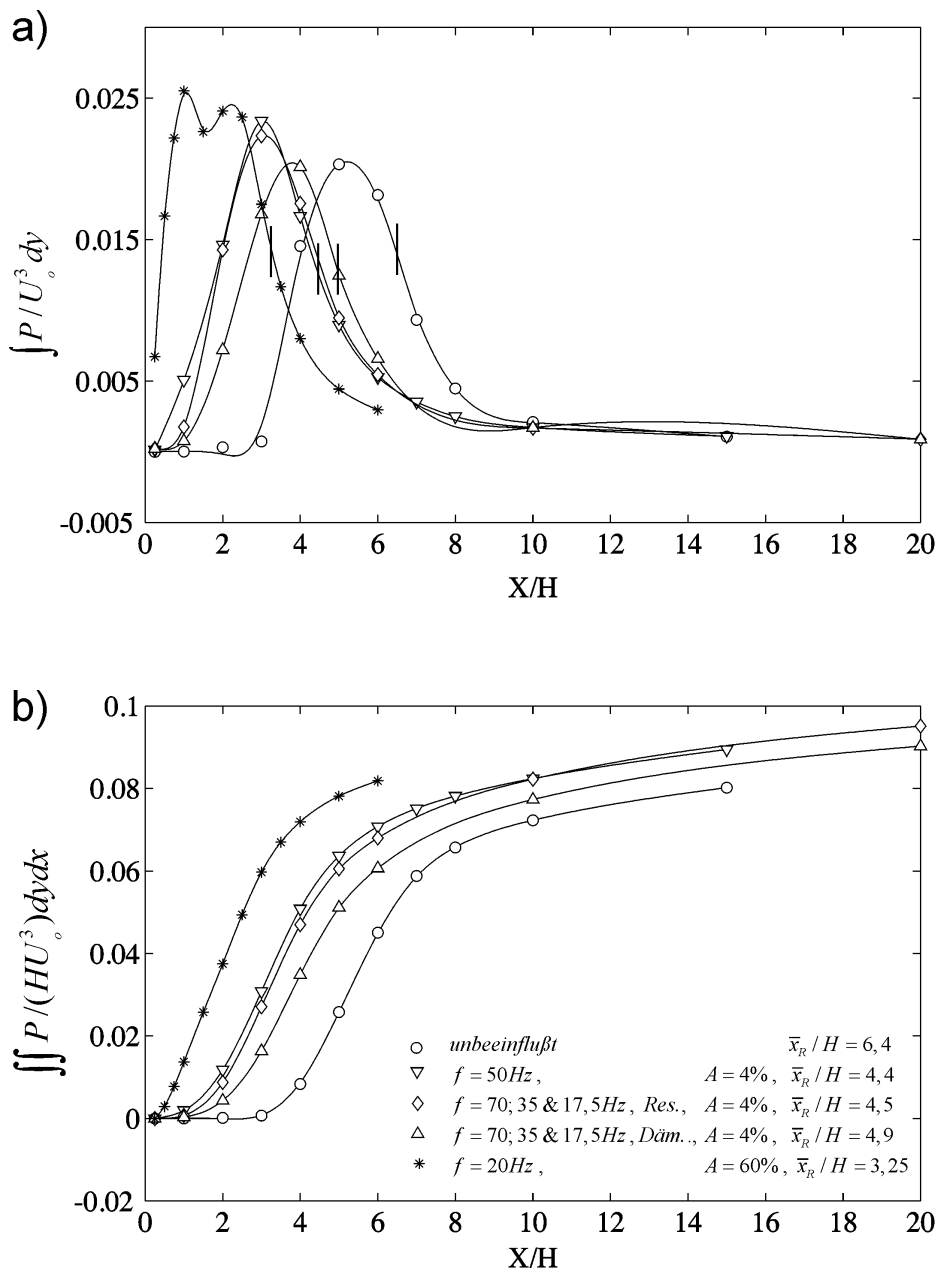


Abbildung 9.2: a) Entwicklung der integralen Turbulenzproduktion, b) gesamte Turbulenzproduktion als Funktion der Lauflänge

Abhängig von der Anfangssituation zeigen natürlich die angeregten Fälle mit der größten anfänglichen Störungsanfuehung (s. a. **Abschnitt 6.1.3**) auch eine früher einsetzende Turbulenzproduktion.

Charakteristisch für alle Konfigurationen ist jedoch, daß das Produktionsmaximum kurz vor der Wiederanlegelinie auftritt. Die anschließende Abnahme der integralen Turbulenzproduktion vor der Wiederanlegung zeigt deutlich den Zerfall der großskaligen Strukturen an, da sie im wesentlichen für die Turbulenzerzeugung verantwortlich sind (Tennekes & Lumley 1974). Interessant ist auch, daß unabhängig von ihrer anfänglichen Entwicklung alle Produktionsverläufe weit stromab, bei ca.  $x/H = 15$ , wieder das gleiche Niveau erreichen.

Der gesamte Energieverlust bzw. die gesamte Turbulenzproduktion

$$\int_0^x \int_{-H}^{2H} P / (HU_o^3) dy dx$$

als Funktion der Lauflänge  $x$  ergibt sich aus der kumulierten Summe der lokalen integralen Turbulenzproduktion und ist in **Abbildung 9.2b** zu sehen. Der nicht angeregte Fall zeigt signifikant die kleinsten Verluste in der mittleren Bewegung, da der Betrag der kumulierten Turbulenzproduktion am geringsten ist. Jede Anregung, die eine Verkürzung der Ablöseblase bewirkt, führt zu einer erhöhten Turbulenzproduktion und damit zu einem größeren Energieverlust. Die Größe der gesamten Turbulenzproduktion ist dabei direkt mit der Wiederanlegelänge korreliert. Je größer die gesamte Turbulenzproduktion ist, desto kürzer ist die Ablöseblase. Eine Verkürzung der Wiederanlegelänge um 32% (Fall:  $f = 50\text{Hz}$ ) ergibt einen 20% größeren Energieverlust für die mittlere Strömung. Bei abgelösten Strömungen kann der Energieverlust nur dann verkleinert werden, wenn die gesamte Turbulenzproduktion des Strömungsfeldes verringert wird. D.h. die Entstehung von freien Scherschichten und die Ausbildung von großskaligen Wirbelstrukturen muß verhindert werden.

Aus Sicht der mittleren Strömungsgrößen ist eine Reduktion des Strömungsverlustes nur erreichbar, wenn ein Druckrückgewinn auftritt. Bei druckinduzierten Ablösungen, z.B. an einer Kugel oder in einem Diffusor (Öffnungswinkel  $\alpha > 8^\circ$ ), entsteht ein Druckrückgewinn, wenn die Ablösestelle in Strömungsrichtung verschoben wird. Diese Stromab-Verschiebung der Ablöseposition erhöht den Blaseninnendruck und vermindert bei umströmten Körpern die Projektionsfläche der Ablöseblase auf den Hauptspantquerschnitt und verkleinert somit den Druckwiderstand  $-\int p d\underline{A}$ , bzw. den Druckverlust bei Innenströmungen (Rohren, Kanälen). Ein klassisches Beispiel für einen Energiegewinn in einer abgelösten Strömung ist die Beeinflussung der Kugelumströmung durch einen „Stolperdraht“ von Prandtl (1914). Bei Fahrzeugen wird z.B. zur Erzeugung eines Druckrückgewinns das Heck verjüngt („boat tailing“, z.B. Hucho 1994)

Im Gegensatz zu den druckinduzierten Ablösungen ist bei der Stufenströmung kein Druckrückgewinn möglich, da die Ablösestelle durch die Geometrie festgelegt ist und die Projektionsfläche des Hinterkantendruckes (base pressure) unverändert bleibt. Die Strömungsbeeinflussung reduziert sogar aufgrund eines Beschleunigungseffektes den Hinterkantendruck und erzeugt damit eine größere Druckkraft in Strömungsrichtung als die unbeeinflusste Strömung.

### 9.3 Mechanismen der Turbulenzproduktion

Die Betrachtung der mittleren Turbulenzproduktion ermöglicht keine Aussage, welche Mechanismen zur Produktion von turbulenter Bewegung geführt haben und welche Ereignisse den zeitlichen Mittelwert bestimmen. Die Verteilung der kohärenten und stochastischen Produktionsanteile

$$P_{koh} = \langle \overline{u'_k v'_k} \rangle \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad \text{und} \quad P_{stoch} = \langle \overline{u'_s v'_s} \rangle \frac{\partial \bar{u}}{\partial y},$$

verbunden mit phasengemittelter Wirbelstärke  $\langle \omega_z \rangle$ , vermittelt am ehesten einen Eindruck über die einzelnen Produktionsmechanismen. Ungeachtet der Problematik einer Phasenmodulation (s. **Abschnitt 6.3.2**) zeigt die kohärente Produktion unmittelbar die von den angeregten Querstrukturen erzeugte Turbulenzproduktion, während der stochastische Beitrag von Strukturen herrührt, die nicht mit der Anregung korrelieren. Das können z.B. Strukturen sein, die aufgrund einer Sekundärinstabilität der kohärenten Primärstrukturen entstanden sind. Die **Abbildungen 9.3** und **9.4** zeigen farbkodierte Verteilungen der phasengemittelten Wirbelstärke bzw. der kohärenten und stochastischen Turbulenzproduktion für zwei typische Phasenwinkel für den Fall mit Mehrfrequenzanregung ( $f = 70; 35$  und  $17,5 \text{ Hz}$ ,  $A = 4\%$ , subharmonische Resonanz) bei einem  $Re_H = 2980$ . Um die Produktionsmechanismen besser erkennen zu können, wurden die Turbulenzproduktionsverteilungen mit den Konturlinien der phasengemittelten Wirbelstärke überlagert. Die Anregung der Scherschicht mit fundamentaler und subharmonischer Frequenz bewirkt eine Aufrollung von Querwirbelstrukturen mit der Wellenlänge von  $\lambda/H = 0,78$ , die bei  $x/H = 1,25$  vollendet ist. Sie unterstützt anschließend die Verschmelzung dieser originären Querstrukturen, was zu einer Verdopplung der Wellenlänge auf  $\lambda/H = 1,56$  führt. Der Paarungsprozeß beginnt bei etwa  $x/H = 1,25$  und ist bei  $x/H = 2$  abgeschlossen (vgl. **Abschnitt 6.2.2**). An der gesamten Turbulenzproduktion leistet die 1. subharmonische Wirbelstruktur einen Beitrag von 27%. Der Anteil an der gesamten Schwankungsenergie beträgt 30% (s. **Abschnitt 6.5.2**)

Im kohärenten Anteil der Produktion sind deutlich Gebiete unterschiedlicher Vorzeichen zu sehen, im Gegensatz zur stochastischen Produktion, die in der gesamten Strömung überwiegend negativ ist. Für die Verteilung der unterschiedlichen kohärenten Produktionsgebiete an den Rändern der Querwirbelstrukturen gibt es eine einfache kinematische Erklärung, die auf der Orientierung der elliptischen Wirbelstrukturen beruht (Hussain 1986).

Sind die Hauptachsen der Wirbelstrukturen mathematisch negativ zur Niedergeschwindigkeitsseite geneigt (s. **Abb. 9.5**, rechts), so generieren die u- und v-Komponenten eine überwiegend negative Reynoldsschubspannung. Diese führt mit der in der Scherschicht stets positiven Verzerrungsgeschwindigkeit zu einer negativen Produktion, d.h. der mittleren Strömung wird Energie durch das fluktuierende Feld entzogen.



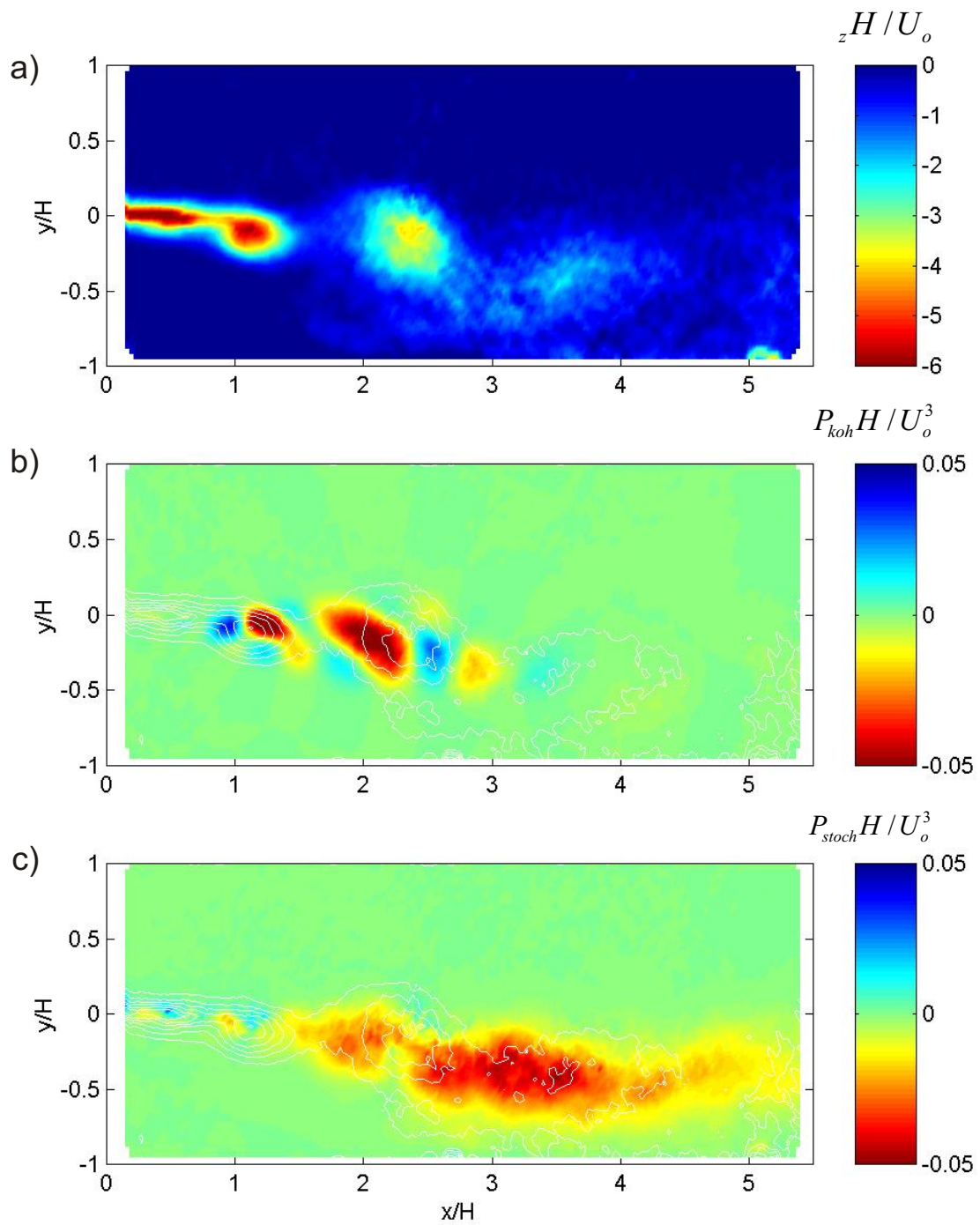


Abbildung 9.3: a) phasengemittelte Wirbelstärke, b) kohärente Produktion und c) stochastische Produktion für die multifrequente Anregung ( $f = 70; 35$  und  $17,5Hz$ ,  $A = 4\%$ , subharmonische Resonanz) bei  $\phi = 75^\circ$

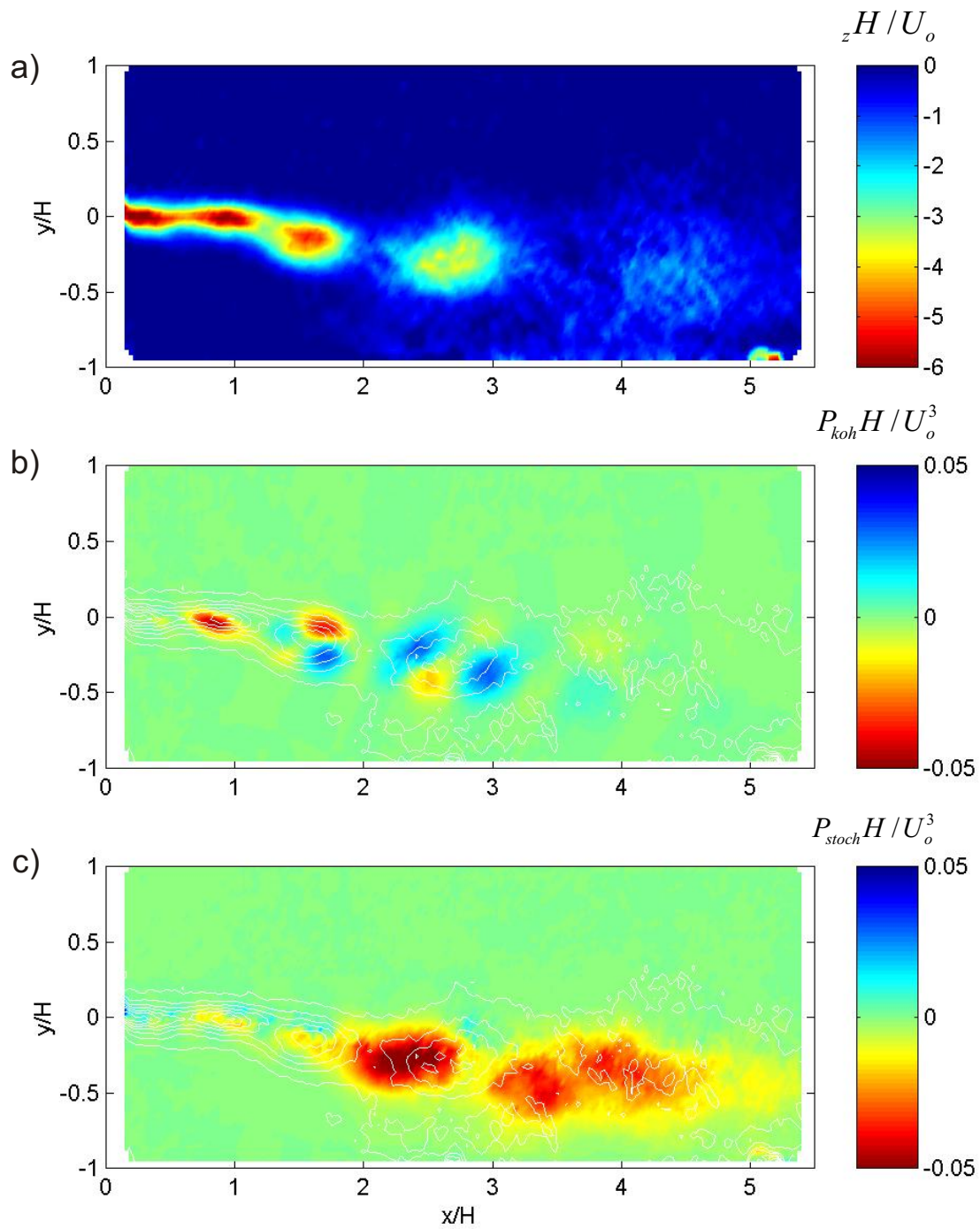


Abbildung 9.4: a) phasengemittelte Wirbelstärke, b) kohärente Produktion und c) stochastische Produktion für die multifrequente Anregung ( $f = 70; 35$  und  $17,5 Hz$ ,  $A = 4\%$ , subharmonische Resonanz) bei  $\phi = 195^\circ$

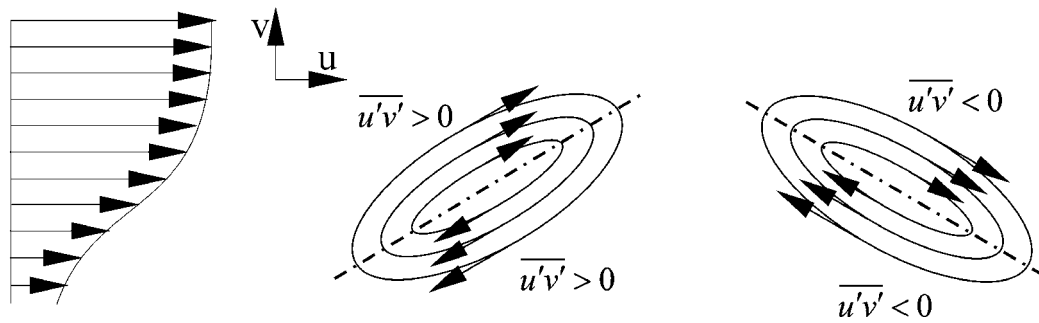


Abbildung 9.5: Vorzeichen der turbulenten Schubspannung in Abhängigkeit von der Wirbelorientierung

Diese Situation kehrt sich um, wenn die Strukturen mathematisch positiv zur Hochgeschwindigkeitsseite gedreht sind. Der Vergleich mit dem zeitlichen Mittelwert der Reynoldsschubspannungen ( $\overline{u'v'} < 0$ ) demonstriert, daß im Anfangsbereich der Scherschicht, bis etwa  $x/H = 1,5$  die Wirbelstrukturen vorwiegend zur Ablöseblase geneigt sind. Hier entsteht während keiner Phase eine nennenswerte stochastische Produktion, das Feld wird vollständig von den angeregten Querstrukturen dominiert. Weiter stromab, ab etwa  $x/H = 2$ , ändert sich diese Orientierung bei bestimmten Phasenlagen (s. **Abb. 9.5**, Mitte); die kohärenten Strukturen geben Energie an die mittlere Bewegung zurück ( $P_{koh} > 0$ ) und zerfallen (s. **Abb. 9.4b**), wie momentane und phasengemittelte Wirbelstärkeverteilungen zeigen. Dieser Prozeß wird auch bei freien Scherschichten beobachtet, wobei sich ein positiver Druckgradient beschleunigend auswirkt (König 1997). Im Mittelwert ist diese Energierückgabe jedoch nicht zu finden (vgl. **Abb. 7.4**), da der Zerfall mit einer wesentlich größeren stochastischen Turbulenzproduktion anderen Vorzeichens einhergeht.

Auffällig ist, daß nach der Wirbelpaarung im Scherschichtbereich zwischen den Querwirbelstrukturen (braid region) ovale Gebiete konzentrierter stochastischer Produktion (s. **Abb. 9.4c**) liegen, die sich bei einer Animation des Bewegungsablaufes mit den Strukturen bewegen. Dieses Phänomen ist allerdings nicht an die Wirbelpaarung gebunden, da es auch bei Fällen ohne Wirbelverschmelzung zu beobachten ist. Ein Teil dieser stochastischen Produktion in der „braid region“ ist sicherlich eine Folge der in **Abschnitt 6.3.2** beschriebenen langwelligen Phasenmodulation. Überdies tragen aber auch die Längswirbelstrukturen (s. **Abschnitt 6.6**) zur Turbulenzproduktion bei, da sie sich gerade in diesem Bereich ausbilden. Die LDA-Signale zeigen zwar in der braid region eine geringe Kohärenz mit der Anregung (s. **Abschnitt 6.3.2**), beinhalten aber trotzdem keine hochfrequenten Anteile von feinkörniger stochastischer Turbulenz. Die Turbulenzproduktion kann daher nur von großskaligen Strukturen stammen.

Hinter der mittleren Wiederanlegung bei  $\bar{x}_R/H = 4,5$  existieren keine großräumigen Strukturen mit konzentrierter Wirbelstärke mehr, eine erhöhte Turbulenzproduktion ist daher nicht mehr zu beobachten.

## 10 Durchmischung

Aus chemischer Sicht findet die Mischung auf molekularer Ebene statt. Sie tritt damit in einem Größenbereich auf, der unterhalb der kleinsten charakteristischen Strömungslänge (Kolmogoroff-Länge) liegt und kann daher nicht mehr durch die Kontinuumsmechanik erfaßt werden. Die Mischung im strömungstechnischen Sinn beschreibt die Vermischung von skalaren Eigenschaften. Zur Erhöhung der Mischung müssen daher möglichst große Austauschflächen geschaffen werden.

Die Mischungseigenschaften in turbulenten Strömungen sind eng mit der Turbulenzstruktur verknüpft. Als ein Maß für die großräumige Vermischung kann die kohärente Energie angesehen werden, da sie unmittelbar die großen Wirbelstrukturen reflektiert (s. **Abschnitt** 6.5.2). Die Energie der kleinskaligen, stochastischen Geschwindigkeitsfluktuationen hingegen kann als ein Maß für die kleinräumige lokale Durchmischung interpretiert werden. Die kleinräumige Vermischung erfolgt jedoch erst bei Zerfall der großskaligen Wirbelstrukturen (König 1997). Für einen technischen Mischungsprozeß bietet sich die Stufenströmung aufgrund ihrer erhöhten Struktur­dynamik an, da die im Anfangsbereich angeregten großskaligen Querwirbelstrukturen nach einigen Stufenhöhen aufgrund der Wandinteraktion im Wiederanlegebereich zerfallen (vgl. **Abschnitt** 6.1.6).

Eine andere Möglichkeit, die Mischungseigenschaften einer Strömungskonfiguration zu beschreiben, erfolgt in der Beschreibung globaler Größen, wie z.B. der Scherschichtausbreitung. Bei den bis heute durchgeführten Untersuchungen der Stufenströmungen wurden zur Charakterisierung der Scherschichtbreite folgende Dicken (vgl. Driver & Seegmiller 1985, Dovgal et al. 1995, Jovic 1996) verwendet:

die Verdrängungsdicke: 
$$\delta_1 = \int_{y_a}^{y_b} \left(1 - \frac{\bar{u}}{\bar{u}_\delta}\right) dy, \quad (10)$$

die Impulsverlustdicke: 
$$\delta_2 = \int_{y_a}^{y_b} \frac{\bar{u} - \bar{u}_{\min}}{\bar{u}_{\max} - \bar{u}_{\min}} \left(1 - \frac{\bar{u} - \bar{u}_{\min}}{\bar{u}_{\max} - \bar{u}_{\min}}\right) dy \quad \text{und} \quad (10.1)$$

die Wirbelschichtdicke: 
$$\delta_\omega = \frac{\bar{u}_{\max} - \bar{u}_{\min}}{(\partial \bar{u} / \partial y)_{\max}}. \quad (10.2)$$

Die Verdrängungsdicke  $\delta_1$  ist nicht geeignet, die Ausbreitung der Stufenschicht zu beschreiben, da ihr Integrand  $(1 - \bar{u} / \bar{u}_\delta)$  im Totraumbereich ( $u \equiv 0$ ) eins wird und das Resultat wesentlich von der Wahl der unteren Grenze bestimmt wird. Bei Ausdehnung der unteren Integralgrenze bis zur Wand wird bei dieser Dicke die Stufenhöhe miteinskaliert. Der Verlauf von  $\delta_1$  ist dann, entgegen der physikalischen Erwartung, streng monoton fallend (Driver & Seegmiller 1985). Die Verdrängungsdicke ist daher nicht in der Lage, die Scherschichtdicke zu charakterisieren, sondern ist vielmehr ein Maß für die Verdrängungswirkung der Ablöseblase. Dennoch wurde

sie in einigen Instabilitätsuntersuchungen (z.B. Dovgal et al. 1995) als Maß für die Scherschichtdicke verwendet.

Die Impulsverlustdicke  $\delta_2$  hingegen ist unempfindlich gegenüber der Wahl der unteren Integralgrenze im Totraum der Ablöseblase. Sie besitzt den Vorteil, daß sie sowohl für eine Scherschicht als auch für eine Wandgrenzschicht definiert ist (Fiedler 1995). Als Untergrenze wurde die  $y$ -Position mit der minimalen Geschwindigkeit gewählt  $y_a = y(\bar{u} = \bar{u}_{\min})$ , während für die Obergrenze im anfänglichen Scherschichtbereich die Position der maximalen Geschwindigkeit verwendet wurde  $y_b = y(\bar{u} = \bar{u}_{\max})$ . Mit Beginn des Umschlages wurde der obere Scherschichttrand durch eine verschwindende turbulente Schubspannung  $y_b = y(\overline{u'v'} = 0)$  festgelegt.

Auch die Wirbelschichtdicke  $\delta_\omega$  ist in der Lage, die Scherschichtausbreitung zu beschreiben. Stromab der mittleren Wiederanlegung ist die Wirbelschichtdicke nicht mehr sinnvoll, da sie hinter der Wiederanlegung sprunghaft abnimmt (s. **Abb.** 10.1) und der maximale Gradient  $(\partial\bar{u}/\partial y)_{\max}$  stets an der Wand auftritt.

Die Ausbreitung der normierten Impulsverlustdicke  $\delta_2/H$  und der Wirbelschichtdicke  $\delta_\omega/H$  sind für verschiedene angeregte Fälle in **Abbildung** 10 und 10.1 über der normierten Lauflänge  $x/H$  aufgetragen. Die jeweiligen Positionen der Wiederanlegelinie sind hierbei durch schwarze Kreuze gekennzeichnet. Beide Scherschichtbreiten zeigen den selben Trend: eine Zunahme der Scherschichtbreite in Abhängigkeit von der Anregungsfrequenz und der Amplitude. Die unbeeinflusste Strömung hat die kleinste anfängliche Ausbreitung, die bis  $x/H \approx 3$  nur eine Folge der molekularen Diffusion ist. Mit Beginn der Wirbelaufrollung (s. **Abschnitt** 6.1.5) nimmt die Scherschichtdicke rapide zu. Die angeregten Strömungen unterscheiden sich im Wesentlichen nur in der anfänglichen Ausbreitungsrate und der maximalen Scherschichtdicke. Nach der Wirbelaufrollung bzw. der Wirbelpaarung sind kaum noch signifikante Änderungen in den Wachstumsraten zu erkennen. Die Wachstumsraten sind dann vergleichbar mit denen des unbeeinflussten Falls nach Beginn der Wirbelaufrollung. Die Größe der sich bildenden Strukturen und damit die anfängliche Ausbreitung der Scherschicht hängen von der Frequenz und der Stärke der Anregung ab. Je größer die originären Strukturen sind, umso größer ist auch das anfängliche Wachstum der Scherschicht. Daher ist die größte Zunahme der Scherschichtdicke auch bei der stark angeregten Strömung ( $f=20\text{Hz}$ ,  $A=60\%$ ) zu beobachten, da sich bei dieser Beeinflussung die größten Wirbelstrukturen formieren (s. **Abschnitt** 8.2). Bei technischen Anwendungen ist in der Regel eine Vermischung auf einer möglichst kurzen Lauflänge wünschenswert. Hier empfehlen sich die Anregungen, die zum größten anfänglichen Scherschichtwachstum führen.

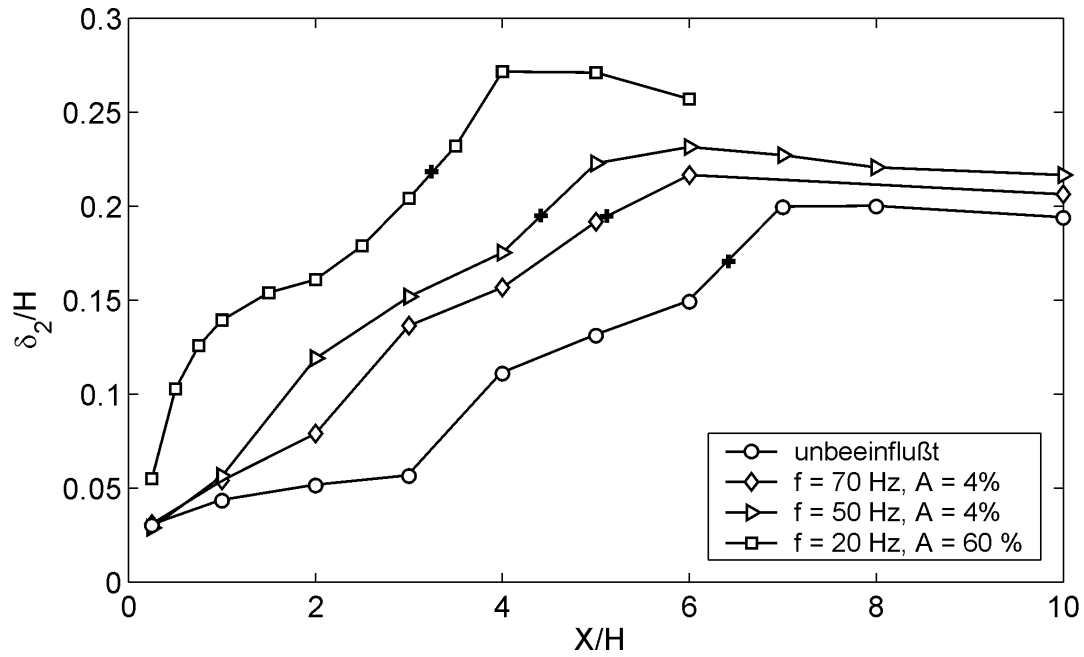


Abbildung 10: Entwicklung der Impulsverlustdicke  $\delta_2/H$  für den unbeeinflussten Fall und verschiedene angeregte Fälle

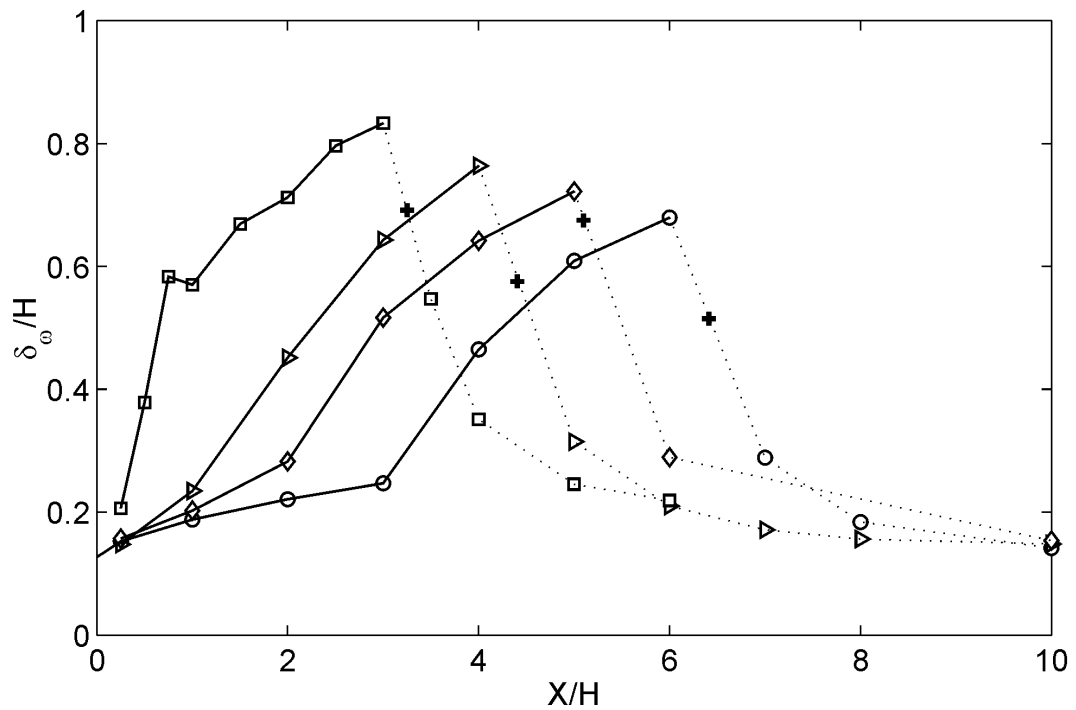


Abbildung 10.1: Entwicklung der Wirbelschichtdicke  $\delta_\omega/H$  für den unbeeinflussten Fall und verschiedene angeregte Fälle

## 11 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden experimentellen Arbeit wurden die dynamischen Phänomene und die Beeinflussbarkeit einer transitionellen Strömung hinter einer rückwärts-gewandten Stufe untersucht. Bei der Manipulation der Stufenströmung stand die Anregung der Kelvin-Helmholtz-Instabilität mit kleinen periodischen Störungen ( $A = 4\%$ ) im Vordergrund. Die Anregung erfolgte lokal an der Abströmkannte. Als globale Kontrollgröße für die Auswirkungen der Anregung wurde die mittlere Länge der Ablöseblase verwendet.

Bei der Messung des Strömungsfeldes kamen die LDA und die PIV zur Anwendung. Die Wandschubspannungen wurden mit Hilfe der Ölfilminterferometrie gemessen. Der instationäre Charakter der Strömung wurde mit momentanen Wirbelstärkeverteilungen, Leistungsdichtespektren, digitaler Filterung, Doppeldekomposition (z.B. phasengemittelte Wirbelstärke), Tripeldekomposition (z.B. kohärente Energie, stochastische und kohärente Turbulenzproduktion) des Strömungsfeldes und der Loève-Karhunen-Dekomposition (POD) analysiert. Zwei direkte numerische Simulationen (DNS) von Wengle et al. (2001) lieferten zusätzliche Informationen über das räumlich-zeitliche Verhalten des gesamten Strömungsfeldes.

Bei monofrequenten Anregungen mit einer kleinen Amplitude ( $A = 4\%$ ) kam es im Strouhal-Zahlenbereich  $0 < St_{\delta_2} \leq 0,026$  zur Ausbildung von Querwirbelstrukturen und damit verbunden zu einer Verkürzung der Ablöseblase. Die Strouhal-Zahl wurde hierbei mit der Impulsverlustdicke am Ort der eingesetzten Störungsanfächung ( $x/H = 0,25$ ) berechnet. Unabhängig von der Stufenhöhe trat die größte Verkürzung der Wiederanlegelänge ( $\Delta\bar{x}_R / \bar{x}_{R0} = 32\%$  für  $\bar{x}_{R0}/H = 6,4$ ) bei einer Strouhal-Zahl von  $St_{\delta_2} \approx 0,011$  auf, die leicht unterhalb der am stärksten angefachten Instabilitätsfrequenz ( $St_{\delta_2} \approx 0,015$ ) lag. Ausgangskonfigurationen mit sehr langen Blasen zeigten die größte Reduktion der Wiederanlegelänge. Hierbei spielt es keine Rolle, ob die Störung bei  $45^\circ$  oder tangential zur Hauptströmung eingebracht wird.

Für Anregungsfrequenzen oberhalb von  $St_{\delta_2} \approx 0,015$  konnte der Einflußbereich der Manipulation, ähnlich wie bei einer freien Scherschicht (Ho & Huerre 1984), durch die Hinzunahme einer subharmonischen Frequenz mit äußerst kleiner Amplitude ( $A_{sub} / A_{fin} = 5\%$ ) erweitert werden. Bei bimodaler Anregung konnte über einen weiten Bereich des Phasenversatzes zwischen den Wellen eine Anfächung der subharmonischen Welle beobachtet werden. Aus Sicht der Wirbeldynamik findet in diesem Bereich eine Verschmelzung der originären Wirbelstrukturen statt. Eine Unterdrückung der Wirbelpaarung, wie sie bei freien Scherschichten bei bestimmten Phasendifferenzen auftritt, konnte jedoch an der Stufenströmung nicht festgestellt werden. Dies liegt daran, daß der hohe Störpegel im hochturbulenten Gebiet (Wiederanlegelänge) unterhalb der Scherschicht die Wirbelverschmelzung stets begünstigt. Deshalb sind bereits bei monofrequenten Anregungen sehr regelmäßige

Wirbelpaarungen über einen großen Frequenzbereich ( $0,015 \leq St_{\delta_2} \leq 0,026$ ) zu beobachten, obwohl sie nicht angeregt werden.

Die Unterstützung der Wirbelpaarung durch die bimodale Anregung bewirkt eine weitere Reduktion der Blasenlänge. Die größte zusätzliche Verkürzung der Wiederanlegelänge lag bei 8%. Insgesamt erzielt jedoch die bimodale Beeinflussung keine kürzeren Ablöseblasen als die effektivste monofrequente. Wird bei den Zweifrequenz-Anregungen die gesamte Energie in die subharmonische Frequenz eingebracht, so erreichen diese Einfrequenz-Anregungen nahezu die gleichen Wiederanlegelängen wie resonanzoptimierten bimodalen Manipulationen. Für die Länge der Ablöseblase ist es daher unwichtig, ob die Strukturbildung über eine Wirbelpaarung erfolgt oder über eine direkte Aufrollung. Die Hinzunahme einer zweiten subharmonischen Frequenz führt, unabhängig von der anfänglichen Phasendifferenz, weder zu einer weiteren Wirbelpaarung noch zu einer zusätzlichen Verringerung der Wiederanlegelänge.

Die momentanen Wirbelstärkeverteilungen, die kohärente Energie und die kohärente Turbulenzproduktion zeigen, daß die Auflösung der Querwirbelstrukturen schon stromauf der mittleren Wiederanlegelinie beginnt. Gegenüber einer transitionellen freien Scherschicht (Ho & Huang 1990) weist die Stufenströmung aufgrund der Scherschicht-Wandinteraktion einen beschleunigten Zerfallsprozeß der Wirbelstrukturen auf. Bereits kurz hinter der Abströmkante kommt es zur Ondulation der Querwirbelstrukturen, verbunden mit der Ausbildung von Längsstrukturen in der braid region. Hierbei ist die Periodizität der Längswirbelstrukturen und der Querwirbelstrukturen in Spannweitenrichtung nahezu gleich. Das Verhältnis zwischen der transversalen Wellenlänge und der anfänglichen Kelvin-Helmholtz-Wellenlänge beträgt  $\lambda_z / \lambda_{KH} \approx 1,8$ . Die Wirbelverschmelzung ist bereits ein dreidimensionaler Prozeß. Im Wiederanlegebereich ist faktisch keine korrelierte, hochkonzentrierte Wirbelstärke mehr zu identifizieren. Der Lebenszyklus der Wirbelstrukturen ist folglich auf die Länge der Blase beschränkt. Zur Strukturbildung kommt es nur, wenn die Wellenlänge mindestens zweimal in die Wiederanlegelänge hineinpaßt. Die größten Querwirbelstrukturen, die durch Anregung der Scherschichtinstabilität entstehen, besitzen eine Wellenlänge, die halb so groß ist wie die Blasenlänge (Stufenmode). Bei diesen Strukturen handelt es sich um die energie- bzw. enstrophiedominanten Moden der Ablöseblase. Die Anregung dieser Strukturen führt aber nicht unbedingt zur kürzesten Ablöseblase, da die großen, langwelligigen Wirbelstrukturen zu weit stromab der Ablösung entstehen.

Die Verteilung der kohärenten Energie belegt, daß die Wiederanlegelänge nur dann signifikant reduziert werden kann, wenn die Anregung große energiereiche Strukturen in der Nähe der Ablösung erzeugt. Dies kann entweder durch direkte Aufrollung oder in Kombination mit einer Paarung geschehen. Die größten Sättigungsamplituden der kohärenten Energie in Nähe der Ablösung besitzen die Instabilitätswellen, deren Frequenz leicht unterhalb der am meisten verstärkten Frequenz ( $St_{\delta_2} \approx 0,015$ ) in der



Umgebung von  $St_{\delta_2} \approx 0,010$  liegt. Sie sind daher auch die effektivsten Anregungsfrequenzen.

Wie schon aus anderen Strömungen mit geschlossenen Ablösegebieten bekannt, ist die dominante Bewegung im Wiederanlegebereich sehr niederfrequent. Bei der hier untersuchten Strömung besitzen 80% der Fluktuationen der Reynoldsschubspannung Zeitskalen, die größer als  $TU_o / \bar{x}_R = 0,86$  sind. Sie liegen damit weit oberhalb der charakteristischen Perioden der Scherschichtstrukturen. Ausgeprägte Peaks in den Geschwindigkeitsspektren aus dem Wiederanlegebereich sind nur bei den charakteristischen Scherschichtfrequenzen zu beobachten. Im wandnahen Bereich und im Gebiet der Rückströmung ist der kohärente Anteil der Geschwindigkeitsfluktuation gegenüber der stochastischen vernachlässigbar klein. Der Einfluß der Manipulation beschränkt sich auf den Scherschichtbereich. Momentane wandnahe Geschwindigkeitsfelder der horizontalen Geschwindigkeitskomponenten zeigen taschenartige Quell- und Senkengebiete im Wiederanlegebereich, aber keine „Fußabdrücke“ von Wirbelstrukturen. In diesem Gebiet sind die momentanen Wandschubspannungsverläufe weder in Spannweiten- noch in Hauptströmungsrichtung monoton. Eine momentane Wiederanlegelänge läßt sich daher ohne räumliche Mittelung in Spannweitenrichtung schwer definieren.

Neben der Frequenz hat die Anregungsamplitude maßgeblichen Einfluß auf die Ausbildung der Wirbelstrukturen und damit auf die Blasenlänge. Während sich bei der Anregung der Kelvin-Helmholtz-Instabilität mit kleinen periodischen Störungen ( $A = O(1\%U_o)$ ) Querwirbelstrukturen formieren, dessen laterale Ausdehnung in der Größenordnung der Grenzschichtdicke liegt, erzeugt eine Anregung mit einer großen Amplitude ( $A = O(10\%U_o)$ ) und kleinen Frequenzen eine periodische Anströmung der Stufenkante, die zu wesentlich größeren Wirbelstrukturen führt. Ihre Breite liegt in der Größenordnung der Stufenhöhe. Diese großskaligen Wirbelstrukturen besitzen in ihrer Topologie und ihrer Dynamik große Ähnlichkeit mit den Strukturen des instationären Anfahrprozesses (Huang & Fiedler 1997). Die Bezeichnung „Anfahrwirbel“ ist daher auch für diese Strukturen angebracht. Wirbelpaarung konnte bei diesen Strukturen nicht festgestellt werden.

Der effektive Frequenzbereich hinsichtlich der Blasenverkürzung verschiebt sich bei Erhöhung der Amplitude zu kleineren Frequenzen. Bei einer Amplitude von 25% liegt die effektivste Anregungsfrequenz in der Umgebung von  $St_H = 0,18$ . Der Verkürzung der Ablöseblase sind jedoch auch Grenzen gesetzt. Bei einer Störungsrichtung von  $45^\circ$  zur Hauptströmungsrichtung tritt eine Sättigung, in Abhängigkeit von der Frequenz, schon bei einer Amplitude von 8% in Erscheinung. Die größte Verkürzung der Wiederanlegelänge von ca. 63% wurde bei tangentialer Störung in Hauptströmungsrichtung und einer Amplitude von 100% erreicht. Anders als bei der Beeinflussung der Kelvin-Helmholtz-Instabilität hat die Störungsrichtung bei den starken Anregungen einen entscheidenden Einfluß auf die Effektivität der Manipulation. Bei diesen hohen Amplituden entsteht oberhalb des Anregungsschlitzes ein Freistrahle mit einem Volumenstrom von Null.

Aus energetischer Sicht führt jede Verkürzung der Ablöseblase zu einer erhöhten Turbulenzproduktion im gesamten Strömungsfeld und damit verbunden zu einem höheren Energieverlust für die mittlere Bewegung. Die Größe der gesamten Turbulenzproduktion korreliert hier direkt mit der Wiederanlegelänge. Je größer die gesamte Turbulenzproduktion ist, umso kürzer ist die Ablöseblase.

Hinsichtlich der Vermischung zeigen die angeregten Strömungen, in Abhängigkeit von der Frequenz und der Amplitude, eine größere anfängliche Scherschichtausbreitung als Folge einer erhöhten Strukturdynamik. Die größte Zunahme der Scherschichtdicke ist bei der stark angeregten Scherschicht zu beobachten, bei der die größten Querwirbelstrukturen entstehen.

Für weiterführende Untersuchungen haben sich folgende Ansatzpunkte ergeben:

Numerische und analytische Untersuchungen der Instabilität könnten lohnende Ergebnisse über die Strukturbildung im Wiederanlegebereich bringen. Hier ist noch zu klären, ob die in **Abschnitt 5.4** besprochene absolute Instabilität im Bereich der Rückströmung existiert und welchen Einfluß die niederfrequenten Phänomene im Wiederanlegebereich (s. **Abschnitt 6.4**) auf die Dynamik der gesamten Ablöseblase haben.

Weiterhin erscheint eine über die Beobachtungen in **Abschnitt 6.6** hinausgehende experimentelle und theoretische Analyse der dreidimensionalen Wirbelstrukturen in der ablösenden Scherschicht lohnenswert, da evtl. durch gezielte Anregung dieser Strukturen die tieffrequente Bewegung der Ablöseblase gemindert werden kann, was für viele technische Anwendungen wünschenswert ist. Außerdem können hierbei auch Erkenntnisse über die Durchmischung durch Längswirbelstrukturen gewonnen werden, die bei Verbrennungsprozessen eine große Rolle spielen.

Aus Sicht der aktiven Beeinflussung einer abgelösten Strömung stellt sich die Frage, ob über einen Regelkreis die Dynamik der Ablöseblase besser manipuliert werden kann. Wie bereits **Abschnitt 6.4** gezeigt hat, ist es jedoch nicht einfach, geeignete Regelgrößen zu finden, da das momentane Strömungsfeld stark dreidimensional ist. Die Suche nach einer geeigneten Regel- und Zielgröße muß daher noch intensiviert werden. Hierbei kann es zu Zielkonflikten bei der Regelung kommen, da z.B. die gewünschte Erhöhung der Durchmischung durch periodische Anregung von kohärenten Strukturen gleichzeitig die Instationarität des Strömungsfeldes steigert.

## Literatur

- ADAMS, E. W. JOHNSTON, J. P. & EATON, J. K. 1984 Experiments on the structure of turbulent reattaching flow. *Report MD-43 Stanford University*
- ADAMS, E. W. & JOHNSTON, J. P. 1988 Effects of the separating shear layer on the reattachment flow structure. Part 1: Pressure and turbulence quantities. *Exp. in Fluids* **6**, 400-408.
- ADAMS, E. W. & JOHNSTON, J. P. 1988 Effects of the separating shear layer on the reattachment flow structure. Part 2: Reattachment length and wall shear stress. *Exp. in Fluids* **6**, 493-499.
- ADRIAN, R. J. 1996 Particle Image Velocimetry In: *Fluid Mechanics Measurements 2<sup>nd</sup> Ed.*, Goldstein, R. J. Ed., Taylor & Francis, Washington D.C.
- ADRIAN, R. J. & YAO, C. S. 1987 Power spectra of fluid velocities measured by laser Doppler velocimetry. *Exp. in Fluids* **5**, 17-28
- ALAM, M. & SANDHAM, N. D. 2000 Direct numerical simulation of 'short' laminar separation bubbles with turbulent reattachment. *J. Fluid Mech.* **410**, 1-28
- ARMALY, B. F., DURST, F., PEREIRA, J. C. & SCHÖNUNG, B. 1983 Experimental and theoretical investigation of backward-facing step. *J. Fluid Mech.* **127**, 473-496
- BANDYOPADHYAY, P. R. 1991 Instabilities and large structures in reattaching boundary layers. *AIAA. J.* **29**, 1149-1155
- BARNETT, D. O. & BENTLY, H. T. 1974 Statistical bias of individual realization laser velocimetry. *2<sup>nd</sup> Int. Workshop on Laser Velocimetry.* (ed. Thompson H. D. & Stevenson W. H.) Purdue Univ. Bulletin 144
- BAYLY, B. J. 1986 Three-dimensional instability of elliptical flow. *Phys. Rev. Lett;* **57**(17), 2160-2163
- BAYLY, B. J. 1988 Three-dimensional centrifugal-type instability in inviscid two-dimensional flows. *Phys. Fluids;* **31**(1), 57-64
- BAYLY, B. J., ORZAG, S. A. & HERBERT, T. 1988 Instability Mechanisms. *Ann. Rev. Fluid Mech.* **20**, 359-391
- BECHERT, D. W. 1988 Excitation of instability waves in free shear layers. Part I. Theory. *J. Fluid Mech.* **186**, 47 - 62.
- BECHERT, D.W. 1985 Excitation of Instability Waves. *Z. Flugwiss. Weltraumforsch.* **9**, 356-361
- BENDAT, J. S. & PIERSON, A. G 1993 Engineering applications of correlation and spectral analysis. Wiley, New York
- BERKOOZ, G., HOLMES, P. & LUMLEY J. L. 1993 The proper orthogonal decomposition in the analysis of turbulent flows. *Ann. Rev. Fluid Mech.* **25**, 539-575
- BERNAL, L.P. & ROSHKO, A. 1986 Streamwise vortex structures in plane mixing layers. *J. Fluid Mech.* **170**, 499-525
- BHATTACHARJEE, S., SCHEELKE, B. & TROUT, T. R. 1986 Modification of vortex interactions in reattaching separated flow. *AIAA* **24**, 623-6296

- BONNET, J. P., DEVILLE, M., GLAUSER, M. N., ANTONIA, R. A., BISSET, D. K., COLE, D. R., FIEDLER, H. E., GAREM, J. H. HILBERG, D. & JEONG, J. 1998 Collaborative testing of eddy structure identification methode in free turbulent shear flows. *Exp. in Fluids* **25**.
- BRADSHAW, P. 1966 The effect of initial conditions on the development of a free shear layer. *J. Fluid Mech.* **26**, 225–236
- BRADSHAW, P. & WONG F. Y. F. 1972 The reattachment and relaxation of a turbulent shear layer. *J. Fluid Mech.* **52**, 113-135
- BREDE, M., ECKELMANN, H. & ROCKWELL D. 1996 On secondary vortices in the cylinder wake. *Phys. Fluids.* **8**(8), 2117–2124
- BREDERRODE, V. A., & BRADSHAW, P. 1972 Three-dimensional flow in nominally two-dimensional separation bubbles. I. Flow behind a rearward-facing step. *I.C. Aero Report* 72-79
- BREIDENTHAL, R. 1981 Structure in turbulent mixing layers and wakes using a chemical reaction. *J. Fluid Mech.* **109**, 1–24
- BROWN, G. L., & ROSHKO, A. 1974 On density effects and large structures in turbulent mixing layers. *J. Fluid Mech.* **64**, 775-816
- BROWAND, F. K. & TROUTT T. 1980 A note on spanwise structures in the two-dimensional mixing layer. *J. Fluid Mech.* **97**, 771-781.
- BUCHHAVE, P. & GEORGE, W. K. 1979 Bias correction in turbulence measurements by the laser-doppler anemometer. In: *Laser Velocimetry and Particle Sizing*. (ed. Thompson H. D. & Stevenson W. H.) Hemisphere Pub. Co., Washington
- BUSHNELL, D. M & MCGINLEY, C. 1989 Turbulence control in wall flows. *Ann. Rev. Fluid Mech.* **21**, 1-20
- CASTRO, I. P. 1990 Turbulence in incompressible separated flows. In: *Separated flows and jets*, IUTAM-Symposium, Novosibirsk
- CASTRO, I. P. & HAQUE, A. 1987 The structure of a turbulent shear layer bounding a separation region. *J. Fluid Mech.* **179**, p.439
- CHAPMAN, D. R., KUEHN, D. M. & LARSON, H.K. 1958 Investigation of separated flow in supersonic and subsonic streams with emphasis on the effect of transition. *NACA Report* 1356
- CHANDRSUDA, C. 1975 A reattaching turbulent shear layer in incompressible flow. Ph.D. Thesis, Imp. College of Science and Technology
- CHANDRSUDA, C. & BRADSHAW, P. 1981 Turbulence structure of a reattaching mixing layer. *J. Fluid Mech.* **110**, p.171
- CHERRY, N. J., HILLIER, R. & LATOUR M. E. M. 1984 Unsteady measurements in a separated and reattaching flow. *J. Fluid. Mech.* **144**, 13-96.
- CHO & CHOI 1998 Vortex pairing in an axisymmetric jet using two-frequency acoustic forcing at low to moderate strouhal numbers. *Exp. in Fluids* **25**, 305-315.
- CHUN, K. B. & SUNG, H. J. 1996 Control of turbulent separated flows over a backward-facing step to local forcing. *Exp. in Fluids* **21**, 417-426.
- CHUN, K. B. & SUNG, H. J. 1998 Visualisation of a locally-forced separated flow over a backward-facing step. *Exp. in Fluids* **25**, 133-142.

- CIMBALA, J. M., NAGIB, H. M. & ROSHKO, A. 1988 Large Structures in the far wakes of two-dimensional bluff bodies. *J. Fluid Mech.* **190**, 265-298
- COLES, D. 1956 The law of the wake in the turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.* **1**, 191-226
- CORCOS, G. M. & LIN, S. J. 1984 The mixing layer: Deterministic models of a turbulent flow. II-The origin of the three-dimensional motion. *J. Fluid. Mech.* **139**, 67-95.
- CROW S. C. 1970 Stability theory for a pair of trailing vortices. *AIAA J.* **8**, 2172
- DELCAVRE, F. 1997 Topology of coherent vortices in the reattachment region of a backward-facing step. *Proc. 11<sup>th</sup> Symposium on Turbulent Shear Flows, Grenoble, France*, pp. 24-29.
- DENGEL, P. 1992 Über die Struktur und Sensibilität einer inkompressiblen turbulenten Grenzschicht am Rande der Ablösung. Dissertation, Technische Universität Berlin
- DOVGAL, A. V., KOZLOV V. V. & MICHALKE, A. 1994 Laminar boundary layer separation: instability and associated phenomena. *Prog. Aerospace Sci.* **3**, 61-94
- DOVGAL, A.V., KOZLOV V.V. & MICHALKE A. 1995 Contribution to the instability of laminar separating flows along axisymmetric bodies. Part II: Experiment and comparison with theory. *Eur. J. Mech., B/Fluids.* **14**, 351-365
- DRAZIN, P. G & REID W. H.. 1981 Hydrodynamic Stability. *Cambridge Univ. Press*, London
- DRIVER, D.M., & SEEGMILLER, H. L. 1985 Features of a reattaching shear layer in a divergent channel flow. *AIAA Journal* **23**, p. 163
- DRIVER, D. M., SEEGMILLER, H. L. & MARVIN, J. G. 1987 Time-dependent behavior of a reattaching shear layer. *AIAA Journal* **25**, p. 914
- DURST, F. & TROPEA, C. 1981 Turbulent, backward-facing step flows in two-dimensional ducts and channels. In: *Proc. Third Int. Symp. on Turbulent Shear Flows* (ed. Davis) pp. 18.1-18.5, University of California
- EATON J. K. & JOHNSTON J. P. 1980 Turbulent flow reattachment: An experimental study of the flow and structure behind a backward-facing step. *Report MD-39, Stanford University*
- EATON J. K. & JOHNSTON J. P. 1981 A Review of Research on Subsonic Turbulent Flow Reattachment. *AIAA J.* **19**, 1093-1100
- EATON, J. K. & JOHNSTON, J. P. 1982 Low frequency unsteadiness of reattaching turbulent shear layer. In: *Turbulent Shear Flows 3* (ed. L. J. Bradbury, F. Durst, B. E. Launder, F. W. Schmidt & J. H. Whitelaw) p. 162, Springer, Berlin
- ECKELMANN, H. 1997 Einführung in die Strömungsmeßtechnik. Teubner, Stuttgart
- EDWARDS, R. V. 1979 How real are particle bias errors? In: *Laser Velocimetry and Particle Sizing*. (ed. Thompson H. D. & Stevenson W. H.) Hemisphere Pub. Co., Washington
- ERDMANN, J. C. & TROPEA C. 1981 Statistical bias in laser anemometry. SFB 80/ET/198 Universität Karlsruhe
- FERNHOLZ, H. H. JANKE, G., KALTER, M. & SCHÖBER, M. 1993 On the separated flow behind a swept backward facing step. In: *Physics of Separated Flows-Numerical, Experimental & Theoretical Aspects* (Ed. K. Gersten) pp 200-207 Notes on Numerical Fluid Mechanics, Vieweg

- FERNHOLZ, H. H. 1994 Near-wall phenomena in turbulent separated flows. *Acta Mech.* **4**, 57-67
- FERNHOLZ, H. H. & FINLEY P. J. 1996 The incompressible zero-pressure-gradient turbulent boundary layer: An assessment of the data. *Prog. Aerospace Sci.* **32**, 245-311
- FIEDLER, H. 1988 Coherent structures in turbulent flows. *Prog. Aerospace Sci.* **25**, 231-269
- FIEDLER, H. & FERNHOLZ H. H. 1990 On Management and control of turbulent shear flows. *Prog. Aerospace Sci.* **27**, 305-387
- FIEDLER, H. E. & MENSING, P. 1983 The plane turbulent shear layer with periodic excitation. *J. Fluid Mech.* **150**, 281-309
- FIEDLER, H. E. 1995 Turbulente Strömungen. Vorlesungsskript, HFI, Technische Universität Berlin
- FIEDLER, H. E. 1998 Control of free turbulent shear flows. In: *Flow Control: Fundamentals and Practices*. (eds. Gad-el-Hak et al.), Springer, Berlin
- FIEDLER, H. E., NAYERI C., SPIEWEG, R. & PASCHEREIT C. O. 1997 Three-dimensional mixing layers and their relatives. *Exp. Therm. Fluid Science.* **16**, 3-21
- FREYMUTH, P. 1966 On transition in a separated laminar boundary layer. *J. Fluid Mech.* **25**, 683-704
- FRIEDERICH, R. & ARNAL, M., P. 1990 The instantaneous structure of a turbulent flow over a backward facing step. In: *Separated flows and jets*, IUTAM-Symposium, Novosibirsk
- GAD-EL HAK, M. & POLLARD, A. & BONNET, J.-P., editors. 1998 Flow Control: Fundamentals and Practices. *Lecture Notes in Physics*, **53**, Springer, Berlin
- GAI, S. L. & SHARMA, S. D. 1987 Pressure distributions behind a rear-facing segmented step. *Exp. in Fluids* **5**, 154-158
- GÖRTLER, H. 1955 Dreidimensionales zur Stabilitätstheorie laminarer Grenzschichten. *Z. Angew. Math. Mech.* **35**, 362-363
- HAMA, F. R. 1962 Streaklines in perturbed shear flow. *Phys. Fluids* **5**, 644-650
- HAMMOND, D.A. & REDEKOPP, L.G. 1998 Local and global instability properties of separation bubbles. *Eur. J. Mech., B/Fluids.* **17**, 145-164
- HASAN, M.A.Z. 1992 The flow over a backward-facing step under controlled perturbation: laminar separation. *J. Fluid Mech.* **238**, 73-96
- HASAN, M.A.Z. & KHAN A.S. 1992 On the stability characteristics of a reattaching shear layer with nonlaminar separation. *Int. J. Heat Fluid Flow.* **13**, 231
- HELMHOLTZ, H. 1886 In: Ostwalds Klassiker der exakten Wissenschaften Bd. 1, 79 & 80 Reprint *Harri Deutsch* (1996), Frankfurt
- HELMHOLTZ, H. 1880 Theorie der Luftschwingungen in Röhren mit offenen Enden. *Journal für die reine und angewandte Mathematik* LVII, 1-72
- HINZE, J. O. 1975 Turbulence. *McGraw-Hill*, New York
- HO, C.-H. & HUERRE, P. 1984 Perturbed free shear layers. *Ann. Rev. Fluid Mech.* **16**, 365-424
- HO, C.-M. & HUANG, L.-S. 1982 Subharmonics and vortex merging in mixing layers. *J. Fluid Mech.* **119**, 443-473

- HO, C.-M., ZOHAR, Y., FOSS, J. K. & BUELL J. C. 1991 Phase decorrelation of coherent structures in a free shear layer. *J. Fluid Mech.* **231** 319-337
- HONJI, P. 1974 The starting flow down a step. *J. Fluid Mech.* **69**, 229-240
- HUANG, H. T. 1994 Limitations of and Improvement to PIV and its Application to a backward-facing Step. Dissertation, Technische Universität Berlin
- HUANG, H. T. & FIEDLER, H. E. 1997 A DPIV study of a starting flow downstream of a backward-facing step. *Exp. in Fluids* **23**, 395-404
- HUANG, L.-S. & HO, C.-M. 1990 Small-scale transition in a plane mixing layer. *J. Fluid Mech.* **210**, 473-500
- HUCHO, W. H. 1994 Aerodynamik des Automobils, *Springer*, Berlin
- HUERRE, P. & MONKEWITZ, P. 1985 Absolute and convective instabilities in free shear layer. *J. Fluid Mech.* **159**, 151-168
- HUPPERTZ, A. 1994 Beeinflussung der Strömung hinter einer rückwärtsgewandten Stufe durch dreidimensionale Anregung. Diplomarbeit, Hermann-Föttinger-Institut, TU Berlin
- HUPPERTZ, A. & JANKE G. 1996 Preliminary experiments on the control of three-dimensional modes in a flow over a backward facing step. In: *Advances in Turbulence VI*, (Eds. Gavrilakis, S., Machiels, L. & Monkewitz, P.A.), Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, pp. 461-464.
- HUSSAIN, A. K. M. 1977 Mechanics of pulsatile flows of relevance to the cardiovascular system. In: *Cardiovascular Flow Dynamics and Measurements* (Eds. Hwang N. H. & Normann N. A.) University Park Press, Baltimore
- HUSSAIN, A. K. M. 1983 Coherent structures-reality and myth. *Phys. Fluids.* **26**, 2816-2850
- HUSSAIN, A. K. M. 1986 Coherent structures and turbulence. *J. Fluid Mech.* **173**, 303-356
- HUSAIN, H. & HUSSAIN, A. K. M. 1995 Experiments on subharmonic resonance in a shear layer. *J. Fluid Mech.* **304**, 343-372
- HÜTTE 1995 Die Grundlagen der Ingenieurwissenschaften (ed. Czichos H.), Springer, Berlin
- ISOMOTO K. & HONAMI, S. 1989 The effect of inlet turbulence intensity on the reattachment process over a backward-facing step. *Trans. ASME J. Fluids Eng.* **111**, 87-92
- JANKE, G. 1992 Über die Grundlagen und einige Anwendungen der Ölfilminterferometrie zur Messung von Wandreibungsfeldern in Luftströmungen. Dissertation, Technische Universität Berlin
- JANKE, G. 1997 Private Kommunikation
- JAROCH, M. & FERNHOLZ, H.H. 1989 The three-dimensional character of a nominally two-dimensional separated turbulent shear flow. *J. Fluid Mech.* **205**, 523-552
- JOVIC, S. & DRIVER D. 1995 Reynolds number effect on the skin friction in separated flows behind a backward-facing step. *Exps. Fluids*, **18**, 464-467
- JOVIC, S. 1996 An experimental study of a separated/reattached flow behind a backward-facing step.  $Re = 37000$ . *NASA Tech. Mem 110384*
- KALTENBACH, H. & JANKE, G. 2000 Direct numerical simulation of a flow separation behind a swept backward-facing step at  $Re_H = 3000$ . *submitted to Phys. Fluids*

- KARHUNEN, K. 1946 Zur Spektraltheorie stochastischer Prozesse. *Ann. Acad. Sci. Fennicae Ser. A1*:34
- KEAN, R. D. & ADRIAN, R. J. 1992 Theory of cross-correlation analysis of PIV images. *Applied Scientific Research*, **49**, 191-215
- KIM, J., KLINE S. J. & JOHNSTON, J. P. 1980 Investigation of a Reattaching Turbulent Shear Layer: Flow Over a Backward-Facing Step. *Trans. ASME*. **102**, 302-308
- KIYA, M. & SASAKI, K. 1983 Structure of a turbulent separation bubble. *J. Fluid Mech.* **137**, p.83
- KOTTKE, V. 1982 Wärme-Stoff- und Impulsübertragung in abgelösten Strömungen. *Chem.-Ing. Tech.* **54**, 86-94
- KÖNIG, O. 1997 Untersuchungen an einer verzögerten Scherschicht. Dissertation, Technische Universität Berlin
- KUEHN, D. M. 1980 Effects of adverse pressure gradient on the incompressible reattaching flow over a rearward-facing step. *AIAA J.* **18**, 343-344
- LASHERAS, J. & CHOI, H. 1988 Three-dimensional instability of a plane free shear layer: an experimental study of the formation and evolution of streamwise vortices. *J. Fluid Mech.* **189**, 87-116
- LE, H. & MOIN, P. 1994 Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward facing step flow. *Report TF-58 Stanford University*
- LE, H., MOIN, P. & KIM, J. 1997 Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward facing step flow. *J. Fluid Mech.* **330**, 349-374
- LEDER, A. 1992 Abgelöste Strömungen, Physikalische Grundlagen. Vieweg
- LEE, D. H., & SUNG, H. J. 1994 Assessment of turbulent spectral bias in laser doppler velocimetry. *Exp. Fluids*. **16**, 223-235
- LEHMANN, B. 1998 Private Kommunikation
- LEWEKE, T. & WILLIAMSON, C. H. K. 1998a Cooperative elliptic instability of a vortex pair. *J. Fluid Mech.* **360**, 85-119
- LEWEKE, T., & WILLIAMSON, C. H. K. 1998b Three-dimensional instabilities in wake transition. *J. Mech.B/Fluids* **17**(4), 571-586
- LIU, C. T. C. 1989 Coherent structures in transitional and turbulent free shear flows. *Ann. Rev. Fluid Mech.* **21**, 285-315
- LIN, J. C., HOWARD, F. G., BUSHNELL D. M. & SELBY, G. V.. 1990 Comparative study of control techniques for two-dimensional low-speed turbulent flow separation. In: *Separated flows and jets*, IUTAM-Symposium, Novosibirsk
- LIN, S. J. & CROCOS, G. M. 1988 The mixing layer: deterministic models of a turbulent flow. Part 2. The origin of the three-dimensional motion. *J. Fluid Mech.* **139**, 67-95
- LOEVE, M. 1945 Functions aleatoire de second ordre. *C.R. Acad. Sci. Paris* 220
- LUMLEY, J. L. 1967 The structure of inhomogeneous turbulence. In: *Atmospheric Turbulence and Wave Propagation*. (ed. Yaglom, A. M. & Tatarski, V. I.) pp. 166-78, Moscow
- MANHART, M. 1996 Umströmung einer Halbkugel in turbulenter Grenzschicht, Fortschr.-Ber. VDI Reihe 7 Nr. 292, VDI-Verlag, Düsseldorf



- MANHART, M. & WENGLER H. 1993 A spatiotemporal decomposition of a fully inhomogeneous turbulent flow. *Theoretical and computational fluid dynamics*. **5**, 223-242
- MERI, A., WENGLER H., Dejoan, A., VÉDY E. & SCHIESTEL, R. 1998 Application of a 4<sup>th</sup>-order Hermitian scheme for non-equidistant grids to LES and DNS of incompressible fluid flow. In: *Numerical Flow Simulation I*. (ed. Hirschel, E. H.) Vol. 66 pp. 382-406, Vieweg, Braunschweig
- MCCULLOUGH, G. B., GAULT, D. E. 1951 Examples of three representative types of airfoil-section stall at low speed. *NACA TN 2502*
- MCGUINNESS, M. 1978 Flow with a separation bubble-steady and unsteady aspects. Ph.D. dissertation, Cambridge University
- MCLAUGHLIN, D. K. & TIEDERMAN W. G. 1973 Biasing correction for individual realization of laser anemometer measurements in turbulent flows. *Phys. of Fluids* **16**, 2082-2088
- METCALFE, R. W., ORZAG, S. A., BRACHET, M. E., MENON, S. & RILEY, J. J. 1987 Secondary instability of a temporally growing mixing layer. *J. Fluid Mech.* **184**, 207-243
- MEHTA, R. D. 1977 The aerodynamic design of blower tunnels with wide angle diffusors. *Prog. Aerospace Sci.* **18**, 59-120
- MERZKIRCH, W 1987 Techniques of flow visualisation. *AGARDograph*. **302**
- MEYER, J. F. & CLEMMONS, J. E. 1979 Processing laser velocimeter high-speed burst counter data. In: *Laser Velocimetry and Particle Sizing*. (ed. Thompson H. D. & Stevenson W. H.) Hemisphere Pub. Co., Washington
- MICHALKE, A. 1965 Spatially growing disturbances in an inviscid shear layer. *J. Fluid Mech.* **23**, 521-374
- MICHALKE, A. 1990 On the inviscid instability of wall bounded velocity profiles close to separation. *Z. Flugwiss. Weltraumforsch.* **14**, 24-31
- MICHALKE, A. 1993 Theoretische Strömungsakustik. Vorlesungsskript, HFI, Technische Universität Berlin
- MICHALKE, A. 1995 Contribution to the instability of laminar separating flows along axisymmetric bodies. Part I: Theory. *Eur. J. Mech., B/Fluids*, **14**, 333-350
- MONKEWITZ, P. 1988 Subharmonic resonance, pairing and shredding in the mixing layer. *J. Fluid Mech.* **188**, 223-252
- MONKEWITZ, P. A. & HUERRE, P. 1990 Local and global instabilities in spatially developing flows. *Ann. Rev. Fluid Mech.* **22**, 473-537
- MOORE, D. W. & SAFFMAN, P. G. 1975 The density of organised vortices in a turbulent mixing layer. *J. Fluid Mech.* **68**, 465-473
- MÜLLER, E. NOBACH, H. & TROPEA C. 1994 LDA Signal Reconstruction Application to Moment and Spectral Estimation. Seventh Int. Symp. on Appl. of Laser Tech. To Fluid Mechanics. Lisbon
- NA, P. & MOIN, P. 1998 Direct numerical simulation of a separated turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.* **370**, 175-201
- NAGIB, H. M. 2000, Control of high speed jet flows using MEMS actuators. Seminarvortrag, HFI, Technische Universität Berlin

- NETO, A. S., GRAND, D., MÉTAIS, O. & LESIERUR, M. 1993 A numerical investigation of the coherent vortices in turbulence behind a backward-facing step. *J. Fluid Mech.* **256**, 1–25
- NYGAARD, K.J. & GLEZER, A. 1991 Evolution of streamwise vortices and generation of small-scale motion in a plane mixing layer. *J. Fluid Mech.* **231**, 257–301
- PASCHEREIT, C. O. 1992 Resonant interactions in an axis symmetric jet. Dissertation, Technische Universität Berlin
- PASCHEREIT, C. O., WYGNANSKI, W. & FIEDLER, H. E. 1995 Experimental investigations of subharmonic resonance in an axis symmetric jet. *J. Fluid Mech.* **283**, 365–407
- PASCHEREIT, C. O., GUTMARK, E. & HABER, L. 2000 Identification and control of unstable modes in an isothermal and reacting swirling jet. In: *Advances in Turbulence VIII* (Eds. Popazo, C. et al.), CIMNE, Barcelona
- PIERREHUMBERT, R. T. 1986 Universal short-wave instability of two-dimensional eddies in an inviscid fluid. *Phys. Rev. Lett.* **114**(17), 2157–2159
- PIERREHUMBERT, R. T. & WIDNALL, S. E. 1982 The two and three-dimensional instabilities of a spatially periodic shear layer. *J. Fluid Mech.* **114**, 59–82
- PLASCHKO, P. & BROD, K. 1989 Höhere mathematische Methoden für Ingenieure und Physiker. Springer, Berlin
- PRANDTL, L. 1914 Luftwiderstand von Kugeln. *Nachr. Ges. Wiss. Göttingen, Math. Phys. Klasse*, 177–190
- PRANDTL, L., OSWATITSCH, K. & WIEGHARDT, K. 1984 Führer durch die Strömungslehre. Vieweg, Braunschweig
- PRONCHICK, S. W. & KLINE, S. J. 1983 An experimental investigation of the structure of a turbulent reattaching flow behind a backward-facing step. *Report MD-42 Stanford University*
- OSTER, D. & WYGNANSKI, I. 1982 The forced mixing layer between parallel streams. *J. Fluid Mech.* **123**, 91–130
- RA, S. H. & CHANG, P. K. 1990 Effects of pressure on reattaching flow downstream of rearward-facing step. *J. Aircraft.* **27**, 93–95
- RANNACHER, J. 1969 Untersuchung von geraden ebene Flügelgittern im kritischen Reynolds-Zahlbereich. *Maschinenbautechnik* **18**(1), 2–10
- RAYLEIGH, LORD 1916 On the dynamics of revolving fluids. *Proc. Roy. Soc. London Ser. A*, **93**, 148–154
- RAJAEI, M., KARLSSON, K. F. & SIROVICH, L. 1994 Low-dimensional description of free-shear-flow coherent structures and their dynamical behaviour. *J. Fluid Mech.* **258**, 1–29
- Rempfer, D. 1994 Evolution of three-dimensional coherent structures in a flat-plate boundary layer. *J. Fluid Mech.* **260** 351–375
- REYNOLDS, W. C., & HUSSAIN, A.K.M. 1972 An experimental investigation of a turbulent shear flow with separation, reverse flow and reattachment. *J. Fluid Mech.* **54**, 263–288
- RIST, U. 1999 Zur Instabilität und Transition in laminaren Ablöseblasen. Shaker, Aachen

- ROOS, F. W. & KEGELMAN, J. T. 1985 Control of coherent structures in reattaching laminar and turbulent shear layers. *AIAA* **24**, 1956-1963
- ROSHKO, A 1981 The plane mixing layer; flow visualization results and three-dimensional effects. In: *The role of coherent structures in modeling turbulence and mixing* (ed.: J. Jiminez) Lecture Notes in Physics **136**, 208– 17
- ROSHKO, A & Lau J. C. 1965 Some observations on transition and reattachment of a free shear layer in incompressible flow. In *Proc. Heat Transfer and Fluid Mech. Inst.; Stanford University*
- ROTTA, J. C. 1972 Turbulente Strömungen. *B. G. Teubner Verlag*, Stuttgart
- RUDERICH, R. & FERNHOLZ, H. H. 1986 An experimental investigation of a turbulent shear flow with separation, reverse flow and reattachment. *J. Fluid Mech.* **163**, 283–322
- SCHADE, H. & Kunz E. 1989 Strömungslehre. De Gruyter, Berlin
- SCHLICHTING, H. 1982 Grenzschichttheorie, Braun-Verlag, Karlsruhe
- SCHMITT, F. 1987 Untersuchung der turbulenten Stufenströmung bei hohen Reynoldszahlen, Fortschr.-Ber. VDI Reihe 7 Nr. 117, VDI-Verlag, Düsseldorf
- SCHÖBER, M. 1999 Beeinflussung inkompressibler turbulenter Wandstrahlen. Dissertation, Technische Universität Berlin
- SIGURDSON, L. W 1995 The structure and control of a turbulent reattaching flow. *J. Fluid Mech.* **298**, 139-165
- SIMPSON, R. L. 1985 Two dimensional turbulent separated flow. *AGARDograph* **287**
- SIMPSON, R. L. 1989 Turbulent boundary layer separation. *Ann. Rev. Fluid Mech.* **21**, 205-234
- SPALART, P. R. 1988 Direct simulation of a turbulent boundary layer up to  $Re_\theta = 1410$ . *J. Fluid Mech.* **187**, 61-98
- SPURK, J. H. 1992 Dimensionsanalyse in der Strömungslehre. Springer-Verlag, Berlin
- STEARNS, S. D. 1987 Digitale Verarbeitung analoger Signale. Oldenbourg Verlag, München
- TANI, I., IUCHI, M. & KOMODA, H. 1965 Experimental investigation of flow separation associated with a step or groove. Report 364 Aero. Research Institute, University of Tokyo
- TAUBERT, L. 1997 Verknüpfung von LIV und PIV – simultane Messungen an einem Freistrahle mit hoher Schmidt-Zahl. Diplomarbeit, Hermann-Föttinger-Institut, TU Berlin
- TAYLOR, G. I. 1923 Stability of a viscous liquid contained between two rotating cylinders. *Philos. Trans. Roy. Soc., London Ser. A* **223**, 289–343
- TENEKES, H. & LUMLEY, J. L. 1972 A first course in turbulence. *MIT-Press*. Cambridge (MA)
- TYNDALL, J. 1867 On the action of sonorous vibrations on gaseous and liquid jets. *Philos. Magazine J. of Sci.* London **33**, 375-391
- WALEFFE, F. 1990 On the three-dimensional instability of strained vortices. *Phys. Fluids A*; **2**(1), 76-80
- WAGNER, P. M. 1997 Köhärenzte Strukturen der Turbulenz im wandnahen Bereich von Ablösegebieten. Dissertation, Technische Universität Berlin

- WATTMUFF, J. H. 1999 Evolution of a wave packet into vortex loops in a laminar separation bubble. *J. Fluid Mech.* **397**, 119-169
- WINANT, C., D. & BROWAND, F. K. 1974 Vortex pairing: mechanism of turbulent mixing layer growth at moderate reynolds number. *J. Fluid Mech.* **63** 237-255
- WENGLE, H., HUPPERTZ, A., BÄRWOLFF, & JANKE, G. 2001 The manipulated transitional backward-facing step flow: an experimental and direct numerical simulation invetsigation. *Eur. J. Mech., B/Fluids* **20**, 25-46
- WERNER, P. & WENGLE, H. 1989 Large eddy simulation of a turbulent flow over a square rib in a channel. In: *Advances in Turbulence 2* (ed. H. H. Fernholz & H. E. Fiedler) pp 418-423, Springer, Berlin
- WEISBROT, I. & WYGNANSKI I. 1988 On coherent structures in a highly excited mixing layer. *J. Fluid Mech.* **195**, 137-159
- WESTERWEEL, J. 1993 Efficient detection of spurious vectors in Particle Image Velocimetry Data. *Exp. in Fluids* **16**, 236-247.
- WESTPHAL, R. V. & JOHNSTON J. P. 1984 Effect of initial conditions on turbulent reattachment downstream of a backward-facing step. *AIAA Journal* **22**, 1727-1732
- WILLAMSON, C. H. K. 1996 Vortex dynamics in the wake. *Ann. Rev. Fluid Mech.* **22**, 473-537
- WORTMANN, F. X. 1974 Über den Ablöswinkel laminarer Ablöseblasen. Beiträge zur Strömungsmechanik und Flugmechanik, DGLR, Köln
- WU, J.-Z., LU, X.-Y., DENNY, A. G., FAN, M. & WU, J.-M. 1998 Post-stall flow control on an airfoil by local unsteady forcing. *J. Fluid Mech.* **371**, 21-58
- ZAMAN, K. B. M. & HUSSAIN, A. K. M. 1981 Turbulence suppression in free shear flows by controlled excitation. *J Fluid Mech.* **103**, 133-159
- ZHOU, Y., HEINE, C. & WYGNANSKI, I. 1996 The effects of excitation on the coherent and random motion in a plane wall jet. *J. Fluid Mech.* **310**, 1-37

## Anhang

### A.1 Vergleich von LDA- und PIV-Messungen

Dieser Abschnitt vergleicht die statistischen Größen des zweidimensionalen Strömungsfeldes  $(u, v)$ , die mit der LDA (**Abschnitt 2.31**) und der PIV (**Abschnitt 2.3.2**) im Gebiet der Ablöseblase gemessen wurden. Für den Vergleich wurde eine angeregte Strömungskonfiguration mit  $f = 35\text{Hz}$  und  $A = 4\%$  bei  $Re_H = 2980$  ausgewählt. Generell wurde bei der vorliegenden Untersuchung die LDA zur genauen Profilvermessung des Geschwindigkeitsfeldes verwendet. Im Gegensatz dazu wurde mit der PIV das momentane Geschwindigkeitsfeld der Ablöseblase erfaßt, um die großskalige Wirbeldynamik (kohärente Strukturen) mit Hilfe von phasengemittelten Wirbelstärkeverteilungen und der Karhune-Loevè-Zerlegung zu untersuchen.

Bei der LDA wurden im Bereich der Scherschicht pro Meßpunkt ca. 30.000 Meßwerte bei einer Meßzeit von 30 sec aufgenommen. In Wandnähe war die Anzahl der Meßwerte entsprechend geringer, da aufgrund der kleineren Geschwindigkeit in der gleichen Meßzeit weniger Partikel das Meßvolumen durchquerten. Bei der PIV wurden zur Berechnung der Statistik ca. 1000 PIV-Aufnahmen gemacht. Die Korrelationsgebiete hatten eine Größe von 16 Pixel und eine Überlappung von 75%. Die Meßzeit für die 1000 PIV-Bilder betrug ca. 2,5 h. Das ergibt eine mittlere Abtastdauer von ca. 9 sec. Im Gegensatz zur LDA-Messung sind daher die Meßwerte statistisch voneinander unabhängig, da der mittlere Zeitabstand zwischen den Messungen wesentlich größer ist als eine typische integrale Zeitskala der Stufenströmung, die mit  $T \sim \bar{x}_R / U_0$  abgeschätzt werden kann. Für eine stabile Statistik sind somit bei der PIV-Messung weniger Stichproben notwendig. Zur Untersuchung der kohärenten Strukturen wurde bei der PIV-Messung die gesamte Ablöseblase ( $0 < x / \bar{x}_R < 1,2$ ) betrachtet. Die räumlichen Auflösungen der beiden Meßmethoden sind in **Tabelle A.1** gegenübergestellt.

	u-Komponente			v-Komponente			Stichprobenanzahl	Meßzeit
	x/H	y/H	z/H	x/H	y/H	z/H		
LDA	0,0074	0,0074	0,12	0,0070	0,0070	0,11	ca. 30000	30 sec
PIV (16 pxl)	0,13	0,13	0,15	0,13	0,13	0,15	ca. 1000	ca. 2,5 h

Tabelle A.1 Räumliche Auflösung der LDA und PIV bezogen auf  $H = 20\text{mm}$ ; Betrachtungsausschnitt der PIV:  $0,5 \leq x/H \leq 5,5$  und  $-1 \leq y/H \leq 3$

Hier wird deutlich, daß die LDA eine wesentlich höhere räumliche Auflösung hat als die PIV. Sie unterscheidet sich um eine Größenordnung. Strukturen, die kleiner als  $0,13H$  sind, können bei dem hier betrachteten Strömungsausschnitt von der PIV nicht mehr aufgelöst werden. Natürlich kann die Auflösung der PIV durch eine

entsprechende Vergrößerung des Strömungsausschnittes stark gesteigert werden. Sie kann dann aber nicht mehr das gesamte momentane zweidimensionale Strömungsfeld (Ganzfeldvelozimetrie) erfassen und verliert damit ihren wesentlichen Vorteil gegenüber der LDA. Ein weiterer Pluspunkt der PIV ist es, daß sie im Gegensatz zu der LDA keinem Geschwindigkeits-Bias (vgl. **Abschnitt 2.3.1**) unterliegt, da sie das momentane Strömungsfeld erfaßt.

Die mit beiden Meßmethoden im Bereich der Ablöseblase aufgenommenen mittleren Geschwindigkeitsprofile  $\bar{u}/U_0$  und  $\bar{v}/U_0$  sind in **Abbildung A.1** dargestellt.

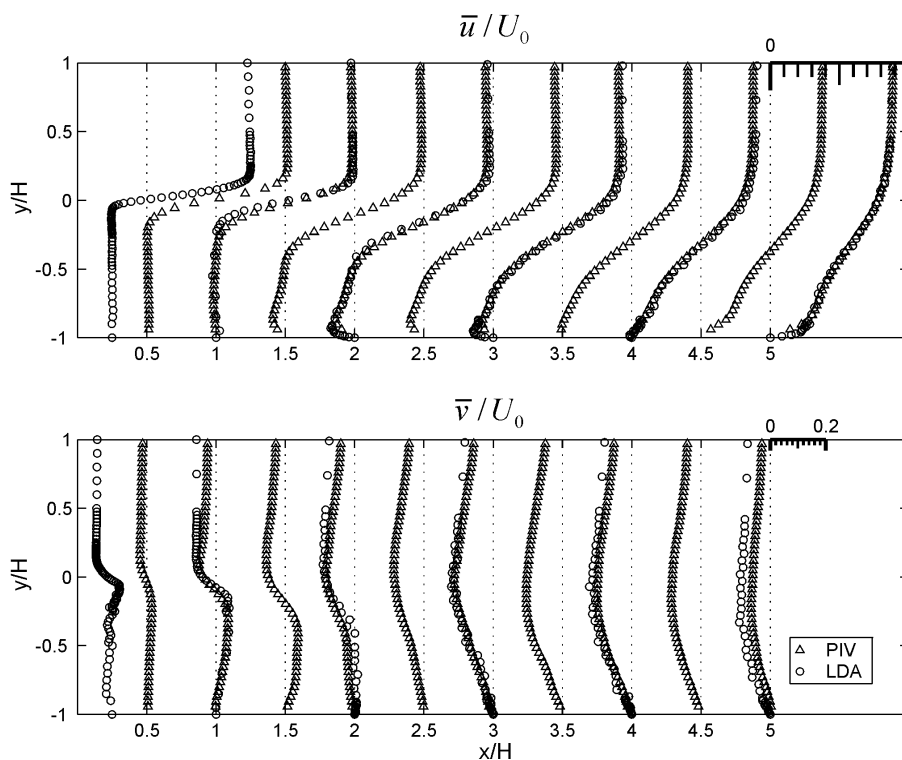


Abbildung A.1 Vergleich der mittleren Geschwindigkeitsprofile  $\bar{u}/U_0$  und  $\bar{v}/U_0$  von LDA- und PIV-Messung

Die Profile der mittleren horizontalen Geschwindigkeitskomponente  $\bar{u}$  zeigen eine gute Übereinstimmung im gesamten Blasenbereich. Bei der vertikalen Geschwindigkeitskomponente  $\bar{v}$  sind leichte Abweichungen, vor allem am oberen Rand der Ablöseblase, zu beobachten. Insgesamt ist die PIV in der Lage, das mittlere Strömungsfeld zufriedenstellend wiederzugeben.

Die Profile der Turbulenzgrößen  $\overline{u'^2}/U_0^2$ ,  $\overline{v'^2}/U_0^2$  und  $\overline{u'v'}/U_0^2$  sind für beide Meßmethoden in **Abbildung A.2** dargestellt. Bei der Reynoldsschen Schubspannung  $\overline{u'v'}$  ist in der gesamten Ablöseblase eine gute Übereinstimmung zu beobachten. Das zeigt, daß die PIV in der Lage ist, die Wirbelstrukturen zu erfassen, die für die Generierung der turbulenten Schubspannungen verantwortlich sind. Die Längenskalen dieser Strukturen müssen daher größer sein als  $0,13H$ .

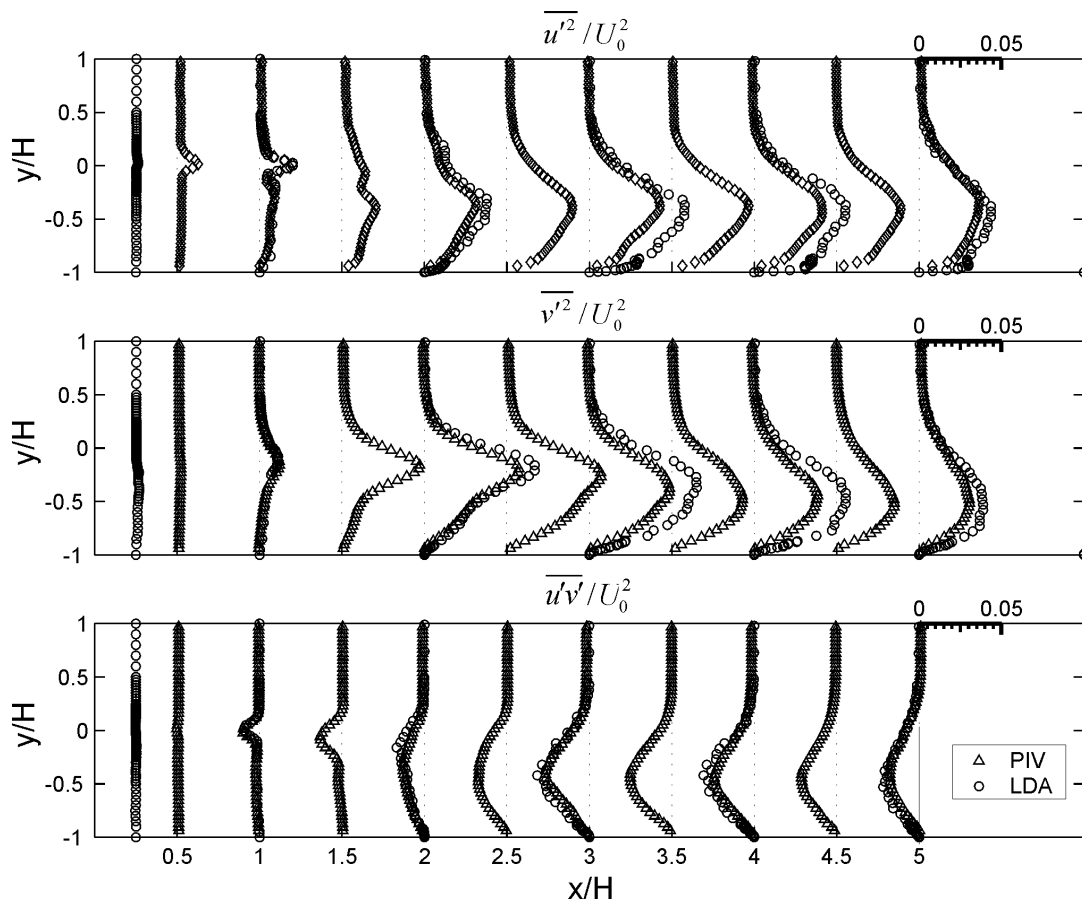


Abbildung A.2: Vergleich der Turbulenzprofile von LDA- und PIV-Messung

Bis  $x/H = 2$  kann auch bei den Reynoldsnormalspannungen die Übereinstimmung als gut bezeichnet werden. Weiter stromab, im Bereich der mittleren Wiederanlage ( $\bar{x}_R/H = 4,4$ ), in dem die kleinskalige Bewegung zunehmend relevanter wird, sind jedoch die turbulenten Normalspannungen  $\overline{u'^2}/U_0^2$  und  $\overline{v'^2}/U_0^2$  der PIV-Messung gegenüber den LDA-Meßwerten deutlich geringer. Die maximalen Unterschiede bezogen auf die Fluktuationsintensitäten der LDA-Messung liegen bei ca. 25%. Die qualitative Übereinstimmung der Profilverläufe ist aber weiterhin gut. Wie zu erwarten, reicht in diesem Bereich die räumliche Auflösung der PIV nicht aus, um die gesamte Fluktuationsbewegung zu erfassen. Demzufolge müssen im Wiederanlagebereich, ohne Beachtung anderer Einschränkungen, ca. 25% der turbulenten Schwankungsenergie von Strukturen erzeugt werden, deren Längenskala kleiner als  $0,13H$  ist.

Die gute Übereinstimmung bei den turbulenten Schubspannungen zeigt, daß die PIV trotz ihrer groben Auflösung in der Lage ist, die dynamisch relevanten Wirbelstrukturen aufzulösen. Gleichzeitig wird jedoch deutlich, daß sie die turbulente Schwankungsenergie im Wiederanlagebereich unterschätzt.

## A.2 Vergleich von Experiment und direkter numerischer Simulation

Der ausführliche Vergleich der statistischen Größen der Stufenströmung zwischen Experiment und DNS bei  $Re_H = 2980$  für den unbeeinflussten und einen angeregten Fall ( $50\text{Hz}$ ,  $A = 4\%$ ) ist bei Wengle et al. (2001) wiedergegeben. Der hier diskutierte Vergleich beschränkt sich auf das Geschwindigkeitsfeld des angeregten Falls. Bei der DNS wurden direkt die Navier-Stokes-Gleichungen für ein inkompressibles Fluid auf einem versetzten Gitter unter Verwendung eines finiten Differenzenschemas zweiter Ordnung in Ort und Zeit gelöst. Weitere Einzelheiten über die Gitterauflösung und die einzelnen Randbedingungen sind im oben genannten Artikel zu finden. Die Parameter der unbeeinflussten Ausgangsströmung des experimentellen Teils wurden in **Tabelle 2** zusammengestellt. Die statistischen Ergebnisse dieser angeregten Strömungskonfiguration wurden bereits in **Abschnitt 7** ausführlich diskutiert.

Für den manipulierten Fall ergab das Experiment eine mittlere Ausdehnung der Ablöseblase von  $\bar{x}_R/H = 4,4$ , die DNS errechnete einen Wert von  $\bar{x}_R/H = 4,2$ . Die Abweichung der Blasenlänge ist somit kleiner als 5%. Die mittleren Geschwindigkeitsprofile der horizontalen Komponente  $\bar{u}/U_0$  und der vertikalen Komponente  $\bar{v}/U_0$  der beiden Untersuchungen sind in **Abbildung A.3** aufgetragen. Sie zeigen eine sehr gute quantitative Übereinstimmung, die auch schon bei den mittleren Wandschubspannungsverläufen beobachtet wurde (vgl. **Abschnitt 7.4**).

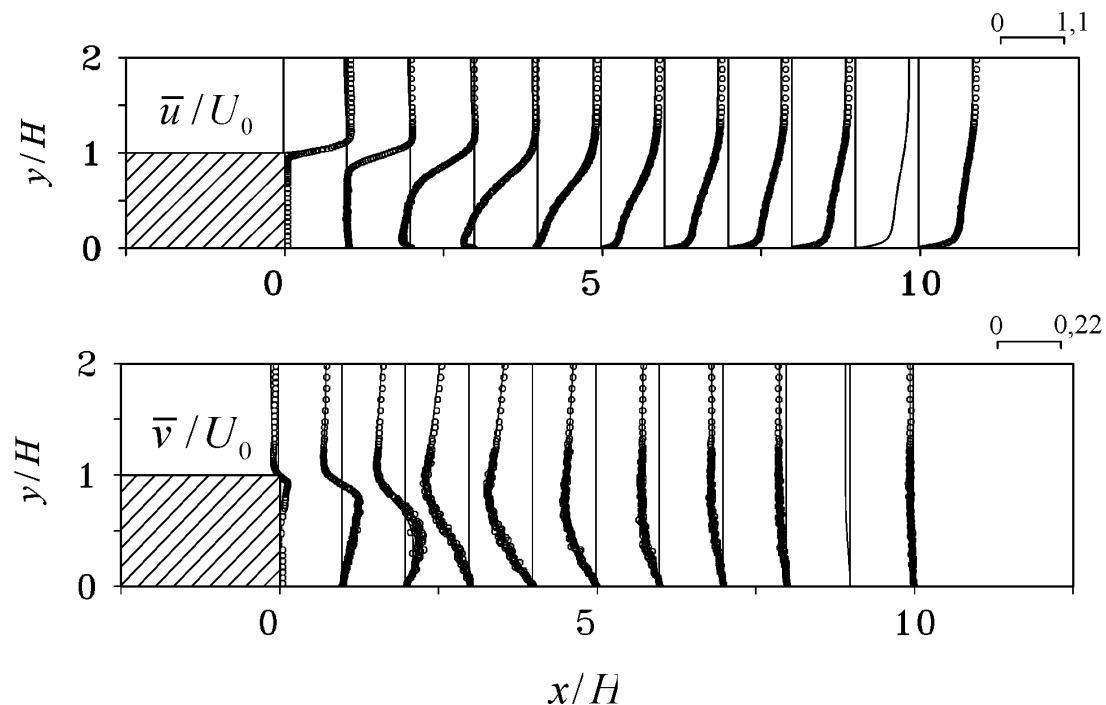


Abbildung A.3: Mittlere Geschwindigkeitsprofile des Experiments (o) und der DNS (-) für den mit  $50\text{Hz}$  angeregten Fall.



In **Abbildung A.4** sind die Profile der Reynoldsspannungen  $\overline{u'^2}/U_0^2$ ,  $\overline{v'^2}/U_0^2$  und  $\overline{u'v'}/U_0^2$  gegenübergestellt. Zusätzlich wurden die Reynoldsspannungen der  $w$ -Komponente und die turbulente kinetische Energie  $\overline{q'^2} = 0,5 (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$  eingetragen, die meßtechnisch nicht erfaßt werden konnten.

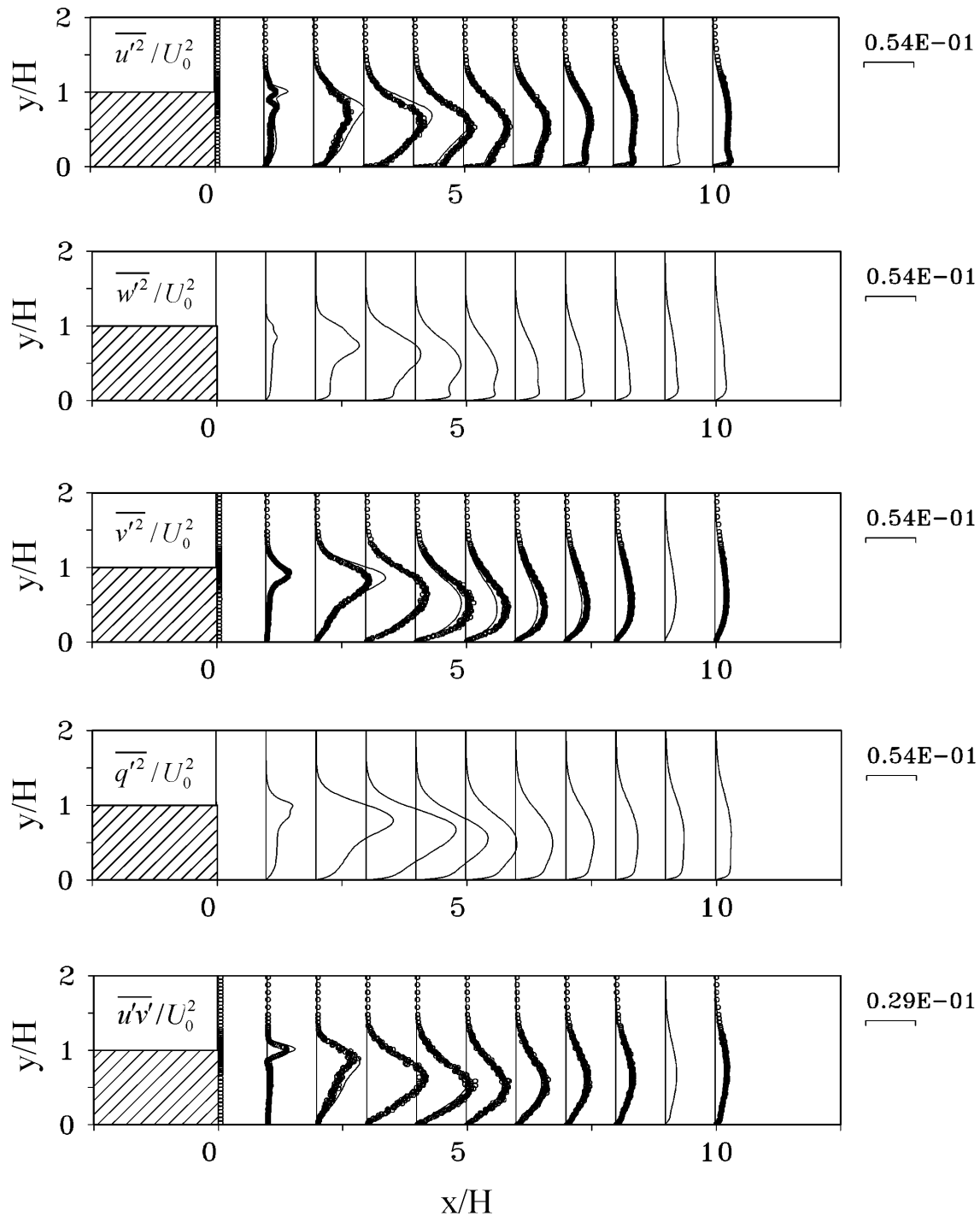


Abbildung A.4: Reynoldsspannungen des Experiments (o) und der DNS(-) für den mit  $50Hz$  angeregten Fall.

Auch die DNS-Ergebnisse der Fluktuationsgrößen zeigen eine gute qualitative Übereinstimmung mit dem Experiment. Die geringsten Abweichungen sind bei der Reynoldsschubspannung  $\overline{u'v'}$  zu beobachten. Diese Größe wird im wesentlichen durch die großskaligen Wirbelstrukturen erzeugt. Bei den Reynoldsnormalspannungen  $\overline{u'^2}$  und  $\overline{v'^2}$  sind im Anfangsbereich der Scherschicht die maximalen Fluktuationswerte der DNS ein wenig größer als beim Experiment. Diese Region ist strömungsmechanisch durch das exponentielle Wachstum kleiner Störungen gekennzeichnet. Meri et al. (1998) konnten jedoch zeigen, daß eine Diskretisierung 4. Ordnung die Unterschiede zum Experiment im anfänglichen Scherschichtbereich verringert. Im Wiederanlegebereich und stromab der Wiederanlegung ist praktisch kein Unterschied zwischen den Fluktuationswerten von Experiment und Numerik zu beobachten.

Neben der guten Übereinstimmung in den statistischen Größen des Strömungsfeldes zeigt die DNS auch die gleichen dynamischen Prozesse wie Wirbelaufrollung, eine Wirbelpaarung und das dreidimensionale Aufbrechen der Kelvin-Helmholtz-Strukturen (Wengle et al. 2001).

### A.3 Die POD als Basis für einen Sortieralgorithmus für PIV-Bilder

Eine zeitlich auflösende Abtastung des dynamischen Strömungsfeldes mit der PIV-Meßtechnik ist in Luftströmungen häufig nicht möglich, da die benötigte Lichtleistung nur durch gepulste Nd:YAG Laser erzeugt werden kann. Deren maximale Pulswiederholrate ( $f_{Rep} \approx 20Hz$ ) ist in der Regel wesentlich kleiner als die charakteristische Frequenz der Strömung. Als einzige zeitliche Referenz kann bei den manipulierten Strömungen der Phasenwinkel des Anregungssignals benutzt werden. In **Abschnitt 6.3.2** haben wir bereits gesehen, daß bei gleichem Phasenwinkel starke Unterschiede in der Wirbelentwicklung zu finden sind. Hieraus ergibt sich sofort die Frage, ob der Phasenwinkel die optimale Sortierfolge der PIV-Bilder darstellt oder ob eine andere zeitliche Sortierung den dynamischen Ablauf besser wiedergibt. Denkbar wäre, daß aufgrund dieser Unterschiede bei gleicher Phase nur bestimmte Bilder, die untereinander gut korrelieren, den zeitlichen Ablauf der Wirbeldynamik in der Phasensortierung gut beschreiben. Hier leistet die POD wieder eine gute Hilfestellung, da sie in der Lage ist, die Zustände des dynamischen Systems im Phasenraum durch die zeitlichen Moden zu beschreiben. Diese Zustandsbeschreibung kann bei periodischen Prozessen genutzt werden um stochastisch aufgenommene Ereignisse zu sortieren: Der Abstand zwischen den Zustandspunkten ist ein Maß für die Ähnlichkeit der Zustände. Die Zeitfolge der Ereignisse (z.B. momentane Strömungsfelder) ist so zu sortieren, daß das Quadrat des Abstandes  $d_i^2$  zwischen den  $n$  Zustandspunkten  $\underline{a}_i$  des Phasenraums minimal wird:

$$\{d_1, d_2, d_3, \dots, d_n\} \quad \text{mit} \quad d_i < d_{i+1}, \quad i = 1, 2, \dots, n-1 \quad \text{und}$$

$$d_i^2 \equiv (\underline{a}_{i+1}(t) - \underline{a}_i(t))^2.$$

Hierbei stellen die  $\underline{a}_i(t)$  die zeitlichen Koeffizienten der POD dar. Als Testdatensatz wurden die zeitlichen Moden eines rein periodischen Systems in Form einer fortschreitenden Welle mit fundamentalem und subharmonischen Anteilen verwendet. Die POD-Zerlegung liefert eine orthogonale Phasenraum-Basis mit  $\{\underline{a}_2, \underline{a}_3, \underline{a}_4, \dots, \underline{a}_n\}$ . Der erste zeitliche Koeffizient  $\underline{a}_1$  gehört zum zeitlichen Mittelwert und kann deshalb kein Basisvektor des Phasenraums sein. Aus Gründen der Anschaulichkeit betrachten wir bei der weiteren Untersuchung des Testfalls ausschließlich, ohne Beschränkung der Allgemeinheit, den dreidimensionalen Phasenunterraum (vgl. **Abb. A.5a**), der durch die Basisvektoren  $\{\underline{a}_2, \underline{a}_3, \underline{a}_4\}$  aufgespannt wird. Zur Validation des Sortieralgorithmus werden nun alle Systemzustände durch eine Zufallspermutation gemischt (s. **Abb. A.5b**), um eine stochastisch abgetastete Meßfolge zu simulieren. Das Ergebnis der Sortierung bei Berücksichtigung aller zeitlichen Moden ist in **Abbildung A.5c** wiedergegeben und zeigt, daß dieser Sortieralgorithmus bei rein periodischen Systemen in der Lage ist, den zeitlichen Ablauf zu rekonstruieren.

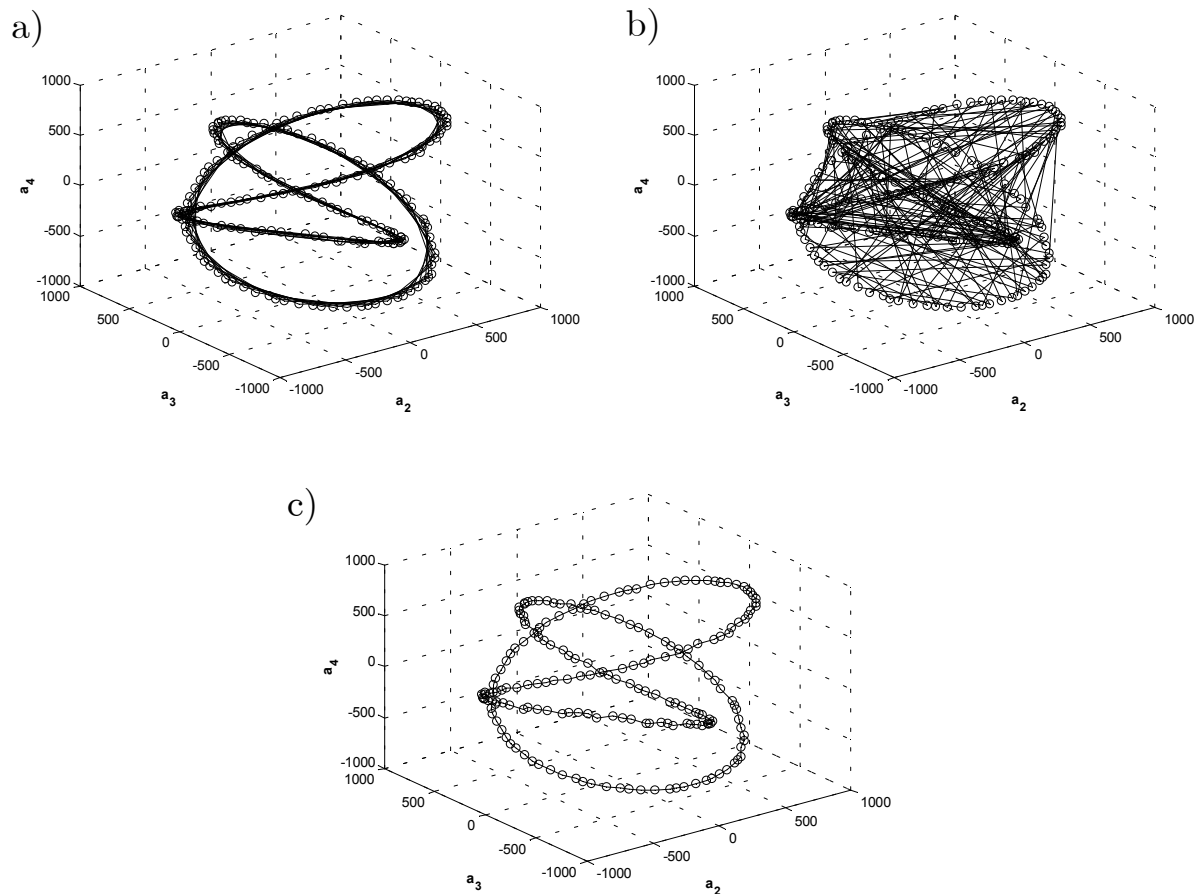


Abbildung A.5: Phasenunterraum von  $\{\underline{a}_2, \underline{a}_3, \underline{a}_4\}$  des Testfalls: a) Ausgangszustand, b) zufallspermutierte Zustandspunkte und c) sortierte Zustandspunkte

Eine Sortierung mit Hilfe der Abstandsminimierung bewirkt aber gleichzeitig auch eine Reduzierung auf die Grundperiode (vgl. **Abb. A.5a** mit **Abb. A.5b**), da die benachbarten Zustände im Phasenraum zwar sehr ähnlich sind aber nicht in derselben Periode auftreten müssen.

Für die Sortierung der PIV-Bilder wurde der multifrequente Fall ( $f = 70; 35 \text{ \& } 17,5 \text{ Hz}$ ) mit subharmonischer Resonanz (vgl. **Abschnitt 6.2**) ausgewählt. Die Beschreibung der Zustandspunkte im Phasenraum erfolgte mit den zeitlichen Eigenmoden der Enstrophie-Zerlegung. **Abbildung A.6** zeigt die ersten 4 zeitlichen Koeffizienten der Fluktationsbewegung nach der Sortierung bei Berücksichtigung aller zeitlichen Eigenmoden. Im Gegensatz zur Phasensortierung (**s. Abb. 6.34**) besitzen diese Eigenmoden keine harmonischen Anteile. Das ist sehr erstaunlich, da diese Moden zu räumlichen Eigenwertpaaren gehören, die von einer durchlaufenden Struktur erzeugt werden (vgl. **Abschnitt 6.5.2**). Auch eine Reduktion der berücksichtigten Eigenmoden bei der Sortierung auf die zeitlichen Koeffizienten der laufenden Strukturen  $\{\underline{a}_2, \underline{a}_3, \underline{a}_4, \underline{a}_5\}$  erzeugt keine bessere Anordnung der momentanen Strömungsbilder.

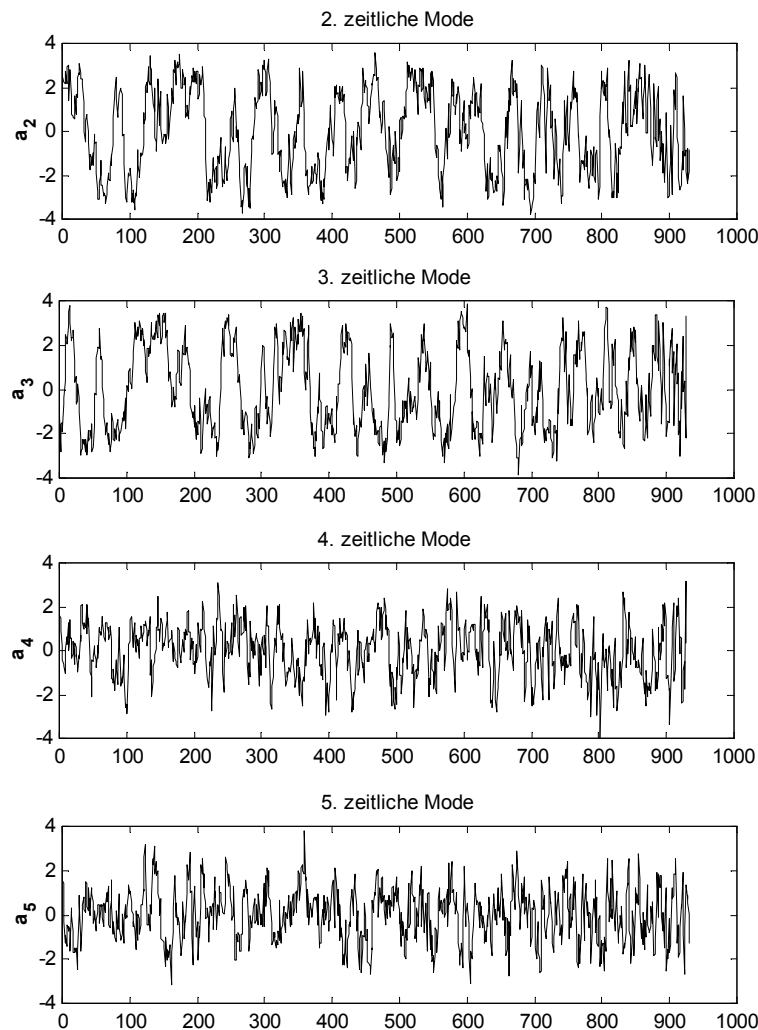


Abbildung A.6: Zeitliche Eigenmoden  $\{\underline{a}_2, \underline{a}_3, \underline{a}_4, \underline{a}_5\}$  der Enstrophiezerlegung nach der Abstandssortierung.

Warum diese Sortierung zu keinem sinnvollen Ergebnis führt, läßt sich am besten am Phasenunterraum  $\{\underline{a}_2, \underline{a}_3\}$  der ersten subharmonischen Struktur diskutieren. In **Abbildung A.7a** ist das Phasenportrait für die phasensortierte und in **Abbildung A.7.b** für die abstandssortierte PIV-Bildfolge wiedergegeben. Beide Darstellungen zeigen dieselbe Anordnung der Zustandspunkte in Form eines Kreises, die jedoch in unterschiedlicher Reihenfolge durchlaufen werden. Für rein periodische Vorgänge mit nur einer Frequenz beschreibt die Phasenkurve eine Kreisbahn, die nach einer Periode wieder ihren Anfangspunkt erreicht. Die kreisförmige Anordnung der Zustandspunkte demonstriert, daß es sich um einen Prozeß mit periodischen Anteilen handelt, wobei die Streuung der Punkte ein Maß für die Unregelmäßigkeit ist. Zustandspunkte innerhalb des Kreises haben hierbei einen besonders hohen stochastischen Anteil. Während bei der Sortierung nach der Phasenlage des Anregungssignals nur wenige Linien den Kreis kreuzen, was physikalisch unsinnig ist, sind es bei der Sortierung nach dem Punktabstand deutlich mehr.

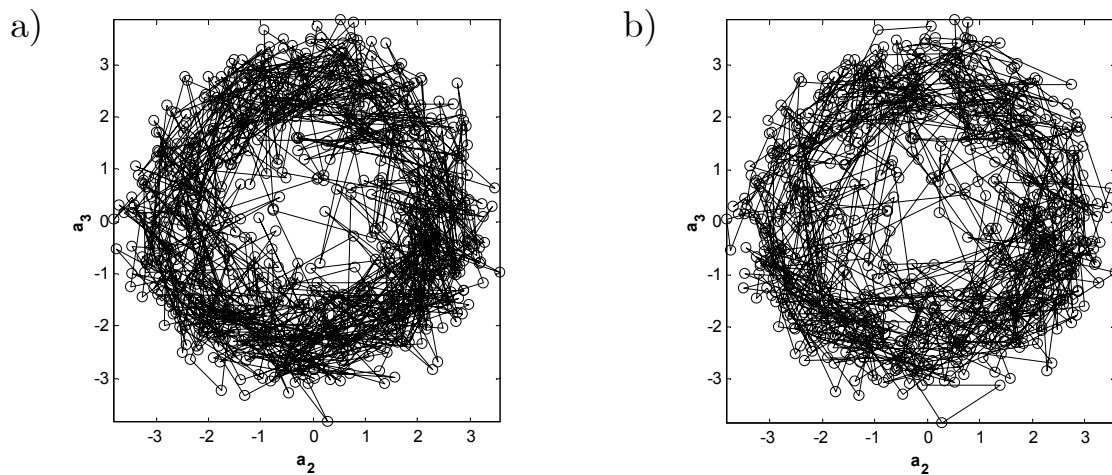


Abbildung A.7: Phasenunterraum  $\{\underline{a}_2, \underline{a}_3\}$ : a) phasensortierte und b) abstands-sortierte PIV-Bildfolge

Hier wird klar, daß sich diese Zustandspunkte nicht so verbinden lassen, daß sich eine physikalisch sinnvolle Trajektorie ergibt. Die Zustände in den einzelnen Perioden unterscheiden sich aufgrund des stochastischen Anteils so stark, daß eine Sortierung bei stochastischer Erfassung der Strömungsfelder unmöglich gemacht wird. Für die Trajektorie heißt das, daß sie zwar für jede Periode eine annähernd kreisförmige Bahn beschreibt, diese Bahnkurve sich jedoch von Periode zu Periode unterscheidet. Hier stoßen wir an das Grundproblem der Turbulenz, die Unregelmäßigkeit der Bewegung in Zeit und Raum. Für Strömungen mit starken periodischen Anteilen (z.B. die Kármánsche Wirbelstraße), bei der die Trajektorie nahezu auf einer Phasenkurve verläuft, sollte aber eine Sortierung möglich sein.

## A.4 Digitale Bildauswertung des Ölfilm-Interferenzmusters

Dieses Kapitel beschreibt in Ergänzung zu **Abschnitt 2.4** (Ölfilminterferometrie), wie mit Hilfe der digitalen Bildverarbeitung die Anzahl der Interferenzstreifen in  $z$ -Richtung und die Steigung der Charakteristiken aus einem Ölfilm-Interferenzmuster ermittelt werden können. Diese Größen werden benötigt, um die Wandschubspannung nach Gl.(2) und (2.1) zu berechnen. Die Auswertung erfolgte mit der Programmiersprache Matlab (Version 5.3) und den Bibliotheken „Signal“ und „Image“.

**Abbildung A.8** zeigt einen Teilausschnitt vom Interferenzmuster des Ölfilms (**Abb. 2.8**), für den exemplarisch die Anzahl der Interferenzstreifen im  $(x,z)$ -Bereich (schwarze Linien) und die Steigung der Charakteristiken im  $(x,t)$ -Bereich (weißes Rechteck) bestimmt werden.

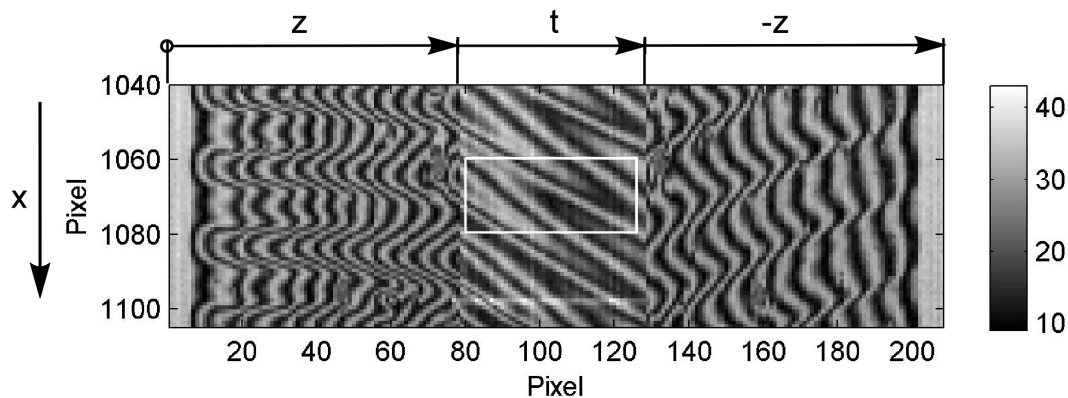


Abbildung A.8: Teilausschnitt des Ölfilm-Interferenzmusters, an dem exemplarisch die digitale Bildauswertung beschrieben wird

### Anzahl der Interferenzstreifen

Die Anzahl der Interferenzlinien in  $z$ -Richtung wird aus der Intensitätsverteilung des Bildes längs einer Geraden im  $(x,z)$ -Bereich ermittelt. Hierfür wird die Matlab-Funktion *improfile()* verwendet. Nach Aufruf dieser Funktion werden mit einem Fadenkreuz der Anfangs- und der Endpunkt der Geraden markiert, die Funktion gibt dann die Intensitätsverteilung *Intline* und die Koordinaten der Intensitäten  $C_x$  und  $C_y$  zurück. In **Abbildung A.9** ist die Intensitätsverteilung zwischen den Punkten  $(4,8 | 1074)$  und  $(80,1 | 1074)$  über dem Index aufgetragen.

Die lokalen Minima der Kurve repräsentieren die Interferenzstreifen (destruktive Interferenz), die diese Gerade schneiden. Anschließend werden die Intensitätswerte invertiert, da der verwendete Filter nur lokale Maxima finden kann. Mit der Funktion *colfilt()* werden nun alle Werte von *Intline* zu null gesetzt, deren Nachbarwerte größer sind, d.h. nur die Positionen der lokalen Maxima bleiben erhalten. Das Ergebnis dieser Filterung ist in **Abbildung A.10** zu sehen. Die Anzahl der von null verschiedenen Werte ist gleich der Anzahl der Interferenzstreifen bei  $z = 80 \text{ pxl}$ . Die

in das Interferenzmuster eingetragenen Positionen der lokalen Maxima (s. **Abb. A.14**) zeigen, daß alle Interferenzstreifen identifiziert wurden.

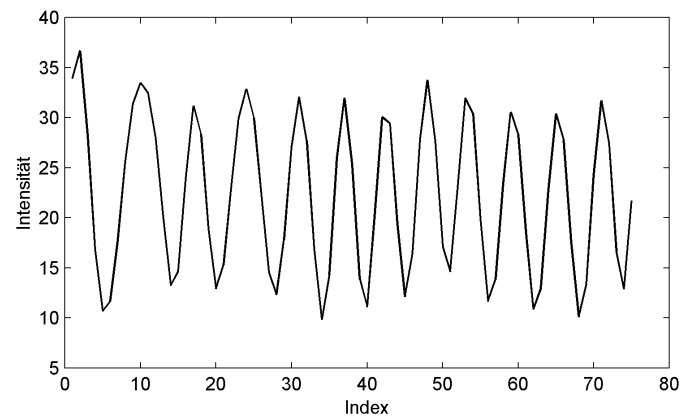


Abbildung A.9: Intensitätsverteilung zwischen den Punkten (4,8 | 1074) und (80,1 | 1074)

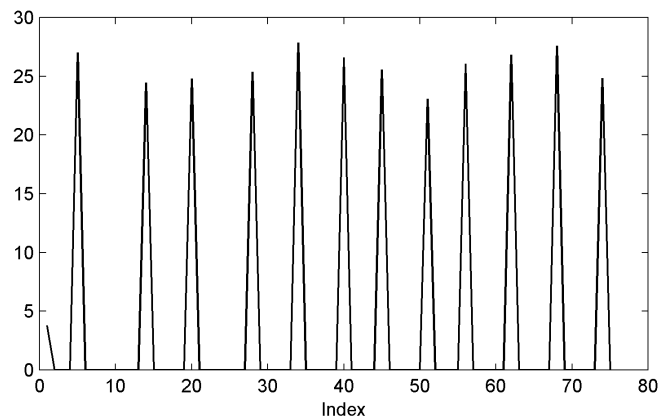


Abbildung A.10: Positionen der lokalen Intensitätsmaxima

Der zuvor beschriebene Algorithmus ist in den folgenden Zeilen als Matlab-Quellcode zusammengefaßt:

```
[Cx,Cy,intline] = improfile; % Intensitätsverteilung längs einer
                               % Geraden ermitteln
intline=1+max(intline)-intline; % Invertierung der Intensitäten
intline = colfilt(intline,[3 3],'sliding','midmax');
                               % alle Werte, deren Nachbarn größer
                               % sind, zu Null setzen
intline(find(intline<0.6*max(intline)))=0; % alle Werte kleiner 0,6*Max
                                           % zu Null setzen
n=length(find(intline>0)); % Werte größer Null zählen
                               % n ist die Anzahl der
                               % Interferenzstreifen
```



## Steigung der Charakteristiken

Zur Bestimmung der Steigung der Charakteristiken werden für Teilbereiche des  $(x,t)$ -Diagramms die Hauptachsrichtungen der räumlichen Autokorrelationsfunktion berechnet. Der  $(x,t)$ -Bereich des Ölfilm-Interferenzmusters wird in  $x$ -Richtung in kleine Rechtecke  $B_{ij}(x,t)$  mit  $20 \times 46$  Pixel zerlegt, für die jeweils die räumliche Autokorrelation  $A_{ij}(\hat{x}, \hat{t})$  auf Basis einer FFT-Transformation  $F()$

$$A_{ij}(\hat{x}, \hat{t}) = F^{-1} \left\{ F(B_{ij}(x,t)) \cdot F^*(B_{ij}(x,t)) \right\}$$

ermittelt wird. Dies entspricht einer räumlichen Mittelung in  $x$ -Richtung über  $3,0 \text{ mm}$ . Die Intensitätsverteilung der logarithmierten Autokorrelationsfunktion für das in **Abbildung A.8** dargestellte Rechteck ist in **Abbildung A.11a** wiedergegeben. Zur Berechnung der Hauptachsen werden nun die Flächenmomente 2. Grades  $I_x, I_t$  und  $I_{xt}$  (z.B. Hütte 1996) bezüglich des Schwerpunktes bestimmt. Die Eigenvektoren der Matrix der Flächenmomente 2. Grades

$$\underline{\underline{I}}(x, t) = \begin{pmatrix} I_x & I_{xt} \\ I_{xt} & I_t \end{pmatrix}$$

sind die Hauptrichtungen der Autokorrelationsfunktion. In den **Abbildungen A.11a** und **A.11b** sind die Autokorrelation  $A_{ij}(\hat{x}, \hat{t})$  und das Ausgangsbild  $B_{ij}(x,t)$  mit den Hauptrichtungen dargestellt.

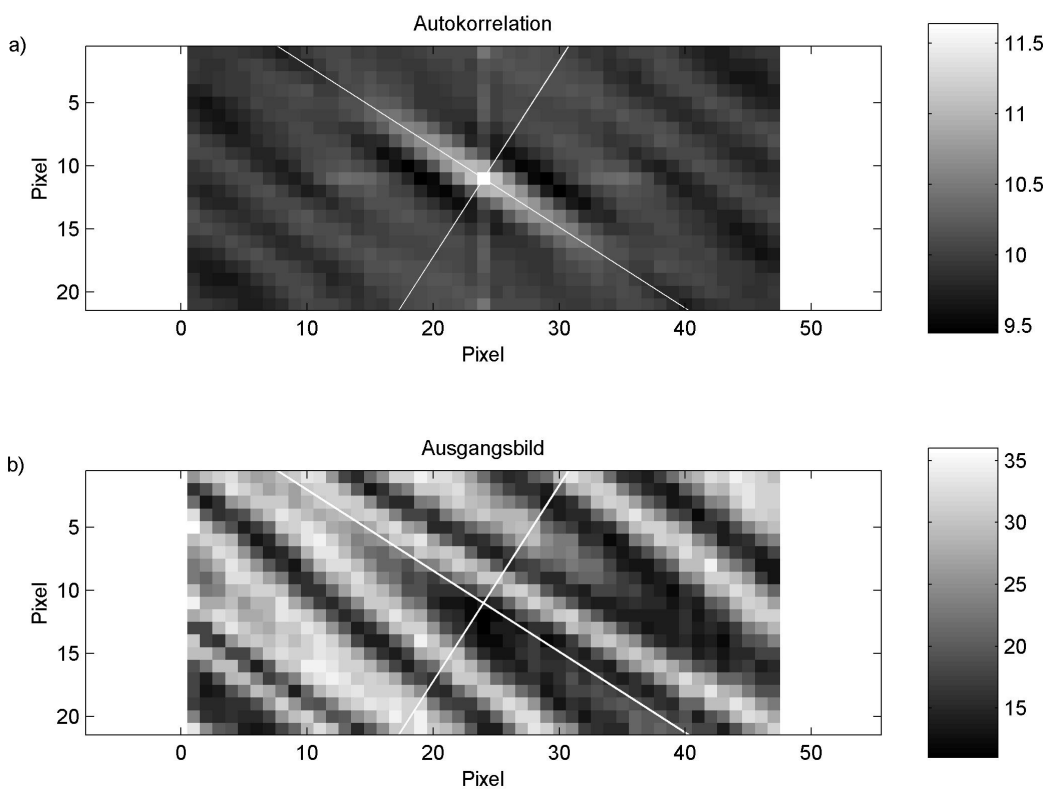


Abbildung A.11: a) Autokorrelation  $A_{ij}(\hat{x}, \hat{t})$  und b) Ausgangsbild  $B_{ij}$  mit Hauptrichtungen

Die Hauptrichtung mit dem größten Eigenwert beschreibt die mittlere Steigung der Charakteristiken. Das Ergebnis dieser Auswertung ist in **Abbildung A.12** zu sehen.

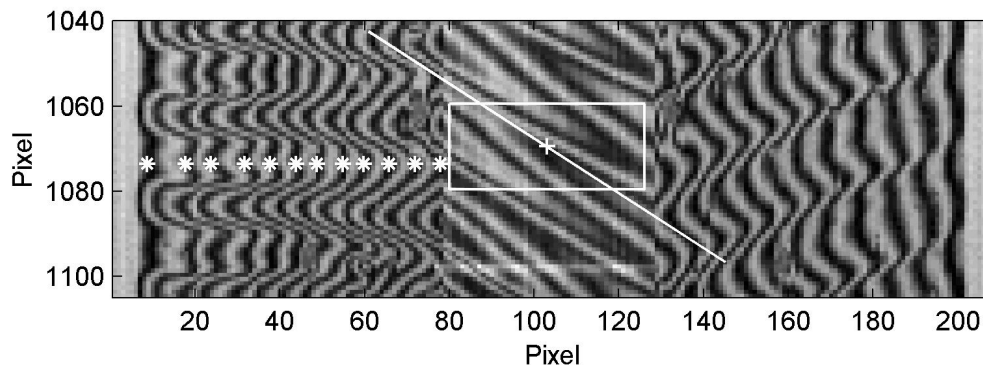


Abbildung A.12: Ausgewertetes Interferenzmuster: die Gerade beschreibt die Steigung der Charakteristiken im Rechteck und die Sterne die identifizierten Interferenzstreifen

In den folgenden Zeilen ist der oben beschriebene Algorithmus als Matlab-Quellcode dargestellt.

```
Auto=abs(fftshift(iff22(abs(fft2(B)).^2)));% Autokorrelation von B[ij]

[m n]=size(Auto);           % Berechnung des Schwerpunktes
y0=1+floor(m/2); x0=1+floor(n/2);
Auto(y0-1:y0+1,x0-1:x0+1)=0*Auto(y0-1:y0+1,x0-1:x0+1); % Maskiere Mittenbereich
Auto(:,1:floor(n/4))=0*Auto(:,1:floor(n/4)); % Maskiere Außenbereich
Auto(:,ceil(n-n/4):n)=0*Auto(:,ceil(n-n/4):n);
Auto(ceil(m-m/4):m,:)=0*Auto(ceil(m-m/4):m,:);

sim=sort(Auto(:)); % Definiere Schwellwert
threshold=sim(length(sim)-10); % Alle Werte unterhalb des Schwellwertes
Auto = (Auto-threshold).*(Auto > threshold); % zu null setzen

Ix=sum(Auto*((1:n)'.^2)); % Berechnung der Flächenmomente
It=sum(((1:m)-y0).^2*Auto);
Ixt=sum(sum(Auto'.*((1:n)'.^2)*((1:m)-y0)));

[V lambda]=eig([Ix Ixt;Ixt It]); % Berechne Eigenwerte lambda und
% Diagonalmatrix der Eigenvektoren V der
% Flächenmoment-Matrix
if lambda(1,1)>=lambda(2,2) % Finde den größten Eigenwert und den
a=V(:,1); % dazugehörigen Eigenvektor a
else
a=V(:,2);
end % Dieser Eigenvektor beschreibt
% die Steigung der Charakteristiken
```