

Experimentelle Untersuchung  
der Umströmung von Kreiszyllindern  
mit ausgeprägt  
dreidimensionalen Effekten

Zur Erlangung des akademischen Grades eines  
Doktor-Ingenieurs  
von der Fakultät für Bauingenieur- und Vermessungswesen  
der Universität Fridericiana zu Karlsruhe (TH)  
genehmigte  
Dissertation  
von  
Dipl.-Phys. Michael Kappler  
aus Karlsruhe

Tag der mündlichen Prüfung: 15.02.2002  
Hauptreferent: Prof. Dr. habil. Wolfgang Rodi  
Institut für Hydromechanik  
Universität Karlsruhe (TH)  
Korreferent: Prof. Dr.-Ing. habil. A. Leder  
Institut für maritime Systeme  
und Strömungstechnik  
Universität Rostock

Karlsruhe (2002)



# Abstract

This report describes an experimental investigation of the flow around circular cylinders (mean flow perpendicular to cylinder axis) at conditions which yield a strong three-dimensional behaviour. Two different sets of experiments were carried out, both in the subcritical regime, where the wake is found to be turbulent with a still laminar boundary layer on the cylinder.

In the first experiment, long cylinders with endplates are subjected to a linear shear flow caused by linear velocity profile in the spanwise direction. The incoming shear flow was generated by means of a curved gauze. Depending on the boundary conditions, more or less obvious cellular structures of vortex shedding are observed in the wake. These structures lead to spanwise regions of constant shedding frequency, which are investigated by flow-visualisation, hot-film anemometry and pressure measurements. Spectra of the local shedding frequency are shown, revealing the effect of the shear parameter  $\beta$  ( $= 0.02$  and  $0.04$ ) and aspect ratio  $L/D$  ( $= 20.6$  and  $8$ ) on the stability and geometry of the cells at several Reynolds numbers in the range of  $Re = 3.13 \cdot 10^3 \dots 1.25 \cdot 10^4$ .

The second study concerns the flow past a short cylinder with a free end. This cylinder was mounted on a ground plate. The plate boundary layer thickness of the incoming flow has a strong effect on the global flow behaviour, as presented in a review of previous studies. For the present experiments, the case of a thin boundary layer ( $\delta/H \approx 0.1 \dots 0.15$ ) was chosen. Four different cases of aspect ratio ( $H/D = 2, 2.5, 3.3$  and  $5$  with corresponding  $Re = 5.4 \cdot 10^4, 4.3 \cdot 10^4, 3.2 \cdot 10^4$  und  $2.2 \cdot 10^4$ ) were investigated by means of flow-visualisation using conventional lighting and a laser sheet. A strong influence of  $H/D$  on the shedding at the mid span position is found: For the long cylinders, disturbed vortex shedding occurs, which is damped and more irregular for smaller  $H/D$ . Two cases ( $H/D = 2.5$  and  $5$ ) were chosen for the subsequent velocity measurements. Two-component Laser-Doppler-Anemometry was used in two different optical set-ups, allowing the measurement of all three velocity components and most of the turbulent stresses in two subsequent steps. A summarising picture is drawn from the combined findings of previous studies, flow visualization and measurements, thereby illustrating the complex three-dimensional flow behaviour.



## Kurzfassung

Diese Arbeit beschreibt die experimentelle Untersuchung der Strömung um Kreiszyylinder (mit der Hauptströmung senkrecht zur Zylinderachse) bei Bedingungen, die ein stark dreidimensionales Verhalten nach sich ziehen. Zwei experimentelle Konfigurationen wurden untersucht, beide im subkritischen Bereich, in dem der Nachlauf turbulent, die Grenzschicht am Zylinder aber noch laminar ist.

Im ersten Experiment wurde ein langer Zylinder mit Endplatten in eine lineare Scherströmung mit axialer Scherrichtung eingebracht. Die gescherte Anströmung wurde durch ein gebogenes Netz erzeugt. In Abhängigkeit von den Randbedingungen werden im Nachlauf mehr oder minder deutliche Zellstrukturen der Wirbelablösung beobachtet. Diese Strukturen führen zu in Achsrichtung ausgedehnten Bereichen mit konstanter Ablösefrequenz, die durch Strömungslichtbarmachung, sowie mit Heißfilm- und Druckmessungen untersucht wurden. Es werden Spektren der lokalen Ablösefrequenz vorgestellt, die den Einfluß des Scherparameters  $\beta$  ( $= 0.02$  und  $0.04$ ) und des Länge-zu-Durchmesser Verhältnisses  $L/D$  ( $= 20.6$  und  $8$ ) auf die Stabilität und die Geometrie der Zellen bei Reynoldszahlen im Bereich von  $Re = 3.13 \cdot 10^3 \dots 1.25 \cdot 10^4$  aufzeigen.

Die zweite Untersuchung beschäftigt sich mit der Umströmung eines kurzen Zylinders mit einem freien Ende, der auf einer Grundplatte befestigt ist. Die Grenzschichtdicke der Anströmung auf dieser Grundplatte ist von starkem Einfluß auf das globale Strömungsverhalten, wie anhand einer Literaturübersicht gezeigt wird. Für die durchgeführten Experimente wurde der Fall einer geringen Grenzschichtdicke ( $\delta/H \approx 0.1 \dots 0.15$ ) ausgewählt. Vier Seitenverhältnisse ( $H/D = 2, 2.5, 3.3$  und  $5$  mit  $Re = 5.4 \cdot 10^4, 4.3 \cdot 10^4, 3.2 \cdot 10^4$  und  $2.2 \cdot 10^4$ ) wurden in einer Strömungslichtbarmachung mit konventioneller Beleuchtung und einem Laserlichtschnitt untersucht. Es wird ein starker Einfluß von  $H/D$  auf die Ablösung in halber Zylinderhöhe gefunden: Im Fall der langen Zylinder kommt es zu gestörter Wirbelablösung, die für die kleineren  $H/D$  gedämpft und unregelmäßiger wird. Zwei Fälle ( $H/D = 2.5$  and  $5$ ) wurden für die anschließenden Geschwindigkeitsmessungen ausgewählt. Laser-Doppler-Anemometrie für zwei Komponenten wurde bei zwei unterschiedlichen optischen Konfigurationen eingesetzt, wodurch alle drei Geschwindigkeitskomponenten und die meisten turbulenten Spannungen in zwei aufeinanderfolgenden Schritten erfaßt werden konnten. Eine Zusammenfassung der Erkenntnisse aus vorausgegangenen Untersuchungen, der Strömungslichtbarmachung und den Messungen illustriert abschließend das komplexe dreidimensionale Strömungsverhalten.

# Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Hydromechanik der Universität Karlsruhe.

Mein Dank gilt allen Mitarbeitern des Instituts für die langjährige, gute Zusammenarbeit. Großen Dank schulde ich insbesondere den Studenten und wissenschaftlichen Hilfskräften, die mich bei den Messungen tatkräftig unterstützten. Hier seien insbesondere Frau Karin Hardziewsky, Herr Georg Donnert, Max Osterried und Andrew Crick genannt. Dieter Bierwirth führte die technischen Arbeiten aus; der lebhaften Diskussion mit ihm verdanke ich wertvolle Hinweise.

Prof. W. Rodi sei für die Betreuung der Arbeit gedankt, die Bereitstellung eines interessanten und fesselnden Projekts sowie für viele hilfreiche Anregungen. Ich bedanke mich bei Prof. A. Leder für das Interesse an meiner Arbeit und die Bereitschaft, das Korreferat zu übernehmen. Ich danke weiterhin der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die finanzielle Ausstattung der Projekte.

Herzlichen Dank schulde ich auch vielen Menschen aus meinem privaten Umfeld. Gerade sie wurden nicht müde, mir in jeder Form hilfreich zur Seite zu stehen. Mein Dank gilt insbesondere Michael, Manfred, Marco und Tim. Einen ganz besonders wichtigen Beitrag leistete Robehrt.

Hamburg, November 2002

# Inhaltsverzeichnis

<b>Abstract / Kurzfassung</b>	<b>i</b>
<b>Vorwort</b>	<b>iv</b>
<b>Inhaltsverzeichnis</b>	<b>v</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>vii</b>
<b>Nomenklatur</b>	<b>xi</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Motivation . . . . .	1
1.1.1 Umströmung eines langen Kreiszyinders . . . . .	2
Ähnlichkeitsbetrachtung . . . . .	2
Einfluß der Reynoldszahl . . . . .	3
1.1.2 Turbulenz . . . . .	6
1.2 Kurzdarstellung der durchgeführten Experimente . . . . .	7
1.2.1 Kreiszyinder in Scherströmung . . . . .	7
1.2.2 Kreiszyinderstumpf mit freiem Ende . . . . .	8
<b>2 Kreiszyinder in Scherströmung</b>	<b>9</b>
2.1 Phänomenologie und Literaturübersicht . . . . .	9
2.2 Aufbau und Meßmethoden . . . . .	11
2.2.1 Versuchsaufbau . . . . .	11
Wasserkanal . . . . .	11
Schergenerator . . . . .	12
2.3 Strömungsichtbarmachung . . . . .	15
2.3.1 Aufbau . . . . .	15
2.3.2 Bilder und Diskussion . . . . .	15
2.4 Heißfilm- und Druckmessungen . . . . .	23
2.4.1 Meßtechnik . . . . .	23
2.4.2 Ergebnisse der Messungen mit dem Heißfilm . . . . .	23
2.4.3 Ergebnisse der Druckmessungen . . . . .	34
2.5 Zusammenfassung . . . . .	35

<b>3</b>	<b>Kreiszyylinderstumpf mit freiem Ende</b>	<b>37</b>
3.1	Phänomenologie I und Literaturübersicht . . . . .	37
3.1.1	Literaturübersicht . . . . .	37
3.2	Versuchsaufbau . . . . .	46
3.3	LDA . . . . .	50
3.3.1	Theorie der Laser-Doppler-Anemometrie . . . . .	50
3.3.2	Beschreibung mit ebenen Wellen . . . . .	51
	Herleitung der Doppler-Frequenz . . . . .	52
3.3.3	Interferenzstreifenmodell . . . . .	58
3.3.4	Diskussion der Auswertgleichung . . . . .	60
3.3.5	Besonderheiten bei Messungen in Wasser . . . . .	62
3.3.6	Optischer Aufbau des verwendeten LDA . . . . .	65
3.3.7	Mechanischer Aufbau und Umbau des LDA . . . . .	67
3.3.8	LDA-Signalverarbeitung . . . . .	71
3.3.9	Fehlerbetrachtung . . . . .	77
	Systematische Fehler . . . . .	77
	Statistische Fehler . . . . .	78
3.4	Ergebnisse . . . . .	80
3.4.1	Sichtbarmachung / Phänomenologie II . . . . .	80
	Aufbau . . . . .	80
	Ergebnisse: Zylinderkopf . . . . .	83
	Ergebnisse: Zylinderbasis . . . . .	91
	Ergebnisse: Zylindermitte . . . . .	99
	Ergebnisse: Globales Strömungsverhalten . . . . .	106
	Festlegung der $H/D$ für die Geschwindigkeitsmessungen . . . . .	106
3.4.2	LDA-Messungen . . . . .	108
	Kanalgrenzschicht . . . . .	108
	Messung von $u$ und $v$ beim langen Kreiszyylinder . . . . .	108
	Messung von $u$ und $v$ bei den Kreiszyylinderstümpfen . . . . .	111
	Messung von $u$ und $w$ bei den Kreiszyylinderstümpfen . . . . .	114
3.4.3	Vergleich beider Meßanordnungen . . . . .	116
3.4.4	Zusammenfassung . . . . .	117
3.4.5	Ausblick . . . . .	119
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>120</b>
	<b>Anhang</b>	<b>129</b>



# Abbildungsverzeichnis

Abb. 1.1.1	Scruton-Spiralen zur Vermeidung von Schäden an einer Bohrplattform, aus [11] . . . . .	2
Abb. 1.1.2	Umströmung eines Kreiszylinders bei verschiedenen Reynoldszahlen . . . . .	5
Abb. 2.1.1	Ergebnisse der Untersuchungen von Zylindern in gescherter Anströmung nach [47] und [67] . . . . .	10
Abb. 2.2.1	Skizze des Aufbaus in Drauf- und Seitenansicht . . . . .	12
Abb. 2.2.2	Schergeneratorform, aus [59] . . . . .	13
Abb. 2.2.3	Messung des Scherprofils ohne Zylinder . . . . .	14
Abb. 2.3.1	Erläuterung der Lichtschnittbilder unter Verwendung einer Aufnahme aus [22] . . . . .	16
Abb. 2.3.2	Strömungsbarmachung für $D = 25\text{mm}$ und $L/D = 20.6$	18
Abb. 2.3.3	Strömungsbarmachung für $D = 25\text{mm}$ und $L/D = 20.6$	19
Abb. 2.3.4	Strömungsbarmachung für $D = 12.5\text{mm}$ und $L/D = 20.6$	20
Abb. 2.3.5	Strömungsbarmachung für $D = 12.5\text{mm}$ und $L/D = 20.6$	21
Abb. 2.3.6	Strömungsbarmachung für $D = 25\text{mm}$ und $L/D = 8$ .	22
Abb. 2.4.1	Position der Heißfilmsonde . . . . .	24
Abb. 2.4.2	Beispiel für die gewonnenen Heißfilmsignale . . . . .	24
Abb. 2.4.3	Heißfilmspektren entlang der Zylinderachse $D = 25\text{mm}$ , $L/D = 20.6$ . . . . .	27
Abb. 2.4.4	Heißfilmspektren entlang der Zylinderachse $D = 12.5\text{mm}$ , $L/D = 20.6$ . . . . .	28
Abb. 2.4.5	Heißfilmspektren entlang der Zylinderachse $D = 12.5\text{mm}$ , $L/D = 20.6$ und verschiedenen $x$ . . . . .	29
Abb. 2.4.6	Heißfilmspektren entlang der Zylinderachse $D = 25\text{mm}$ , $L/D = 8$ . . . . .	30
Abb. 2.4.7	Vergleich der unterschiedlichen Spektren für $L/D = 20.6$ .	31
Abb. 2.4.8	Vergleich der unterschiedlichen Spektren für $L/D = 8$ . . .	32
Abb. 2.4.9	Vergleich der unterschiedlichen Spektren für $L/D = 8$ . . .	32
Abb. 2.4.10	Vergleich der unterschiedlichen Spektren für $L/D = 20.6$	33
Abb. 2.4.11	Vergleich der unterschiedlichen Spektren der Druckmessungen . . . . .	34

Abb. 3.1.1	Skizze aus [5] über das Strömungsverhalten am Zylinderkopf	38
Abb. 3.1.2	Skizze aus [1] über das Strömungsverhalten bei sehr geringer Grenzschichtdicke . . . . .	39
Abb. 3.1.3	Strömungsichtbarmachung: Abwärtsbewegung an der Mittelebene, nach Etzold und Fiedler [25] . . . . .	40
Abb. 3.1.4	Strömungsichtbarmachung: des freien Endes an Mittelebene, nach [37] . . . . .	41
Abb. 3.1.5	Strömungsverhalten für kurze und lange Kreiszyylinderstümpfe, aus [37] . . . . .	41
Abb. 3.1.6	Anstrichbilder von Hölscher aus [45] . . . . .	43
Abb. 3.1.7	Skizze des Strömungsverlaufs in der Mittelebene für einen ganz in die Grenzschicht eingetauchten Zylinderstumpf, aus [31] .	44
Abb. 3.1.8	Dreidimensionale Skizze der zeitgemittelten Stromlinien für einen ganz in die Grenzschicht eingetauchten Zylinderstumpf, aus [33] . . . . .	44
Abb. 3.2.1	Schematische Skizze des Wasserkanals . . . . .	48
Abb. 3.2.2	Vertikaler und horizontaler Schnitt durch den Einlauf des Wasserkanals . . . . .	49
Abb. 3.3.1	Definition geometrischer Größen: halber Strahlwinkel . . . .	54
Abb. 3.3.2	Idealer Laser-Doppler-Burst . . . . .	57
Abb. 3.3.3	Meßvolumen . . . . .	58
Abb. 3.3.4	Herleitung des Interferenzstreifenabstands . . . . .	60
Abb. 3.3.5	Messpunktverschiebung und Beeinflussung der Strahlwinkel in Wasserkanälen . . . . .	64
Abb. 3.3.6	Optischer Aufbau des verwendeten LDA . . . . .	68
Abb. 3.3.7	Skizze des Aufbaus zur Messung von $u$ und $v$ . . . . .	69
Abb. 3.3.8	Nach Umbau: Messung von $u$ und $w$ . . . . .	70
Abb. 3.3.9	Flußdiagramm des Auswertungsprogramms . . . . .	75
Abb. 3.3.10	Auswertung der LDA-Bursts durch Elektronik und im Rechner . . . . .	76
Abb. 3.4.1	Schematische Darstellung der Meßstrecke und der Aufnahmetechniken . . . . .	81
Abb. 3.4.2	Strömungsverlauf am Zylinderkopf . . . . .	83
Abb. 3.4.3	Totwassergebiet auf Zylinderoberseite . . . . .	85
Abb. 3.4.4	Laserlichtschnitt bei $z = H + 1\text{mm}$ . . . . .	86
Abb. 3.4.5	Wirbelzopf am Zylinderende, $H/D = 5$ . . . . .	87
Abb. 3.4.6	Laserlichtschnitt bei $z = H + 2\text{mm}$ . . . . .	88

Abb. 3.4.7	Farbaufnahmen mit Halogenlicht ( $z = H + 10\text{mm}$ ) . . . . .	89
Abb. 3.4.8	Überströmung des freien Zylinderendes, schematische Darstellung . . . . .	90
Abb. 3.4.9	Mittlerer Zylinderbereich, schematische Darstellung . . . . .	90
Abb. 3.4.10	Symmetrische Bodenwirbel, Farbaufnahmen mit Halogenlicht ( $z = 0$ ) . . . . .	92
Abb. 3.4.11	Antisymmetrische Bodenwirbel, Farbaufnahmen mit Halogenlicht ( $z = 0$ ) . . . . .	93
Abb. 3.4.12	Bodenwirbelfolge $H/D = 2.0$ . . . . .	94
Abb. 3.4.13	Bodenwirbelfolge $H/D = 2.5$ . . . . .	95
Abb. 3.4.14	Bodenwirbelfolge $H/D = 3.3$ . . . . .	96
Abb. 3.4.15	Bodenwirbelfolge $H/D = 5.0$ . . . . .	97
Abb. 3.4.16	Bodenströmung (Hufeisenwirbel), $H/D = 2.5$ . . . . .	98
Abb. 3.4.17	Strömungsverlauf direkt am Boden, aus [17] . . . . .	99
Abb. 3.4.18	Mittlerer Zylinderbereich ( $z = H/2$ ), Farbaufnahmen mit Halogenlicht . . . . .	101
Abb. 3.4.19	Mittlerer Zylinderbereich, $H/D = 2.0$ . . . . .	102
Abb. 3.4.20	Mittlerer Zylinderbereich, $H/D = 2.5$ . . . . .	103
Abb. 3.4.21	Mittlerer Zylinderbereich, $H/D = 3.3$ . . . . .	104
Abb. 3.4.22	Mittlerer Zylinderbereich, $H/D = 5.0$ . . . . .	105
Abb. 3.4.23	Globaler Strömungsverlauf . . . . .	107
Abb. 3.4.24	$\bar{u}$ und $\sqrt{u'u'}$ in Abwesenheit des Zylinders an verschiedenen Positionen . . . . .	109
Abb. 3.4.25	Skizzenhafte Zusammenfassung der Erkenntnisse aus Literaturübersicht, Strömungsichtbarmachung und Messungen . . . . .	118
Abb. A.1	Benutzerfenster der erstellten Auswertesoftware . . . . .	130
Abb. A.2	Programmfenster der erstellten Auswertesoftware . . . . .	131
Abb. A.3	Messungen von $u$ und $v$ beim langen Kreiszyylinder . . . . .	133
Abb. A.4	Messungen von $u$ und $v$ bei $H/D = 5$ und $z = H - 2D$ . . . . .	134
Abb. A.5	Messungen von $u$ und $v$ bei $H/D = 5$ und $z = H - 1D$ . . . . .	135
Abb. A.6	Messungen von $u$ und $v$ bei $H/D = 5$ und $z = H$ . . . . .	136
Abb. A.7	Messungen von $u$ und $v$ bei $H/D = 5$ und $z = H + 1D$ . . . . .	137
Abb. A.8	Messungen von $u$ und $v$ bei $H/D = 2.5$ und $z = H - 1D$ . . . . .	138
Abb. A.9	Messungen von $u$ und $v$ bei $H/D = 2.5$ und $z = H - 0.5D$ . . . . .	139
Abb. A.10	Messungen von $u$ und $v$ bei $H/D = 2.5$ und $z = H$ . . . . .	140
Abb. A.11	Messungen von $u$ und $v$ bei $H/D = 2.5$ und $z = H + 0.5D$ . . . . .	141

Abb. A.12	Messungen von $u$ und $w$ bei $H/D = 5$ und $y = 1.5$ . . . . .	143
Abb. A.13	Messungen von $u$ und $w$ bei $H/D = 5$ und $y = 1$ . . . . .	144
Abb. A.14	Messungen von $u$ und $w$ bei $H/D = 5$ und $y = 0.75$ . . . . .	145
Abb. A.15	Messungen von $u$ und $w$ bei $H/D = 5$ und $y = 0.5$ . . . . .	146
Abb. A.16	Messungen von $u$ und $w$ bei $H/D = 5$ und $y = 0.25$ . . . . .	147
Abb. A.17	Messungen von $u$ und $w$ bei $H/D = 5$ und $y = 0$ . . . . .	148
Abb. A.18	Messungen von $u$ und $w$ bei $H/D = 2.5$ und $y = 1.5$ . . . . .	149
Abb. A.19	Messungen von $u$ und $w$ bei $H/D = 2.5$ und $y = 1$ . . . . .	150
Abb. A.20	Messungen von $u$ und $w$ bei $H/D = 2.5$ und $y = 0.75$ . . . . .	151
Abb. A.21	Messungen von $u$ und $w$ bei $H/D = 2.5$ und $y = 0.5$ . . . . .	152
Abb. A.22	Messungen von $u$ und $w$ bei $H/D = 2.5$ und $y = 0.25$ . . . . .	153
Abb. A.23	Messungen von $u$ und $w$ bei $H/D = 2.5$ und $y = 0$ . . . . .	154
Abb. A.24	Vergleich der Ergebnisse beider Meßanordnungen . . . . .	155

# Nomenklatur

## Kapitel 1

Variable	Einheit	Erläuterung
$D$	m	Zylinderdurchmesser
$f$	Hz	Frequenz
$\mu$	Pa s	dynamische Zähigkeit
$\nu$	m <sup>2</sup> /s	kinematische Zähigkeit
$\rho$	kg/m <sup>3</sup>	Dichte
Re	1	Reynoldszahl
Str	1	Strouhalzahl
Tu	1	Turbulenzgrad
$t$	s	Zeit
$u_{\text{ref}}$	m/s	Referenzgeschwindigkeit
$x_i$	m	kartesische Koordinaten in Indexnotation
$u_i$	m/s	kartesische Geschwindigkeitskomponenten in Indexnotation
$x, y, z$	m	kartesische Koordinaten
$u, v, w$	m/s	kartesische Geschwindigkeitskomponenten
$\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$	m/s	zeitlicher Mittelwert von $u, v$ und $w$
$\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{w}$	m/s	periodischer Anteil von $u, v$ und $w$
$u', v', w'$	m/s	Schwankungsanteil von $u, v$ und $w$

## Kapitel 2

Variable	Einheit	Erläuterung
$\beta$	1	Scherparameter
$L$	m	Länge des Zylinders
$l$	m	Rinnebreite
$\lambda$	1	Scherparameter
$\bar{u}_m$	m/s	mittlere Geschwindigkeit der Anströmung in Kanalmitte
Re <sub>m</sub>	1	mit $\bar{u}_m$ gebildete Reynoldszahl
Str <sub>m</sub>	1	mit $\bar{u}_m$ gebildete Strouhalzahl
$\tilde{y}$	m	Abstand von der Kanalwand

### Kapitel 3

Variable	Einheit	Erläuterung
$d_{x,y,z}$	m	Durchmesser des Meßvolumens in $x, y$ und $z$ -Richtung
$\delta$	m	Grenzschichtdicke
$\vec{E}$	V/m	elektrischer Feldvektor
$E$	V/m	elektrisches Feld in komplexer Notation
$E_0$	V/m	Proportionalitätskonstante
$F$	m	Linsenbrennweite
$f_D$	Hz	Dopplerfrequenz
$f_{\text{shift}}$	Hz	Shiftfrequenz
$\Delta f$	Hz	Frequenzunterschied
$h$	m	halber Strahlabstand
$H$	m	Zylinderhöhe
$\vec{k}$	1/m	Wellenzahlvektor
$\lambda$	m	Wellenlänge
$N$	1	Messungszahl
$n$	1	Brechungsindex
$\psi$	1	konstante Phase
$P$	1	teilchenspezifische Zufallsvariable
$\vec{r}$	m	Ortsvektor
$r_{x,y,z}$	m	Radien des Meßvolumens in $x, y$ und $z$ -Richtung
$R_0$	m	$1/e^2$ -Radius des Laserstrahls vor der Optik
$r_0$	m	$1/e^2$ -Radius des Laserstrahls im Meßvolumen
$\sigma$	1	Standardabweichung
$\theta$	1	halber Strahlwinkel
$T$	s	Integrationszeit oder Mittelungszeit
$U_D$	V	Detektorspannung
$U_0$	V	Proportionalitätskonstante
$u_{\perp}$	m/s	Geschwindigkeit senkrecht zur Strahlebene
$u_{\text{shift}}$	m/s	der Shiftfrequenz entsprechende Geschwindigkeit
$W(t)$	1	Einhüllende des Bursts
$\Delta x$	m	Interferenzstreifenabstand

# Kapitel 1

## Einleitung

### 1.1 Motivation

Die Umströmung stumpfer Körper ist seit vielen Jahren das Ziel zahlreicher Untersuchungen aus verschiedensten Bereichen. Unter stumpfen Körpern versteht man solche Hindernisse, deren Querabmessung im Bereich der Lauflänge liegt, was im Gegensatz zu schlanken Körpern, wie Tragflächen und längs angeströmten Platten, zu sehen ist.

Stromab stumpfer Körpern kann es zur Wirbelablösung kommen, die zu einer periodischen Belastung des Hindernisses führt. Oft reicht dann eine rein statische Dimensionierung nicht mehr aus, um Schäden durch die instationäre Belastung zu vermeiden.

Diese Arbeit beschäftigt sich speziell mit Kreiszyklindern, die in der Praxis beispielsweise als hohe Gebäude, Fernsehtürme, Schornsteine, Kabel, Seile, off-shore Bauwerke (Abb. 1.1.1) oder Rohre in Wärmetauschern auftreten. Ihre Umströmung ist daher von großem praktischem Interesse. Zu ihrer Auslegung müssen die durch die Strömungskräfte verursachten Belastungen bekannt sein, weshalb verlässliche Methoden zu deren Abschätzung von großer Bedeutung sind.

Bei langen Kreiszyklindern kommt es zumeist zu einer periodischen Wirbelablösung; dieses Verhalten wird im Übergang zu dreidimensionalen Erweiterungen deutlich gestört. Die hierbei auftretenden Phänomene erweisen sich ausgesprochen komplex und instationär. Eine besondere Herausforderung stellt die numerische Simulation dieser Effekte dar, zu deren Verifizierung experimentelle Daten hilfreich, wenn nicht gar notwendig sind.

Es liegen bereits zahlreiche experimentelle Untersuchungen für den Fall der Umströmung eines langen Kreiszyklinders in räumlich konstanter Anströmung vor, also einem Fall, der im zeitlichen Mittel zweidimensional ist. Für Situationen mit ausgeprägt dreidimensionalen Effekten sind nur wenige ähnlich umfangreiche Messungen bekannt.

Ziel dieser Arbeit ist es also, neben der detaillierten Beschreibung der komplexen Umströmungsphänomene auch für den Vergleich mit numerischen Ergebnissen geeignete experimentelle Vergleichsdaten zur Verfügung zu stellen.

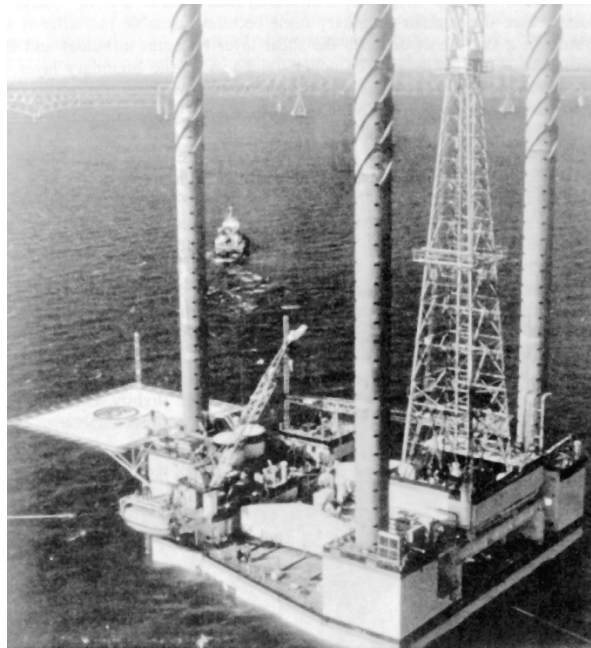


Abb. 1.1.1: Scruton-Spiralen zur Vermeidung von Schäden an einer Bohrplattform, aus [11]

### 1.1.1 Umströmung eines langen Kreiszylinders

Die Umströmung langer Kreiszyylinder gehört zu den bestuntersuchten Fragestellungen der Strömungsmechanik. Die große Aufmerksamkeit an diesem Experiment liegt neben den vielseitigen Anwendungen und dem häufigen Auftreten in der Technik an der im Vergleich zum einfachen Aufbau verblüffend komplexen Strömung. Im folgenden Abschnitt werden zunächst die wesentlichen Parameter definiert, woran eine Beschreibung des Strömungsverhaltens anschließt. Diese Darstellung des zweidimensionalen Falls, für den die Verhältnisse schon weitgehend geklärt sind, dient als Basis für den Übergang zu den in dieser Arbeit untersuchten dreidimensionalen Situationen.

#### Ähnlichkeitsbetrachtung

Geometrisch hat ein unendlich langer Kreiszyylinder nur einen räumlichen Parameter, seinen Durchmesser  $D$ . Die Strömung kann in einfachen Fällen durch die Geschwindigkeit der Anströmung  $u_{\text{ref}}$ , die Dichte  $\rho$  des Fluids und dessen dynamische Zähigkeit  $\mu$  beschrieben werden. Eine Ähnlichkeitsbetrachtung ([71], [35]) führt nun auf zwei dimensionslose Parameter, die Reynoldszahl

$$\text{Re} := \frac{u_{\text{ref}} \cdot D}{\nu}$$



( $\nu := \mu/\rho$  ist die kinematische Zähigkeit des Fluids,  $u_{\text{ref}}$  die Geschwindigkeit der Anströmung) und die Strouhalzahl

$$\text{Str} := \frac{f \cdot D}{u_{\text{ref}}}$$

wenn, wie bei der Umströmung stumpfer Körper oft der Fall, periodische Vorgänge auftreten.  $f$  steht dann für deren Frequenz.

Die Reynoldszahl ist entscheidend für das Entstehen von Turbulenz, worauf im Abschnitt 1.1.2 eingegangen wird. Bei ausreichend großer Reynoldszahl kann die Strömung turbulent werden, das heißt, daß die Strömungsgrößen zeitlich und räumlich ungeordnet sind und nur statistisch beschrieben werden können. Die Reynoldszahl gibt auch das Verhältnis von Trägheitskräften zu Reibungskräften in der Strömung an und hat somit entscheidende Auswirkungen auf die Umströmung des Zylinders.

### Einfluß der Reynoldszahl

Die Abb. 1.1.2 zeigt das Strömungsverhalten in den verschiedenen Reynoldszahlenbereichen:

1.  $Re < 5$

Bei der **schleichenden Strömung** um den Zylinder reichen die Zähigkeitskräfte aus, um gegen den durch die Grenzschicht am Zylinder verursachten Druckanstieg im Strömungsverlauf anzukommen. Die Strömung ist stationär (Abb. 1.1.2a).

2.  $5 < Re < 50$

Es kommt zur **Ablösung**: Aufgrund der kleineren Zähigkeitskräfte und des positiven Druckgradienten kann die Strömung der Körperkontour nicht mehr folgen und löst ab (Abb. 1.1.2b). Hierdurch entsteht eine Rückströmung nahe des Zylindermantels sowie ein kleines Rezirkulationsgebiet stromab des Zylinders und insgesamt eine Scherschicht, die im Nachlauf einrollt. Es kann zur Ausbildung von symmetrischen, ortsfesten, aber recht instabilen Föppl-Wirbeln (Abb. 1.1.2c) kommen, insbesondere im Anlauf eines in ruhendem Fluid bewegten Zylinders.

3.  $50 < Re < 150$

Die Strömung wird instationär. Es tritt **Wirbelablösung** auf, das heißt die Wirbel werden mit der Strömung fortgerissen. Eine Karman'sche Wirbelstraße (Abb. 1.1.2d) bildet sich, diese besteht aus aufeinanderfolgenden Wirbeln jeweils entgegengesetzten Drehsinns, die über eine große Lauflänge stabil bleiben.

4.  $150 < Re < 300$ 

Auftreten von ungeordneten, **turbulenten** Bewegungen in der Wirbelstraße. Die Grenzschicht auf dem Zylinder und die Scherschichten sind weiterhin laminar, das heißt sie folgen klar geordneten Schichten.

5.  $300 < Re < 1.5 \cdot 10^5$ 

**Unterkritischer Bereich:** Die Grenzschicht am Zylinder bleibt laminar, während die Scherschichten im Zylindernachlauf bereits turbulent sind, wie die ebenfalls turbulente Wirbelstraße (Abb. 1.1.2e), die ausgesprochen deutlich und stabil auftritt. Im oberen Bereich dieses Reynoldszahlenbereichs liegt die Ablösestelle etwa bei  $90^\circ$  (Abb. 1.1.2f).

6.  $1.5 \cdot 10^5 < Re < 3.5 \cdot 10^6$ 

**Transitionaler Bereich:** Der laminar-turbulente Umschlag findet bereits in der Grenzschicht statt. Der Ablösepunkt verschiebt sich nach hinten zu etwa  $120^\circ - 140^\circ$ , da die turbulente Grenzschicht durch den größeren Austausch mit der Außenströmung erst später ablöst (zeitgemittelte Aufnahme in Abb. 1.1.2g). Hierdurch wird der Nachlauf verschmälert, was durch die geringere Verdrängungswirkung ein Absinken des Druckwiderstands des Zylinders bewirkt. Der laminar-turbulente Umschlag der Grenzschicht läßt sich, wie bei der Kugelumströmung, durch Rauigkeiten am Zylinder (Prandtl'scher Stolperdraht, Dellen in Motorradhelmen) auch bei niedrigeren Reynoldszahlen erzielen. In diesem Bereich verliert die Wirbelstraße an Regelmäßigkeit.

7.  $Re > 3.5 \cdot 10^6$ 

**Überkritischer Bereich:** Die Grenzschicht am Zylinder ist vollständig turbulent. Die Abhängigkeit des Widerstands von der Reynoldszahl erlischt. Trotz den hohen Reynoldszahlen kann eine Wirbelstraße auftreten.

Alle in dieser Arbeit beschriebenen Versuche fanden im Bereich der unterkritischen Umströmung statt, bei dem eine stabile, aber turbulente Wirbelstraße auftritt.

Das Auftreten von räumlicher und zeitlicher Periodizität in den Bereichen 3-6 motiviert die Definition einer Strouhalzahl. Die Ablösefrequenz liegt zumindest in den Bereichen 3-5 bei einem klar definierten Wert.

Über große Reynoldszahlenbereiche findet sich (für hydraulisch glatte Zylinder) annähernd konstant  $Str = 0.2$ . Die Strouhalzahl läßt sich als das Verhältnis von Zylinderdurchmesser und der innerhalb einer Periodendauer mit  $u_{ref}$  zurückgelegten Strecke deuten. Ein Zylinderdurchmesser wird mit Geschwindigkeit der Anströmung also gerade in 0.2 Perioden durchquert; in einer Periode folglich  $5D$ .

Eine weitaus detailliertere Beschreibung der verschiedenen Reynoldszahlenbereiche findet sich in der Monographie von Zdravkovich [70], die sich ausschließlich mit der Kreiszyklindrumströmung beschäftigt.

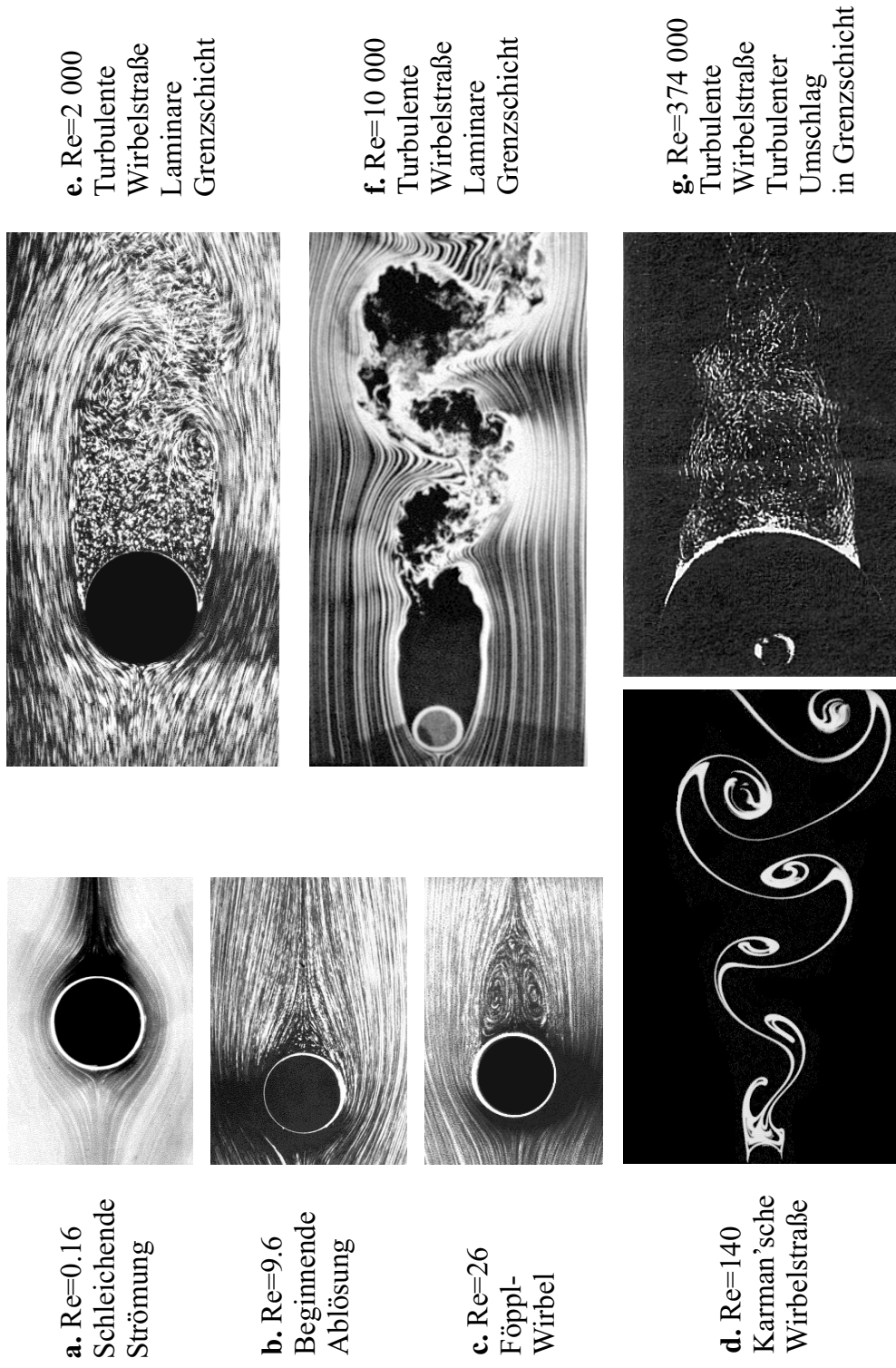


Abb. 1.1.2: Umströmung eines Kreiszylinders bei verschiedenen Reynoldszahlen, bearbeitete Bilder aus [22](a.-f.) und [70](g.)

### 1.1.2 Turbulenz

In vielen praktischen Fragestellungen liegt die Reynoldszahl, also das Verhältnis von Trägheitskräften zu Reibungskräften in Bereichen, die einen Umschlag in turbulentes Verhalten ermöglicht. Die Bewegung wird räumlich und zeitlich ungeordnet, 'chaotisch'. In diesen Fällen wird eine statistische Beschreibung der Strömung notwendig.

Die grundlegenden Gleichungen der Strömungsmechanik, die sich aus elementaren Erhaltungssätzen für Impuls und Masse ableiten, gelten bei turbulenten Strömungen natürlich weiterhin, jedoch erweist es sich als ausgesprochen aufwendig bis unmöglich, aus den nun ebenfalls statistisch vorliegenden Randbedingungen Lösungen abzuleiten und diese nun ihrerseits statistisch zu behandeln. Vielmehr formuliert man bereits die Grundgleichungen für statistische Größen. Man ersetzt beispielsweise die Geschwindigkeitskomponenten  $u_i$  und den Druck  $p$  wie folgt

$$\begin{aligned} u_i(t) &= \bar{u}_i + u'_i(t) \\ p(t) &= \bar{p} + p'(t) \end{aligned}$$

durch die Summe aus zeitlichem Mittelwert und einer Schwankungsgröße und erhält so beispielsweise aus den Navier-Stokes-Gleichungen

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)$$

(Summation über doppelte Indices,  $\rho$  steht für die Dichte,  $\mu$  für die dynamische Zähigkeit) die Reynoldsgleichungen

$$\rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \rho \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \mu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \rho \overline{u'_i u'_j} \right)$$

Hierbei treten die Komponenten  $\overline{u'_i u'_j}$  des offensichtlich symmetrischen Reynolds'schen Spannungstensors auf, die sich als scheinbare Normal- ( $i = j$ ) oder Schubspannungen ( $i \neq j$ ) äußern. Statistisch entsprechen die Normalspannungen der Varianz der jeweiligen Geschwindigkeitskomponente, die Wurzel daraus den Standardabweichungen  $\sqrt{\overline{u'u'}}$ ,  $\sqrt{\overline{v'v'}}$ ,  $\sqrt{\overline{w'w'}}$  wenn wie im folgenden für  $u_1 = u$ ,  $u_2 = v$  und  $u_3 = w$  gesetzt wird.

Dieses Gleichungssystem ist nun nicht mehr geschlossen. Die Komponenten des Reynolds'schen Spannungstensors treten als zusätzliche Variablen auf. Der Einsatz von Turbulenzmodellen zielt nun darauf ab, das Gleichungssystem über weitere Informationen über die physikalische Struktur der Turbulenz zu lösen. Ohne hier nun konkret auf die einzelnen Lösungsstrategien einzugehen, verdeutlicht diese Überlegung die Wichtigkeit der  $\overline{u'_i u'_j}$ .

Im Fall des Auftretens von Wirbelablösung, also einer periodischen Komponente im Druck- und Geschwindigkeitssignal, kann diese Zerlegung mit

$$\begin{aligned} u_i(t) &= \bar{u}_i + \tilde{u}_i(t) + u'(t) \\ p(t) &= \bar{p} + \tilde{p}(t) + p'(t) \end{aligned}$$

durch die periodischen Anteile  $\tilde{u}_i(t) = \tilde{u}_i(t + 1/f)$ ,  $\overline{\tilde{u}_i(t)} = 0$  erweitert werden. Experimentell kann man den periodischen und den turbulenten Anteil durch eine Phasenmittelung ([11], [16], [35], [42]) trennen und so auch die zugehörigen periodischen Spannungen ermitteln. Die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente kennzeichnen sich aber durch Regionen deutlich gestörter Periodizität, weswegen auf eine Phasenmittelung verzichtet wurde.

Eine häufig verwendete statistische Größe, die die Turbulenz der Anströmung kennzeichnet, ist der Turbulenzgrad

$$\text{Tu} := \frac{\sqrt{u'u'}}{u_{\text{ref}}}$$

wobei die  $\sqrt{u'u'}$  in der Anströmung, also weit stromauf des eigentlichen Versuchs, gemessen werden.  $u$  ist im folgenden stets die Geschwindigkeitskomponente in Richtung der Hauptströmung.

Die Experimente zu dieser Arbeit, insbesondere die in Kapitel 3 dargestellten Messungen, zielen nun darauf ab, die verfügbaren statistischen Größen, also die zeitlichen Mittelwerte der Geschwindigkeiten und Terme aus dem Reynolds'schen Spannungstensor in der Strömung um Kreiszyylinder zu bestimmen. Genauer beschäftigt sich die Arbeit mit ausgeprägt dreidimensionalen Effekten. Diese starke Dreidimensionalität wird durch experimentelle Erweiterungen verursacht, die in den nächsten Abschnitten vorgestellt werden.

## 1.2 Kurzdarstellung der durchgeführten Experimente

### 1.2.1 Kreiszyylinder in Scherströmung

Bringt man einen langen Kreiszyylinder in eine Grenzschicht, so wird das zweidimensionale Verhalten, das bei räumlich konstanter Anströmung beobachtet wird, gravierend verändert. In den durchgeführten Versuchen wurde der Fall untersucht, daß die Achse des Zylinders in Richtung der Änderung im Grenzschichtprofil weist, denn häufig findet man die Situation vor, daß ein schlankes zylindrisches Bauwerk in einer ausgedehnten atmosphärischen Grenzschicht steht. Kapitel 2 beschreibt eine Grundlagenuntersuchung zu diesem Umströmungsfall. Es existieren aber auch einige Arbeiten für die Fragestellung eines in einer Grenzschicht liegenden Zylinders (zum Beispiel [8]).

Bei den Experimenten wurde das Grenzschichtprofil in erster Ordnung durch eine lineare Scherung idealisiert. Die Scherung weist in Richtung der Achse des langen Kreiszyinders ( $L/D = 8$  und  $L/D = 20.6$  mit  $L$  der Länge des Zylinders und dessen Durchmesser  $D$ ).

In Abschnitt 2.1 werden zunächst die grundlegenden Effekte beschrieben und eine Literaturübersicht gegeben. Abschnitt 2.2 zeigt den Versuchsaufbau, 2.3 die Ergebnisse der durchgeführten Strömungsbarmachung. Im Abschnitt 2.4 werden die Ergebnisse von Heißfilm- und Druckmessungen vorgestellt und eingehend diskutiert.

### 1.2.2 Kreiszyinderstumpf mit freiem Ende

Noch weitaus komplexer ist das Verhalten bei der Umströmung eines Kreiszyinderstumpfs mit freiem Ende, der auf einer Bodenplatte angebracht ist. Auch dieser Aufbau dient dazu, ein zylindrisches Gebäude nachzubilden. In der Arbeit werden verschiedene Verhältnisse von Höhe  $H$  zu Durchmesser  $D$  des Zylinders untersucht. Hierbei wurde sich auf den Fall beschränkt, daß die Ausdehnung  $\delta$  der Bodengrenzschicht klein ist gegen die Zylinderhöhe.

In Abschnitt 3.1 werden zunächst wieder die wesentlichen Merkmale der Strömung anhand einer Literaturübersicht behandelt. Abschnitt 3.2 dient der Erläuterung des Versuchsaufbaus. In 3.3 wird die Laser-Doppler-Anemometrie, eine optische Strömungsmeßtechnik zur berührungslosen Erfassung der lokalen Strömungsgeschwindigkeiten, beschrieben. Mit dieser Technik wurde das Verhalten für zwei  $H/D$  eingehender quantifiziert; die Ergebnisse werden in Abschnitt 3.4.2 dargestellt. Zuvor werden in 3.4.1 aber die Ergebnisse einer Strömungsbarmachung beschrieben, die für vier  $H/D$  durchgeführt wurde.

# Kapitel 2

## Kreiszyylinder in Scherströmung

### 2.1 Phänomenologie und Literaturübersicht

Wie bereits angedeutet, wird die Karman'sche Wirbelstraße beim Übergang von einer räumlich konstanten zu einer in Richtung der Zylinderachse linear geschernten Anströmung stark dreidimensional gestört. Zum einen bilden sich stromauf und stromab des Zylinders auf Grund des entlang der Zylinderachse variierenden Staudrucks Querströmungen in Richtung dieser Achse aus; zum anderen kann es zur Ausbildung von Zellen kommen, das heißt zu räumlichen Bereichen entlang des Zylinders, in denen die Ablösefrequenz im Langzeitmittel jeweils konstant ist. Die Zellenbildung ist nicht so zu verstehen, daß die Wirbelablösung tatsächlich immer bei der gleichen Frequenz erfolgt. Vielmehr liefern die lokalen Spektren, die in der Regel über einen langen Zeitraum ermittelt werden, einen Peak bei der Frequenz, die am häufigsten auftritt. Und diese Peakfrequenz ist innerhalb einer Zelle konstant.

Die Anströmung wird durch die mittlere Geschwindigkeit auf halber Zylinderlänge, den Turbulenzgrad sowie vor allem durch einen Scherparameter  $\lambda$  oder  $\beta$  (siehe nachfolgende Definition) festgelegt, der ein Maß für die Stärke der Scherung ist. Weitere experimentelle Parameter sind Reynoldszahl, Längen-zu- Durchmesser Verhältnis  $L/D$  des Zylinders sowie die Geometrie von Endplatten, falls (wie hier) benutzt.

Zur Quantifizierung der Scherung sind zwei verschieden definierte Scherparameter gebräuchlich. Zum einen wird das lineare Geschwindigkeitsprofil über den Parameter  $\lambda$  festgelegt:

$$\frac{\bar{u}(y)}{\bar{u}_m} = \lambda \left( \frac{y}{l} - \frac{1}{2} \right) + 1 \quad (2.1.1)$$

mit  $\bar{u}(y)$  der mittleren Geschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung,  $y$  der Koordinate in Richtung der Scherung,  $l$  der Rinnenbreite und der Mittengeschwindigkeit  $\bar{u}_m = \bar{u}(y = l/2)$ . Ein anderer Scherparameter ist  $\beta$ , definiert als

$$\beta := \frac{d\bar{u}}{dy} \cdot \frac{D}{\bar{u}_m} = \frac{\lambda D}{l} \quad (2.1.2)$$

wobei hier auch der Zylinderdurchmesser  $D$  und die Kanalbreite  $l$  Berücksichtigung finden.

In Vorversuchen hat Szepessy [59] die Strömung im selben Kanal schwerpunktmäßig für einen Scherparameter von  $\beta = 0.04$ , aber auch für  $\beta = 0.02$  untersucht und dabei für  $\beta = 0.04$  die Ausbildung der oben genannten Zellen gefunden. Die Vorversuche waren jedoch wegen der Technik der eingesetzten Sichtbarmachung und der mangelnden Auflösung der Messungen nicht aussagekräftig genug, so daß die hier vorgestellten Experimente als Nachfolgeprojekt auf der Basis der von Szepessy gemachten Erfahrungen konzipiert wurden.

Die erwähnte Ausbildung von Frequenzzellen, als Ausbildung von zeitlich gemittelten Bereichen konstanter Ablösefrequenz, ist schon seit langem bekannt, jedoch weiß man wenig über das augenblickliche Verhalten der Zellen. So beschäftigt sich bereits die Arbeit von Maull und Young [47] mit einem Zylinder in einer linearen Scherströmung. Hier wurde allerdings der in Abb. 2.1.1 links dargestellte Querschnitt verwendet. Die Reynoldszahl lag bei  $Re_m = 2.8 \cdot 10^4$  (bezogen auf die Mittengeschwindigkeit und die Breite  $D$  des Querschnitts). Der Scherparameter war  $\beta = 0.025$  und  $L/D = 20$ . Es wurden vier ausgeprägte Zellen gefunden und in einer Strömungsbarmachung an den Zellgrenzen Längswirbel in Richtung der Hauptströmung beobachtet. Abb. 2.1.1 zeigt links Ergebnisse dieser Messungen.

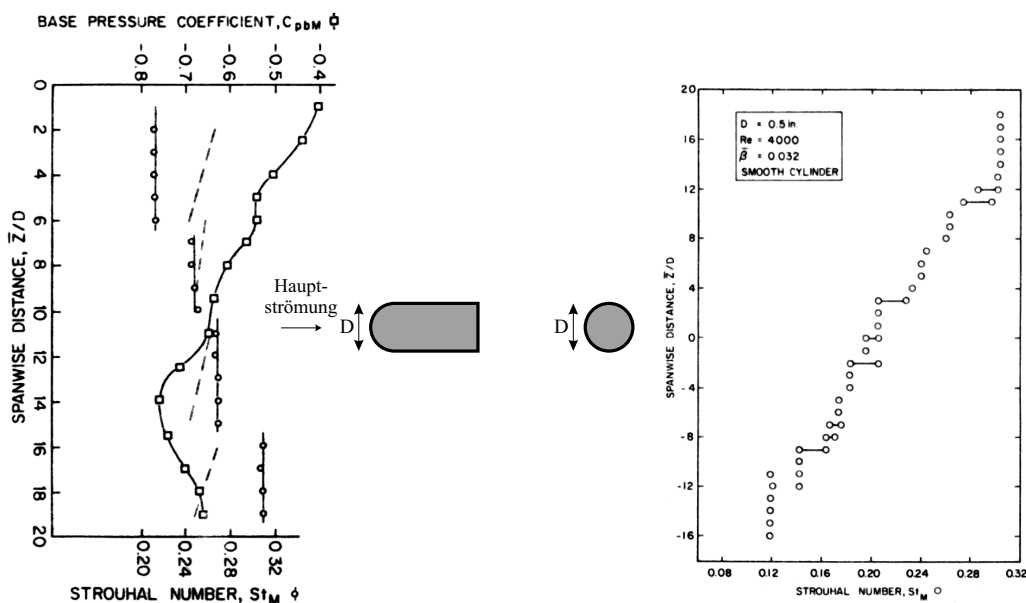


Abb. 2.1.1: Ergebnisse der Untersuchungen an Zylindern in gescherter Anströmung, links: Maull und Young [47], rechts: Woo et al. [67], aus Griffin [29] (Die Richtung der Scherung ist in beiden Bildern entgegengesetzt.)

In dieser Abbildung ist mit kreisförmigen Symbolen die Strouhalzahl, die mit der Mittengeschwindigkeit  $\bar{u}_m$  gebildet wird, dargestellt:

$$Str_m = \frac{f \cdot D}{\bar{u}_m}$$



Zellen konstanter Frequenz ergeben so in Abb. 2.1.1 vertikale Streifen. Es ist aber auch oft zweckmäßig, die **lokale** Strouhalzahl darzustellen, die mit der Geschwindigkeit aus dem Scherprofil berechnet wird. Die Zellen zeigen sich dann in geneigten Geradenabschnitten (wie sie in Abb. 2.1.1 links schraffiert gezeichnet sind). Im Ideal liegen die Mitten dieser Linien bei der selben Strouhalzahl.

Eine Übersicht weiterer Arbeiten findet sich bei Griffin [29]. Dort werden auch Ergebnisse von Woo et al. [67] vorgestellt, die bei einer Reynoldszahl von  $Re_m = 4 \cdot 10^3$  und  $\beta = 0.032$  bei einem recht langen Kreiszylinder ( $L/D = 34$ ) gewonnen wurden (siehe Abb. 2.1.1 rechts). Man erkennt zwei deutliche Endzellen, während die Zellstruktur zur Mitte hin nur unklar auszumachen ist. Es finden sich zwar Sprünge in der lokalen Frequenz, doch wächst diese linear innerhalb einer 'Zelle'. Hieraus folgert Griffin, daß neben  $Re$  und  $\beta$  noch weitere Einflüsse (Endbedingungen, Turbulenzgrad, Verbauung, Rauigkeit und Geometrie des Zylinders) wesentlich sind. Die Zellstruktur ist bei langen Zylindern als System von 'Eigenmoden' zu verstehen, das empfindlich gegen äußere Störungen ist. Als weitaus stabiler erweisen sich die Endzellen, und besonders deutlich ist die Zellstruktur bei kleinem  $L/D$ . Weiterhin schließt Griffin aus der Arbeit von Peltzer und Rooney [50], daß die Breite der Zellen bei kleinerem Scherparameter  $\beta$  zunimmt und sich bei rauen Zylindern noch weiter vergrößert. In [50] wurden Reynoldszahlen von  $Re = 2 \cdot 10^4 - 1.2 \cdot 10^5$  und Scherparameter im Bereich  $\beta = 0 - 0.026$  verwendet.

Weitere Arbeiten ([44], [53], [68]) haben beschreibenden Charakter oder konzentrieren sich auf Stabilitätsbetrachtungen ([6], [7]), so daß die Wissensbasis an experimentellen Daten noch recht lückenhaft ist.

Die gescherte Anströmung dient dazu, das Verhalten eines langen Zylinders in einer ausgedehnten Grenzschicht, deren Geschwindigkeitsprofil stark vereinfachend als linear angenommen wird, zu untersuchen. So verwundert es nicht, daß viele Arbeiten, die sich mit der Untersuchung eines langen Zylinders in einer ausgedehnten Grenzschicht beschäftigen (z.B. die von Koenig et al. [39]), ganz ähnliche Effekte schildern. Das im nächsten Kapitel dieser Arbeit beschriebene Experiment an kurzen Kreiszylinderstümpfen ist hiermit allerdings nicht vergleichbar, da dort die Strömung auch wesentlich durch die Umströmung des freien Zylinderendes beeinflusst wird.

## 2.2 Aufbau und Meßmethoden

### 2.2.1 Versuchsaufbau

#### Wasserkanal

Die Experimente wurden in einem Niederdruckkanal des Instituts für Hydromechanik durchgeführt. Dieser verfügt über einen geschlossenen Wasserkreislauf

und besteht aus einem 13 m langen Einlaufbereich mit freier Oberfläche, einer Einlaßdüse, dem eigentlichen Versuchsbereich, einem Auslaßdiffusor und einem Auslaufbereich der Länge 1.7 m (siehe Abb. 2.2.1 oben). Der Versuchsbereich mißt  $2\text{m} \times 0.565\text{m} \times 0.25\text{m}$ ; in diesem befinden sich Schergenerator und der jeweilige Probezylinder. In Abb. 2.2.1 sind auch die Richtungen der verwendeten Koordinaten angegeben.  $x$  und  $z$  wurden jeweils von der Zylinderachse,  $y$  von der Endplatte an der Seite mit den niedrigeren Geschwindigkeiten gezählt.

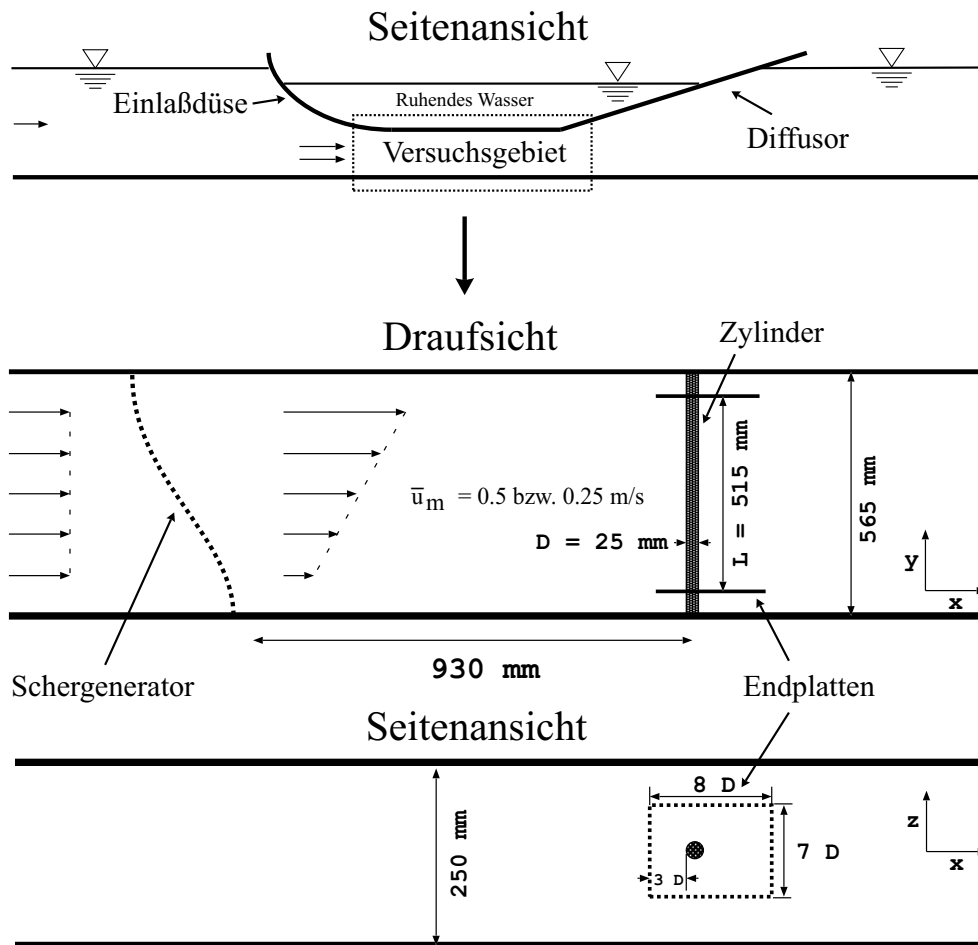


Abb. 2.2.1: Skizze des Versuchsaufbaus in Drauf- und Seitenansicht. Eingezeichnet ist der Zylinder mit  $D = 25\text{mm}$  und  $L/D = 20.6$

### Schergenerator

Es sind verschiedene Techniken zur Herstellung einer linear gescherten Strömung denkbar [29]. Im hier vorgestellten Fall wird sie durch ein gebogenes Maschennetz erzeugt. Dies hat gegenüber anderen Methoden den Vorteil, daß eine von der

Größe der Anströmung unabhängige Scherung erfolgt. Weiterhin können durch geeigneten Aufbau äußerst geringe Turbulenzgrade in der gescherten Anströmung erzielt werden.

Die Strömung wird durch die Formgebung des Schergenerators abgelenkt, was bewirkt, daß sich die Stromlinien in einem oben in Abb. 2.2.2 gezeigten Bereich hinter dem Schergenerator verdichten, während sie im unteren Bereich auseinanderstreben. Ersteres bedeutet eine Beschleunigung, letzteres eine Verzögerung der Strömung. Weit stromab des Schergenerators verlaufen die Stromlinien wieder wandparallel, und dort wurde für die Versuche auch der Zylinder angebracht.

Durch zweckmäßige Wahl der Biegung des Schergenerators ist es möglich, eine in weiten Bereichen linear gescherte Anströmung zu erzeugen. Im vorgestellten Experiment folgt die Auslegung des Schergenerators der linearen Theorie von Elder [24], wurde aber im Bereich niedriger Geschwindigkeiten (und hoher Krümmung des Netzes, wo wohl nichtlineare Terme Einfluß gewinnen [59]) anhand der experimentellen Ergebnisse modifiziert (siehe Abb. 2.2.2).

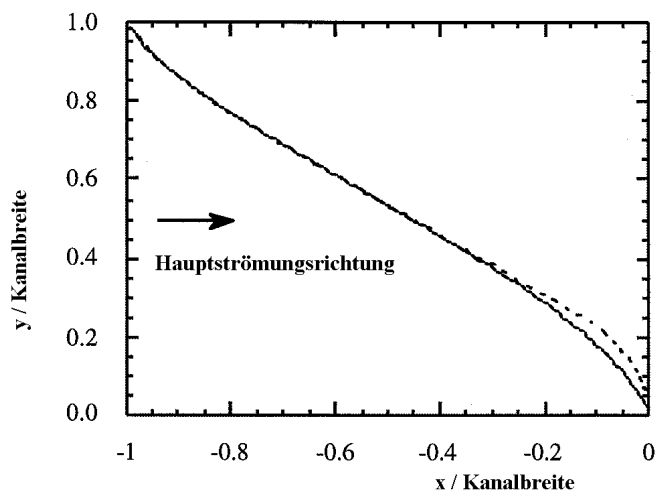


Abb. 2.2.2: Schergeneratorform, durchgezogene Line: berechnete Form, Punkte: korrigierte Form, aus [59].

Das Experiment liefert nach Gleichung (2.1.1) beim gegebenen Aufbau einen Scherparameter von  $\lambda = 0.82$  (siehe Abb. 2.2.3) und zwar bei beiden im Versuch benutzten Mittengeschwindigkeiten  $\bar{u}_m = 0.5\text{m/s}$  und  $0.25\text{m/s}$ . Das Scherprofil wurde mit zwei Meßmethoden unabhängig vermessen, mit einer nach einem elektromagnetischen Prinzip arbeitenden Sonde und einem ADV (Acoustic-Doppler-Velocimeter). Aufgrund der marginalen Unterschiede sind aber nur erstere in Abb. 2.2.3 dargestellt.

Es wurden zwei Zylinderdurchmesser untersucht ( $D = 25$  und  $12.5\text{mm}$ ), so daß sich ein Scherparameter von  $\beta = 0.02$  bzw.  $\beta = 0.04$  ergibt.

Die Übereinstimmung mit der linearen Idealverteilung ist in beiden Fällen gut, bis auf eine Abweichung im unteren Geschwindigkeitsbereich bei der höheren Anströmgeschwindigkeit, die durch die starke Netzkrümmung (siehe oben) zu erklären ist. Beide Messungen wurden in Abwesenheit des Zylinders aber an dessen geplanter Position durchgeführt. Von Interesse ist weiterhin, ob es der Strömung gelingt, wieder parallele Stromlinien auszubilden, was in Abb. 2.2.3 rechts quantitativ belegt wird. Dort ist die Quergeschwindigkeit in  $y$ -Richtung dargestellt. Für beide Anströmungen ist sie zufriedenstellend gering (unter 4% der Mittengeschwindigkeit).

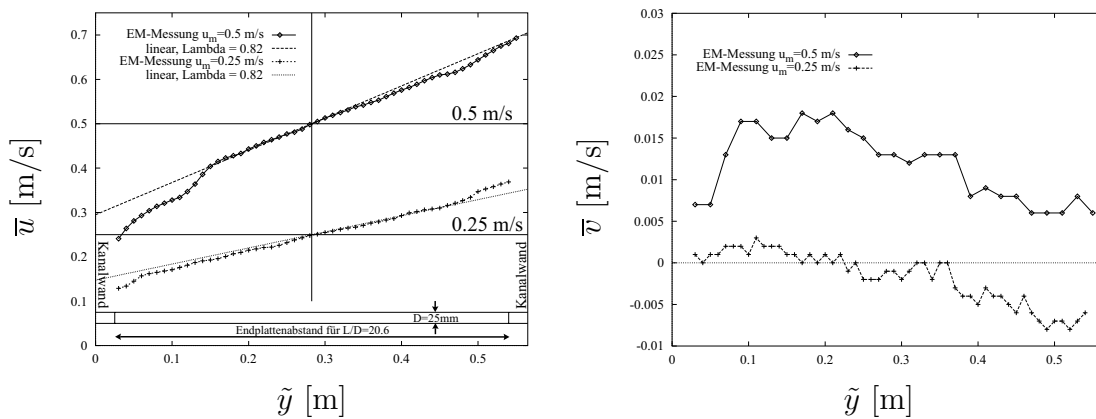


Abb. 2.2.3: Messung des Scherprofils ohne Zylinder, links  $\bar{u}$ , rechts  $\bar{v}$  bei zwei verschiedenen Mittengeschwindigkeiten, ( $\tilde{y}$  = Abstand von der Kanalwand)

Der Turbulenzgrad  $Tu = \sqrt{\overline{u'u'}}/\bar{u}_m$  der Anströmung liegt bei beiden Anströmungen um 1%, mit bis auf 3% erhöhten Werten nahe der Kanalseite mit niedrigen Geschwindigkeiten.

Es wurden zwei Endplatten verwendet, deren Auslegung den Arbeiten [60] und [57] folgt. Die genauen Maße sind der Abb. 2.2.1 zu entnehmen. Durch die Endplatten wird das Versuchsgebiet auf den linearen Bereich des Anströmungsprofils beschränkt und aus dem Einflußbereich der Grenzschicht an den Kanalwänden gebracht. Durch die Endplatten wird auch  $L/D$  vorgegeben. Es wurden zwei verschiedene  $L/D$  untersucht,  $L/D = 20.6$  für beide Zylinderdurchmesser (und beide Reynoldszahlen), sowie ein Fall mit einem recht kurzen Zylinder  $L/D = 8$  für  $D = 25\text{mm}$ . Der dickere Zylinder und dessen Endplattenabstand für  $L/D = 20.6$  ist in Abb. 2.2.3 links im Vergleich zur Kanalbreite aufgetragen. Nur für diesen

Fall (und bei  $\bar{u}_m = 0.5\text{m/s}$ ) hat die geschilderte Nichtlinearität im Scherprofil Bedeutung, da die anderen Endplattenabstände absolut gesehen kleiner sind.

Nachfolgende Tabelle faßt die untersuchten Konfigurationen zusammen:

Fall	$D$ [mm]	$L/D$	$\bar{u}_m$ [m/s]	$Re_m$	$\beta$
1	12.5	20.6	0.50	$6.25 \cdot 10^3$	0.02
2		20.6	0.25	$3.13 \cdot 10^3$	0.02
3	25	20.6	0.50	$1.25 \cdot 10^4$	0.04
4		20.6	0.25	$6.25 \cdot 10^3$	0.04
5	25	8	0.50	$1.25 \cdot 10^4$	0.04
6		8	0.25	$6.25 \cdot 10^3$	0.04

## 2.3 Strömungsichtbarmachung

### 2.3.1 Aufbau

Der Zylindernachlauf wurde von einem durch einen 2W-Argon-Laser und einen Schwingspiegel erzeugten Laserlichtschnitt in einer horizontalen ( $x-y$ ) Ebene in Zylindermitte beleuchtet. Der Strömung wurden durch einen Wasserstoffbläschengenerator (ein dünner Platindraht unter elektrischer Spannung) gleichmäßig Tracerbläschen zugesetzt. Der Bläschengenerator befand sich ein wenig stromauf des Zylinders und parallel zu diesem, wobei er für die Aufnahmen einmal in Zylindermitte und einmal unterhalb davon angebracht wurde (siehe Skizze in den Abb. 2.3.2-5).

Die Sichtbarmachung wurde mit einer Videokamera aufgezeichnet. Aus dem so erhaltenen Film wurden die Bilder für Abb. 2.3.2-5 gewonnen. Die Belichtungszeit lag jeweils bei 1/50s; unterschiedliche Helligkeiten bei den verschiedenen Aufnahmen wurden mit der Blende ausgeglichen. Die Blickrichtung ist von oben senkrecht zur Hauptströmung und zur Zylinderachse auf die Kanalmitte hin.

### 2.3.2 Bilder und Diskussion

Die Abb. 2.3.2 und 2.3.3 zeigen die Ergebnisse der Strömungsichtbarmachung für den dickeren Zylinder bei  $\bar{u}_m = 0.5\text{m/s}$  bzw.  $\bar{u}_m = 0.25\text{m/s}$ ; in den oberen Abbildungen ist der Bläschengenerator auf Höhe der Zylinderachse, in den unteren etwas tiefer angebracht.

Die Wasserstoffbläschen scheiden sich am Platindraht ab und werden von der Strömung mitgerissen. Es entsteht eine mit Tracerbläschen getriebene Strömungsschicht, die sich um den Zylinder schmiegt und den Streichlinien folgt. Liegt der Draht knapp unterhalb der Zylinderachse ( $z < 0$ ), so verläuft diese Schicht

ebenfalls unterhalb des Zylinders und nimmt an der Wirbelablösung teil. Die abgelösten Wirbel wandern stromab und verursachen dabei ein wellenartiges Verhalten der Streichlinien und deshalb auch der bläschenbehafteten Schicht.

Jedesmal, wenn ein Fluidelement dieser Schicht den Lichtschnitt von unten nach oben bzw. von oben nach unten durchquert, wird das Laserlicht an den Bläschen gestreut, was als helle Streifen in den Abbildungen erkennbar ist. Ist der Bläschengenerator in Zylindermitte angebracht, so teilt sich die Schicht nahe des vorderen Staupunkts in zwei Teile, die den Zylinder unterhalb ( $z < 0$ ) bzw. oberhalb ( $z > 0$ ) umströmen. In den Bildern sind daher doppelt so viele Streifen als bei der vorgenannten Anordnung zu sehen.

Die Abb. 2.3.1 verdeutlicht die gewonnenen Aufnahmen: Ein Bild der Umströmung eines Kreiszyinders (nach van Dyke [22],  $Re = 10^4$ ) wurde abgedunkelt und in einem schmalen Bereich, der dem hier verwendeten Laserlichtschnitt entspricht, wieder aufgehellert. Befindet sich der Generator genau auf Höhe der Zylinderachse, so wird die Strömung auf dem unteren und dem oberen Teil des Bildes mit Bläschen beschickt. Im Kamerabild sind hier dann vier helle Streifen erkennbar. Positioniert man den Bläschengenerator knapp unterhalb der Zylinderachse, so treten nur die Streichlinien im unteren Teil der Abbildung auf; es sind also nur zwei Streifen zu sehen.

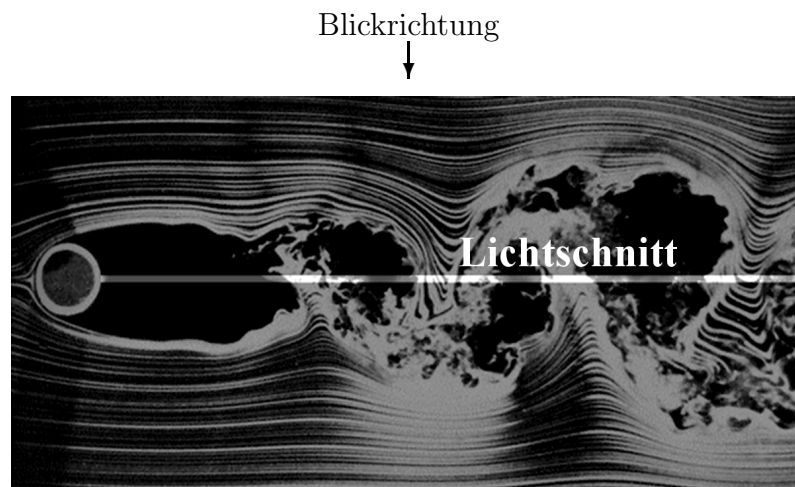


Abb. 2.3.1: Erläuterung der Lichtschnittbilder unter Verwendung einer Aufnahme aus [22]

Zur Verdeutlichung wird in den Abbildungen zur Strömungsichtbarmachung auf der linken Seite der Zylinder in Draufsicht und darüber die Position des Bläschengenerators in Seitenansicht gezeigt.

Stromauf herrscht an der Zylinderseite mit der stärkeren Anströmung ein größerer Staudruck als auf der gegenüberliegenden Seite. Dieser Druckgradient bewirkt

eine Ausgleichsströmung entgegen der Scherung, also zu niedrigen Geschwindigkeiten hin. Stromab des Zylinders sind die Verhältnisse umgekehrt, hier weist die Ausgleichsströmung in Richtung der stärkeren Anströmung, in den nachfolgenden Bildern also nach oben. So ist im Videofilm eine deutliche Bewegung im Rezirkulationsgebiet nach 'oben' zu sehen. In den nachfolgenden Standbildern kann dies allerdings nicht wahrgenommen werden.

Die Streifen in den Abbildungen würden ohne Scherung parallel zum Zylinder verlaufen, zumindest außerhalb der Endplattengrenzschicht. Durch die in den Abbildungen oben schnellere Strömung werden sie im Nachlauf mehr und mehr auseinandergefächert. Die jeweils linken Abbildungen stellen ein momentanes Bild dar, in dem keine Zellstrukturen erkennbar sind; die Ablösewirbel finden sich auf annähernd geraden Linien.

Offenbar sind die Zellen zeitweise völlig verschwunden. Jedoch findet sich in der überwiegenden Mehrzahl der Bilder eine mehr oder minder deutliche Zellstruktur; die Grenzen der Zellen treten aber nicht immer an den selben Position auf.

Es wird deutlich, daß die Ablösung an den Endplatten eine besondere Rolle spielt. Dort wird die Wirbelablösung durch die nahe Endplatte quasi zweidimensional in Richtung der Hauptströmung (und der Endplatten) geführt. Oft löst eine Wirbelrolle über eine gewisse Zylinderlänge fast synchron und parallel zum Zylinder ab, was am deutlichsten an der oberen Endplatte (hohe Geschwindigkeit) zu sehen ist.

In den mittleren und rechten Abbildungen sind Abweichungen von einer geradlinigen Streifenverteilung zu beobachten, erkennbar insbesondere in den oberen Abbildungen, wo die Streifen mehr oder minder stark gebogen sind. In den unteren Abbildungen wird die Zellstruktur der Ablösung verdeutlicht. Die Streifen bilden  $y$  oder  $\lambda$ -förmige Strukturen und treffen an den Zellengrenzen aufeinander. Die Zellenlänge liegt im Mittel bei etwa  $4-6D$ . Der Ort der Zellgrenzen und auch die Anzahl der Zellen ist nicht fest. Die Endzellen bleiben aber immer deutlich erkennbar.

Ganz ähnliche  $y$ -förmige Strukturen werden von Williamson [66] für den Fall kleiner Reynoldszahlen ( $Re = 90$ ) und ohne Scherung beim 'oblique vortex shedding' beschrieben und gezeigt. Ebenso sind ganz ähnliche Abbildungen bei langen Zylindern im Einflußbereich einer ausgedehnten Grenzschicht [39] zu finden.

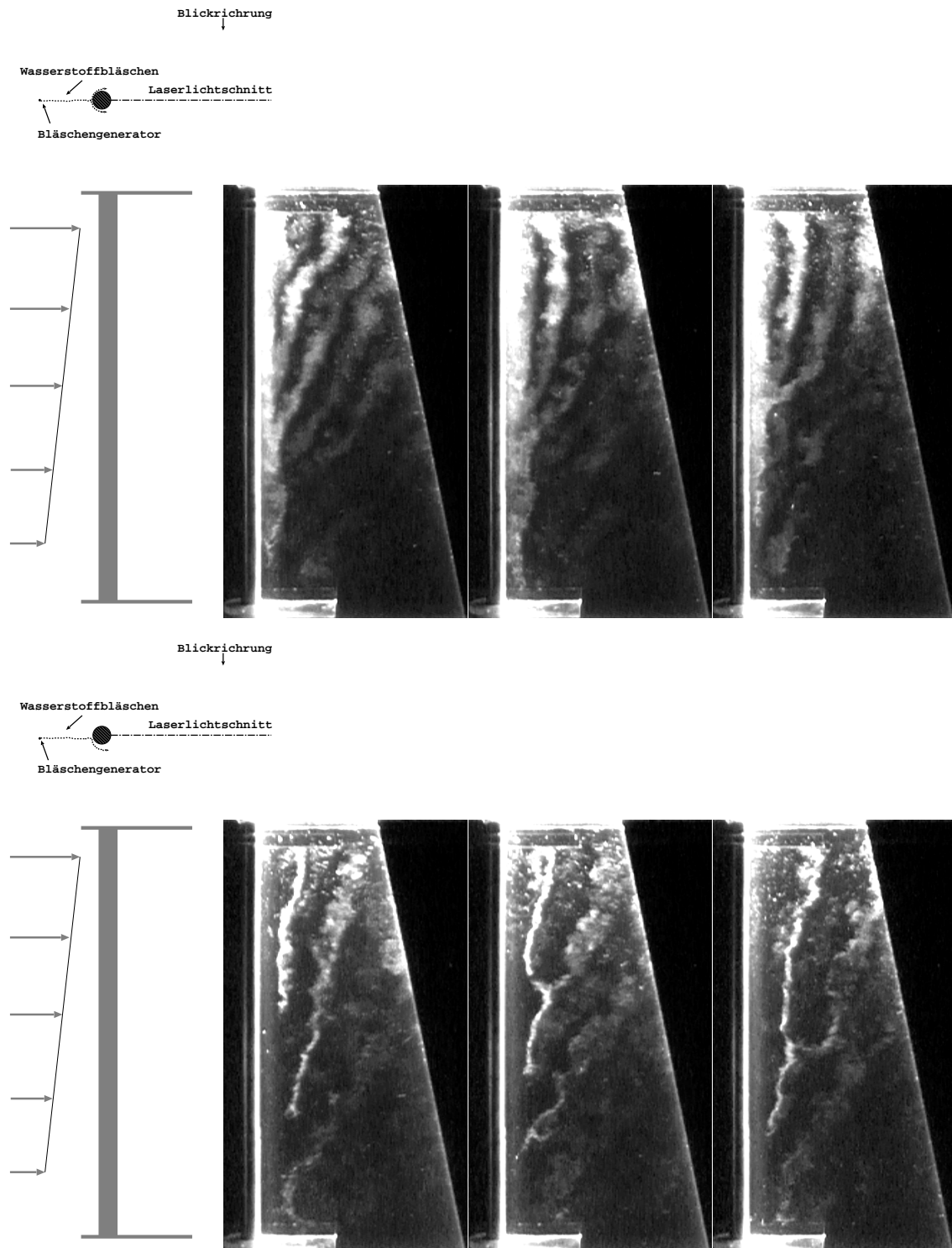


Abb. 2.3.2: Strömungsbarmachung für  $D = 25\text{mm}$ ,  $\beta = 0.04$  und  $L/D = 20.6$ , Laserlichtschnitt in Zylindermitte, Bläschengenerator in Zylindermitte (obere Abb.) und unterhalb der Mitte (untere Abb.),  $\bar{u}_m = 0.5\text{m/s}$ . Die Bilder sind ohne zeitlichen Zusammenhang.



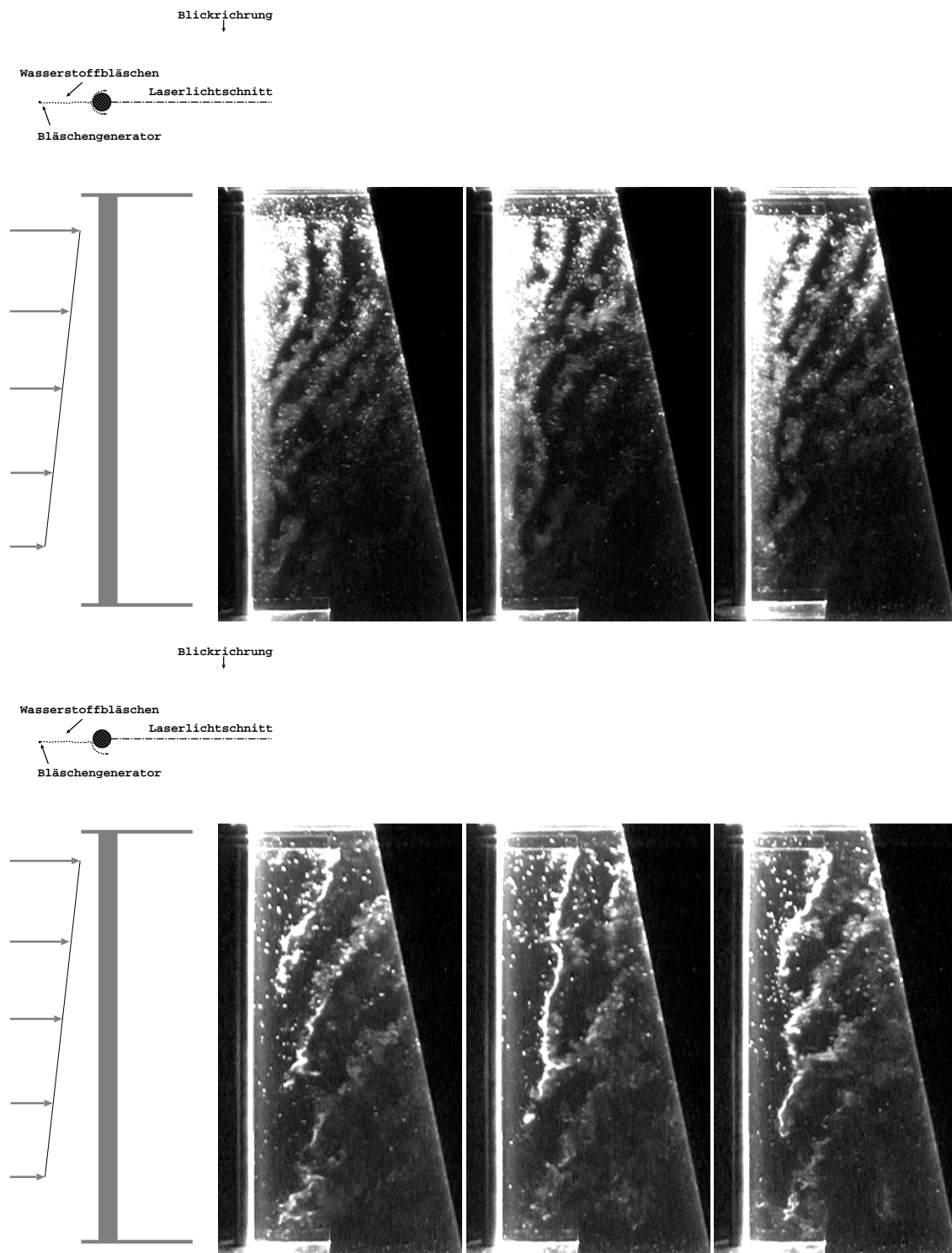


Abb. 2.3.3: Strömungsichtbarmachung für  $D = 25\text{mm}$ ,  $\beta = 0.04$  und  $L/D = 20.6$ , Laserlichtschnitt in Zylindermitte, Bläschengenerator in Zylindermitte (obere Abb.) und unterhalb der Mitte (untere Abb.),  $\bar{u}_m = 0.25\text{m/s}$ . Die Bilder sind ohne zeitlichen Zusammenhang.

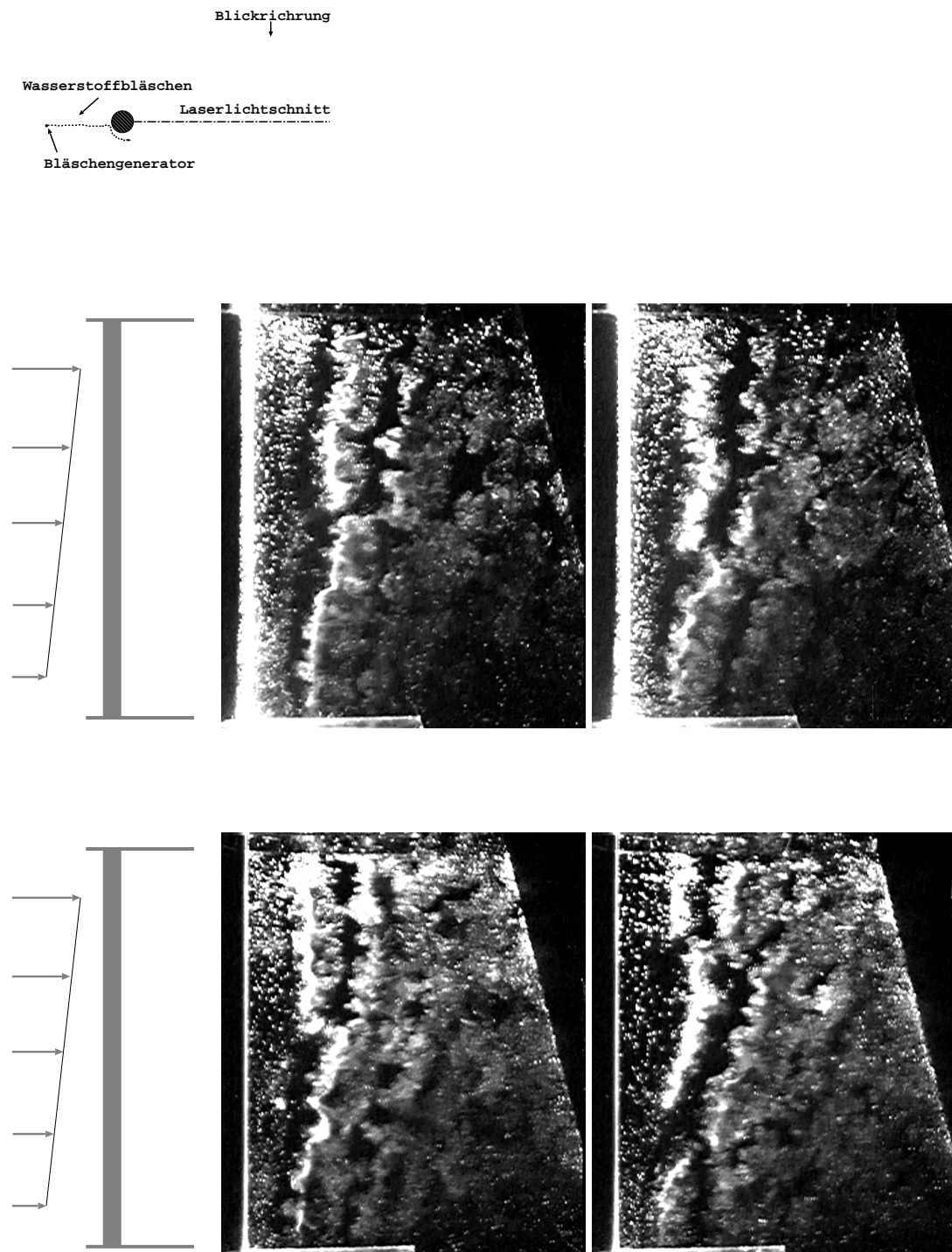


Abb. 2.3.4: Strömungsichtbarmachung für  $D = 12.5\text{mm}$ ,  $\beta = 0.02$  und  $L/D = 20.6$ , Laserlichtschnitt in Zylindermitte, Bläschengenerator unterhalb der Zylinderachse,  $\bar{u}_m = 0.25\text{m/s}$ . Die Bilder sind ohne zeitlichen Zusammenhang.

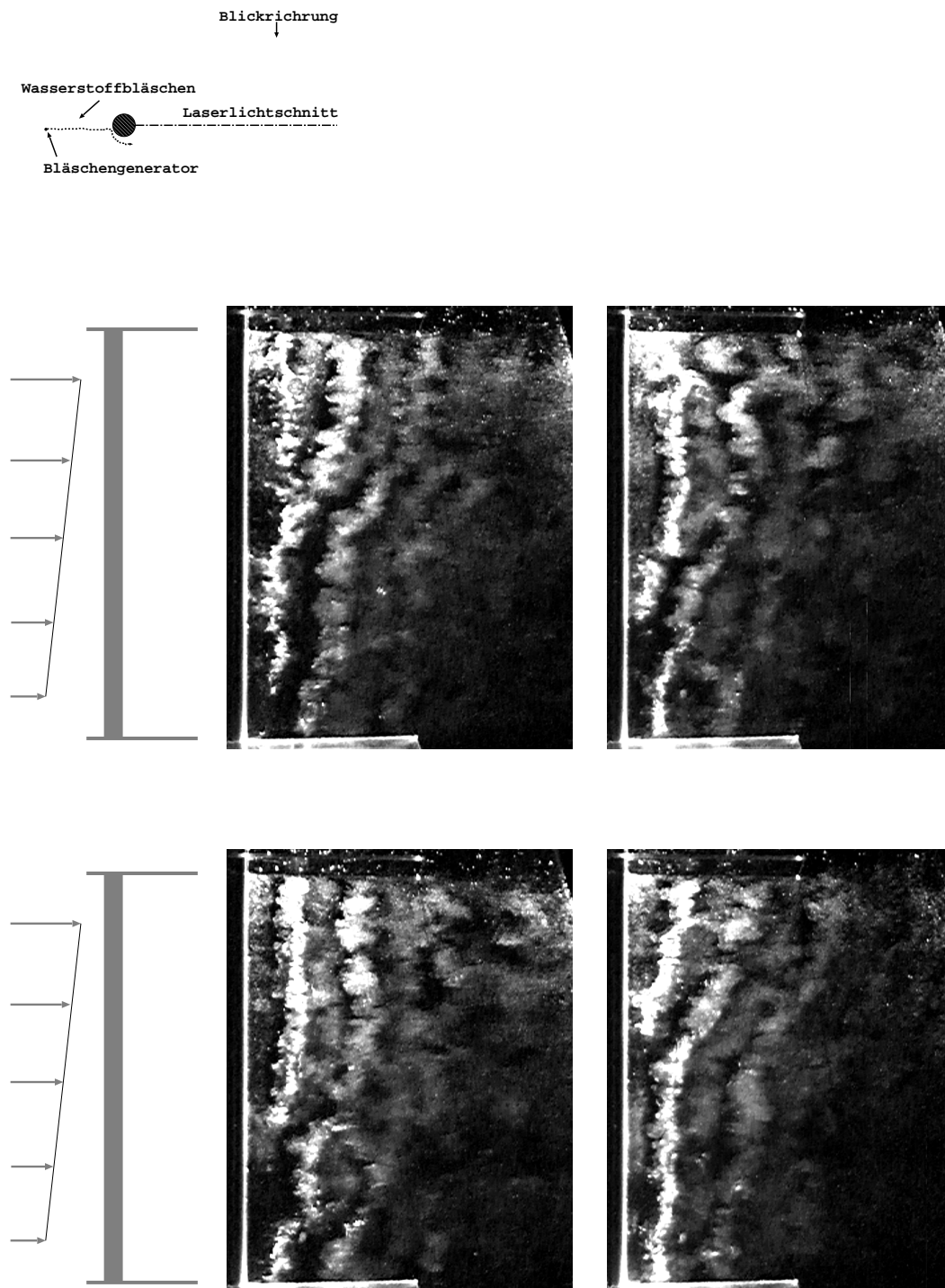


Abb. 2.3.5: Strömungsichtbarmachung für  $D = 12.5\text{mm}$ ,  $\beta = 0.02$  und  $L/D = 20.6$ , Laserlichtschnitt in Zylindermitte, Bläschengenerator unterhalb der Zylinderachse,  $\bar{u}_m = 0.5\text{m/s}$ . Die Bilder sind ohne zeitlichen Zusammenhang.

Die Abb. 2.3.4 und 2.3.5 zeigen die vergleichbaren Bilder für  $D = 12.5\text{mm}$  ( $\beta = 0.02$ ), hier aber nur die Konfiguration mit dem Bläschengenerator unterhalb der Mittenebene. Die genannten Phänomene sind hier ebenfalls zu erkennen, auch in diesem Fall liegt die Zellenlänge im Bereich von etwa  $4 - 6D$ , wobei sie im Mittel etwas größer ist als bei  $\beta = 0.04$ .

Das Verhalten für  $L/D = 8$  und den beiden Geschwindigkeiten ( $\bar{u}_m = 0.25$  und  $0.5\text{m/s}$ ) bleibt stets ähnlich: Die Strömung wird durch die beiden Endzellen dominiert, während die 'freien' Zellen in Kanalmitte verschwinden. Diese Endzellen sind in jeder Aufnahme erkennbar und räumlich äußerst stabil: Die Zellgrenzen liegen fast immer an der selben Stelle ungefähr in der Mitte des Kanals, bei  $\bar{u}_m = 0.25\text{m/s}$  ein wenig oberhalb, bei  $\bar{u}_m = 0.5\text{m/s}$  etwas unterhalb von ihr. Abb. 2.3.6 zeigt den Fall  $\bar{u}_m = 0.25\text{m/s}$ .

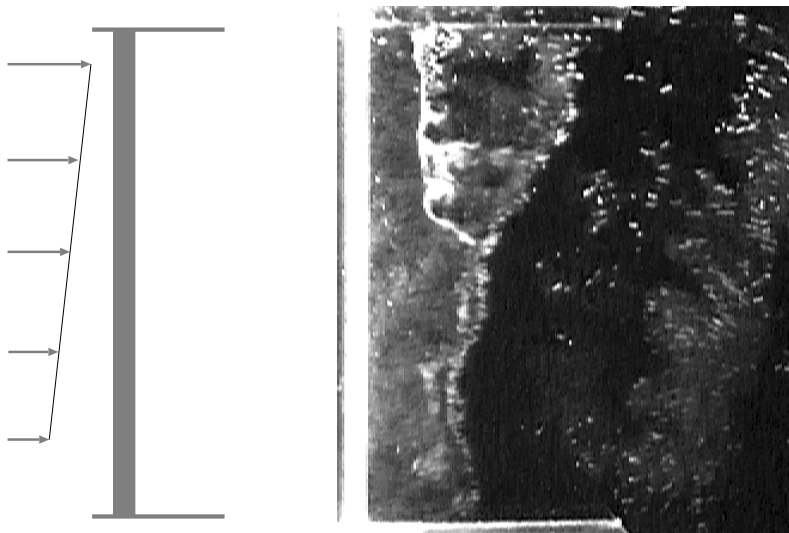


Abb. 2.3.6: Strömungsbarmachung für  $D = 25\text{mm}$ ,  $\beta = 0.04$  und  $L/D = 8$ , Laserlichtschnitt in Zylindermitte, Bläschengenerator unterhalb der Mitte,  $\bar{u}_m = 0.25\text{m/s}$ .

## 2.4 Heißfilm- und Druckmessungen

### 2.4.1 Meßtechnik

Für die Messungen im Nachlauf der Zylinder wurde eine Heißfilmsonde verwendet. Das Prinzip der Geschwindigkeitsmessung mit einem Heißfilm liegt darin, daß sich eine dünne aufgeheizte Metallschicht durch Umströmung mit einem kälteren Fluid in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit des Fluids Wärme abgibt.

Es kam eine Heißfilmsonde für Messungen in Wasser (Modell TSI 1230 W) und eine Ansteuerungseinheit DISA 55 M 10 zum Einsatz. Die Messungen wurden im CTA (Constant Temperature Anemometry) – Betrieb durchgeführt, das heißt eine Elektronik regelte den Heißfilm auf gleichbleibende Temperatur, was eine Steigerung der Grenzfrequenz des Systems in den Bereich von einigen KHz bewirkt.

Der Zusammenhang zwischen Fluidgeschwindigkeit und Ausgangssignal ist nicht linear, sondern folgt der Formel von King oder Kramers (siehe [35]). Für quantitative Messungen ist also eine Eichung über den Meßbereich notwendig. Um diese aufwendige Eichung des Heißfilms zu vermeiden, wurden nur Regionen mit relativ kleinen Schwankungen untersucht ( $z = 2D$  entfernt von der Mittelebene, siehe Abb. 2.2.1) und hierfür ein weitgehend lineares Verhalten angenommen. Die absolute Größe der Geschwindigkeiten wurde demnach nicht erfaßt, was aufgrund der Dreidimensionalität der Strömung und der verwendeten Sonde auch schwierig gewesen wäre, sondern es wurden nur die Spektren der durch die Wirbelablösung verursachten Schwankungen aufgenommen.

Auch bei den Druckmessungen an der Zylinderoberfläche wurde auf die Bestimmung absoluter Größen verzichtet, sondern nur Spektren der Durcksignale ermittelt. Es kamen Druckmeßdosen der Firma Hottinger&Baldwin zum Einsatz. Die Druckmessungen werden in Abschnitt 2.4.3 eingehender beschrieben und deren Ergebnisse vorgestellt.

### 2.4.2 Ergebnisse der Messungen mit dem Heißfilm

Die Heißfilmsonde wurde im Abstand  $x = 3D$  stromab der Zylindermitte und  $z = 2D$  entfernt von der Mittelebene bei verschiedenen  $y$ -Positionen in die Strömung eingebracht. Wie bereits angedeutet, wurde dieser Meßort als Kompromiß gewählt, um einmal die Wirbelablösung über die gesamte Zylinderlänge zu erfassen und andererseits den Zentren der Nachlaufwirbel genügend fern zu bleiben, um Störungen des Signals zu vermeiden (Scherkräfte auf die Sonde, nichtlineare Heißfilmcharakteristik durch zu große Geschwindigkeitsschwankungen oder gar Rezirkulation, Beeinflussung der Strömung durch die Sonde). Die Abb. 2.4.1 zeigt sizzenhaft die Nachlaufwirbel und die Position des Heißfilms.

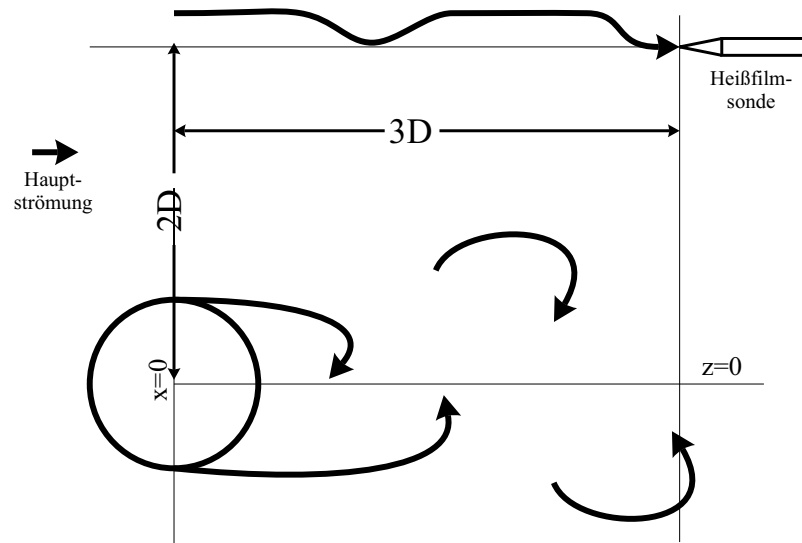


Abb. 2.4.1: Position der Heißfilmsonde

In Abb. 2.4.2 sind die erhaltenen Signale an zwei beispielhaften  $y$ -Werten für  $D = 25\text{mm}$  und  $\bar{u}_m = 0.5\text{m/s}$  dargestellt, wobei die Wirbelablösung am deutlich periodischen Verlauf zu erkennen ist.

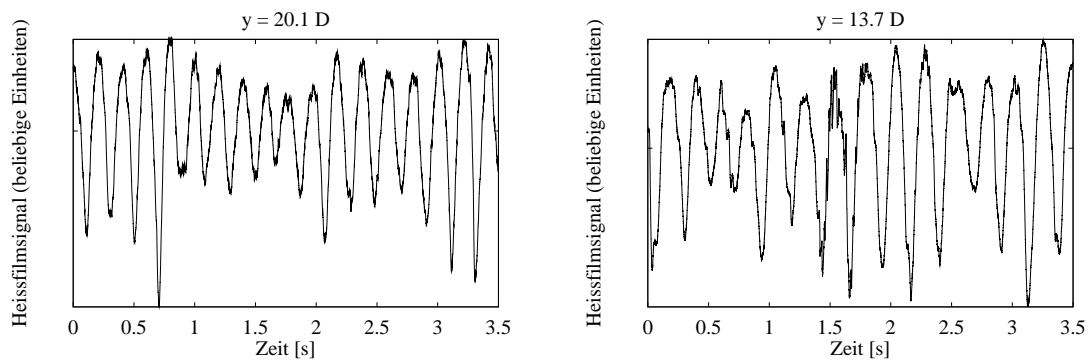


Abb. 2.4.2: Beispiel für die gewonnenen Heißfilmsignale

Die Signale der Sonde wurden mit  $4450\text{Hz}$  abgetastet und die Daten anschließend digital weiterverarbeitet. Eine Messung entspricht ca.  $37\text{s}$  Aufzeichnungszeit; pro Heißfilmposition wurden 10 Messungen durchgeführt. Jedes Spektrum stellt also eine Mittelung über rund 6 Minuten dar. Die Spektren der Signale wurden mit einer gleitenden FFT auf  $2^{17}$  Punkten in einem Hanning-Fenster (vgl. Abschnitt 3.3.8) bestimmt. Dieses Fenster wurde jeweils um  $2^{16}$  Samples verschoben und

die gewonnenen Einzelspektren summiert. Die Breite des Fensters stellt einen Kompromiß zwischen Mittelungsdauer (also Glattheit des Spektrums) und Frequenzauflösung dar. Die Spektren wurden jeweils auf gleiche Fläche skaliert.

Tritt nun Wirbelablösung auf, so zeigt sich deren Periodizität in einem Peak an der Stelle der Ablösefrequenz. Sind unterschiedliche Frequenzen vorhanden, etwa durch ein bistabiles Verhalten, das zwischen zwei Periodendauern pendelt, so erscheinen zwei Peaks in den Spektren. Die Stabilität der einzelnen Moden ist an der Breite der Peaks abzulesen, jedoch können durch die Mittelung keine Aussagen über das zeitliche Verhalten der Ablösefrequenz getroffen werden.

Die Abb. 2.4.3-4. stellen die gewonnenen Ergebnisse für verschiedenen Konfigurationen dar. Für  $D = 12.5\text{mm}$  und  $\bar{u}_m = 0.5\text{m/s}$  wurde zusätzlich noch die Position  $x = 6D$  untersucht. In Abb. 2.4.5 sind diese Spektren im Vergleich mit den Messungen bei  $x = 3D$  mit sonst gleichen Parametern aufgetragen.

Die jeweiligen  $y$ -Positionen sind unten links in den Abbildungen angegeben. Die Spektren sind logarithmisch aufgetragen und wurden für die unterschiedlichen  $y$  jeweils um einen konstanten Betrag nach oben verschoben. Die Orientierung der Abbildungen ist so, daß die Seite mit der hohen Geschwindigkeit oben zu finden ist.

Im Abb. 2.4.3 ( $D = 25\text{mm}$ ,  $L/D = 20.6$ ,  $\bar{u}_m = 0.25\text{m/s}$  sowie  $\bar{u}_m = 0.5\text{m/s}$ ) fällt links zunächst die Zellenbildung insbesondere am oberen Ende auf: Der Peak der Spektren liegt in einem gewissen  $y$ -Bereich bei fester Frequenz. Der Übergang zwischen den Zellen gestaltet sich nicht abrupt, vielmehr wächst der Peak mit steigendem  $y$  zunächst als Nebenmaximum, bis er den Peak der angrenzenden Zelle verdrängt. Die zwei Spektren ganz unten liegen im Einflußbereich der Endplatte. Durch die axiale Ausgleichsbewegung wird die Strömung von dieser Begrenzung weggedrängt. Der Peak der Ablösefrequenz verschwindet, denn dort ist keine Wirbelablösung mehr vorhanden. Ein ganz ähnliches Verhalten findet man für lange, wandgebundene Zylinder in einer stark ausgedehnten Grenzschicht [39]. Der zusätzliche Peak bei  $\approx 9\text{Hz}$  ist wohl auf eine Sekundärströmung zurückzuführen. Am Ende mit den höheren Geschwindigkeiten tritt dieses Verhalten nicht auf, da hier die Strömung auf die Endplatte zuweist und nicht von ihr weggedrängt wird. Dort zeigt sich eine stabile Wirbelablösung.

Es fällt auf, daß die Peaks an der Seite mit der niedrigeren Geschwindigkeit (unten) bei unerwartet niedrigen Frequenzen liegen, was durch die Nichtlinearität des Scherprofils in diesem Bereich erklärt werden kann. Die Peaks sind dort auch merklich verbreitert. Bei den anderen Konfigurationen fällt diese Abweichung, wie geschildert, nicht ins Gewicht, da sich das Scherprofil bei  $\bar{u}_m = 0.25\text{m/s}$  weitgehend linear verhielt und sich der untersuchte Bereich bei den anderen geometrischen Konfigurationen ( $D = 12.5\text{mm}$  sowie  $D = 25\text{mm}$  und  $L/D = 8$ ) außerhalb dieser Nichtlinearität befand.

In Abb. 2.4.4 sind für  $D = 12.5\text{mm}$  ähnliche Ergebnisse zu beobachten, die Peaks liegen aufgrund des dünneren Zylinders aber bei der doppelten Frequenz. Die

Nichtlinearität des Scherprofils hat, wie im letzten Absatz begründet, keinen Einfluß mehr. Die Abb. 2.4.5 zeigt den Vergleich zwischen  $x/D = 3$  und  $x/D = 6$  für den dünnen Zylinder und  $\bar{u}_m = 0.5\text{m/s}$ . In dieser Auftragung sind wenig Strukturen auszumachen; sie werden in einer folgenden Darstellung aber klarer erkennbar. Abb. 2.4.6 zeigt den Vergleich für  $L/D = 8$ ,  $D = 25\text{mm}$  und  $\bar{u}_m = 0.25\text{m/s}$  sowie  $\bar{u}_m = 0.5\text{m/s}$ . Deutlich sind hier die zwei Endzellen erkennbar, ohne daß 'freie' Zellen in Kanalmitte im zeitgemittelten Verhalten erkennbar wären.

Klarer wird das Vorhandensein oder die 'Verschmierung' von Zellgrenzen in der Abb. 2.4.7, die die Erkenntnisse für  $L/D = 20.6$  zusammenfaßt. Hier wurde auf die Strouhalzahl skaliert, die mit der Mittengeschwindigkeit  $\bar{u}_m$  nach  $\text{Str}=(f \cdot D)/\bar{u}_m$  errechnet wurde. Weiterhin wurden die drei höchsten Werte des Spektrums mit kleinen Kreisen markiert. Zellen mit konstanter Frequenz sind wie geschildert als Streifen parallel zur  $y$ -Achse vorzufinden. Ohne Zellbildung hätten diese Maxima eine lineare Verteilung über die gesamte Zylinderachse.

Oben sind für  $D = 25\text{mm}$  die Messungen für die beiden unterschiedlichen Anströmgeschwindigkeiten aufgetragen. Klar treten wieder die Endzellen hervor, während sich in Kanalmitte ein eher diffuses Gebiet ausbreitet. Bei der höheren Geschwindigkeit deuten sich am oberen Ende Zellstrukturen an, während die lokale Strouhalzahl am unteren Ende wieder stark absinkt.

Beim dünneren Zylinder ( $D = 12.5\text{mm}$ ) sieht man klar die geringere Scherung, die sich in einer geringeren Aufspreizung der Frequenzverteilung zeigt. Vor allem bei der höheren Geschwindigkeit sind deutlich einzelne Zellen erkennbar, deren Breite im Bereich von einigen  $D$  liegt. Die Endzellen sind wesentlich ausgedehnter. Geht man zu  $x/D = 6$  über (untere Abb.) so löst sich die diskrete Frequenzverteilung der freien Zellen jedoch auf. Die Endzellen sind aber noch deutlich vorhanden, interessanterweise sinkt die Strouhalzahl der oberen Endzelle im Vergleich mit  $x/D = 3$ , während die der unteren ansteigt.

Abb. 2.4.8 zeigt das Verhalten für  $L/D = 8$ . Wie in den Ergebnissen der Strömungslichtbarmachung wird die Strömung hier von den beiden Endzellen dominiert; der Übergang findet bei der niedrigen Geschwindigkeit ein wenig oberhalb, bei der höheren Geschwindigkeit etwas unterhalb der Kanalmitte statt.

Da durch die Zeitmittelung jede Momentaninformation verloren geht, läßt sich aus den Spektren nicht schließen, ob die Strömung an den Zellgrenzen, wo zwei Peaks auftauchen, längere Zeit in einem Modus verbleibt, um dann in den anderen zu wechseln, oder ob sie ständig zwischen den beiden Frequenzen pendelt. Tatsächlich ließ sich durch eine Analyse der augenblicklichen Periodendauer und die Untersuchung einer gleitenden FFT über die Zeit zeigen, daß letzteres der Fall ist. An den Zellgrenzen bleibt die Frequenz nur über wenige Zyklen stabil und wechselt ohne erkennbare Systematik in den anderen Peak.

Abb. 2.4.9 und Abb. 2.4.10 zeigen die selben Daten, nun aber aus der Strouhalzahl, die mit der lokalen Geschwindigkeit aus dem linearen Scherprofil gebildet wurde. In der Horizontalen ist die lokale Reynoldszahl aufgetragen, die



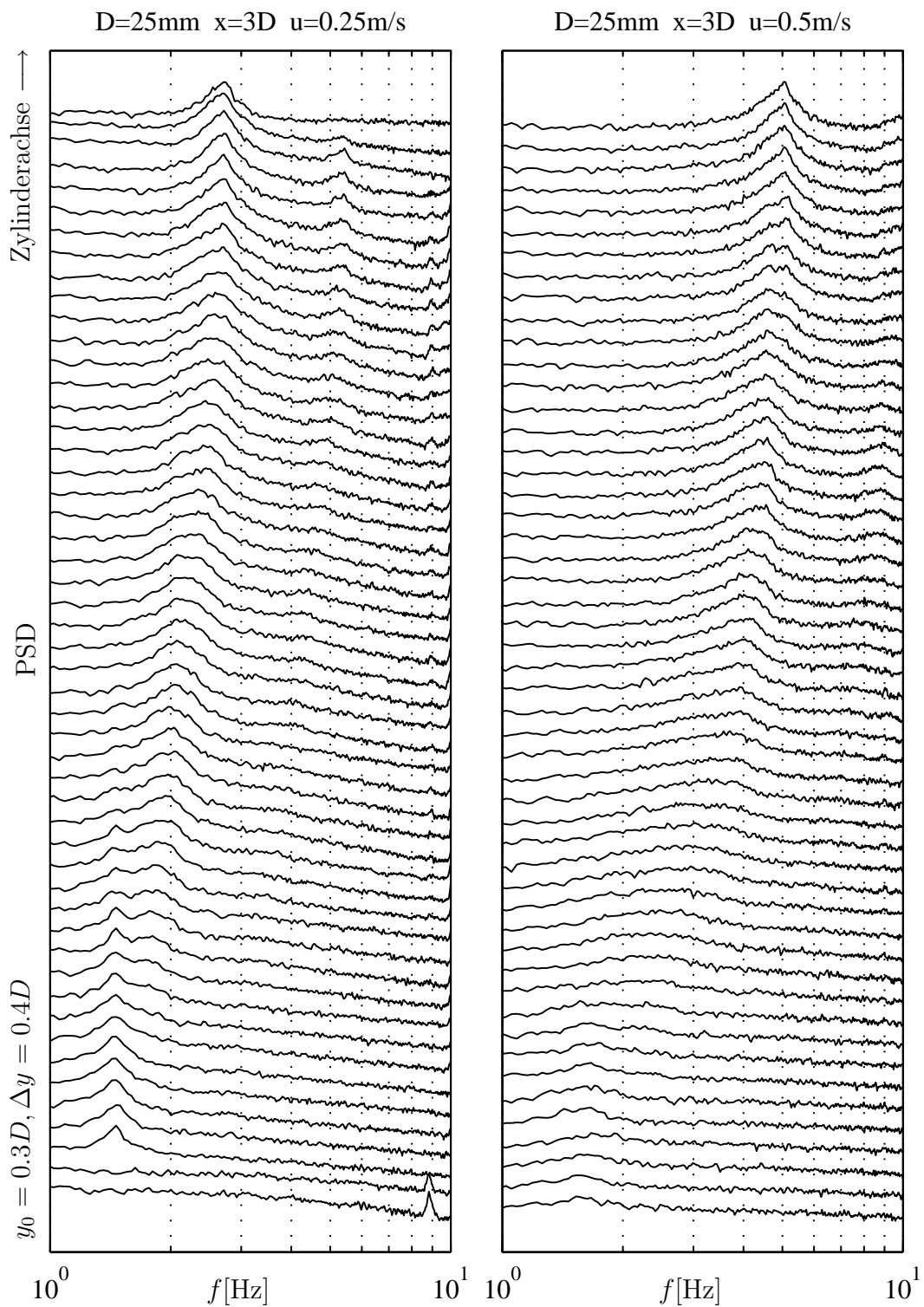


Abb. 2.4.3: Heißfilmspektren entlang der Zylinderachse bei  $\bar{u}_m = 0.25\text{m/s}$  (links) und  $\bar{u}_m = 0.5\text{m/s}$  (rechts),  $D = 25\text{mm}$ ,  $L/D = 20.6$

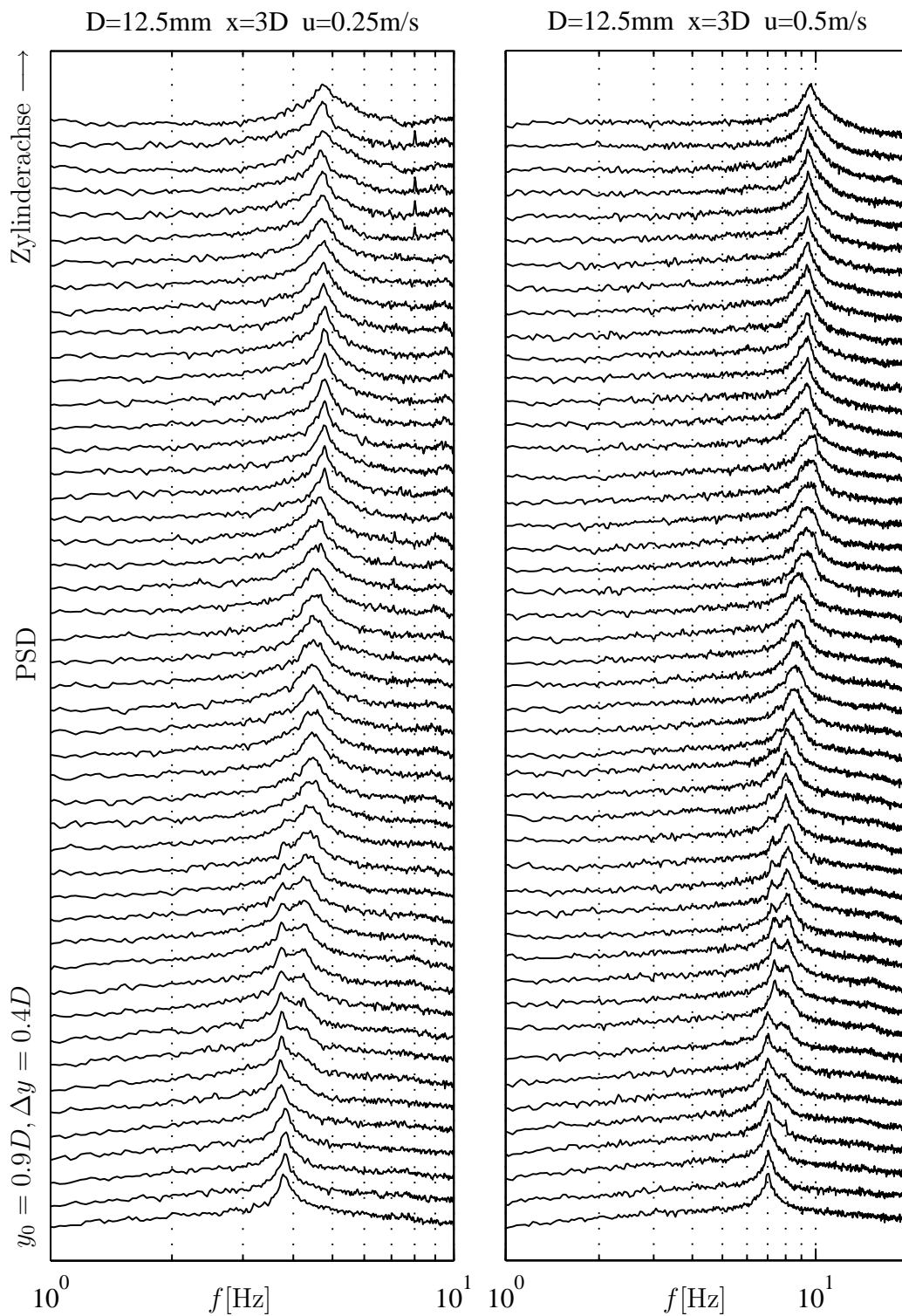


Abb. 2.4.4: Heißfilmspektren entlang der Zylinderachse bei  $\bar{u}_m = 0.25\text{m/s}$  (links) und  $\bar{u}_m = 0.5\text{m/s}$  (rechts),  $D = 12.5\text{mm}$ ,  $L/D = 20.6$

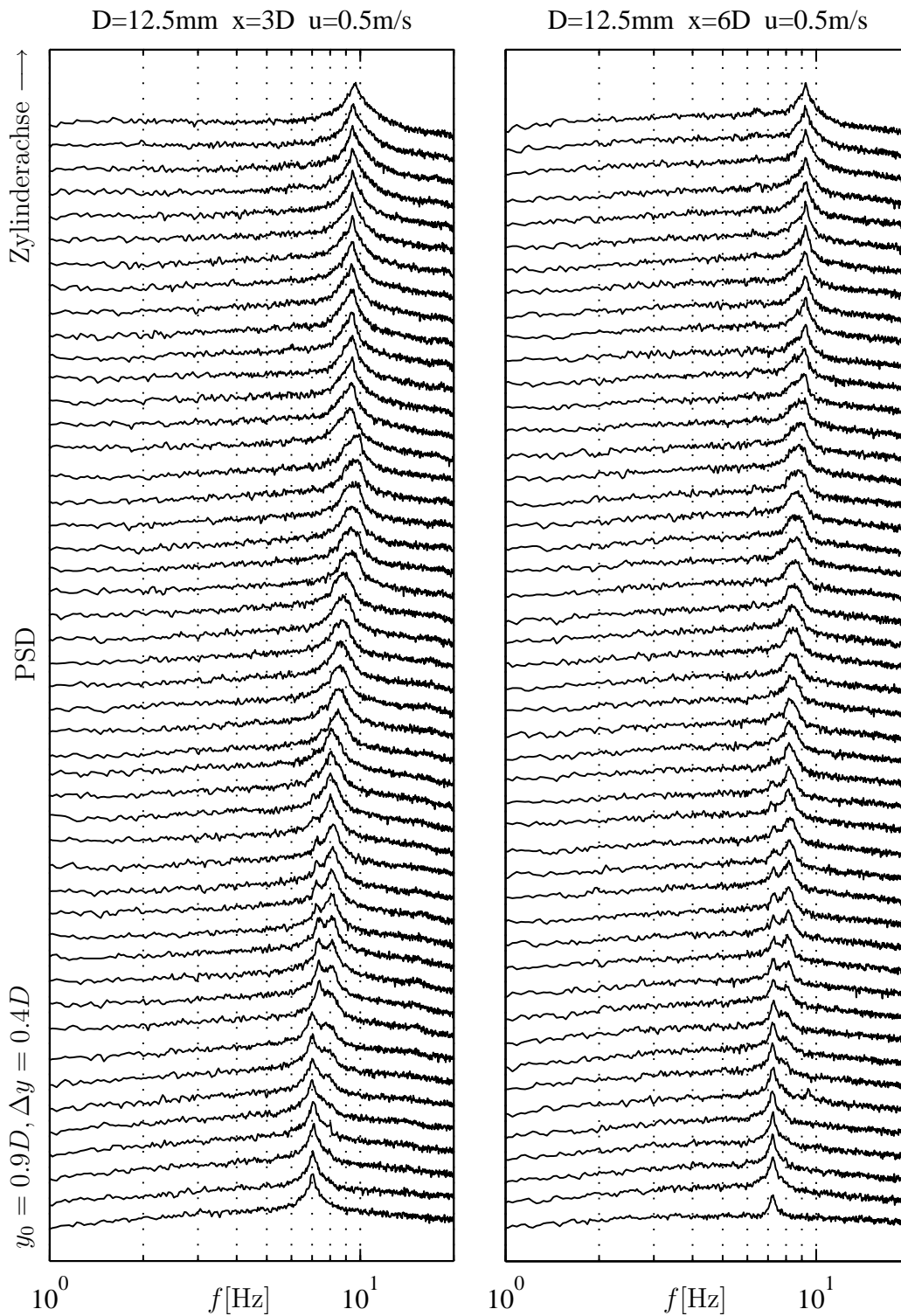


Abb. 2.4.5: Heißfilmspektren entlang der Zylinderachse bei  $\bar{u}_m = 0.5\text{m/s}$  und  $x/D = 3$  (links, wie in Abb. 2.4.4) sowie  $x/D = 6$  (rechts),  $D = 12.5\text{mm}$ ,  $L/D = 20.6$

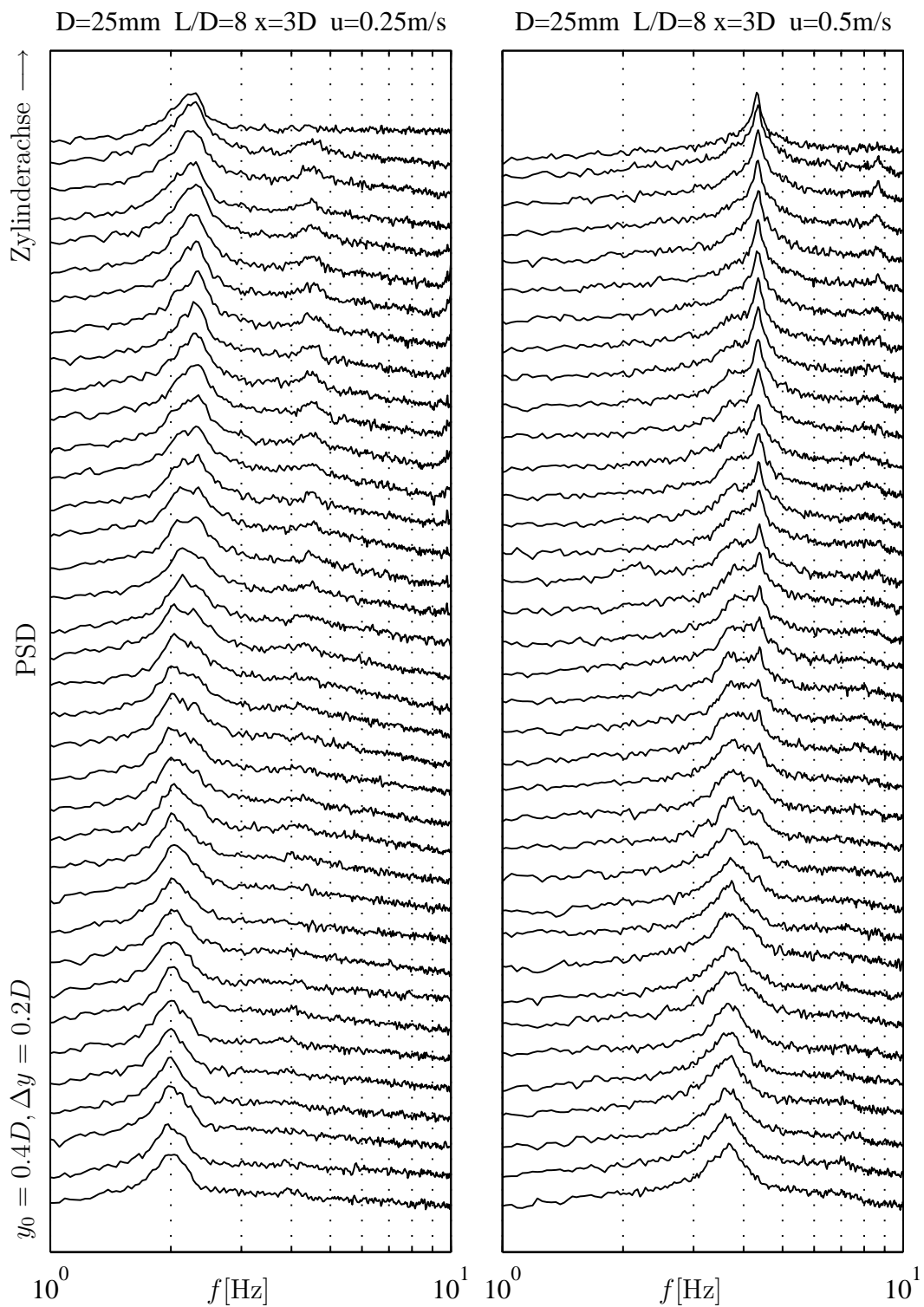


Abb. 2.4.6: Heißfilmspektren entlang der Zylinderachse bei  $\bar{u}_m = 0.25\text{m/s}$  (links) und  $\bar{u}_m = 0.5\text{m/s}$  (rechts),  $D = 25\text{mm}$ ,  $L/D = 8$

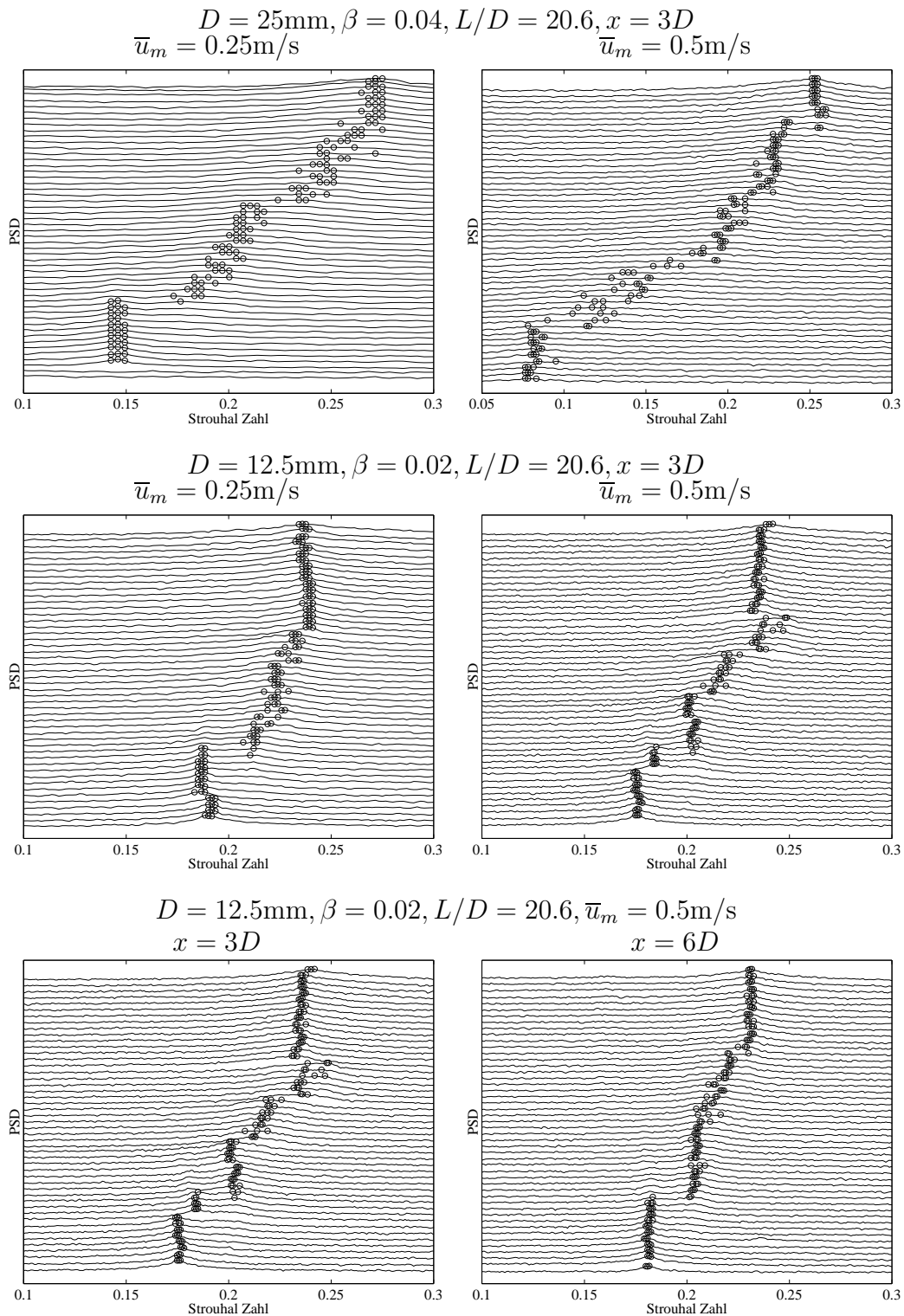


Abb. 2.4.7: Vergleich der unterschiedlichen Spektren für  $L/D = 20.6$ . Die drei größten Werte wurden jeweils mit einem Kreis markiert. Die Strouhalzahl bezieht sich auf die Mittengeschwindigkeit  $\bar{u}_m$ .

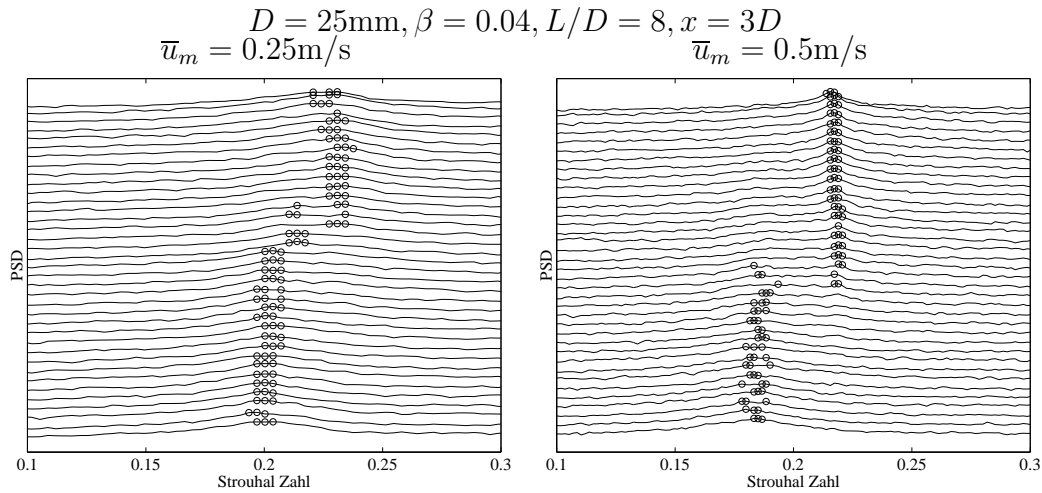


Abb. 2.4.8: Vergleich der unterschiedlichen Spektren für  $L/D = 8$ . Die drei größten Werte wurden jeweils mit einem Kreis markiert. Die Strouhalzahl bezieht sich auf die Mittengeschwindigkeit  $\bar{u}_m$ .

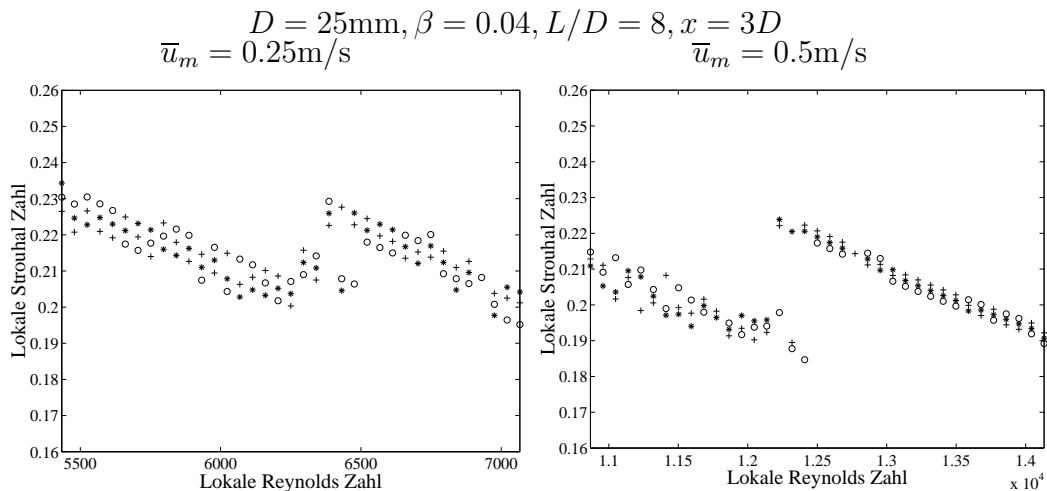


Abb. 2.4.9: Vergleich der unterschiedlichen Spektren für  $L/D = 8$ . Die drei größten Werte wurden jeweils mit einem Kreis markiert. Die Strouhalzahl bezieht sich auf die lokale Geschwindigkeit aus dem Scherprofil.

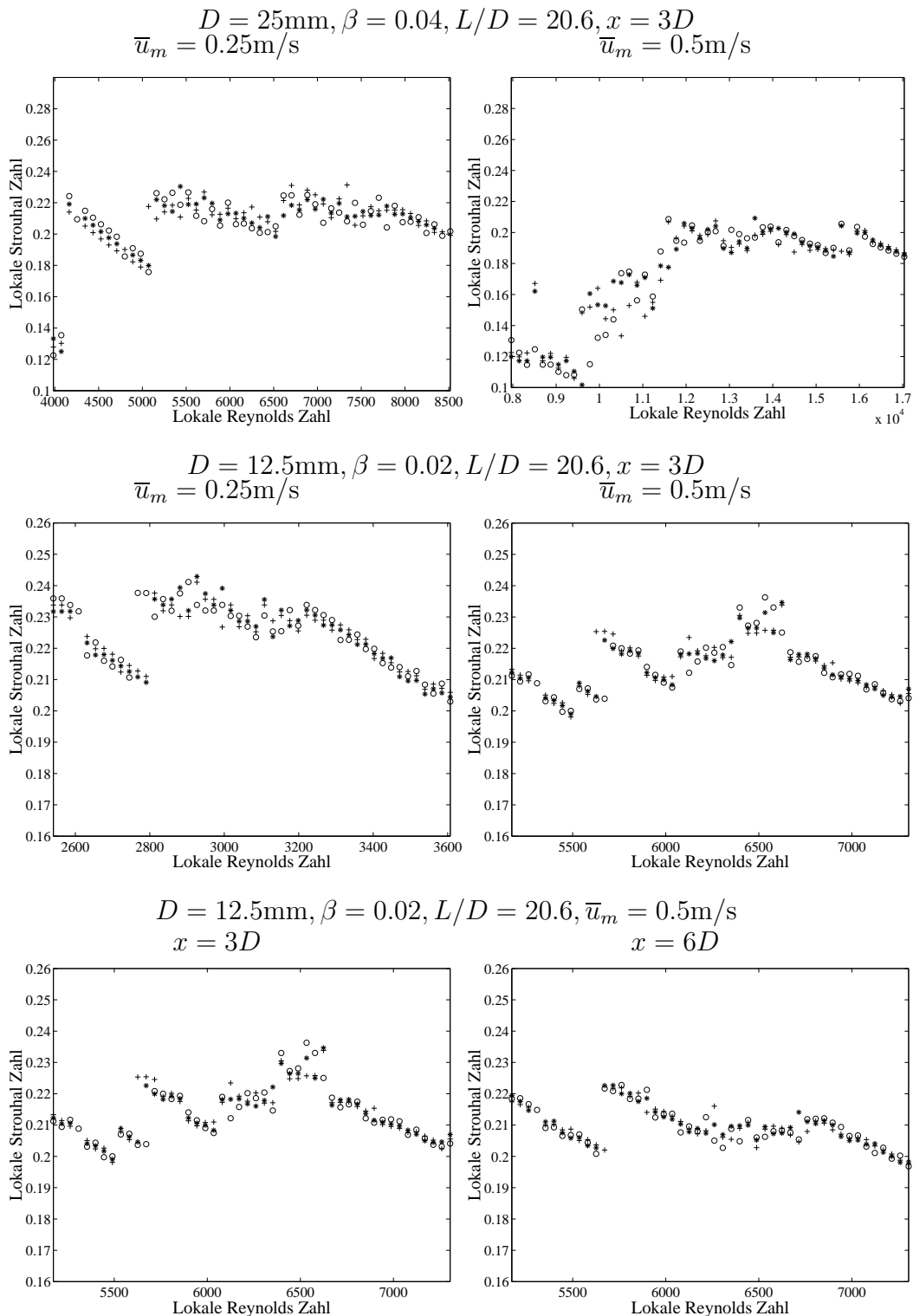


Abb. 2.4.10: Vergleich der unterschiedlichen Spektren für  $L/D = 20.6$ . Die drei größten Werte wurden jeweils mit einem Kreis markiert. Die Strouhalzahl bezieht sich auf die lokale Geschwindigkeit aus dem Scherprofil.

sich ebenfalls aus dem Scherprofil ergibt. Eine Zelle mit konstanter Frequenz ist nun nicht mehr als achsparallele Linie auszumachen, sondern fällt mit einem gewissen Winkel (siehe Abschnitt 2.1), wobei die Mitten dieser Linien auf einem konstanten Wert der Strouhalzahl liegen. Ziel dieser Auftragsung ist es, eine genauere Abschätzung der Länge der Zellen zu ermöglichen. Tendentiell kann, wie bereits in der Strömungsbildgebung erkennbar war, die Folgerung von Griffin [29] bestätigt werden, daß die Zellenlänge mit steigendem  $\beta$  abnimmt. Recht deutlich wird dieses Verhalten, wenn man die Fälle für  $\bar{u}_m = 0.25\text{m/s}$  und  $\beta = 0.04$  sowie  $\beta = 0.02$  vergleicht.

### 2.4.3 Ergebnisse der Druckmessungen

Die Druckmessungen wurden nur für den Fall  $D = 25\text{mm}$  und  $L/D = 20.6$  durchgeführt, was daran lag, daß in den anderen Konfigurationen zu wenig Platz für die Druckbohrungen und deren Zuleitungen gewesen wäre. Es wurden beide Mittengeschwindigkeiten  $\bar{u}_m = 0.25\text{m/s}$  und  $\bar{u}_m = 0.5\text{m/s}$  untersucht. Hierzu wurden 21 kleine Löcher mit dem Durchmesser 1.4mm (der sich in Voruntersuchungen als zweckmäßig erwies) in den Zylinder gebohrt und diese mit kleinen, im Inneren des Zylinders verlaufenden Röhrchen verbunden. Hieran wurden über (möglichst kurze) Schläuche die Druckmessdosen angeschlossen.

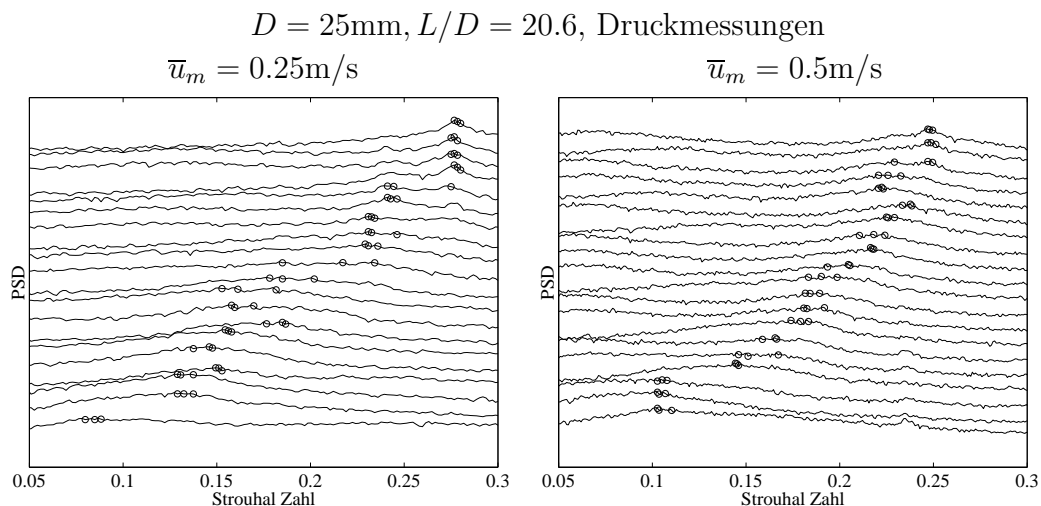


Abb. 2.4.11: Vergleich der unterschiedlichen Spektren der Druckmessungen. Die drei größten Werte wurden jeweils mit einem Kreis markiert. Die Strouhalzahl bezieht sich auf die Mittengeschwindigkeit  $\bar{u}_m$ .

Große Sorgfalt mußte auf die Entlüftung der Schläuche und der Druckmeßdosen verwandt werden, da jede noch so kleine Luftblase die Schwankungen des Drucks aufnimmt. Hierdurch würde neben der Dynamik des Systems auch die Empfindlichkeit der Messung deutlich leiden.



Zunächst wurde versucht, den Druck am hinteren Staupunkt zu erfassen, was aber an den dort zu geringen Schwankungen scheiterte. Hiernach wurde der Zylinder um  $90^\circ$  um seine Achse gedreht und die Drücke an der Oberseite vermessen. Die Signale wurden in der gleichen Weise ausgewertet, wie dies schon bei den Heißfilmmessungen erfolgte ( $\approx 6$  Minuten Mittelungszeit, 4450Hz Abtastung und gleiche Parameter der FFT).

Ziel der Druckmessungen war es, Einblick darüber zu gewinnen, in wie weit die Zellen bereits am Zylinder (hier nun bei  $x/D = 0$  und  $z/D = 0.5$ ) vorhanden sind. Tatsächlich fand sich bei der niedrigeren Geschwindigkeit ( $\bar{u}_m = 0.25\text{m/s}$ ) eine sehr deutliche Zellstruktur (Abb. 2.4.11 links), insbesondere auf der Seite mit den höheren Geschwindigkeiten. Die Zellgrenzen sind bei  $\bar{u}_m = 0.5\text{m/s}$  aber nicht mehr zu erkennen. In den Heißfilmmessungen (bei  $x/D = 3$ ) waren diese, zumindest an der Seite mit den höheren Geschwindigkeiten, jedoch deutlich vorhanden. Klar zeigten sich wieder die Auswirkungen des Geschwindigkeitsdefizits an der Seite mit der niedrigen Geschwindigkeit.

In beiden Fällen sind die Peaks weitaus breiter als bei den Heißfilmmessungen, was zeigt, daß sich die Wirbelablösung noch nicht vollends in eine feste Frequenz stabilisiert hat, wie es im Nachlauf, so denn Zellen auftreten, der Fall ist.

## 2.5 Zusammenfassung

Die Zellenstruktur konnte eingehend mit verschiedenen Parametern untersucht und die Methoden des Vorläuferprojekts entscheidend verbessert werden. Die Ergebnisse lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Insbesondere wenn die Endzellen an der Berandung des Zylinders dominieren, wenn  $L/D$  also recht klein ist, sind klar diskrete Bereiche auszumachen, in denen die Frequenz der Wirbelablösung über eine gewisse Spannweite des Zylinders gleich bleibt. In der Strömungsrichtung zeigt sich dies in simultan ablösenden Walzen, in den dargestellten Spektren als Bereiche mit konstanter Ablösefrequenz.
- 'Freie' Zellen, die nur von anderen Zellen berandet werden und nicht von einer Wand geführt sind, treten in Zylindernähe auf. Sie zerfallen zu größeren  $x$  hin, und es bildet sich eher eine kontinuierliche Frequenzverteilung, wie sie beispielsweise in [67] (Abb. 2.1.1 rechts) beschrieben ist. Die Zellen sind tendentiell deutlicher an der Seite mit der höheren Geschwindigkeit ausgeprägt, was auch schon in der Strömungsrichtung zu beobachten war: An der Seite mit der niedrigen Geschwindigkeit wird die Strömung durch die axiale Ausgleichsbewegung von der Endplatte weggedrängt, was bei starker Scherung ( $\beta = 0.04$ ), langem Zylinder ( $L/D = 20.6$ ) und vergleichsweise niedriger Reynoldszahl ( $Re = 6.25 \cdot 10^4$ ) dort zur völligen Unterdrückung der Wirbelablösung führen kann (Abb. 2.4.3 links).

- Stabilisierend auf diese 'freien' Zellen wirkt sich ein nicht zu großer Scherparameter  $\beta$  aus: Für  $\beta = 0.02$  waren diese Zellen deutlicher und axial ein wenig ausgedehnter, als bei den Fällen mit  $\beta = 0.04$ . Diese Erkenntnis bestätigt das aus der Literatur [29] bekannte Verhalten.
- Die Zellenstruktur ist tendentiell bereits in Druckmessungen auf dem Zylinder nachweisbar, jedoch ist sie bei größeren Geschwindigkeiten noch nicht völlig ausgeprägt.
- Die Zellgrenzen zeigen sich in der Strömungsichtbarmachung an  $y$  oder  $\lambda$ -förmigen Strukturen, die geometrisch der gleichen Dynamik gehorchen wie die resultierenden Spektren: Bleiben sie ortsfest, wie in den Fällen mit  $L/D = 8$ , so liefern die Spektren ebenfalls eine klare Abgrenzung unterschiedlicher Frequenzen. Ist der Ort ihrer Entstehung statistisch verteilt, so erscheinen auch die durch Messung gefundenen Zellstrukturen weniger deutlich voneinander abgegrenzt, obwohl die Zellen in den Kurzzeltaufnahmen der Strömungsichtbarmachung klar erkennbar sein können.

Einige Fragen mußten bei der benutzten Technik offen bleiben. So konnte die Entstehung der Zellen, insbesondere die der freien Zellen nicht völlig geklärt werden. Hierzu wären globale, zeitaufgelöste und insbesondere dreidimensionale Methoden nötig, die das augenblickliche Geschwindigkeitsfeld über das gesamte Kanalvolumen oder zumindest einen Querschnitt simultan ermitteln.

Auch hierfür sind geeignete statistische Methoden zur Auswertung nötig, denn, wie die Auswertung der Daten und insbesondere der Vergleich mit der Strömungsichtbarmachung ergab, ist bei gewissen Konfigurationen die Geometrie der Kernzellen recht unregelmäßig verteilt, was zum Verschwinden der Zellen führt, wenn man über eine lange Zeitspanne mittelt.

# Kapitel 3

## Kreiszyylinderstumpf mit freiem Ende

### 3.1 Phänomenologie I und Literaturübersicht

Bei der Umströmung eines Kreiszyylinderstumpfs, der sich auf einer Bodenplatte befindet, kommt es zu entscheidenden Veränderungen des zweidimensionalen Falls der Strömung um einen langen Kreiszyylinder. Die Strömung wird durch dreidimensionale Endeffekte geprägt, einmal durch die Umströmung des freien Endes, zum anderen durch die Wechselwirkung mit der sich auf der Bodenplatte ausbildenden Grenzschicht.

Wesentliche Parameter sind hier neben der Reynoldszahl das Länge-zu-Durchmesser-Verhältnis des Zylinders  $H/D$  sowie die Grenzschichtdicke am Zylinderort. Wie später gezeigt und erläutert wird, ist die Grenzschichtdicke in den hier durchgeführten Versuchen recht klein gegenüber der Zylinderhöhe ( $\delta/H \approx 0.1 \dots 0.15$ ), was beim Vergleich mit anderen Untersuchungen mit großem  $\delta/H$  berücksichtigt werden muß.

Als Anwendungsfall seien hier Fragestellungen der klassischen Gebäudeumströmung erwähnt; so befassen sich einige Literaturstellen ([33], [45], [56] u.a.) explizit mit der Umströmung von Kühltürmen und anderen idealisiert zylindrischen Bauwerken.

#### 3.1.1 Literaturübersicht

Es liegen bereits einige experimentelle Untersuchungen an Kreiszyylinderstümpfen vor; wie oben erwähnt muß zwischen den Fällen mit relativ kleiner und solchen mit ausgedehnter Grenzschicht unterschieden werden.

Die erste Veröffentlichung zum Thema ist wohl die Arbeit vom Wieselsberger [65], in der der Widerstandsbeiwert von langen und kurzen Kreiszyindern (aber auch von Kugeln und Scheiben) und der Einfluß der Reynoldszahl diskutiert wird. Der Widerstand nimmt bei Zylindern mit freien Enden durch den Zustrom über das freie Ende in das Niederdruckgebiet hinter dem Zylinder ab [51]. Ist ein hoher Widerstand erwünscht, so läßt sich dieser Zustrom durch Endplatten verhindern.

Experimente mit geringer Grenzschichtdicke sind insbesondere die Arbeiten von Baban und So [3], [4] und [5]. Hier wurden recht kurze Zylinder ( $H/D = 1.5, 2$ ) bei

einer Reynoldszahl von  $4.6 \cdot 10^4$  mit Hitzdraht- und Druckmessungen untersucht. Zur Abschätzung des Meßorts ging eine Strömungssichtbarmachung in der Mittelebene voraus, deren qualitative Ergebnisse großen Aufschluß über das Strömungsverhalten bieten. Die Abb. 3.1.1 zeigt beispielhaft eine Skizze für  $H/D = 2$  (Strömung von rechts nach links!). Es kommt zum Strömungsabriß an der vorderen Zylinderkante, wonach das freie Ende überströmt wird. Im Nachlauf teilt sich die Strömung in zwei Äste, von denen einer in Richtung der Hauptströmung weist, während sich der andere in Richtung des Zylinders einrollt. Als Grenze zwischen beiden wird an der Bodenplatte der Wert  $x/D = 2$  angegeben; dort findet sich im zeitlichen Mittel  $\bar{u} = 0$ .

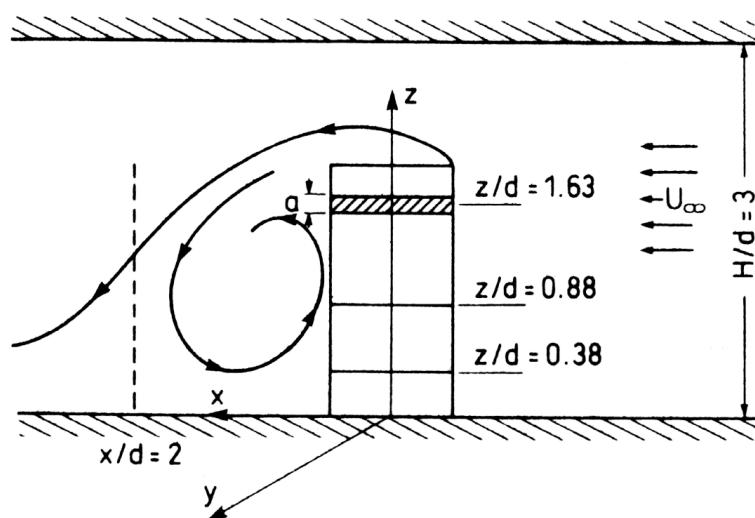


Abb. 3.1.1: Skizze aus [5] über das Strömungsverhalten am Zylinderkopf (Strömung von rechts nach links)

Die Arbeit [1] von Agui und Andreopoulos stellt Druckmessungen und Strömungssichtbarmachungen bei  $H/D = 2$ , den Reynoldszahlen  $1 \cdot 10^5$  sowie  $2.2 \cdot 10^5$  und der sehr geringen Grenzschichtdicke von  $\delta/H \approx 0.044$  vor. Dieser Arbeit ist die Abb. 3.1.2 entnommen, die genauere Informationen über das dreidimensionale Strömungsverhalten bietet. Eine ganz ähnliche Skizze findet man in [58]. Offenbar läßt sich die Strömung in drei Teilbereiche gliedern: Die Strömung an der Zylinderbasis, wo eine Wechselwirkung zwischen dem Hufeisenwirbel an der Bodenplatte und der Wirbelablösung im Zylindernachlauf stattfindet, dem mittleren Zylinderbereich, wo (zumindest für diesen Fall) Wirbelablösung beobachtet wird und den Vorgängen am Zylinderkopf. Auf diese drei Bereiche wird später anhand der selbst durchgeführten Strömungssichtbarmachung genauer eingegangen.

Bei [26] handelt es sich um eine weitere Literaturstelle mit im Vergleich zur Zylinderhöhe kleinen Grenzschicht. Hier wurden Druck- und Heißfilmmessungen bei einer Reynoldszahl von  $7 \cdot 10^4$  vorwiegend an langen Zylindern ( $H/D = 2.78 -$

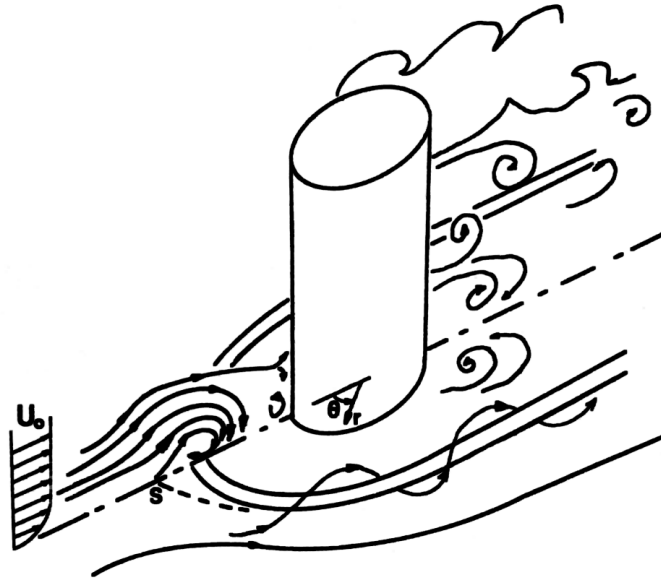


Abb. 3.1.2: Skizze aus [1] über das Strömungsverhalten bei sehr geringer Grenzschichtdicke

12.5,  $\infty$ ) durchgeführt. Wie in [1] wurde im unteren Zylinderbereich ein gestörtes zweidimensionales Verhalten (siehe Abb. 3.1.2) beobachtet: Außen zeigt sich ein Hufeisenwirbel, näher zur Mittelebene herrscht eine regelmäßige Wirbelablösung vor.

Ähnliche Messungen wurden auch in [2] bei Reynoldszahlen von  $0.85 - 7.7 \cdot 10^5$  durchgeführt. Auch hier wird von regelmäßigen Fluktuationen an der Zylinderbasis berichtet, während im übrigen Zylinderbereich eine stark gestörte oder gedämpfte Wirbelablösung gefunden wurde.

Großen Aufschluß über das Verhalten bei unterschiedlichen  $H/D$  bietet die Arbeit [49]. Hier wurden für kleine Grenzschichtdicken verschiedene Zylinder ( $H/D = 1 - 12.5$ ) bei Reynoldszahlen um  $1.33 \cdot 10^4$  untersucht. Die Autoren finden keine Wirbelablösung im Bereich  $H/D = 1 - 2$ , eine gestörte Wirbelablösung bei  $H/D = 2 - 4$  und annähernd ungestörtes Verhalten für noch größere  $H/D$ .

In [25] wird das in Abb. 3.1.1 dargestellte Verhalten mit einer Strömungslichtbarmachung bei  $H/D = 2 - 10$  und  $Re = 3 \cdot 10^4$  für kleine Grenzschichtdicken bestätigt: Auf der Mittelebene kommt es stromab des Zylinders zu einer dominierenden Abwärtsbewegung, die in Abb. 3.1.3 für  $H/D = 4$  dargestellt ist. Entfernt man sich seitlich von der Mittelebene, herrscht hingegen eine Aufwärtsbewegung. Es kommt zur Ausbildung eines Zopfwindels oder 'trailing vortex'. Dieses Verhalten wird auch in der selbst durchgeführten Strömungslichtbarmachung gefunden und später eingehend beschrieben.

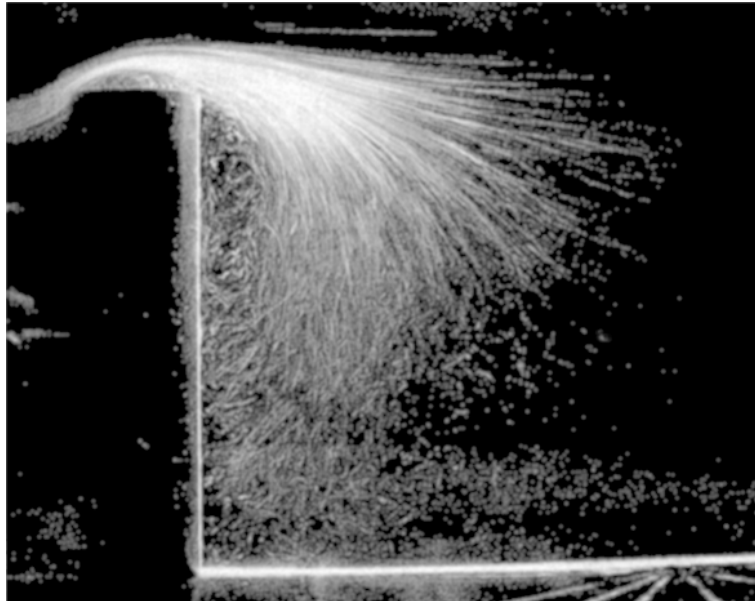


Abb. 3.1.3: Strömungsichtbarmachung: Abwärtsbewegung an der Mittelebene bei  $H/D = 4$ , nach Etzold und Fiedler [25] (Bild gespiegelt)

Die Unterschiede zwischen kurzen und längeren Kreiszyylinderstümpfen arbeiten Kawamura et al. [37] heraus. Hier wurde die absolute Länge der Zylinder bei gleichbleibender Grenzschicht variiert; es ist also auch der Einfluß unterschiedlicher  $\delta/H$  zu berücksichtigen.  $H/D$  lag im Bereich von 1 – 8. Die Reynoldszahl betrug  $3.2 \cdot 10^4$ , mit Ausnahme der in Abb. 3.1.4 gezeigten Strömungsichtbarmachungen. Hier wird bei  $Re = 1.07 \cdot 10^4$  der Einfluß von  $\delta/H$  und  $H/D$  auf die Strömung am freien Ende veranschaulicht: Bei relativ kleiner Grenzschicht ähnelt das Strömungsbild den bisher vorgestellten Ergebnissen. Geht man zu größerem  $\delta/H$  über, liegt die Ausdehnung der Grenzschicht also im Bereich der Zylinderlänge, so legt sich die Strömung an der Zylinderkappe an. Zwar sind in Abb. 3.1.4 auch unterschiedliche  $H/D$  dargestellt, jedoch hat dieser Parameter am freien Ende wenig Einfluß. Durch die Grenzschicht wird der Strömung eine Scherung aufgeprägt, aufgrund derer sie quasi am Hindernis 'stolpert', was das geschilderte Wiederanlegen bewirkt. Eine weitere Erklärung ist darin zu sehen, daß die gescherte Anströmung zu einer verstärkt turbulenten und damit verkleinerten Grenzschicht auf der Zylinderkappe führt.

Die selbe Arbeit zeigt auch klarer das bereits oben beschriebene Verhalten für unterschiedliche  $H/D$ : Bei kleinen Werten findet man im mittleren Zylinderbereich praktisch keine periodische Ablösung; die Strömung bleibt dort komplex und dreidimensional (Abb. 3.1.5 rechts), aber ohne Karman'sche Wirbelstraße.

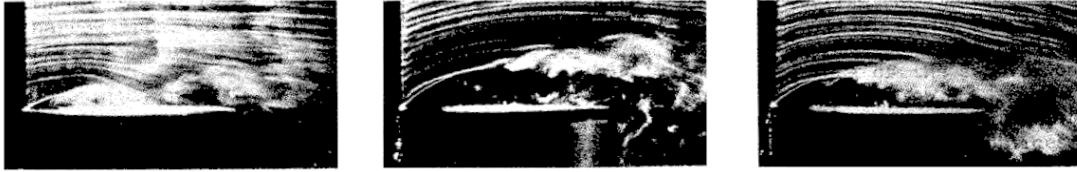


Abb. 3.1.4: Strömungsichtbarmachung: Umströmung des freien Endes an der Mittelebene, nach [37] (Bild gespiegelt)  
links:  $H/D = 1, \delta/H = 1$ , Mitte:  $H/D = 4, \delta/H = 0.25$ , rechts:  $H/D = 8, \delta/H = 0.125$

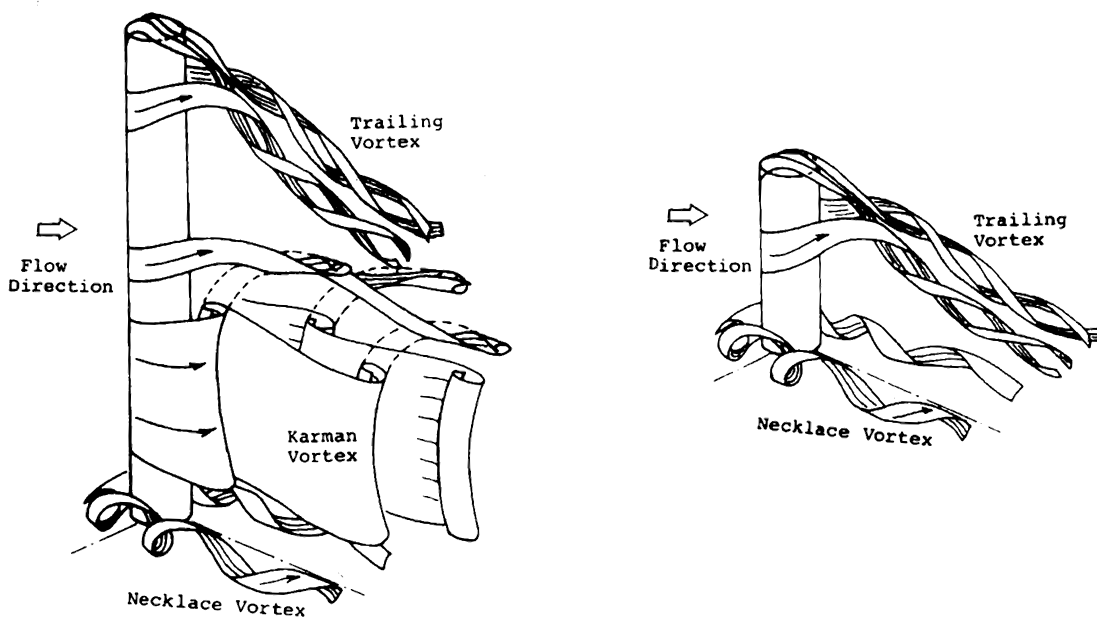


Abb. 3.1.5: Strömungsverhalten für kurze und lange Kreiszyylinderstümpfe, aus [37]

Jedoch tritt diese für lange Zylinder im mittleren Zylinderbereich deutlich auf (Abb. 3.1.5 links).

Für den Fall, daß der Zylinderstumpf völlig in die ankommende Grenzschicht eintaucht, liegen ebenfalls einige Literaturstellen vor. Als bedeutsam ist hier insbesondere die Arbeit von Sakamoto und Arie [55] zu nennen. Hier werden Strömungslichtbarmachungen bei  $Re = 2.7 - 9.2 \cdot 10^2$  und Hitzdrahtmessungen bei  $Re = 2.6 \cdot 10^3 - 5.7 \cdot 10^4$  für  $H/D = 1 - 8$  vorgestellt. Weiterhin wurden auch Prismen unterschiedlicher Geometrie untersucht. Für die Kreiszyylinderstümpfe wird ein kritisches Seitenverhältnis  $H/D = 2.5$  angegeben; unterschreitet man diesen Wert, so wird die Karman'sche Wirbelstraße gestört. Die Autoren schildern bogenförmige, symmetrische Wirbelstrukturen.

Sehr eindrucksvolle Anstrichbilder von Hölscher finden sich in [31], [32], [33] und [45]. In Abb. 3.1.6 wird der Fall  $H/D \approx 2$ ,  $Re = 5 \cdot 10^5$  vorgestellt. Als Grenzschichtdicke wird der Wert  $\delta/H = 2$  angegeben; der Zylinder taucht also völlig in die Grenzschicht ein.

Deutlich ist im oberen Bild auf der Kappe eine sichelförmige Staulinie auszumachen, sowie das Gebiet, in dem sich die Strömung wieder an die Zylinderkappe anlegt. Auf den unteren Bildern sieht man die sich entlang des Zylindermantels verändernde Ablöselinie, sowie eine symmetrische Rezirkulationsstruktur auf der Bodenplatte.

Die Skizze 3.1.7 aus [31] zeigt nochmals den qualitativen Strömungsverlauf und insbesondere das komplexe Strömungsbild an der Bodenplatte und auf dem freien Ende, wo die Strömung zunächst an der Vorderkante abreißt und sich dann nach kurzer Lauflänge ein Staupunkt bildet. Auch diese Effekte werden im folgenden anhand der selbst durchgeführten Strömungslichtbarmachung eingehender beschrieben.

Die dreidimensionale Skizze 3.1.8 vom selben Autor aus [33] (auch in [32]) zeigt zeitgemittelte Stromlinien und vermittelt einen Eindruck von der Komplexität der Strömung. Der wesentliche Unterschied zu Abb. 3.1.5 ist die Drehrichtung der Zopfwirbel: Bei einer ausgedehnten Grenzschicht drehen diese so, daß ihre Innenseite nach oben, bei einer geringer Grenzschichtdicke so, daß ihre Innenseite nach unten weist. Die Vermutungen, ob und wie die Zopfwirbel an die Karman'sche Wirbelstraße (in Abb. 3.1.8 zeitgemittelt, in Abb. 3.1.5 als Momentanbild dargestellt) ankoppeln sind daher auch völlig unterschiedlich.

Der Vollständigkeit halber seien hier noch einige weitere Arbeiten zum Thema angeführt, die das bisher geschilderte Verhalten bestätigen oder andere, verwandte Fragestellungen behandeln: [8], [14], [15], [18], [23], [27], [28], [30], [34], [38], [46], [57], [61], [62], [69].

Die Literaturübersicht bestätigt, daß neben der Reynoldszahl die Grenzschichtdicke  $\delta/H$  und das Seitenverhältnis  $H/D$  die für das Strömungsverhalten wesentlichen Parameter sind. Bei langen Zylindern findet man im unteren und mittleren



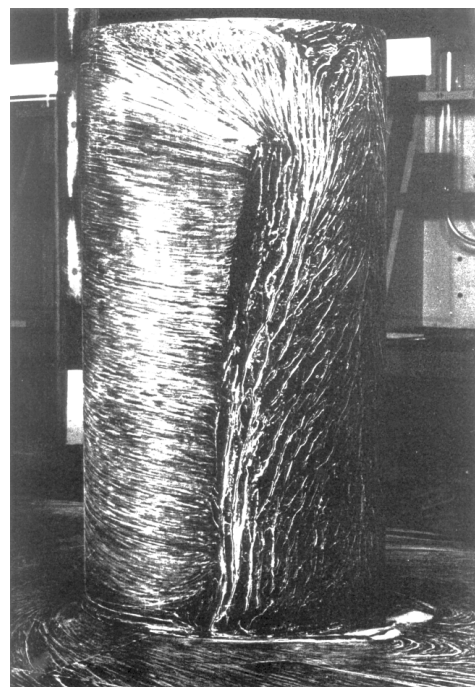
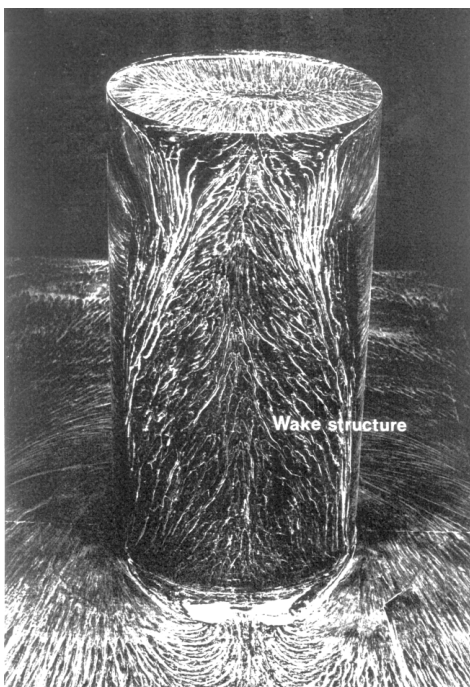
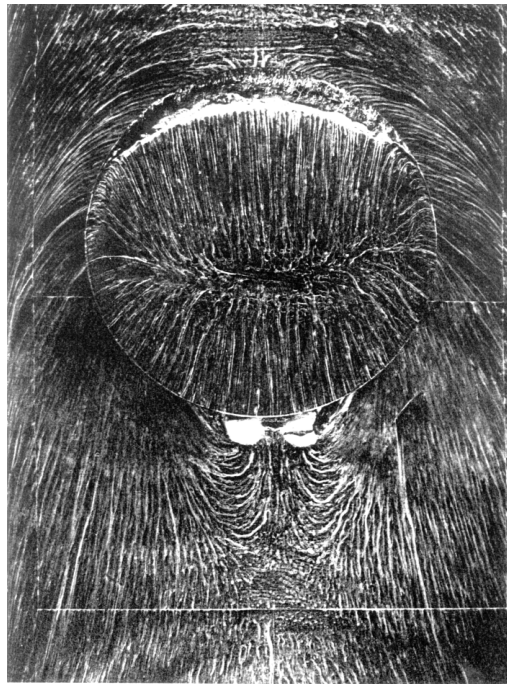


Abb. 3.1.6: Anstrichbilder von Hölscher aus [45] (Bild unten rechts gespiegelt) oben: Hauptströmung von oben nach unten, unten links: auf den Betrachter zu, unten rechts: von links nach rechts

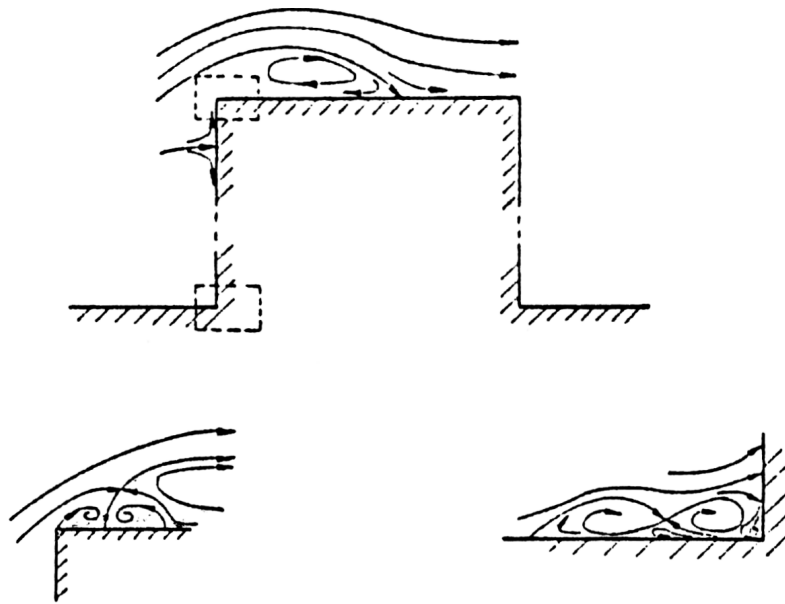


Abb. 3.1.7: Skizze des Strömungsverlaufs in der Mittelebene für einen ganz in die Grenzschicht eingetauchten Zylinderstumpf, aus [31]

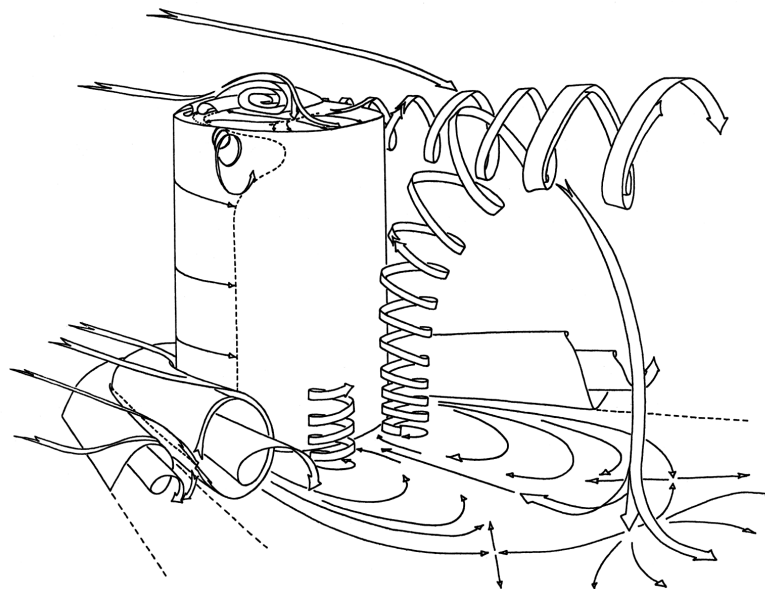


Abb. 3.1.8: Dreidimensionale Skizze der zeitgemittelten Stromlinien für einen ganz in die Grenzschicht eingetauchten Zylinderstumpf, aus [33]

Zylinderbereich eine Karman'sche Wirbelstraße, die beim Übergang zu stumpferen Zylindern vor allem in Zylindermitte stark gestört oder gar unterdrückt wird. Diese Beeinflussung beginnt in einem Bereich um  $H/D = 4$ . Am freien Ende bildet sich ein komplexes Wirbelsystem aus, dessen Form von  $\delta/H$  beeinflusst wird.

Die vorausgegangenen Arbeiten konzentrieren sich zumeist auf Druckmessungen, Spektralanalysen und Strömungssichtbarmachungen, ohne daß bisher ausgedehnte Geschwindigkeitsmessungen vorliegen. Ziel dieses Projekts war es also, diese Meßdaten an geeignet ausgewählten Konfigurationen zu beschaffen. Um diese Fälle auszuwählen und um einen eigenen Eindruck vom Strömungsverhalten zu gewinnen, ging den Detailmessungen eine Strömungssichtbarmachung voraus, in der  $H/D$  über den interessanten Bereich variiert wurde.

Im folgenden wird nun zunächst auf den Aufbau eingegangen und die Meßtechnik beschrieben. Hierauf folgt die Diskussion der Ergebnisse der Strömungssichtbarmachung sowie die Vorstellung der durchgeführten Messungen.

## 3.2 Versuchsaufbau

Dieser Abschnitt dient der Beschreibung des verwendeten Wasserkanals, wie sie der Betriebsanleitung [52] zu entnehmen ist. Es handelt sich um den Hochdruckkanal des Instituts für Hydromechanik. Dieser ist geschlossener Bauart, im Gegensatz zu der in Kapitel 2 vorgestellten, von oben zugänglichen Rinne.

Im Boden des Wasserlabors ist ein großes Reservoir eingelassen, aus dem ein Hochbehälter, an den die Meßstrecke anschließt, gespeist wird (siehe Abb. 3.2.1). Es sind mehrere Pumpen vorhanden, durch deren Parallel- oder Serienschaltung der Meßstreckendurchfluß je nach Versuch variiert werden kann. In den Experimenten zu dieser Arbeit genügte die Förderleistung einer Pumpe.

Der Hochbehälter besteht aus zwei Einheiten, mit denen eine Wassersäule von bis zu 10 m realisiert werden kann. In den Versuchen zu dieser Arbeit wurde nur der untere Behälter eingesetzt, da nur ein Wasserspiegel von  $\approx 3$  m gefahren wurde.

Neben der Versuchseinrichtung sind zwei Röhren angebracht, wobei eine dieser Röhren den Wasserstand im Behälter, die andere eine vorgegebene Soll-Höhe anzeigt. Weichen beide voneinander ab, so wird ein Steuerimpuls an die Durchflußregelung gegeben. Hierzu wird laufend der Differenzdruck an den Röhrenenden bestimmt. Die Durchflußsteuerung wirkt auf einen Bypass der Hauptleitung (siehe Abb. 3.2.1), um eine genügend feine Regulierung zu durchführen zu können. Tatsächlich erweist sich das System nach einer Betriebsdauer von etwa einer halben Stunde aber als so stabil, daß keine Regelung mehr benötigt wird und der gemessene Durchfluß konstant ist.

Mittels einer Handdrossel in der Hochbehälterzuleitung und weiteren Drosseln im Meßstreckenablauf wird ein konstanter Wasserspiegel im Hochbehälter und der gewünschte Meßstreckendurchfluß eingestellt.

An der Speiseleitung des Hochbehälters ist eine Meßeinrichtung angebracht, die die Wassermenge pro Zeiteinheit anzeigt, mit der der Behälter gefüllt wird. Bei den Experimenten zu diesem Abschnitt wurde der Durchfluß auf einen Wert eingestellt, der einer über den Kanalquerschnitt gemittelten Geschwindigkeit von  $u_{\text{ref}} = 0.54$  m/s entspricht. Diese Referenzgeschwindigkeit wurde mit LDA-Messungen (siehe Abschnitte 3.3 und 3.4.2) bestätigt.

Im Hochbehälter hält ein Lochblech mit runden Öffnungen von 2 cm Durchmesser (in Abb. 3.2.2 oben der gekrümmte Bogen, unten die schraffierte Fläche) gröbere Verunreinigungen zurück. Direkt am Ablauf wurden zwei Gitter im Abstand von 100 mm zur Vergleichmäßigung der Strömung angebracht. Diese besitzen eine Drahtstärke von 1 mm und einen freien Drahtabstand von 4 mm bzw. 0.7 und 3 mm.

Die Querschnittsfläche des Kanalzulaufs wird immer stärker verkleinert, bis die Strömung die eigentliche Meßstrecke durchläuft. Diese hat eine Höhe von 392mm, eine Breite von 560mm und eine Länge von 688mm und schließt somit genau an

die Einströmdüse an (siehe Abb. 3.2.1 und Abb. 3.4.1). Auf die Meßstrecke folgt ein längerer Auslaß, der nach einer Krümmung wieder in den Tiefbehälter führt. Im folgenden Abschnitt wird das zur Messung der lokalen Strömungsgeschwindigkeiten eingesetzte Laser-Doppler-Anemometer und die für die Versuche notwendig gewordenen Umbauten beschrieben.

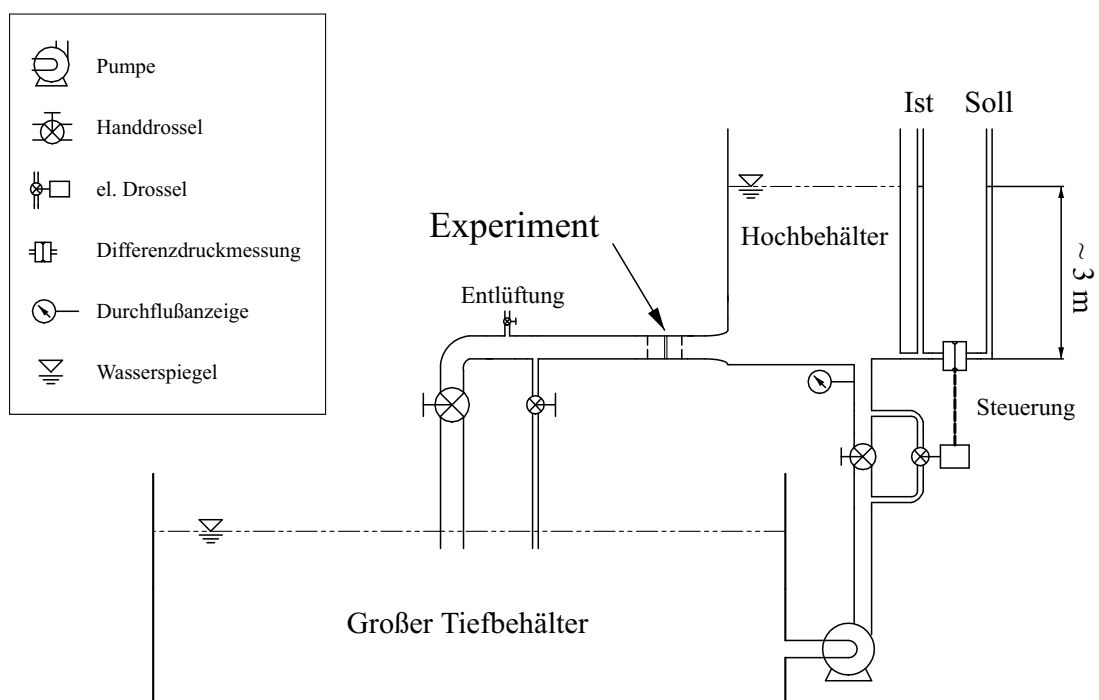


Abb. 3.2.1: Schematische Skizze des Wasserkanals

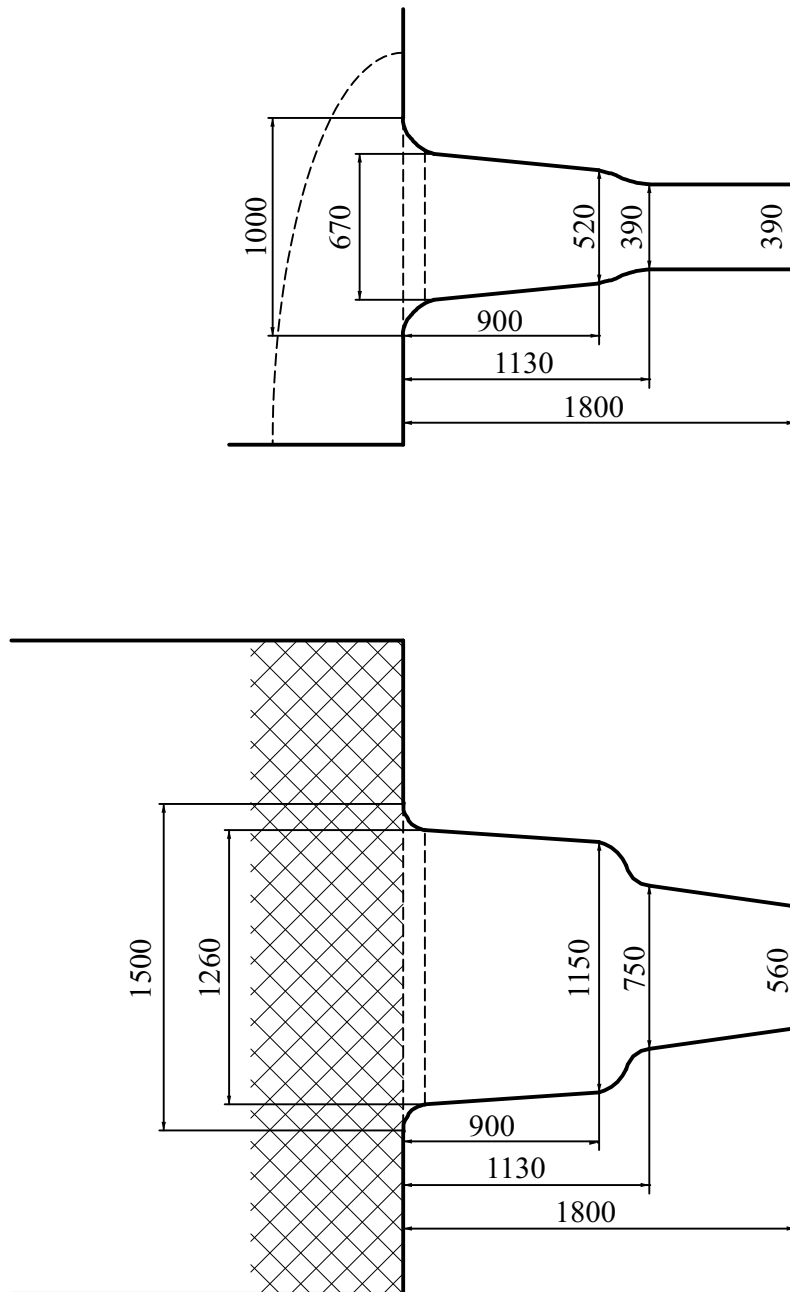


Abb. 3.2.2: Vertikaler (oben) und horizontaler (unten) Schnitt durch den Einlauf des Wasserkanals, die Strömung verläuft von links nach rechts

## 3.3 LDA

### 3.3.1 Theorie der Laser-Doppler-Anemometrie

Die Laser-Doppler-Anemometrie hat sich seit etlichen Jahren als bewährtes Instrument der Strömungsmechanik durchgesetzt. Ihre Vorzüge liegen in ihrer mit anderen Mitteln schwer zu erzielenden Genauigkeit und darin, daß sie Strömungsgeschwindigkeiten berührungslos, also ohne Eingriff in die Strömung, erfaßt.

Weiterhin arbeitet sie bei geeigneter Konstruktion richtungsaflösend, das heißt eine oder mehrere Geschwindigkeitskomponenten können vorzeichenrichtig und getrennt bestimmt werden, weswegen sie sich insbesondere für das hier untersuchte Gebiet der Umströmung stumpfer Körper, bei denen Ablösungen auftreten, eignet.

Bei der Laser-Doppler-Anemometrie handelt es sich um eine indirekte Meßmethode, da nicht die Geschwindigkeit des Fluids selbst, sondern die eingebrachter oder vorhandener Tracerteilchen ermittelt wird. Der geringe Zusatz von Tracerteilchen bleibt zumeist ohne Auswirkungen auf die Strömung.

An diesen Tracern wird, wie im nachfolgenden eingehender beschrieben wird, Laserlicht gestreut. Genauer handelt es sich um ein Laserstrahlpaar, das sich an einem Ort, dem eigentlichen Meßort, schneidet. Dort kommt es zur Ausbildung eines Interferenzstreifenmusters, an dem die Streuung stattfindet. Da die Streifen äquidistant sind, reicht es zur Bestimmung der Teilchengeschwindigkeit, die Frequenz des Streulichts zu ermitteln und die gewonnene Peakfrequenz mit dem Interferenzstreifenabstand in eine Geschwindigkeit umzurechnen.

Als Tracer kommen Teilchen in Frage, die zwar klein sind, in ihrem Durchmesser aber deutlich über der benutzten Lichtwellenlänge liegen. Die Streuung an Teilchen dieser geometrischen Abmessungen ( $\approx 1 - 10\mu\text{m}$ ) wird durch die Mie-Theorie beschrieben, die jeder Teilchengometrie einen gewissen Streuquerschnitt zuordnet, ohne daß ein allgemeines Gesetz angebbar wäre. Aber diese Abhängigkeit ist für die LDA ohnehin nicht wesentlich, da hier die Frequenz und nicht die Intensität des Streulichts ausgewertet wird.

Bei den durchgeführten Messungen konnte auf den Zusatz von Tracern verzichtet werden, da im Laborwasser bereits eine ausreichende Anzahl von Verunreinigungen vorhanden war. Viele Schwierigkeiten durch mangelndes Tracerfolgevermögen treten, verglichen mit Messungen in Luft, in Wasser aufgrund geringerer Dichteunterschiede zwischen Fluid und Tracermaterial weniger gravierend auf, so daß dieser Einfluß außer Betracht gelassen werden konnte.

Im folgenden wird die Auswertgleichung der Laser-Doppler-Anemometrie anhand ebener Wellen hergeleitet und das verbreitete Interferenzstreifenmodell vorgestellt. Beide Herleitungen erklären nicht die Rolle des Doppler-Effekts bei der Laser-„Doppler“-Anemometrie, was unbefriedigend erscheinen mag. Die Herleitung stellt jedoch lediglich eine andere Betrachtungsweise der wellentheoretischen Rechnung dar und führt selbstverständlich zu den selben Ergebnissen.



Weiterführende Informationen zur Laser–Doppler–Anemometrie finden sich in den benutzten Quellen [9], [19], [21], [20], [54] sowie in meiner Diplomarbeit [35].

### 3.3.2 Beschreibung mit ebenen Wellen

Vor der wellentheoretischen Herleitung der Doppler–Frequenz wird hier auf die Grundlagen der Beschreibung ebener Wellen eingegangen. Der elektrische Feldvektor einer ebenen, linear polarisierten Lichtwelle läßt sich mit

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\vec{r}) \cdot \cos(\vec{k}\vec{r} - 2\pi ft + \psi)$$

beschreiben.  $\vec{k}$  steht hier für den Wellenzahlvektor (dieser liegt in Ausbreitungsrichtung),  $f$  für die Frequenz der Welle und  $\psi$  für eine konstante Phase.  $\vec{E}_0(\vec{r})$  beschreibt die Intensitätsverteilung im Raum.

Wählt man ein kartesisches Koordinatensystem so, daß die Ausbreitung zum Beispiel in  $z$ -Richtung, die Polarisationsrichtung in der  $x, z$ -Ebene und  $\vec{E}_0$  in  $x$ -Richtung liegen und geht zu einer Darstellung mit komplexen Größen über, so vereinfacht sich obige Gleichung zu

$$\begin{aligned} E(x, y, z, t) &= E_0(x, y) \cdot e^{i(kz - 2\pi ft + \psi)} \\ \text{und } \mathbf{E}(x, y, z, t) &= \text{Re}(E(x, y, z, t)) \end{aligned} \quad (3.3.1)$$

mit skalaren Abhängigkeiten, wobei nur der Realteil physikalische Bedeutung besitzt.

Im Experiment wird nicht die Größe des elektromagnetischen Feldes gemessen, sondern die Energiedichte der Welle integriert über einen durch die Empfangsoptik bestimmten Raumwinkel. Die Frequenzen sind hierbei so groß, daß die augenblickliche Größe der Energie nicht aufgelöst werden kann, sondern ein zeitlicher Mittelwert gemäß

$$\begin{aligned} U_D &= 2U_0 \cdot \frac{1}{T} \int_0^T (\mathbf{E}(\vec{r}, t))^2 dt \\ &= 2U_0 \cdot \frac{1}{4T} \int_0^T (E(x, y, z, t) + E^*(x, y, z, t))^2 dt \\ &= 2U_0 \cdot \frac{1}{4T} \int_0^T E(x, y, z, t)^2 + 2E(x, y, z, t)E^*(x, y, z, t) + E^*(x, y, z, t)^2 dt \end{aligned}$$

bestimmt wird.  $U_D$  steht hier für die erzielte Detektorspannung;  $U_0$  ist von der Empfindlichkeit des verwendeten Photodetektors abhängig.

Ist nun die Zeitkonstante  $T$  der Integration groß im Vergleich zur Periodendauer  $1/f$  der Lichtwelle, so entfallen durch die Integration alle gemischten Glieder, da sie sich wie trigonometrische Funktionen verhalten. Es folgt also

$$\begin{aligned} U_D &= U_0 \cdot \frac{1}{T} \int_0^T E_0(x, y) E_0^*(x, y) \\ &= U_0 \cdot |E_0(x, y)|^2 \end{aligned}$$

wie man sich leicht anhand der obigen Definitionen überzeugt. Die Größe der Detektorspannung ändert sich bei ebenen Wellen in Ausbreitungsrichtung also nicht.

### Herleitung der Doppler-Frequenz

Zum Einsatz in der Laser-Doppler-Anemometrie werden die Lasergeräte üblicherweise auf den TEM<sub>00</sub>-Modus abgestimmt, das heißt, sie weisen eine im Querschnitt Gauß'sche Intensitätsverteilung gemäß

$$I(r) = I(0) \cdot e^{-2 \frac{r^2}{R_0^2}} \quad (3.3.2)$$

auf, mit  $R_0$  als dem Radius, in dem die Intensität gerade auf das  $1/e^2$ -fache des Maximalwerts abgesunken ist.

Durchlaufen solche Strahlen eine Sammellinse senkrecht zu deren optischer Achse, so schnürt sich das Strahlbündel auf den minimalen Querschnitt

$$r_0 \approx \frac{F\lambda}{\pi R_0} \quad (3.3.3)$$

ein, wobei mit  $F$  die Brennweite der Linse, mit  $\lambda$  die Wellenlänge des Laserlichts und mit  $R_0$  der Strahlquerschnitt vor der Linse bezeichnet werden.

Interessanterweise wird dieser minimale Querschnitt nicht unbedingt im Brennpunkt der Linse angenommen, vielmehr ist seine Position von der Geometrie des erzeugenden Lasers und seinem Abstand von der Linse abhängig. Eine korrekte Messung ist nur dann möglich, wenn dafür Sorge getragen wird, daß der Brennpunkt der Linse gleichzeitig auch der Punkt des geringsten Strahlquerschnitts ist. Diese Bedingung sei für die weitere Rechnung erfüllt.

Betrachtet wird ein kleines Volumen um diesen sowohl Brennpunkt als auch Punkt geringster Einschnürung, so klein, um dort ebene Wellenfronten und konstanten Strahlquerschnitt  $r_0$  anzunehmen. In diesem Volumen gelte also

$$I(r) = I(0) \cdot e^{-2 \frac{r^2}{r_0^2}} \quad (3.3.4)$$

Laserlicht werde nun durch einen Strahlteiler in zwei parallele Anteile zerlegt und durch eine Linse in ein Volumen um deren Brennpunkt gesammelt. Dieses Volumen sei wieder dadurch gegeben, daß die Intensität an dessen Rand auf den  $1/e^2$ -fachen Wert abgesunken ist (vergleiche mit der Abb. 3.3.3).

Die elektrischen Felder der Einzelstrahlen lassen sich in komplexer Schreibweise durch

$$E_1(x_1, y_1, z_1) = E_0 \cdot e^{-i 2\pi f_1 t} \cdot e^{-\frac{x_1^2 + y_1^2}{r_0^2} + i 2\pi \frac{f_1}{c} z_1} \quad (3.3.5)$$

$$E_2(x_2, y_2, z_2) = E_0 \cdot e^{-i 2\pi f_2 t} \cdot e^{-\frac{x_2^2 + y_2^2}{r_0^2} + i 2\pi \frac{f_2}{c} z_2} \quad (3.3.6)$$

in den Koordinatensystemen der Strahlrichtungen,  $(x_1, y_1, z_1)$  bzw.  $(x_2, y_2, z_2)$ , angeben.

Die in (3.3.1) angeführten Phasen  $\psi$  werden zur Rechenerleichterung vernachlässigt. Sie liefern einen zeitunabhängigen Term, der nicht in die Bestimmungsgleichung der Doppler-Frequenz eingeht.

Die Gleichungen (3.3.5) und (3.3.6) stellen hohe Anforderungen an die verwendete Lichtquelle. So muß sichergestellt sein, daß die Phasenlage (und Frequenz) der Einzelstrahlen einerseits in hinreichender Genauigkeit konstant (zeitliche Kohärenz) und andererseits auch über ein verglichen mit dem Meßvolumen großen Bereich fest sind (räumliche Kohärenz). Dies führt zur ausschließlichen Verwendung von Laserlichtquellen und erklärt den ersten Wortbestandteil "Laser"-Doppler-Anemometrie, da konventionelle Quellen nicht in der Lage sind, solchermaßen kohärentes Licht in praktikabler Intensität zu liefern.

In den Gleichungen (3.3.5) und (3.3.6) beschreibt der zweite Faktor die Welleneigenschaft der Strahlen, der erste Summand unter der Exponentialfunktion die Gauß'sche Intensitätsverteilung und der zweite Summand die Ausbreitung der Welle.

Die Hilfskoordinaten lassen sich durch

$$\begin{aligned} x_1 &= x \cos \theta - z \sin \theta & z_1 &= z \cos \theta + x \sin \theta \\ x_2 &= x \cos \theta + z \sin \theta & z_2 &= z \cos \theta - x \sin \theta \\ y_1 &= y_2 = y \end{aligned}$$

in die Hauptkoordinaten  $(x, y, z)$  umrechnen.  $\theta$  ist hierbei der halbe Strahlwinkel, der durch

$$\tan \theta = \frac{h}{F} \quad (3.3.7)$$

( $h$  ist der halbe Strahlabstand,  $F$  wieder die Brennweite der Linse) bestimmt ist (siehe Abb. 3.3.1).

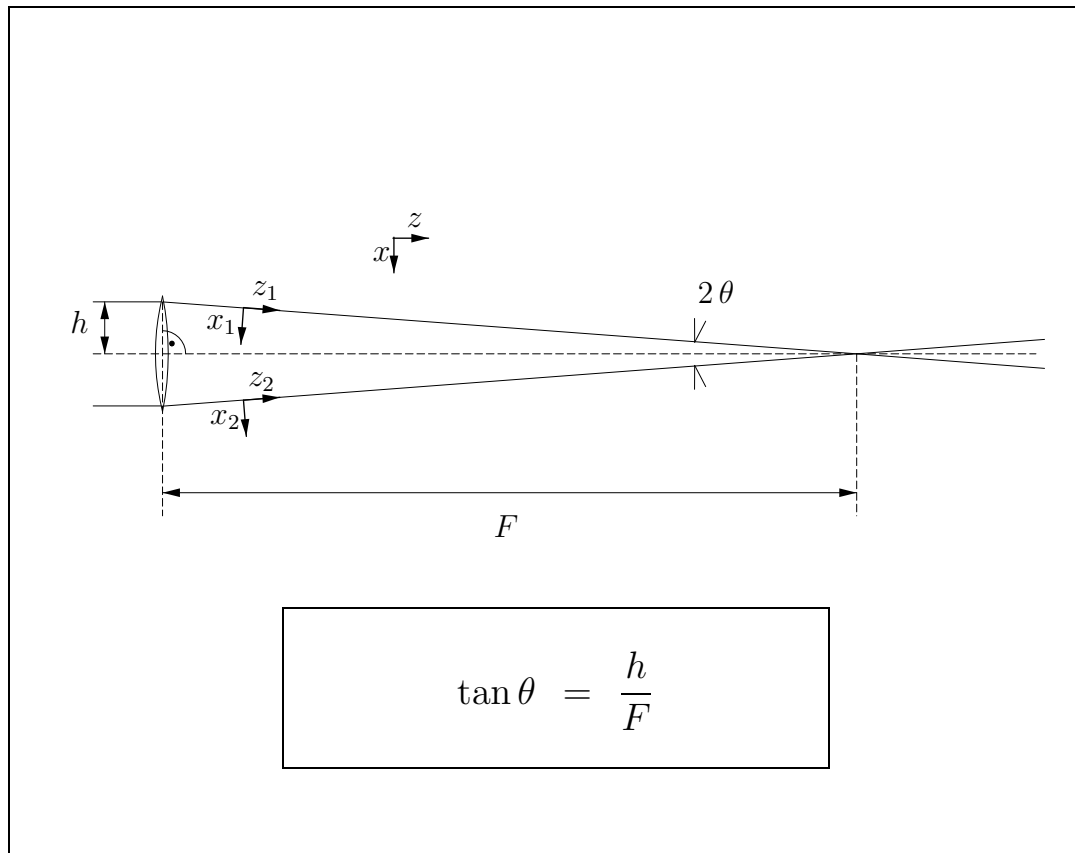


Abb. 3.3.1: Definition geometrischer Größen: halber Strahlwinkel

Nun befinde sich zum Zeitpunkt  $t$  ein Streuteilchen am Ort  $(x, y, z)$ .

Die Überlagerung der Wellen kann nicht mehr als ebene Welle gedeutet werden. Bringt man einen Photodetektor an den Punkt  $(x, y, z)$  und führt eine Zeitintegration analog zum vorherigen Abschnitt durch, also

$$\begin{aligned} U_D &= 2U_0 \cdot \frac{1}{T} \int_0^T \operatorname{Re}(E_1(x, y, z, t) + E_2(x, y, z, t))^2 dt \\ &= U_0 \cdot \frac{1}{2T} \int_0^T (E_1 + E_1^* + E_2 + E_2^*)^2 dt \end{aligned}$$

so ergibt sich nach kurzer Rechnung und Vernachlässigung hochfrequenter Terme

$$U_D = \dots = U_0 \cdot \frac{1}{T} \int_0^T (|E_1|^2 + |E_2|^2 + 2\operatorname{Re}(E_1 E_2^*)) dt$$

Man zeigt nun leicht, daß  $|E_1|^2$  und  $|E_2|^2$  nicht mehr von der Zeit abhängen und daß

$$\operatorname{Re}(E_1 E_2^*) = \dots \approx E_0^2 \cdot e^{-\frac{x_1^2 + y_1^2 + x_2^2 + y_2^2}{r_0^2}} \cdot \cos\left(2\pi \left(\frac{f_{1/2}}{c}(z_1 - z_2) + \Delta f t\right)\right)$$

Es wurde die Größe  $\Delta f := f_2 - f_1$  eingeführt, und da  $\frac{f_2}{f_1} \approx 1$  ist es zur Ermittlung des ersten Terms unter dem Kosinus unerheblich, welche Frequenz eingesetzt wird, daher die Bezeichnung  $f_{1/2}$ .

Die Detektorspannung vereinfacht sich zu

$$U_D = U_0 \cdot (|E_1|^2 + |E_2|^2 + 2\operatorname{Re}(E_1 E_2^*))$$

wobei die ersten beiden Ausdrücke konstant sind und der dritte Term sich (bei kleinen Strahlwinkeln) langsam verglichen mit optischen Größenordnungen ändert, also als meßbares Signal zur Verfügung steht.

Transformation auf die Hauptkoordinaten führt zu:

$$U_D = \dots = 2U_0 E_0^2 \cdot e^{-2 \frac{x^2 \cos^2 \theta + z^2 \sin^2 \theta + y^2}{r_0^2}} \cdot \left[ \cosh\left(\frac{4xz \sin(2\theta)}{r_0^2}\right) + \cos\left(2\pi \left(\frac{f_{1/2}}{c}(2x \sin \theta) + \Delta f t\right)\right) \right] \quad (3.3.8)$$

Das Licht treffe nun auf ein im Meßvolumen befindliches Streuteilchen und werde einem Photodetektor zugeführt, wobei durch eine Blende die Primärstrahlen zurückgehalten werden. Die Lichtstreuung an einem Teilchen ist ein äußerst komplexer Vorgang, der, wie schon angedeutet, bei den genannten Teilchendurchmessern durch die Mie-Theorie beschrieben wird (siehe zum Beispiel [21]). Sie führt in Gleichung (3.3.8) einen zusätzlichen multiplikativen Term ein, der von der Größe des Teilchens, dem Abstand zwischen Teilchen und Detektor sowie der Detektionsrichtung abhängig ist. Richtung und Betrag des Abstandes sind bei kleinem Meßvolumen konstant anzunehmen, so daß obige Gleichung im wesentlichen (wieder bei langer Integrationszeit) durch einen konstanten Faktor erweitert wird. Die durch das Streulicht hervorgerufene Detektorspannung ist dann

$$U_D^{\text{Streuung}} = \frac{U_0^{\text{Streuung}}}{U_0} U_D$$

Man beachte, daß sich die Raumkoordinaten  $(x, y, z)$  nicht mehr auf den Ort eines Detektors, sondern auf das Streuteilchen beziehen.

Das Teilchen bewege sich nun dergestalt, daß in  $x$ -Richtung eine konstante Geschwindigkeit  $u_\perp$  vorgegeben wird. Es wird die Bezeichnung  $u_\perp$  verwendet, da es sich um die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur optischen Achse und in der Ebene der Urstrahlen handelt.

Zur Vereinfachung der Ausdrücke sei  $t$  so gewählt, daß  $x(t=0) = 0$ . Es ist dann

$$\vec{r}(t) = (u_{\perp}t, y(t), z(t))$$

und die Detektorspannung

$$\begin{aligned} U_D^{\text{Streuung}} &= 2U_0^{\text{Streuung}} E_0^2 \cdot e^{-2 \frac{u_{\perp}^2 t^2 \cos^2 \theta + z(t)^2 \sin^2 \theta + y(t)^2}{r_0^2}} \\ &\quad \cdot \left[ \cosh \left( \frac{4u_{\perp} t z(t) \sin(2\theta)}{r_0^2} \right) + \cos \left( 2\pi \left( \frac{f_{1/2}}{c} (2u_{\perp} t \sin \theta) + \Delta f t \right) \right) \right] \\ &\approx 2U_0^{\text{Streuung}} E_0^2 \cdot e^{-2 \frac{u_{\perp}^2 t^2 \cos^2 \theta}{r_0^2}} \cdot e^{-2 \frac{z(t)^2 \sin^2 \theta + y(t)^2}{r_0^2}} \\ &\quad \cdot \left[ 1 + \cos \left( 2\pi t \left( \frac{f_{1/2}}{c} (2u_{\perp} \sin \theta) + \Delta f \right) \right) \right] \end{aligned}$$

$$\text{Hieraus } U_D^{\text{Streuung}}(t) = \text{const.} \cdot P \cdot W(t) \cdot [1 + \cos(2\pi f_D t)] \quad (3.3.9)$$

$$\begin{aligned} \text{mit } f_D &:= \frac{f_{1/2}}{c} \cdot 2u_{\perp} \sin \theta + \Delta f \\ &= \frac{2u_{\perp} \sin \theta}{\lambda_{1/2}} + \Delta f \end{aligned}$$

$$\text{und } W(t) := e^{-2 \frac{x(t)^2 \cos^2 \theta + z(t)^2 \sin^2 \theta + y(t)^2}{r_0^2}}$$

Die Proportionalitätskonstante ist hierbei von der Empfindlichkeit des Detektors und dem optischen Aufbau (Laserleistung, Blendenöffnungen, Brennweiten der Linsen und Strahlgeometrie) abhängig.  $P$  ist eine Zufallsvariable, in deren Größe der Ort des streuenden Teilchens im Meßvolumen und dessen Streuquerschnitt eingehen. Die Funktion  $W(t)$  bestimmt die niederfrequente **Einhüllende** des Bursts. Ihr ist ein hochfrequenter Anteil multiplikativ überlagert, der die eigentliche Geschwindigkeitsinformation in Form seiner Frequenz beinhaltet.

An (3.3.9) ist leicht zu ersehen, daß Geschwindigkeitskomponenten in  $y$  und  $z$ -Richtung keinen Einfluß auf den Kosinusterm in Gleichung (3.3.9) und damit auf  $f_D$  haben. Wohl aber verändern sie die Gestalt der niederfrequenten Einhüllenden des Detektorsignals.

Mißt man nun  $f_D$ , kann die Geschwindigkeit des Streuteilchens senkrecht zur optischen Achse und in der Ebene der beiden Strahlen mit

$$u_{\perp} = \frac{(f_D - \Delta f) \cdot \lambda_{1/2}}{2 \sin \theta} \quad (3.3.10)$$

errechnet werden. Diese Gleichung dient nun als eigentliche Auswertgleichung der Laser-Doppler-Anemometrie.

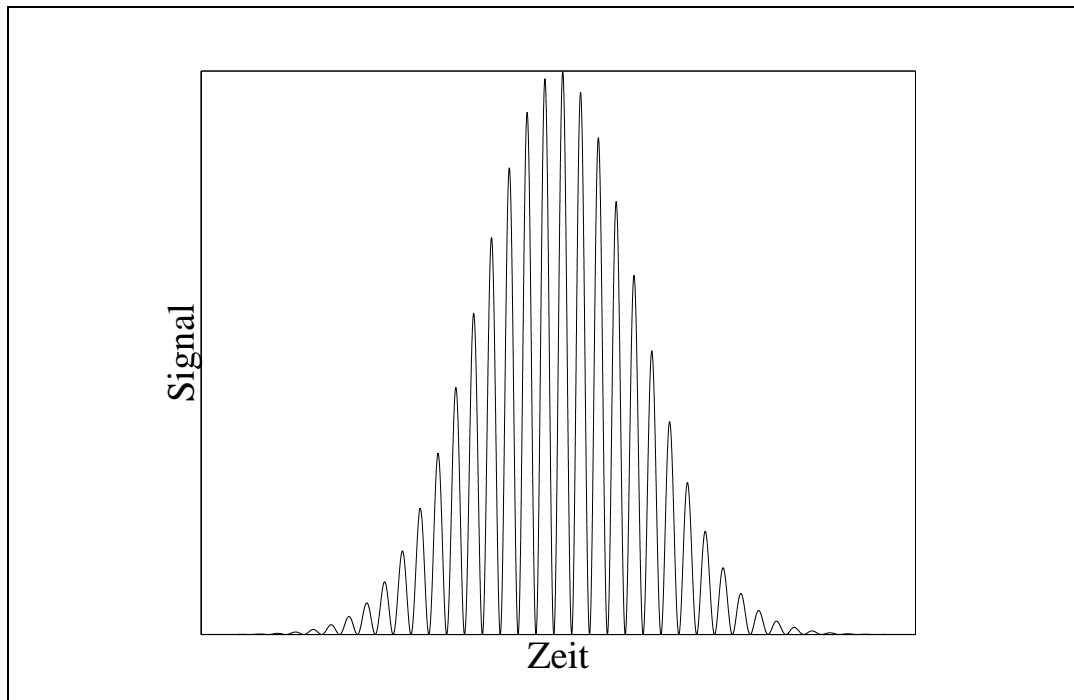


Abb. 3.3.2: Idealer Laser-Doppler-Burst

Von Interesse ist auch das Volumen, aus dem die Geschwindigkeit von Streuteilchen bestimmt werden kann, wieder definiert über die  $1/e^2$ -Mantelfläche. Gleichung (3.3.8) legt nahe, daß Flächen gleicher zeitlich gemittelter Intensität durch

$$x^2 \cos^2 \theta + z^2 \sin^2 \theta + y^2 = \text{const.}$$

bestimmt sind.

Diese Intensität ist auf dem Ellipsoid (vergleiche Abbildung 3.3.2)

$$x^2 \cos^2 \theta + z^2 \sin^2 \theta + y^2 = r_0^2$$

gerade auf  $1/e^2$  des Maximums abgefallen. Als Radien dieses Meßvolumens ergibt sich

$$r_x = \frac{r_0}{\cos \theta} \quad r_y = r_0 \quad r_z = \frac{r_0}{\sin \theta} \quad (3.3.11)$$

oder mit (3.3.3)

$$r_x = \frac{F\lambda}{\pi R_0 \cos \theta} \quad r_y = \frac{F\lambda}{\pi R_0} \quad r_z = \frac{F\lambda}{\pi R_0 \sin \theta} \quad (3.3.12)$$

Diese Gleichungen werden im Abschnitt 3.3.7 zur Berechnung der Größe des Meßvolumens herangezogen.

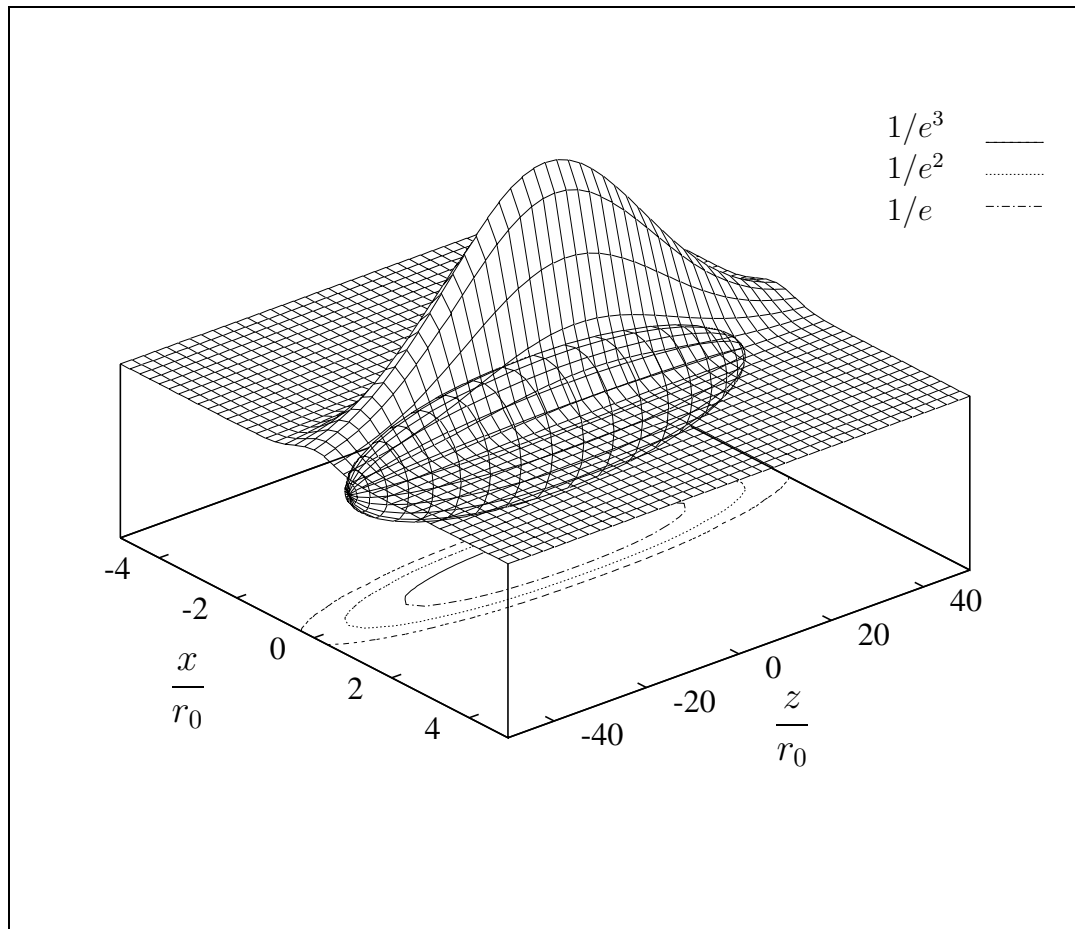


Abb. 3.3.3: Meßvolumen: Empfindlichkeit am Ort  $(x, y = 0, z)$  und  $1/e^2$ -Isofläche (Ellipsoid)

### 3.3.3 Interferenzstreifenmodell

Das Interferenzstreifenmodell beinhaltet wesentliche Vereinfachungen der wellentheoretischen Beschreibung, ist aber in der Lage, die Auswerteformel (3.3.15) auf einfachstem Wege anschaulich herzuleiten.

Die Wellenfronten seien im Meßvolumen wieder als eben und zunächst Einzelstrahlen gleicher Frequenz angenommen. Die weiteren Überlegungen erstrecken sich auf die Ebene der Einzelstrahlen, da eine zweidimensionale Beschreibung für das Interferenzstreifenmodell bei ebenen Wellenfronten ausreicht.

Im Meßvolumen verstärken sich die Einzelstrahlen gerade dort, wo sie in Phase sind, bei einer Phasendifferenz von  $\pi$  löschen sie sich aus. Die Wellenfronten bilden zu einem festen Zeitpunkt schmale Parallelogramme, deren kleine Diagonale  $d$  mittels

$$\cos \theta = \frac{\lambda}{d} \quad (3.3.13)$$



bestimmt werden kann (vergleiche Abbildung 3.3.4).

Man überlegt sich leicht, daß die Einzelfelder auf parallelen Streifen durch die Eckpunkte der Parallelegramme in Phase sind, wobei die Streifen in Richtung der optischen Achse verlaufen und bei gleichen Frequenzen der Strahlen ortsfest sind.

Durchquert ein Teilchen das Meßvolumen, so streut es auf einer Maximallinie viel Licht, auf einer Minimallinie keines. Die Modulationsfrequenz des Streulichtes ist dann proportional zu der Komponente der Teilchengeschwindigkeit senkrecht zu den Interferenzstreifen. Die anderen Komponenten gehen nicht in diese Frequenz ein.

$\Delta x$ , den Abstand der Interferenzstreifen, berechnet man zu

$$\Delta x = \frac{\lambda}{2 \sin \theta}$$

Hieraus folgt für die Frequenz des empfangenen Streulichtes

$$f_D = \frac{u_{\perp}}{\Delta x} = \frac{2 u_{\perp} \sin \theta}{\lambda}$$

oder

$$u_{\perp} = \frac{f \lambda}{2 \sin \theta}$$

Man erhält also das selbe Ergebnis wie in Gleichung (3.3.10) mit  $\Delta f = 0$ .

Setzt man nun wie in den vorausgegangenen Abschnitten eine geringe Frequenzdifferenz zwischen den Einzelstrahlen voraus, so sind die Interferenzstreifen oder Maximallinien nicht mehr ortsfest. Die Gleichung (3.3.13) ändert aber sich kaum, da  $\lambda_1 \approx \lambda_2$  angenommen wurde.

Betrachtet man zu einem Zeitpunkt  $t$  das Interferenzstreifenmuster, so findet man das gleiche Bild zum Zeitpunkt  $t + 1/\Delta f$  vor, die Streifen bewegen sich also mit der Geschwindigkeit  $\Delta f \Delta x$ .

Die Signalfrequenz ist nun nicht mehr mit der Geschwindigkeit relativ zum ruhenden Betrachter, sondern mit der Relativgeschwindigkeit zu bilden

$$\begin{aligned} u_{\text{relativ}} &= \frac{f_D \lambda}{2 \sin \theta} - \Delta f \Delta x \\ &= \frac{(f_D - \Delta f) \lambda}{2 \sin \theta} \end{aligned} \quad (3.3.14)$$

Wellentheoretische Rechnung (Gleichung (3.3.10)) und das Interferenzstreifenmodell (Gleichung (3.3.14)) liefern also die selben Ergebnisse.

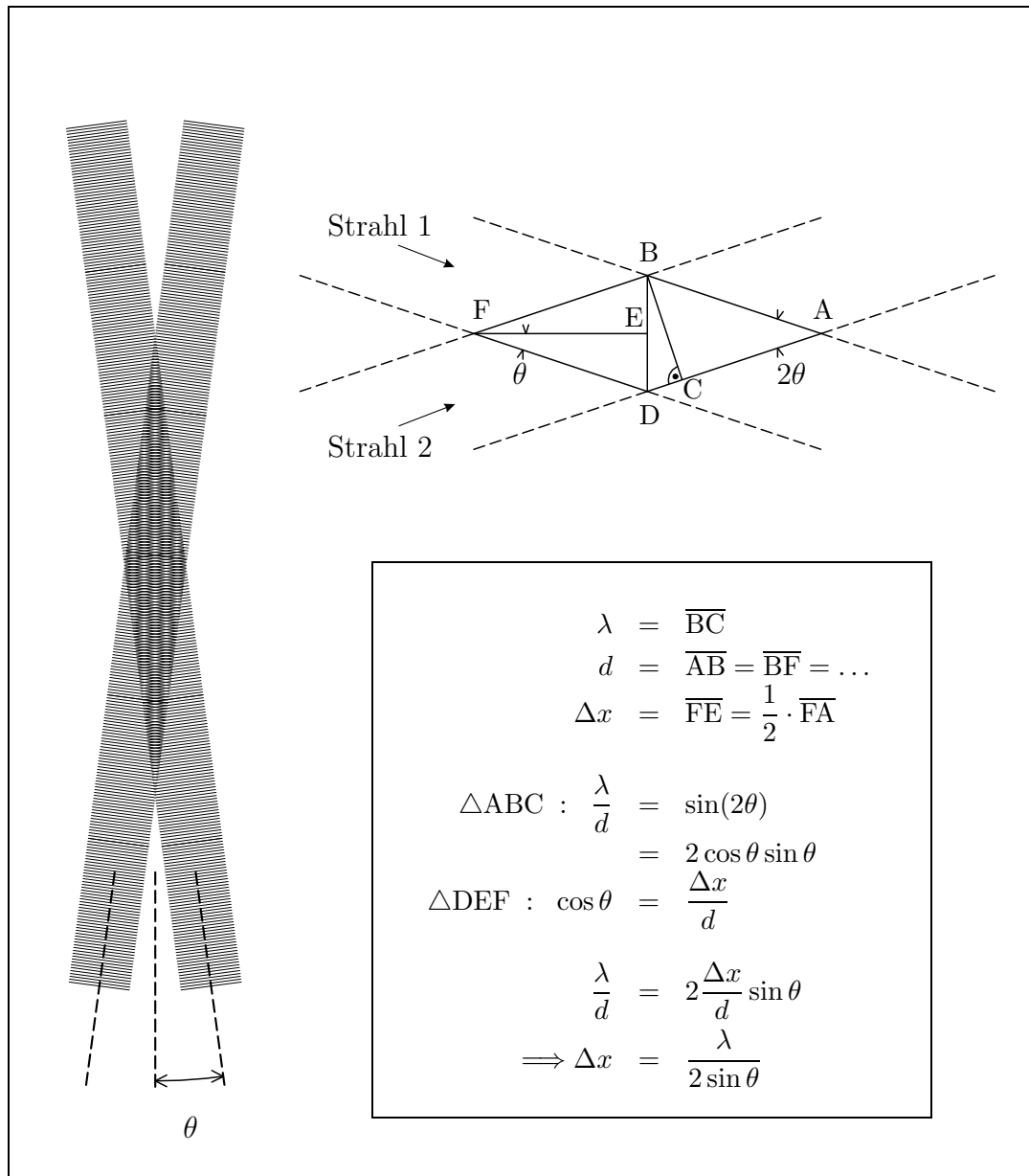


Abb. 3.3.4: Herleitung des Interferenzstreifenabstands

### 3.3.4 Diskussion der Auswertgleichung

Die Auswertformel der Laser-Doppler-Anemometrie

$$f_D = \frac{2u_{\perp} \sin \theta}{\lambda_{1/2}} + \Delta f \quad (3.3.15)$$

und umgestellt

$$u_{\perp} = \frac{(f_D - \Delta f) \cdot \lambda_{1/2}}{2 \sin \theta} \quad (3.3.16)$$

wurde anhand zweier Modelle, die identisch zu obigen Gleichungen auf (3.3.10), und (3.3.14) führten, hergeleitet.

Zum ersten fällt auf, daß alle zur Ermittlung der Geschwindigkeit des Streuteilchens benötigten Größen leicht zu messen, bzw. zu beschaffen sind:

$\theta$  ist mit (3.3.7) leicht zu errechnen, wobei der Strahlabstand und die Brennweite der Sammellinse bei hochwertigen Optiken in ausreichender Genauigkeit vorliegen. Ebenso sind die Wellenlängen des verwendeten Lichts bei Laserlichtquellen sehr genau angebar und konstant.

Zweitens ist der Zusammenhang zwischen der Doppler-Frequenz und einer Komponente der Teilchengeschwindigkeit linear. Die Abhängigkeit gestaltet sich also auf einfachste Weise, wodurch Fehler in der Messung kontrollierbar bleiben.

Drittens verursacht die Bewegung des Tracerteilchens eine Frequenzmodulation des Signals, was Vorteile gegenüber einer Amplitudenmodulation hat, da die Auswertung weniger durch Signalrauschen und schwer zugängliche Parameter (Teilchengröße, momentane Stärke der Lichtquelle, Fremdlicht, Kalibrierung der Übertragung durch Empfangsoptik- und Elektronik etc.) beeinflusst wird.

In die Doppler-Frequenz geht nur die Geschwindigkeit in einer Raumrichtung ein, so können durch die Verwendung mehrerer Strahlpaare mehrere Geschwindigkeitskomponenten unabhängig voneinander erfaßt werden. Beim verwendeten System wurden die zwei stärksten Linien eines Argon-Lasers voneinander getrennt, in zwei zueinander senkrechten Strahlpaaren im Meßvolumen zusammengeführt, das jeweilige Streulicht mit Hilfe von Interferenzfiltern getrennt und einzeln ausgewertet (siehe Abschnitt 3.3.6). Die Detektionsoptik befand sich hierbei in Strahlrichtung hinter der Sendeoptik; man spricht von Vorwärtsstreuung.

Setzt man in (3.3.16)  $\Delta f = 0$ , nimmt also für beide Strahlpaare die gleiche Frequenz an, so liefern eine Teilchengeschwindigkeit  $u_{\perp}$  und eine hierzu räumlich entgegengesetzte Geschwindigkeit  $-u_{\perp}$  zwar Frequenzen mit unterschiedlichem Vorzeichen, was aber keinerlei Auswirkungen auf die Detektorspannung hat, wie man leicht anhand Gleichung (3.3.9) mit  $\Delta f = 0$  ersehen kann. Das liegt daran, daß die niederfrequente Modulation  $W(t)$  nur vom Quadrat der Geschwindigkeit abhängt und der Rest der Gleichung ohnehin mit  $f_D \sim u_{\perp}$  periodisch ist.

Im Sinne des Interferenzstreifenmodells gesprochen, ist es für die Signalfrequenz unerheblich, in welcher Richtung das Tracerteilchen das bei  $\Delta f = 0$  ruhende Streifenmuster durchläuft.

Sorgt man mittels geeigneter optischer Bauelemente dafür, daß beide Teilstrahlen leicht unterschiedliche Frequenzen aufweisen, so verschiebt dieser Unterschied die Doppler-Frequenz. Man kann das auch so deuten, daß zur Teilchengeschwindigkeit  $u_{\perp}$  eine Geschwindigkeit

$$u_{\text{shift}} = \pm \frac{|\Delta f| \cdot \lambda_{1/2}}{2 \sin \theta} \quad (3.3.17)$$

addiert wird, wobei das Vorzeichen von der Wahl des Koordinatensystems und dem Vorzeichen von  $\Delta f = f_2 - f_1$  abhängt.

Ist  $u_{\text{shift}} > 0$ , werden negative  $u_{\perp}$  quasi in den positiven Bereich verschoben (daher der Name **Shiftfrequenz**) und sind meßtechnisch unterscheidbar von Geschwindigkeiten gleichen Betrags aber anderen Vorzeichens.

Zur Ermittlung einer geeigneten Shiftfrequenz müssen die kleinsten auftretenden negativen Geschwindigkeiten abgeschätzt werden, so daß alle vorkommenden Signale im Frequenzbereich positiver  $f_D$  liegen.

Beim verwendeten System wurden zur Erzeugung der Frequenzshift Bragg-Zellen eingesetzt, das sind elektroakustische Bauteile, in denen durch eine äußere Erregung ein wanderndes Gitter erzeugt wird. Ein die Bragg-Zelle durchlaufender Strahl wird in einen Fächer unterschiedlicher Modi zerlegt, die einen Frequenzunterschied zueinander aufweisen, der jeweils der Erregerfrequenz entspricht. Benutzt wird nur der Strahl erster Ordnung mit  $f = f_0 + 1 \cdot f_{\text{shift}}$ , die anderen werden ausgeblendet. Die Erregerfrequenz der Braggzellen liegt nun im Bereich von 40MHz, was viel zu hoch für ein geeignetes  $f_{\text{shift}}$  ist. Man umgeht dies, indem man jeden der beiden Strahlen durch eine Bragg-Zelle mit jeweils leicht unterschiedlicher Erregerfrequenz laufen läßt, wonach sich das eigentliche  $f_{\text{shift}}$  als Differenz der beiden Erregerfrequenzen ergibt. Dieses Vorgehen bewirkt auch, daß beide Teilstrahlen in etwa die gleiche Intensität aufweisen.

Da beim eingesetzten System zwei Strahlpaare verwendet wurden, jedes für eine Geschwindigkeitskomponente, waren also insgesamt vier Bragg-Zellen (siehe Abschnitt 3.3.6) vorhanden.

### 3.3.5 Besonderheiten bei Messungen in Wasser

In den Experimenten zu diesem Abschnitt wurde ein geschlossener Kanal mit Wasserbefüllung und gläsernen Wänden eingesetzt. Durch die verschiedenen Brechungsindizes von Luft, Kanalwänden und Kanalbefüllung ergeben sich einige Veränderungen der bisher beschriebenen Meßtechnik und Probleme bei der konkreten Realisierung der Messung. Die optische Achse lag senkrecht zu den Grenzflächen, wodurch einige weitere Komplikationen entfallen.

- **mögliche Veränderung der Signalfrequenz**

Die Auswerteformel wurde für den Fall hergeleitet, daß Urstrahlen und Streulicht nur ein Medium durchlaufen, also zum Beispiel für Luft

$$u_{\perp} = \frac{(f_D - \Delta f)\lambda_{\text{Luft}}}{2 \sin \theta_1} \quad f_D = \frac{2u_{\perp} \sin \theta_1}{\lambda_{\text{Luft}}} + \Delta f$$

Beim Übergang in ein anderes Medium wird der Strahlwinkel  $\theta$  durch die unterschiedlichen Brechungsindizes beeinflusst. Es ist zum Beispiel für die

hier betrachteten Durchgänge Luft–Glas und Glas–Wasser nach der Formel von Snellius

$$n_{\text{Luft}} \cdot \sin \theta_1 = n_{\text{Glas}} \cdot \sin \theta_2 = n_{\text{Wasser}} \cdot \sin \theta_3$$

wobei die Winkel zum Lot auf die (parallelen) Grenzflächen gemessen werden (vergleiche Abbildung 3.3.5).

Als Wellenlängen ergeben sich

$$n_{\text{Luft}} \cdot \lambda_{\text{Luft}} = n_{\text{Glas}} \cdot \lambda_{\text{Glas}} = n_{\text{Wasser}} \cdot \lambda_{\text{Wasser}} = \lambda_{\text{Vakuum}}$$

Aufgrund von

$$f_D = \frac{2u_{\perp} \sin \theta_3}{\lambda_{\text{Wasser}}} + \Delta f = \frac{2u_{\perp} \sin \theta_1}{\lambda_{\text{Luft}}} + \Delta f$$

bleibt der Medienwechsel aber ohne Auswirkungen auf die Signalfrequenz, was eine große Erleichterung der Messung darstellt, da weder die Brechungsindizes noch die Dicke der Kanalwände in die Größe der erhaltenen Signalfrequenzen eingehen. Es können zur Auswertung die Strahlwinkel und Wellenlängen in Luft verwendet werden. Die veränderte optische Konfiguration aber bei der Abschätzung von Größe und Ort des Meßvolumens zu berücksichtigen.

- **Ort des Meßvolumens**

Der Übergang zu anderen optischen Medien verändert den Ort des Meßvolumens (Abb. 3.3.5). Dieses wird beim betrachteten Fall in Richtung der optischen Achse verschoben. Der reale Meßort ist zwar mit den Beziehungen der geometrischen Optik durchaus zu berechnen, es erwies sich aber als praktikabler, ein 'Target' in Form einer kleinen Streuscheibe an der gewünschten Position in den Kanal einzubringen und den Strahlschnittpunkt unter optischer Kontrolle (Projektion des Streulichts auf eine Leinwand) einzustellen.

- **Intensitätsverlust**

An jeder Grenzfläche werden die Strahlen und das Streulicht gemäß der Fresnel'schen Formeln abgeschwächt. Dies führt zwar zu keiner Veränderung der Signalfrequenzen und damit der Resultate, jedoch müssen bei der Auslegung der Optik die vier Medienwechsel (Luft–Glas, Glas–Wasser, Wasser–Glas und Glas–Luft) berücksichtigt werden.

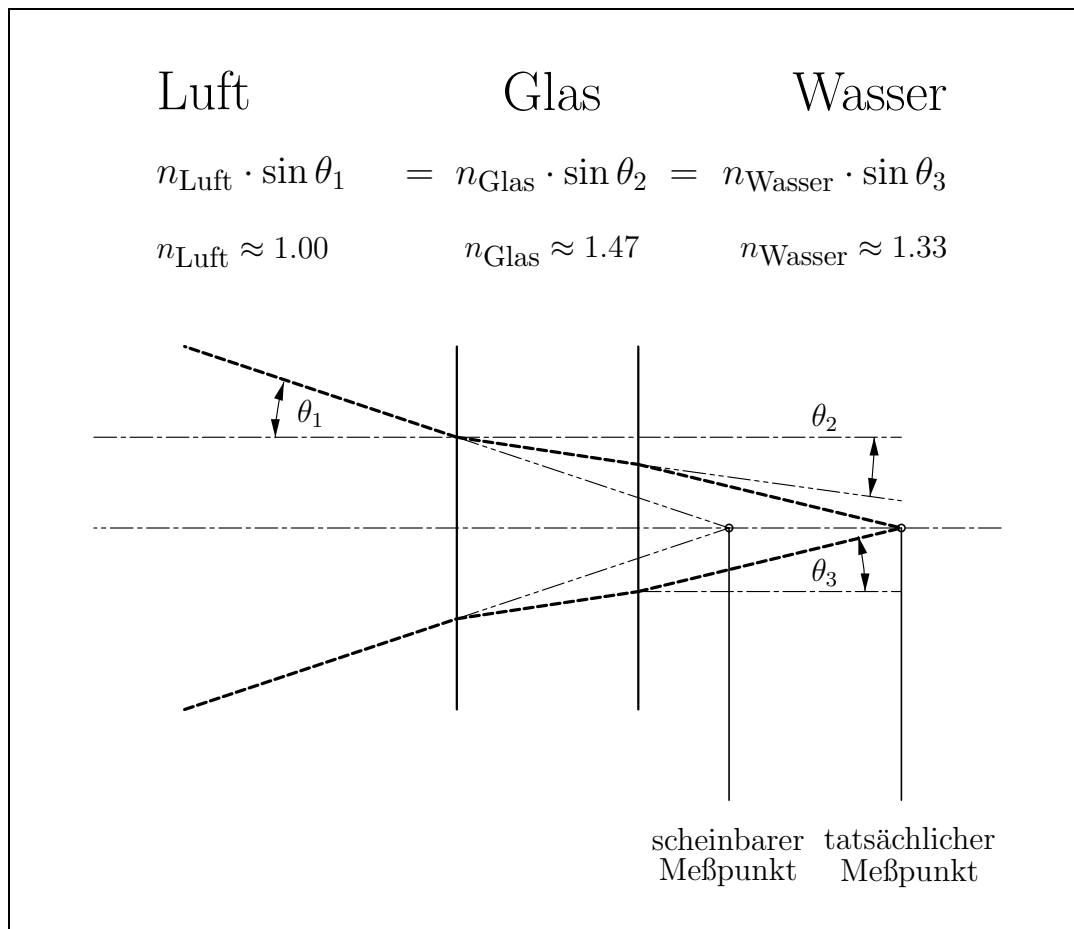


Abb. 3.3.5: Messpunktverschiebung und Beeinflussung der Strahlwinkel in Wasserkanälen (Formel von Snellius)

- **Justageprobleme**

Beim verwendeten Hochdruck-Wasserkanal waren die gläsernen Kanalwände für einen Innendruck von maximal 10m Wassersäule ausgelegt. Hierdurch ergab sich ihre beachtliche Dicke von 4cm. Glasplatten dieser ungewöhnlichen Ausmessungen wären in optischer Qualität extrem kostspielig. Durch das (billigere) Gußverfahren sind Schwankungen in der Dicke der Scheiben von bis zu  $\pm 2\text{mm}$  und wohl auch lokale Brechungsindexabweichungen in den Fehler des Strahlwinkels und der Meßortbestimmung einzubeziehen. Auch verursachten diese Abweichungen bei einer bloßen Verschiebung des Meßorts unter Umständen wieder eine Dejustage.

- **Tracerteilchen**

Wie schon beschrieben, handelt es sich bei der Laser-Doppler-Anemometrie um eine indirekte Meßmethode. Es wird nicht die Fluidgeschwindigkeit sondern die der Tracerteilchen ermittelt. Bei Dichteunterschieden zwischen Fluid und Streuteilchen folgen diese dem Medium nicht mehr exakt. In Luft

ist diesem Umstand durch genaue Auswahl von Größe und Material der Tracerteilchen Rechnung zu tragen. In Wasser kann zumeist ohne Zusatz von Tacerteilchen gearbeitet werden, da im üblichen Leitungswasser genügend Trübstoffe vorliegen. Diese sind zweitens aufgrund der geringeren Dichteunterschiede zum Fluid weitaus problemloser in ihrem Folgevermögen.

### 3.3.6 Optischer Aufbau des verwendeten LDA

Beim verwendeten Laser-Doppler-Anemometer handelt es sich um eine Eigenkonstruktion unter Verwendung eines ehemals vorhandenen Geräts der Firma OEI. Es stellt zwei getrennte Strahlpaare zur Verfügung, kann also zwei Geschwindigkeitskomponenten simultan erfassen. Bei den vorausgegangenen Projekten war das Gerät so positioniert, daß die Komponente in Richtung der Hauptströmung ( $u$ ) und die senkrecht dazu in der Horizontalen ( $v$ ) gemessen wurden. Diese Konfiguration wurde auch im folgenden zunächst benutzt. Das LDA wurde jedoch in einem zweiten Schritt so umgebaut, daß nun  $u$  und  $w$  (die vertikale Komponente) erfaßt werden konnten, da die Problemstellung aufgrund ihrer Dreidimensionalität eine wesentliche Bedeutung von  $w$  nahelegt. Dieser Umbau wird im folgenden Abschnitt 3.3.7 genauer beschrieben.

In seiner Grundkonfiguration (Messung von  $u$  und  $v$ ) durchläuft der Strahlengang die folgenden optischen Bauelemente (siehe Abb. 3.3.6):

1. Der Strahl wird in einem Argon-Ionen-Laser (Modell Spectra-Physics 2016-04) erzeugt. Dieser besitzt eine nominelle Gesamt-Ausgangsleistung von 4 Watt. Zur Schonung der Optik wurden aber nur 1–2 Watt verwendet. Die beiden stärksten Linien haben Wellenlängen von 514.5 nm (grün) und 488.0 nm (blau). Diese werden zur LDA benutzt. Der Laser wurde mittels einer geeigneten Blende auf den TEM<sub>00</sub>-Modus justiert. Der Durchmesser der  $1/e^2$ -Kreise beträgt vor der Optik 1.4 mm.
2. Die optische Achse wird dann aus Platzgründen über zwei 45 Grad-Spiegel um 180 Grad gedreht (in Abb. 3.3.6 nicht dargestellt).
3. Ein  $\lambda/4$ -Plättchen erlaubt in Kombination mit Position 5 die Fixierung der Teilstrahlen auf eine Polarisationssebene und das Einstellen gleicher Intensitäten, wie es für optimale Interferenz und starke Ausgangssignale notwendig ist.
4. Ein Strahlteiler zerlegt den Laserstrahl in drei parallele und in einer horizontalen Ebene liegende Anteile. Der Abstand vom Mittelstrahl beträgt jeweils 25mm.
5.  $\lambda/2$ -Plättchen, siehe Position 3.

6. Anschließend werden drei Interferenzfilter benutzt, um in den beiden äußeren Strahlen nur den blauen, im Mittelstrahl nur den grünen Anteil durchzulassen. Diese Filter haben eine äußerst geringe Halbwertsbreite in der Größenordnung von 10 nm, was die Trennung der recht nahe beieinanderliegenden Frequenzen ermöglicht.
7. Es folgt das Bragg-Zellen-Paar (siehe Abschnitt 3.3.4) für die blauen Strahlen.
8. Ein weiterer Strahlteiler führt nun die Zerlegung des grünen Strahls in zwei parallele und in einer vertikalen Ebene liegende Anteile durch. Auch diese Strahlen haben einen Abstand von 50 mm.
9. Nun durchlaufen die grünen Strahlen das für sie vorgesehene Bragg-Zellen-Paar. Vor und nach allen vier Bragg-Zellen sind Keilprismen angebracht, wodurch die Strahlrichtungen beibehalten werden können.
10. Eine nach der folgenden Sammellinse angebrachte Blende läßt nur die Strahlen erster Ordnung (siehe Abschnitt 3.3.4) passieren. Diese Linse führt die Strahlen im Meßvolumen zusammen.
11. Zwischen der Sammellinse und der Blende ist eine Halterung für zwei planparallele Platten angebracht, die es erlauben, die grünen Strahlen ins Meßvolumen (also den Schnittpunkt der blauen Strahlen) zu justieren. Planparallele Platten verschieben den Strahl leicht, ändern jedoch nichts an seiner Strahlrichtung, weswegen auch der Winkel zwischen den Teilstrahlen erhalten bleibt. Der Wert für  $\theta$  in der Auswertgleichung ändert sich also nicht.
12. Ein 45 Grad-Spiegel dreht die vier Strahlen nach oben ins Meßgebiet, wonach sie die untere Glasplatte, die Wasserbefüllung des Kanals und die obere Glasplatte durchlaufen.
13. Ein weiterer 45 Grad-Spiegel lenkt die Strahlen und das gewonnene Streulicht wieder in die Horizontale.
14. Anschließend wird das Meßvolumen durch eine Sammellinse auf die Pinholes (das sind die sehr kleinen Eintrittsöffnungen der nachfolgenden Photomultiplier) abgebildet. Vor diesen blockiert eine "Strahlfalle" die Urstrahlen, so daß nur das Streulicht in die Detektoren gelangt. Die Pinholes der Detektoren sind über zwei Schrauben justierbar.
15. Ein halbdurchlässiger Spiegel teilt das Streulicht, wonach einer der Teile wieder in die Parallele zum anderen gelenkt wird.
16. Zwei vor den folgenden Photomultipliern angebrachte Interferenzfilter lassen nur die Streulichtfarbe des jeweiligen Kanals passieren und verhindern das Einstreuen von Fremdlicht (Laborbeleuchtung).



### 3.3.7 Mechanischer Aufbau und Umbau des LDA

In Abb. 3.3.7 ist die Konfiguration dargestellt, wie sie zur Messung von  $u$  und  $v$  eingesetzt wurde. Wie schon erwähnt wurde das LDA anschließend so umgebaut, daß auch die vertikale Komponente  $w$  erfaßt werden konnte. Zunächst wurden also gleichzeitig  $u$  und  $v$  bestimmt und nach dem Umbau  $u$  und  $w$ .

Ziel des Umbaus war es auch, eine Konstruktion zu schaffen, die sich möglichst einfach wieder in den Grundzustand zurückversetzen läßt, um das Gerät für Nachfolgeprojekte nutzen zu können. Dies ist beim durchgeführten Konzept einfach und schnell möglich.

Es mußte eine neue Meßstrecke gebaut werden, bei der die seitlichen Scheiben aus Glas zu fertigen waren, da der Strahlengang bei der neuen Konfiguration in der Horizontalen verläuft (Abb. 3.3.7). Außer dieser war neben einer neuen Traverse für Linse und Lochblende und einem verstellbaren Meßtisch für die Detektionsoptik als einziges neues optisches Bauteil ein zusätzlicher Spiegel anzuschaffen. Weiterhin wurde vor den Messungen das LDA instandgesetzt, zerkratzte Bauteile ausgewechselt und eine neue Laserröhre eingebaut.

In der Grundkonfiguration war das LDA auf einem Stahlrahmen angebracht, der als ganzes in  $x$  und  $y$ -Richtung verstellbar war. Die Position in  $z$ -Richtung wurde durch Verschieben der Linse (siehe Abb. 3.3.7) eingestellt und diese Position, wie erwähnt, mit einem Target kontrolliert.

Die Konstruktion auf einem Stahlrahmen wurde beibehalten. Nach dem Umbau konnte  $x$  durch Verschieben dieses Rahmens gewählt werden, während  $z$  mit der Sendetraverse (Linse, Lochblende und Spiegel auf der linken Seite in Abb. 3.3.8) und Nachführen des Meßtischs mit der Detektionsoptik (rechte Seite) eingestellt wurde.  $y$  wurde nun wiederum durch Verschieben des Rahmens verändert. Durch die Brechung an den Glasplatten war  $y$  aber nicht mehr direkt einstellbar, sondern mußte mit dem erwähnten Target kontrolliert werden.

Aus Gründen der Zugänglichkeit wurden die planparallelen Platten nach dem Spiegel, der die Strahlen in die Horizontale lenkt, angebracht. Diese Plättchen dienen wie geschildert dazu, die grünen Strahlen ins Meßvolumen zu justieren.

Da der Boden der Meßstrecke nun aus Plexiglas gefertigt war, konnten die Probekörper durch eine Verschraubung angebracht und leicht gewechselt werden. In der Grundkonfiguration wurden diese durch einen Spezialkleber auf der unteren Glasplatte befestigt, wobei es immer einige Tage dauerte, bis dieser Kleber ausgehärtet war.

Ist nun der Grundzustand für weitere Projekte wiederherzustellen, so müssen nur die Sendetraverse und die Detektionsseite abgebaut und die optischen Bauteile zurückversetzt werden.

Die Querschnitt der Versuchsstrecke wurde bei beiden Konfigurationen beibehalten; der Kanal hat eine Höhe von 392mm und eine Breite von 560mm.

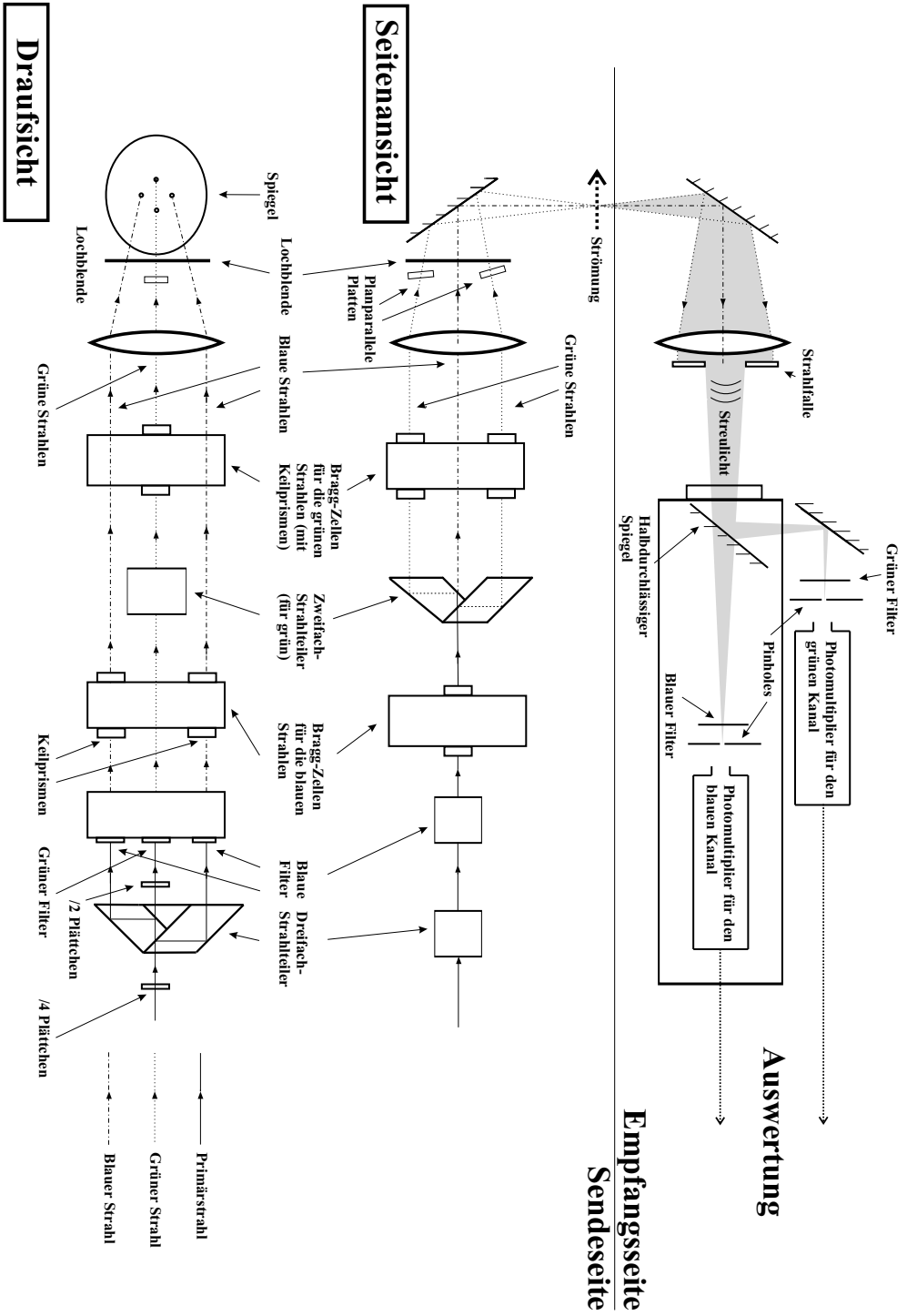


Abb. 3.3.6: Optischer Aufbau des verwendeten LDA

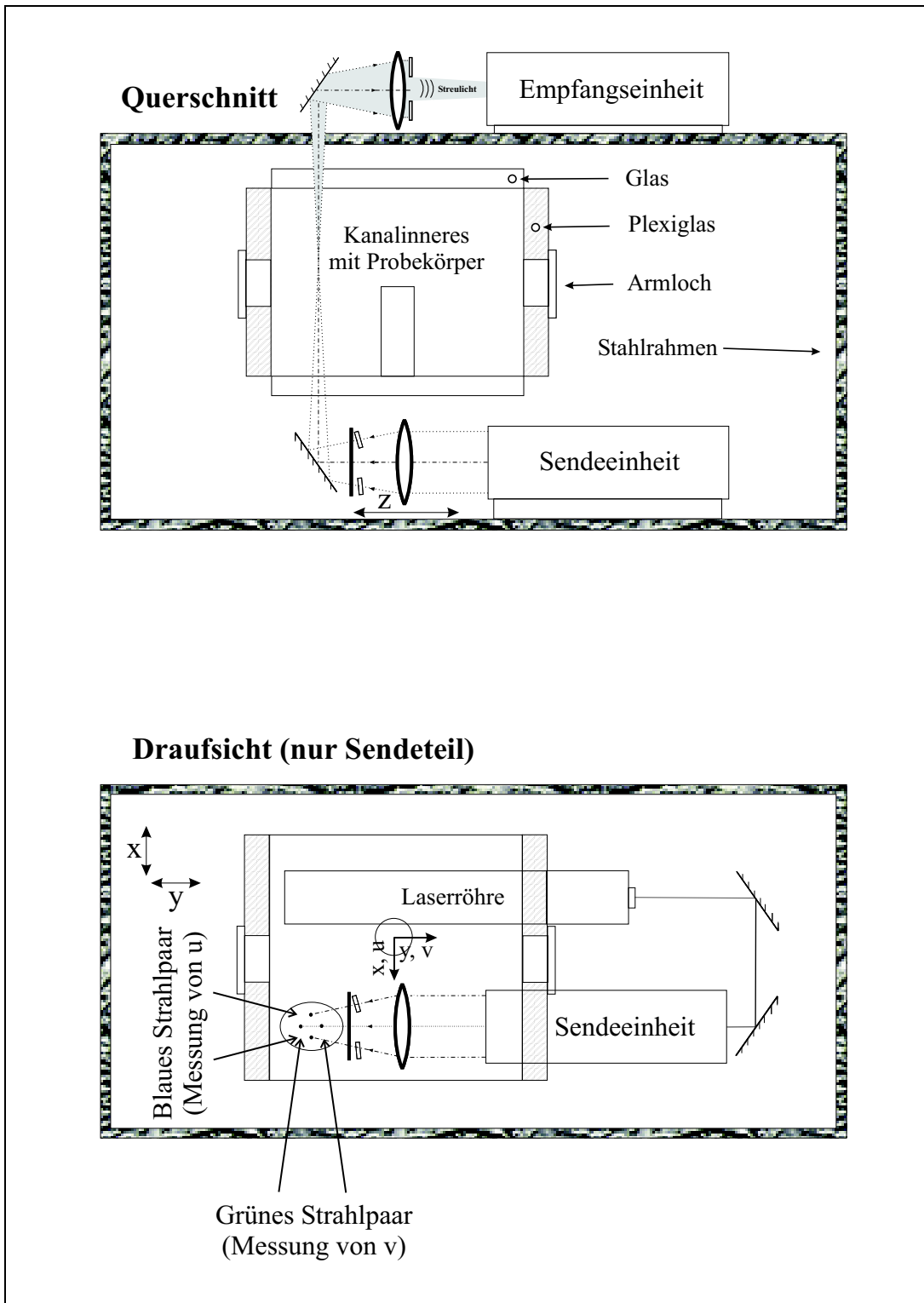


Abb. 3.3.7: Skizze des Aufbaus zur Messung von  $u$  und  $v$

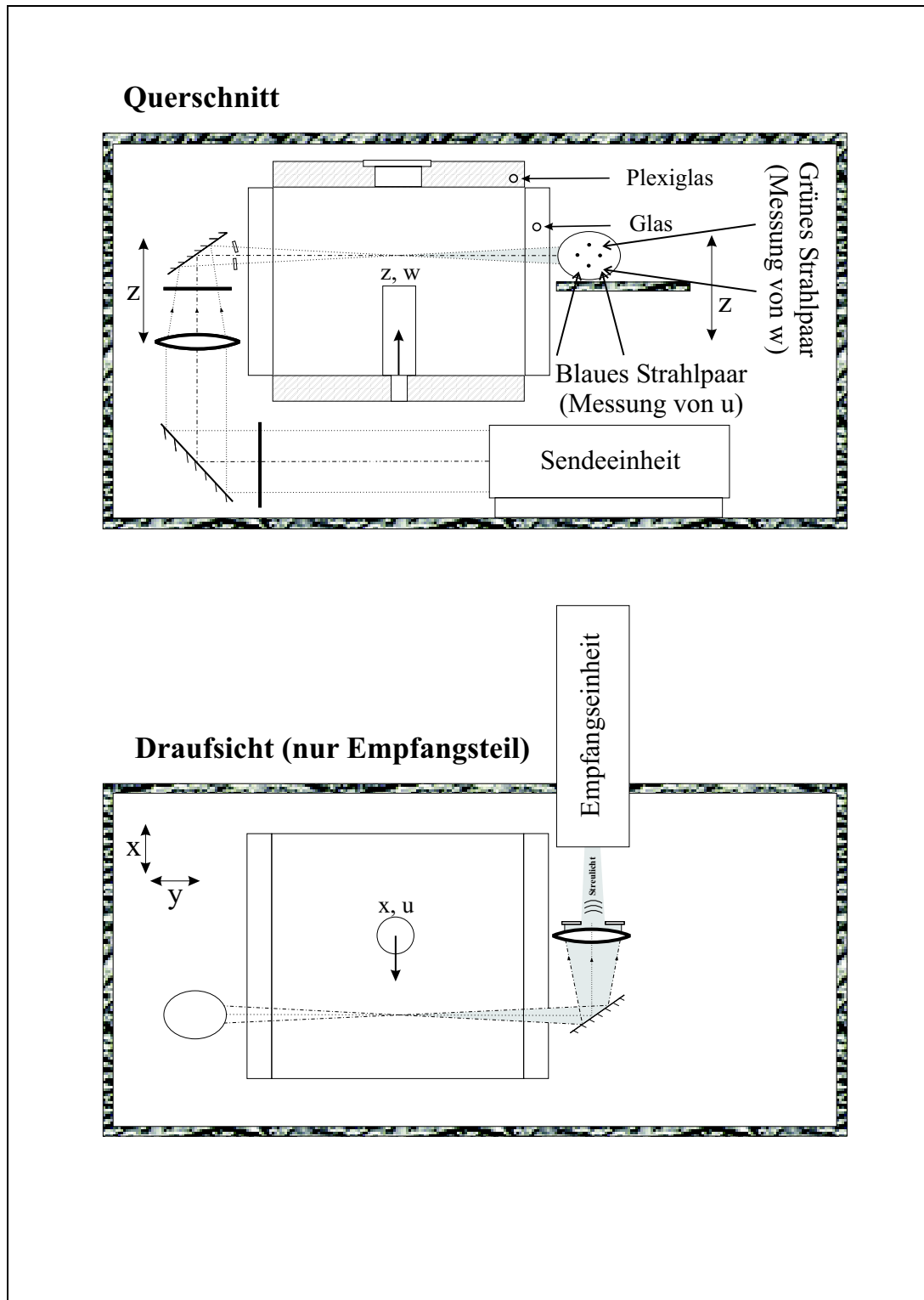


Abb. 3.3.8: Nach Umbau: Messung von  $u$  und  $w$

In den Abbildungen ist auch das verwendete Koordinatensystem angedeutet.  $x$  und  $u$  liegen in Richtung der Hauptströmung,  $z$  und  $w$  in Richtung der Zylinderachse, sowie  $y$  und  $v$  senkrecht hierzu. Ursprung des Koordinatensystems ist der Mittelpunkt der unteren Zylinderfläche.  $z = 0$  liegt also auf Niveau des Bodens.

Die nachfolgende Tabelle faßt nochmals alle Kenngrößen des verwendeten LDA-Systems zusammen:

benutzte Wellenlängen	
'blau' ( $u$ )	488 nm
'grün' ( $v, w$ )	514.5 nm
Gesamtausgangsleistung Laser	1 – 2 W
$1/e^2$ -Durchmesser vor der Optik	1.4 mm
Brennweite der ersten Sammellinse	800 mm
halber Strahlabstand (beide Strahlpaare)	25 mm
halber Strahlwinkel in Luft	1.79°
halber Strahlwinkel in Wasser	1.22°
Größe des Meßvolumens ( <b>Durchmesser</b> )	$d_x \times d_{y/z} \times d_{z/y}$
'blau'	0.36 × 0.36 × 16.7 mm
'grün'	0.37 × 0.37 × 17.6 mm
Shiftfrequenz 'blau' ( $u$ )	201.6 kHz
Shiftfrequenz 'grün' ( $v, w$ )	300.0 kHz
Abtastfrequenz der LDA-Signale	20 MHz
Signalbereich	... 0.8 Mhz

### 3.3.8 LDA-Signalverarbeitung

Ohne nun den exakten Programmablauf im Auswerterechner zu diskutieren, wird hier kurz auf die neu erstellte Software, soweit dies zum weiteren Verständnis notwendig ist, eingegangen. Dieses Programm dient dazu, aus den Multipliersignalen die Frequenz des Streulichts der einzelnen Teilchen zu bestimmen, diese mittels Gleichung (3.3.10) in Geschwindigkeitskomponenten umzurechnen, die Ergebnisse graphisch darzustellen und eine erste Statistik der Daten anzuzeigen.

Vor dieser Arbeit wurde die Auswertung der LDA-Bursts mit Hilfe von Oszilloskopen und eigens erstellter Programme bewerkstelligt. Die digitalisierten Daten wurden hierzu über einen GPIB-Bus auf den Auswerterechner (einen 396 DX 40) übertragen, was neben der geringen Verarbeitungsgeschwindigkeit des Rechners eine wesentliche Beschränkung der Auswerterate und auch der Genauigkeit war. Das damalige System erreichte Burstraten von bestenfalls 1 Hz. Weiterhin war die erstellte Software in 16-Bit C++ geschrieben, recht schwer zu warten und wegen der 640kB-Speichergrenze von 16-Bit Programmen überhaupt nicht mehr zu erweitern.

Daher lag es nahe, in der Hard- und Software auf neuere Möglichkeiten umzurüsten. Es wurde eine 2-Kanal-DA-Wandlerkarte (National Instruments PCI-5102) angeschafft, die im Prinzip nichts anderes als ein digitales 20-MHz Oszilloskop auf einer PCI-Karte darstellt. Diese Karte hat eine Auflösung von jeweils 8-bit auf zwei Kanälen. Aufgrund der direkten Einbindung der Karte in die Rechnerarchitektur mittels des internen PCI-Busses waren beste Voraussetzungen für die schnelle Übertragung der Daten geschaffen. Weiterhin kam ein neuer Rechner zum Einsatz, der eine weitaus höhere Verarbeitungsgeschwindigkeit ermöglichte.

Die bisherige Software (siehe [63] und [35]) berechnete die Frequenz der Doppler-Bursts mit einem Nullstellenverfahren. Es war damals schon vorgesehen, die Auswertung mit einer FFT (Fast-Fourier-Transformation) durchzuführen, was aber an der geringen Verarbeitungsgeschwindigkeit scheiterte. Diese FFT erlaubt zuverlässige Auswertungen auch bei relativ kleinen Signal-Rausch-Verhältnissen und zeigt keine Bevorzugung höherer Frequenzen, wie dies bei Nullstellenverfahren auftreten kann.

Das vormalige Programm konnte zur Auswertung auch nur 1024 Samples der Doppler-Bursts nutzen; die Doppler-Frequenzen wurden also nur aus wenigen Zyklen der Bursts gewonnen. Diese Beschränkung lag wiederum an der geringen Verarbeitungsgeschwindigkeit des Rechners, hauptsächlich aber auch an der schleppenden Weiterleitung der Daten über den GPIB-Bus.

Ziel war es also, ein Auswertesystem zu erstellen, das eine große Anzahl von Samples mittels einer FFT und dies mit einer hohen Burstrate auswerten kann.

Um die Erstellung dieses Programms möglichst einfach zu gestalten, wurde auf die Programmierumgebung LabView (ebenfalls von National Instruments) mit der Programmiersprache G zurückgegriffen, die eine problemlose Einbindung der verwendeten Hardware erlaubt.

G verfolgt einen recht ungewöhnlichen Ansatz, der sich deutlich von anderen Konzepten unterscheidet: Es handelt sich um eine graphische Programmiersprache, die die Situation eines Meßplatzes widerspiegelt. So werden Variablen mit "Drähten" weitergeleitet, deren Farbe die Art und die Struktur der Variablen widerspiegeln. Der Programmablauf findet immer in Leserichtung, also von links nach rechts statt. For-Schleifen werden nun tatsächlich als Schleifen wiedergegeben, genauer als Rahmen, denen die Abbruchbedingungen als Drähte zugeführt werden. Ähnlich verhält es sich mit If-Bedingungen und anderen Programmkonstrukten. Prozeduren sind "Kästchen", zu denen die erwähnten Drähte laufen (Variablenübergabe) oder aus denen sie herausführen (Ergebnisse). Von diesen Prozeduren (sogenannten "vis") liegen einige schon vor, so auch die Hardwareprozeduren zur Ansteuerung der DA-Wandlerkarte und diverse Plotmodule. Solche Prozeduren können aber auch selbst erstellt werden.

Ein Programm gliedert sich im allgemeinen in zwei Fenster, einmal das Benutzerfenster, das Ein- und Ausgaben während des Programmablaufs umfaßt, und das

Programmfenster, das das (graphische) Programm darstellt. Letzteres ist während des Programmlaufs nicht sichtbar.

Ziel bei der Entwicklung von G war es, eine Möglichkeit zum Programmieren eines "virtuellen Instruments" zu schaffen, das "reale Instrumente" also Filter, Oszilloskope, Positioniergeräte etc. nachbildet.

In den Abb. A.1 und A.2 (im Anhang) werden das Benutzerfenster und das Programmfenster der erstellten LDA-Software skizzenhaft umrissen. Die nachfolgende Abb. 3.3.9 zeigt den eigentlichen Programmablauf, die Abb. 3.3.10 die Auswirkungen auf das Signal.

- Vor der Auswertung im Rechner wird das Signal konditioniert: Es wird verstärkt und in einem Bandpass gefiltert. Letzteres dient dazu, vorhandene Signalstörungen durch Teilchendurchgänge außerhalb des Meßvolumens, Mehrfachdurchgänge, Streulicht, Multiplier- und Elektronikrauschen herauszufiltern. Die Auswertung mit einer FFT ist zwar recht unempfindlich gegen dieses Fremdrauschen, nicht aber ist es die Triggerung der Signale (siehe übernächster Punkt).
- Während des Programmablaufs werden die Ergebnisse in drei Datenfeldern gehalten: Eines für jede der zwei Komponenten und eines für den Zeitpunkt des Bursts (seit Starten der Messung). Diese sind in Abb. A.2 als drei horizontale Striche auszumachen.
- Als Vorauswahl findet, wie bei einem Oszilloskop, eine Triggerung statt, die hier der blaue Kanal liefert. Dieser wurde gewählt, weil er im allgemeinen ein geringeres Signal-zu-Rauschverhältnis aufweist, da die blaue Linie des Lasers weniger intensiv als die grüne ist. Falls dieser die Auswertung triggert, also ausreichend groß ist, ist die Wahrscheinlichkeit sehr hoch, daß auch der grüne Kanal zuverlässig ausgewertet werden kann.
- Es wird zunächst der blaue Kanal zur Bestimmung der Doppler-Frequenz mittels eines Hanning-Fensters und anschließender FFT bestimmt. Diese Fensterung ist notwendig, um Anfangs- und End-Effekte bei der nachfolgenden FFT auszuschließen. Die Daten werden hierbei einfach mit einem Sinusverlauf quasi ein- und ausgeblendet, was aufgrund der niedrigen Frequenz des Fensters nicht zu zusätzlichen Peaks im Frequenzspektrum führt. Die anschließende FFT der gefensternten Daten des blauen Kanals liefert nun Peak-Position (also Frequenz des Doppler-Bursts) und -Höhe (also Signalgüte) des Bursts. Nur wenn letztere ausreichend hoch ist, wird mit dem grünen Kanal gleichermaßen fortgefahren. Erfüllt auch dieser die Bedingung an die Peakhöhe, werden die gewonnenen Daten freigegeben, in Geschwindigkeiten umgerechnet und an die bereits vorhandenen Datenfelder angehängt.

Dieses Verfahren hat seinen Grund in der nicht immer zufriedenstellenden Signalgüte der einzelnen Bursts; diese können, wie oben erwähnt, zu veräuscht oder verzerrt sein, um eine zuverlässige Bestimmung der Doppler-Frequenz zu ermöglichen. Um solche Bursts bereits frühzeitig verwerfen zu können, wird, um Rechenzeit zu sparen, zunächst nur ein Kanal ausgewertet und nur bei Erfolg ebenfalls der zweite. Dies führt zu einer Steigerung der Burstrate, denn das zeitkritische Element bei der Auswertung ist die FFT.

- Es wird nun geprüft, ob ausreichend viele Messungen vorliegen, wobei die Anzahl dieser Messungen vom Benutzer vorgegeben wird und auch während der Messung geändert werden kann. Falls nicht, wird auf erneute Triggierung gewartet. Dies ist in Abb. A.2 als "Hauptschleife" angedeutet. Falls genügend Einzelmessungen durchgeführt wurden, wird die Messung beendet, und der Benutzer kann einen Dateinamen zur Speicherung angeben.
- Es hat sich bei den Messungen bewährt, daß der Benutzer bereits während der Ausführung über Mittelwerte und Standardabweichungen der Ergebnisse, aber auch über die Auswertungsrate und die zu erwartende Meßzeit informiert wird. Hierzu werden laufend die aktuellen Ergebnisse im Benutzerfenster angezeigt und graphisch dargestellt (siehe Abb. A.1). Da insbesondere die graphische Darstellung viel Rechenzeit benötigt, ist diese abschaltbar und bei Bedarf wieder zuzuschalten.

Die erzielten Auswertungsraten konnten im Vergleich zum Vorgängersystem wesentlich gesteigert werden: In Gebieten ohne wesentliche Strömung in Richtung der langen Achse des Meßvolumens waren ohne Schwierigkeiten Auswerteraten bis zu 10Hz zu erzielen, und das bei einer Steigerung des Datenfensters von 1024 auf 4096 Samples. Es sollte jedoch nicht unerwähnt bleiben, daß neue kommerzielle Systeme Burstraten in der Größenordnung von  $10^5$ Hz verarbeiten können.

Das genannte Sinken der Auswerterate in Gebieten mit starker Strömung in Richtung des Meßvolumens ( $w$  bei Messung von  $u$  und  $v$ , bzw.  $v$  bei Messung von  $u$  und  $w$ ) hat seine Ursache darin, daß sich das Streuteilchen in diesen Fällen wesentlich länger im Meßvolumen aufhält, wodurch die Wahrscheinlichkeit steigt, daß ein oder mehrere andere Teilchen die Strahlen außerhalb oder im Meßvolumen durchqueren. Hierdurch wird das Signal vom 'Störsignal' der weiteren Teilchen überlagert, was die Auswertung (also die Peakbestimmung) erschwert und zum Verwerfen des Bursts führen kann.



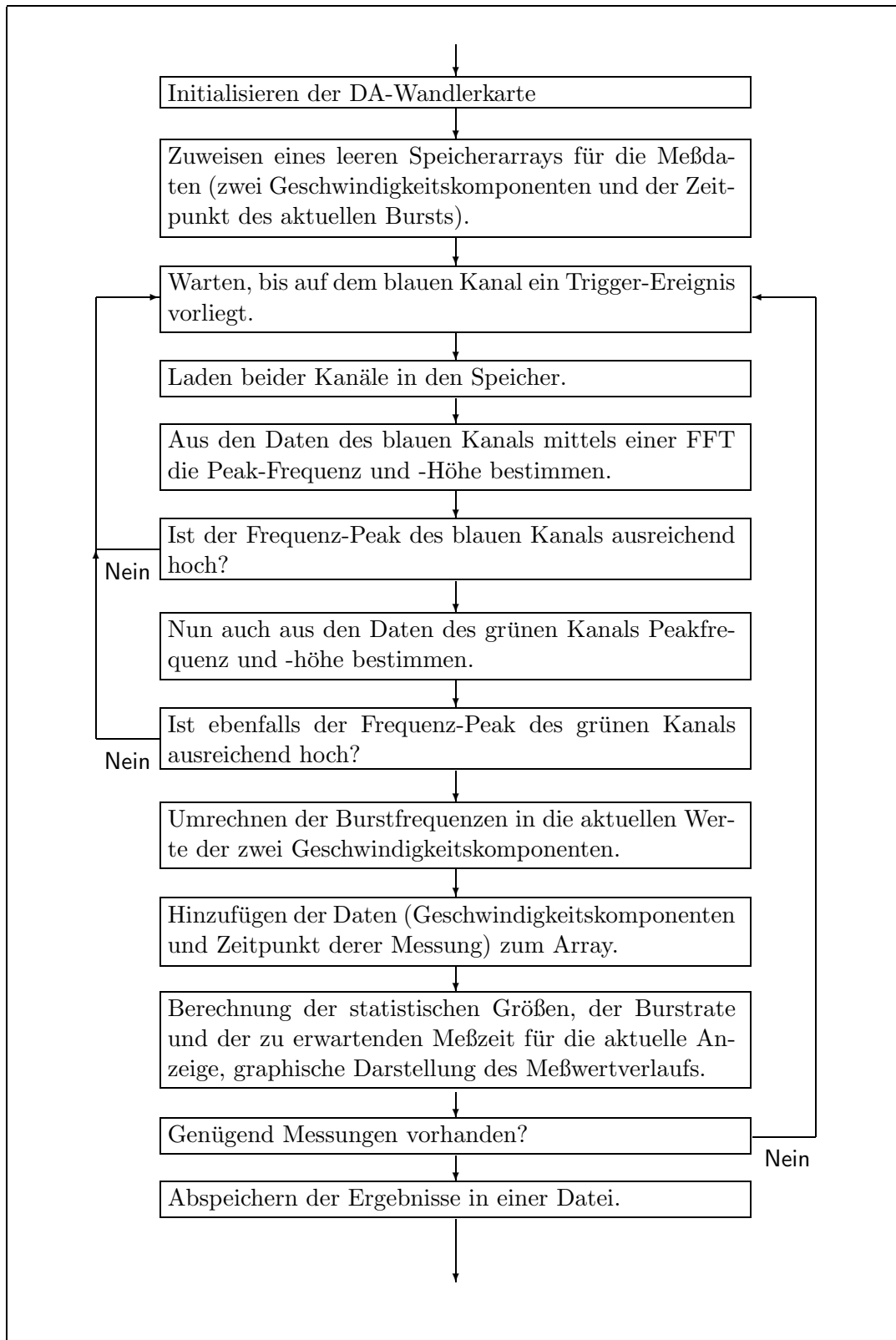


Abb. 3.3.9: Flußdiagramm des Auswertungsprogramms

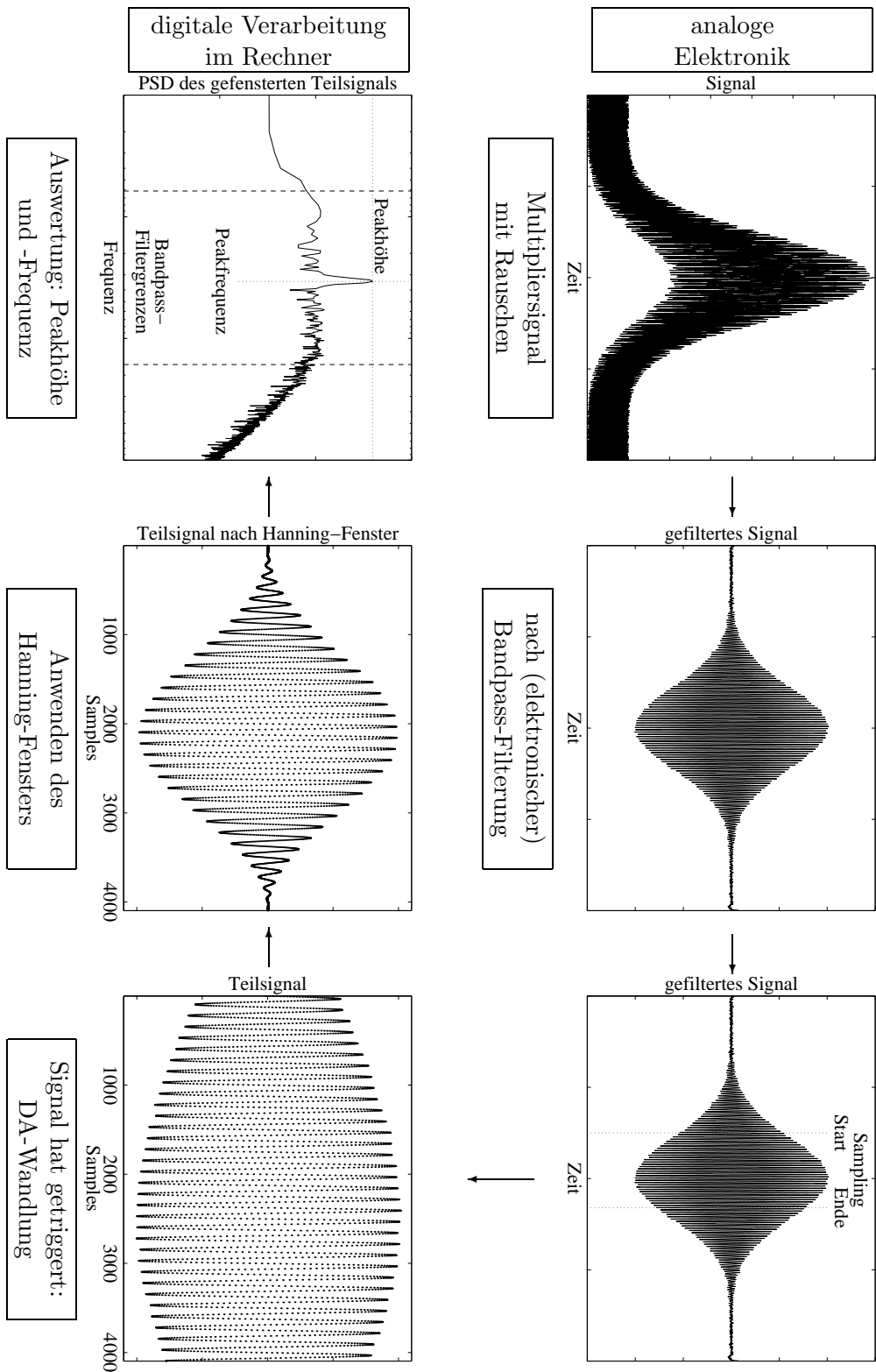


Abb. 3.3.10: Auswertung der LDA-Bursts durch Elektronik und im Rechner

### 3.3.9 Fehlerbetrachtung

Bei der Betrachtung der in Experimenten auftretenden Meßfehler muß zwischen systematischen und statistischen Fehlern unterschieden werden. Letztere sind bei großer Messungsanzahl gutartiger, da sie sich in den Mittelwerten (bei großer Messungsanzahl) aufheben. Systematische Fehler treten bei jeder Messung auf, verändern also auch den Mittelwert und sind deshalb innerhalb *einer* Meßapparatur experimentell schwer zu quantifizieren, da kein Vergleich unterschiedlicher Erfassungsmethoden möglich ist.

#### Systematische Fehler

Die Geschwindigkeitmessung geschieht über die schon erwähnte Auswerteformel:

$$u, v \text{ oder } w = \frac{(f_D - f_{\text{shift}})\lambda}{2 \sin \theta} = \frac{(f_D - f_{\text{shift}})\lambda}{2 \sin \left( \arctan \frac{h}{F} \right)} \quad (3.3.18)$$

Jede der in ihr enthaltenen Größen muß, um die Geschwindigkeit zu erhalten, bestimmt oder gemessen werden, was zweifelsohne Fehler mit sich bringt. Nachfolgend sind alle Parameter der obigen Auswerteformel mit Fehlerquellen und -abschätzungen aufgeführt.

- $f_{\text{shift}}$  und  $f_D$ : Es zeigt sich, daß die Frequenzen der die Bragg-Zellen ansteuernden Oszillatoren nach dem Einschalten langsam driften; glücklicherweise driften alle Ansteuerungen in die gleiche Richtung, so daß der Einfluß auf die eigentliche Frequenzshift gering bleibt. Um dies wirkungsvoll zu umgehen, wurde die Braggzellensteuerung mit einer Zeitschaltuhr einige Stunden vor Beginn der Messungen eingeschaltet. Die dann noch gefundenen Änderungen beliefen sich auf unter 0.1 % der Shiftfrequenz, so daß von geringem Einfluß auf den Fehler der Geschwindigkeitsbestimmung ausgegangen werden kann.

Allerdings ist damit noch nicht gesagt, wie genau die Frequenzen bestimmt wurden. Die Ermittlung der beteiligten Frequenzen ist, was systematische Fehler betrifft, nur von der Genauigkeit der Zeitbasen der verwendeten Zähler abhängig. Diese wird von den Herstellern zu 3% bei typischen Werten angegeben [40]. Durch die Differenzbildung ist hier aber wieder von einem geringeren Einfluß auszugehen. Die Zeitbasis der DA-Wandlerkarte ist hochgenau [48]. Diese Genauigkeit wird zu "100 ppm", also 0.01% angegeben und kann somit vernachlässigt werden.

- $\theta$  wird über den Strahlabstand und die Brennweite der zur Zusammenführung der Strahlpaare benutzten Linse berechnet. Der Einfluß dieses Fehlers wird als recht klein eingeschätzt ( $< 1\%$ ). Allerdings wird der Strahlwinkel gegebenenfalls von allen optischen Bauteilen verändert, so auch von Fehlern in den Glasplatten des Wasserkanals (Dickenfehler, Abweichungen im Brechungsindex).

- Ein wesentlicher aber schwer zu quantifizierender Einfluß liegt in der Justage des Systems und insbesondere in der Orientierung der Strahlpaare zueinander und zum Kanal. Man kann leicht ersehen, daß bei der verwendeten Konfiguration ein Orientierungsfehler von einigen Grad nicht auszuschließen ist. Durch Überprüfung der Plausibilität der Ergebnisse ( $\bar{v}, \bar{w} = 0$  in der freien Strömung,  $\overline{u'v'} = 0$  in der Symmetrieebene) wurde die Justage des Systems jedoch laufend kontrolliert.

Man rechnet leicht mit (3.3.18) und der Fehlerfortpflanzung systematischer Fehler nach ([35]), daß sich die Fehler als Summe eines relativen Fehlers (aus  $h$  und  $F$ ) und eines absoluten Fehlers (aus  $f_D$  und  $f_{\text{shift}}$ ) ergeben. Ersterer liegt, wie oben abgeschätzt, unter 1%. Die anderen Einflüsse der Optik (Fehljustage) können hingegen nur schwer quantifiziert werden. Was die Genauigkeit der Shiftfrequenz betrifft, so läßt sich abschätzen, daß sie Auswirkungen im Bereich von einigen Prozent des Meßbereichs hat.

Da das System schon einige Jahre in Verwendung ist, liegen zahlreiche Erfahrungen mit der Genauigkeit der Daten vor. So schätzt D.A. Lyn in [42] ab, daß die Fehler bei den Mittelwerten und Standardabweichungen der Geschwindigkeiten um 5% der Referenzgeschwindigkeit ( $u_{\text{ref}} = 0.54\text{m/s}$ ) und etwas höher bei der Korrelation  $\overline{u'v'}$  liegen.

Eine weitere Fehlerquelle liegt in der Größe des Meßvolumens (siehe 3.3.7), insbesondere in seiner längsten Ausdehnung. In dreidimensionalen Strömungsfällen, wenn wesentliche Änderungen entlang dieser Achse auftreten, liefert die Mittelung eine scheinbare Vergrößerung der Schwankungsgrößen (siehe Abschnitt 3.4.3).

### Statistische Fehler

Die statistischen Fehler gliedern sich in zwei Teile, einmal in den statistischen Fehler der einzelnen Messung, also der Frequenzbestimmung eines einzelnen Bursts, und den Fehler durch die begrenzte Anzahl der Messungen.

Der erste Teil wird durch die begrenzte zeitliche Auflösung der DA-Wandlung und durch die endliche Anzahl von Samples verursacht, was in der erzielten Frequenzauflösung der FFT resultiert. Diese Frequenzauflösung läßt sich leicht berechnen (Interferenzstreifenabstand·Abtastrate/4096) und bewirkt eine Auflösung von rund 4% von  $u_{\text{ref}}$  für einen einzelnen Burst. Durch eine hohe Messungsanzahl wird dieser Fehler aber recht schnell vernachlässigbar.

Der zweite Fehleranteil, also das Vertrauensintervall der Mittelwerte und Standardabweichungen, kann durch eine hinreichend große Messungsanzahl verkleinert werden.

Nimmt man die Signale als gaußverteilt an, was für die auftretenden Geschwindigkeitssignale im allgemeinen nicht gilt, aber als Abschätzung nach oben anzusehen ist, so sind die Mittelwerte von Stichproben aus  $N$  Messungen ebenfalls gaußverteilt ([64], [13]) mit einer Standardabweichung  $\sigma/\sqrt{N}$ .

Die Standardabweichung aus  $N$  Messungen ist mit  $N - 1$  Freiheitsgraden  $\chi^2$ -verteilt. Für große Messungszahlen geht diese Verteilung in eine Gaußverteilung mit der Standardabweichung  $\sigma/\sqrt{2N}$  über, was offensichtlich kleiner ist, als die Standardabweichung der Mittelwerte.

Mit obigen Abschätzungen kann man nun die Messungszahl  $N$  angeben, bei denen die Mittelwerte und Standardabweichungen mit der angestrebten Genauigkeit vorliegen.

Als Kriterium wurden die aktuellen Anzeigen der Standardabweichungen  $\sqrt{u'u'}$  und  $\sqrt{v'v'}$  gewählt. Das Maximum dieser beiden Werte gab den Ausschlag darüber, über wie viele Bursts gemittelt wurde:

In Zylinderferne ( $\sigma < 0.1$ ) wurden 1000 Messungen an jedem Punkt durchgeführt ( $\sigma/\sqrt{N} \leq 0.004$ ), bei  $0.1 < \sigma < 0.2$  dann 2000 ( $\sigma/\sqrt{N} < 0.005$ ) und direkt im Nachlauf an den Stellen mit  $\sigma > 0.2$  sogar 4000 Messungen. Die maximalen Standardabweichungen der Geschwindigkeiten liegen bei diesem Versuch unter dem Wert der Referenzgeschwindigkeit, so daß mit  $\sigma = 1$  abgeschätzt werden kann, also  $\sigma/\sqrt{N} < 1/\sqrt{4000} < 0.016$ . Die Vertrauensintervalle der Standardabweichungen liegen bei dementsprechend kleineren Werten.

Der zu erwartende statistische Fehler durch die Messungszahl lag in jedem Falle unter 1.6% der Referenzgeschwindigkeit, war also weitaus kleiner als die systematischen Fehler.

Diese Zahlen bewirkten eine Meßdauer von 100 s (Zylinderferne mit 10 Bursts pro Sekunde) bis maximal 2000 s (Nachlauf mit 2 Bursts pro Sekunde). Weiterhin erwiesen sich diese Meßzeiten als ausreichend groß, um kleine niederfrequente Schwankungen der Anströmung ( $f \approx 0.1\text{Hz}$ ), die aufgrund von Sekundärströmungen im Hochbehälter auftraten, auszugleichen.

## 3.4 Ergebnisse

### 3.4.1 Sichtbarmachung / Phänomenologie II

#### Aufbau

Im folgenden werden die Bilder der Strömungsbildbarmachung dargestellt und erläutert. Sie wurde durchgeführt, um einen Überblick über den qualitativen Strömungsverlauf und den Einfluß der Parameter  $H/D$  und  $Re$  zu gewinnen. Ziel war auch, geeignete Konfigurationen für die anschließenden LDA-Messungen auszuwählen.

Es wurden drei verschiedene Techniken zur Strömungsbildbarmachung eingesetzt: Einmal die klassische Beleuchtung des Strömungsgebiets mit Halogen-Lampen (siehe Abb. 3.4.1 oben) und die Einleitung einer Farbe mittels eines kleinen Röhrchens. Die gewonnenen Bilder wurden mit einer Videokamera erfaßt, auf Band in SVHS-Qualität ( $736 \times 560$  Punkte Auflösung) aufgezeichnet und anschließend Einzelbilder mit einem Videorechner in 8bit Graustufen digitalisiert. Die Belichtungszeit war  $1/50$ s. Als Farbstoff erwies sich eine Kaliumpermanganat-Lösung als zweckmäßig, da sich diese im Laufe der Zeit zu unlöslichen Stoffen abbaut und sich im Tiefbehälter absetzt. Nach diesem Absetzen stand dann wieder klares und ungefärbtes Versuchswasser zur Verfügung.

Die zweidimensionalen Kamerabilder liefern aufgrund der Dreidimensionalität der Strömung an bestimmten Stellen ein verwirrendes Bild, da die Tiefeninformation verloren geht. So lag es nahe, die Bildebene durch eine Schnittbeleuchtung fest zu wählen und verschiedene aussagekräftige Schnitte aufzuzeichnen. Dieser Lichtschnitt wurde mit einem 2W-Laser und einem Schwing Spiegel (siehe Abb. 3.4.1 unten) hergestellt. Zur Visualisierung mußte in diesem Fall eine trübe, also streuende Farbe verwendet werden. Als billiges und chemisch stabiles Tracermaterial erwies sich handelsübliche Dispersionsfarbe in starker Verdünnung. Aufgrund der immensen Ausmaße des Tiefbehälters (über  $50\text{m}^3$ ) und der geringen Tracerkonzentration trat selbst bei mehrtägigen Versuchsreihen von einigen Stunden pro Tag keine merkliche Trübung des einströmenden Fluids auf. Das Wasser im Tiefbehälter mußte erst nach den Sichtbarmachungen gewechselt werden. Auch hier wurden die Bilder in genannter Weise mit einer Videokamera und einer Belichtungszeit von  $1/50$ s aufgezeichnet und danach digitalisiert. Die Belichtungszeit ist hier allerdings recht unerheblich, da die zeitliche Auflösung der Bilder durch die lokale Beleuchtungszeit bestimmt wird. Da sich der Schwing Spiegel sehr schnell bewegt, um das Bild während der Belichtungszeit vollständig zu überstreichen, liegt die Beleuchtungszeit eines Pixels in der Größenordnung von  $10^{-5}$ s.

Um auch eine globale Sichtbarmachung zu ermöglichen, also keine lokale Einleitung durchzuführen, wurden dem Versuchswasser in einer dritten Visualisierung am Pumpeneinlauf kleine Glaskügelchen (Durchmesser  $\approx 50\mu\text{m}$ ) zugefügt

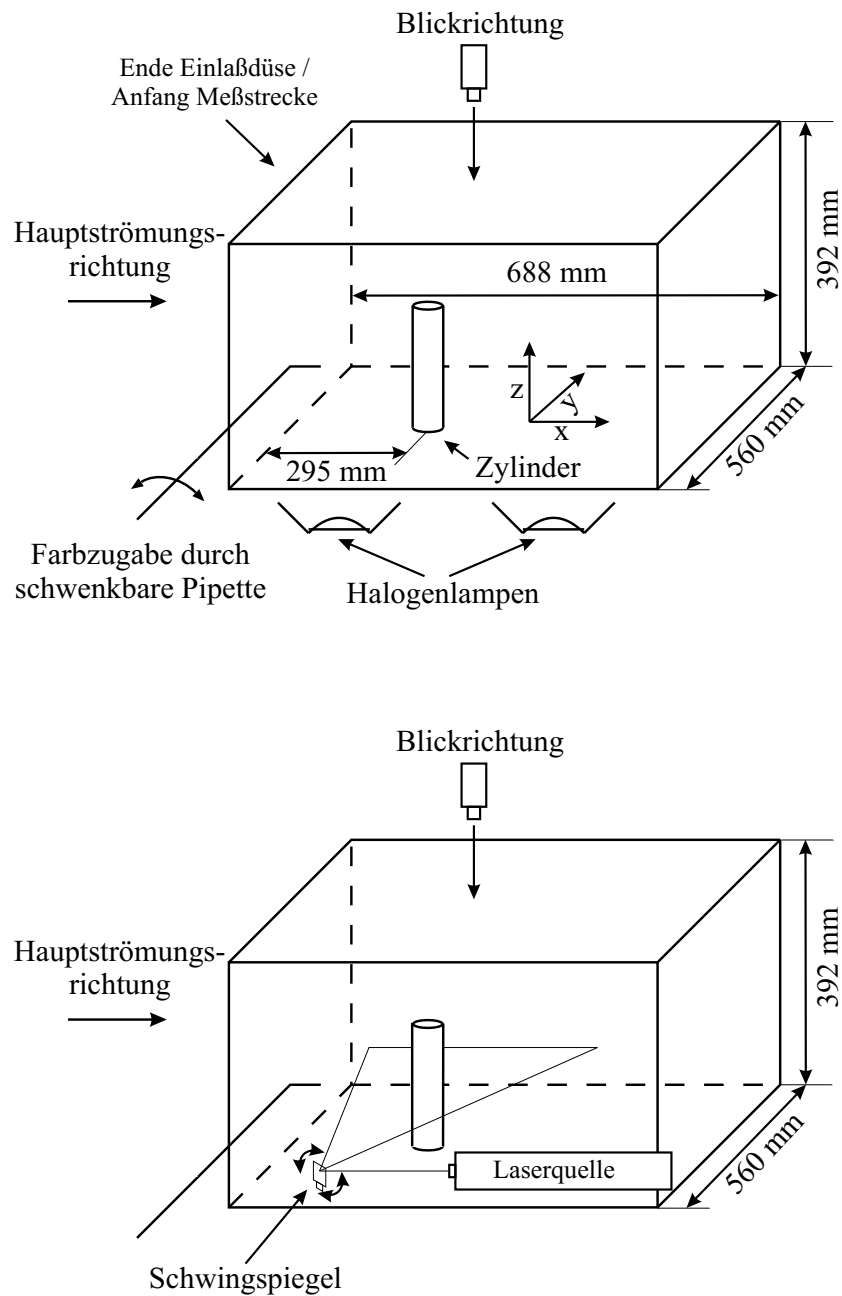


Abb. 3.4.1: Schematische Darstellung der Meßstrecke und der Aufnahmetechniken, oben: klassische Beleuchtung, unten: Laserlichtschnitt

und diese wieder mit einem Laserlichtschnitt beleuchtet. Aufgrund der geringen maximalen Belichtungszeit der Kamera (1/50s) sind hier einzelne Bilder der Strömungsichtbarmachung wenig aufschlußreich, da die Tracer meistens nur als einzelne Punkte auszumachen sind. Um hier einen Eindruck von der Strömung zu gewinnen, wären bewegte Bildfolgen nötig. Im folgenden werden daher nur Absetzbilder, also Aufnahmen der sich auf dem Zylinder oder auf dem Kanalboden absetzenden Tracer, vorgestellt. Diese Aufnahmen sind aufgrund der geringen Beleuchtungsstärke und der eingesetzten Kamera recht lichtschwach und durchliefen, um aussagekräftige Abbildungen zu ermöglichen, einige Schritte an digitaler Bildverarbeitung.

In allen drei Fällen wurde eine Grauwertspreizung der Bilder durchgeführt, um in den Abbildungen maximalen Kontrast herzustellen. Im Falle der Visualisierung mit Laserlichtschnitt wurden die Bilder zuvor invertiert; in den Abbildungen ist das helle Streulicht der Farbe oder der Tracerteilchen somit als dunkle Schleier oder dunkle Punkte dargestellt. In den Absetzbildern (Abb. 3.4.3 und Abb. 3.4.22) wurde die durch die Aufweitung des Laserschnitts bedingte lokal unterschiedliche Beleuchtungsintensität ausgeglichen.

In allen nachfolgenden Abbildungen verläuft die Hauptströmungsrichtung von links nach rechts, soweit dies nicht anders durch Pfeile kenntlich gemacht wurde.

Es kamen vier verschiedene Zylinder zum Einsatz, deren Ausmessungen und die sich daraus ergebenden Reynoldszahlen in nachfolgender Tabelle angegeben werden.

$D$	$H$	$H/D$	$u_{\text{ref}}$	$Re_D := (u_{\text{ref}} \cdot D)/\nu$
mm	mm		m/s	
100	200	2.0	0.54	$5.4 \cdot 10^4$
80	200	2.5	0.54	$4.3 \cdot 10^4$
60	200	3.3	0.54	$3.2 \cdot 10^4$
40	200	5.0	0.54	$2.2 \cdot 10^4$

Die Referenzgeschwindigkeit  $u_{\text{ref}} = 0.54\text{m/s}$  wurde gewählt, um an vorausgegangene Messungen ([10], [35], [41], [42], [43] u.v.a.), die bei der gleichen Referenzgeschwindigkeit und im selben Wasserkanal durchgeführt wurden, anzuknüpfen. Die Reynoldszahl variierte daher zwischen den einzelnen Fällen, da  $H$  ebenfalls beibehalten werden mußte (um  $\delta/H$  beim gleichen Wert zu belassen) und  $H/D$  über den Zylinderdurchmesser verändert wurde.

Die Zylinder hatten alle die gleiche Höhe  $H$ , die ungefähr die halbe Kanalhöhe ( $H_{\text{Kanal}} = 392\text{mm}$ ,  $B_{\text{Kanal}} = 560\text{mm}$ ) beträgt. Dies war für die nachfolgenden Messungen notwendig, da das LDA in seiner Grundkonfiguration nur einen gewissen Bereich um die Kanalmitte erfaßt. Weiterhin wurde so die dimensionslose Grenzschichtdicke  $\delta/H$  beibehalten, die, wie in der Literaturübersicht geschildert, wesentlichen Einfluß auf die Strömung hat.



Diese Referenzgeschwindigkeit wurde durch eine LDA-Messung bestimmt. Durch die in Abschnitt 3.2 beschriebene Durchflußmessung konnte sichergestellt werden, daß der Durchfluß und damit auch die Referenzgeschwindigkeit im Laufe der Versuche konstant blieb. Als Turbulenzgrad der Anströmung wurde  $Tu = \sqrt{u'u'}/u_{\text{ref}} \approx 2\%$  ermittelt.

Die Zylinder wurden aus poliertem Plexiglas gefertigt, so daß sie als hydraulisch glatt angesehen werden können.

Wie schon aus der Literatur (siehe Abschnitt 3.1) bekannt, lassen sich drei verschiedenen Strömungsbereiche ausmachen, die im folgenden beschrieben werden.

### Ergebnisse: Zylinderkopf

Die Vorgänge am Zylinderkopf werden wenig durch das Seitenverhältnis  $H/D$  beeinflusst. Vor dem Zylinder herrscht eine Aufwärtsströmung, die an der scharfen Kante der Zylinderkappe abreißt. Auf der Zylinderfläche bildet sich ein komplexes Wirbelsystem, das zu einer sichelförmigen Staulinie führt (siehe Abb. 3.4.2). Als Ergebnis der Strömungssichtbarmachung ist diese Sichel in Abb. 3.4.3 für verschiedene  $H/D$  schwach auszumachen. Hierzu wurde der Laserlichtschnitt streifend auf die obere Zylinderfläche positioniert. Man sieht die sich im Bereich um die Staulinie absetzenden Teilchen.

Diese Sichel trifft an die Zylinderkante, wo gerade die Stromline entlang des Umfangs abreißt (die obere der drei seitlichen Stromlinien in Abb. 3.4.2 links). Da sich in der Mitte der oberen Zylinderfläche ein Rezirkulationsgebiet ausbildet, drehen sich diese Stromlinien nach innen, was sich in zwei sich einrollenden 'Ästen' zeigt. Diese Äste sind auch in Abb. 3.4.4 dargestellt.

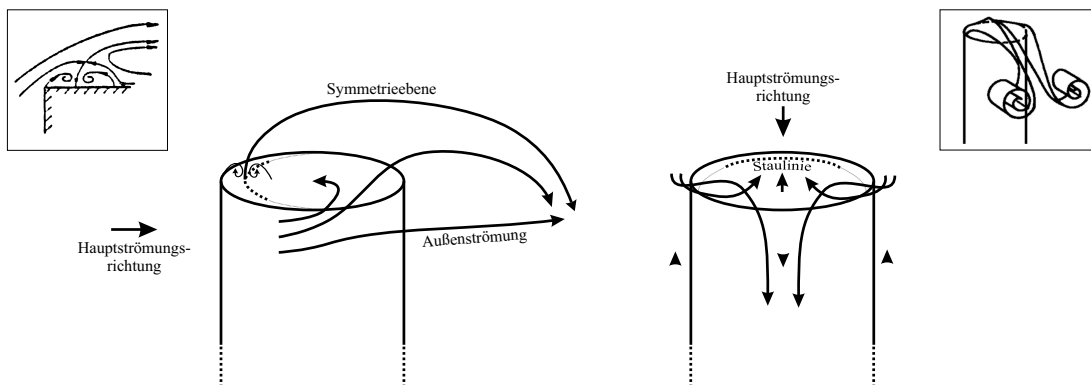


Abb. 3.4.2: Strömungsverlauf am Zylinderkopf, links: Seitenansicht, rechts: Frontalansicht, kleines Bild links aus [31], rechts aus [25] (beide bearbeitet), siehe auch Abb. 3.1.7

Außerhalb des Rezirkulationsgebiets auf der Zylinderkappe wird das freie Ende überströmt; es kommt stromauf zu einer Aufwärtsbewegung und in der Mit-

te des Zylindernachlaufs zu einer starken Abwärtsströmung, wie es bei kleinen Grenzschichtdicken nach der Literaturübersicht auch zu erwarten war (siehe Abb. 3.1.3). Es bilden sich zwei 'Wirbelzöpfe', wie sie auch in Abb. 3.4.5 und in der kleinen Skizze rechts in Abb. 3.4.2 zu sehen sind. Jeder dieser Wirbelzöpfe windet sich um sich selbst, wobei im Außenbereich eine Aufwärtsströmung, in der Nachlaufmitte eine starke Abwärtsbewegung (siehe Abb. 3.4.2 rechts) bestehen bleibt. Diese Abwärtsbewegung führt in Abb. 3.4.5 dazu, daß dem Nachlauf von oben klares Fluid zugeführt wird, weshalb in der Mitte ein klarer, heller Streifen auszumachen ist. Diese Wirbelzöpfe bewegen sich im weiteren Strömungsverlauf nach unten, was man in Abb. 3.4.5 ansatzweise erkennt.

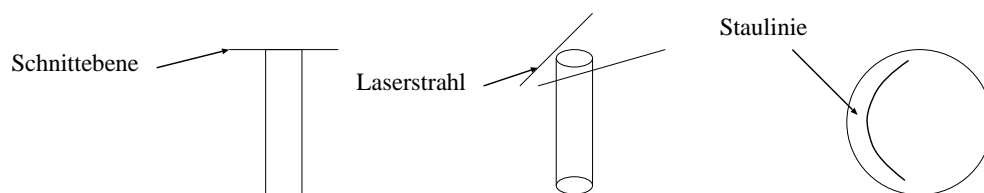
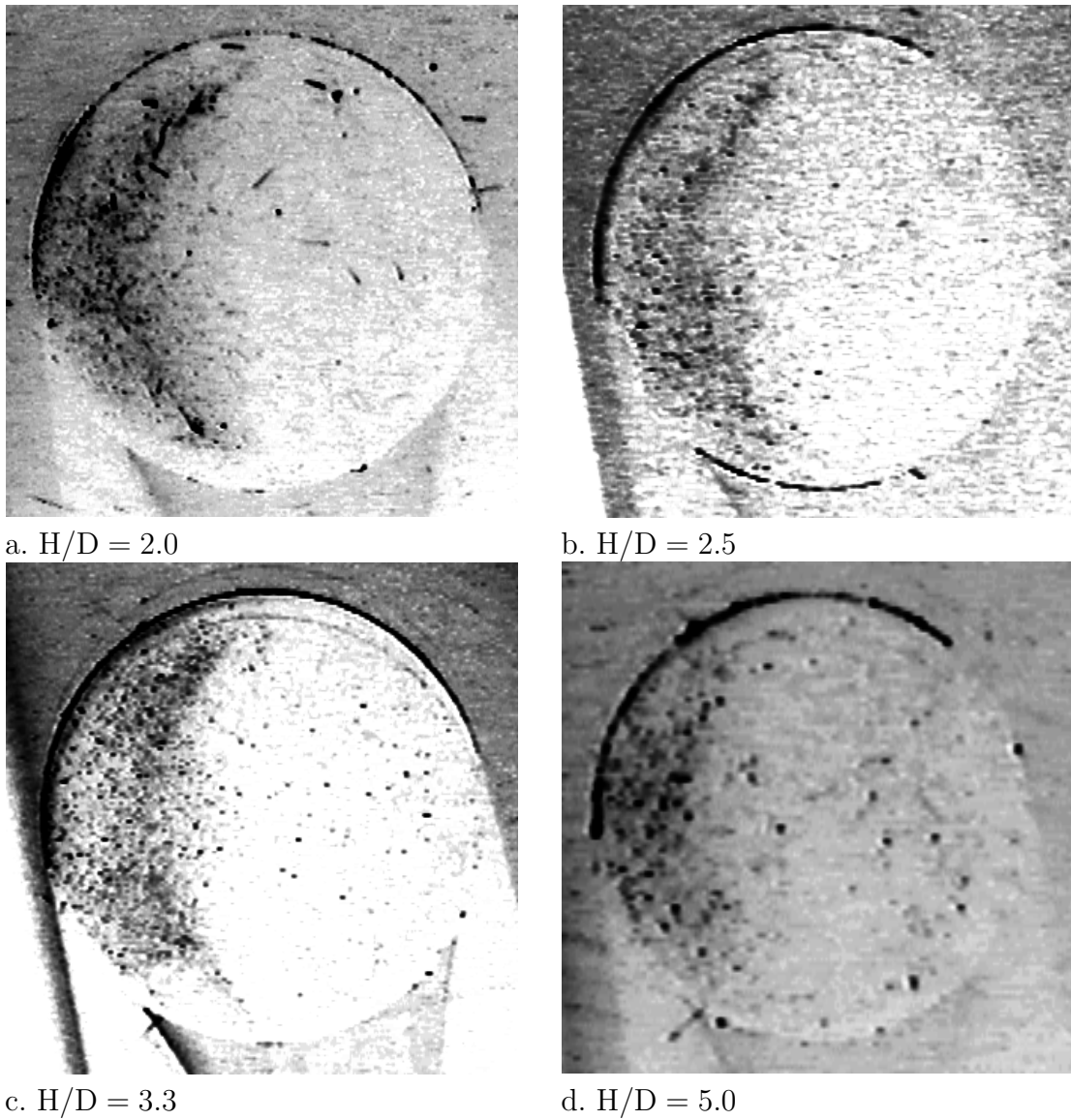


Abb. 3.4.3: Totwassergebiet auf Zylinderoberseite, abgelagerte Tracerteilchen, Laserlichtschnitt streifend bei  $z = H$

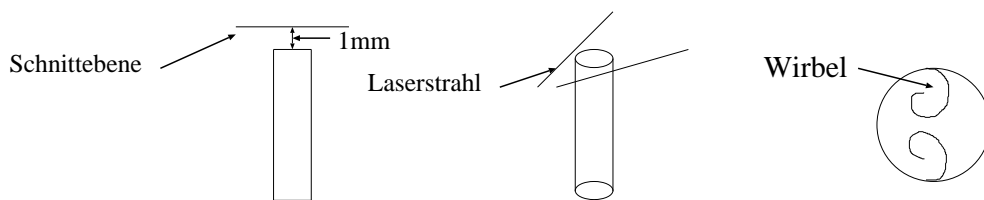
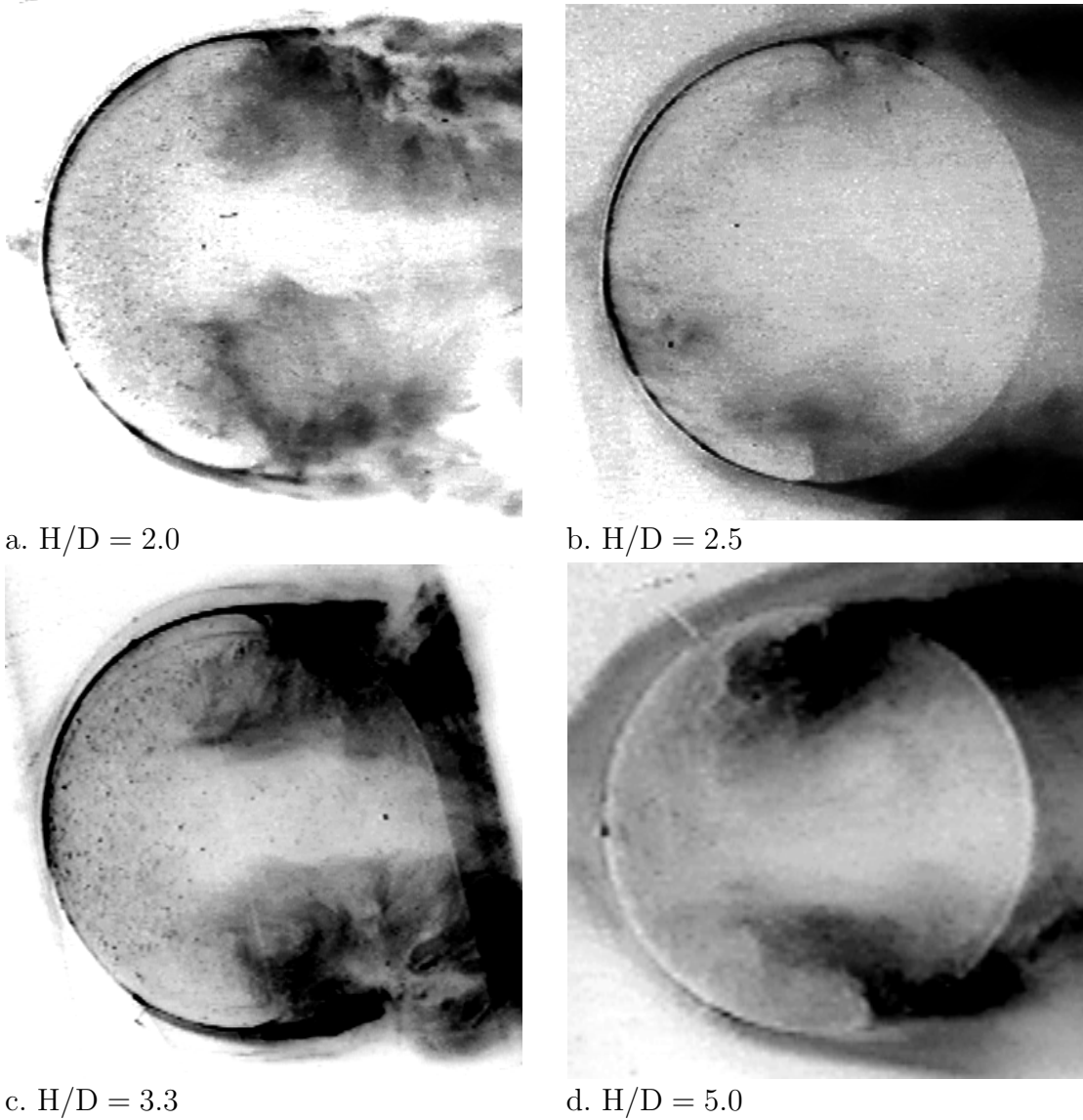


Abb. 3.4.4: Wirbelbildung am freien Zylinderende, Laserlichtschnitt bei  $z = H + 1\text{mm}$

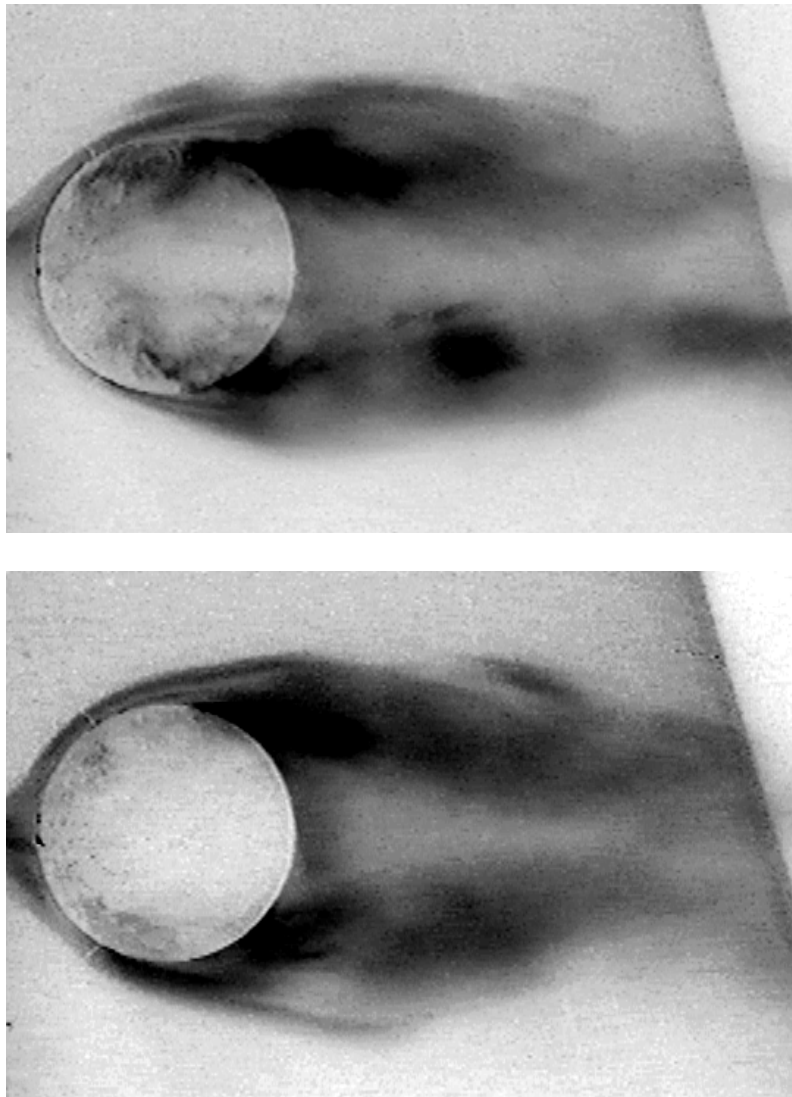


Abb. 3.4.5: Wirbelzopf am Zylinderende,  $H/D = 5$ , oben Schnitt bei  $z = H + 1\text{mm}$ , unten bei  $z = H$

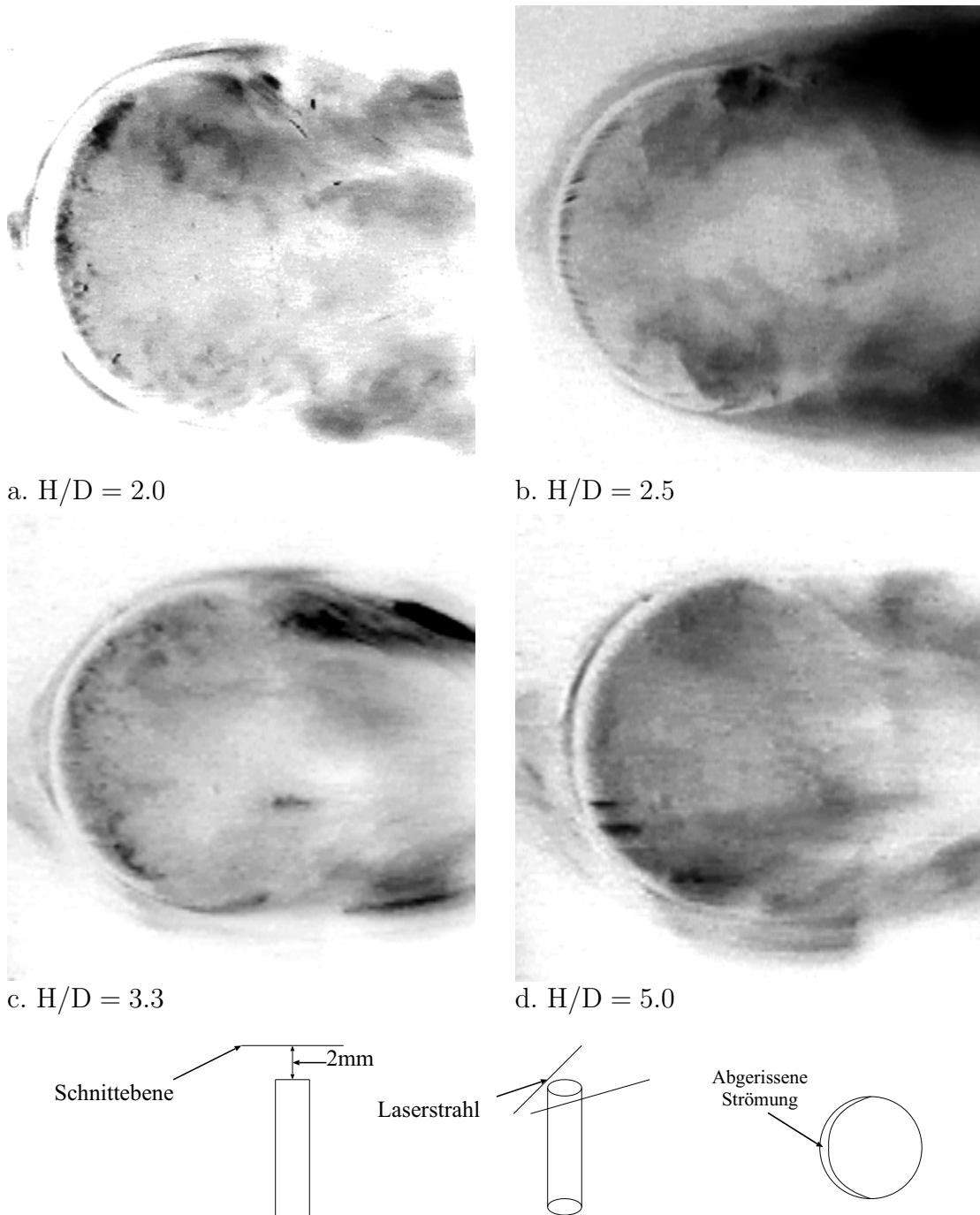
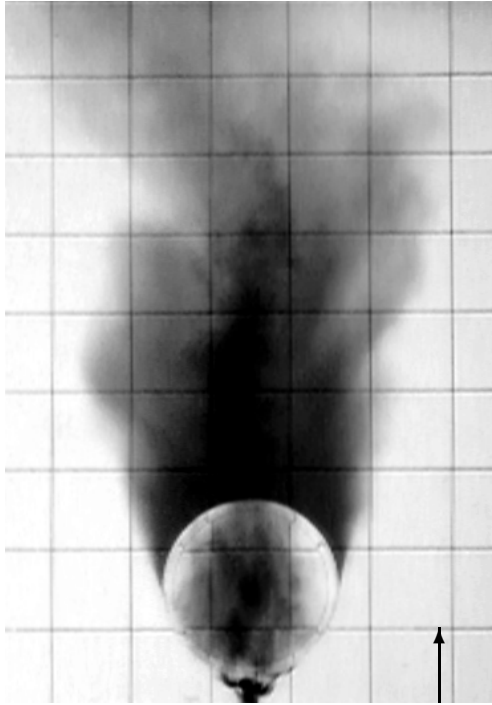
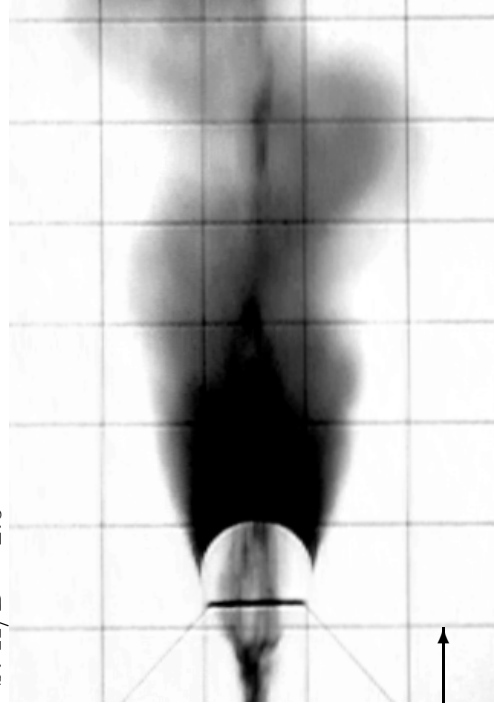


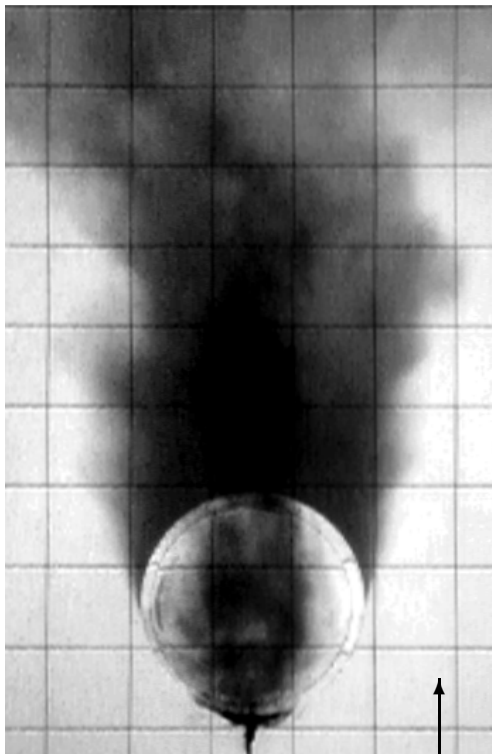
Abb. 3.4.6: Ablösegebiet auf Zylinderoberseite, Laserlichtschnitt bei  $z = H + 2\text{mm}$



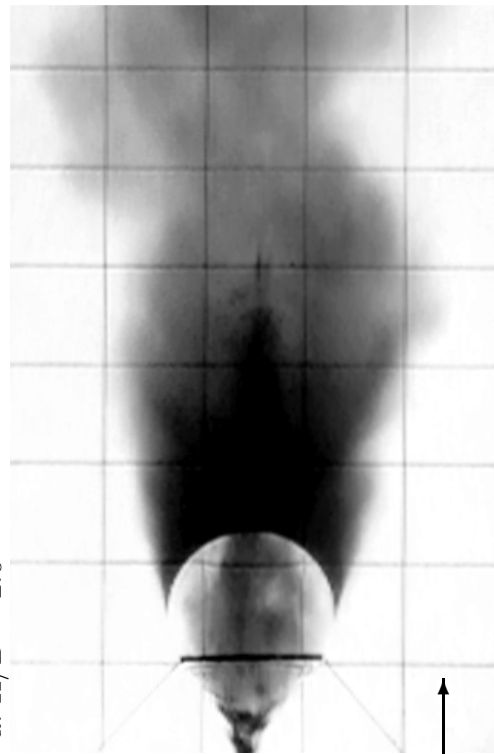
b.  $H/D = 2.5$



d.  $H/D = 5.0$



a.  $H/D = 2.0$



c.  $H/D = 3.3$

Abb. 3.4.7: Überströmung des freien Zylinderendes (Einleitung bei  $z = H + 10\text{mm}$ ), Farbaufnahmen mit Halogenlicht, s. Abb. 3.4.8

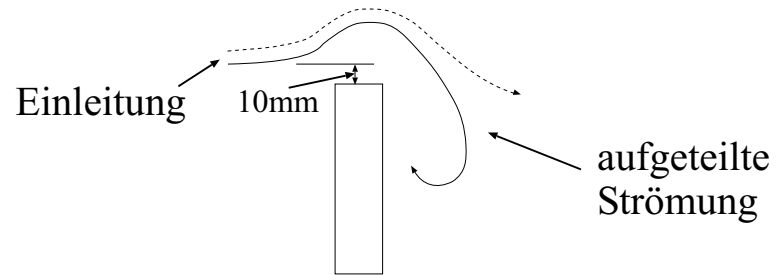


Abb. 3.4.8: Überströmung des freien Zylinderendes, schematische Darstellung (zu Abb. 3.4.7)

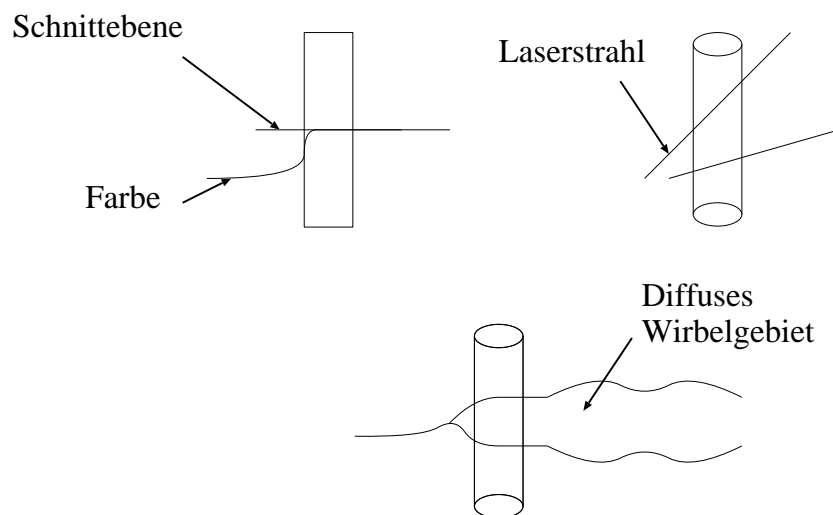


Abb. 3.4.9: Mittlerer Zylinderbereich, schematische Darstellung



Die Abb. 3.4.6 zeigt einen Schnitt durch die Überströmung des freien Endes bei  $z = H + 2\text{mm}$ , die Abb. 3.4.7 eine Aufnahme mit Halogenbeleuchtung. In letzterer sieht man deutlich den den Zylinder überströmenden Farbfaden (siehe hierzu die Skizze in Abb. 3.4.8). Im Nachlauf wird dieser nach unten abgelenkt. Dort bleibt die Farbe einige Zeit im Nachlauf und verdünnt sich durch die Ablösung von Wirbeln. In der Abb. 3.4.7 zeigt sich dies durch eine breite Wolke mit im Vergleich zur Einleitung geringer Farbkonzentration in Blickrichtung unterhalb der Zylinderkappe. In Abb. 3.4.6 erkennt man die der an der vorderen Zylinderkante abgerissene Strömung. Sie tritt in einem sichelförmigen Bereich durch den Laserlichtschnitt, der ein wenig oberhalb der Zylinderkappe positioniert wurde.

### Ergebnisse: Zylinderbasis

Auch hier hat  $H/D$  wenig Einfluß auf das Strömungsverhalten. Direkt vor dem Zylinder wird durch die Scherung in der Grenzschicht eine Ablenkung nach unten bewirkt, die in Abb. 3.4.10-15 stromab des Zylinders sichtbar wird. Diese Ablenkung wird durch den aufgrund der geringeren Geschwindigkeit in Bodennähe und den dort dadurch geringeren Staudruck verursacht. Weiter oben herrscht aber eine Strömung zum Zylinderkopf hin; die Strömung teilt sich also auf. An welcher Position dies geschieht, wird wesentlich von  $\delta/H$  beeinflusst. In Abb. 3.1.2 (aus [1]) findet sich diese Teilung, wie in den selbst durchgeführten Experimenten, recht bodennah, bei großem  $\delta/H$ , so zum Beispiel in [31] (Abb. 3.1.7 oben) nahe der Zylinderkappe.

Auch am Boden findet sich ein komplexes Wirbelsystem: Im Außenbereich dominiert ein Hufeisenwirbel, näher zur Mittelebene findet sich eine Karman'sche Wirbelstraße, die von der Wand zweidimensional geführt und dadurch stabilisiert wird. Es sei erneut auf die Abb. 3.1.2 verwiesen, die dieses Wirbelsystem skizzenhaft darstellt.

Durch die auf dem Boden auftreffende Abwärtsströmung wird der Nachlauf mit abnehmendem  $H/D$  verbreitert, was dazu führen kann, daß die Wirbel in seltenen Fällen nicht mehr abwechselnd sondern gleichzeitig ablösen.

Die Abb. 3.4.10 zeigt diese symmetrischen Wirbel für die beiden Seitenverhältnisse  $H/D = 2$  und  $2.5$ , bei den schlanken Zylindern konnte dieses Verhalten nicht beobachtet werden. In weit überwiegender Anzahl lösen die Wirbel aber antisymmetrisch ab, wie dies in Abb. 3.4.11ff.-15 im Vergleich unterschiedlicher  $H/D$  und als Bildfolgen dargestellt wird.

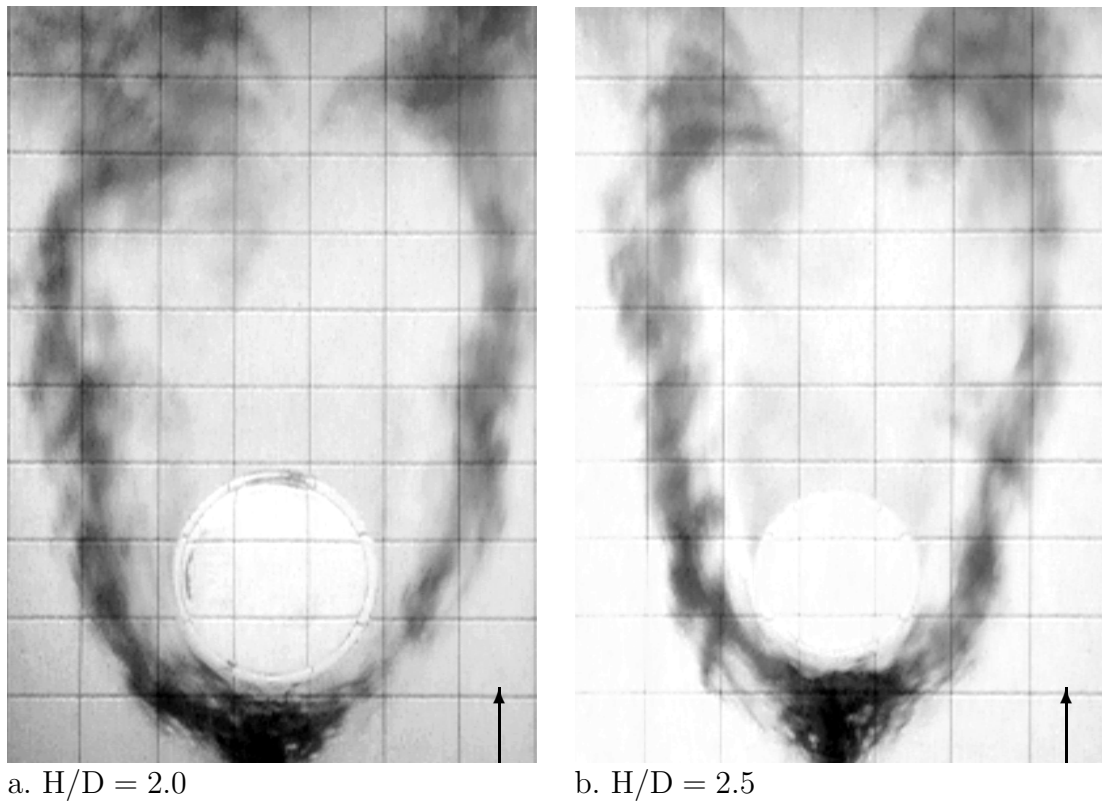
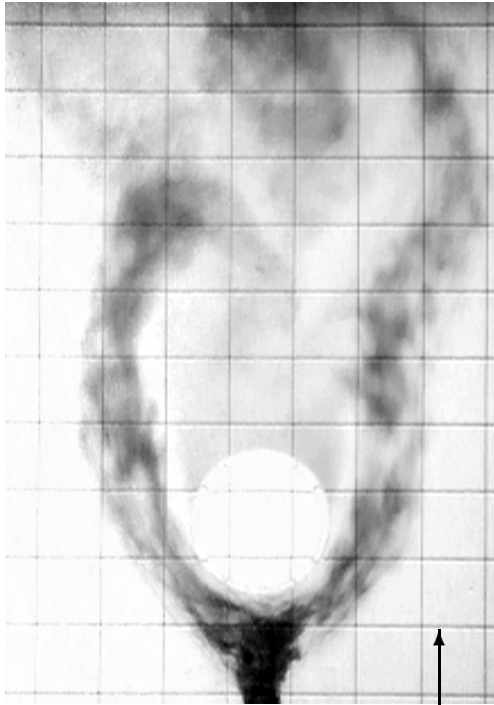
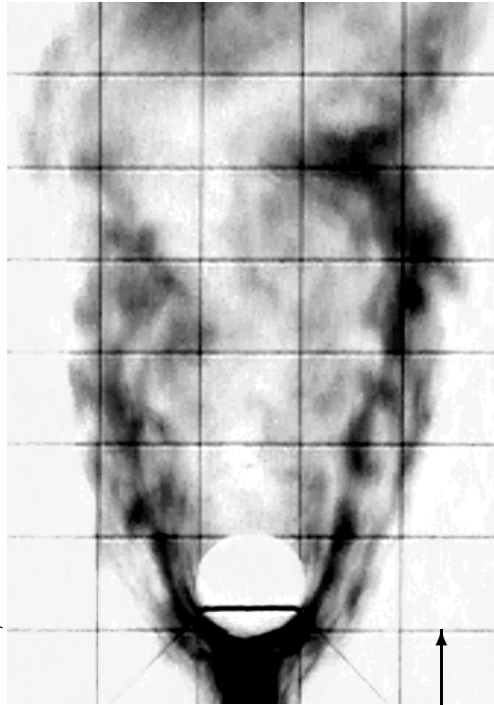


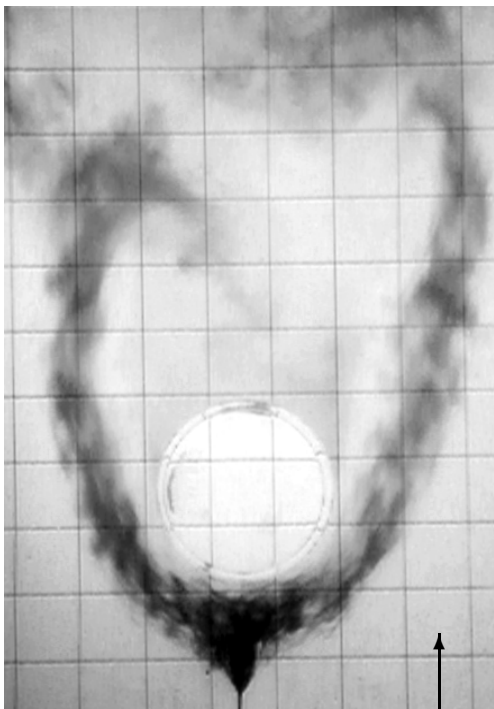
Abb. 3.4.10: Symmetrische Bodenwirbel, Farbaufnahmen mit Halogenlicht, Farbe umströmt Zylinderfuß direkt am Boden ( $z = 0$ )



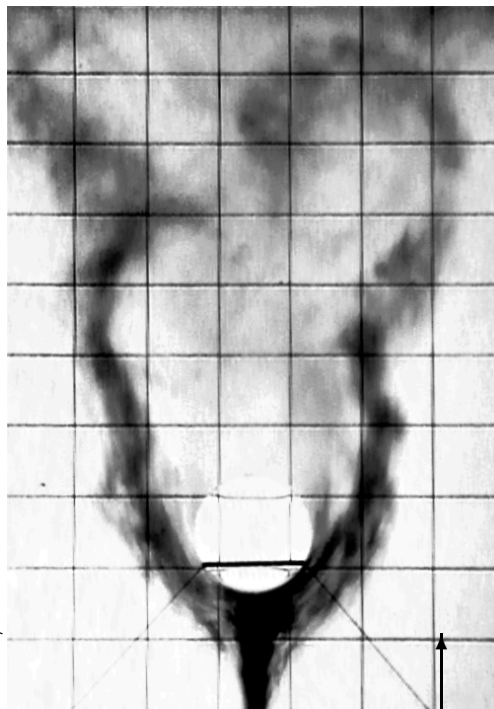
b.  $H/D = 2.5$



d.  $H/D = 5.0$



a.  $H/D = 2.0$



c.  $H/D = 3.3$

Abb. 3.4.11: Antisymmetrische Bodenwirbel, Farbaufnahmen mit Halogenlicht, Farbe umströmt Zylinderfuß direkt am Boden ( $z = 0$ )

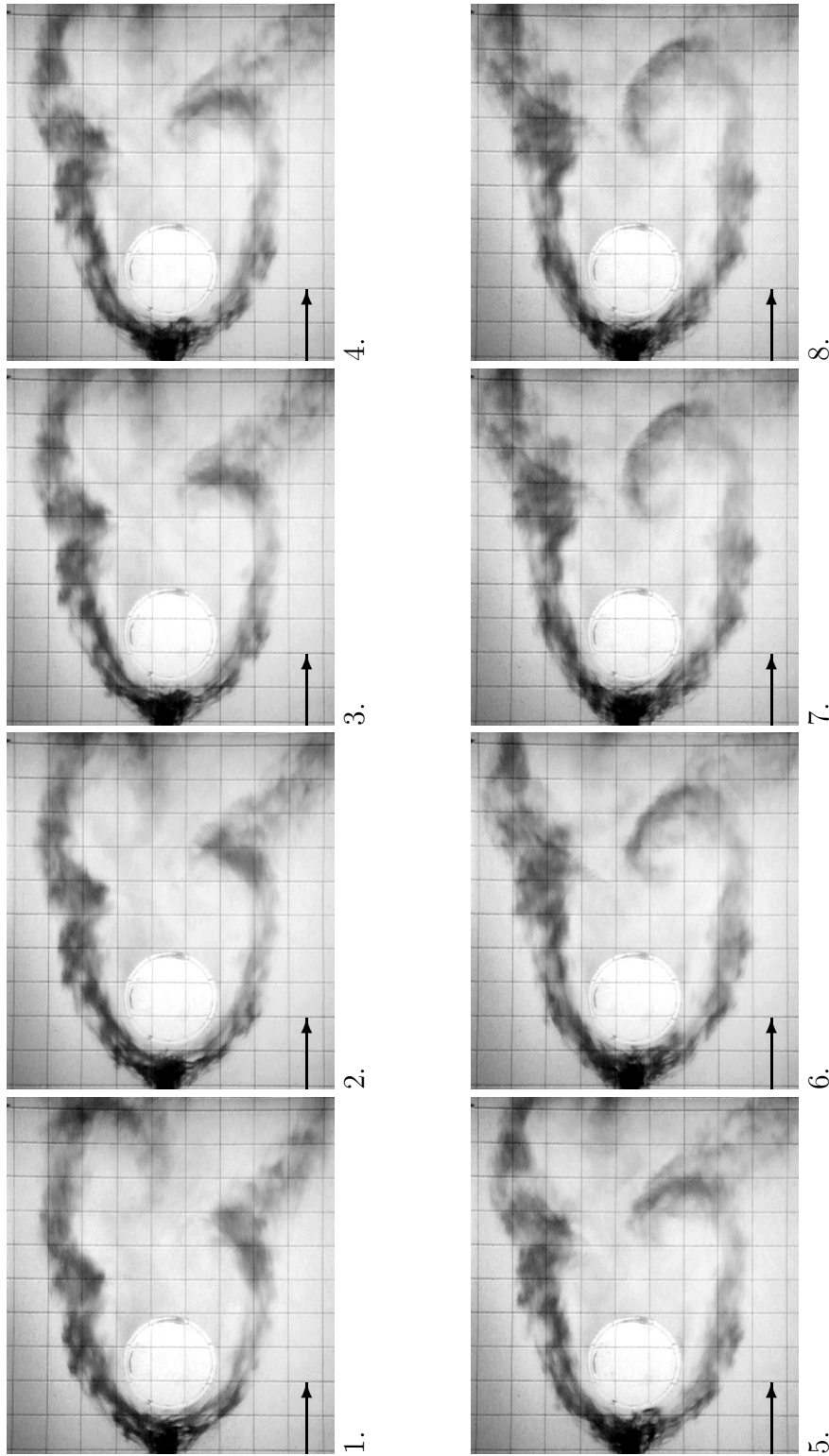


Abb. 3.4.12: Bodenwirbelfolge  $H/D = 2.0$ , Farbaufnahmen mit Halogenlicht, Farbe umströmt Zylinderfuß direkt am Boden ( $z = 0$ )

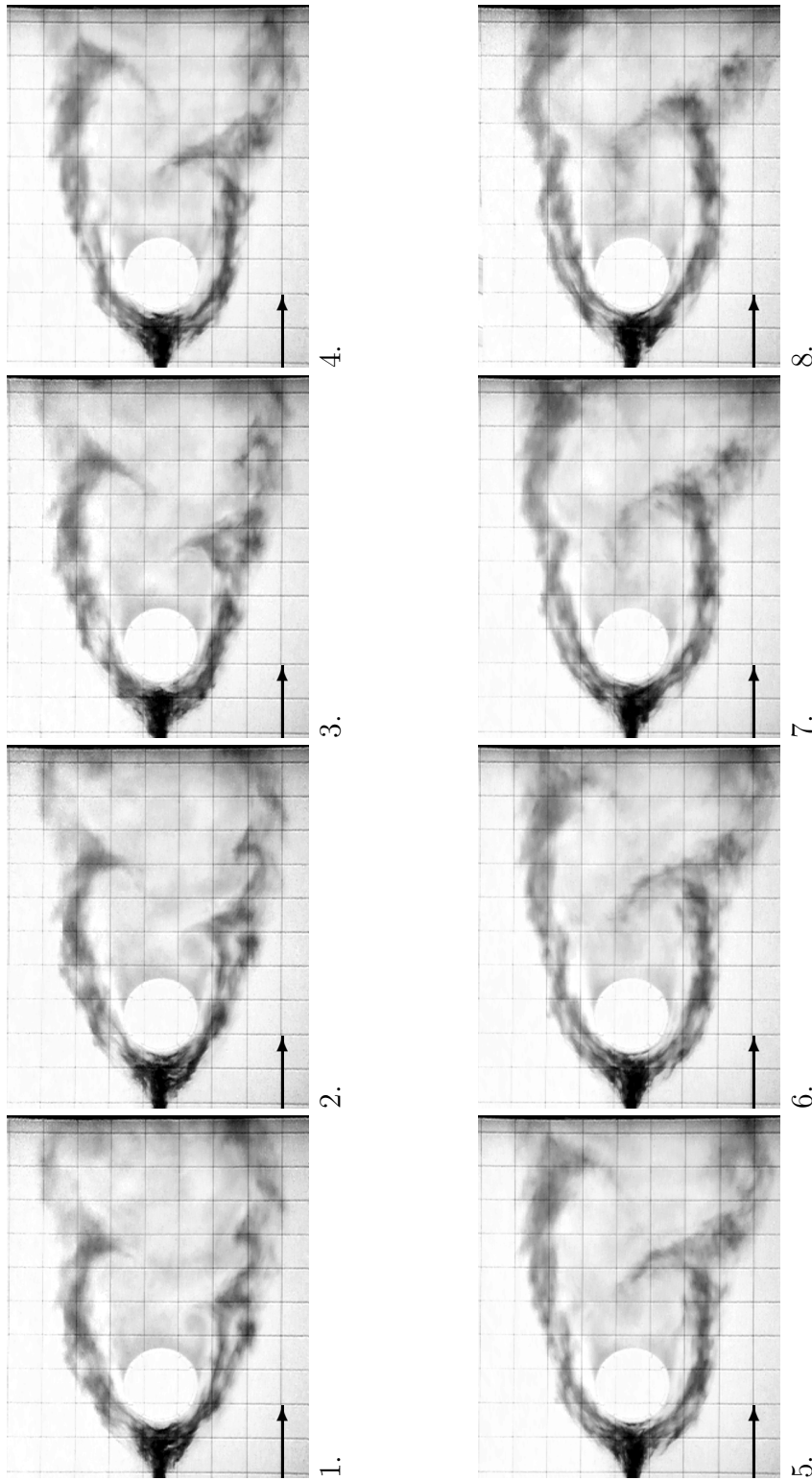


Abb. 3.4.13: Bodenwirbelfolge  $H/D = 2.5$ , Farbaufnahmen mit Halogenlicht, Farbe umströmt Zylinderfuß direkt am Boden ( $z = 0$ )

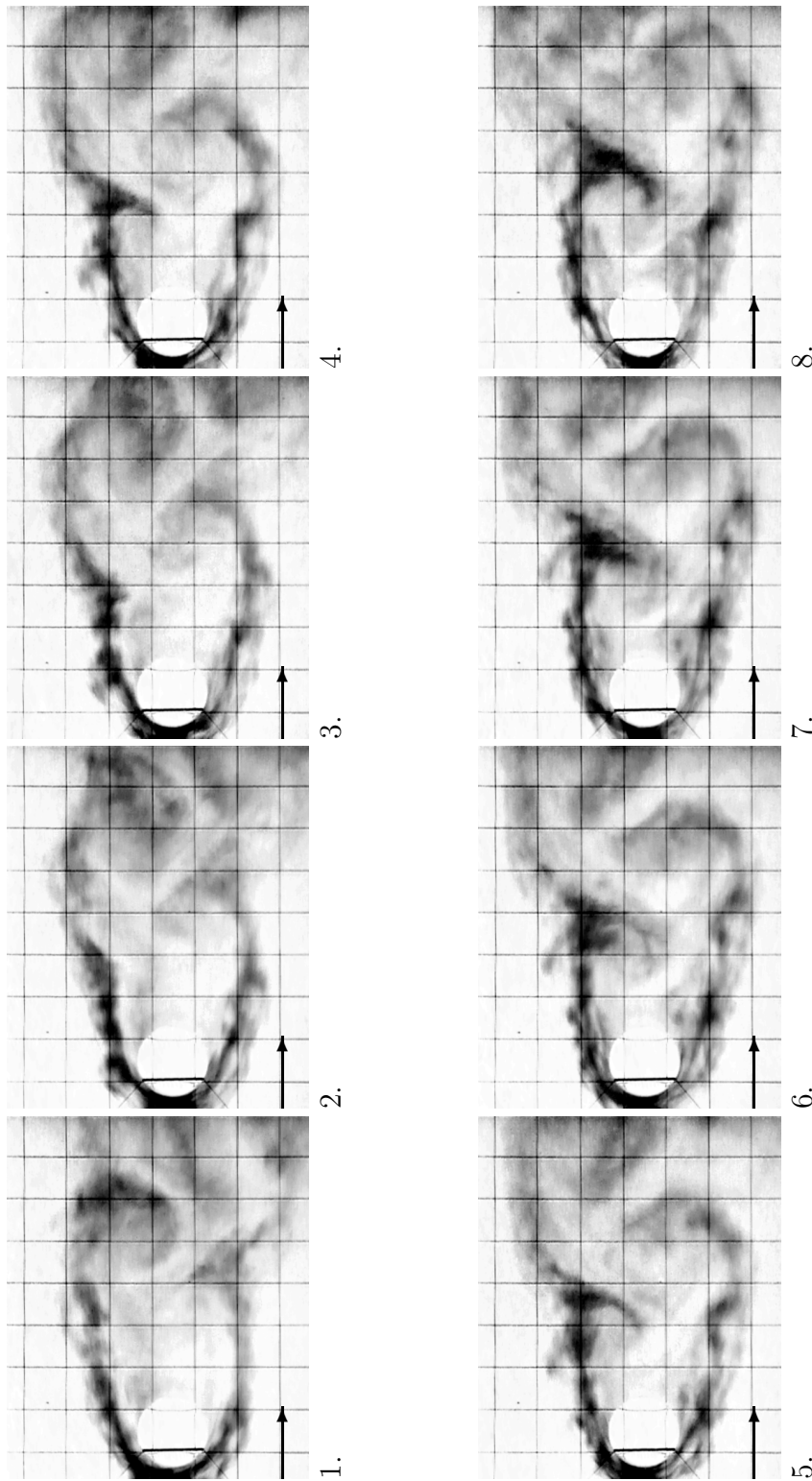


Abb. 3.4.14: Bodenwirbelfolge  $H/D = 3.3$ , Farbaufnahmen mit Halogenlicht, Farbe umströmt Zylinderfuß direkt am Boden ( $z = 0$ )

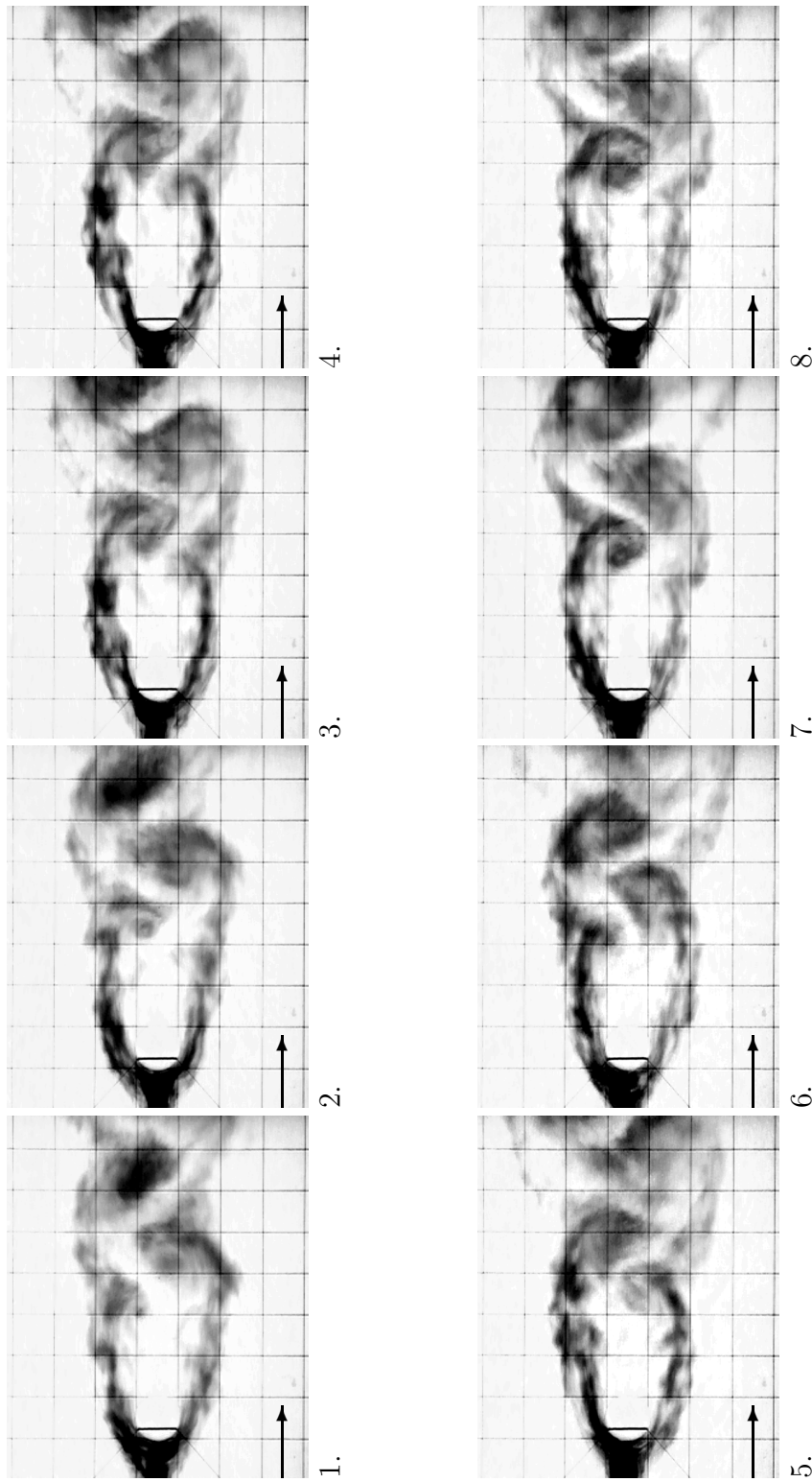


Abb. 3.4.15: Bodenwirbelfolge  $H/D = 5.0$ , Farbaufnahmen mit Halogenlicht, Farbe umströmt Zylinderfuß direkt am Boden ( $z = 0$ )

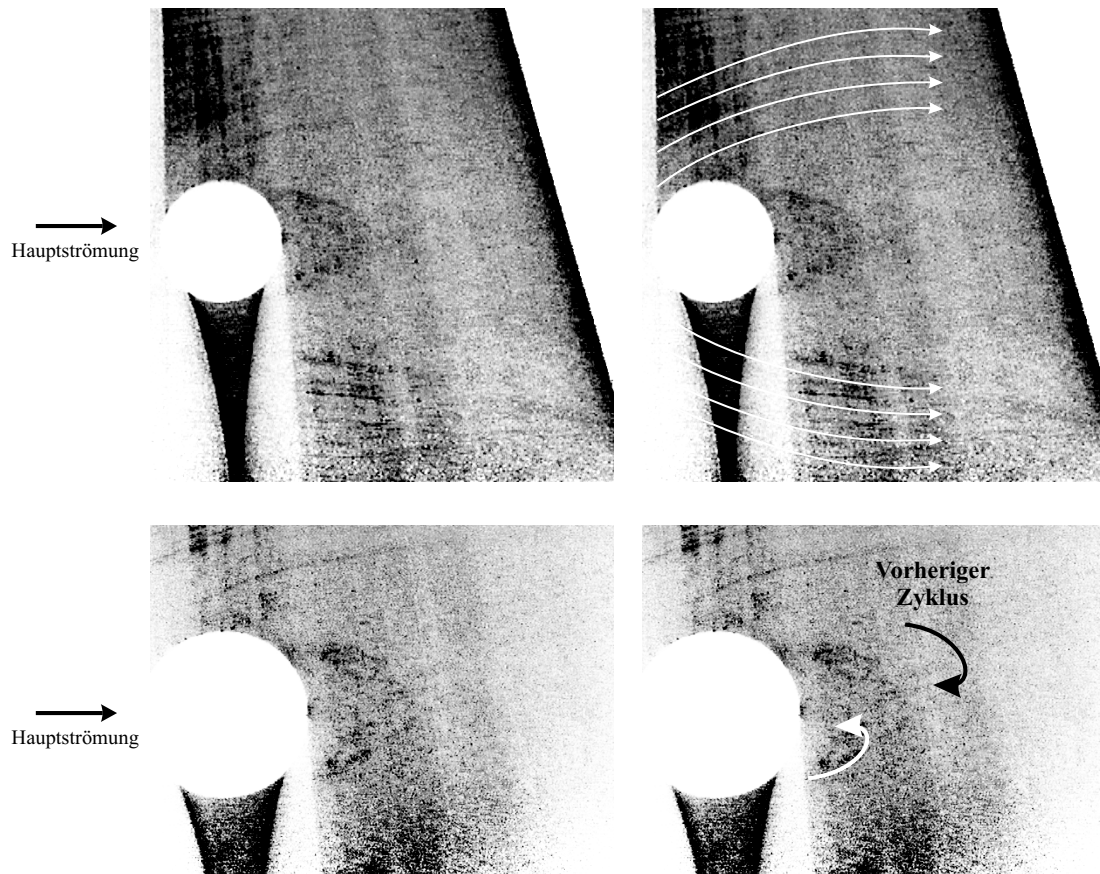


Abb. 3.4.16: Bodenströmung (Hufeisenwirbel), abgelagerte Tracerteilchen, Laserlichtschnitt streifend bei  $z \approx 0$ , unten Ausschnittvergrößerung ( $H/D = 2.5$ )



Die Abb. 3.4.16 zeigt das Absetzbild am Kanalboden mit streifender Laserbeleuchtung. Der durchsichtige Zylinder wirkt als Linse, und da die Bilder invertiert wurden, ist ein dunkles Dreieck des fokussierten Laserlichtschnitts zu erkennen.

Im Außenbereich dominiert der Hufeisenwirbel. Schwach sind rippenartige Strukturen zu erkennen, die von Dargahi [17] als System von Sekundärwirbeln gedeutet werden. Dieser Arbeit ist die Abb. 3.4.17 entnommen, die dieses System genauer darstellt.

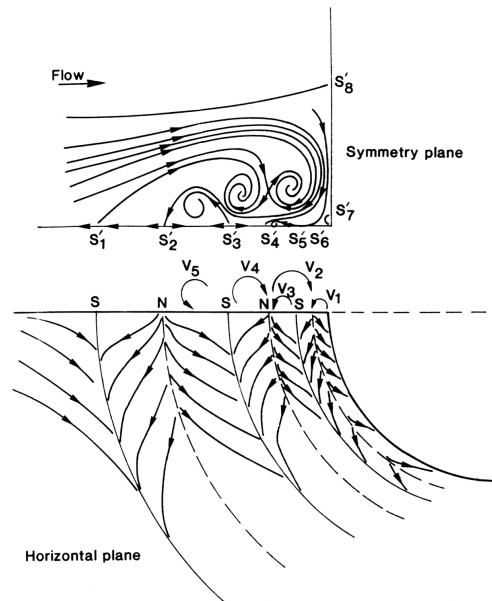


Abb. 3.4.17: Strömungsverlauf direkt am Boden, aus [17]

In der unmittelbaren Nähe des Zylinders formt sich stromab durch die ablösenden Wirbel eine symmetrische Struktur. Ein ähnliches Verhalten findet sich auch in Abb. 3.1.6. Wenn sich diese Wirbel bilden, ruht zunächst die Strömung in deren Zentrum, was dazu führt, daß die sich am Kanalboden absetzenden Tracer dort verbleiben und nicht abgetragen werden. Die Wirbel werden danach durch die Grundströmung beschleunigt und lösen sich vom Zylinder. Dieses Verhalten ist nur im Film der Strömung sichtbar erkennbar. Ein Einzelbild kann diese Information nicht zeigen, sondern stellt nur ein augenblickliches Bild oder ein zeitgemittelttes Verhalten (wie die Abb. 3.4.16) dar. Die Zeitmittelung erzeugt aus der alternierenden Wirbelablösung eine Symmetrie, auch wenn die augenblickliche Strömung nicht symmetrisch ist.

### Ergebnisse: Zylindermitte

Während das Strömungsverhalten an den Enden des Zylinders fast unbeeinflusst durch die unterschiedlichen Seitenverhältnisse  $H/D$  bleibt, zeigen sich im Mitten-

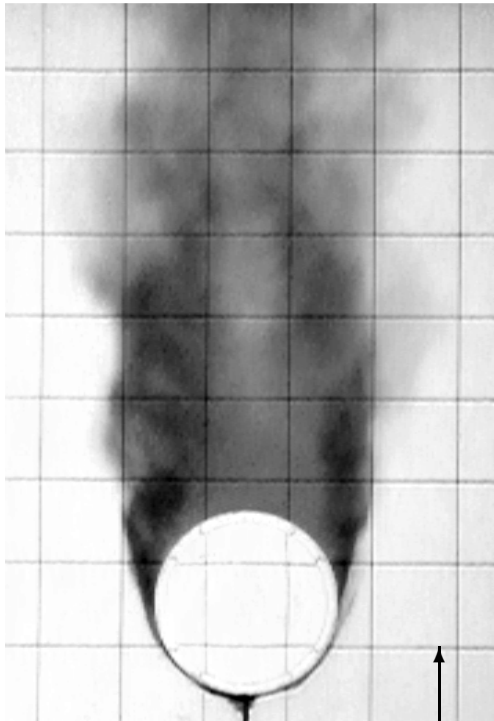
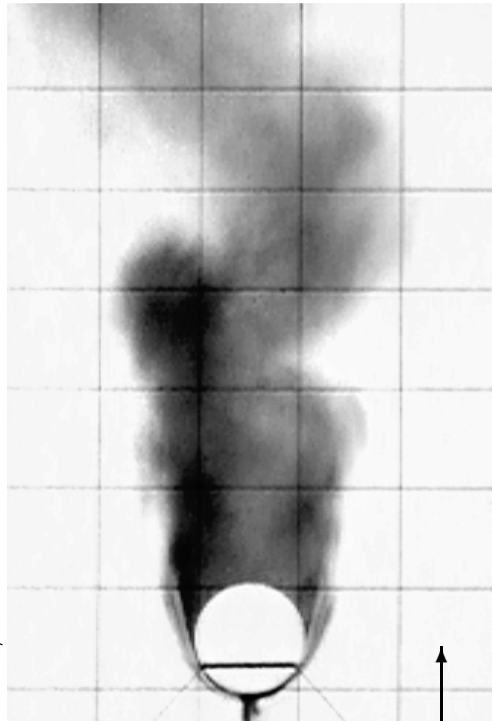
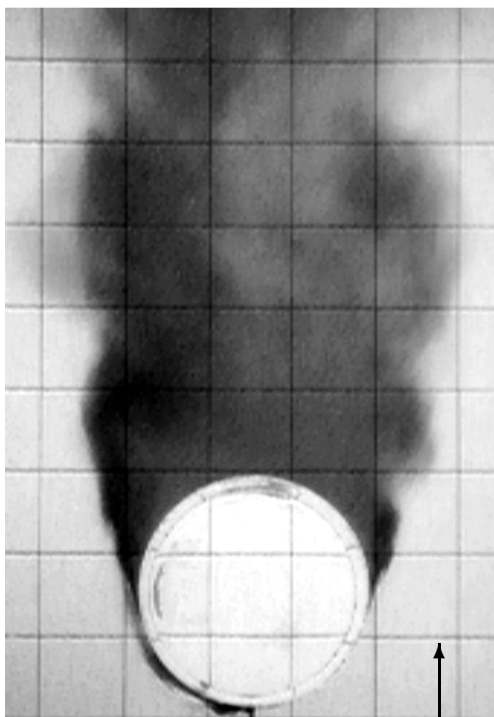
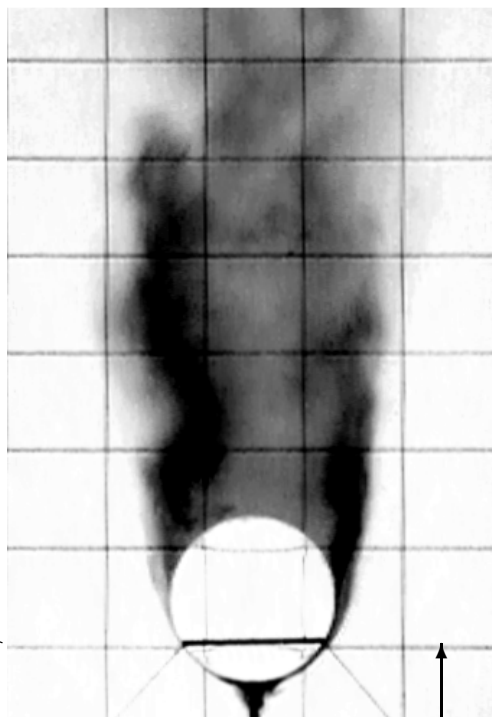
bereich recht deutliche Auswirkungen: Wie beschrieben herrscht am Boden für alle Fälle von  $H/D$  eine Karman'sche Wirbelstraße vor, während die Strömung am Zylinderkopf im wesentlichen stationär bleibt. Die Frage ist nun, wie der Übergang zwischen diesen beiden Gebieten gestaltet ist. Man findet, daß sich die Karman'sche Wirbelstraße bis zu unterschiedlichen Höhen erstreckt, wobei sie im oberen Bereich mit einem breiten Übergang gestört wird und sich ein diffuses Wirbelgebiet ausbildet.

Um die Abhängigkeit des Strömungsverhaltens von  $H/D$  zu verdeutlichen sind im folgenden Farbschleierabbildungen in Zylindermitte ( $z = H/2 = 100\text{mm}$ ) und Laserlichtschnitte bei  $z = 90\text{mm}$  (siehe Abb. 3.4.9) dargestellt. Die Zylindermitte war aufgrund der Armlöcher an den Kanalseiten nicht durch den Laserlichtschnitt zugänglich, so daß die Schnittebene ein wenig nach unten versetzt werden mußte. Bei Abb. 3.4.18 ist zu beachten, daß sich die Farbschleier über die gesamte Zylinderlänge verteilen und daher ein recht diffuses Bild liefern. In diesem Fall zeigen sich klar die Vorzüge der Schnittbeleuchtung (Abb. 3.4.19-22).

Die Einzelabbildungen sind ohne zeitlichen Bezug, geben aber einen repräsentativen Überblick über das beobachtete Strömungsverhalten, wie es aus dem Film der Strömungsichtbarmachung ersichtlich ist.

Bei den kleinen Seitenverhältnissen ( $H/D = 2$  und  $2.5$  in den Abb. 3.4.19 und 3.4.20) dominiert eine stationäre Strömung, die sich zumeist nur unkoordiniert einrollt. Dieses Einrollen nimmt bei den größeren Seitenverhältnissen zu ( $H/D = 3.3$  und  $5$  in den Abb. 3.4.21 und 3.4.22) und stabilisiert sich zu antisymmetrischen Ablösungen, obwohl selbst bei  $H/D = 5$  noch stationäre, ungeordnete oder symmetrische Moden auftreten. Das Strömungsbild läßt sich demnach auch für diesen Fall eher als 'diffuses Wirbelgebiet' bezeichnen.

Die Störung der Wirbelablösung wird durch die starke Dreidimensionalität der Strömung verursacht, auf die im folgenden Abschnitt eingegangen wird.

b.  $H/D = 2.5$ d.  $H/D = 5.0$ a.  $H/D = 2.0$ c.  $H/D = 3.3$ Abb. 3.4.18: Mittlerer Zylinderbereich, Farbaufnahmen mit Halogenlicht, Farbe umströmt Zylindermitte ( $z = H/2$ )

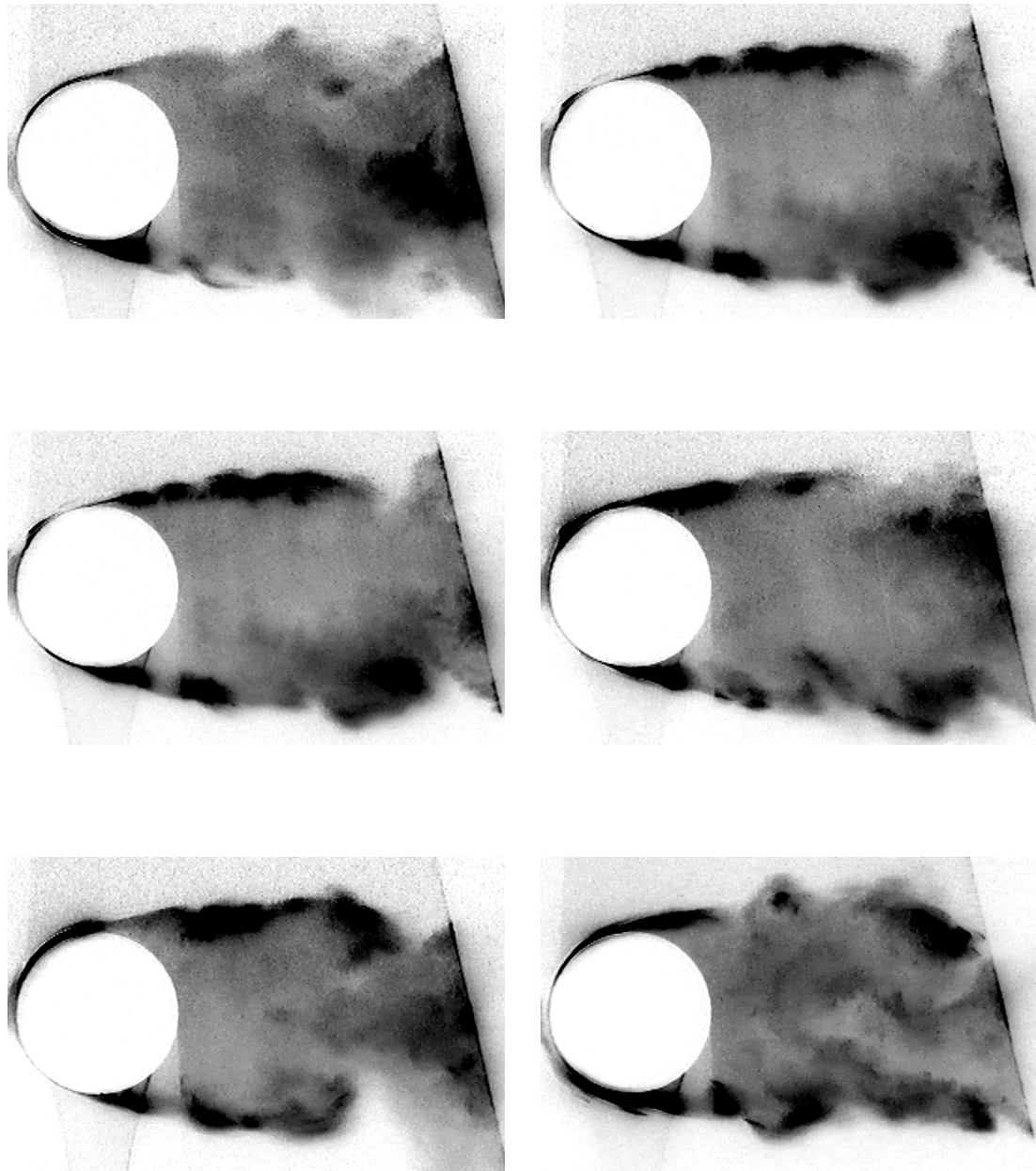


Abb. 3.4.19: Mittlerer Zylinderbereich, Laserlichtschnitt bei  $z = 90\text{mm}$ ,  $H/D = 2.0$

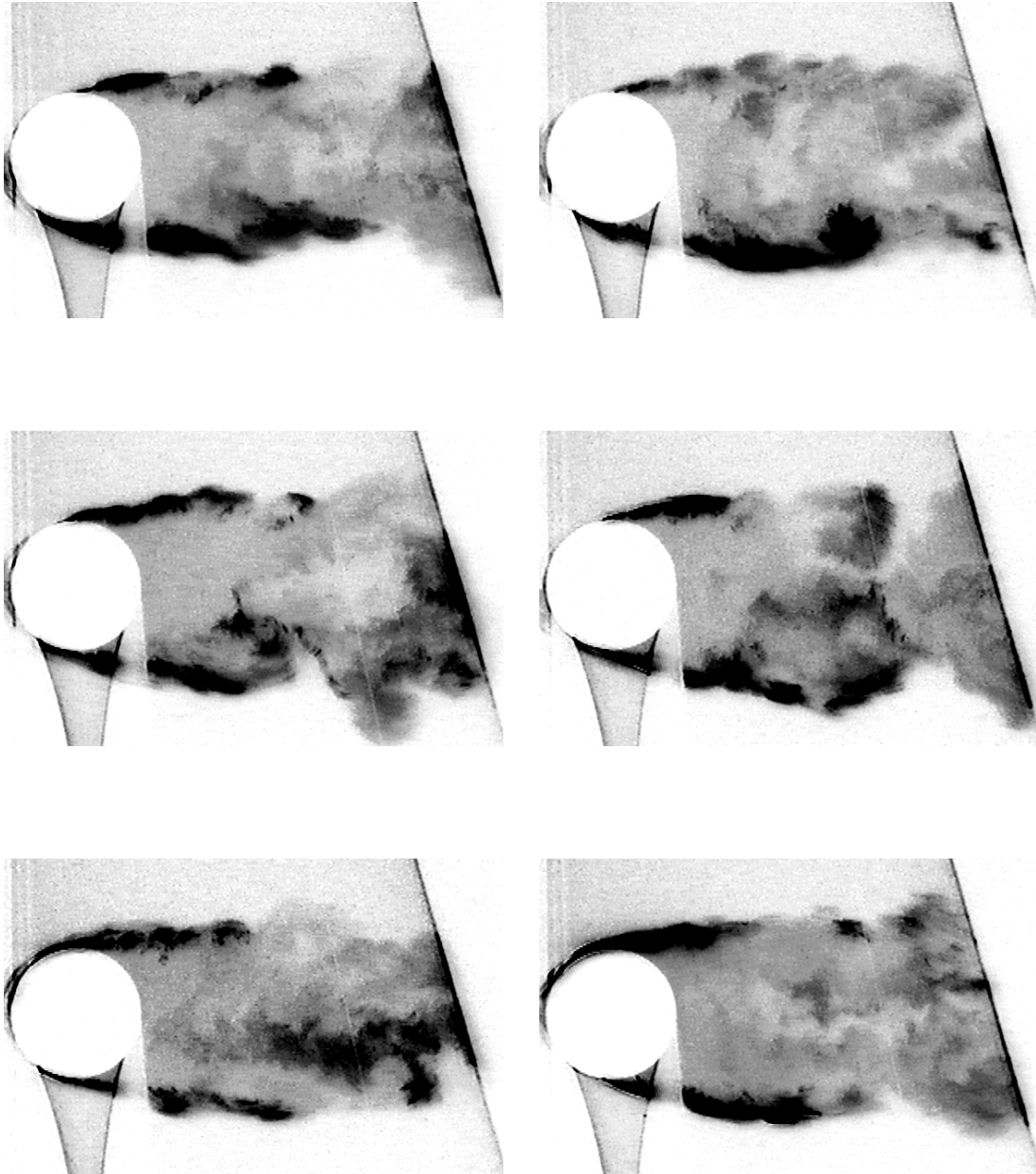


Abb. 3.4.20: Mittlerer Zylinderbereich, Laserlichtschnitt bei  $z = 90\text{mm}$ ,  $H/D = 2.5$

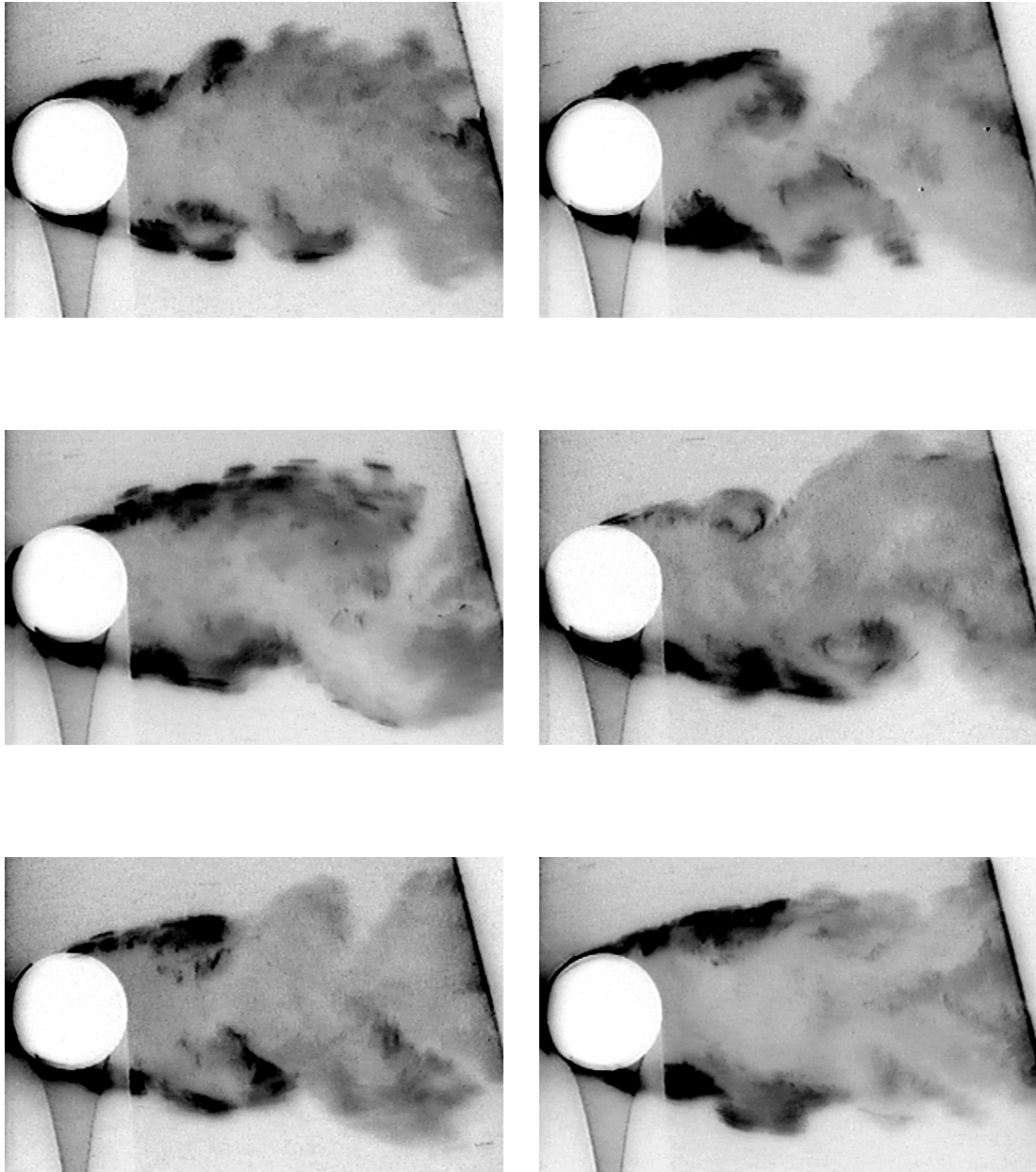


Abb. 3.4.21: Mittlerer Zylinderbereich, Laserlichtschnitt bei  $z = 90\text{mm}$ ,  $H/D = 3.3$

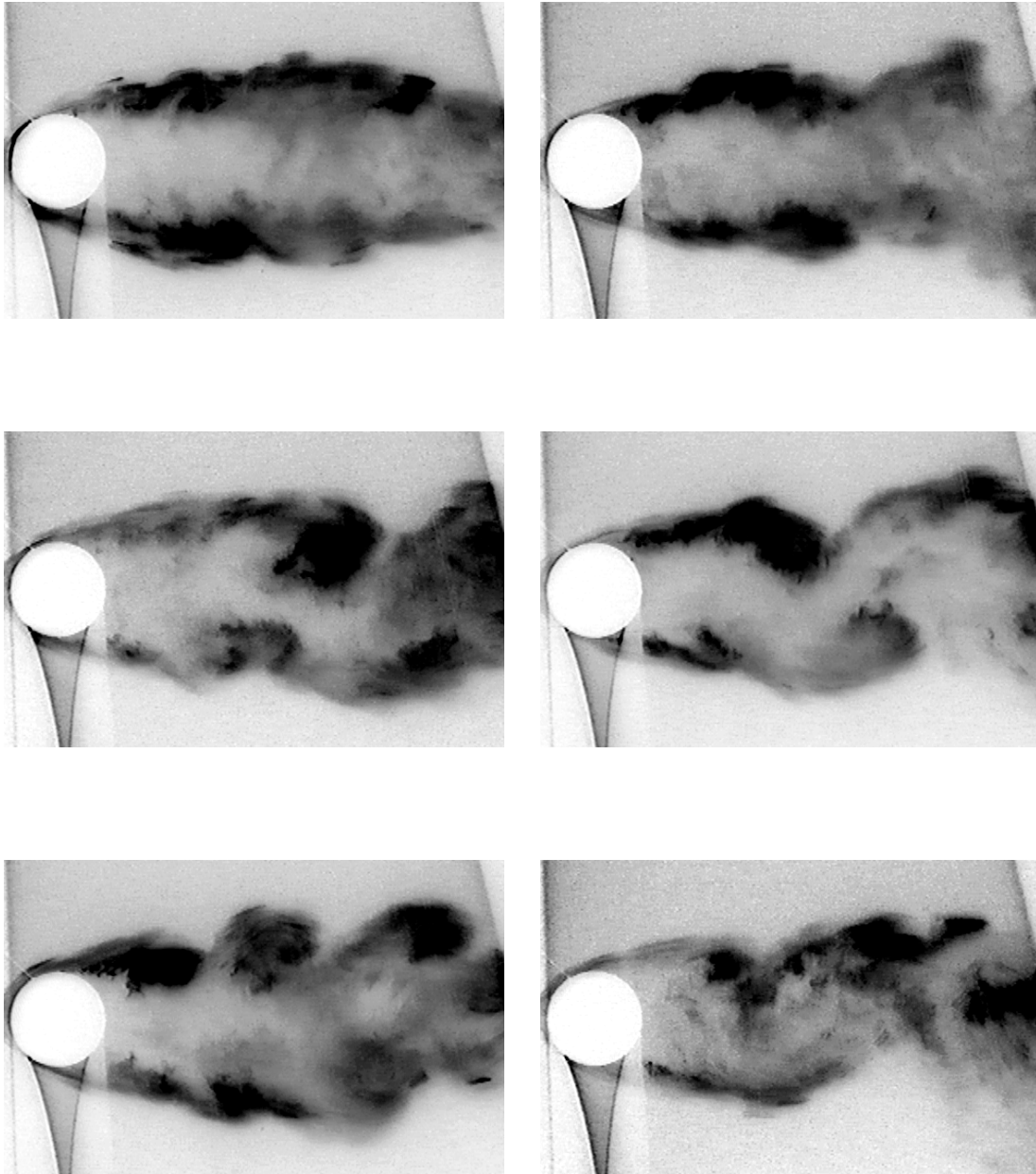


Abb. 3.4.22: Mittlerer Zylinderbereich, Laserlichtschnitt bei  $z = 90\text{mm}$ ,  $H/D = 5.0$

### Ergebnisse: Globales Strömungsverhalten

Die Abb. 3.4.23 zeigt das globale Strömungsverhalten für zwei unterschiedliche Seitenverhältnisse. In beiden Fällen wird die Strömung in der Mittelebene, wie bereits beschrieben, stromauf der Zylinderbasis im Bereich der Bodengrenzschicht nach unten, außerhalb der Grenzschicht aber nach oben abgelenkt. Diese Aufwärtsbewegung kommt durch die Differenz zwischen dem Staudruck stromauf des Zylinders und dem Außendruck weit über der Zylinderkappe zustande: Die Strömung weicht über den Zylinder aus. In der Symmetrieebene werden die zunächst aufwärts gerichteten Stromlinien durch das Unterdruckgebiet im Nachlauf nach unten gezogen. Die Strömung teilt sich in zwei Bereiche, von denen einer zum Zylinder (Rezirkulationsgebiet), der andere Teil mit der Hauptströmung vom Zylinder weg gedrängt wird. Diese Erkenntnisse bestätigen die aus der Literatur bekannten Strömungsverläufe. Es sei hier an die Abb. 3.1.1 für ein kleines  $H/D$  und die Abb. 3.1.3 für einen schlankeren Zylinder erinnert.

Wie erwähnt, herrscht auf halber Zylinderhöhe bei den kleinen  $H/D$  eine stationäre Strömung vor (Abb. 3.4.23 oben). Im Übergang zu schlankeren Zylindern rollt sich diese immer öfter ein, bis eine gestörte Wirbelstraße dominiert.

Im Außenbereich weisen die Stromlinien stets nach oben, während nahe der Symmetrieebene eine starke Abwärtsbewegung auftritt. In einem kleinen Bereich direkt stromab des Zylinders ist wieder eine Aufwärtsbewegung zu beobachten, die in das Rezirkulationsgebiet auf der Zylinderkappe mündet (Abb. 3.1.1 und 3.1.3 aus der Literatur).

Diese Erkenntnisse werden im Abschnitt 3.4.4 herangezogen, um zusammen mit den Meßergebnissen ein zusammenfassendes Strömungsbild anzugeben.

### Festlegung der $H/D$ für die Geschwindigkeitsmessungen

Eine Trennung in unterschiedliche Strömungsfälle ist, was den Einfluß von  $H/D$  auf die Strömung betrifft, schwer möglich. Die Beobachtungen, insbesondere über das Verhalten auf halber Zylinderhöhe, haben rein statistischen Charakter und beziehen sich auf die Häufigkeit gewisser Vorgänge, ohne eine klare Abgrenzung zu ermöglichen. Aufgrund der in der Strömungsichtbarmachung gewonnenen Erkenntnisse wurde entschieden, für die LDA-Messungen zwei deutlich verschiedene Konfigurationen auszuwählen, einen recht schlanken Zylinder mit  $H/D = 5$  und einen vergleichsweise stumpfen Zylinder mit  $H/D = 2.5$ . Es sei nochmals daran erinnert, daß für beide Fälle die selbe Grenzschichtdicke  $\delta/H$ , aber unterschiedliche Reynoldszahlen ( $Re = 2.2 \cdot 10^4$  und  $Re = 4.3 \cdot 10^4$ ) untersucht wurden. Weiterhin weisen beide Konfigurationen eine unterschiedliche Verbauung auf.

Zusätzlich wurden Messungen von  $u$  und  $v$  bei einem langen Kreiszyylinder ohne freies Ende durchgeführt. Er erstreckte sich über die gesamte Kanalhöhe. Dieser lange Zylinder hatte den Durchmesser  $D = 40\text{mm}$ , was der Reynoldszahl  $Re = 2.2 \cdot 10^4$  entspricht. Diese Messungen fanden auf halber Kanalhöhe statt.



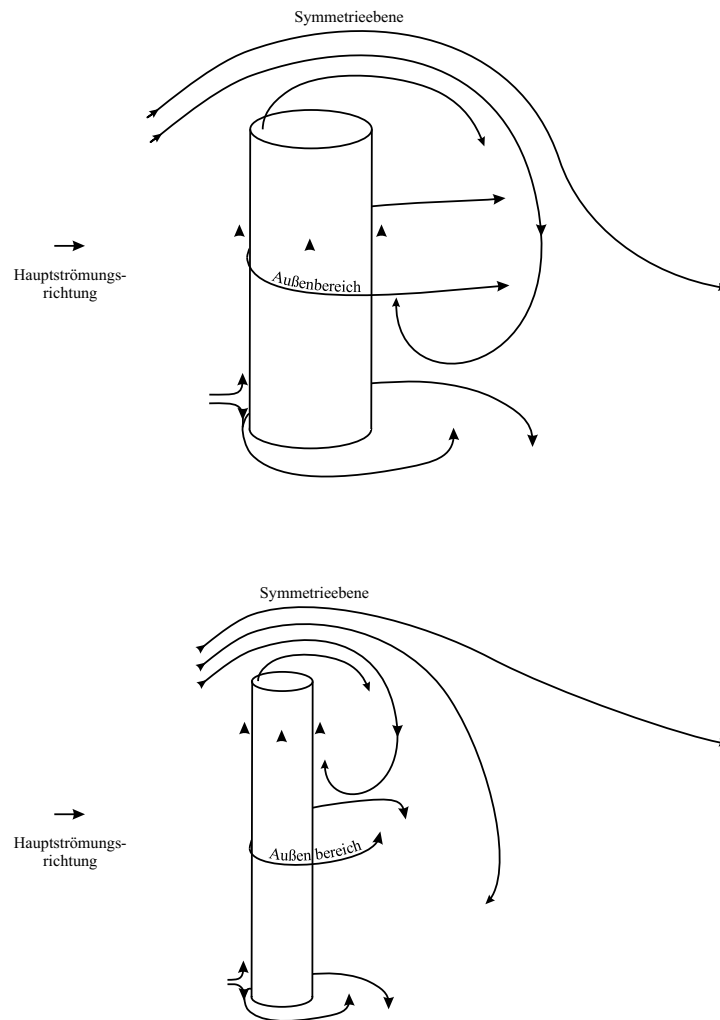


Abb. 3.4.23: Globaler Strömungsverlauf, oben: Stumpfer Zylinder, unten: Schlanker Zylinder

### 3.4.2 LDA-Messungen

#### Kanalgrenzschicht

Um quantitativ abschätzen zu können, wie sich die Grenzschicht im Kanal entwickelt und bis zu welcher Höhe diese die Umströmung beeinflusst, wurden vor Einbau der Zylinder drei Grenzschichtprofile an verschiedenen  $x$ -Positionen mit dem LDA aufgenommen. Eine Messung fand 200mm stromauf der beabsichtigten Zylinderposition statt, eine an dieser Position ( $x = 0$ ), also 295mm nach Ende der Einlaßdüse (siehe Abb. 3.4.1) und eine weitere 200mm stromab.

Die Abb. 3.4.24 zeigt die Ergebnisse dieser Messungen. Deutlich ist zu erkennen, wie die Grenzschicht über die Lauflänge anwächst. An der beabsichtigten Zylinderposition läßt sich die Grenzschichtdicke zu  $\delta \approx 20\text{--}30\text{mm}$  abschätzen.

Außerhalb der Grenzschicht übertreffen die Werte der Referenzgeschwindigkeit  $u_{\text{ref}} = 0.54\text{m/s}$ , um das Geschwindigkeitsdefizit in Wandnähe auszugleichen. Diese Geschwindigkeit entspricht dem Mittel über den gesamten Kanalquerschnitt (Durchfluß/Querschnittsfläche), wie es aus dem Gesamtprofil des Kanals mit dem LDA ermittelt wurde.

In der freien Strömung sinkt  $\sqrt{u'u'}$  schnell auf einen konstanten Wert von unter  $0.01\text{m/s}$ , also einem Turbulenzgrad von  $Tu \approx 2\%$ .

Die Grenzschichtdicke ist im Vergleich zur Zylinderhöhe  $H = 200\text{mm}$  recht klein. Eine Vergrößerung der Lauflänge im Kanal und die Untersuchung der Auswirkungen unterschiedlicher Grenzschichtdicken auf die Zylinderumströmung konnten aus konstruktiven Gründen nicht vorgenommen werden. Hierzu wäre ein Umbau der gesamten Meßstrecke und des LDA mit großem Aufwand erforderlich gewesen, weswegen darauf verzichtet werden mußte.

#### Messung von $u$ und $v$ beim langen Kreiszyylinder

Die Abb. A.3 (im Anhang) zeigt die Ergebnisse der Messungen von  $u$  und  $v$  für den langen Kreiszyylinder. Alle dargestellten Meßgrößen wurden mit der Geschwindigkeit der Anströmung  $u_{\text{ref}}$  dimensionslos gemacht. In Zylindernähe konnte aus optischen Gründen nur bis zu einem gewissen Abstand gemessen werden; die Strahlpaare wären sonst blockiert worden. Daher ist in Abb. A.3 ein weißes Gebiet um den Zylinder dargestellt.

Durch die Symmetrie des Aufbaus sind folgende Symmetrien der statistischen Meßgrößen zu erwarten:  $\bar{u}$  ist symmetrisch zur Mittelebene ( $\bar{u}(x, y) = \bar{u}(x, -y)$ ), die Quergeschwindigkeit jedoch antisymmetrisch ( $\bar{v}(x, y) = -\bar{v}(x, -y)$ ), was auch bewirkt, daß  $\bar{v}$  auf  $y = 0$  verschwindet.  $\sqrt{u'u'}$  und  $\sqrt{v'v'}$  sind stets positiv und aufgrund der Symmetrie und Antisymmetrie der Strömungskomponenten und der Quadratbildung unter der Wurzel ebenfalls symmetrisch.  $\overline{u'v'}$  nimmt hingegen beide Vorzeichen an.  $\overline{u'v'}$  ist antisymmetrisch, also ist ebenfalls  $\overline{u'v'} = 0$  auf der Mittelebene.

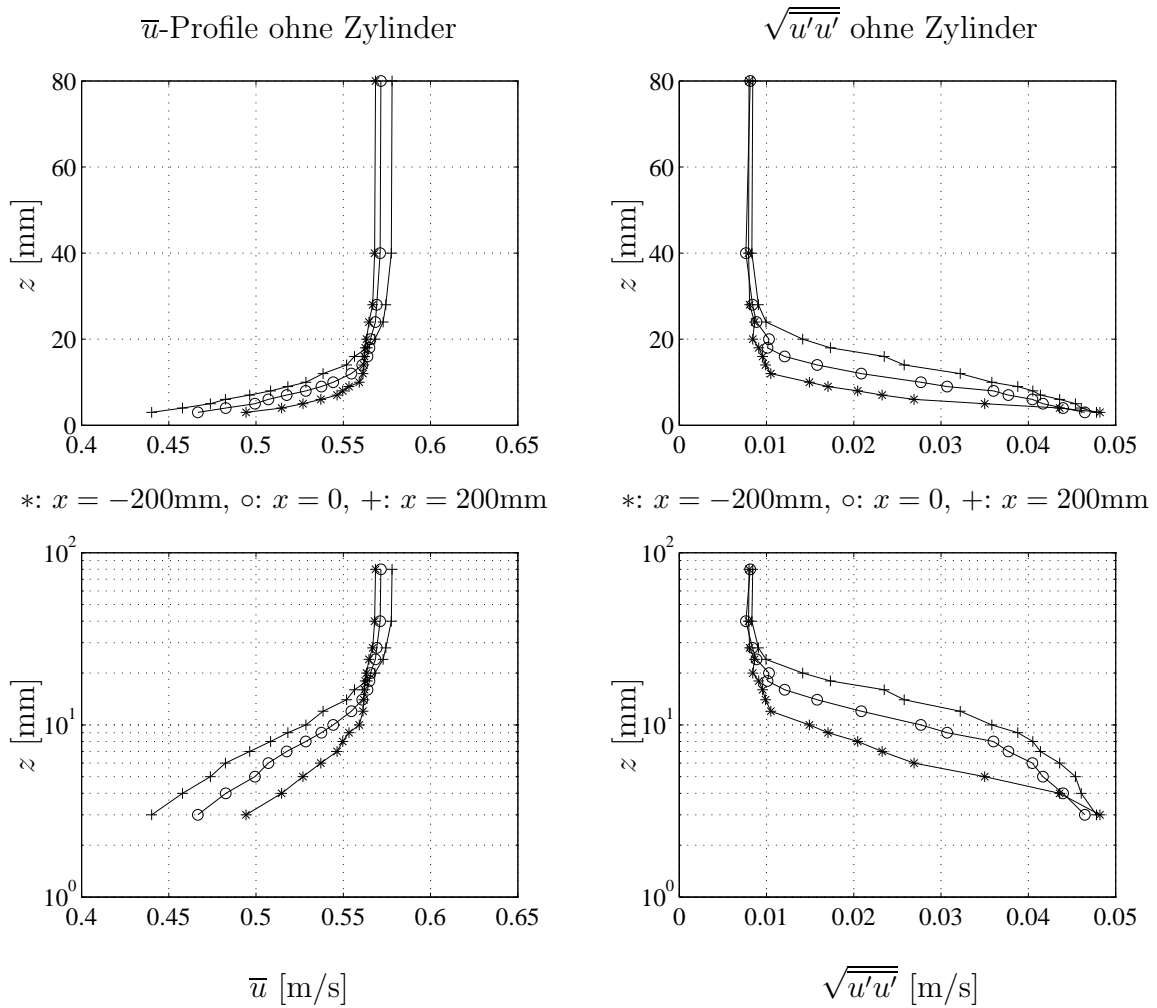


Abb. 3.4.24:  $\bar{u}$  und  $\sqrt{u'u'}$  in Abwesenheit des Zylinders an verschiedenen Positionen (\*:  $x = -200$  mm, o:  $x = 0$ , +:  $x = 200$  mm), unten: halblogarithmische Darstellung

Aufgrund der Symmetrie konnte darauf verzichtet werden, das gesamte Strömungsgebiet zu vermessen. Es wurde nur eine Halbebene erfaßt und zur Überprüfung der Symmetrie eine oder zwei weitere Datenreihen auf der gegenüberliegenden Halbebene aufgenommen. Wie die Abbildungen zeigen, ist die Symmetrie der Ergebnisse im Rahmen des Meßfehlers erfüllt.

Das sich beim langen Kreiszyylinder einstellende Strömungsbild ist aus diversen Literaturstellen (z.B. [16], [70]) bekannt und wird im durchgeführten Experiment bestätigt. Die wesentlichen Aspekte sind:

- Stromauf des Zylinders staut sich die Strömung auf ( $u$  wird kleiner) und teilt sich symmetrisch.
- Der Zylinder wird umströmt;  $\bar{v}$  weist stromauf weg von der Symmetrieebene, im Nachlauf richtet sich die Strömung wieder in die Mitte. In der Vektordarstellung der Zeitmittel sind zwei symmetrische Wirbel direkt stromab des Zylinders erkennbar.
- Im Zylindernachlauf kommt es zur Ausbildung einer Karman'schen Wirbelstraße.  $\sqrt{\overline{u'u'}}$  zeigt zwei zur Mittelebene symmetrisch angeordnete Maxima bei  $y/D = \pm 0.375$  und  $x/D = 1$ . Ein sehr starkes Maximum von  $\sqrt{\overline{v'v'}}$  befindet sich auf der Symmetrielinie bei  $y = 0$  und  $x/D = 1.5$ .
- $\overline{u'v'}$  zeigt zwei zur Mittelebene symmetrisch angeordnete Extrema und zwei kleine Nebenextrema in Zylindernähe.

Ein quantitativer Vergleich der erhaltenen Werte mit Angaben aus den Arbeiten von Cantwell und Coles [16] sowie Brede und Leder [12] ist im nächsten Abschnitt in Form einer Tabelle gegeben. In ihr wird auch mit den Messungen an den Kreiszyylinderstümpfen verglichen. Weiterhin ist dort die  $x$ -Ausdehnung des Rezirkulationsgebiets auf der Mittelebene angegeben ( $\bar{u}(x, y = 0) = 0$ ).

Die Übereinstimmung der Vergleichswerte für den langen Zylinder ist, was die Geometrie der Strömung angeht, sehr gut. Allerdings werden etwas höhere Werte in den Schwankungsgrößen gefunden. Bei [16] wurde mit Hilfe einer konditionierten Phasenmittelung zwischen periodischem und turbulentem Anteil der Schwankungen unterschieden. Die totale Schwankung ergibt sich aus deren Summe. Bei der Phasenmittelung wurden durch die Konditionierung nur die überwiegend auftretenden regelmäßigen Zyklen berücksichtigt und irreguläre, aperiodische Moden verworfen. Die globale Zeitmittelung der eigenen Versuche und der in [12] dargestellten Experimente berücksichtigt aber auch diese Ereignisse, so daß die Meßwerte der Schwankungsgrößen erwartungsgemäß größer ausfallen.

Zusätzlich konnte durch eine Messung der Ablösefrequenz der Literaturwert der Strouhalzahl zu

$$\text{Str} := \frac{f \cdot D}{u_{\text{ref}}} = 0.202$$

mit einer Auflösung von  $\pm 0.002$  bestätigt werden. Diese Strouhalzahl wurde dadurch bestimmt, daß das LDA auf die Auswertung eines Kanals ( $v$ ) beschränkt und die Anzahl der auszuwertenden Samples wesentlich verkleinert wurde. So konnten (mit dadurch verbundenen Einbußen an Genauigkeit in der Geschwindigkeitsmessung) Burstraten von bis zu 35Hz erzielt werden. Zum Vergleich: Die Frequenz der Wirbelablösung lag um 2.73Hz. Die Daten wurden danach auf äquidistante Zeitschritte interpoliert und eine Spektralanalyse durchgeführt. Der Peak der Ablösefrequenz wurde anschließend in die oben angegebene Strouhalzahl umgerechnet.

### Messung von $u$ und $v$ bei den Kreiszyylinderstümpfen

Diese Messungen werden in den Abbildungen A.4-A.7 für  $H/D = 5$  und A.8-A.11 für  $H/D = 2.5$  dargestellt. Die einzelnen Bilder zeigen unterschiedliche  $z$ -Schnitte. Abgebildet sind  $\bar{u}$ ,  $\bar{v}$ ,  $\sqrt{u'u'}$ ,  $\sqrt{v'v'}$  und  $\overline{u'v'}$  sowie eine Vektordarstellung der mittleren Geschwindigkeiten. Weiße Bereiche um den Zylinder deuten die Bereiche an, in denen aus optischen Gründen keine Messungen durchgeführt werden konnten.

In den Meßebenen wurden je über 200 Meßpunkte (für  $H/D = 5$ , bei  $H/D = 2.5$  waren es über 300) gewählt und diese entlang  $y$  also bei konstantem  $x$  abgefahren.

Aus optischen Gründen mußten die Messungen auf einen  $z$ -Bereich um den Zylinderkopf beschränkt bleiben. Eine weitere Verschiebung nach unten hätte dazu geführt, daß die Strahlpaare zu weit entfernt voneinander auf die Detektionsoptik getroffen wären. Eine weitere Vergrößerung des Empfangsquerschnitts war nicht möglich.

Es wurden vier Schnitte angefertigt. Die Ebene mit kleinstem  $z$  lag knapp über der halben Zylinderhöhe, die mit dem größten  $z$  über dem Zylinderkopf. Die folgende Tabelle gibt die Positionen der einzelnen Meßebenen an:

$H/D = 5$ $\text{Re} = \frac{u_{\text{ref}} D}{\nu} = 2.2 \cdot 10^4$	$H/D = 2.5$ $\text{Re} = \frac{u_{\text{ref}} D}{\nu} = 4.4 \cdot 10^4$
$z = H + 1D$	$z = H + 0.5D$
$z = H$	$z = H$
$z = H - 1D$	$z = H - 0.5D$
$z = H - 2D$	$z = H - 1D$

Langer Zylinder [16] Re = $1.4 \cdot 10^5$		bei		Langer Zylinder [12] Re = $2 \cdot 10^4$		bei	
		$x/D$	$y/D$			$x/D$	$y/D$
$\max(\sqrt{u'u'})$	0.50	1	0.4	$\max(\sqrt{u'u'})$	0.55	1	0.4
$\max(\sqrt{v'v'})$	0.68	1.5	0	$\max(\sqrt{v'v'})$	0.75	2	0
$\max( \overline{u'v'} )$	0.13	1.5	0.25	$\max( \overline{u'v'} )$	0.12	1.5	0.5
$\overline{u}(x, y = 0) = 0$		1.1	0	$\overline{u}(x, y = 0) = 0$		1.25	0
Langer Zylinder (eigene Messung)							
Re = $2.2 \cdot 10^4$							
				bei $x/D$ $y/D$			
$\max(\sqrt{u'u'})$	0.53	1	0.375				
$\max(\sqrt{v'v'})$	0.82	1.5	0				
$\max( \overline{u'v'} )$	0.13	1.5	0.25				
$\overline{u}(x, y = 0) = 0$		1.25	0				
$H/D = 5, z = H - 1D$				bei $x/D$ $y/D$			
$\max(\sqrt{u'u'})$	0.35	1.75	0.25				
$\max(\sqrt{v'v'})$	0.42	2	0				
$\max( \overline{u'v'} )$	0.05	2	0.25				
$\overline{u}(x, y = 0) = 0$		1.85	0				
$H/D = 5, z = H - 2D$				bei $x/D$ $y/D$			
$\max(\sqrt{u'u'})$	0.38	1.75	0.5				
$\max(\sqrt{v'v'})$	0.44	2.5	0				
$\max( \overline{u'v'} )$	0.05	1.75	0.5				
$\overline{u}(x, y = 0) = 0$		2.25	0				
$H/D = 2.5, z = H - 0.5D$				bei $x/D$ $y/D$			
$\max(\sqrt{u'u'})$	0.29	1.5	0.375				
$\max(\sqrt{v'v'})$	0.27	1.75	0.25				
$\max( \overline{u'v'} )$	0.03	1.75	0.375				
$\overline{u}(x, y = 0) = 0$		(0.8)	0				
$H/D = 2.5, z = H - 1D$				bei $x/D$ $y/D$			
$\max(\sqrt{u'u'})$	0.36	2	0.375				
$\max(\sqrt{v'v'})$	0.43	2.5	0				
$\max( \overline{u'v'} )$	0.06	2	0.375				
$\overline{u}(x, y = 0) = 0$		1.85	0				

Tabelle einiger Kenngrößen bei den verschiedenen Zylinderkonfigurationen, Vergleich zwischen Zylindern mit freiem Ende und langem Zylinder (aus eigener Messung sowie von Cantwell und Coles [16] und von Brede und Leder [12])

Vergleicht man die Ergebnisse dieser Messungen mit denen am langen Kreiszyylinder, so ist für die beiden tieferen Schnitte die Ähnlichkeit unverkennbar, jedoch scheint der Nachlauf wesentlich in die Länge gezogen, was sich auch im verlängerten Rezirkulationsgebiet zeigt. Die Extrema der Schwankungen  $\sqrt{u'u'}$ ,  $\sqrt{v'v'}$  und  $\overline{u'v'}$  sind nur etwa halb so groß. Dieses Verhalten zeigt die vorausgegangene Tabelle: Hier wurden die Werte der Nachlaufextrema und deren Position für den langen Kreiszyylinder und die beiden tiefen  $z$ -Schnitte der Kreiszyylinderstümpfe miteinander verglichen.

Diese Verlängerung des Nachlaufs verstärkt sich, wenn man zu kleineren  $z$  übergeht. Was die  $x$ -Ausdehnung betrifft, so sind kaum Unterschiede zwischen den unterschiedlichen  $H/D$  auszumachen. Tendentiell verbreitert sich der Nachlauf beim stumpferen Zylinder leicht. Weiterhin sind die Schwankungsgrößen im Fall des stumpferen Zylinders bei  $z = H - 0.5D$  zunächst kleiner als beim schlankeren Zylinder (verglichen mit  $z = H - D$ ). Nahe der halben Zylinderhöhe ( $z = H - 1D$  bzw.  $z = H - 2D$ ) sind die Werte aber fast identisch.

In dieser Tabelle ist auch die Länge des Rezirkulationsgebiets auf der Mittelebene angegeben ( $\overline{u}(x, y = 0) = 0$ ). Bei  $H/D = 5$  ist eine deutliche Verlängerung der Rückstromzone im Vergleich mit dem langen Kreiszyylinder zu bemerken. Diese nimmt noch zu, wenn man zum kleineren  $z$  übergeht.

Im Fall  $H/D = 2.5$  sind die  $x$ -Positionen für  $\overline{u}(x, y = 0) = 0$  weitaus kleiner als beim schlanken Zylinder, was aber nicht im Widerspruch zum Verhalten der Schwankungsgrößen steht. Tatsächlich ist hier aufgrund der stärkeren dreidimensionalen Effekte das Minimum von  $\overline{u}$  nicht auf der Mittelebene, da die Stömung von oben mit schnellem Fluid gespeist wird, was die kleinere Länge erklärt. Der Zahlenwert nimmt mit fallendem  $z$  aber weiterhin zu.

Diese Verringerung der Schwankungsgrößen und die Verlängerung des Nachlaufs (insbesondere des Rezirkulationsgebiets) im Vergleich mit dem langen Kreiszyylinder sind mit dem Auftreten von stationären Moden zu erklären. Bei beiden Zylinderstümpfen wurde dieses stationäre Verhalten für gewisse Zeiten gefunden, wobei beim schlanken Zylinder die geordnete Wirbelablösung häufiger und stabiler zu beobachten war (Abb. 3.4.20 und 3.4.22). Diese Ordnung der Wirbelablösung ist aber in den zeitlichen Mittelwerten nicht sichtbar, da hier jede Zeitinformation verloren geht.

Tritt Wirbelablösung auf, so zeigen sich wesentlich stärkere Schwankungen und dadurch wesentlich stärkerer Impulsaustausch, wodurch das Ablösegebiet (und die Rezirkulationszone) verkürzt wird. Bei stationärem Verhalten ist das Rezirkulationsgebiet deutlich in die Länge gezogen. Weiterhin treten im Vergleich zur Wirbelablösung kleinere Schwankungen auf. Und genau dieses Verhalten wurde mit den Meßergebnissen bestätigt.

Auf Höhe der Zylinderkappe, also bei  $z = H$ , nimmt die Verdrängung des Zylinders an Einfluß ab. Die Strömung wird kaum noch abgelenkt. Extreme Werte der Schwankungsgrößen finden sich nur noch in Zylindernähe, wo sich die Wirbelzöpfe von der Zylinderkappe lösen. Bei den Schnitten über der Zylinderfläche

( $z = H + 0.5D$  bzw.  $z = H + D$ ) sind auch diese extremen Werte (und demnach erwartungsgemäß auch die Wirbelzöpfe) verschwunden. Alle Schwankungsgrößen sind praktisch konstant, was die ungeordneten Kontourlinien in Abb. A.7 und A.11 erklärt: Der Linienabstand liegt über dem Meßfehler von  $0.05 \cdot u_{\text{ref}}$ .

Interessanterweise zeigt sich in den Abb. A.9 und A.10 ( $H/D = 2.5$ ,  $z = H - 0.5D$  und  $z = H$ ), sowie in A.6 ( $H/D = 5$ ,  $z = H$ ) an der Mittelebene ein fast paradoxes Strömungsverhalten:  $u$  nimmt nahe der Mittelebene in einem schmalen Bereich wieder zu. Im Abschnitt über die Strömungsichtbarmachung und in der Literaturübersicht wurde beschrieben, daß in einem Bereich um die Mittelebene eine starke Abwärtsbewegung auftritt, was diesen Geschwindigkeitszuwachs erklärt, da sich schnell bewegendes Fluid von oben in das Nachlaufgebiet eindringt. Diese Beobachtung leitet zu den Messungen von  $u$  und  $w$  über, die im nächsten Abschnitt vorgestellt werden.

### Messung von $u$ und $w$ bei den Kreiszyylinderstümpfen

Die Ergebnisse dieser Messungen werden in den Abbildungen A.12 bis A.23 in sechs  $y$ -Schnitten dargestellt. Pro Schnitt wurden 125 ( $H/D = 2.5$ ) bis 163 ( $H/D = 5$ ) Meßpunkte ausgewählt, die in  $x$ -Richtung angefahren wurden, was sich schon aus dem optischen Aufbau ergibt, da für die  $z$ -Verstellung Detektions- und Sendeseite bewegt werden mußten, während die  $x$ -Position direkt über das Verfahren des Aufbaurahmens gewählt werden konnte.

Wieder sind weiße Gebiete um die Zylinder und in Bodennähe gezeichnet, in denen keine Messungen durchgeführt werden konnten. In Bodennähe wurde noch eine weitere Meßreihe bei  $z/D = 0.125$  für  $H/D = 2.5$  bzw.  $z/D = 0.25$  für  $H/D = 5$  aufgenommen, hier nur aber die  $u$ -Geschwindigkeit. Die grünen Strahlen, die zur Messung der  $w$ -Geschwindigkeit dienten, wären dort durch die Meßstrecke verdeckt worden (vgl. Abb. 3.3.8), weswegen sie ausgeblendet wurden. In den Vektordarstellungen wurde in diesen Meßreihen  $\bar{w} = 0$  gesetzt.

Beginnt man mit den äußeren Schnitten ( $y/D = 1.5$ , Abb. A.12 und A.18), so zeigt sich stromab des Zylinders ein bauchiges Gebiet mit  $u > u_{\text{ref}}$ , das durch die Zylinderverbauung verursacht ist. Am Zylinderkopf ist die Verdrängung geringer, da das Fluid auch über den Zylinder ausweichen kann, weswegen die Beschleunigung kleiner ausfällt.

Stromauf der Zylinderkappe bei  $z = H$  weist die Strömung bei allen Schnitten nach oben, denn sie überströmt diese Kappe ja. Stromab bleibt  $w$  in den Ebenen fern der Mitte ( $y = 1.5$  und  $y = 1$ ) ebenfalls positiv, während es in der Mitte als Ausgleichsströmung nach unten weist. Dieses Verhalten wurde bereits in der Strömungsichtbarmachung gefunden und ist auch in der Literatur für kleine Grenzschichtdicken so beschrieben.

Die Schwankungen  $\sqrt{u'u'}$ ,  $\sqrt{w'w'}$  und  $\overline{u'w'}$  treten kaum nennenswert in Erscheinung; fern stromab der Zylinderstümpfe zeigen sich insbesondere auch bei



$y/D = 1$  Gebiete mit erhöhten Schwankungswerten. Dort ragt der instationäre Bodenwirbel ins Meßgebiet, wie man sich leicht vorstellen kann, wenn man entsprechende Schnitte in die Abb. 3.4.11-15 der Strömungsichtbarmachung legt.

Da die Äste des Bodenwirbels in Hauptströmungsrichtung auseinanderstreben, nähert sich das Schwankungsgebiet am Boden in den Schnitten mit kleiner werdendem  $y$  immer mehr dem Zylinder. Dieses Schwankungsgebiet ragt etwa bis zur halben Zylinderhöhe hinauf. Beim schlanken Zylinder ist dieses Gebiet in  $z$ -Richtung ausgedehnter; hier wurde in der Strömungsichtbarmachung ja im mittleren Zylinderbereich eine häufigere und stabilere Wirbelablösung beobachtet.

Was die Ergebnisse für  $\overline{u'w'}$  angeht, so ist zu beachten, daß diese weitaus geringere Werte als  $\overline{u'v'}$  aufweisen.  $\overline{u'v'}$  steigt ja gerade in Gebieten der geordneten Korrelation zwischen  $u$  und  $v$ , also beim Auftreten von Wirbelablösung in der  $xy$ -Ebene. Da diese in der  $xz$ -Ebene fehlt, ist  $\overline{u'w'}$  auch weitaus kleiner. Die Ergebnisse müssen also recht vorsichtig interpretiert werden, da sie große Streuung zeigen. Sie liegen stets im Grenzbereich der Meßauflösung.

Bei beiden Zylinderstümpfen ist bei  $y/D = 1$  neben dem positiven Maximum von  $\overline{u'w'}$  in Bodennähe ein schwaches negatives Minimum auszumachen. Dieses Minimum liegt beim schlanken Zylinder etwas höher. Bei  $y/D = 0.75$  liegen die Extrema von  $\overline{u'w'}$  noch weiter am Zylinder, und wieder tritt dieser Effekt beim schlanken Zylinder stärker auf.

Fern der Zylinderstümpfe ( $x > 3D$ ) ist nun auch negatives  $w$ , also eine Abwärtsströmung zu finden, während im übrigen Strömungsbereich und insbesondere im Bereich der Zylinderkappe die oben beschriebene Aufwärtsströmung dominiert.

Bewegt man sich weiter zur Mittelebene, also zu  $y/D = 0.5$ , so trennt sich das Bodenmaximum von  $\sqrt{\overline{u'u'}}$  in zwei Bereiche, einen in Bodennähe und eines etwas unterhalb des Zylinderkopfs.  $\sqrt{\overline{w'w'}}$  bleibt ungeteilt; das Maximum wandert weiter in Richtung Zylinder.

Bei  $y/D = 0.25$  treten die Unterschiede zwischen den beiden Zylinderstümpfen deutlicher hervor: Direkt stromab des Zylinders herrscht bei  $H/D = 2.5$  eine Aufwärtsströmung, während im anderen Fall  $\overline{w}$  negativ bleibt. In beiden Fällen ist an der Zylinderkappe ( $z = H, x = 0.75D$ ) ein durch den dort ablösenden Wirbelzopf verursachtes Extremum in  $\overline{u'w'}$  zu beobachten. Die Arme des Wirbelzopfs winden sich ja jeweils um ihre eigene Achse, die in  $x$ -Richtung liegt und verursachen so einen Anstieg in  $\overline{u'w'}$ .

Ebenso tritt in beiden Fällen bereits Rezirkulation ( $\overline{w} < 0$ ) auf, verstärkt in Bodennähe, wo die stabile Wirbelablösung im Hufeisenwirbel dominiert. Vergleicht man das Strömungsbild anhand der Vektordarstellung und die Kontouren von  $\overline{w}$ , so sieht man, daß der Zylinderkopf beim schlanken Zylinder weitaus knapper umströmt wird: das negative  $\overline{w}$  wächst im Nachlauf schneller an.

In der Mittelebene ( $y = 0$ ) verstärkt sich die Abwärtsbewegung im Nachlauf weiter;  $\overline{w}$  erreicht bei  $H/D = 2.5$  beachtliche Werte unter  $-0.6u_{\text{ref}}$  und sogar unter  $-0.8u_{\text{ref}}$  bei  $H/D = 5$ . Wieder ist direkt stromab des stumpferen Zylinders

eine Aufwärtsbewegung zu beobachten, die beim schlanken Zylinder wohl auch auftritt, aber im Bereich um den Zylinder, in dem nicht gemessen werden konnte. Da  $\bar{w}$  bei  $H/D = 2.5$  langsamer ansteigt, zeigt sich in der Vektordarstellung eine ausgedehnte Wirbelstruktur auf der Mittelebene.

Ebenso reicht das Rezirkulationsgebiet im Fall des schlankeren Zylinders zu größeren  $x$ ; es nimmt beim stumpferen Zylinder aber niedrigere Werte an. Bei  $H/D = 2.5$  trifft die Linie  $\bar{u} = 0$  in der Mittelebene etwa bei  $x/D = 2.8$  auf die Bodenplatte, während dies bei  $H/D = 5$  erst bei  $x/D = 3.5$  der Fall ist. In Abb. 3.1.1 aus [5] wurde für einen Zylinder mit  $H/D = 2$  hierfür der Wert  $x/D = 2$  angegeben, was diese Zahlen schlüssig fortsetzt.

Stromauf der Stümpfe ist an der Grenze des Meßgebiets in Bodennähe gerade noch eine Abwärtsströmung auszumachen ( $z/D = 0.5$  und  $x/D = -0.75$  in Abb. A.17 sowie  $z/D = 0.25$  und  $x/D = -0.75$  in Abb. A.23). Diese Abwärtsbewegung ist durch die Grenzschicht verursacht und führt zum Einrollen des Hufeisenwirbels, wie es im Abschnitt über die Strömungsichtbarmachung (vgl. Abb. 3.1.2) beschrieben wurde.

Einer der wesentlichen Aspekte dieses Umströmungsfalls ist der starke Gegensatz zwischen der Aufwärtsbewegung in der Außenströmung, und der starken Abwärtsströmung in einem schmalen Bereich um die Mittelebene. Dieses Verhalten wurde auch in der Strömungsichtbarmachung gefunden; man vergleiche insbesondere mit den Abbildungen 3.4.5 und 3.4.23. Es führt auch zum Anstieg von  $\bar{u}$  nahe der Symmetrieebene, der im vorausgegangenen Abschnitt beschrieben wurde.

Der Einflußbereich dieser dominanten Auf- und Abwärtsbewegung erstreckt sich beim langen Zylinder etwa bis auf die halbe Zylinderhöhe (Abb. A.15 und 17), beim stumpfen Zylinder aber über den gesamten Nachlauf (Abb. A.21 und 23), was die Unterdrückung einer regelmäßigen Wirbelstraße erklärt.

### 3.4.3 Vergleich beider Meßanordnungen

In Abschnitt 3.3.7 wurde die Größe des Meßvolumens zu rund  $0.4 \times 0.4 \times 17$  mm abgeschätzt. Diese Werte waren beim vorhandenen LDA durch konstruktive Gegebenheiten (Linsenbrennweiten und Abstand der Optik zum Schnittpunkt der Strahlen) bestimmt. Eine äußerst wünschenswerte Verkleinerung des Meßvolumens konnte mit dem bestehenden Aufbau nicht realisiert werden.

In der ersten Meßanordnung weist die lange Achse des Meßvolumens in Richtung von  $z$  (und  $w$ ), in der zweiten Anordnung in Richtung von  $y$  (und  $v$ ). Ändern sich die Geschwindigkeiten über diese räumliche Ausdehnung, so werden die Schwankungsgrößen naturgemäß überschätzt. In den mittleren Geschwindigkeiten zeigen sich aber nur kleine Auswirkungen, wie man sich leicht klar macht, wenn man sich das Geschwindigkeitsprofil als in erster Ordnung linearisiert vorstellt. Dann liefert die räumliche Mittelung den Wert im Zentrum des Meßvolumens.

Abb. A.24 zeigt exemplarisch den Vergleich von  $\bar{u}$  und  $\sqrt{u'u'}$  aus den Messungen von  $u$  und  $v$  sowie der Messung von  $u$  und  $w$  für die Ebenen  $z = H - 1D$  bei  $H/D = 2.5$  und  $z = H - 2D$  bei  $H/D = 5$ . Die Achsen und Kontourniveaus wurden bei den einander entsprechenden Abbildungen gleich gewählt. In den rechten Bildern aus der Messung von  $u$  und  $w$  ist die deutlich kleinere räumliche Auflösung zu beachten. In  $y$ -Richtung liegen hier nur 6 Reihen von Meßpunkten vor.

Wie erwartet zeigen sich nur geringe Auswirkungen in  $\bar{u}$ ; die Abbildungen stimmen trotz der unterschiedlichen räumlichen Auflösung in den wesentlichen Aspekten überein. Die Länge des Rezirkulationsgebiets ist bei der Messung von  $u$  und  $w$  im Fall  $H/D = 2.5$  ein wenig kleiner als bei der Messung von  $u$  und  $v$ .

Große Unterschiede zeigen sich aber in  $\sqrt{u'u'}$ , das insbesondere bei  $x = 1D$  und  $y = 0.5D$  durch die Messung von  $u$  und  $w$  stark überschätzt wird (rechte Abb.). Daß dies an dieser Stelle geschieht, verwundert aber nicht, denn dort durchquert die durch die Ablösung verursachte Scherschicht das Meßvolumen, das bei der Messung von  $u$  und  $w$  in Richtung der Scherung gerade besonders ausgedehnt ist. Entfernt von den Bereichen starker Scherung in  $v$ -Richtung zeigen die Daten im wesentlichen eine Übereinstimmung.

Die Abweichung beider Messungen kann für  $\sqrt{u'u'}$  bis zu 25% betragen, wobei die gleichzeitige Messung von  $u$  und  $v$  zuverlässiger erscheint, da die extremsten Scherungen in  $y$ -Richtung auftreten.

#### 3.4.4 Zusammenfassung

Die Erkenntnisse der Strömungsichtbarmachung und aus den Literaturstellen konnten durch die Messungen bestätigt und quantifiziert werden. Diese Erkenntnisse sind in Abb. 3.4.25 in ein Gesamtbild für die beiden Konfigurationen  $H/D = 2.5$  und 5 eingegangen.

Im Bodenbereich herrscht die Wechselwirkung eines stationären Hufeisenwirbels mit der instationären Karman'schen Wirbelstraße vor. Letztere ist in Abb. 3.4.25 in einem Momentanbild grau gezeichnet. Die Wirbelstraße wird in einem breiten Übergangsbereich immer mehr gestört und gedämpft, was durch unterbrochene Linien angedeutet ist. Die Störung äußert sich in stationären und ungeordneten Moden, die entscheidenden Einfluß auf die Schwankungsgrößen und die Geometrie der Strömung haben. Bei kurzen Kreiszyylinderstümpfen tritt diese Störung bereits bei kleineren  $z$  auf, es fällt aber schwer, im untersuchten Reynoldszahlenbereich ein 'kritisches' Seitenverhältnis anzugeben, ab dem die Wirbelablösung im Mittenbereich ungestört verläuft. Hierzu ist der Übergangsbereich zu breit, so daß die Beobachtungen nur statistisch gedeutet werden können.

An der Zylinderkappe kommt es zur Ausbildung stationärer, nach unten gerichteter Wirbelzöpfe und eines komplexen Ablösegebiets. Für sich betrachtet ist

hier kaum eine Veränderung durch  $H/D$  zu beobachten. Ebenso in unmittelbarer Bodennähe, wo die Wirbelablösung durch die Wand stabilisiert wird.

Im Nachlauf wird das Verhalten durch eine starke Abwärtsströmung in der Mittelebene und im Außenbereich durch eine Ausgleichsbewegung nach oben dominiert. Die zeitgemittelten Stromlinien in der Mittelebene sind in Abb. 3.4.25 eingezeichnet. Dieser Effekt hat aber auch Auswirkungen auf die Geschwindigkeitskomponente  $u$  in Hauptströmungsrichtung: Im oberen Zylinderbereich wird durch die Abwärtsströmung schnell strömendes Fluid von oben zugeführt, was auch die Ursache für die in der Literatur beschriebene Verringerung des Widerstands ist. Auf der Mittelebene legt die Strömung im Fall  $H/D = 2.5$  etwa bei  $x/D = 2.8$ , im Fall  $H/D = 5$  bei etwa  $x/D = 3.5$  an die Bodenplatte an, was in Abb. 3.4.25 ebenfalls angedeutet ist.

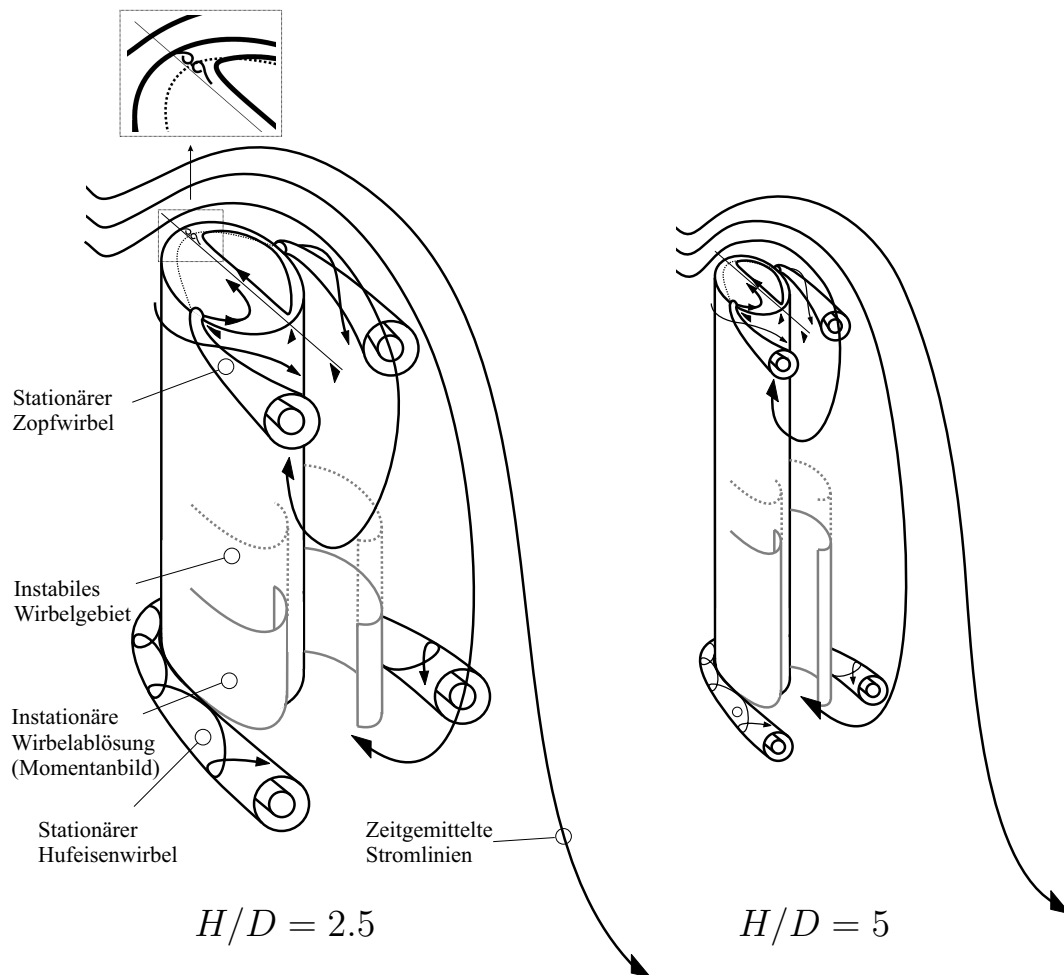


Abb. 3.4.25: Skizzenhafte Zusammenfassung der Erkenntnisse aus Literaturübersicht, Strömungssichtbarmachung und Messungen

Diese Skizze zeigt deutlich die Komplexität der Strömung und die Vielfalt der unterschiedlichen Effekte, von denen einige auch in dieser Arbeit nicht abschließend geklärt werden konnten. So gibt es unterschiedliche Vermutungen über die Ankopplung der Karman'schen Stabwirbel an die Wirbelzöpfe stromab der Zylinderkappe.

Weiterhin konnten aufgrund der zeitgemittelten Natur der Messungen die in der Strömungslichtbarmachung beobachteten Momentaneffekte im Nachlauf nicht quantitativ aufgelöst werden. Die Vermutung liegt nahe, daß das augenblickliche Strömungsbild noch weitaus komplexer ist, als dies Abb. 3.4.25 suggeriert, insbesondere wenn starke, momentane Störungen der Wirbelstraße auftreten.

### 3.4.5 Ausblick

Obwohl die Messungen die wesentlichen Effekte recht gut wiedergeben, wünschte man sich eine größere zeitliche und räumliche Auflösung. Dies würde auch die statistische Betrachtung des Nachlaufverhaltens über Spektren der Ablösung erlauben. Das auftretende Strömungsbild ist durch die Dreidimensionalität und die instationäre Natur der Strömung so komplex, daß die Deutung der Strömungslichtbarmachung und der Bezug zu den zeitgemittelten, punktuellen Messungen einige Interpretation erfordert.

Eine Strömungslichtbarmachung mit gleichzeitiger Messung, wie sie zum Beispiel eine 3D-Particle Image Velocimetry (PIV) ermöglichen würde, könnte hier weitere Aufschlüsse geben. Durch sie wäre man auch nicht so sehr an optische Gegebenheiten gebunden und könnte ein größeres Strömungsgebiet, auch in Wand- und Zylindernähe, abdecken und so auch die Ablösung am Zylindermantel untersuchen. Weiterhin könnten so Daten in höherer räumlicher und zeitlicher Auflösung bestimmt werden, als dies beim vorhandenen LDA mit seinem ausgedehnten Meßvolumen und seiner geringen Burstrate möglich ist.

Der Einsatz der PIV wird aber sicherlich durch die starke Dreidimensionalität der Strömung erschwert, so daß eine ausreichende Informationsfülle wohl nur durch numerische Simulationen geboten werden kann. Diese benötigen aber ihrerseits experimentelle Vergleichsdaten zur Validierung. Eine Simulation dieser Geometrie wird allein schon durch die Größe der notwendigen Rechengitter, aufgrund der Komplexität der Strömung aber auch methodisch eine Herausforderung darstellen.

Aus konstruktiven Gründen konnte in dieser Arbeit die Grenzschichtdicke nicht variiert werden. Es konnten auch nur Zylinder einer Höhe Verwendung finden, so daß der Einfluß unterschiedlicher Verhältnisse von Zylinderlänge und Grenzschichtdicke außer Betracht gelassen werden mußte. In vielen Fällen der Gebäudeaerodynamik sind aber gerade Situationen von Interesse, in denen sich die Grenzschichtdicke wesentlich über den Zylinder erstreckt oder diesen gar überragt. Für diesen Fall herrscht also durchaus noch weiterer Forschungsbedarf,

zumal der hier beschriebene Reynoldszahlenbereich in den Fragestellungen der Gebäudeaerodynamik weit übertroffen wird. Weiterhin konnten Reynoldszahl und Verbauung der Zylinder bei den verschiedenen  $H/D$  nicht beibehalten werden. Für lange Kreiszyylinder sind durch hohe Verbauung bedingte Effekte ja eingehend untersucht, und auch bei der Umströmung von Kreiszyylinderstämpfen sind deutliche Veränderungen zu erwarten.

Es ist von einem entscheidenden Einfluß der Reynoldszahl auf das Strömungsverhalten auszugehen, wenn diese über einige Zehnerpotenzen variiert wird. Beim langen Kreiszyylinder ist diese Abhängigkeit ja deutlich und recht genau bekannt. Durch die Dreidimensionalität ist die Strömung beim Kreiszyylinderstumpf noch empfindlicher gegen äußere Störungen, und so liegt die Vermutung nahe, daß der Reynoldszahlenbereich, aber auch die Rauigkeit des Zylinders große Auswirkungen auf die Strömung haben.

# Literaturverzeichnis

- [1] AGUI, J.H. UND ANDREOPOULUS, J.  
**Experimental investigation of a three-dimensional boundary-layer flow in the vicinity of an upright-wall mounted cylinder**  
Journal of Fluids Eng., Vol. 114, S. 566-576 1992
- [2] AYOUB, A., KARAMCHETI, K.  
**An experiment on the flow past a finite circular cylinder at high subcritical and supercritical Reynolds numbers**  
Journal of Fluid Mechanics 118, S. 1-26 1982
- [3] BABAN, F.; SO, R.M.C.  
**Recirculating flow behind and unsteady forces on finite-span circular cylinders in a cross flow**  
Journal of Fluids and Structures, Vol. 5, S. 185-206 1991
- [4] BABAN, F.; SO, R.M.C.  
**Aspect ratio effect on flow-induced forces on circular cylinders in a cross flow**  
Exp. in Fluids, Vol. 10, S. 313-321 1991
- [5] BABAN, F.; SO, R.M.C., ÖTÜGEN, M.V.  
**Unsteady forces on circular cylinders in cross flow**  
Exp. in Fluids, Vol. 7, S. 293-302 1989
- [6] BALASUBRAMANIAN, S.; HAAN JR., F.L.; SZEWCZYK, A.A.; SKOP, R.A.  
**On the Existence of a Critical Shear Parameter for Cellular Vortex Shedding from Cylinders in Nonuniform Flow**  
Journal of Fluids and Structures 12, No. 1, S. 3-16 1998
- [7] BALASUBRAMANIAN, S.; SKOP, R.A.  
**A Nonlinear Oscillator Model for Vortex Shedding from Cylinders and Cones in Uniform and Shear Flows**  
Journal of Fluids and Structures 10, No. 3, S. 197-214 1996
- [8] BEARMAN, P.W.; ZDRAVKOVICH, M.M.  
**Flow around a circular cylinder near a plane boundary**  
Journal of Fluid Mechanics, Vol. 89, part 1, S. 33-47 1978
- [9] BENDAT, JULIUS S.; PIERSOL, ALLAN G.  
**Random Data: Analysis And Measurement Procedures**  
Wiley-Interscience 1971
- [10] BOSCH, G., KAPPLER, M. UND RODI, W.  
**Experiments on the Flow Past a Square Cylinder Placed near a Wall**  
Exp. Thermal and Fluid Science, 13, 3, S. 292-305 1996

- [11] BOSCH, G.  
**Experimentelle und theoretische Untersuchung der instationären Strömung um zylindrische Strukturen**  
Dissertation, Universität Karlsruhe 1995
- [12] BREDE, M.; LEDER, A.  
**LDA-Untersuchung der abgelösten Scherschicht im transitionellen Zylinder nachlauf**  
8. Fachtagung 'Lasermethoden in der Strömungsmeßtechnik', Shaker Verlag, Aachen 2000
- [13] BRONSTEIN, I.N. ; SEMENDJAJEW, K.A  
**Taschenbuch der Mathematik, 23.Auflage**  
Verlag Harri Deutsch 1987
- [14] BULL, M. K.; LUXTON, R. E.  
**Vortex Shedding and the Maintenance of Thick Turbulent Boundary Layers on Long Cylinders in Axial Flow**  
Adv. in Turb. 3, S. 13-21 1991
- [15] BURRESTI, G.; LANCIOTTI, A.  
**Vortex Shedding From Smooth And Roughened Cylinders In Cross-Flow Near A Plane Surface**  
Aeronautical Quarterly, 30, pp. 305-321 1979
- [16] CANTWELL, W., AND COLES, D.  
**An experimental study of entrainment and transport in the turbulent near wake of a cylinder**  
Journal of Fluid Mechanics 136, S. 321-374 1983
- [17] DARGAHI, B.  
**The turbulent flow field around a circular cylinder**  
Exp. in Fluids, Vol. 8, S. 1-12 1989
- [18] DAUCHY, C; DUSEK, J; FRAUNI, P  
**Primary and secondary instabilities in the wake of a cylinder with free ends.**  
Journal of Fluid Mechanics 332, S. 295-340 1997
- [19] DRAIN, L.E.  
**The Laser Doppler Technique**  
John Wiley & Sons 1980
- [20] DURRANI, TARIQ S.; GREATED, CLIVE A.  
**Laser Systems In Flow Measurement**  
Plenum Publishing Corporation 1977
- [21] DURST, FRANZ; MELLING, ADRIAN; WHITELAW, JAMES H.  
**Theorie und Praxis der Laser-Doppler-Anemometrie**  
Verlag G. Braun Karlsruhe 1987



- [22] VAN DYKE, MILTON  
**An Album of Fluid Motion**  
Parabolic Press, einige Bilder hieraus auch in  
<http://green.caltech.edu/~colonius/me101/ho5/ho5.html> 1982
- [23] ECKERLE, W.A.; AWAD, J.K.  
**Effect of free-stream velocity on the three-dimensional separated flow region in front of a cylinder**  
J. of Fluids Eng, Vol. 113, S. 37-44 1991
- [24] ELDER, J.W.  
**Steady flow through non-uniform gauzes of arbitrary shape**  
J. Fluid Mechanics, Vol. 5, S. 355-368 1959
- [25] ETZOLD, F., FIEDLER, H.  
**The near-wake structure of a cantilevered cylinder in a cross flow.**  
Zeitschrift für Flugwissenschaften 24, S. 77-82 1976
- [26] FARIVAR, D.J.  
**Turbulent uniform flow around cylinders of finite length.**  
AIAA Journal, Vol. 19, S. 275-281 1981
- [27] FOX, T.A.; APELT, C.J.; WEST, G.S.  
**The aerodynamic disturbance caused by the free-ends of a circular cylinder immersed in a uniform flow.**  
Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 49, No. 1-3, S. 389-400  
1994
- [28] GERICH, D., ECKELMANN, H.  
**Influence of end plates and free ends on the shedding frequency of circular cylinders.**  
Journal of Fluid Mechanics 122 (1982), S. 109 ff. 1982
- [29] GRIFFIN, O.M.  
**Vortex Shedding From Bluff Bodies in a Shear Flow: A Review**  
Journal Fluids Eng. 107, S. 298-306 1985
- [30] HAN, T.  
**Computational analysis of three-dimensional turbulent flow around a bluff body in ground proximity**  
AIAA J., Vol. 27, S. 1213-1219 1989
- [31] HÖLSCHER, N. UND NIEMANN, H. J.  
**Some aspects about the flow around a surface-mounted circular cylinder in a turbulent shear flow**  
Proc. 6th Int. Sym. on Turbulent Shear Flows, Toulouse 1987
- [32] HÖLSCHER, N.  
**Ein multivarianter Ansatz für die aerodynamische Übertragungsfunktion der Winddrücke in atmosphärischer Grenzschichtströmung**  
Dissertation, Ruhr-Universität Bochum 1993

- [33] HÖLSCHER, N. UND NIEMANN, H. J.  
**Turbulence and separation induced pressure fluctuations an a finite cylinder – Application of a linear unsteady strip-theory**  
Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, **65**, S. 335-346 1996
- [34] HUNT, J.C.R.; ABELL, C.J.; PETERKA, J.A.; WOO, H.  
**Kinematical studies of the flows around free or surface-mounted obstacles; applying topology to flow visualisation**  
Journal of Fluid Mechanics 86/1, S. 179-200 1978
- [35] KAPPLER, MICHAEL  
**Experimentelle Untersuchung der instationären turbulenten Wirbelablösung an einem quadratischen Zylinder in einer Scherströmung und in Wandnähe**  
Diplomarbeit, Institut für Hydromechanik, Universität (TH) Karlsruhe 1995
- [36] v. KARMAN, TH.  
**Über den Mechanismus des Widerstandes, den ein bewegter Körper in einer Flüssigkeit erfährt**  
Göttinger Nachr. math. phys. Kl., S. 509-517 1911
- [37] KAWAMURA, HIWADA, HIBINO, MABUCHI, KAMUDA  
**Flow around a finite circular cylinder on a flat plate.**  
Bulletin of the JSME 27, S. 2142-2151 1984
- [38] KAWAMURA, HIWADA, HIBINO, MABUCHI, KAMUDA  
**Heat transfer from a finite circular cylinder on the flat plate.**  
Bulletin of the JSME 27 , S. 2430-2439 1984
- [39] KOENIG, M., EISENLOHR, H., ECKELMANN, H.  
**Visualisation of the spanwise cellular structure of the laminar wake of wall-bounded cylinders.**  
Physics of fluids: a publication of the American Institute of Physics (AIP) A 4 (1992), S. 869 ff. 1992
- [40] KONTRON ELEKTRONIK GMBH  
**70 Mhz Automatic Kontron Counter Instruction Manual**  
Eiching bei München
- [41] LYN, D.A.; RODI, W.  
**The Shear-Layer Region Of The Separated Flow Around A Square Cylinder**  
Institut für Hydromechanik, Universität (TH) Karlsruhe 1991
- [42] LYN, D.A.; RODI, W.  
**The flapping shear-layer formed by flow separation from the forward corner of a square cylinder**  
J. Fluid Mech. (1994), vol. 267, S. 353-376 1994
- [43] LYN, D.A., EINAV, S., RODI, W., PARK J.-H.  
**A laser doppler velocimeter study of ensemble-averaged characteristics of the turbulent near-wake of a square cylinder**  
Bericht SFB 210/E/100, Universität Karlsruhe 1994

- [44] MAIR, W.A. UND STANSBY P.K.  
**Vortex wakes of bluff cylinders in shear flow**  
SIAM Journal on Applied Mathematics 28, S. 519 ff. 1975
- [45] MAJUMDAR, S. UND RODI, W.  
**Three-dimensional Computation of Flow Past Cylindrical Structures and Model Cooling Towers**  
Building and Environment, Vol. 24, No. 1, S. 3-22 1989
- [46] MARTINUZZI, R.  
**Experimentelle Untersuchung der Umströmung wandgebundener rechteckiger prismatischer Hindernisse**  
Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg 1992
- [47] MAULL, D.J. UND YOUNG, R.A.  
**Vortex shedding from bluff bodies in a shear flow**  
Journal of Fluid Mechanics 60, No. 2, S. 401-409 1973
- [48] NATIONAL INSTRUMENTS CORP.  
**PCI-5102 Produktbeschreibung aus 'The Measurement and Automation Catalog'**  
auch unter <http://www.ni.com/catalog/pdf/1mhw275a.pdf> 1995-2000
- [49] OKAMOTO, T.; YAGITA, M.  
**The experimental investigation on the flow past a circular cylinder of finite length placed normal to the plane surface in a uniform stream**  
Bulletin of the JSME 16, S. 805-814 1973
- [50] PELTZER, R.D. UND ROONEY, D.M.  
**Vortex shedding in a linear shear flow from a vibrating marine cable with attached bluff bodies**  
Journal of Fluids Engineering, Vol. 107, S. 61-66 1985
- [51] PRANDTL, L.  
**Führer durch die Strömungslehre**  
6. Auflage, Vieweg Braunschweig 1965
- [52] RICHTER, A.  
**Betriebsanleitung für die Pumpstation II mit Zwei-Behälter-System und Versorgungsleitung NW 450**  
Institut für Hydromechanik, Institutsbericht, Universität (TH) Karlsruhe 1971
- [53] ROONEY, D.M. UND PELTZER, R.D.  
**Pressure and vortex shedding patterns around a low aspect ratio cylinder in a sheared flow at transitional Re**  
Journal of Fluids Engineering, Vol. 103, No. 1, S. 88-96 1981
- [54] RUCK, B.  
**Laser-Doppler-Anemometrie**  
AT-Fachverlag GmbH Stuttgart 1987

- [55] SAKAMOTO, H. UND ARIE, M.  
**Vortex shedding from a rectangular prism and a circular cylinder placed vertically in a turbulent boundary layer**  
Journal of Fluid Mechanics, Vol. 126, S. 147-165 1983
- [56] SCHNABEL, G.  
**Mathematische Modellierung der Ausbreitung von Kühlturmschwaden mit zugemischtem Rauchgasen**  
Dissertation Universität Karlsruhe, Fortschrittberichte VDI, 15/47 1987
- [57] STANSBY, P.K.  
**The effects of end plates on the base pressure coefficient of a circular cylinder**  
Royal Aeronautical Journal, 78(757), S. 36-37 1974
- [58] SUMER, B. M.; CHRISTIANSEN, N.; FREDSOE, J.  
**The horseshoe vortex and vortex shedding around a vertical wall-mounted cylinder exposed to waves**  
Journal of Fluid Mechanics, Vol. 332, S. 41-70 1997
- [59] SZEPESSY, STEFAN  
**Vortex shedding behind a circular cylinder in a laminar shear flow**  
persönliche Mitteilung, Vorbericht 1994
- [60] SZEPESSY, STEFAN  
**On the control of cylinder wake flow by end plates**  
European Journal of Mechanics - B/Fluids., Vol. 12, no. 2, S. 217-244 1993
- [61] TANIGUCHI, S.; SAKAMOTO, H.; ARIE, M.  
**Flow around circular cylinders of finite height placed vertically in turbulent boundary layers**  
Bulletin of the JSME, Vol. 24, Nr. 187, S. 37-44 1981
- [62] UEMATSU, Y. UND YAMADA, M.  
**Aerodynamic forces on circular cylinders of finite height**  
J. Wind Eng. and Ind. Aerodyn., Vol. 51, S. 249-265 1994
- [63] VÖGELE, TOBIAS  
**Entwicklung eines Software-Programms zur Erfassung und Auswertung eines 2-Kanal Laser-Doppler-Anemometers zur Ermittlung zeitabhängiger Geschwindigkeitsfelder**  
Diplomarbeit, Institut für Hydromechanik, Universität (TH) Karlsruhe 1993
- [64] WEBER, HUBERT  
**Einführung in die Wahrscheinlichkeitsrechnung und Statistik für Ingenieure, 2.Auflage**  
B. G. Teubner, Stuttgart 1988
- [65] WIESELSBERGER, C.  
**Phys. Zeitschrift, Vol. 23, S. 219-224**  
Reprint und Übersetzung als: 'Further Information on the Laws of Fluid Resistance', Nat. Advisory Committee for Aeronautics (NACA), Technical Note 121 1922

- [66] WILLIAMSON, C.H.K.  
**Vortex dynamics in the cylinder wake**  
Journal of Fluid Mechanics, Vol. 328, 345-407 1996
- [67] WOO, H.G.C., PETERKA, J.A., CERMAK, J.E.  
**Experiments on Vortex Shedding from Stationary and Oscillating Cables in a Linear Shear Flow**  
Fluid Mech. a. Wind Eng. Prog., Colorado State University, Final Report on Contract N68305-78-C-005 for the Naval Civil Eng. Lab. 1981
- [68] WOO, H.G.C., PETERKA, J.A., CERMAK, J.E.  
**Secondary flows and vortex formation around circular cylinder in constant shear flow**  
Journal of Fluid Mechanics 204, S. 523-542 1989
- [69] ZDRAVKOVICH, M.M.; BRAND, V.P.; MATHEW, G.; WESTON, A.  
**Flow past short circular cylinders with two free ends**  
Journal of Fluid Mechanics 203, S. 557-575 1989
- [70] ZDRAVKOVICH, M.M.  
**Flow Around Circular Cylinders Vol. 1**  
Oxford University Press 1997
- [71] ZIEREP, JÜRGEN  
**Ähnlichkeitsgesetze und Modellregeln der Strömungslehre**  
Verlag G. Braun Karlsruhe 1991



# Anhang

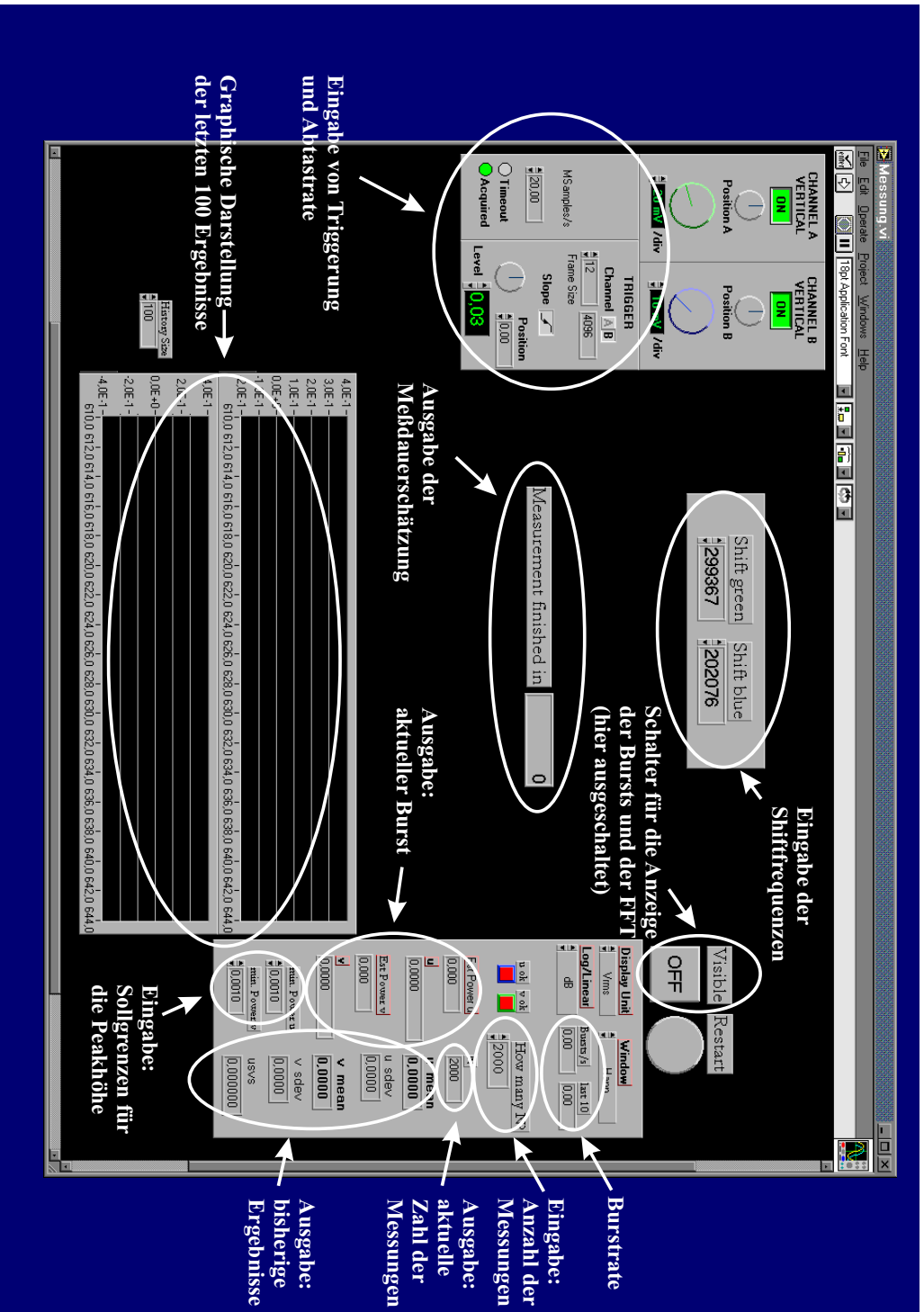


Abb. A.1: Benutzerfenster der erstellten Auswertesoftware (vor der Messung)



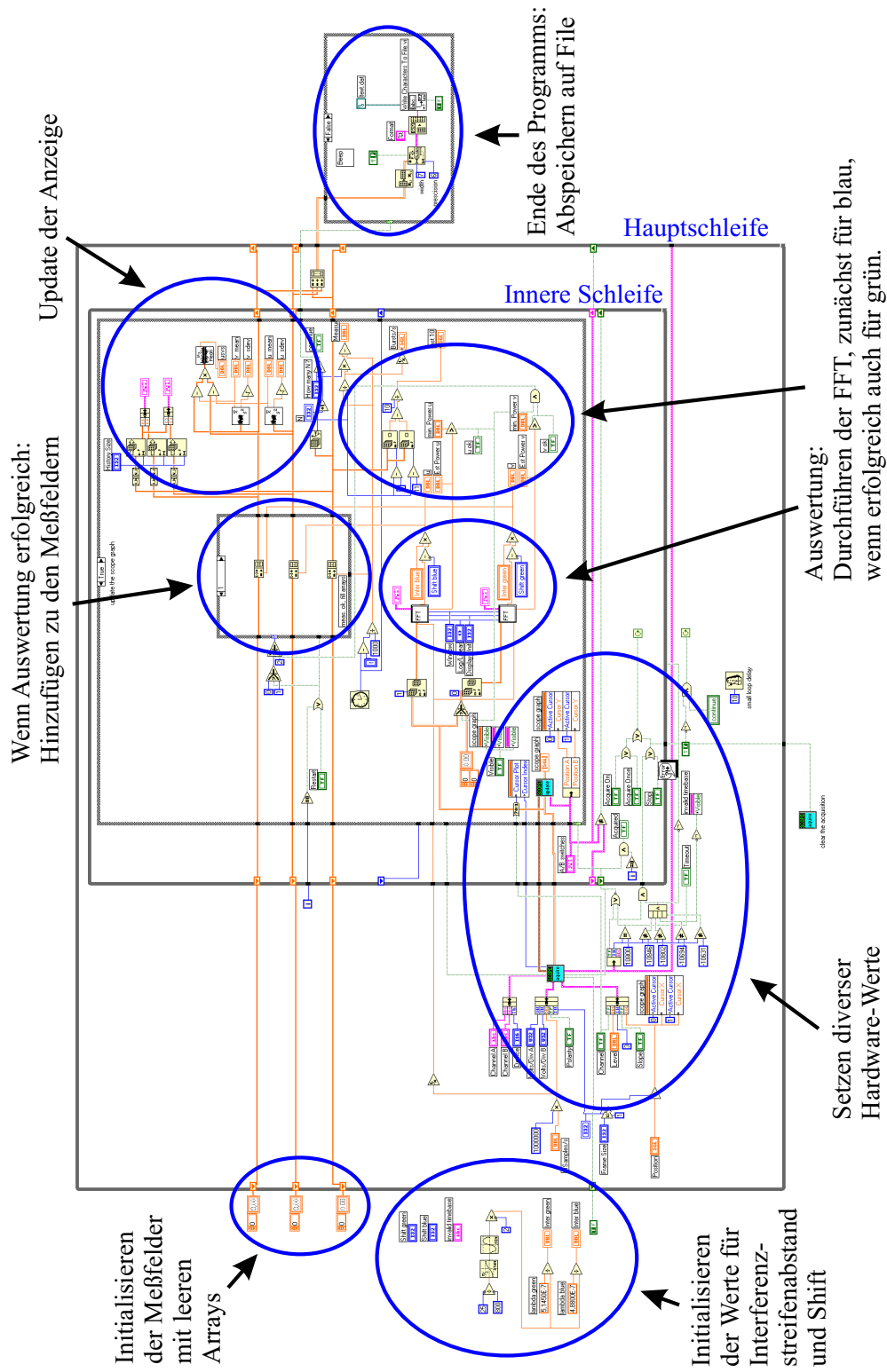


Abb. A.2: Programmfenster der erstellten Auswertesoftware (Übersichtsdarstellung)

## Ergebnisse der Messung von $u$ und $v$ beim langen Kreiszyylinder und bei den Kreiszyylinderstümpfen

langer Zylinder

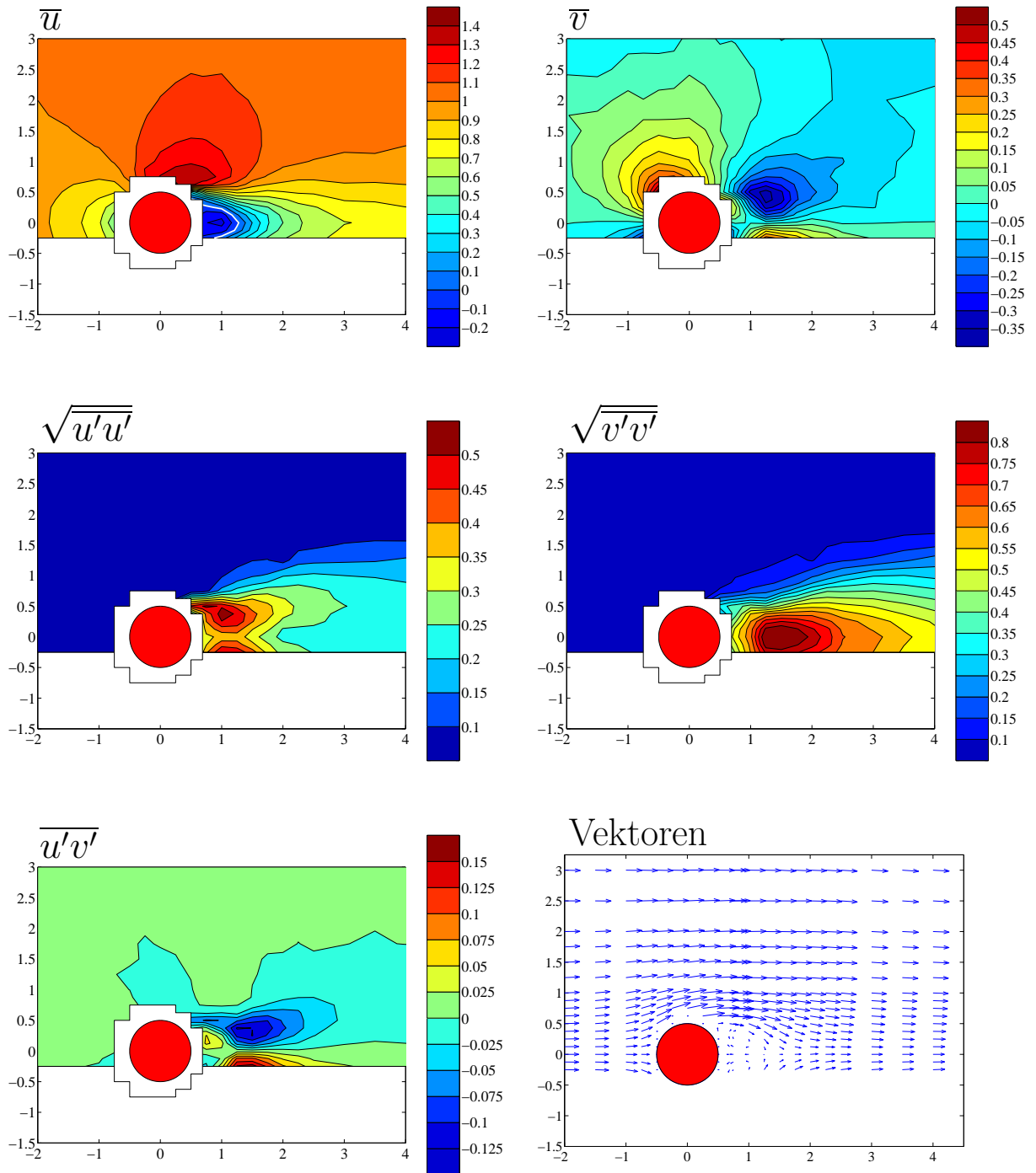


Abb. A.3: Messungen von  $u$  und  $v$  beim langen Kreiszyylinder. Die Linie  $\bar{u} = 0$  ist weiß hervorgehoben.

$$H/D = 5$$

$$z = H - 2D$$

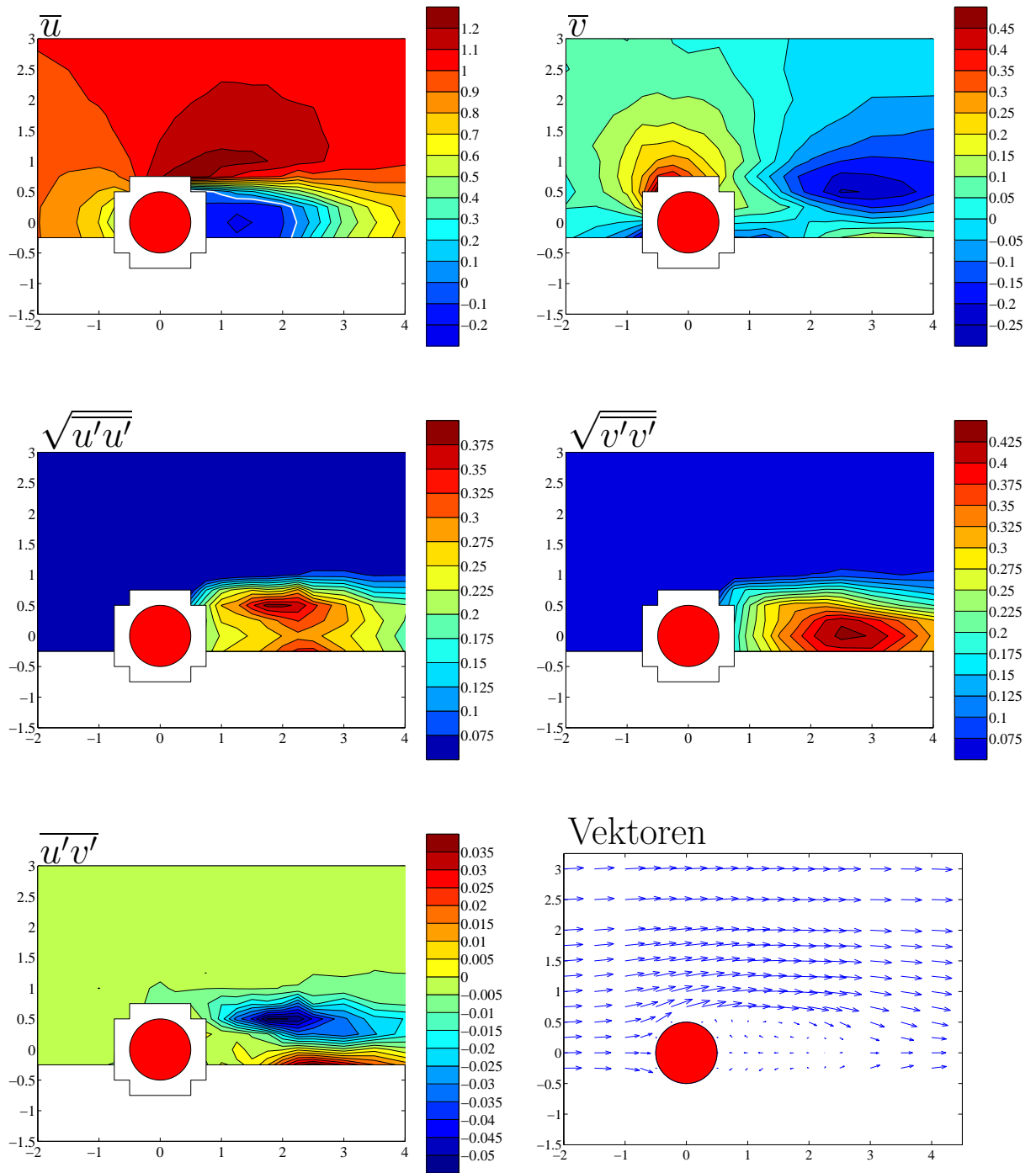


Abb. A.4: Messungen von  $u$  und  $v$  bei  $H/D = 5$  und  $z = H - 2D$ . Die Linie  $\bar{u} = 0$  ist weiß hervorgehoben.

$$H/D = 5$$

$$z = H - 1D$$

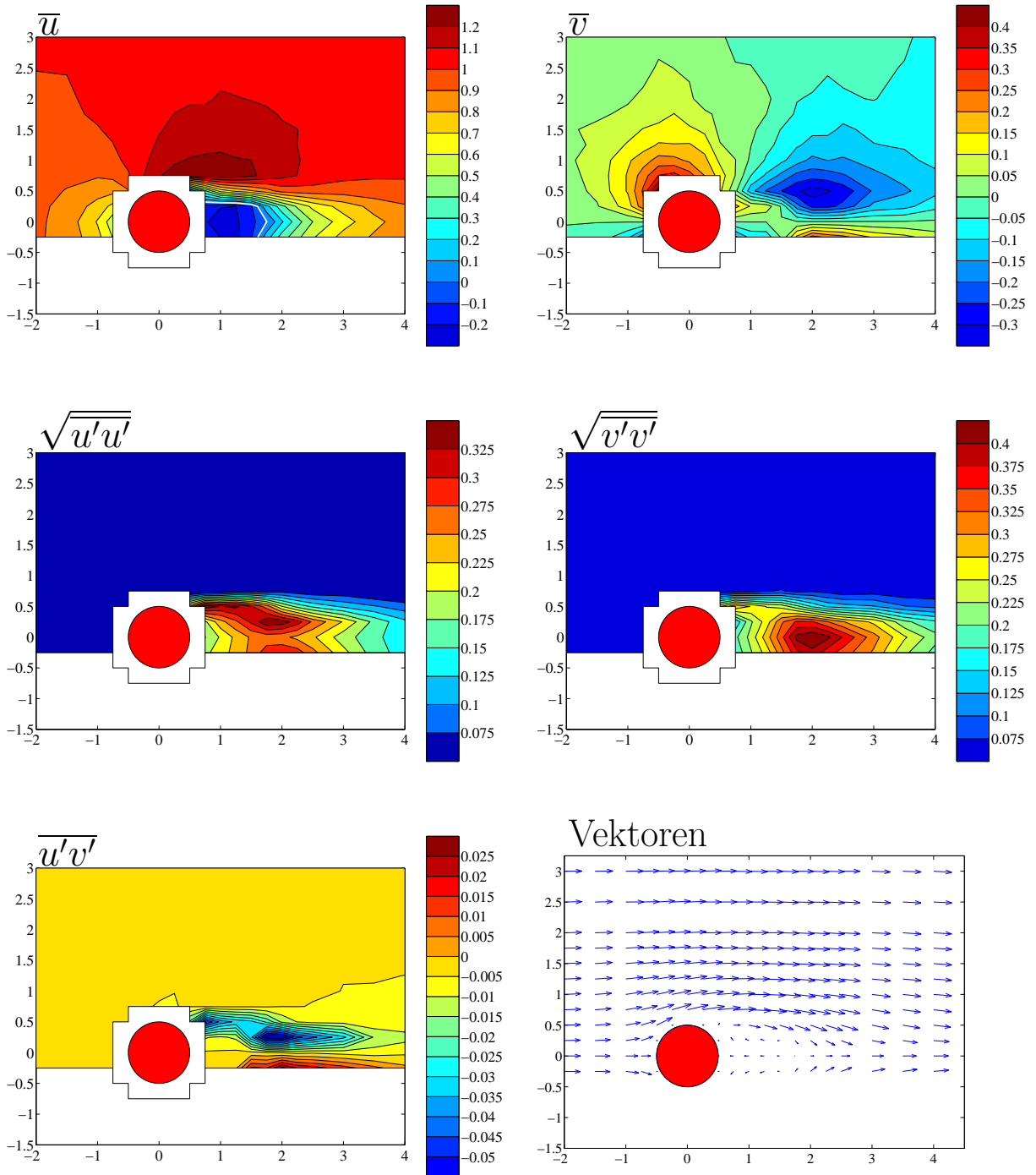


Abb. A.5: Messungen von  $u$  und  $v$  bei  $H/D = 5$  und  $z = H - 1D$ . Die Linie  $\bar{u} = 0$  ist weiß hervorgehoben.

$H/D = 5$

$z = H$

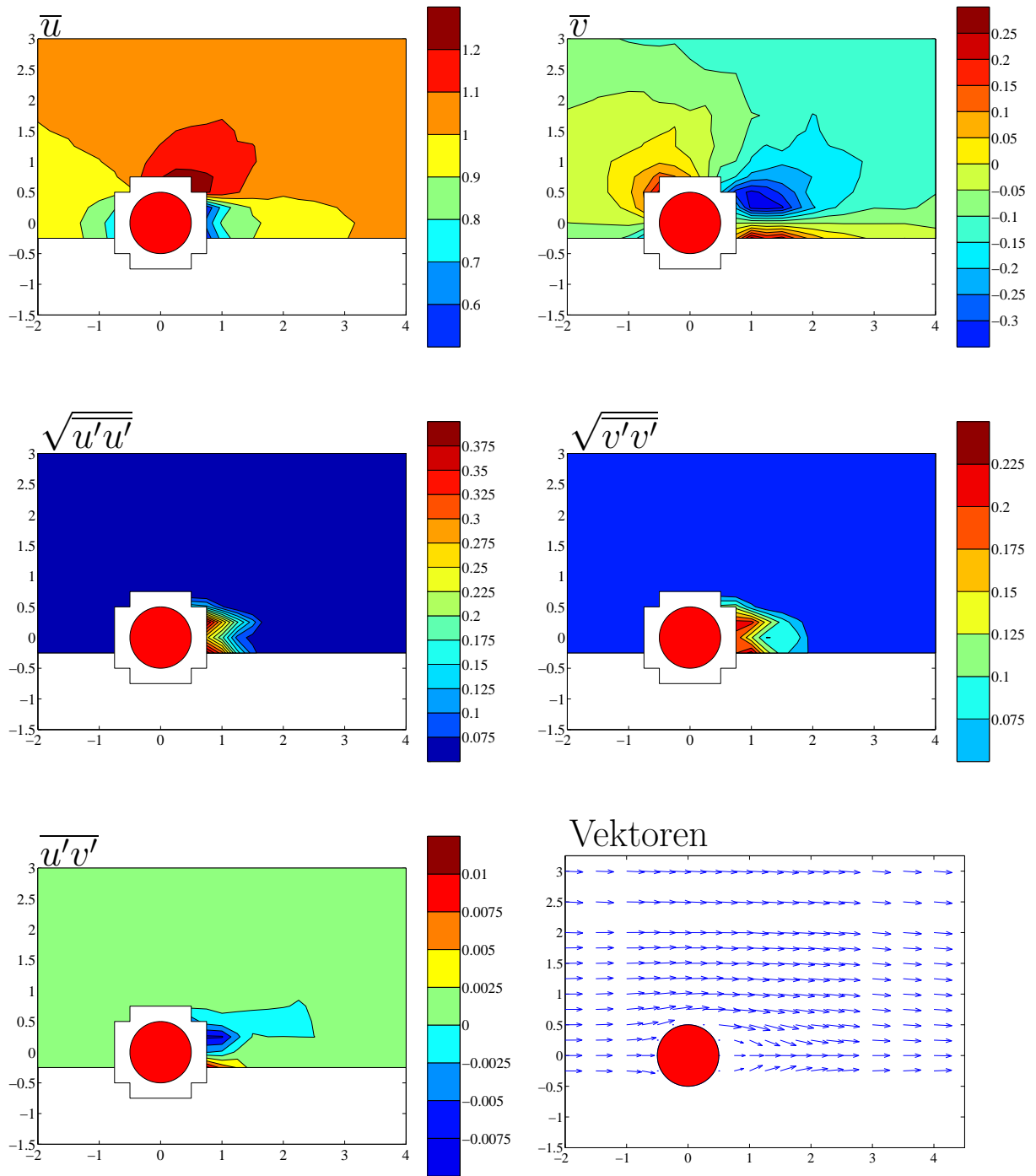


Abb. A.6: Messungen von  $u$  und  $v$  bei  $H/D = 5$  und  $z = H$

$$H/D = 5$$

$$z = H + 1D$$

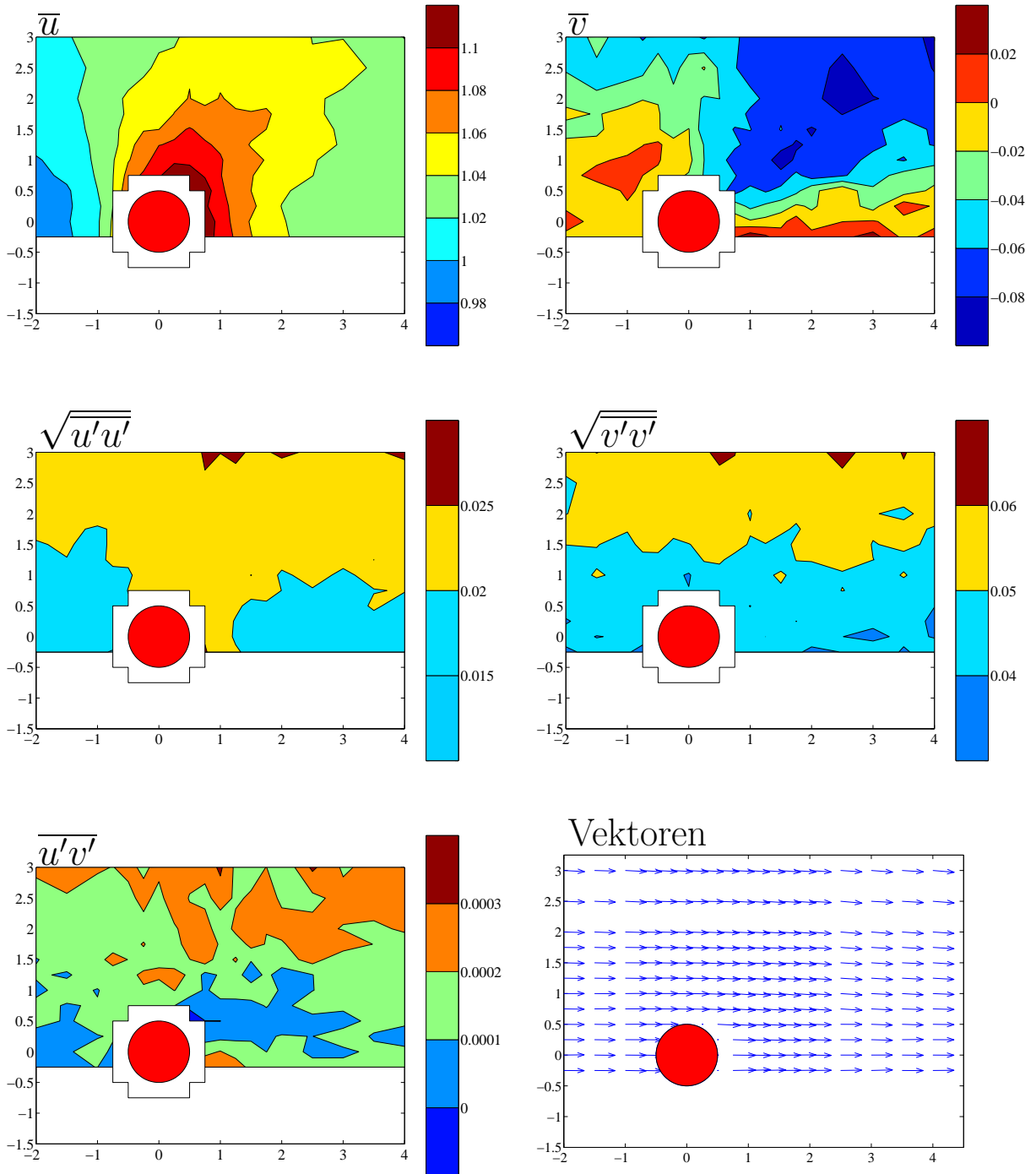


Abb. A.7: Messungen von  $u$  und  $v$  bei  $H/D = 5$  und  $z = H + 1D$

$$H/D = 2.5$$

$$z = H - 1D$$

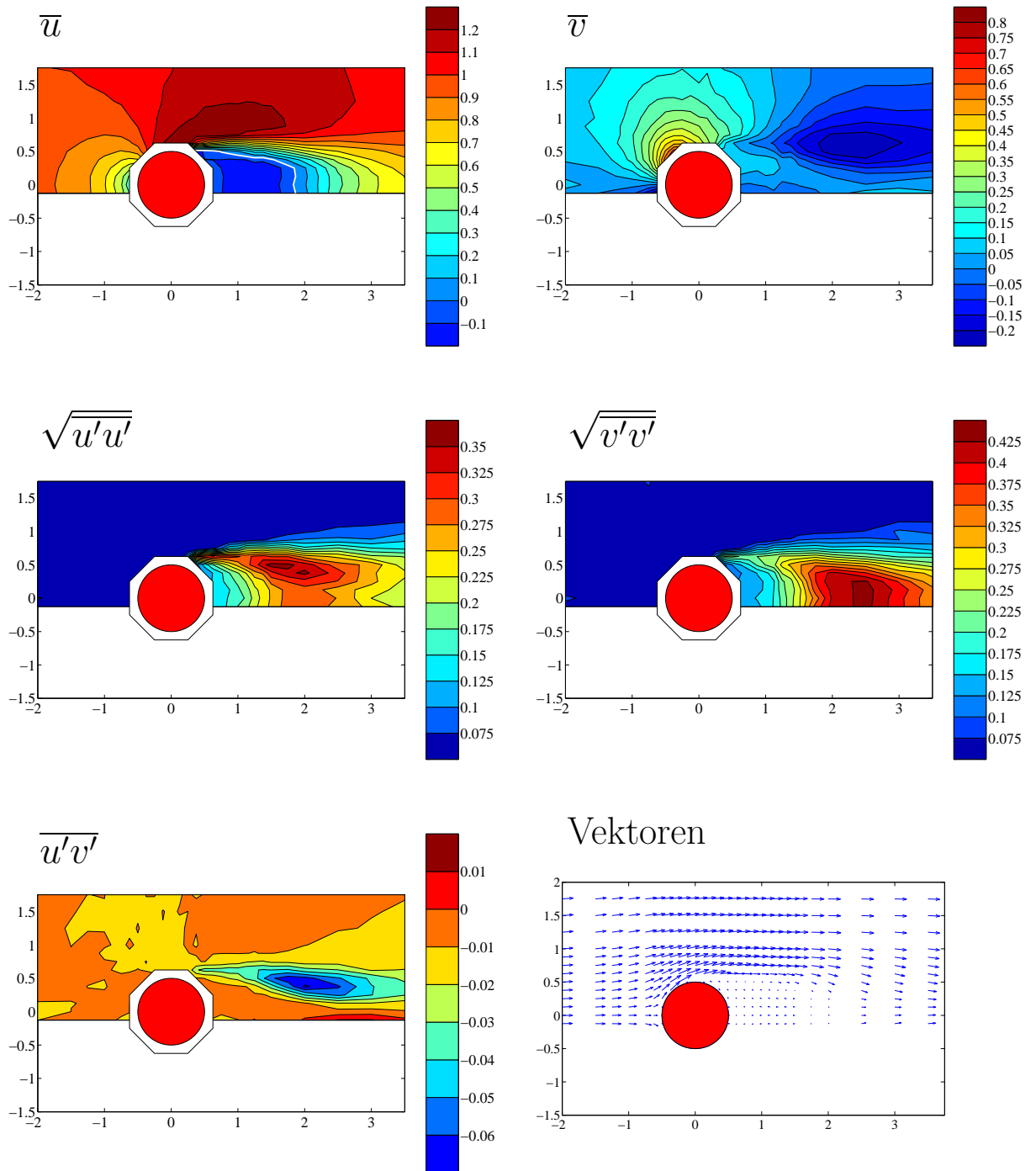


Abb. A.8: Messungen von  $u$  und  $v$  bei  $H/D = 2.5$  und  $z = H - 1D$ . Die Linie  $\bar{u} = 0$  ist weiß hervorgehoben.



$$H/D = 2.5$$

$$z = H - 0.5D$$

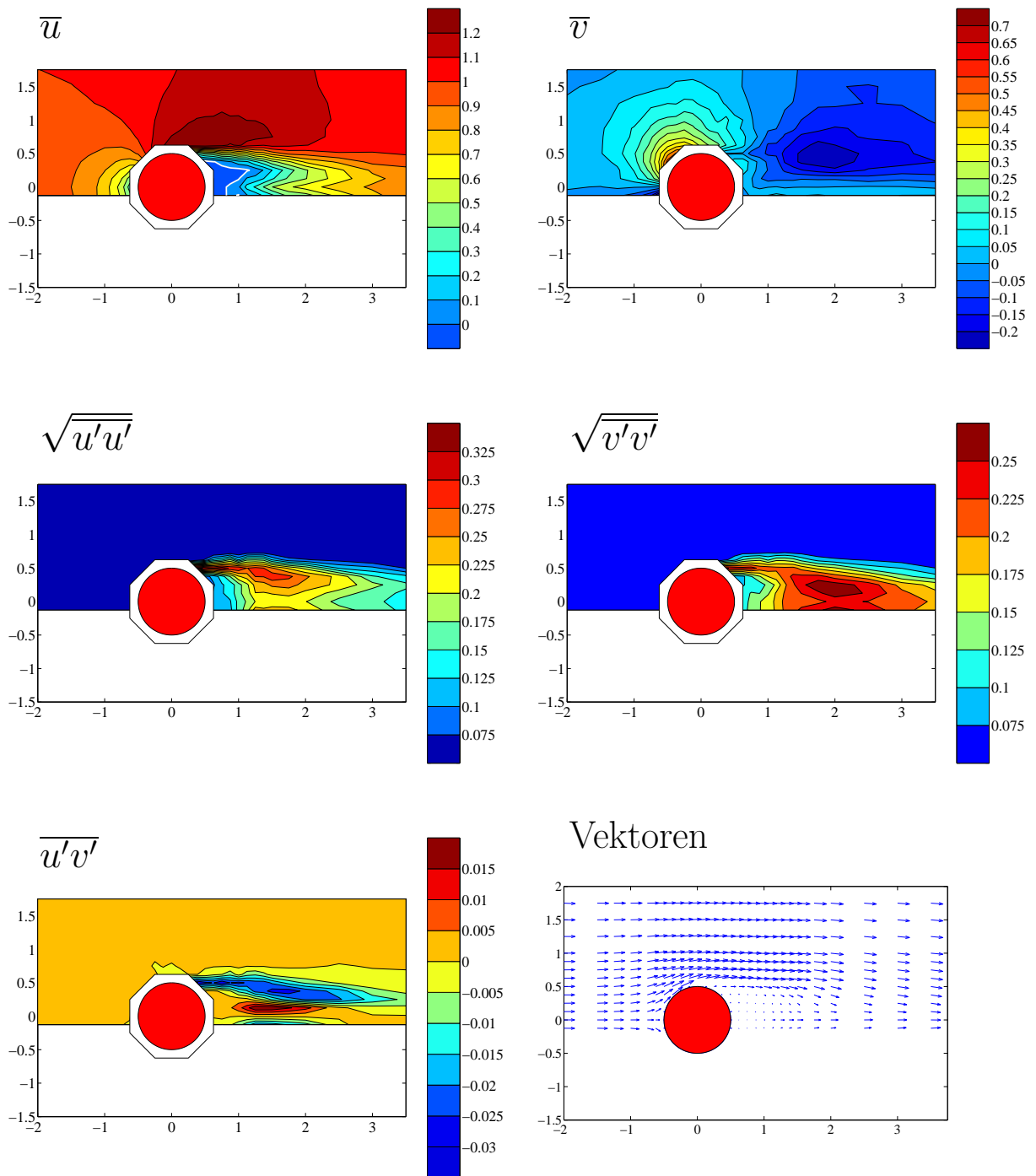


Abb. A.9: Messungen von  $u$  und  $v$  bei  $H/D = 2.5$  und  $z = H - 0.5D$ . Die Linie  $\bar{u} = 0$  ist weiß hervorgehoben.

$H/D = 2.5$

$z = H$

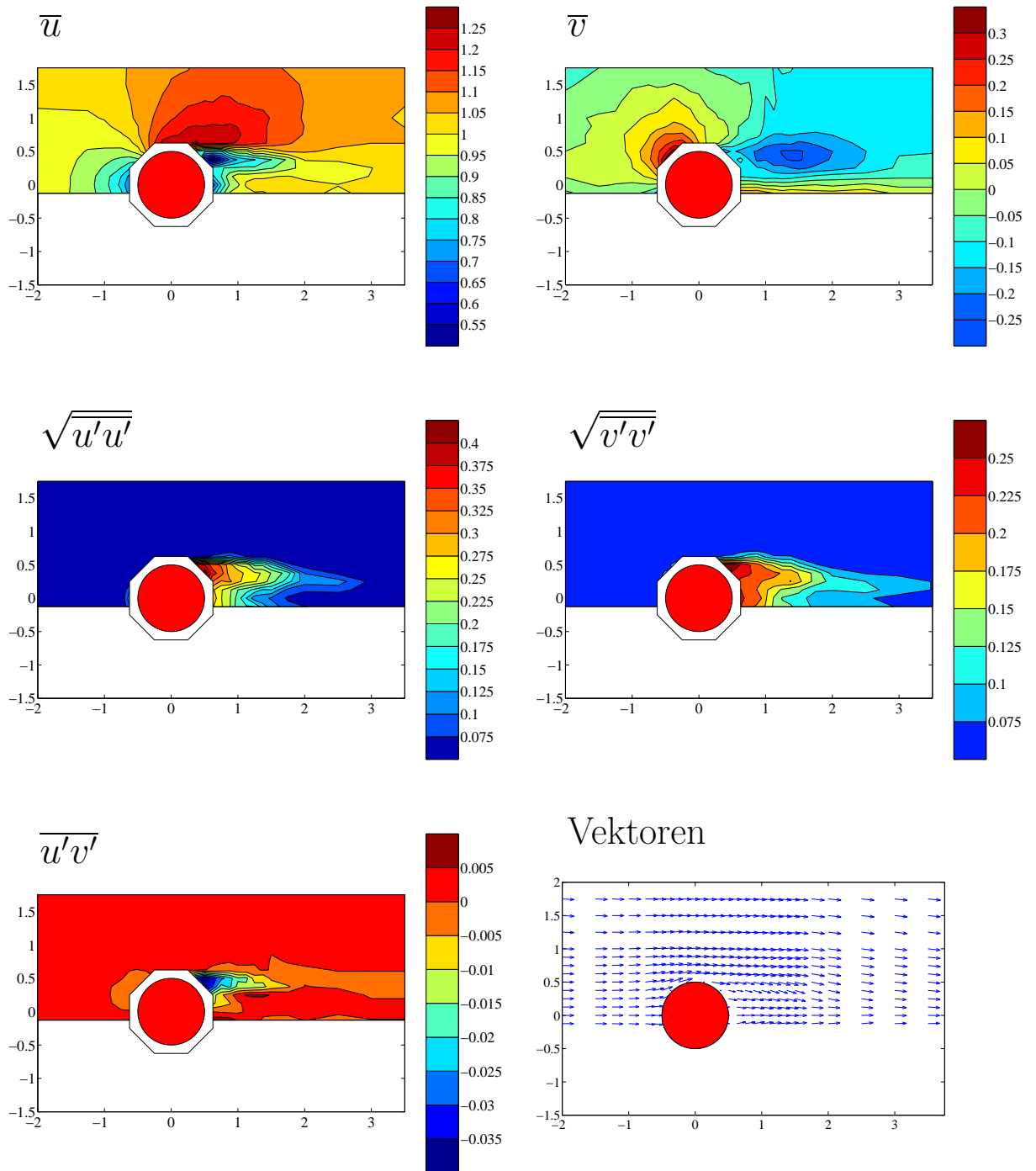


Abb. A.10: Messungen von  $u$  und  $v$  bei  $H/D = 2.5$  und  $z = H$

$$H/D = 2.5$$

$$z = H + 0.5D$$

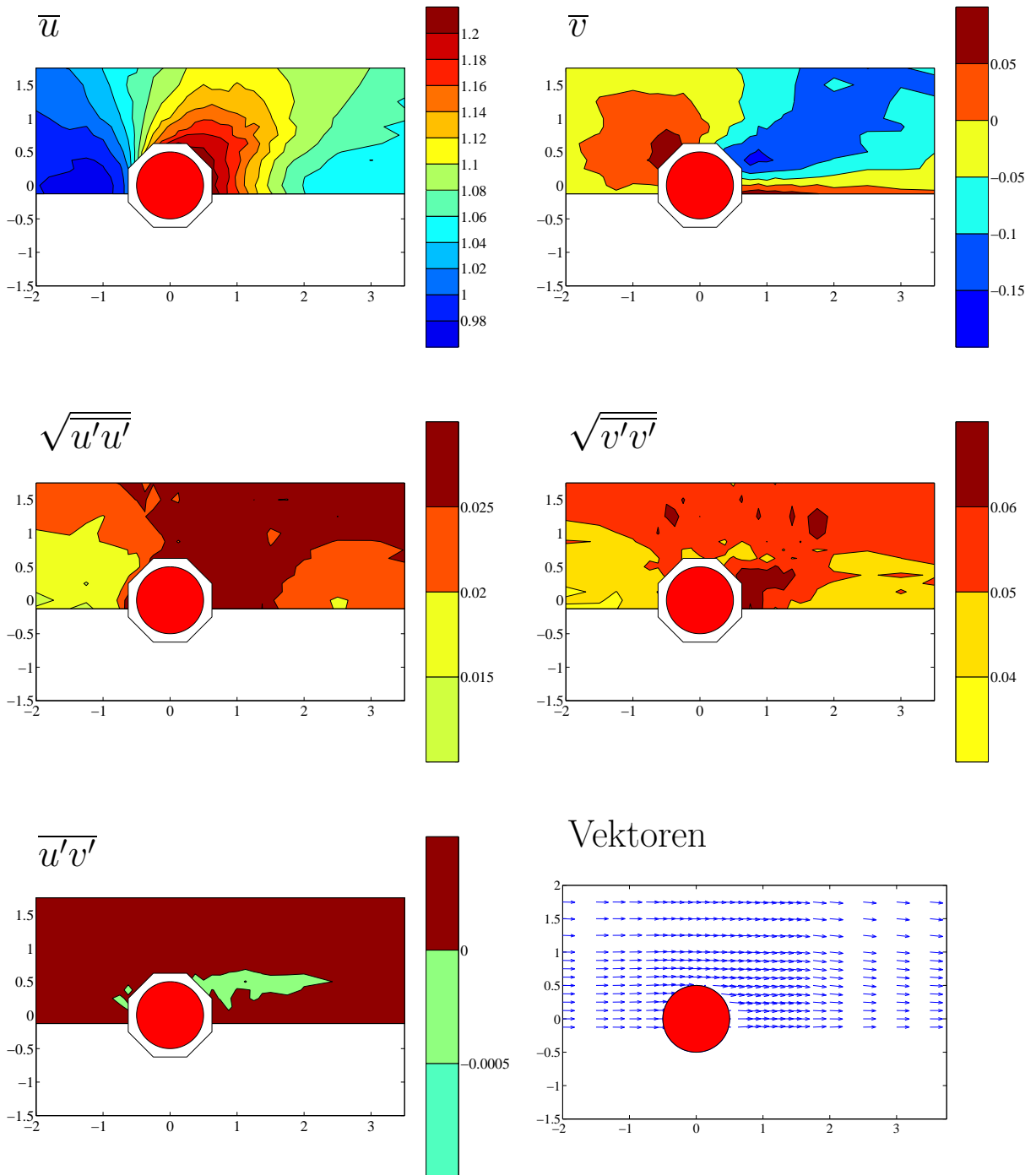


Abb. A.11: Messungen von  $u$  und  $v$  bei  $H/D = 2.5$  und  $z = H + 0.5D$

## Ergebnisse der Messung von $u$ und $w$ bei den Kreiszyylinderstümpfen

$H/D = 5$

$y = 1.5$

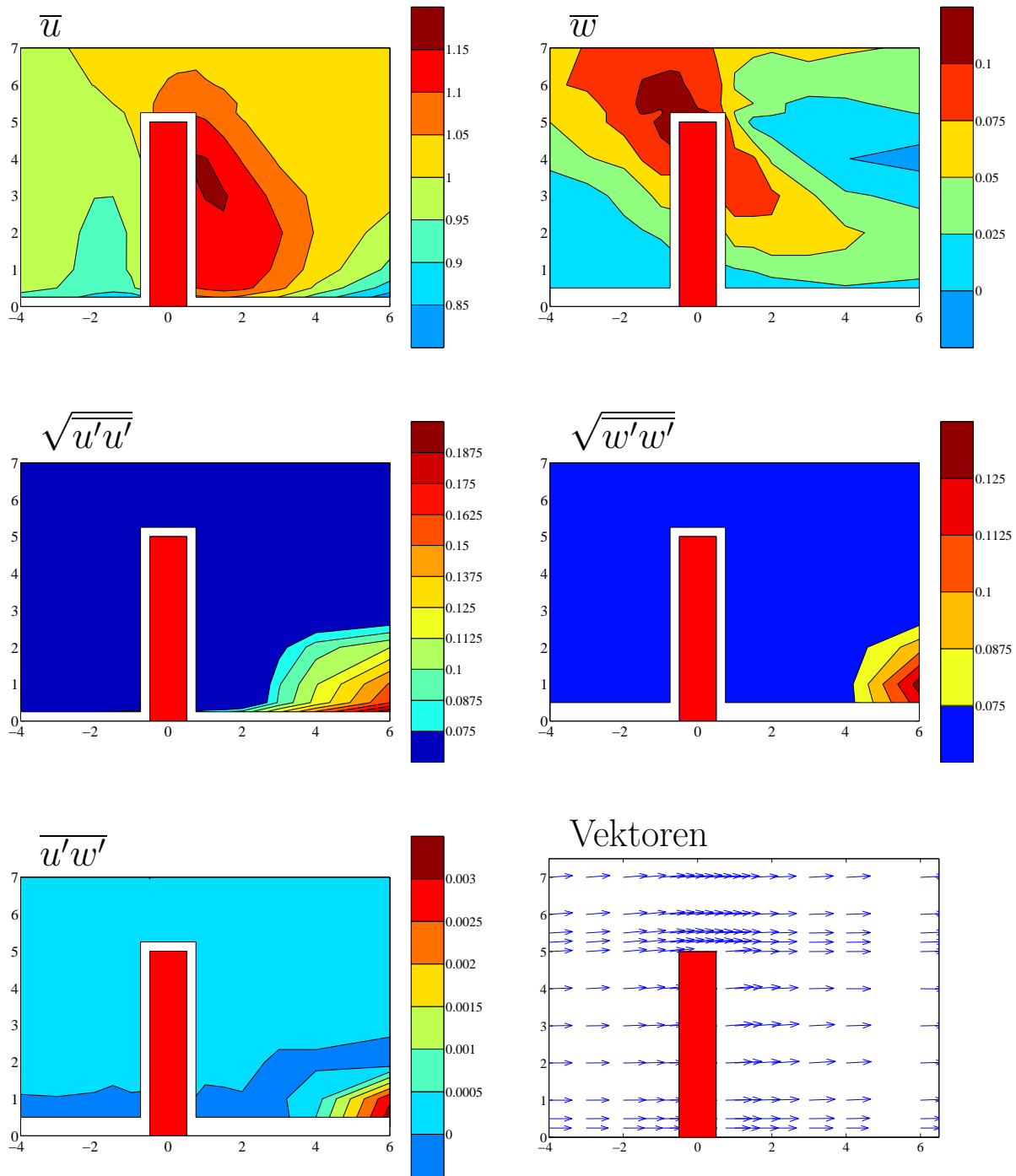


Abb. A.12: Messungen von  $u$  und  $w$  bei  $H/D = 5$  und  $y = 1.5$

$H/D = 5$

$y = 1$

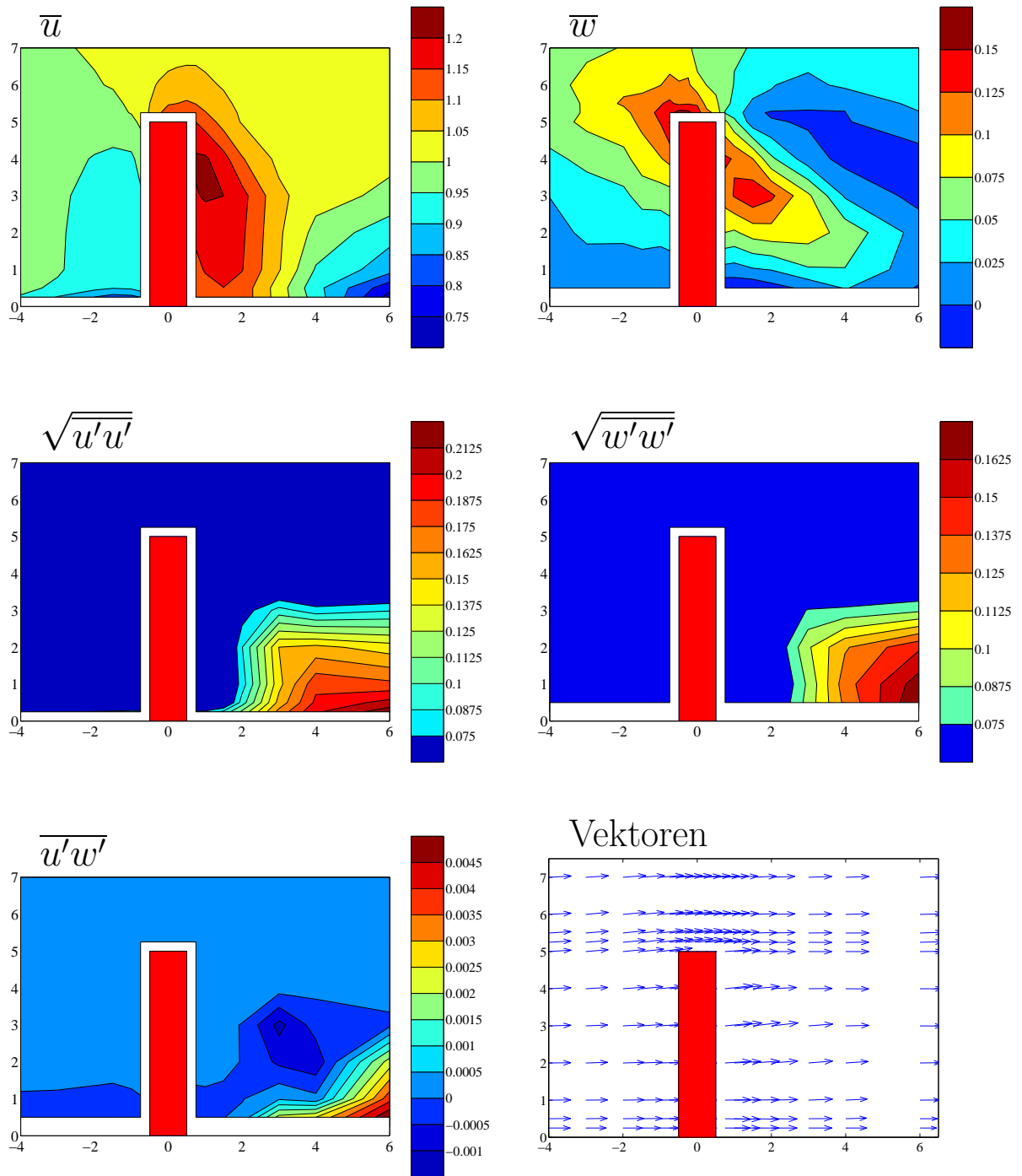


Abb. A.13: Messungen von  $u$  und  $w$  bei  $H/D = 5$  und  $y = 1$

$H/D = 5$

$y = 0.75$

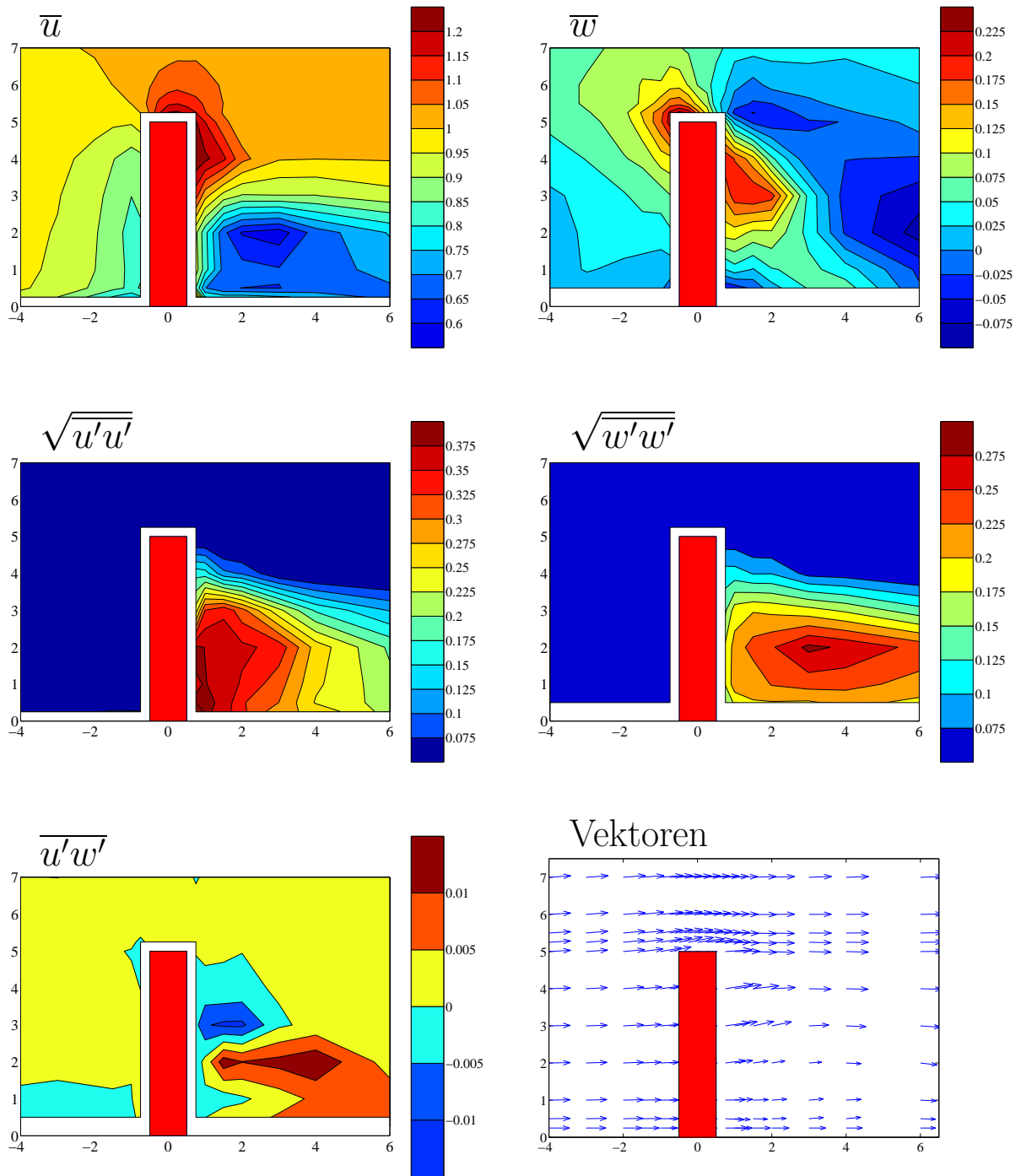


Abb. A.14: Messungen von  $u$  und  $w$  bei  $H/D = 5$  und  $y = 0.75$

$H/D = 5$

$y = 0.5$

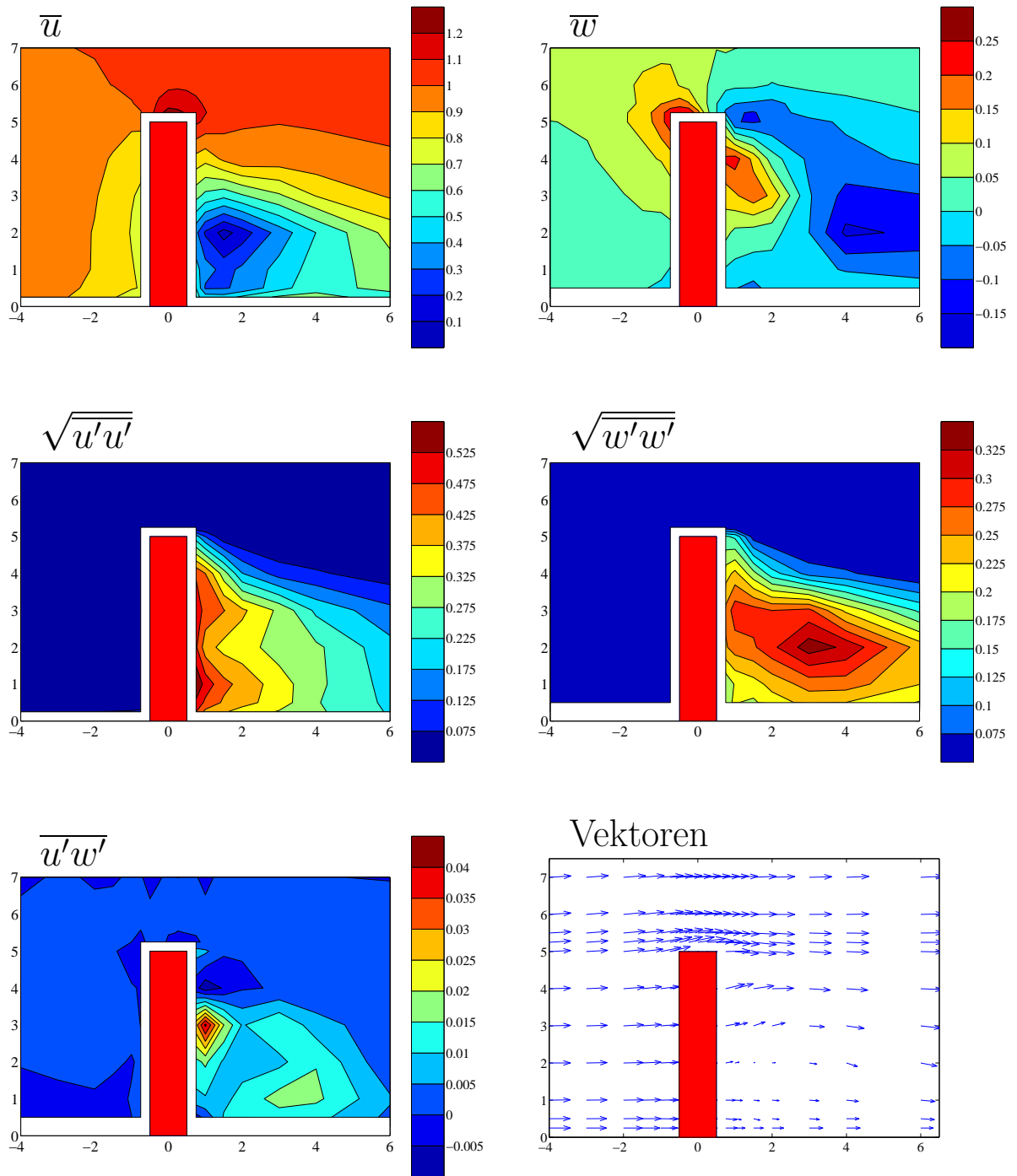


Abb. A.15: Messungen von  $u$  und  $w$  bei  $H/D = 5$  und  $y = 0.5$



$H/D = 5$

$y = 0.25$

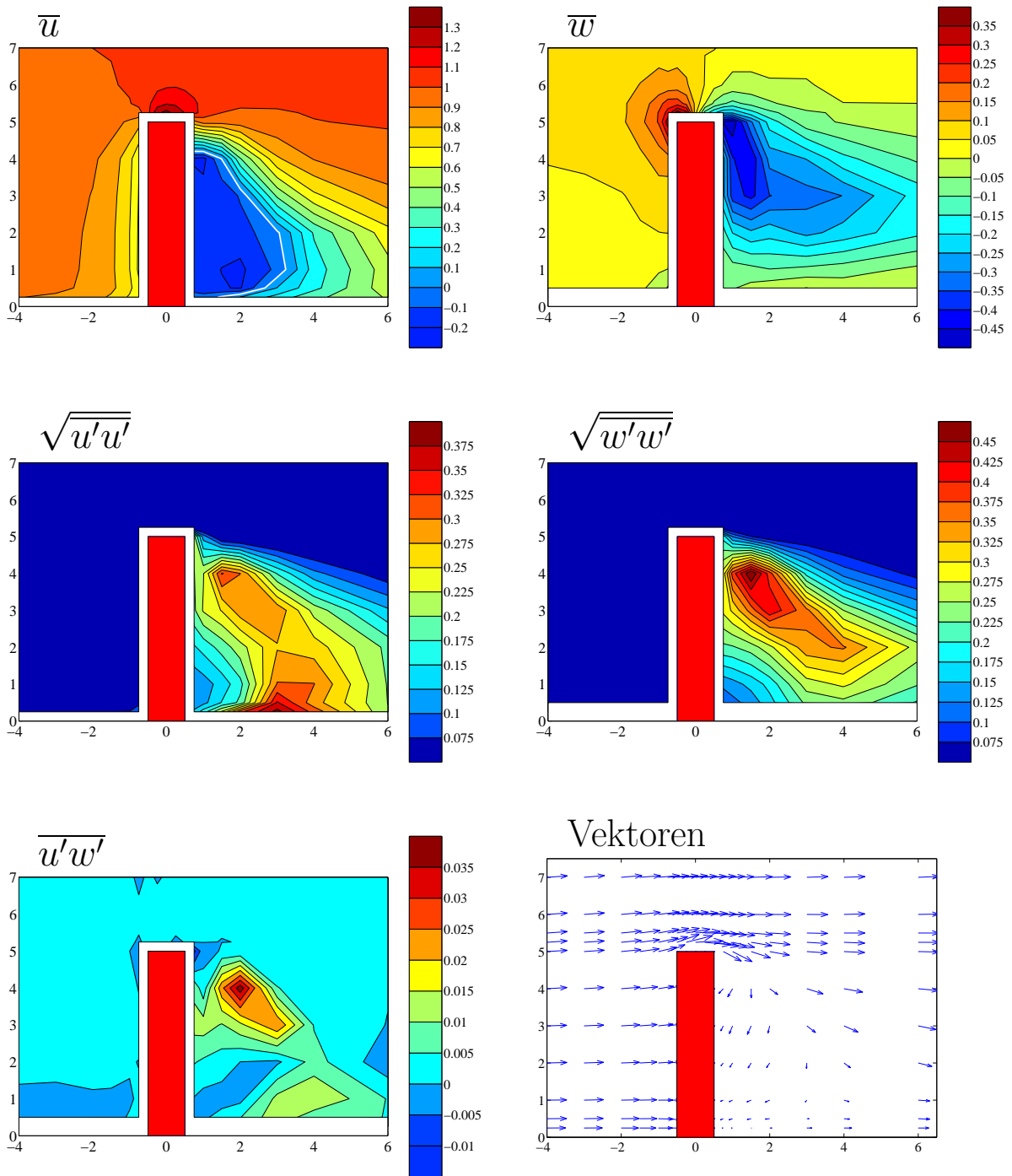


Abb. A.16: Messungen von  $u$  und  $w$  bei  $H/D = 5$  und  $y = 0.25$ . Die Linie  $\bar{u} = 0$  ist weiß hervorgehoben.

$H/D = 5$

$y = 0$

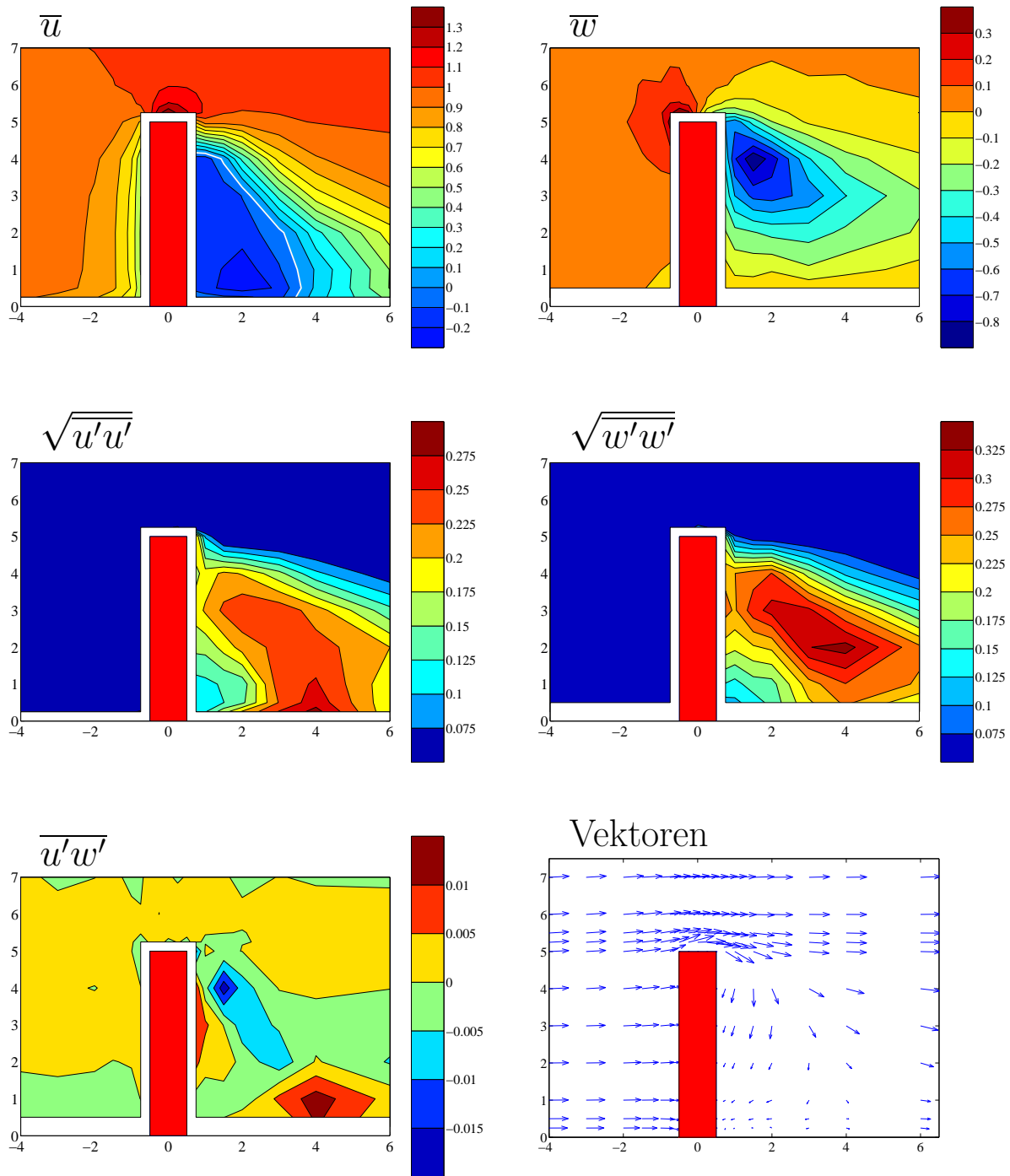


Abb. A.17: Messungen von  $u$  und  $w$  bei  $H/D = 5$  und  $y = 0$ . Die Linie  $\bar{u} = 0$  ist weiß hervorgehoben.

$H/D = 2.5$

$y = 1.5$

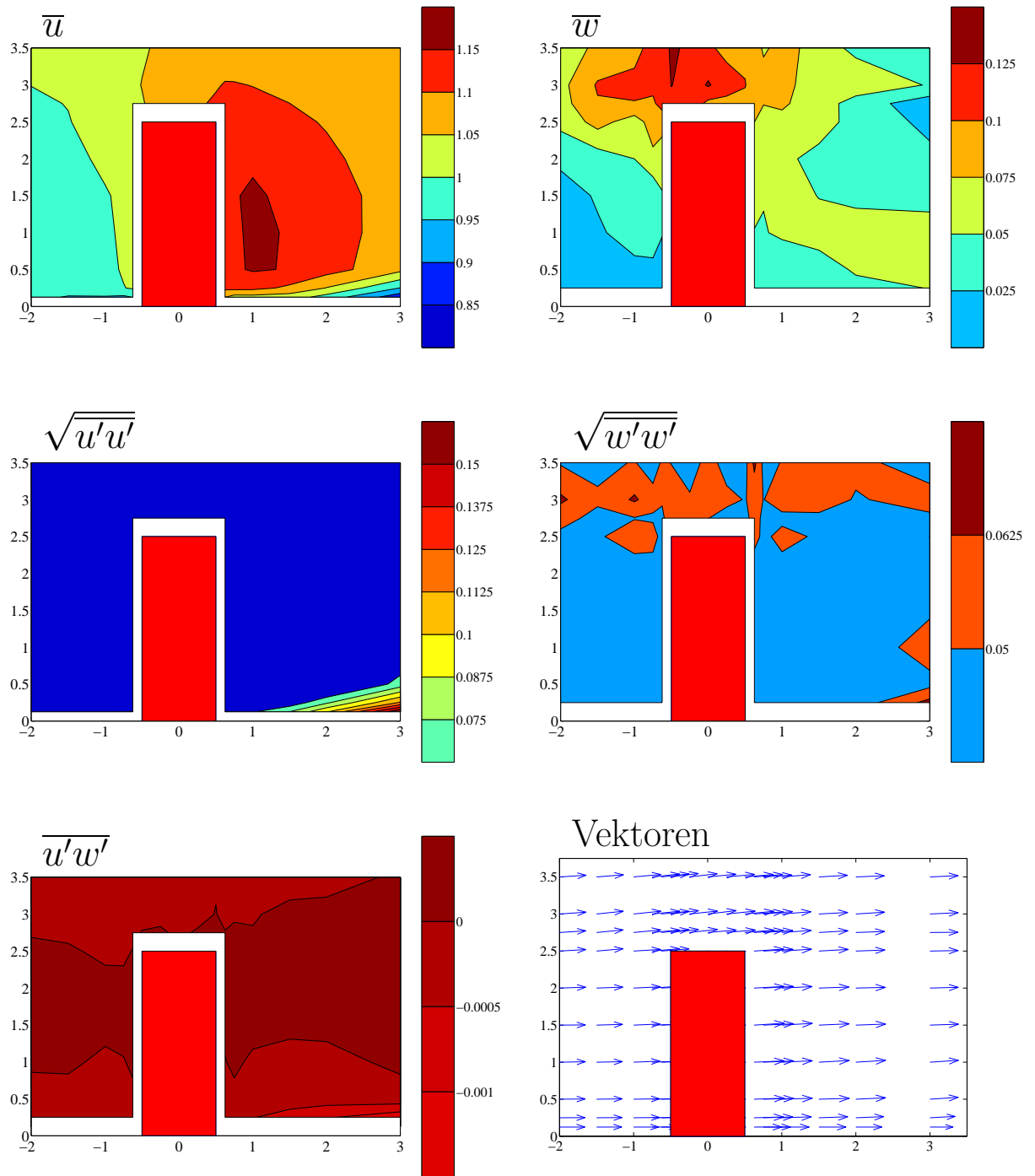


Abb. A.18: Messungen von  $u$  und  $w$  bei  $H/D = 2.5$  und  $y = 1.5$

$H/D = 2.5$

$y = 1$

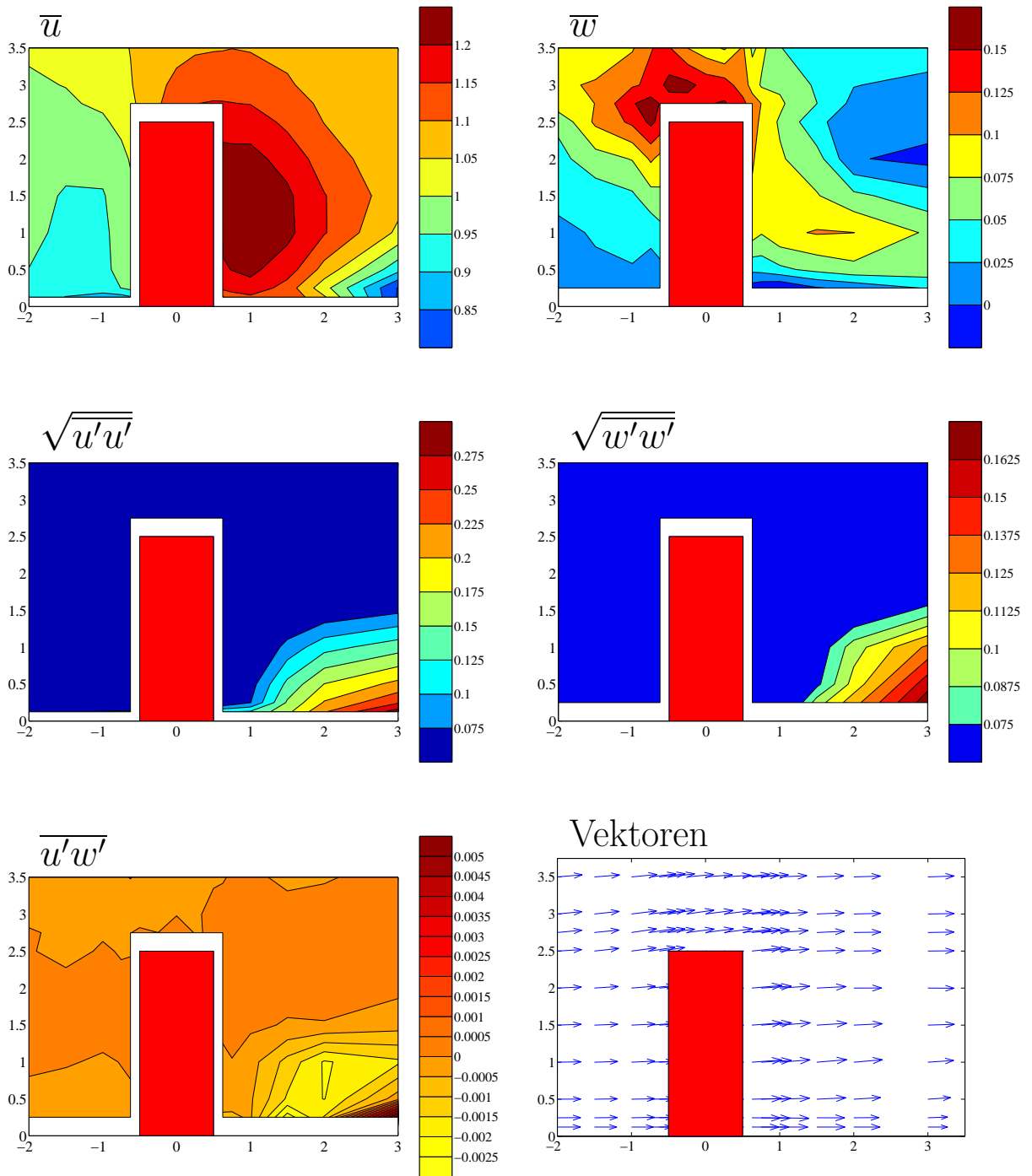


Abb. A.19: Messungen von  $u$  und  $w$  bei  $H/D = 2.5$  und  $y = 1$

$H/D = 2.5$

$y = 0.75$

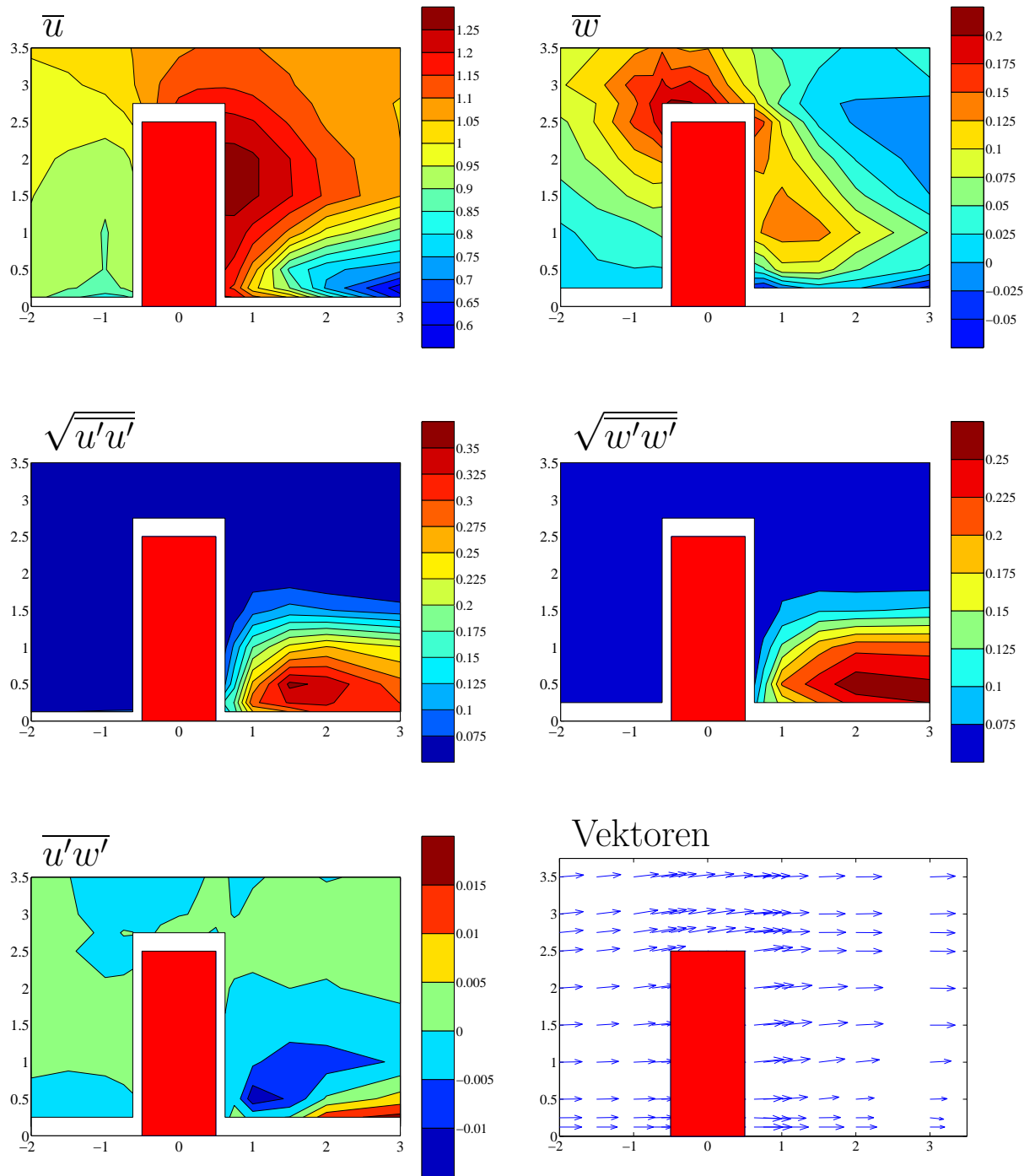


Abb. A.20: Messungen von  $u$  und  $w$  bei  $H/D = 2.5$  und  $y = 0.75$

$H/D = 2.5$

$y = 0.5$

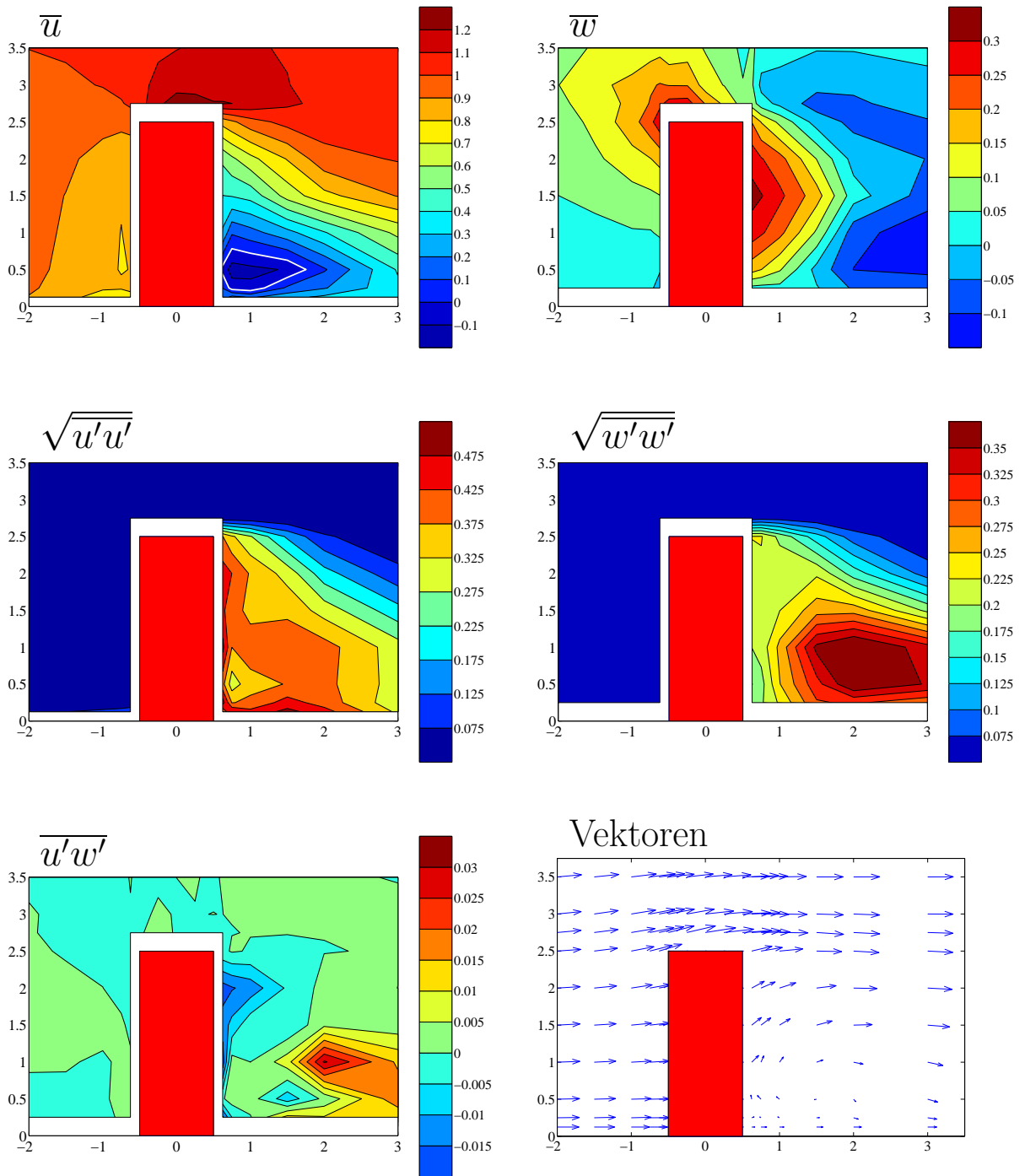


Abb. A.21: Messungen von  $u$  und  $w$  bei  $H/D = 2.5$  und  $y = 0.5$ . Die Linie  $\bar{u} = 0$  ist weiß hervorgehoben.

$H/D = 2.5$

$y = 0.25$

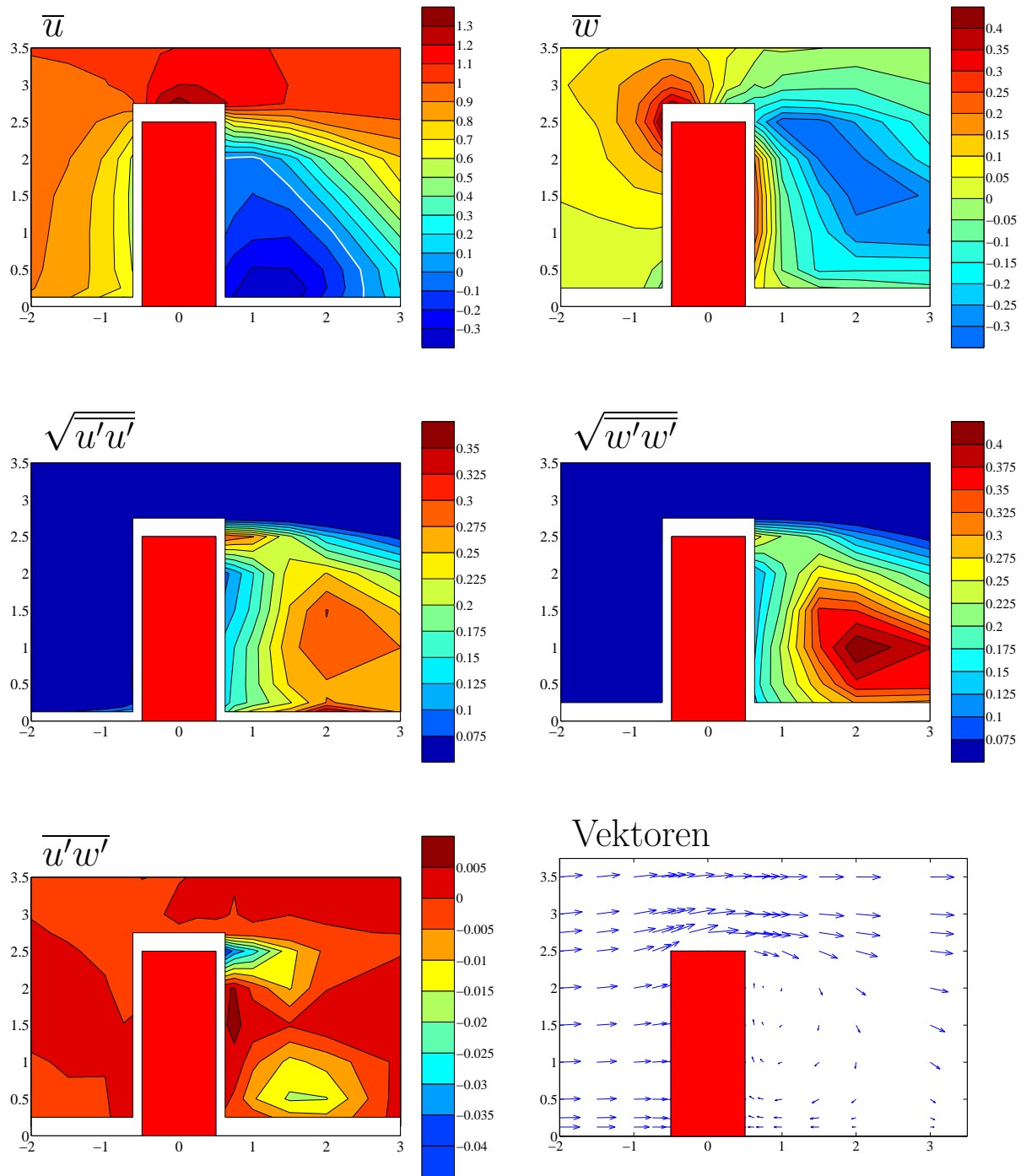


Abb. A.22: Messungen von  $u$  und  $w$  bei  $H/D = 2.5$  und  $y = 0.25$ . Die Linie  $\bar{u} = 0$  ist weiß hervorgehoben.

$$H/D = 2.5$$

$$y = 0$$

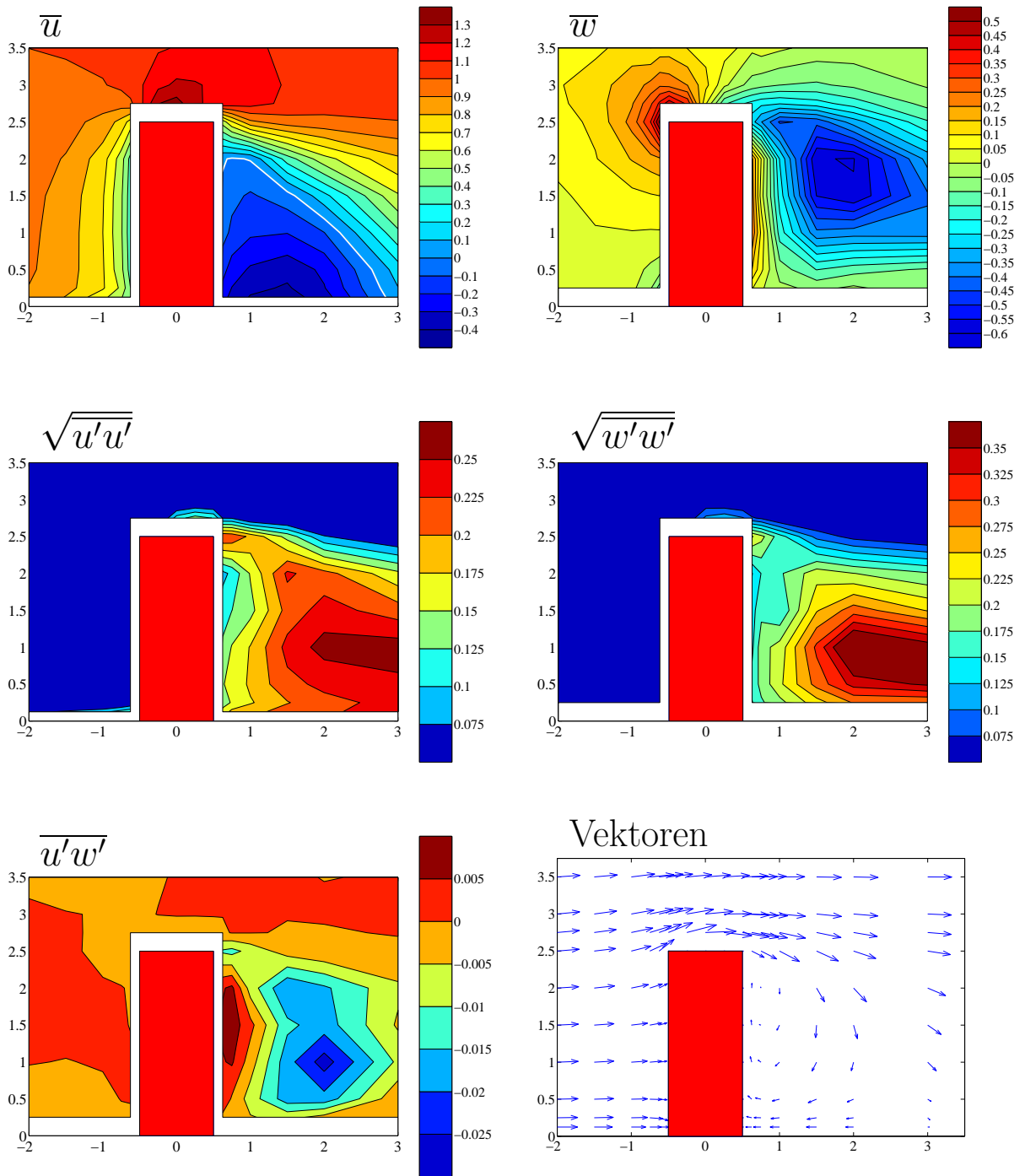


Abb. A.23: Messungen von  $u$  und  $w$  bei  $H/D = 2.5$  und  $y = 0$ . Die Linie  $\bar{u} = 0$  ist weiß hervorgehoben.



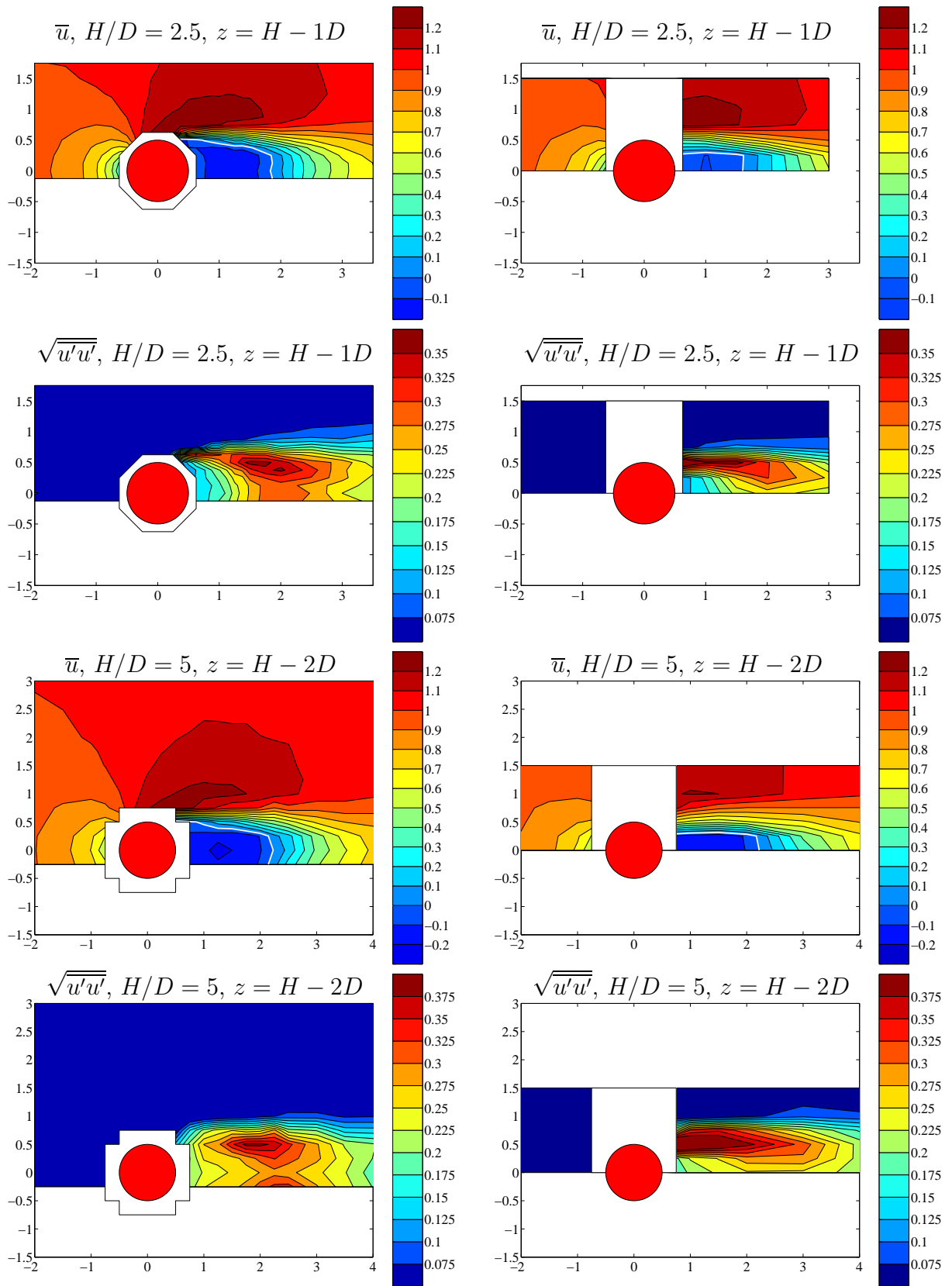


Abb. A.24: Vergleich beider Meßanordnungen, Ergebnisse links aus Messung von  $u$  und  $v$ , rechts aus der Messung von  $u$  und  $w$ . Die Linie  $\bar{u} = 0$  ist jeweils weiß hervorgehoben.