

# Experimentelle Untersuchung und physikalische Beschreibung der Schichtenströmung in horizontalen Kanälen

Von der Fakultät Maschinenbau der Universität Stuttgart  
zur Erlangung der Würde eines Doktors der  
Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.) genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von

Dipl.-Ing. Thomas Daniel Stäbler

aus Karlsruhe

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. habil. E. Laurien  
Universität Stuttgart

Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. T. Schulenberg  
Forschungszentrum Karlsruhe GmbH

Tag der mündlichen Prüfung: 1. Februar 2007

**Fakultät für Maschinenbau der Universität Stuttgart  
Institut für Kernenergetik und Energiesysteme (IKE)  
Abteilung Thermofluiddynamik (TFD)**

**Forschungszentrum Karlsruhe GmbH  
Institut für Kern- und Energietechnik**

2007

Diese Arbeit erscheint in identischer Form  
als wissenschaftlicher Bericht der  
Forschungszentrum Karlsruhe GmbH  
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe  
FZKA 7296  
ISSN 0947-8620

# Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit am Institut für Kern- und Energietechnik des Forschungszentrums Karlsruhe GmbH.

Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. E. Laurien, dem Leiter der Abteilung Thermofluidodynamik am Institut für Kernenergetik und Energiesysteme der Universität Stuttgart, gilt mein besonderer Dank für die Unterstützung bei dieser Arbeit, für sein entgegengebrachtes Vertrauen und für die Übernahme des Hauptreferats.

Dem Leiter des Instituts für Kern- und Energietechnik des Forschungszentrums Karlsruhe, Herrn Prof. Dr.-Ing. T. Schulenberg, danke ich sehr für die Ermöglichung meiner Arbeit am Forschungszentrum Karlsruhe sowie für seine wertvollen Anregungen, die mir überlassenen Freiräume in der Durchführung meiner Arbeit und die Übernahme des Korreferats.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr.-Ing. L. Meyer, dem Leiter der Arbeitsgruppe Mehrphasenströmungen, der durch seine Fachkompetenz und Diskussionsbereitschaft sehr zum Gelingen dieser wissenschaftlichen Arbeit beigetragen hat. Dafür und für das großzügige Übertragen von Verantwortung bin ich außerordentlich dankbar.

Des Weiteren möchte ich mich an dieser Stelle bei allen studentischen Mitarbeitern bedanken, die im Rahmen ihrer Praktika und Studienarbeiten wertvolle Beiträge zu dieser Arbeit geleistet haben.

Ebenso gilt mein Dank den Mitarbeitern der Arbeitsgruppe Mehrphasenströmungen sowie allen Mitarbeitern der mechanischen und elektronischen Werkstätten für die hervorragende Zusammenarbeit. Ohne ihre Mithilfe wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Ich bedanke mich bei allen Kollegen - insbesondere bei meinem Bürokollegen Herrn Gerald Fast - für die anregenden und gewinnbringenden Diskussionen, die Hilfsbereitschaft und das allzeit außerordentlich angenehme Arbeitsklima.

Ganz besonders herzlich danke ich meinen Eltern, für ihre uneingeschränkte Unterstützung in all meinen Lebenslagen und für ihren stets wertvollen Rat. Nicht zuletzt bedanke ich mich bei meiner Freundin Simone „sisi“ Maja Vobis, für ihre grenzenlose Unterstützung, ihr außerordentlich großes Interesse an meiner Arbeit und ihre Fähigkeit meinen Blick immer wieder auf das Wesentliche im Leben zu richten.

# Abstract

## Experimental Investigation and Physical Description of Stratified Flow in Horizontal Channels

The interaction between a liquid film and turbulent gas flows plays an important role in many technical applications (e.g. in hydraulic engineering, process engineering and nuclear engineering). The local kinematic and turbulent time-averaged flow quantities for counter-current stratified flows (supercritical and subcritical flows with and without flow reversal) have been measured for the first time. Therefore, the method of *Particle Image Velocimetry* was applied. By using fluorescent particles in combination with an optical filter it was possible to determine the flow quantities of the liquid phase up to the free surface. Additionally, the gaseous phase was investigated by using the scattering of light of conventional particles. With a further measurement technique the void fraction distribution along the channel height has been determined. For this purpose, a single-tip conductivity probe was developed. Furthermore, water delivery rates and pressure losses along the test section were measured over a wide range of parameters. The measurements also revealed new details on the hysteresis effect after the occurrence of flow reversal.

The experimental findings were used to develop and validate a statistical model in which the liquid phase is considered to be an agglomeration of interacting particles. The statistical consideration of the particle interactions delivers a differential equation which can be used to predict the local void fraction distribution with the local turbulent kinematic energies of the liquid phase. Beyond that, an additional statistical description is presented in which the probability density functions of the local void fraction are described by beta-functions. Both theoretical approaches can be used for numerical modelling whereas the statistical model can be used to describe the phase interactions and the statistical description to describe the turbulent fluctuations of the local void fraction. Thus, this work has made available all necessary data which are needed to develop and validate models of horizontal counter-current stratified flows.

# Kurzfassung

## Experimentelle Untersuchung und physikalische Beschreibung der Schichtenströmung in horizontalen Kanälen

Das Verständnis der Wechselwirkungen zwischen einem Flüssigkeitsfilm und einer turbulenten Gasströmung ist in vielen technischen Anwendungen von entscheidender Bedeutung. In dieser Arbeit wurden erstmalig die lokalen kinematischen und turbulenten, zeitlich gemittelten Strömungsgrößen in gegengerichteten Wasser-Luft-Schichtenströmungen mit und ohne Strömungsumkehr vermessen. Dabei kam das laseroptische Messverfahren der *Particle Image Velocimetry* zum Einsatz. Die flüssige Phase konnte durch Anwendung fluoreszierender Partikel in Kombination mit einem optischen Filter bis zur freien Oberfläche vermessen werden. Zusätzlich wurde die gasförmige Phase in Bereichen über dem Flüssigkeitsfilm mit konventionellen Partikeln unter Auswertung der Streulichtsignale vermessen. Die Verteilung des lokalen Gasvolumenanteils über der Kanalhöhe wurde mit einer eigens entwickelten Widerstandssonde experimentell bestimmt. Darüber hinaus wurden Wasserlieferungsraten und Druckverluste entlang des Strömungspfadens über einen weiten Parameterbereich ermittelt. Die untersuchten Strömungen beinhalten fließende und schießende Strömungen. Sowohl die lokalen als auch die zusätzlich durchgeführten integralen Messungen liefern neue Erkenntnisse über einen sich einstellenden Hystereseeffekt nach Eintreten der Strömungsumkehr.

Anhand der Erkenntnisse aus den experimentellen Daten wurde ein statistisches Modell hergeleitet und validiert. In der zugrunde liegenden Modellvorstellung wird die Flüssigkeit als eine Ansammlung von Partikeln angesehen, die untereinander wechselwirken. Die statistische Betrachtung der Wechselwirkungsvorgänge liefert eine Differentialgleichung zur Bestimmung des lokalen Gasvolumenanteils anhand der turbulenten kinetischen Energie der flüssigen Phase. Diese Differentialgleichung kann direkt zur numerischen Modellierung der Phasenwechselwirkungen verwendet werden. Die turbulenten Schwankungen des lokalen Gasvolumenanteils können mit einem zweiten, ebenfalls statistischen Ansatz repräsentiert werden. Für die statistische Beschreibung liegen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen vor, die in dieser Arbeit durch empirisch ermittelte Parameter von Beta-Funktionen beschrieben werden. Als Ergebnis dieser Arbeit stehen der numerischen Berechnung horizontaler gegengerichteter Schichtenströmungen somit alle notwendigen Daten zur Modellentwicklung und Validierung zur Verfügung.



# Inhaltsverzeichnis

Nomenklatur	iii
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Hintergrund der Arbeit	1
1.2 Stand der Forschung	3
1.2.1 Strömungen im horizontalen Rohr	6
1.2.2 Strömungszustände in welligen Schichtenströmungen	8
1.2.3 Geschwindigkeits- und Turbulenzuntersuchungen in Zweiphasenströmungen	11
1.2.4 Methoden zur Messung des Gasvolumenanteils	15
1.3 Ziel und Gliederung der Arbeit	18
<b>2 Versuchsstand</b>	<b>19</b>
2.1 Beschreibung der Anlage	19
2.2 Instrumentierung der Anlage	21
2.2.1 Temperatur- und Druckmessungen	21
2.2.2 Durchflussmessungen	22
2.2.3 Wasserlieferungsraten	23
<b>3 Messtechnik</b>	<b>25</b>
3.1 Geschwindigkeitsmessungen	25
3.1.1 Wasser	27
3.1.2 Luft	32
3.1.3 Fehleranalyse	34
3.2 Messung des lokalen Gasvolumenanteils	37
3.2.1 Sonde	38
3.2.2 Messaufbau	40
3.2.3 Datenerfassung	40
3.2.4 Fehleranalyse	42
<b>4 Messergebnisse</b>	<b>45</b>
4.1 Strömungskarten	46
4.2 Schießende Strömung	49
4.2.1 Lokaler Gasvolumenanteil	51
4.2.2 Flüssige Phase	51
4.2.3 Gasförmige Phase	54
4.2.4 Diagramme	56
4.3 Fließende Strömung	63
4.3.1 Lokaler Gasvolumenanteil	64
4.3.2 Flüssige Phase	64

4.3.3	Gasförmige Phase . . . . .	66
4.3.4	Diagramme . . . . .	67
4.4	Teilweise umgekehrte Strömung . . . . .	71
4.4.1	Lokaler Gasvolumenanteil . . . . .	72
4.4.2	Flüssige Phase . . . . .	74
4.4.3	Gasförmige Phase . . . . .	76
4.4.4	Diagramme . . . . .	79
4.5	Zusammenfassung und vergleichende Betrachtungen . . . . .	85
<b>5</b>	<b>Theoretische Ansätze</b>	<b>89</b>
5.1	Modell zur Berechnung des lokalen Gasvolumenanteils . . . . .	89
5.1.1	Herleitung . . . . .	89
5.1.2	Verifikation des Ansatzes . . . . .	92
5.2	Bestimmung der turbulenten Schwankungen des lokalen Gasvolumenanteils	94
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Schlussfolgerungen</b>	<b>99</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>101</b>
<b>B</b>	<b>Anhang</b>	<b>107</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>111</b>



# Nomenklatur

## Lateinische Zeichen

$A$	$m^2$	Kanalquerschnittsfläche
$a$	$m/s^2$	Beschleunigung
$b$	-	Rückflussrate
$C$	-	Konstante
$c_p$	$J/(kg\ K)$	spezifische Wärmekapazität
$d$	$m$	Durchmesser
$d_H$	$mm$	hydraulischer Durchmesser
$E_{kin}$	$kg/ms^2$	turbulente kinetische Energie pro Volumen
$E_{pot}$	$kg/ms^2$	Potentielle Energie
$F_a$	$N$	Trägheitskraft
$F_g$	$N$	Gravitationskraft
$f$	$N/m^3$	Volumenkraft
$g$	$m/s^2$	Erdbeschleunigung
$i, j$	-	Indizes, Koordinatenrichtungen
$k$	$m^2/s^2$	turbulente kinetische Energie pro Masse
$L$	$m$	(charakteristische) Länge
$M$	$N/m^3$	Impulsaustauschterm
$m$	$kg$	Masse
$\dot{m}$	$kg/s$	Massenstrom
$m_C$	$kg$	Wallis-Konstante
$N$	-	Anzahl Werte
$P$	-	Wahrscheinlichkeit
$p$	$1\ bar = 10^5\ Pa$	Druck
$Q$	$m^3/s$	Volumenstrom
$r$	$m$	Radius
$T$	$K$	Temperatur
$t$	$s$	Zeit
$t_q$	-	Quantil der t-Verteilung
$U$	$V$	Spannung
$u$	$m/s$	Geschwindigkeit, Komponente in x-Richtung
$u_{GS}$	$= Q_G/A, m/s$	Volumenstromdichte der Gasphase
$u_{LS}$	$= Q_L/A, m/s$	Volumenstromdichte der Flüssigphase
$\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$	$m/s$	zeitlich gemittelte Geschwindigkeiten
$u', v', w'$	$m/s$	Geschwindigkeitsfluktuationen
$-\rho \overline{u'v'}$	$N/m^2$	Reynoldssche Schubspannungen
$v$	$m/s$	Geschwindigkeit, Komponente in y-Richtung
$x$	$mm, pixel$	kartesische Koordinate in horizontaler Richtung
$y$	$mm, pixel$	kartesische Koordinate in vertikaler Richtung

$y_0$	$mm$	Wassereinlaufhöhe
$y_\delta$	$mm$	Wellenhöhe
$y_m$	$mm$	mittlere Wasserhöhe
$z$	$mm$	kartesische Koordinate
$z_V$	-	Vibrationszustand

## Griechische Zeichen

$\alpha$	-	Gasvolumenanteil
$\beta$	$^\circ$	Winkel
$\Delta$	-	Differenz, Fehler
$\delta$	-	Varianz
$\varepsilon$	-	statistische Unsicherheit
$\varepsilon^k$	-	Phasenindikatorfunktion
$\epsilon$	$m^2/s^3$	Dissipationsrate
$\Gamma$	$kg/(m^3s)$	Massenquellterm
$\lambda_k$	$W/(m K)$	Wärmeleitfähigkeit
$\lambda$	$nm$	Wellenlänge
$\mu$	$Pa s$	dynamische Viskosität
$\mu_t$	$Pa s$	turbulente Viskosität
$\nu$	$m^2/s$	kinematische Viskosität
$\omega$	$1/s$	turbulente Frequenz
$\varphi$	$^\circ$	Blickwinkel
$\rho$	$kg/m^3$	Dichte
$\sigma$	-	Standardabweichung
$\tau_{ij}^{Re}$	$N/m^2$	Reynoldsscher Spannungstensor
$\vartheta$	$s$	Zeit

## Indizes

*	virtuelle Einlaufbedingungen
1	Komponente in x-Richtung
2	Komponente in y-Richtung
3	Komponente in z-Richtung
<i>aus</i>	Kanalaustritt
<i>B</i>	Bilder
<i>ein</i>	Kanaleintritt
<i>G</i>	gasförmige Phase
<i>i, j</i>	Indizes
<i>int</i>	Intervall
<i>K</i>	kumuliert
<i>k</i>	Phasenindikator
<i>L</i>	flüssige Phase
<i>LLS</i>	Laserlichtschnitt

<i>LP</i>	Lufteinlassplatte
<i>max</i>	maximal
<i>mess</i>	Messung
<i>p</i>	Partikel
<i>Ref</i>	Referenz
<i>rück</i>	Rückströmung
<i>RMS</i>	Root Mean Square, Standardabweichung
<i>W</i>	Wasser

## Kennzahlen

<i>Fr</i>	$u/(g y)^{0.5}$	Froude-Zahl
<i>Re</i>	$u L/\nu$	Reynolds-Zahl
$u_{GS}^*$	$u_{GS} \rho_G^{0.5} [g H (\rho_L - \rho_G)]^{-0.5}$	dimensionslose Volumenstromdichte
$u_{LS}^*$	$u_{LS} \rho_L^{0.5} [g H (\rho_L - \rho_G)]^{-0.5}$	dimensionslose Volumenstromdichte

## Abkürzungen

2PB	Zweiphasenbereich
CCD	Charge Coupled Device
CFD	Computational Fluid Dynamics
DNS	Direkte Numerische Simulation
FFT	Fast-Fourier-Transformation
GND	Ground wire, Erdung
IA	Interrogation Area
LDA	Laser Doppler Anemometrie
LDV	Laser Doppler Velocimetry
LES	Large Eddy Simulation, Grobstruktursimulation
LR	Wasserlieferungsrate
OPRF	Onset of Partially Reversed Flow, Einsetzen der teilweise umgekehrten Strömung
OSTF	Onset of Stable Stratified Flow, Einsetzen der stabilen Schichtenströmung
OTRF	Onset of Totally Reversed Flow, Einsetzen der kompletten Strömungsumkehr
PDAT	Photocromic Dye Activation Technique
PDF	Probability Density Function, Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion
PIV	Particle Image Velocimetry
PRF	Partially Reversed Flow, teilweise umgekehrte Strömung
SB	Subcritical Flow, Fließende Strömung
SNR	Singal-to-Noise-Ratio, Signal-zu-Rausch-Verhältnis
SP	Supercritical Flow, Schießende Strömung

*To unpath'd waters, undream'd shores.*

The Winter's Tale, William Shakespeare

# 1 Einleitung

## 1.1 Hintergrund der Arbeit

Während des schwersten kerntechnischen Unfalls der US-amerikanischen Geschichte, dem *Three Mile Island Accident* [41], kam es 1979 im *Reaktorblock 2* des Kernkraftwerks Three Mile Island aufgrund einer Verkettung verschiedener technischer Probleme und menschlichen Versagens zu einem Leck im Primärkreislauf. Unter anderem blockierte der im System entstandene Dampf die Rohrleitungen des primären Kühlkreislaufs. Es kam zu einer teilweisen Freilegung des Reaktorkerns, was letztendlich zu einer partiellen Schmelze des Reaktorkerns führte.

Tritt in Leichtwasserreaktoren ein Leckstörfall, ein so genannter *Loss of Coolant Accident (LOCA)* [51] auf, ist eine ausreichende Wärmeabfuhr aus dem Reaktorkern unabdingbar, um eine Kernschmelze zu verhindern. Leckstörfälle beinhalten Rohrleitungsbrüche sowohl im primären als auch sekundären Kühlkreislauf. Abbildung 1.1 zeigt ein solches Szenario. In einem solchen Fall können vom Notkühlsystem (*engl. Emergency Core Cooling System, ECCS*) ([46], [111]) große Mengen Kühlmittel eingespeist werden, um eine Freilegung des Kerns zu vermeiden oder den bereits überhitzten und teilweise freigelegten Kern zu fluten. Die Einspeisung erfolgt unter Druck und kann über ein spezielles

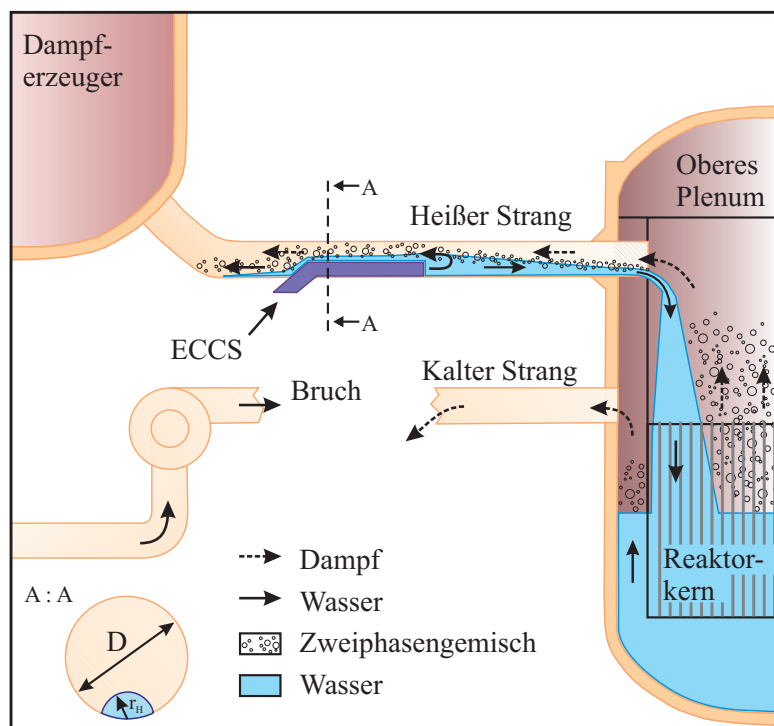


Abbildung 1.1: Leckstörfall in einem Druckwasserreaktor durch Bruch der Hauptkühlmittelleitung.

Notkühlrohr in den horizontalen Bereich der Hauptkühlmitteleitung, den *heißen Strang*, erfolgen [16]. Typischerweise muss das Kühlmittel eine Strecke von ungefähr 1.50 m im heißen Strang überbrücken, bevor es den Reaktordruckbehälter erreicht. Dies ist notwendig, um hohe Temperaturgradienten zwischen dem Ort der Einspeisung und den heißen Wänden des Reaktordruckbehälters zu vermeiden. Aufgrund des durch den Rohrleitungsbruch bedingten Druckabfalls und der hohen Temperaturen im Kern entsteht Dampf, der dem Kühlmittel entgegen strömt. Dieser Dampf kann verhindern, dass das eingespeiste Kühlmittel den Reaktordruckbehälter erreicht, indem der Dampf aufgrund der Reibung an der Oberfläche eine Strömungsumkehr des Kühlmittels verursacht. Strömungsumkehr oder Fluten (*engl. Counter-current Flow Limitation, CCFL*) bezeichnet den Moment, an dem erstmalig ein Teil des Kühlmittels vom Dampf mitgerissen entgegen seiner ursprünglichen Strömungsrichtung fließt [100]. Eine daraus resultierende umgekehrte Strömung kann entweder partiell oder vollständig sein. Im letzteren Fall erreicht kein Kühlmittel den Reaktordruckbehälter. Eine ausreichende Kühlung des Reaktorkerns ist nicht mehr gewährleistet.

Die Beschreibung der fluiddynamischen Vorgänge in horizontalen Kanälen mit Phänomenen wie der Strömungsumkehr anhand numerischer Methoden ist heutzutage noch eingeschränkt und unvollständig, unter anderem wegen der mangelnden Verfügbarkeit lokaler, experimenteller Daten. In der Literatur sind bisher vor allem geometriespezifische Korrelationen und Daten des Kühlwassermassenstroms als Funktion des Dampfmassenstroms zu finden. Eine Zusammenfassung dieser unterschiedlichen Korrelationen und Modellansätze wird von Gargallo [23] gegeben. Wallis [100] führte Stabilitätsuntersuchungen in gegengerichteten Zweiphasenströmungen durch und ermittelte ein Kriterium zur Vorhersage einer sich einstellenden Strömungsumkehr. Die meisten der in den letzten Jahrzehnten durchgeführten Untersuchungen beschäftigten sich mit aus dem Dampferzeuger durch den heißen Strang in den Reaktordruckbehälter rückfließendem Kondensat (*engl. reflux condensation mode*) während eines solchen Leckstörfalls ([3], [68], [84], [89]). Nur wenige Arbeiten beschäftigten sich mit Strömungsphänomen während der Einspeisung in den heißen Strang. Daly und Harlow [15] führten zwar numerische Untersuchungen zur Vorhersage der Strömungsumkehr durch, allerdings standen ihnen keine Experimente für die Modellvalidierung zur Verfügung. Experimente im Originalmaßstab wurden im Rahmen des *2D/3D Programms* [16] durchgeführt. Diese Untersuchungen, die ebenfalls integrale Informationen lieferten, belegten, dass ein Teil des Kühlmittels bei hohen Dampfdurchsätzen entgegen seiner ursprünglichen Fließrichtung strömt.

Je nach Anwendungsfall genügt eine eindimensionale Betrachtung nicht, um die auftretenden Strömungsphänomene in ausreichendem Maß in technischen Systemen zu beschreiben. Um jedoch geeignete Modelle für die numerische, mehrdimensionale Strömungsberechnung zu entwickeln und zu erweitern, werden lokale Daten benötigt. Die für horizontale, geschichtete Zweiphasenströmungen in Gegenstromanordnung relevanten, lokalen Daten wurden aus diesem Grund im Rahmen dieser Arbeit experimentell ermittelt. Diese Daten stehen der numerischen Modellierung und Validierung nun zur Verfügung. Darüber hinaus konnten anhand der experimentellen Daten theoretische Modellansätze hergeleitet werden, die nun ebenfalls für die Weiterentwicklung numerischer Berechnungsverfahren zur Verfügung stehen.

Das vorliegende Promotionsvorhaben trägt innerhalb der Initiative zur Kompetenzerhaltung in der Kerntechnik des Bundesministeriums für Wirtschaft und Arbeit (BMWA)

im Rahmen des CFD-Forschungsverbundes<sup>1</sup> zur Entwicklung fortgeschrittener Werkzeuge für die Sicherheitsanalyse von Leichtwasserreaktoren bei. Darüber hinaus können die gewonnenen Erkenntnisse für die Berechnung ähnlicher Strömungsfälle in anderen technischen Anwendungen genutzt werden, wie beispielsweise dem Verhalten von Strömungen in Pipelines der chemischen Industrie oder von Strömungen in offenen Wasserkanälen des Anlagen- und Wasserbaus.

## 1.2 Stand der Forschung

Prinzipiell bezeichnet der Begriff Phase einen Bereich in einem Strömungsfeld in dem ein Fluid vorliegt. Zweiphasenströmungen beinhalten somit Bereiche in denen voneinander getrennte Fluide vorliegen. Fluid steht allgemein für ein strömendes Medium, wobei dies entweder ein Gas, eine Flüssigkeit oder eine Ansammlung beweglicher Festkörperpartikel sein kann. Des Weiteren wird im Sinne von chemischen Verbindungen zwischen den einzelnen Komponenten eines Fluids unterschieden.

Alle ein-, zwei- oder mehrphasigen Strömungen können innerhalb der Kontinuumsmechanik mit den Erhaltungssätzen für Masse, Impuls und Energie berechnet werden. Bei der Berechnung werden in Abhängigkeit der drei Raumrichtungen und der Zeit die zugehörigen Geschwindigkeitskomponenten  $u_1$ ,  $u_2$  und  $u_3$ , die Dichte  $\rho$ , der Druck  $p$  und die Temperatur  $T$  ermittelt.

Eine komplette Lösung der Erhaltungsgleichungen ist mit Hilfe der *Direkten Numerischen Simulation (DNS)*, bei der im Fall turbulenter Strömungen alle entstehenden Turbulenzwirbel aufgelöst werden, prinzipiell möglich. Dabei muss das Rechengitter auf die Abmessungen der kleinsten Wirbel angepasst werden. Nehmen die Abmessungen der kleinsten Wirbel ab, steigt der benötigte Rechenaufwand der zu berechnenden Strömung somit stark an. Dabei kann die Reynoldszahl als Verhältnis der Abmessungen von größten und kleinsten Wirbeln gesehen werden. Trotz heutiger, immer größerer zur Verfügung stehender Rechnerleistungen bleibt die Anwendung der DNS noch immer auf laminare Strömungen und auf Strömungen mit niedrigen Reynoldszahlen und einfachen Geometrien der Strömungspfade beschränkt. Die Ausnahme bilden Projekte im Bereich der Grundlagenforschung, bei denen Berechnungszeiträume keine oder nur eine untergeordnete Rolle spielen. Um in ingenieurtechnischen Anwendungen in einem annehmbaren Zeitrahmen die Berechnung technischer, meist turbulenter, Strömungen zu ermöglichen, ergibt sich die Notwendigkeit einen Teil der Berechnungen zu modellieren. Bei der Grobstruktursimulation (*engl. Large Eddy Simulation, LES*) werden die turbulenten Wirbel bis zu einer, über einen Filter, einzustellenden Größe direkt berechnet. Kleinere Wirbel, die nicht mehr aufgelöst werden, werden modelliert. Da die LES ebenso wie die DNS instationär und dreidimensional arbeitet, erfordert auch sie einen großen Rechenaufwand und eignet sich deshalb ebenfalls noch nicht für die meisten praktischen Anwendungen. Im Gegensatz dazu modellieren auf dem Reynoldsansatz basierende Berechnungsmethoden die komplette turbulente Schwankungsbewegung, wodurch der benötigte Rechenaufwand deutlich gesenkt werden kann. Der Reynoldsansatz beruht auf der zeitlichen Mittelung der instationären, turbulenten Schwankungsbewegung, wodurch der Momentanwert einer

---

<sup>1</sup>Entwicklung und Anwendung von Computational Fluid Dynamics (CFD) Programmen für Phänomene im Kühlkreislauf von Leichtwasserreaktoren.

Strömungsgröße  $u$  aus dem zeitlichen Mittelwert  $\bar{u}$  und einer zusätzlichen Schwankungsgröße  $u'$  gebildet werden kann [67]:

$$u = \bar{u} + u' \quad (1.1)$$

Dabei gilt zu beachten, dass die zeitliche Mittelung der turbulenten Schwankungen  $\overline{u'}$  Null ergibt.

In ihrer konventionellen Betrachtungsweise beschreiben die Erhaltungssätze für Masse, Impuls und Energie einphasige Systeme. Sollen hingegen Zweiphasensysteme betrachtet werden, so können diese mit dem Zwei-Fluid-Modell ([26], [33], [47]) in ihrer allgemeinsten Form beschreiben werden. Hierbei wird jede Phase einzeln und jeweils als kontinuierliches Fluid betrachtet, unabhängig ob diese als disperse oder kontinuierliche Phase vorliegt. Dabei wird angenommen, dass beide Fluide einander durchdringen können. In der Zwei-Fluid-Formulierung ergibt sich somit für jede Phase ein eigener Satz an Erhaltungsgleichungen der gelöst werden muss. Die Herleitung der Zwei-Fluid-Gleichungen ergibt sich in Analogie zu den Reynolds-Gleichungen (*engl. Reynolds Averaged Navier-Stokes, RANS*) ([67], [71]) anhand einer zeitlichen Mittelung der Zustandsvariablen [18] aus den inkompressiblen Navier-Stokes-Gleichungen. Zur Diskretisierung der beiden Phasen im Strömungsfeld dient jeweils die Phasenindikatorfunktion  $\bar{\varepsilon}^k$  (mit den Werten  $\varepsilon^k = 1$  bei Vorliegen der Phase  $k$  und  $\varepsilon^k = 0$  bei Vorliegen der jeweils anderen Phase zum betrachteten Zeitpunkt):

$$\bar{\varepsilon}^G = \frac{1}{dt_{mess}} \int_t^{t+dt_{mess}} \varepsilon^G(\vartheta) d\vartheta, \quad (1.2)$$

$$\bar{\varepsilon}^L = \frac{1}{dt_{mess}} \int_t^{t+dt_{mess}} \varepsilon^L(\vartheta) d\vartheta = 1 - \bar{\varepsilon}^G. \quad (1.3)$$

Aufgrund der in dieser Arbeit betrachteten Strömungen soll die Darstellung auf inkompressible Strömungen beschränkt bleiben. In Tensorschreibweise ergeben sich als Gleichungen für die Massenerhaltung:

$$\rho^k \frac{\partial \bar{\varepsilon}^k}{\partial t} + \rho^k \frac{\partial (\bar{\varepsilon}^k \bar{u}_i^k)}{\partial x_i} = \Gamma^k, \quad (1.4)$$

und als Gleichungen für die Impulserhaltung:

$$\begin{aligned} & \rho^k \frac{\partial (\bar{\varepsilon}^k \bar{u}_i^k)}{\partial t} + \rho^k \frac{\partial (\bar{\varepsilon}^k \bar{u}_j^k \bar{u}_i^k)}{\partial x_j} \\ &= -\frac{\partial (\bar{\varepsilon}^k \bar{p})}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{\varepsilon}^k \left[ \mu^k \left( \frac{\partial \bar{u}_i^k}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j^k}{\partial x_i} \right) - \rho^k \overline{u_i'^k u_j'^k} \right] + M_i^k + f_i^k. \end{aligned} \quad (1.5)$$

Im Gegensatz zu den einphasigen Reynoldsgleichungen werden in der Zwei-Fluid-Formulierung sowohl die für jede Phase einzeln betrachteten und zeitlich gemittelten



Geschwindigkeiten als auch die zugehörigen Reynoldsspannungen, auf die später eingegangen wird, mit der jeweiligen Phasenindikatorfunktion  $\bar{\varepsilon}^k$  gewichtet. Der in den Impulsgleichungen auftretende Druck  $\bar{p}$  wird für beide Phasen als örtlich konstant angenommen. Der Massen- und Impulsaustausch zwischen beiden Phasen wird anhand der zusätzlich auftretenden Phasenaustauschfunktionen  $\Gamma^k$  und  $M_1^k$  beschrieben, wobei gilt:

$$\sum_k \Gamma^k = 0 , \quad (1.6)$$

$$\sum_k M_i^k = 0 . \quad (1.7)$$

Der Term  $f_i^k = [0, \varepsilon^k \rho^k g, 0]^T$  bezeichnet eine durch die Gravitation auf beide Phasen wirkende Volumenkraft, wobei die Schwerkraft in negativer vertikaler Richtung  $y$  wirkt. Da bei den in dieser Arbeit untersuchten Strömungen keine Wärmeübertragungsprozesse stattfinden, können die Massenaustauschterme  $\Gamma^k$  in Gl. 1.4 zur weiteren Beschreibung der untersuchten gegengerichteten Schichtenströmungen vernachlässigt werden. Des Weiteren soll an dieser Stelle auf die Darstellung der Energiegleichungen verzichtet werden. Eine Diskussion der Energiegleichungen in der Zwei-Fluid-Formulierung ist in Laurien und Saptoadi [47] zu finden.

Analog zum Reynolds-Ansatz ergeben sich in den Zwei-Fluid-Gleichungen zusätzliche Terme, die durch den Reynoldsschen Spannungstensor beschrieben werden:

$$\tau_{ij}^{\text{Re},k} = -\rho^k \overline{u_i^k u_j^k} \quad ; \quad \tau^{\text{Re},k} = -\rho^k \begin{bmatrix} \overline{u_1^k u_1^k} & \overline{u_1^k u_2^k} & \overline{u_1^k u_3^k} \\ \overline{u_2^k u_1^k} & \overline{u_2^k u_2^k} & \overline{u_2^k u_3^k} \\ \overline{u_3^k u_1^k} & \overline{u_3^k u_2^k} & \overline{u_3^k u_3^k} \end{bmatrix} . \quad (1.8)$$

Aus Symmetriegründen ( $\overline{u_i^k u_j^k} = \overline{u_j^k u_i^k}$ ) ergeben sich für beide Phasen jeweils sechs zusätzliche Terme, die berechnet werden müssen. Eine Reduzierung des hierfür benötigten Rechenaufwands kann anhand des Boussinesq-Ansatzes erreicht werden. Unter der Voraussetzung isotroper Turbulenz beruht dieser Ansatz auf der Vorstellung, den turbulenten Impulstransport analog zur Brownschen Molekülbewegung zu betrachten, die als Stoffkonstante durch die molekulare Viskosität  $\mu^k$  repräsentiert wird. Dadurch können die durch die turbulente Schwankungsbewegung zusätzlich entstandenen Terme aus Gl. 1.8 durch die turbulente Viskosität  $\mu_t^k$  beschrieben werden:

$$\tau_{ij}^{\text{Re},k} = \mu_t^k \left( \frac{\partial \bar{u}_i^k}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j^k}{\partial x_i} \right) . \quad (1.9)$$

Die Aufgabe aller Turbulenzmodelle, die auf dem Boussinesq-Ansatz basieren (Wirbelviskositätsmodelle), beschränkt die sich auf die Beschreibung der turbulenten Viskosität  $\mu_t^k$  in Abhängigkeit von den mittleren Strömungsgrößen. Die Modellierung der turbulenten Viskosität kann auf unterschiedliche Arten geschehen und die Wahl des zu verwendenden Turbulenzmodells ist stark abhängig vom jeweiligen Strömungsfall. Durch die Modellbildung reduziert sich der Berechnungsaufwand der sechs zu lösenden Terme aus Gl. (1.8) auf die Berechnung der turbulenten Viskosität. Je nach verwendetem Modell erfordert die Berechnung von  $\mu_t^k$  die Lösung von ein oder zwei Gleichungen. Das am weitesten verbreitete Turbulenzmodell ist das  $k$ - $\varepsilon$ -Modell, bei dem zur Bestimmung von  $\mu_t^k$

zwei Gleichungen gelöst werden müssen. Zum einen wird die turbulente kinetische Energie  $k$  modelliert, welche die Entstehung großskaliger, turbulenter Strukturen beschreibt, zum anderen die Dissipationsrate  $\epsilon$ , welche ein Maß für die Umwandlung kleinskaliger Wirbelstrukturen in Wärme darstellt. Bei stark drallbehafteten Strömungen oder bei Strömungen im wandnahen Bereich liefert das  $k$ - $\omega$ -Modell bessere Ergebnisse, bei dem anstatt der Dissipationsrate  $\epsilon$  die turbulente Frequenz  $\omega$  als charakteristische Frequenz der energietragenden Wirbel betrachtet wird. In beiden Fällen muss die turbulente kinetische Energie  $k$  modelliert werden:

$$k^k = \frac{1}{2} \overline{u_i'^k u_i'^k} = \frac{1}{2} \left[ \overline{(u_1'^k)^2} + \overline{(u_2'^k)^2} + \overline{(u_3'^k)^2} \right]. \quad (1.10)$$

Sollen Strömungen mit starker Anisotropie der Turbulenz modelliert werden, versagen die linearen Wirbelviskositätsmodelle, da sie isotrope Turbulenz voraussetzen. Für solche Strömungen müssen Reynolds-Spannungsmodelle verwendet werden, mit denen eine getrennte Berechnung der einzelnen Komponenten des Reynoldsschen Spannungstensors möglich ist. Der numerische Aufwand liegt deutlich über dem für Wirbelviskositätsmodelle. Dies äußert sich in einer höheren Rechenzeit. Zudem kommt hinzu, dass für die Konvergenz der numerischen Berechnungen eine ungefähre Kenntnis der zu erwartenden Reynolds-Spannungen a priori bekannt sein sollte.

Neben der Wahl eines geeigneten Turbulenzmodells müssen in die numerische Strömungsberechnung Modellvorstellungen einfließen, mit denen die in der Natur beobachteten Strömungsphänomene beschrieben werden können. Die Validierung dieser Modelle erfordert die Verfügbarkeit lokaler Strömungsgrößen entweder aus Experimenten oder der DNS, wobei die DNS in den meisten Fällen nicht praktikabel ist. Eine detaillierte Beschreibung und Diskussion der unterschiedlichen Turbulenzmodelle wird von Oertel jr. und Laurien [67] und Bradshaw [81] gegeben.

Die heutigen zur Verfügung stehenden numerischen Verfahren stellen eine Möglichkeit dar, Bauteile und Strömungswege zu optimieren, ohne für jeden Optimierungsschritt eigene, aufwendige Experimente durchführen zu müssen. Für die Zulassung nuklearer Anlagenkomponenten genügt die numerische Strömungsberechnung jedoch nicht. Der sichere und zuverlässige Betrieb von Bauteilen, die für nukleare Anlagen zugelassen werden sollen, muss nach wie vor in experimentellen Testreihen nachgewiesen werden. Allerdings tragen numerische Betrachtungen neben der Optimierung einzelner Bauteile oder gesamter Anlagenteile auch zum Auffinden kritischer Zustände bei und stellen somit ein fortschrittliches Werkzeug zur Vermeidung möglicher Störfälle dar.

### 1.2.1 Strömungen im horizontalen Rohr

Die Komplexität in der Beschreibung zweiphasiger Gas-Flüssigkeitsströmungen offenbart sich bei Betrachtung der möglichen Verteilungen beider Phasen im Strömungsbereich. Eine Unterteilung anhand charakteristischer Merkmale in unterschiedliche Strömungsformen dient einem besseren Verständnis bei der Behandlung dieser Strömungen. Dabei zeigen die Strömungsformen eine starke Abhängigkeit von den Volumenströmen beider Phasen. Physikalisch gesehen entstehen die Übergänge zwischen den unterschiedlichen Strömungsformen durch die Separationswirkung von Oberflächenspannungen, den Einfluß der Schwerkraft, durch Instabilitätsvorgänge und durch den Einfluß turbulenter Ver-

mischung in den einzelnen Phasen. Im Strömungsbereich können sowohl eine kontinuierliche mit einer dispersen als auch zwei kontinuierliche Phasen vorliegen. Im Fall einer kontinuierlichen mit einer dispersen Phase neigt die disperse Phase unter dem Einfluß der Oberflächenspannung zur Bildung sphärischer Elemente. Größere Agglomerate kleinerer Elemente unterliegen Störeinflüssen im Strömungsfeld was zur Ausbildung nicht-sphärischer Elemente führt. Mit der Ausnahme vorliegender Verdampfungsvorgänge an den Wänden, wird die flüssige Phase bevorzugt die Wände benetzen, während die Gasphase in der Rohrmitte vorliegen wird. Im Fall horizontaler Strömungen ist aufgrund von Gravitationseffekten zudem mit einer Asymmetrie des Strömungsfeldes zu rechnen.

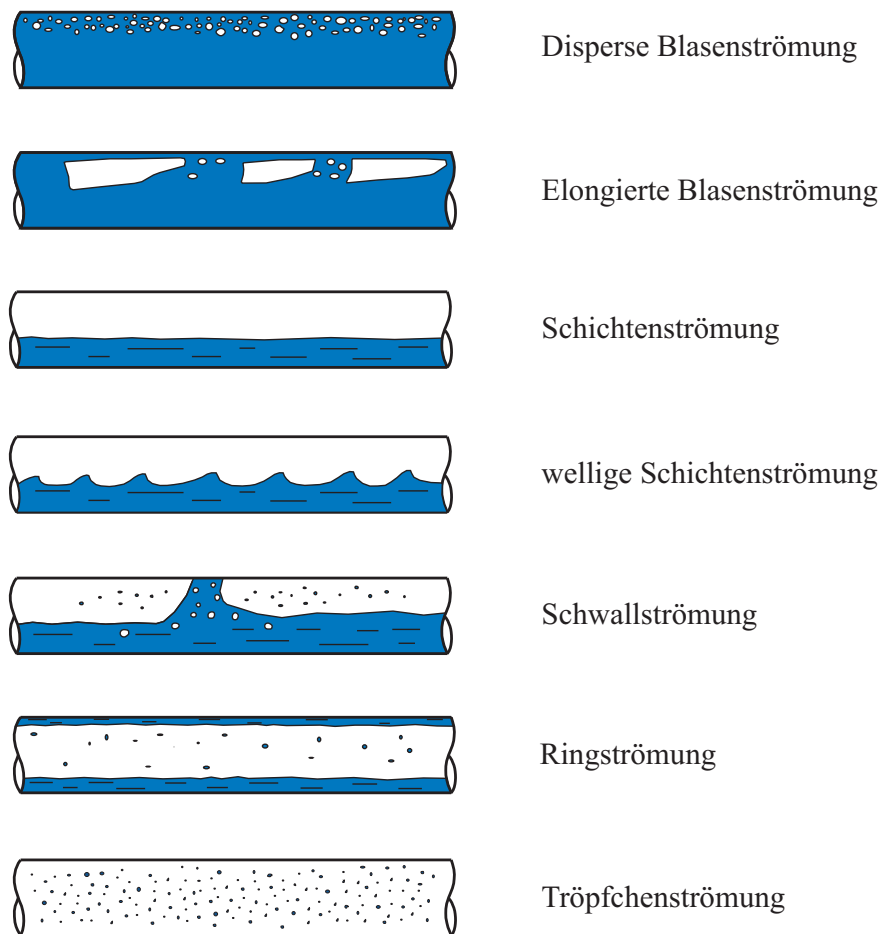


Abbildung 1.2: Im horizontalen Rohr mögliche Strömungsformen.

Abb. 1.2 zeigt unterschiedliche im horizontalen Rohr mögliche Strömungsformen ([19], [58]). Die disperse Blasenströmung tritt beim Vorliegen einer kontinuierlichen Flüssigkeitsphase mit einem geringem Gasvolumenanteil auf. Kleine Gasblasen sind in der kontinuierlichen flüssigen Phase im oberen Bereich des Rohres verteilt zu finden. Eine Abnahme des Flüssigkeitsdurchsatzes führt zur elongierten Blasenströmung, bei der die kleinen Gasblasen zu größeren propfenartigen Gaseinschlüssen agglomerieren, welche ebenfalls im oberen Bereich der Strömung zu finden sind. Die die einzelnen Propfen voneinander trennenden Bereiche können einzeln verteilte kleinere Gasblasen beinhalten. Eine weitere Abnahme des Flüssigkeitsdurchsatzes führt zur geschichteten Strömung, bei der

eine vollständige Trennung der beiden Phasen in zwei kontinuierliche Phasen vorliegt. Die flüssige Phase liegt als Film im unteren Bereich des Rohres unterhalb der Gasphase vor. Wird ausgehend von einer Schichtenströmung der Gasdurchsatz erhöht, entsteht aufgrund einer Kelvin-Helmholtz-Instabilität eine deformierte, wellige Phasengrenzfläche, was als wellige Schichtenströmung bezeichnet wird. Bei erneuter Erhöhung des Flüssigkeitsdurchsatzes findet der Übergang zur Schwallströmung statt, bei der Wellen die obere Wand des Rohres berühren. Durch Gaseinschlüsse und Tropfenabriss liegen in der flüssigen Phase ebenso Gasblasen vor wie in der gasförmigen Phase Flüssigkeitstropfen. Der Übergang zur Ringströmung findet durch Erhöhung des Gasdurchsatzes statt. Die flüssige Phase benetzt die Rohrwände während die Gasphase in der Mitte des Rohres vorliegt. Üblicherweise finden sich einzelne Flüssigkeitstropfen innerhalb der Gasphase. Aufgrund des Schwerkrafteinflusses wird die Dicke des Flüssigkeitsfilms ungleich verteilt sein, wodurch der Film im unteren Bereich des Rohres dicker sein wird als in dessen oberem Bereich. Eine kontinuierliche Gasphase mit einzelnen über den Rohrquerschnitt verteilten Flüssigkeitstropfen wird als Tröpfchenströmung bezeichnet. Eine Charakterisierung der Strömungsformen anhand von Strömungskarten, bei denen die jeweiligen Phasendurchsätze gegeneinander aufgetragen sind, findet sich in Hewitt [19].

### 1.2.2 Strömungszustände in welligen Schichtenströmungen

In horizontalen, welligen Schichtenströmungen strömt die dichtere Phase als Film unter der zweiten, leichteren Phase. In den in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen strömt ein Flüssigkeitsfilm entgegen einer Gasphase. Abhängig von den Durchsätzen der beiden Phasen treten unterschiedliche Strömungszustände auf. Zur Charakterisierung der unterschiedlichen Strömungszustände der flüssigen Phase wird die Froude-Zahl benutzt. Diese stellt das Verhältnis von Trägheitskräften zu Schwerkraft dar. Die Trägheitskraft einer Flüssigkeit lässt sich beschreiben als:

$$F_a = m_L \cdot a = m_L \cdot \frac{u}{t} = m_L \cdot \frac{u}{L/u} = \frac{m_L \cdot u^2}{L}, \quad (1.11)$$

mit der Masse der Flüssigkeit  $m_L$ , der Fließgeschwindigkeit  $u$  und einer charakteristischen Länge  $L$ . Die Gravitationskraft ist gegeben durch:

$$F_g = m_L \cdot g, \quad (1.12)$$

somit ergibt als Verhältnis von Trägheits- zu Gravitationskraft:

$$\frac{F_a}{F_g} = \frac{m_L \cdot u^2}{L \cdot m_L \cdot g} = \frac{u^2}{L \cdot g}. \quad (1.13)$$

Häufig wird die Froude-Zahl als Wurzel der in Gl. 1.13 dargestellten Form angegeben. Als charakteristische Länge  $L$  dient die Höhe  $y$  des Flüssigkeitsfilms. Mit der Laufvariablen  $x$  lässt sich die lokale Froude-Zahl  $Fr_x$  wie folgt bilden:

$$Fr_x = \frac{u_L(x)}{\sqrt{g \cdot y(x)}}. \quad (1.14)$$

Diese Definition der Froude-Zahl soll im weiteren Verlauf dieser Arbeit verwendet werden. Bei großen Froude-Zahlen dominieren die destabilisierenden Trägheitseffekte, während bei kleinen Froude-Zahlen die stabilisierende Wirkung der Schwerkraft überwiegt. Wird die Froude-Zahl als Verhältnis von Fließgeschwindigkeit zu Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Flachwasserwelle betrachtet, kann der Strömungszustand des Flüssigkeitsfilms wie folgt charakterisiert werden ([21], [29]):

**Fließende, unterkritische Strömung** ( $Fr < 1$ ): Die Fließgeschwindigkeit ist kleiner als die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Welle, wodurch sich eine Störung sowohl stromab als auch stromauf fortpflanzen kann. Es treten Wellen mit relativ großen Wellenlängen auf. In einer fließenden Strömung dominieren die Gravitationskräfte wodurch die Wasserhöhe in Fließrichtung abnimmt und infolgedessen die Fließgeschwindigkeit zunimmt.

**Schießende, überkritische Strömung** ( $Fr > 1$ ): Die Fließgeschwindigkeit ist größer als die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Welle, wodurch sich Störungen nur stromab fortpflanzen können. In einer schießenden Strömung dominieren die Trägheitskräfte. In Fließrichtung wird die Fließgeschwindigkeit abnehmen, wodurch die Flüssigkeitshöhe zunimmt. Infolgedessen nimmt die Froudezahl  $Fr_x$  in Fließrichtung ab. Wellen einer schießenden Strömung weisen relativ kurze Wellenlängen auf.

In schießenden Strömungen wird jede Änderung des Strömungspfades, beispielsweise eine Querschnittsänderung oder eine Diskontinuität an der Wand, ein typisches pfeilförmiges Wellenmuster mit stehenden Wellen erzeugen. Die Analogie zur Gasdynamik, bei der die Gasgeschwindigkeit auf die Schallgeschwindigkeit bezogen wird, und damit eine Einteilung in Über- und Unterschallströmung ermöglicht, ist offensichtlich. Analog entspricht der Übergang von schießender zu fließender Strömung in Form eines hydraulischen Sprungs dem Übergang von Überschall- zu Unterschallströmung in Form eines Verdichtungsstoßes [29]. Dementsprechend verhalten sich die stehenden Wellen in schießenden Strömungen analog zu einem schrägen Verdichtungsstoß.

Ein solches pfeilförmiges Muster mit stehenden Wellen ist in Abb. 1.3 zu sehen. Die Abbildung zeigt ein Foto der WENKA<sup>2</sup> Versuchsstrecke. Der Blickwinkel des Betrachters ist von schräg oben in Hauptströmungsrichtung des Wassers.

**Hydraulischer Sprung** ( $Fr = 1$ ): Nimmt die lokale Froude-Zahl  $Fr_x$  an einer Stelle im Strömungsfeld den Wert Eins an, so entspricht die Fließgeschwindigkeit der Wellengeschwindigkeit. Dies wird auch als kritischer Strömungszustand bezeichnet. Es findet ein Wechsel zwischen fließender und schießender Strömung statt. Dieser Wechsel repräsentiert eine Diskontinuität im Strömungsfeld und findet in Form einer sprunghaften Änderung in der Flüssigkeitshöhe statt, die als *Hydraulischer Sprung* bezeichnet wird.

**Umgekehrte Strömung** ( $Fr < 1$ ): Im speziellen Fall einer gegengerichteten Gas-Flüssigkeitsströmung werden bei hinreichend hohen Gasdurchsätzen die Schubkräfte zwischen den beiden Phasen so groß, dass ein Teil der flüssigen Phase in Richtung der Gasphase fließt. Eine stabile wellige Schichtenströmung ist nicht mehr gegeben. Für den Fall einer umgekehrten Kanalströmung sind die Massenstromverhältnisse in Abb. 1.4

---

<sup>2</sup>Water Entrainment Channel Karlsruhe

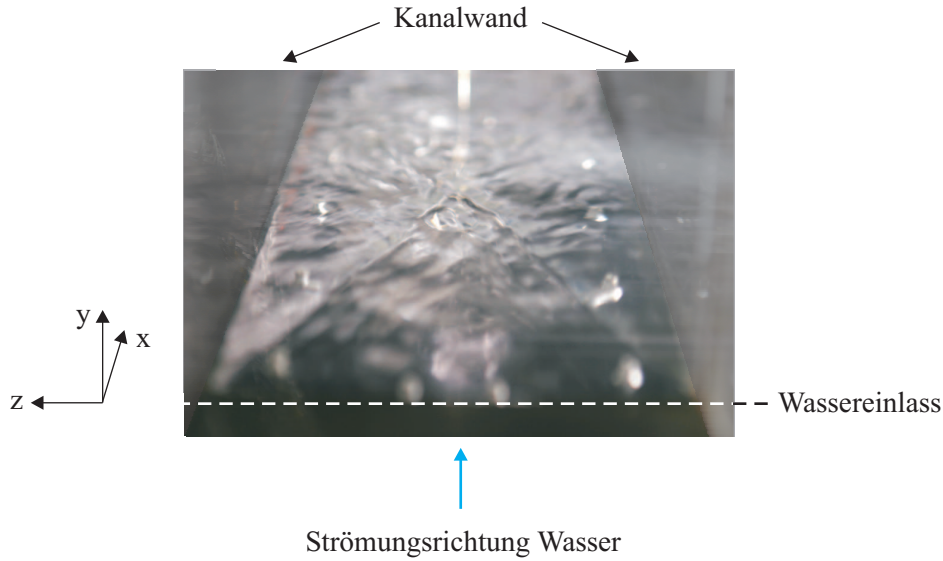


Abbildung 1.3: Pfeilförmiges Muster stehender Wellen in *schießenden Strömungen*.

skizziert. Der in den Kanal eintretende Flüssigkeitsmassenstrom ist mit  $\dot{m}_{ein}$  bezeichnet, der Massenstrom, der das Ende des Kanals erreicht, mit  $\dot{m}_{aus}$  und der Massenstrom, der aufgrund der gegenströmenden Gasströmung aus den Kanal über dem Flüssigkeitseintritt ausströmt, mit  $\dot{m}_{rück}$ . Hierbei gilt  $\dot{m}_{ein} = \dot{m}_{aus} + \dot{m}_{rück}$ .

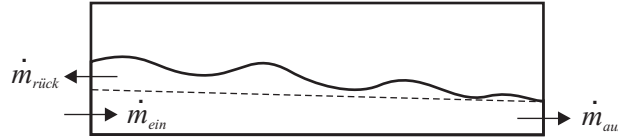


Abbildung 1.4: Massenstromverhältnisse einer umgekehrten Kanalströmung.

Die Wasserlieferungsrate  $LR$  bezeichnet das Verhältnis von Flüssigkeitsmassenstrom  $\dot{m}_{aus}$ , der das Ende des Kanals erreicht, bezogen auf den ursprünglich in den Kanal eintretenden Flüssigkeitsmassenstrom  $\dot{m}_{ein}$ :

$$LR = \frac{\dot{m}_{aus}}{\dot{m}_{ein}} . \quad (1.15)$$

Dementsprechend kann die Rückflussrate  $b$  definiert werden. Diese bezeichnet das Verhältnis von Flüssigkeitsmassenstrom  $\dot{m}_{rück}$ , der in Strömungsrichtung des Gases über dem Flüssigkeitseinlass ausströmt, zum Gesamtmassenstrom der flüssigen Phase  $\dot{m}_{ein}$ :

$$b = \frac{\dot{m}_{rück}}{\dot{m}_{ein}} = 1 - LR , \quad (1.16)$$

wobei  $0 \leq b \leq 1$  gilt. Im Fall  $b = 1$  erreicht keine Flüssigkeit das Ende des Kanals. Dies wird als vollständig umgekehrte Strömung bezeichnet. Andernfalls liegt eine teilweise umgekehrte Strömung vor. Gargallo et al. [24] beschreiben zwei für das Auftreten der

Strömungsumkehr notwendige Kriterien. Zum einen muss eine fließende, unterkritische Strömung vorliegen:

$$Fr < 1 , \quad (1.17)$$

was bedeutet, dass eine schießende Strömung zunächst von der gegenströmenden Gasphase und der Bodenreibung abgebremst wird und in eine fließende Strömung übergehen muss. Zum anderen muss das Kriterium von Wallis [100] erfüllt sein:

$$(u_{GS}^*)^{0.5} + m_C \cdot (u_{LS}^*)^{0.5} = C , \quad (1.18)$$

mit den geometrieabhängigen Konstanten  $m_C \approx 1$  und  $0.7 < C < 1$ . Der beim Übergang von einer schießenden zu einer fließenden Strömung auftretende hydraulische Sprung kann zu einer signifikanten Verminderung des für die Gasphase zur Verfügung stehenden Strömungsquerschnittes führen und somit die Strömungsumkehr auslösen.

### 1.2.3 Geschwindigkeits- und Turbulenzuntersuchungen in Zweiphasenströmungen

In den letzten Jahrzehnten wurden Messtechniken, die ursprünglich für die Vermessung von Einphasensystemen konzipiert wurden, für Anwendungen in denen zwei oder mehrere Phasen gleichzeitig vorliegen, erweitert. Dabei steht nicht unbedingt die simultane Vermessung aller Phasen im Mittelpunkt. Oft stellt schon die Vermessung einer einzelnen Phase - beim gleichzeitigen Vorliegen einer anderen Phase - eine enorme Herausforderung dar. Im Folgenden werden unterschiedliche Messverfahren und deren Erweiterung auf die jeweiligen Anwendungsfälle in Zwei- oder Mehrphasensystemen vorgestellt. Dabei werden insbesondere Arbeiten aufgeführt, die im Hinblick auf die Vermessung von Strömungen mit freien Oberflächen die vielversprechendsten Erweiterungen und Impulse liefern.

#### Visualisierungsuntersuchungen

Rashidi und Banerjee [76] untersuchten Gerinneströmungen (*engl. open channel flow*) anhand von Strömungsvisualisierungen und erkannten, dass bei hohen Scherkräften an der freien Oberfläche kohärente Strukturen (*engl. streaks*) entstehen, die anschließend wieder zusammenbrechen (*engl. bursts*). Diese Strukturen entsprechen den kohärenten Strukturen, die nahe der Wand beobachtet werden können. Rashidi et al. [77] zeigten, dass Stofftransportvorgänge von den *bursts* der freien Oberfläche dominiert werden, falls die Scherkräfte ausreichend hoch sind. Um den Einfluss von Wellen auf die turbulenten Strukturen zu klären, führten Rashidi et al. [78] weitere Untersuchungen durch, wobei die Wellen mit Hilfe eines Wellengenerators periodisch erzeugt wurden. Es stellte sich heraus, dass die Wellen die Anzahl der am Kanalboden entstehenden *bursts* erhöhten, wobei die Zunahme am ehesten mit der Wellenamplitude zu korrelieren sei und nicht mit der Wellenfrequenz. Das Vorhandensein von Wellen führt somit zu einer Erhöhung der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten und der Reynoldsschubspannungen.

#### Hitzdrahtanemometrie

Die Hitzdrahtanemometrie gehört zu den klassischen Geschwindigkeits- und Turbulenzmessverfahren. Das Messprinzip beruht auf der Wärmeübertragung zwischen einem be-

heizten Draht und dem ihn umgebenden Medium. Dabei wird ein dünner Metalldraht ( $d = 2 - 10 \mu\text{m}$ ) über eine elektrische Schaltung auf eine Temperatur aufgeheizt, die deutlich über der Temperatur des umgebenden Mediums liegt. Aufgrund der Wärmeübertragung zum umgebenden Medium wird der Metalldraht abgekühlt, in bewegten Medien entsprechend stärker als in ruhenden. Prinzipiell kann entweder der Strom gemessen werden, der in Abhängigkeit der Temperatur des Metalldrahtes variieren wird oder diejenige Spannung, die notwendig ist, um den Strom (und somit die Temperatur) konstant zu halten. Anhand beider Methoden kann auf die Geschwindigkeit des umströmenden Mediums geschlossen werden. Detaillierte Beschreibungen dieser Messtechnik sind in zahlreichen Büchern zu finden ([7], [54], [65], [92]). Der Hauptvorteil der Hitzdrahtanemometrie liegt in der hohen zeitlichen Auflösung. Andererseits wird jedoch wie bei allen Sondenmesstechniken eine Störung der Strömung verursacht. Aufgrund der stark unterschiedlichen Wärmeleitfähigkeiten der vorliegenden Phasen und der geringen mechanischen Belastbarkeit von Hitzdrahtsonden, gestaltet sich der Einsatz der Hitzdrahtanemometrie in geschichteten Zweiphasenströmungen als schwierig. Aus diesem Grund soll an dieser Stelle nicht näher auf diese Messtechnik eingegangen werden.

### Laser Doppler Velocimetry (LDV)

Im Gegensatz zur Hitzdrahtanemometrie stellt die *Laser Doppler Velocimetry* (auch *Laser Doppler Anemometrie*, *LDA*) ein berührungsloses Messverfahren dar. Bei der Messung wird durch zwei Laserstrahlen ein Interferenzmuster erzeugt. Durchdringt ein Teilchen dieses Muster, so zeigen die gemessenen Streulichtintensitäten einen oszillierenden Verlauf aus dem die Dopplerfrequenz hervorgeht. Diese Frequenz verhält sich direkt proportional zur Geschwindigkeit des Teilchens ([1], [86]). LDV-Messungen in Flüssigkeitsfilmen wurden in einer Vielzahl von Untersuchungen durchgeführt. In allen Fällen war eine Vermessung der kinematischen als auch turbulenten Strukturen nahe der freien Oberfläche, aufgrund dort auftretender Reflektionen jedoch nicht möglich.

Paras und Karabelas [69] beobachteten in Flüssigkeitsfilmen im Vergleich zu einphasigen Flüssigkeitsströmungen höhere Schwankungsgeschwindigkeiten in denjenigen Bereichen der Strömung, die sich nicht in unmittelbarer Wandnähe befinden und verknüpften diese Tatsache mit dem Vorhandensein von Wellen an der Flüssigkeitsoberfläche. Dabei war eine Zunahme der Fluktuationen in Richtung der freien Oberfläche festzustellen. Weiterhin konnten sie mit abnehmender Filmdicke einen erhöhten Einfluss der welligen Oberfläche auf die wandnahen Bereiche der Flüssigkeit feststellen.

Wongwises und Kalinitchenko [108] untersuchten gleichgerichtete, horizontale Wasser-Luft-Strömungen in einem quadratischen Kanal. Dabei ermittelten sie sowohl die Geschwindigkeitsverhältnisse in der flüssigen als auch in der gasförmigen Phase. Die Untersuchungen beschränkten sich auf die Geschwindigkeitskomponente in Hauptströmungsrichtung ohne Betrachtung der turbulenten Schwankungsgrößen. Sie beobachteten eine Verschiebung der maximalen Luftgeschwindigkeiten hin zur Phasengrenzfläche und führten dies auf die Wechselwirkung von flüssiger und gasförmiger Phase zurück.

Lioumbas et al. [53] untersuchten den Übergang von einer glatten zu einer welligen Flüssigkeitsoberfläche geschichteter und gleichgerichteter Luft-Wasserströmungen in geneigten Kanälen. Neben Filmdickenmessungen mittels einer Widerstandssonde wurden Geschwindigkeitsmessungen in der flüssigen Phase mit einem LDV-System durchgeführt. Neben einem Modell zur Bestimmung der Flüssigkeitshöhen lieferten die Untersuchungen



die Erkenntnis, dass die Schwankungsgeschwindigkeiten des Flüssigkeitsfilms aufgrund der durch die Luft induzierten Scherkräfte in Richtung der freien Oberfläche zunehmen.

### **Photochromic Dye Activation Technique (PDAT)**

Bei der *Photochromic Dye Activation Technique* wird die Strömung mit einem Farbstoff versetzt, der durch einen Laser angeregt linienförmige Strukturen (*engl. traces*) erzeugt, die mit einer Kamera aufgenommen werden können. Anhand einer Bildanalyse ist die Ermittlung von Strömungsgeschwindigkeiten und zugehöriger turbulenter Größen möglich. Mit diesem Messsystem ist eine berührungslose Vermessung der Geschwindigkeitsfelder bis zur freien Oberfläche möglich. Eine detaillierte Beschreibung des Messsystems findet sich unter anderem in Lorencez [56].

Moran et al. [63] untersuchten die kinematischen Verhältnisse einer welligen, laminaren Filmströmung über einer um  $45^\circ$  gegen die Horizontale geneigten Platte. Zur Bildaufnahme wurde eine Hochgeschwindigkeitskamera eingesetzt. Die Untersuchungen zeigten einen starken Einfluss der Wellen über die gesamte Filmdicke einschließlich der wandnahen Bereiche der Strömung.

Karimi et al. [36] untersuchten die Strömungsstrukturen in vertikalen Wandfilmen mit und ohne gegenströmende Luft. Wellen mit niedrigen Amplituden zeigten keinen Einfluss auf die kinematischen Verhältnisse des Flüssigkeitsfilms in Bereichen nahe der Wand. Wellen größerer Amplituden hingegen beeinflussten sowohl in laminaren als auch turbulenten Flüssigkeitsfilmen die kinematischen Strömungsgrößen bis in den wandnahen Bereich. In turbulenten Strömungen ist darüber hinaus eine Beeinflussung der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten zu verzeichnen. Sowohl die Untersuchungen von Karimi et al. [36] als auch von Moran et al. [63] beschränkten sich verfahrensbedingt auf die Vermessung der Strömungsgeschwindigkeiten in Hauptströmungsrichtung.

Lorencez et al. [55] und Lorencez [56] hingegen konnten bei Verwendung der PDAT durch eine doppelte Linsenordnung das Geschwindigkeitsfeld eines horizontalen Flüssigkeitsfilms zweidimensional vermessen. Die Experimente wurden in einem rechteckigen Kanal mit Kerosin und Luft durchgeführt. Untersucht wurden sowohl offene Kanalströmungen (*engl. open channel flow*) als auch gleich- und gegengerichtete Strömungen in geschlossenen Kanälen. Durch einen direkten Vergleich konnten die grundlegenden Unterschiede zwischen den unterschiedlichen Strömungskonfigurationen geklärt werden. Im Gegensatz zu offenen Kanalströmungen nehmen die Geschwindigkeitsfluktuationen nahe der freien Flüssigkeitsoberfläche in geschlossenen Kanälen deutlich zu. Diese Tatsache wurde vor allem auf den erhöhten Einfluss der Luftströmung auf den Flüssigkeitsfilm und der dadurch entstehenden Wellen mit größeren Amplituden im Vergleich zur offenen Kanalströmung zurückgeführt. Die Untersuchungen beschränkten sich auf Strömungsfälle, bei denen keine Strömungsumkehr auftrat.

### **Particle Image Velocimetry (PIV)**

Die *Particle Image Velocimetry* stellt ein weiteres berührungsloses laseroptisches Messverfahren dar, mit dem das Geschwindigkeitsfeld einer Strömung in einem zweidimensionalen Schnitt erfasst werden kann. Gegenüber der punktuellen Messung der *Laser Doppler Velocimetry* bietet sie den Vorteil das Strömungsfeld einer ganzen Ebene innerhalb kürzester Zeit zu erfassen. Dies geschieht jedoch zuungunsten der räumlichen als auch der zeitlichen

Auflösung, die bei LDV um ein Vielfaches höher liegt. Lecordier et al. [48] untersuchten anhand synthetisch generierter Bilder die Fähigkeit von PIV-Algorithmen turbulente Größen zu bestimmen und verglichen die Ergebnisse mit den Daten einer *direkten numerischen Simulation*. Der Vergleich zeigte, dass sich PIV-Verfahren zur Messung der großskaligen Turbulenzanteile eignen und dass die PIV die turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten korrekt erfassen kann. Westerweel et al. ([104], [105]) untersuchten eine voll eingelaufene, turbulente Rohrströmung mit Hilfe der Particle Image Velocimetry und verglichen die Ergebnisse ebenfalls mit entsprechenden LDV-Messungen und DNS-Rechnungen. Auch dieser Vergleich zeigte, dass die turbulenten Strukturen mit der PIV korrekt erfasst und bestimmt werden können. Auch Zhan et al. [109] verglichen PIV-Messungen mit LDV-Messungen und stellten fest, dass die Ergebnisse im Fall von Strömungen mit welligen Oberflächen gut übereinstimmten.

Zur Vermessung von Zweiphasenströmungen wurden eine Vielzahl unterschiedlicher Versuchsaufbauten mit der Particle Image Velocimetry realisiert, von denen einige im folgenden vorgestellt werden.

Weitbrecht et al. [102] untersuchten auf dem Hintergrund von Flußströmungen mit Todwassergebieten die kinematischen und turbulenten Strukturen an der Wasseroberfläche in einer offenen Kanalströmung. Der Strömung wurden Partikel zugeführt, die sich auf der Flüssigkeitsoberfläche fortbewegten. Zur Beleuchtung der Partikel wurden sowohl Scheinwerfer als auch ein Stroboskop eingesetzt. Die Kamera wurde so positioniert, dass die Partikelbewegung von oben aufgenommen werden konnte. Die Ergebnisse zeigten sowohl die zeitlich gemittelten Geschwindigkeiten als auch die zugehörigen turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten. Li et al. [50] untersuchten eine offene Kanalströmung unmittelbar nach Austritt aus einem Einlasskanal. Die PIV-Messungen wurden unter Ausnutzung des Streulichtsignals der in die Strömung eingebrachten Partikel durchgeführt, was gelegentlich zu starken Reflektionen an der Phasengrenzfläche führte. Bilder, auf denen starke Reflektionen eine korrekte Ermittlung der Strömungsgrößen verhinderten, mussten von der weiteren Datenverarbeitung ausgeschlossen werden. Die Wellenamplituden des untersuchten Strömungsfalls waren mit 0 bis 1.3 mm gegenüber der Flüssigkeitshöhe am Eintritt in die Versuchsstrecke von 20 mm eher gering. Zur Diskretisierung der freien Oberfläche in den PIV-Aufnahmen und zur Ermittlung der Flüssigkeitshöhe verwendeten die Autoren einen Algorithmus, der auf einer Schwellwertbetrachtung basierte. Die Untersuchungen zeigten eine Zunahme der horizontalen Schwankungsgeschwindigkeiten nahe der freien Oberfläche. Zum Verhalten der Schwankungsgeschwindigkeiten in vertikaler Richtung konnte kein eindeutiger Trend nahe der freien Oberfläche festgestellt werden. Des Weiteren wurden anhand der PIV-Aufnahmen Reynoldsschubspannungen bestimmt. Auch Misra et al. [61] entwickelten einen Algorithmus zur Diskretisierung der Phasengrenzfläche anhand von PIV-Aufnahmen.

Zur Erfassung von Strömungsgeschwindigkeiten in Zweiphasenströmungen mit Gasblasen in der flüssigen Phase verwendeten Lindken und Merzkirch [52], Nogueira et al. [66] und Tokuhito et al. [97] ein kombiniertes Messsystem bestehend aus einem PIV-System und einem Schattenverfahren. Zur Vermeidung starker Reflektionen an den Phasengrenzflächen wurden fluoreszierende Partikel in Kombination mit einem optischen Filter zwischen Laserlichtschnittebene und Kameraebene eingesetzt. Zusätzlich wurde das Strömungsfeld von hinten mit Leuchtdioden beleuchtet. Somit heben sich die Schatten der Gasblasen in den einzelnen Bildern der PIV-Messung vom restlichen Hintergrund ab. Durch eine anschließende Schwellwertbetrachtung und Binarisierung der einzelnen Bil-

der können Bereiche des Strömungsfeldes in denen Gasblasen auftreten von der PIV-Auswertung ausgeschlossen werden. Die Anwendbarkeit dieser Messmethode gelangt an ihre Grenzen, falls der Laserlichtschnitt durch die unterschiedlichen Phasenübergänge soweit abgeschwächt wird, dass die Partikel einzelner Bereiche des Strömungsfeldes nicht mehr ausreichend beleuchtet werden können. Beim Vorhandensein einer zu großen Anzahl an Gasblasen, besonders auch von Gasblasen außerhalb der Lichtschnittebene der PIV-Messung, ist eine Auswertung ebenfalls nicht mehr möglich. Beispiele hierfür sind in Carpintero et al. [10] zu finden.

Ebenfalls mit Hilfe eines PIV-Systems und dem Einsatz fluoreszierender Partikel untersuchten Nagaya et al. [64] horizontale Blasenströmungen und ermittelten neben den zeitlich gemittelten Strömungsgeschwindigkeiten ebenfalls die zugehörigen Turbulenzintensitäten und Reynoldsschubspannungen über der Kanalhöhe. Die Untersuchungen zeigten, dass die turbulenten Schwankungen in solchen Blasenströmungen mit steigendem Gasvolumenanteil sowohl in horizontaler als auch vertikaler Richtung zunehmen. Stansby und Feng [93] führten phasenbezogene PIV-Messungen der flüssigen Phase von Flachwasserwellen, wie sie in Brandungszonen an Küsten vorkommen, durch. Auch sie verwendeten fluoreszierende Partikel, um die Reflektionen an den Phasengrenzflächen zu eliminieren. Eine Betrachtung turbulenter Größen anhand der PIV-Messungen wurde nicht durchgeführt.

Bei der Untersuchung von Zweiphasenströmungen unterschiedlichster technischer Anwendungsfälle wurden in den letzten Jahren zahlreiche Strömungsuntersuchungen durchgeführt, in denen durch den Einsatz fluoreszierender Partikel in Kombination mit geeigneten optischen Filtern PIV-Messungen in der Nähe von Phasengrenzflächen möglich waren ([22], [60], [83], [93]). Einen Überblick über verschiedene Fluoreszenzstoffe, deren Fluoreszenzbande und Quantenausbeute, liefert die Dissertation von Rottenkolber [85].

### 1.2.4 Methoden zur Messung des Gasvolumenanteils

Prinzipiell kann eine Einteilung der Messverfahren zur Bestimmung des Gasvolumenanteils in integrale und lokale Messverfahren erfolgen. Die Art der Messwerterfassung kann entweder berührungslos oder berührungsbehaftet erfolgen. In den letzten Jahrzehnten wurde eine Vielzahl an Messmethoden entwickelt von denen im folgenden diejenigen aufgeführt werden sollen, die am weitesten verarbeitet sind.

#### Integrale Messmethoden

**Schnellschlussventile:** Mit Hilfe von Schnellschlussventilen ([30], [35]) kann der Gasvolumenanteil über einen definierten Abschnitt der Versuchsstrecke integral bestimmt werden. Durch gleichzeitiges Schließen zweier Ventile, die am Anfang und am Ende des zu untersuchenden Strömungsabschnittes positioniert sind, und anschließendes Trennen der Phasen können die Volumina der beiden Phasen ermittelt werden.

**Strömungsvisualisierung:** Wojtan et al. [107] bestimmten den querschnittsgemittelten Gasvolumenanteil über eine Ebene senkrecht zur Strömungsrichtung mit Hilfe einer Strömungsvisualisierung. Aus binarisierten Kameraaufnahmen (die einzelnen Pixel beinhalten entweder die Information Null oder Eins, wodurch die Bilder weiße und schwarze Bereiche zeigen) konnte der Gasvolumenanteil durch das Verhältnis der Anzahl weißer Pixel zur Gesamtanzahl der Pixel (Summe aus weißen und schwarzen Pixeln) im

Bild ermittelt werden. Zhao et al. [110] ermittelten den integralen Gasvolumenanteil in vertikalen Blasenströmungen anhand einer Auswertung von Blasengrößen in von einer Hochgeschwindigkeitskamera aufgenommenen Bildern.

**Impedanzmethoden:** Eine weitere Möglichkeit den querschnittsgemittelten Gasvolumenanteil zu bestimmen, stellen Impedanzmethoden ([13], [31]) dar. In Abhängigkeit von der Phasenverteilung und -konzentration ändert sich die Impedanz einer Zweiphasenströmung [30]. Durch Anbringen von Elektrodenpaaren an den Wänden der Versuchsstrecke kann der Gasvolumenanteil anhand einer Kalibrierung auf die jeweils vorliegende Strömungsform bestimmt werden. Eine grundlegende Schwierigkeit dieser Impedanzmethoden ist die starke Abhängigkeit von der jeweils untersuchten Strömungsform [17].

**Absorptionsverfahren:** Mit einer Empfangseinheit wird bei Absorptionsverfahren die Intensität eines von einer Sendeeinheit kommenden Gamma- oder Röntgenstrahls gemessen. In Abhängigkeit der im Strahlengang vorliegenden Phasen wird die Strahlintensität gedämpft, woraus die mittlere Dichte der Zweiphasenströmung und folglich der Gasvolumenanteil entlang des Strahls bestimmt werden kann ([30], [94]).

**Neutronen-Radiographie:** Bei Verwendung einer Neutronenquelle kann, analog zu den Gamma- und Röntgenabsorptionsverfahren, die Phasenverteilung in einem Messvolumen durch Messung des Neutronenflusses bestimmt werden. Die Neutronen-Radiographie bietet sich besonders bei der Vermessung von Flüssigmetallströmungen an [98]. Im Gegensatz zu Röntgenstrahlen ist das Dämpfungsverhalten von Flüssigmetallen, beispielsweise von Blei, im Hinblick auf Neutronen deutlich geringer. Darüber hinaus wurde diese Messtechnik auf Wasser-Luft-Strömungen angewendet ([27], [28]).

## Lokaler Gasvolumenanteil

**Tomographische Absorptions-Messverfahren:** Um die Verteilung des lokalen Gasvolumenanteils in einer Ebene zweidimensional zu erfassen, wurden zahlreiche tomographische Gamma- und Röntgenstrahl-Absorptionsverfahren entwickelt ([5], [30], [87], [90]). Durch Rotation der Sende- und Empfangseinheiten, bei Verwendung einer oder mehrerer Strahlen, wird die Messebene in unterschiedlichen Winkeln von Strahlen durchdrungen. Die erfassten, winkelbezogenen und sich schneidenden Liniendichten führen anhand tomographischer Rekonstruktionsalgorithmen ([80], [90]) zur Erfassung der lokalen Verteilung des Gasvolumenanteils.

**Wire-Mesh-Sensoren:** Eine Alternative zu den berührungslosen, im Messaufbau jedoch sehr aufwendigen und teuren tomographischen Absorptionsverfahren bilden Wire-Mesh-Sensoren. Je nach System befinden sich in zwei oder drei zueinander parallelen Ebenen mehrere parallel zueinander aufgespannte Drähte. Bei Systemen mit drei Ebenen sind die Drähte der unterschiedlichen Ebenen jeweils  $120^\circ$  zueinander versetzt aufgespannt ([79], [88]). Je nach Phasenverteilung zwischen den einzelnen Drähten wird eine entsprechende Impedanz gemessen. Um den lokalen Gasvolumenanteil zu rekonstruieren, wandten Reinecke et al. [79] sowie Schmitz und Mewes [88] tomographische Auswertalgorithmen an. Bei Systemen mit zwei Ebenen [73] verlaufen die Drähte der zweiten Ebene (Empfängerelektroden) senkrecht zu den Drähten der ersten Ebene (Sendeelektroden). Um eine aufwendige Rekonstruktion zu vermeiden, entwickelten Prasser et al. ([72], [73]) ein System, bei dem einzelne Elektrodenpaare jeweils nacheinander abgetastet werden. An den projizierten Kreuzungspunkten der jeweiligen Sende- und Empfangselektrode kann der Gasvolumenanteil auf diese Weise lokal ermittelt werden. Die örtliche Auflösung dieses

Systems bestimmt sich aus dem Abstand zwischen den einzelnen Drähten innerhalb der beiden Ebenen und liegt bei  $3\text{ mm}$ , wobei die Drähte beider Ebenen  $1.5\text{ mm}$  zueinander versetzt aufgespannt sind. Bei dem von Reinecke et al. entwickelten System [79] beträgt der Abstand zwischen den einzelnen Ebenen jeweils  $3\text{ mm}$  mit einem Abstand der Drähte innerhalb einer Ebene von  $2\text{ mm}$ . Schmitz und Mewes [88] geben für das von ihnen verwendete System eine örtliche Auflösung von  $5.3\text{ mm}$  und eine zeitliche Auflösung von  $100\text{ Hz}$  an.

**Optische Sonden:** Eine weitere Möglichkeit den lokalen Gasvolumenanteil zu bestimmen, stellen Sondenmessverfahren dar. Bei optischen Sonden ([4], [11], [57], [60]) durchläuft eine Lichtwelle die aus einem Lichtleiter gefertigte Sonde bis zu deren Spitze. In Abhängigkeit von der jeweils an der Sondenspitze anliegenden Phase wird das Licht reflektiert, durchläuft in umgekehrter Richtung die Sonde und kann an deren Ende detektiert werden. Somit kann der Gasvolumenanteil anhand der kumulierten Zeiten, zu denen reflektiertes Licht detektiert wird, berechnet werden. Eine Übersicht über entwickelte optische Sonden geben Cartellier und Achard [12].

**Impedanz- und Widerstandssonden:** Zu den lokalen Impedanzmethoden zählen die Impedanzsonden und Widerstandssonden. Bei ersteren wird zwischen beiden Elektroden der Sonde eine hochfrequente Wechselspannung angelegt, wodurch kapazitive Effekte dominieren [30]. Im Fall von Widerstandssonden überwiegen die Effekte der Leitfähigkeiten der beiden in der Strömung vorhandenen Phasen. Je nachdem welche Phase zwischen beiden Elektroden vorliegt variiert das erfasste Messsignal.

Die Anordnung der beiden Elektroden kann je nach zu untersuchender Strömungsform unterschiedlich erfolgen. Durch eine Isolationschicht voneinander getrennt, ummantelt die zweite Elektrode bei Koaxialsonden die erste Elektrode, wobei die erste Elektrode aus der Ummantelung herausragt und die Sondenspitze bildet ([95], [96], [103]). Im Fall von Einzeldrahtsonden besteht die eigentliche Sonde aus einer einzelnen Elektrode, während die zweite Elektrode am Rand des Versuchskanals platziert wird ([40], [45]). Darüber hinaus wurden unterschiedliche Mehrspitzensonden entwickelt, mit denen neben dem Gasvolumenanteil auch die Grenzflächendichte (*engl. interfacial area concentration*) und im Fall von Blasenströmungen die Blasengeschwindigkeiten bestimmt werden können ([37], [43], [49]). Eine breite Übersicht entwickelter, unterschiedlicher Sondentypen ist in Cartellier und Achard [12] und Ceccio und George [13] zu finden. Die Bestimmung der Gasvolumenanteilsverteilung im Messvolumen kann entweder durch den Einsatz mehrerer zueinander versetzter Sonden [59] oder durch eine traversierbare Sondenpositionierung [49] ermöglicht werden.

## Vergleichende Betrachtungen

Die Verwendung von Absorptionsverfahren erfordert aufgrund ihrer Komplexität einen hohen zeitlichen Aufwand für den Aufbau der Messsysteme und die Einhaltung von Strahlenschutzbestimmungen. Des Weiteren verursachen solche Messsysteme aufgrund der benötigten Strahlenquellen, Empfangseinheiten und Strahlenschutzvorrichtungen hohe Kosten. Im Gegensatz dazu ergibt sich bei Verwendung von Wire-Mesh-Sensoren und Sondenmesstechniken eine nicht zu vermeidende und zu berücksichtigende Störung der Strömung. Jedoch kann diese durch kleine Abmessungen der verwendeten Elektroden und durch Optimierung der Sondengeometrien minimiert werden. Ein weiterer Vorteil von Sonden ist, dass mit ihnen eine hohe örtliche Auflösung zu erzielen ist.

### 1.3 Ziel und Gliederung der Arbeit

Wie einleitend in Kapitel 1.1 erwähnt, ist die numerische, mehrdimensionale Beschreibung der fluidodynamischen Vorgänge in horizontalen Kanälen noch eingeschränkt und unvollständig. Um jedoch bestehende numerische Modelle erweitern und verbessern zu können, ist die Kenntnis lokaler Größen (siehe Kapitel 1.2) notwendig [44].

Aus diesem Grund ist das Ziel der vorliegenden Arbeit, die im Rahmen der kontinuumsmechanischen Beschreibung relevanten Strömungsgrößen an der Versuchsanlage WENKA des Forschungszentrums Karlsruhe<sup>3</sup> experimentell zu bestimmen. Die Messergebnisse sollen über einen weiten Parameterbereich lokale Daten zur Verfügung stellen, die für die numerische Modellentwicklung und Validierung genutzt werden können. Hierzu notwendig war eine Erweiterung der Versuchsanlage. Eine detaillierte Beschreibung der Anlage wird in Kapitel 2 gegeben. Dabei wird insbesondere auch auf die im Rahmen dieser Dissertation vorgenommenen Erweiterungen der Anlage eingegangen, wodurch eine akkurate Vermessung der Wasserlieferungsraten über einen weiten Parameterbereich möglich ist.

Um die lokalen Daten bestimmen zu können, mussten geeignete Messverfahren gefunden und entsprechende Messsysteme aufgebaut und entwickelt werden. Diese werden in Kapitel 3 vorgestellt. Dabei kam das laser-optische Messverfahren der *Particle Image Velocimetry* (PIV) zur Vermessung der kinematischen Verhältnisse und zugehöriger turbulenter Größen zum Einsatz. Durch die Verwendung fluoreszierender Partikel in der flüssigen Phase konnten die Strömungsgrößen bis in den welligen Zweiphasenbereich hinein ermittelt werden. Die Vermessung des lokalen Gasvolumenanteils erfolgte mit einer Widerstandssonde, unter Ausnutzung der unterschiedlichen Leitfähigkeiten von Wasser und Luft.

Die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen werden in Kapitel 4 dargestellt. Zunächst werden für die WENKA Anlage gültige Strömungskarten vorgestellt, die zu einem leichteren Verständnis der auftretenden fluidodynamischen Phänomene und Vorgänge beitragen sollen. Anschließend wird auf die Verteilung der Phasen im Kanal anhand des Gasvolumenanteils eingegangen. Danach werden die kinematischen und turbulenten Größen sowohl der flüssigen als auch der gasförmigen Phase vorgestellt. Dabei sind diese Ergebnisse thematisch nach den unterschiedlichen Strömungszuständen *fließend*, *schießend* und *teilweise umgekehrt* gegliedert.

Anhand der experimentellen Daten sollen theoretische Überlegungen die von der Universität Stuttgart<sup>4</sup> durchzuführende numerische Modellierung unterstützen. Die Herleitung und Validierung eines Modells zur Berechnung des lokalen Gasvolumenanteils anhand der turbulenten kinetischen Energie der flüssigen Phase ist in Kapitel 5 zu finden. Des Weiteren wird dort auf die Möglichkeit zur Bestimmung der turbulenten Schwankungen des lokalen Gasvolumenanteils eingegangen.

Dadurch soll mit Hilfe der vorliegenden Arbeit die Übertragbarkeit auf prototypische Reaktorgeometrien erreicht und eine realistische Simulation der komplexen Strömungsvorgänge bei Leckstörfällen in Leichtwasserreaktoren ermöglicht werden.

---

<sup>3</sup>Institut für Kern- und Energietechnik, Abteilung Mehrphasenströmungen

<sup>4</sup>Institut für Kernenergetik und Energiesysteme, Abteilung Thermofluidynamik

## 2 Versuchsstand

Zur experimentellen Untersuchung der horizontalen Schichtenströmungen konnte die bereits bestehende Versuchsanlage WENKA am Institut für Kern- und Energietechnik des Forschungszentrums Karlsruhe genutzt werden, die an die Bedürfnisse der durchzuführenden Untersuchungen angepasst werden musste. Im Folgenden soll auf die unterschiedlichen Anlagenkomponenten, auf die Erweiterung und die Instrumentierung der Anlage eingegangen werden. Auf eine ausführliche Beschreibung der Auslegungskriterien für die bestehende Anlage, welche in der Dissertation von Gargallo [23] aufgeführt sind, wird an dieser Stelle verzichtet.

### 2.1 Beschreibung der Anlage

Der Versuchskanal der WENKA Anlage repräsentiert vereinfacht die Einspeisung in den heißen Strang eines Druckwasserreaktors, um die dort zu erwartenden Strömungsformen untersuchen zu können. Um eine Überlagerung thermodynamischer Transportvorgänge zwischen flüssiger und gasförmiger Phase zu vermeiden, werden die Untersuchungen ohne Wärmezufuhr und ohne Druckbeaufschlagung bei Raumtemperatur und Umgebungsdruck durchgeführt. Als Ersatz für Kühlmittel und Dampf kommen Wasser und Luft als Versuchsmedien zum Einsatz.

Abbildung 2.1 zeigt das Anlagenschema der Versuchsanlage. Diese besteht aus einem geschlossenen Wasser- und einem offenen Luftkreislauf. Vom primären Wasserbehälter mit einer Kapazität von 600 *Litern* wird dem Versuchskanal mit Hilfe einer Kreiselpumpe Wasser zugeführt. Der Volumenstrom des eingespeisten Wassers wird über zwei voneinander unabhängige, magnetisch-induktive Durchflussmessgeräte bestimmt. Das Wasser tritt in Form eines Films über eine Wassereinlassvorrichtung aus und gelangt über den Wasserauslass wieder in den ursprünglichen Wasserbehälter. Die Wassereinlassvorrichtung beinhaltet eine in ihrer Höhe manuell verstellbare Wassereinlassplatte mit der unterschiedliche Wassereinlasshöhen zwischen 2 und 22 *mm* realisiert werden können.

Luft wird aus der Umgebung von einem Gebläse angesaugt und gelangt über die Lufteinlaufstrecke entgegen der Wasserströmung in den Versuchskanal, um danach wieder in die Umgebung ausgeblasen zu werden. Die Menge der Versuchsluft wird über einen vor dem Eintritt in die Lufteinlaufstrecke angebrachten Wirbeldurchflussmesser gemessen. Um zu gewährleisten, dass die Luft den Versuchskanal auf einem definierten Weg erreicht, befindet sich über dem Wasserauslass eine Lufteinlassplatte, über der die Luft in den Kanal einströmt. Die Lufteinlassplatte kann vergleichbar zur Wassereinlassplatte in ihrer Höhe manuell positioniert werden. Auf diese Weise können unterschiedliche geometrische Randbedingungen geschaffen werden, mit denen sich unterschiedliche Einlassströmungsquerschnitte für die flüssige und die gasförmige Phase untersuchen lassen. Um einheitliche Randbedingungen für die untersuchten, unterschiedlichen Strömungen zu gewährleisten, wird die Lufteinlassplatte in ihrer Höhe der Höhe der Wassereinlass-

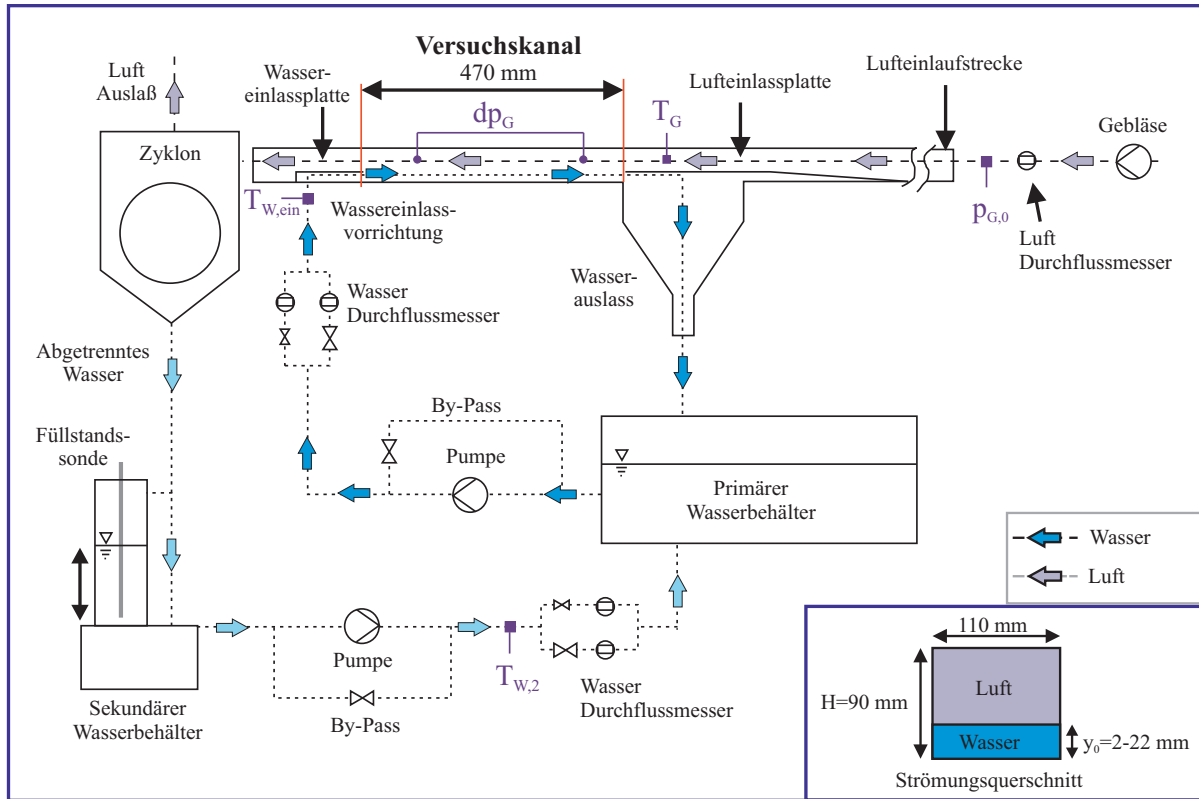


Abbildung 2.1: Anlagenschema der WENKA Versuchsanlage.

platte angepasst. Der Einfluss einer von diesem Wert abweichenden Positionierung der Luft einlassplatte ist im *Anhang A* (Abb. A.3) zu finden.

Um eine voll eingelaufene Luftströmung zu gewährleisten, befindet sich am Eintritt in die Luft einlaufstrecke ein Wabengitter, welches der Strömungsberuhigung dient. Mit einer Gesamtlänge der Luft einlaufstrecke bis zum Eintritt in den Versuchskanal von  $L/d_H \approx 20$  kann von einer voll ausgebildeten Strömung ausgegangen werden. Die genauen geometrischen Randbedingungen des Wasser- und Luft einlasses sind den beschrifteten Detailansichten in Abb. 2.2 zu entnehmen.

Im Fall einer umgekehrten Strömung fließt ein Teil des Wassers entgegen seiner ursprünglichen Strömungsrichtung. Dieser Wasseranteil wird in einem Zyklonabscheider hinter der Versuchsstrecke von der Luft getrennt und gelangt über einen sekundären Wasserkreislauf wiederum in den primären Wasserbehälter. Über zwei weitere Durchflussmessgeräte zwischen Zyklonabscheider und primären Wasserbehälter kann der Anteil des von der gegenströmenden Luft umgekehrten Wassers bestimmt werden.

Der Versuchskanal, der den Teil des heißen Stranges zwischen Kühlmiteleinpeisung und Reaktor Druckbehälter repräsentiert, befindet sich zwischen Wassereinlassvorrichtung und Wasserauslass. Um optische Strömungsuntersuchungen durchführen zu können ist dieser Teil der Anlage aus Plexiglas gefertigt. Der Kanal hat einen rechteckigen Strömungsquerschnitt mit einer Höhe von  $90 \text{ mm}$  und einer Tiefe von  $110 \text{ mm}$ . Die Länge des Kanals beträgt  $470 \text{ mm}$ . In Hinblick auf die durchzuführenden optischen Strömungsuntersuchungen würde ein runder Strömungsquerschnitt aufgrund nicht ebener Kanalwände zusätzliche optische Verzerrungseffekte verursachen, die die quantitativen Messungen erheblich erschweren würden. Nach Validierung der, im Rahmen des Gesamtprojektes in-



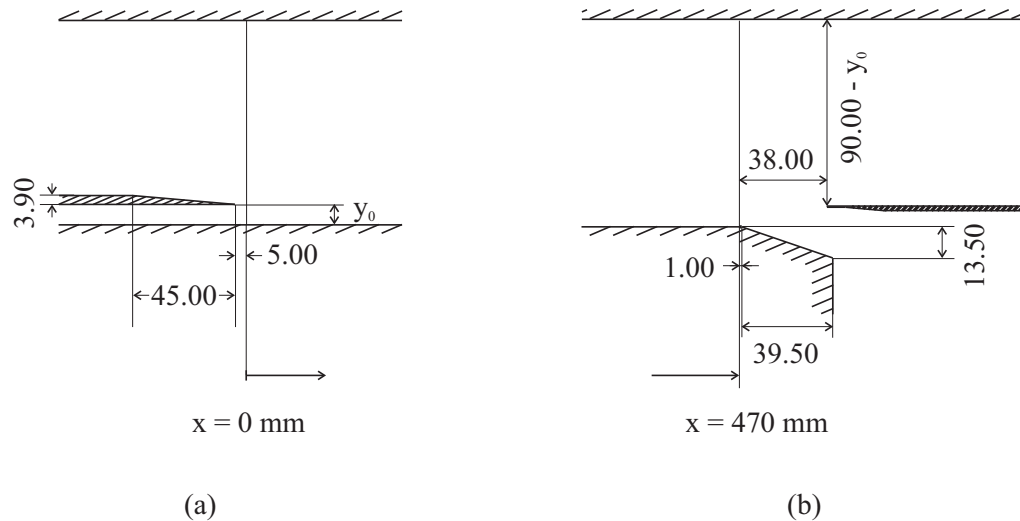


Abbildung 2.2: Bemaßte Detailansichten (Einheiten in  $mm$ ): (a) Wassereinlass; (b) Luftein- und Wasserauslass.

nerhalb des CFD-Forschungsverbundes, zu entwickelnden numerischen Modelle anhand der rechteckigen Geometrie ist eine anschließende Übertragung auf runde Geometrien anhand numerischer Verfahren möglich.

## 2.2 Instrumentierung der Anlage

Zur Berechnung relevanter Parameter und Kennzahlen werden die Druck- und Temperaturverhältnisse an der Versuchsanlage benötigt. Über die regelbaren Drehzahleinstellungen sowohl des Gebläses für die Luft als auch für die Wasserpumpe können unterschiedliche Strömungsverhältnisse und -zustände im Kanal eingestellt werden. Die Messung der jeweiligen Durchflüsse erfolgt über unterschiedliche Durchflussmessgeräte. Um die Wasserlieferungsraten in einem weiten Parameterbereich akkurat bestimmen zu können, wurde im Rahmen dieser Dissertation die bestehende Versuchsanlage konstruktiv erweitert. Die Erweiterung der Anlage bezieht sich im Wesentlichen auf den sekundären Wasserkreislauf zwischen Zyklonabscheider und primärem Wasserbehälter. Um für die Geschwindigkeitsmessungen der flüssigen Phase die Partikeldichte an die jeweiligen Strömungsverhältnisse anzupassen, wurde eine entsprechende Dosierstation an die Versuchsanlage angeschlossen. Weitere Details dieser Vorrichtung und der Partikelzuführung werden in Kapitel 3.1.1 aufgeführt.

### 2.2.1 Temperatur- und Druckmessungen

Zur Bestimmung der Temperaturen von flüssiger und gasförmiger Phase wurden an unterschiedlichen Stellen der Versuchsanlage Thermoelemente ( $NiCr-Ni$ , Typ  $K$ ) angebracht. Im Schaubild in Abb. 2.1 sind die Positionen der Temperaturmessungen jeweils mit  $T$  gekennzeichnet. Die Temperaturen des Wassers  $T_{W, ein}$  und der Luft  $T_G$  werden unmittelbar vor ihrem jeweiligen Eintritt in den Versuchskanal gemessen. Darüber hinaus findet im Fall umgekehrter Strömungen eine Messung der Temperatur  $T_{W, 2}$  des von der Luft

umgekehrten Wassers im sekundären Wasserkreislauf statt. Die Genauigkeit der Thermoelemente liegt bei  $\pm 2 \text{ K}$ .

Um während der Messungen die Druckverhältnisse festzuhalten, sind an unterschiedlichen Stellen der Versuchsanlage Druckmessstellen angebracht. Mit einem Absolutdruckmessaufnehmer (Messbereich:  $800 - 1200 \text{ mbar}$ , Genauigkeit  $0.1\%$  vom Endwert) wird der Umgebungsdruck in der Versuchshalle gemessen. Den statischen Druck in der Zuleitung zur Lufteinlaufstrecke liefert ein piezo-resistiver Druckaufnehmer. Des Weiteren werden mit einem Membrandifferenzdruckaufnehmer (Messbereich:  $0 - 100 \text{ Pa}$ , Genauigkeit  $0.65 \text{ Pa}$ ) die Differenzdrücke im Versuchskanal erfasst. Die Positionen der Druckanbohrungen sind in Abb. 2.3 skizziert. Der Durchmesser dieser Druckbohrungen beträgt  $d_p = 2 \text{ mm}$ . Im Fall einer umgekehrten Strömung kann insbesondere bei hohen Luft- und Wasserdurchsätzen Tröpfchenabriss auftreten. In diesem Fall kann es geschehen, dass die Druckanbohrung nahe des Wassereinlasses von winzigen Tröpfchen zugesetzt wird. Um dennoch weitere Druckmessungen durchzuführen, müssen die Druckbohrungen mit Hilfe einer Druckluftvorrichtung von den Tröpfchen befreit werden. Allerdings tritt diese Problematik nur bei einigen wenigen Messpunkten auf. Frontbündige Sensoren ohne sehr große Membrandurchmesser, welche ohne Druckanbohrungen arbeiten, sind für niedrige Differenzdrücke in Systemen ohne Druckbeaufschlagung kommerziell noch nicht erhältlich. Die Ergebnisse der Druckmessungen sind im *Anhang A* zu finden.

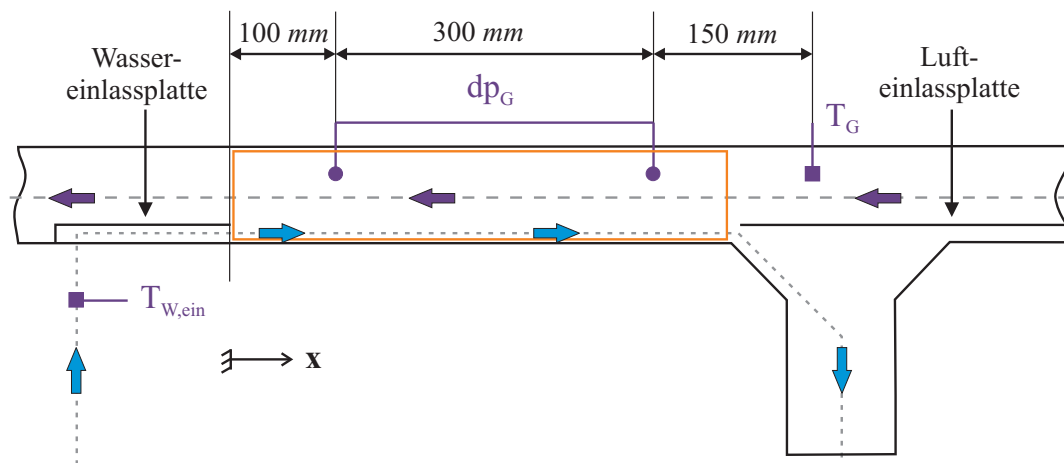


Abbildung 2.3: Temperatur- und Druckmessstellen.

### 2.2.2 Durchflussmessungen

Zur Messung der Wasserdurchflussmengen werden sowohl im primären als auch sekundären Wasserkreislauf magnetisch-induktive Durchflussmessgeräte eingesetzt. Das Messprinzip beruht auf dem Faradayschen Induktionsgesetz. Bewegt sich ein Leiter durch ein Magnetfeld, so wird in ihm eine Spannung induziert, welche mit Hilfe von Elektroden abgegriffen werden kann. Dabei ist die Höhe dieser Spannung direkt proportional zur Geschwindigkeit mit der sich der Leiter durch das Feld bewegt. Wird Wasser als Leiter eingesetzt, kann aus der abgegriffenen Spannung mit Kenntniss der durchströmten Fläche direkt der Volumenstrom bestimmt werden. Die verwendeten Durchflussmessgeräte setzen eine Mindestleitfähigkeit des zu untersuchenden Mediums von  $20 \mu\text{S}/\text{cm}$  voraus.

Die Unsicherheit in den gemessenen Volumenströmen der jeweils beiden in den primären und sekundären Wasserkreislauf eingebauten Durchflussmesssysteme liegt laut Herstellerangaben bei unter 0.2 % und 0.5 % vom Messwert (*v.M.*).

Die Messung des Luftdurchsatzes wird in der Zuleitung zur Lufteinlaufstrecke mit einem Wirbelzähler durchgeführt. Hinter einem in den Strömungsquerschnitt eingebrachten Staukörper kommt es zur Ausbildung einer Kármánschen Wirbelstraße. Dabei kommt es im Nachlauf des umströmten Körpers zur räumlich und zeitlich periodischen Ablösung der auf beiden Seiten des Staukörpers alternierenden Wirbel. Die Frequenz dieser Wirbelablösungen verhält sich direkt proportional zur mittleren Strömungsgeschwindigkeit und somit zum Volumendurchfluss. Die Messunsicherheit des verwendeten Wirbelzählers liegt unter 1 % *v.M.*

### 2.2.3 Wasserlieferungsraten

Das im Zyklonabscheider von der Luft separierte Wasser gelangt über ein Fallrohr in den sekundären Wasserbehälter (Gesamtvolumen  $\approx 60$  Liter), der sich direkt unter dem Zyklonabscheider befindet (Abb. 2.4). Des Weiteren ist auf den sekundären Wasserbehälter ein Steigrohr montiert, in dem eine kapazitive Füllstandssonde angebracht ist. Die Bestimmung der Füllstandshöhe, die zur weiteren Bestimmung der Wasserlieferungsraten benötigt wird, erfordert eine nicht oszillierende Wasseroberfläche im Steigrohr. Druckoszillationen, verursacht durch die Wellenbewegung im Versuchskanal, führen zu einer starken Schwankung der Wasseroberfläche im Fallrohr des sekundären Wasserbehälters. Daraus resultierende Schwankungen der Wasseroberfläche im Steigrohr können durch ein hohes Dämpfungsverhalten aufgrund eines großen Wasservolumens im Behälter minimiert werden. Aus diesem Grund wurde das Volumen des Steigrohres gegenüber dem Volumen des bereits vorhandenen Steigrohres um den Faktor 22 auf 18 Liter vergrößert. Das Ergebnis dieser konstruktiven Änderung ist eine in weiten Bereichen schwankungsfreie, glatte Wasseroberfläche.

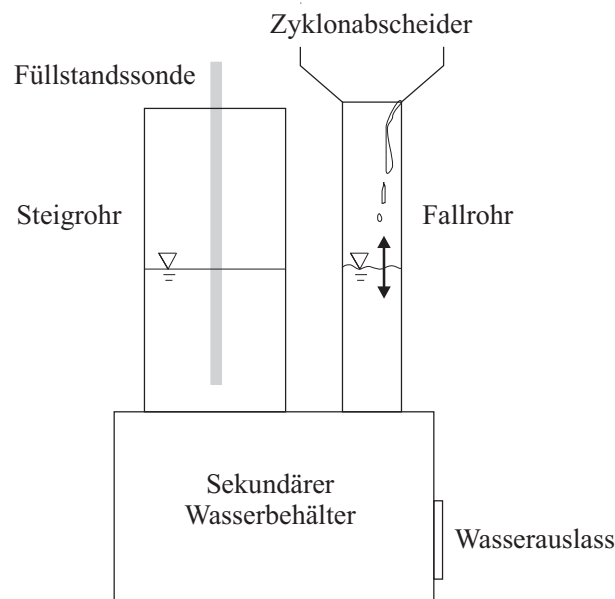


Abbildung 2.4: Sekundärer Wasserbehälter zum Auffangen des von der Luft umgekehrten Wassers.

Um die Wasserlieferungsraten zu bestimmen, muss die Wassermenge, die den sekundären Wasserbehälter erreicht, gemessen werden. Aus diesem Grund wurde ein sekundärer Wasserkreislauf zwischen sekundärem und primärem Wasserbehälter konzipiert und aufgebaut. Dieser Kreislauf beinhaltet eine Kreiselpumpe, die die exakte Wassermenge die den sekundären Wasserbehälter erreicht, zurück in den primären Wasserbehälter fördern soll. Um dies zu realisieren wurde ein PID-Regelkreis programmiert, der die Drehzahl der Kreiselpumpe so steuert, dass die Füllstandshöhe im Steigrohr konstant bleibt. Folglich fördert die Kreiselpumpe genau die Wassermenge, die den sekundären Wasserbehälter erreicht. Um die geförderte Wassermenge bestimmen zu können, sind im sekundären Wasserkreislauf denen im primären Wasserkreislauf baugleiche Durchflussmessgeräte angebracht. Die Wasserlieferungsraten können somit nach Gl. 1.15 bestimmt werden. Der Fehler in der Bestimmung der Wasserlieferungsraten liegt bei unter 1%.

# 3 Messtechnik

Um geschichtete Zweiphasenströmungen in horizontalen Kanälen und Phänomene wie das der Strömungsumkehr beschreiben zu können, ist die Kenntnis lokaler, experimenteller Daten unabdingbar. Für eine detaillierte Beschreibung der Phasenwechselwirkungsvorgänge werden einerseits die kinematischen Strömungsverhältnisse beider Phasen benötigt, andererseits handelt es sich bei den untersuchten Strömungen um turbulente Strömungen, so dass für eine erfolgreiche Modellbildung ebenfalls die jeweiligen turbulenten Strukturen erfasst werden müssen. Des Weiteren gibt der lokale Gasvolumenanteil  $\alpha$  als statistische Größe Aufschluss über den welligen Zweiphasenbereich.

## 3.1 Geschwindigkeitsmessungen

Laseroptische Messtechniken ermöglichen eine störungsfreie Vermessung der Strömung. Mit Hilfe der *Particle Image Velocimetry* (PIV) kann das Geschwindigkeitsfeld einer Strömung in einem zweidimensionalen Schnitt erfasst werden. Der Strömung werden Partikel (*engl. tracer*) zugefügt, die der Strömung folgen und diese somit repräsentieren. Durch zweimaliges, zeitlich kurz aufeinander folgendes Belichten dieser Partikel, deren Signal von einer Kamera aufgezeichnet wird, kann die Bewegung der Partikel festgehalten werden. Durch Kenntnis des Zeitintervalls zwischen beiden Aufnahmen und anhand einer Kalibrierung der Längenskala des Kamerabildes können aus der Verschiebung der Partikel die Geschwindigkeitsvektoren der Strömung ermittelt werden [74]. Unter der Voraussetzung eines stationären bzw. quasistationären Strömungsverhaltens können die über die Messzeit  $dt_{mess}$  gemittelten Geschwindigkeiten für jede Phase  $k$  bestimmt werden:

$$\bar{u}^k = \frac{1}{\bar{\varepsilon}^k dt_{mess}} \int_t^{t+dt_{mess}} \varepsilon^k(\vartheta) u^k(\vartheta) d\vartheta . \quad (3.1)$$

In den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen lassen sich die zeitlich gemittelten Geschwindigkeiten wie folgt berechnen:

$$\bar{u}^k = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i^k , \quad (3.2)$$

mit der Anzahl  $N$  an gültigen Einzelvektoren, wobei Geschwindigkeitsvektoren jeweils nur dann ermittelt werden und für die Mittelung zur Verfügung stehen, falls die betrachtete Phase zum betrachteten Zeitpunkt am betrachteten Ort vorliegt ( $\varepsilon_i^k = 1$ ). Analog hierzu ergeben sich die zeitlich gemittelten Geschwindigkeiten  $\bar{v}^k$  in vertikaler Richtung. Die turbulenten Schwankungsgrößen ergeben sich zu:

$$u_{RMS}^k = \sqrt{\overline{(u^k)^2}} = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (u_i^k - \bar{u}^k)^2} , \quad (3.3)$$

$$v_{RMS}^k = \sqrt{\overline{(v'^k)^2}} = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (v_i^k - \bar{v}^k)^2}, \quad (3.4)$$

ebenso

$$\overline{u'^k v'^k} = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (u_i^k - \bar{u}^k)(v_i^k - \bar{v}^k). \quad (3.5)$$

Der experimentelle Aufbau eines PIV-Systems besteht üblicherweise aus einer Lichtquelle, meistens einem Lasersystem, der Lichtschnittoptik, um aus dem Laserstrahl einen Laserlichtschnitt zu erzeugen, einer Anordnung von Spiegeln, um den Laserlichtschnitt in die gewünschte Richtung zu lenken und der Kamera, welche die Partikelbewegung aufzeichnet.

Um die Strukturen eines Strömungsfeldes auflösen zu können, werden die Bilder in kleinere Auswertefenster (*engl. interrogation areas, IA*) unterteilt. Mit der Annahme, dass sich die Partikel innerhalb eines Fensters gleichmäßig bewegen, wird jeweils ein Geschwindigkeitsvektor pro Fenster ermittelt. Somit findet einerseits eine räumliche Mittelung über das einzelne Fenster statt und andererseits eine Mittelung über den Zeitabstand zwischen beiden Belichtungen. Folglich werden über die Größe und Anzahl der Fenster sowohl die Auflösung des Strömungsfeldes als auch die Wahrscheinlichkeit den jeweils tatsächlichen Verschiebungsvektor zu ermitteln bestimmt.

Bei der Ermittlung der Verschiebungsvektoren hat sich das Verfahren der Kreuzkorrelation, bei der die beiden Belichtungen auf zwei getrennten Bildern festgehalten werden, weitestgehend durchgesetzt. Der wesentliche Vorteil der Kreuzkorrelation gegenüber der Autokorrelation, bei der beide Belichtungen in nur einem Bild festgehalten werden, besteht in der Richtungseindeutigkeit der ermittelten Verschiebungsvektoren, wodurch die Richtung der Strömung a priori nicht bekannt sein muss. Eine detaillierter Vergleich zwischen beiden Korrelationsverfahren wird von Keane und Adrian [39] gegeben.

Bei der Particle Image Velocimetry werden keine diskreten Partikel miteinander verglichen, sondern durch die Partikel verursachte Muster im Bild. Diese Muster können durch Intensitätsfunktionen beschrieben werden. Die Korrelation dieser Intensitätsfunktionen ergibt den Grad der Ähnlichkeit zwischen beiden Funktionen. Um die benötigte Berechnungszeit zu reduzieren, kann die Kreuzkorrelation mathematisch durch eine räumliche Faltung angenähert werden. Mit Hilfe der *Fast-Fourier-Transformation (FFT)* ([2], [6], [8]) können die zeitabhängigen Intensitätsfunktionen in den Frequenzraum übertragen werden. Durch Multiplikation der Fourier-transformierten Intensitätsfunktion des ersten Bildes mit der komplex konjugierten Intensitätsfunktion des zweiten Bildes und einer anschließenden inversen Fourier-Transformation wird im eindimensionalen Fall eine Reduzierung der durchzuführenden Rechenoperationen von  $N^2$  auf  $N \cdot \log_2 N$  ([8], [34]) und im zweidimensionalen Fall von  $N^4$  auf annähernd  $2N^2 \cdot \log_2 N$  erreicht. Zur Veranschaulichung dient die Vorstellung, dass das zweite Bild über das erste bewegt wird, wobei für jede Position des zweiten Bildes über dem ersten Bild der Grad der Ähnlichkeit bestimmt wird. Als Resultat ergibt sich ein Korrelationsfeld mit verschiedenen Spitzen (*engl. peaks*). Dabei ist die Höhe der einzelnen Peaks ein Maß für den Grad der Ähnlichkeit. Folglich beschreibt der Vektor von der Mitte des ersten Bildes zum Ort des höchsten Peaks mit der höchsten Wahrscheinlichkeit den tatsächlichen Verschiebungsvektor der

Partikel. Die Höhen der restlichen Peaks stellen das Hintergrundrauschen dar. Das Verhältnis zwischen der Höhe des Verschiebungspeaks und dem Hintergrundrauschen wird als Signal-zu-Rausch-Verhältnis (*engl. Signal-to-Noise-Ratio, SNR*) bezeichnet. Bei einem hohen SNR hebt sich das Verschiebungspeak deutlich vom Hintergrundrauschen ab und ermöglicht so eine gute Detektierbarkeit des tatsächlichen Verschiebungsvektors.

Voraussetzung zur Ermittlung korrekter Vektoren ist, dass die gleichen Partikel während der beiden Belichtungen im selben Auswertefenster vorhanden sind. Der Umstand bei dem einzelne Partikel eines Auswertefensters auf der einen Belichtung, jedoch nicht auf der anderen zu sehen sind, wird als *Loss of Pairs* bezeichnet. Es kommt zu einem Anstieg des Hintergrundrauschens, was zu einer Erhöhung falsch ermittelter Geschwindigkeitsvektoren führen kann. Es wird zwischen *In-Plane Loss of Pairs* und *Out-of-Plane Loss of Pairs* unterschieden. Dabei bezeichnet das *In-Plane Loss of Pairs* jenen Fall, bei dem sich innerhalb der Lichtschnittebene Partikel zwischen den beiden Belichtungszeitpunkten entweder aus einem Auswertefenster heraus oder in ein Auswertefenster hinein bewegen. Das *Out-of-Plane Loss of Pairs* hingegen bezeichnet den Fall, bei dem sich Partikel quer zur Lichtschnittebene entweder aus einem Auswertefenster heraus oder in ein Auswertefenster hinein bewegen. Soll dieser Fehler minimiert werden, müssen entweder die Auswertefenster vergrößert oder der Zeitabstand  $dt$  zwischen beiden Belichtungen reduziert werden. Zu beachten ist, dass das *Out-of-Plane Loss of Pairs* nur durch eine Verringerung von  $dt$  minimiert werden kann, nicht durch eine Größenänderung der Auswertefenster. Bei Verringerung des Zeitabstandes steigt, aufgrund geringerer zurückgelegter Strecken der einzelnen Partikel, der relative Fehler bei der Ermittlung der Verschiebungsvektoren, was zur Ermittlung fehlerhafter Geschwindigkeitsvektoren führen kann. Bei Vergrößerung der Auswertefenster hingegen können kleinere Strömungsstrukturen nicht mehr erfasst werden, dementsprechend sinkt die Auflösung der Messung.

Die Auswahl der zur Ermittlung des Geschwindigkeitsfelds einer Strömung benötigten Partikel hängt vom jeweiligen Strömungsfall ab. Prinzipiell sollte die Dichte des Partikelmaterials in etwa der des zu untersuchenden Fluids entsprechen, um Auftriebseffekte vernachlässigen zu können. Zudem sollten die Partikel möglichst klein sein, damit die Partikel der Strömung möglichst gut folgen können. Um ein hohes Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erreichen wird ein gutes Messsignal benötigt, weshalb die Partikel möglichst groß gewählt werden sollten. Um die statistische Sicherheit zu erhöhen, den korrekten Verschiebungspeak zu detektieren, sollte der Kreuzkorrelation eine ausreichend hohe Anzahl an Partikeln zur Verfügung stehen. Auf der anderen Seite können zu viele Partikel wiederum zu einer Störung der Strömung führen. Folglich kann die Partikelauswahl immer nur einen Kompromiss zwischen den beschriebenen Anforderungen darstellen.

### 3.1.1 Wasser

Die Messung von Geschwindigkeiten in welligen Schichtenströmungen ist als äußerst anspruchsvoll anzusehen. In solchen Strömungen treten an der welligen Phasengrenzfläche zwischen flüssiger und gasförmiger Phase unvermeidbare, starke Reflektionen auf. Dadurch ist eine Messung der lokalen Strömungsgrößen nahe der freien Oberfläche mit konventionellen laser-optischen Messmethoden nicht möglich. Um die unerwünschten Reflektionen an der Phasengrenzfläche zu eliminieren, muss ein geeignetes optisches Filter gewählt werden, das undurchlässig im Frequenzbereich des Laserlichts ist. Wird dieses Filter zwischen Messebene und Kamera positioniert, so erreichen das Licht der Wellen-

länge des Lasers und somit die Reflektionen an der Phasengrenzfläche die Kamera nicht. Um dennoch die Partikelbewegung mit der Kamera festhalten zu können, werden Partikel benötigt deren Signal gegenüber dem Laserlicht frequenzverschoben ist und somit das optische Filter durchdringen kann. Eine Möglichkeit hierfür stellt die Verwendung fluoreszierender Partikel dar.

Bei der Fluoreszenz handelt es sich um einen Prozess, bei dem ein Elektron eines Fluorophormoleküls durch Absorption eines Photons auf ein höheres Energieniveau angehoben wird [20]. Da dieses höhere Energieniveau in der Regel instabil ist, wird das Molekül wieder auf seinen stabilen Grundzustand zurück fallen und die Energie in Form eines emittierten Photons abgeben. Gemäß der *Stokesschen Regel* [25] muss das Fluoreszenzlicht eine Wellenlänge besitzen, die mindestens genauso groß ist wie die des Anregungslichtes. In den meisten Fällen wird das Fluoreszenzlicht eine größere Wellenlänge als das Anregungslicht besitzen, da die angeregten Elektronen meistens nicht direkt auf ihr Grundenergieniveau zurück fallen, sondern sich zunächst auf Zwischenniveaus bewegen. Abb. 3.1 zeigt schematisch den Vorgang der Fluoreszenz von Anregung bis Emission über die unterschiedlichen Energiezustände eines Moleküls.

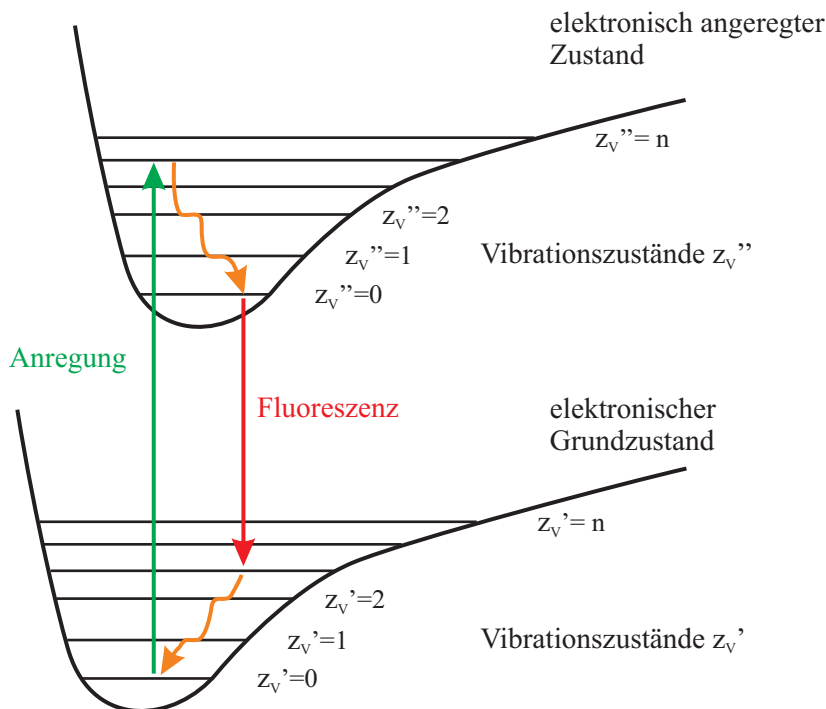


Abbildung 3.1: Vorgang der Fluoreszenz bei der ein Fluorophormolekül durch Anregung auf ein höheres Energieniveau angehoben wird, um danach durch Emission eines Photons wieder auf seinen stabilen Grundzustand zurückzufallen.

Allerdings kann ein Molekül aufgrund nichtstrahlender Vorgänge, beispielweise durch Stöße, auch ohne Emission eines Photons in den Grundzustand zurückkehren. Diese so genannten *Quenching-Vorgänge* stehen in direkter Konkurrenz zur Fluoreszenz. Die Wahrscheinlichkeit, mit der eine Anregung tatsächlich zur Emission eines Fluoreszenzphotons führt, wird als Quantenausbeute eines Fluorophors bezeichnet. Die Zeit, die ein Molekül im angeregten Zustand verbringt, ist die Fluoreszenz-Lebensdauer und liegt typischerweise zwischen  $10^{-10}$  und  $10^{-5}$  s.



Im Gegensatz zu Streulicht ist die Fluoreszenzintensität um Größenordnungen schwächer. Aus diesem Grund eignen sich zur Messung von Fluoreszenzsignalen besonders intensivierte Kameras oder solche, deren Chip im Wellenlängenbereich des Fluoreszenzsignals besonders sensitiv ist. Dennoch muss eine optimale Ausbeute für das Fluoreszenzsignal sichergestellt werden. Hierzu muss der verwendete Fluoreszenzstoff auf die Wellenlänge des Laserlichts abgestimmt, in ausreichender Menge im Trägermaterial gebunden sein (fluoreszierende Partikel sind mit vielen Molekülen des verwendeten Fluorophors dotiert) und eine hohe Quantenausbeute besitzen. Während die Abstrahlleistung eines Partikels bei Streulicht annähernd mit seiner Oberfläche steigt ( $\propto r^2$ ) hängt die Fluoreszenz annähernd von der integral eingestrahlten Lichtintensität ab ( $\propto r^3$ ). Bei Verwendung des Fluoreszenzsignals ist die Herausforderung sowohl große als auch kleine Partikel zu detektieren im Gegensatz zur konventionellen PIV deutlich größer, da die Bandbreite der Signalleistungen zwischen kleinen und großen Partikeln relativ groß ist. Während kleinere Partikel kaum detektierbar sind, können größere Partikel zur Sättigung des Kamerachips führen, was wiederum zu unerwünschten Ladungsübersprüngen auf andere, benachbarte Pixel (*engl. blooming*) bis hin zur Zerstörung des Chips führen kann.

Durch das an der welligen Oberfläche reflektierte Licht werden auch Partikel in Ebenen außerhalb der Messebene beleuchtet. Dieses Phänomen wird als *Out-of-Plane Illumination* bezeichnet. Allerdings ist die Intensität des an der Oberfläche reflektierten Lichts im Vergleich zur Intensität des eigentlichen Laserlichtschnitts in der Messebene gering. Somit ist auch das Signal der Partikel in diesen Ebenen im Vergleich zum Signal der Partikel in der Messebene schwach. Weiterhin vorteilhaft ist, dass Partikel außerhalb der Messebene aufgrund der Fokussierung des Kameraobjektivs unscharf und bei Kameras mit einem *CCD<sup>1</sup>-Chip* auf mehrere Pixel verteilt abgebildet werden. Die Signalintensität pro Pixel wird folglich sinken. Durch Subtraktion eines Schwellwertes bei der Bildauswertung kann verhindert werden, dass der Versatz dieser Partikel in die Berechnung der Geschwindigkeitsfelder eingeht. Allerdings wird das an der Wasseroberfläche reflektierte Laserlicht eine inhomogene Ausleuchtung der Aufnahmen zur Folge haben, was zu einem höheren Hintergrundrauschen führen wird.

Als weitere Herausforderung kommt hinzu, dass die Kamera so positioniert werden muss, dass keine Phasenübergänge zwischen Lichtschnittebene und Kameraebene auftreten. Durch die unterschiedlichen Brechungsindizes von Wasser und Luft würde das Partikelsignal ansonsten beim Übergang von der einen Phase in die andere gebrochen werden, was zu einer falschen Lokalisierung dieser Partikel im Bild führen würde. In Abb. 3.2 (a) wird dieses Szenario skizziert. Je nach Neigung der Phasengrenzfläche könnte das Partikelsignal aufgrund von Totalreflektion komplett daran gehindert werden, den Kamerachip zu erreichen. In Abb. 3.2 (b) wird der Fall skizziert, dass die Kamera so positioniert ist, dass zwischen Partikel und Kamera kein Phasenübergang stattfindet. Allerdings reicht für den skizzierten Fall der beschränkte Öffnungswinkel  $\beta/2$  der Kamera nicht aus, um das Strömungsbild bis in die höchsten Wellenberge zu erfassen. Um gleichzeitig Phasenübergänge im Strahlengang zu vermeiden und Geschwindigkeitsmessungen bis in die höchsten Wellenberge durchführen zu können, muss die Kamera wie in Abb. 3.2 (c) skizziert unterhalb der Wasseroberfläche und in einem vom jeweiligen Strömungsfall abhängigen Winkel  $\varphi$  gegen die Horizontale positioniert werden.

Zur Bestimmung der zeitlich gemittelten Strömungsgrößen wurde in den durchgeführ-

---

<sup>1</sup> *engl. charge coupled device*

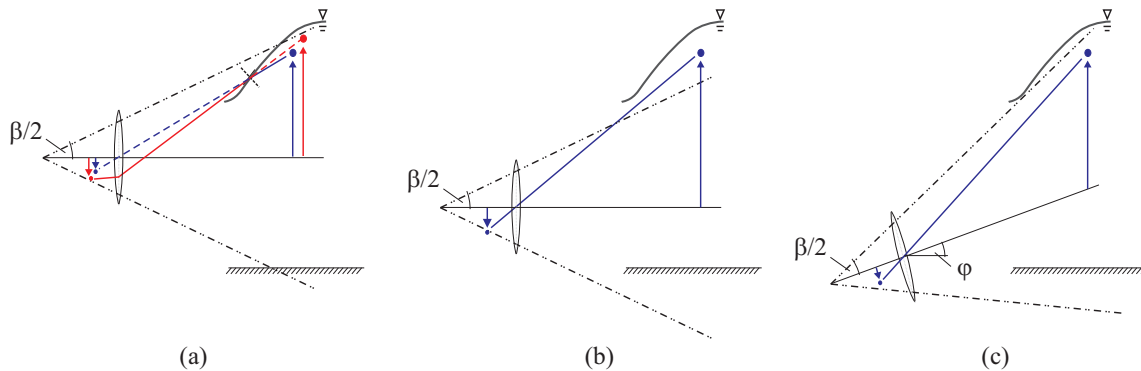


Abbildung 3.2: Strahlengang bei unterschiedlichem Kameraaufbau: (a) falsche Lokalisierung eines Partikels aufgrund des Phasenübergangs zwischen Objekt- und Bildebene; (b) korrekte Lokalisierung aller Partikel im Bild. Allerdings langt der Öffnungswinkel der Kamera nicht aus, um alle Partikel bis in die höchsten Wellenberge zu erfassen; (c) korrekte Lokalisierung aller Partikel über gesamte Wellenhöhe möglich.

ten Messungen eine zeitlich konstante Steuerung (*Triggerung, aus dem Engl.*) des Lasers und der Kamera gewählt. Aufgrund der Wellen, die den Kanal durchlaufen, wird sich die Phasengrenzfläche bei dieser Art der Triggerung in den einzelnen Bildern immer an unterschiedlichen Positionen befinden, wodurch der auszuwertende Bildausschnitt in seiner Größe nicht konstant bleibt. Eine horizontale, wellige Schichtenströmung besteht aus einer unteren Schicht, in der immer die flüssige Phase vorliegt, einer mittleren Schicht, in der Wellen den Kanal durchlaufen und einer oberen Schicht in der immer die Gasphase vorliegt. Dadurch dass in den Untersuchungen der flüssigen Phase nur dem Wasser Partikel zugefügt werden, werden nur in den Bildbereichen, in denen die flüssige Phase vorliegt, Geschwindigkeitsvektoren ermittelt. Allerdings stehen dadurch immer weniger Einzelvektoren zur Ermittlung des zeitlich gemittelten Strömungsfeldes im welligen Zweiphasenbereich mit steigender Kanalhöhe zur Verfügung. Für eine gute statistische Auswertung der zeitlich gemittelten Größen ist jedoch eine ausreichende Anzahl an Einzelwerten an jedem Punkt im Strömungsfeld notwendig. Folglich muss eine große Anzahl an Aufnahmen durchgeführt werden, wodurch zum einen die benötigte Messzeit zum anderen aber vor allem die für die Berechnung der Vektoren benötigte Zeit steigt.

## Versuchsaufbau

Abb. 3.3 zeigt schematisch den Versuchsaufbau für die Durchführung der Geschwindigkeitsmessungen in der flüssigen Phase. Mit Hilfe einer Dosierstation werden dem Wasser in der Zuleitung zur Versuchsstrecke Partikel zugeführt. Die Dosierstation beinhaltet eine regelbare Magnetdosierpumpe, mit der die für den jeweiligen Strömungsfall notwendige Partikeldichte eingestellt werden kann.

Eingesetzt werden Rhodamin B volumendotierte Plexiglas-Partikel mit einem nominalen Durchmesser von  $20 - 50 \mu m$ . Die maximale Emissionsintensität liegt durch Anregung des verwendeten Lasers ( $\lambda_{Anregung} = 532 nm$ ) bei einer Wellenlänge von  $\lambda_{Emission} = 584 nm$ . Um gleichzeitig die Reflektionen an der Phasengrenzfläche zu eliminieren und das Fluoreszenzsignal der Partikel zu erfassen wurde ein Farbglasfilter eingesetzt, der für Wellenlängen unterhalb von  $540 nm$  einen sehr geringen Transmissionsgrad aufweist, für die Wellenlängen des Fluoreszenzsignals hingegen durchlässig ist.

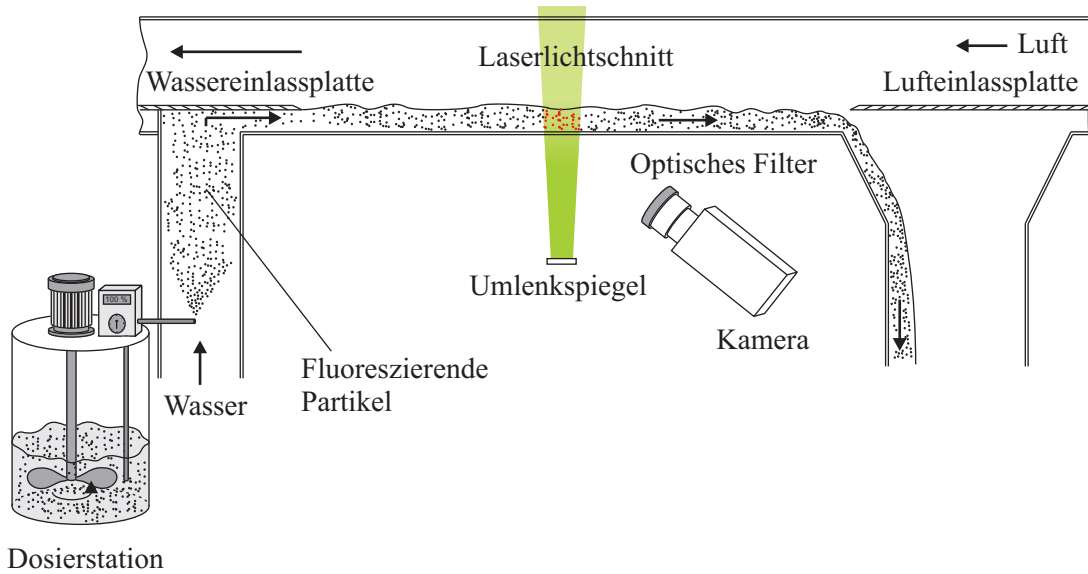


Abbildung 3.3: Prinzipieller Messaufbau für PIV in der flüssigen Phase.

Für die durchgeführten Experimente stand ein gepulster *Nd:YAG*-Laser mit einer Energiedichte von  $25 \text{ mJ/Puls}$  und einer Pulsdauer von  $5 \text{ ns}$  (bei max.  $15 \text{ Hz}$ ) zur Verfügung. Durch Frequenzverdopplung des emittierten Laserlichts mit einer Wellenlänge von  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  entsteht sichtbares Licht im grünen Spektralbereich mit einer Wellenlänge von  $\lambda = 532 \text{ nm}$ . Der für PIV-Messungen notwendige Doppelpuls wird beim verwendeten Lasersystem durch zwei voneinander getrennte Laserröhren erzeugt. Der Vorteil dabei ist der nahezu beliebig klein einstellbare Zeitabstand der für die Aufnahme eines Doppelbildes benötigten beiden Lichtpulse, da auf diese Weise keine Abhängigkeit von der Wiederholfrequenz der einzelnen Laserröhre besteht. Der erzeugte Laserlichtschnitt mit einer Dicke  $d_{LLS} = 750 \mu\text{m}$  wird von unten in die Versuchstrecke gelenkt, um eine homogene Beleuchtung im Strömungsfeld zu erreichen. Zur Erfassung der beiden kurz aufeinander folgenden Belichtungen wurde eine im Doppelbildmodus arbeitende CCD-Kamera eingesetzt (Typ *Imager Intense*, Fa. *LaVision*,  $1376 \times 1040 \text{ pixel}$ ,  $10 \text{ Hz}$ ), die im Wellenlängenbereich des Fluoreszenzlichts besonders lichtempfindlich ist. Auf diese Weise kann das Partikelsignal optimal erfasst werden. Um Phasenübergänge zwischen Laserlichtschnitt und Kamera zu vermeiden wurde die Kamera unterhalb der Phasengrenzfläche mit einem vom jeweiligen Strömungsfall abhängigen Blickwinkel zwischen  $2^\circ$  und  $10^\circ$  gegen die Horizontale positioniert. Der Abbildungsmaßstab beträgt je nach Kameraaufbau zwischen  $24$  und  $31 \mu\text{m/pixel}$ . Anhand der eingestellten Auswerteooptionen ergibt sich eine Messgitterweite zwischen  $1.5$  und  $2 \text{ mm}$ .

Abb. 3.4 zeigt zwei Partikelbilder einer welligen Schichtenströmung. Im Fall (a) sind die Reflektionen an der Phasengrenzfläche deutlich zu sehen. Im Gegensatz dazu wurde im Fall (b) das beschriebene optische Filter eingesetzt. Die Reflektionen an der Phasengrenzfläche, die zur Berechnung fehlerhafter Geschwindigkeitsvektoren führen würden, konnten bei gleichzeitiger Erhöhung der Laserleistung und leichter Öffnung der Objektivblende eliminiert werden. Eine hohe Laserleistung hat den Vorteil, dass neben dem Signal großer Partikel ebenfalls das Signal kleinerer Partikel im Bild detektierbar wird, was zu einer höheren Partikeldichte in den Aufnahmen führt.

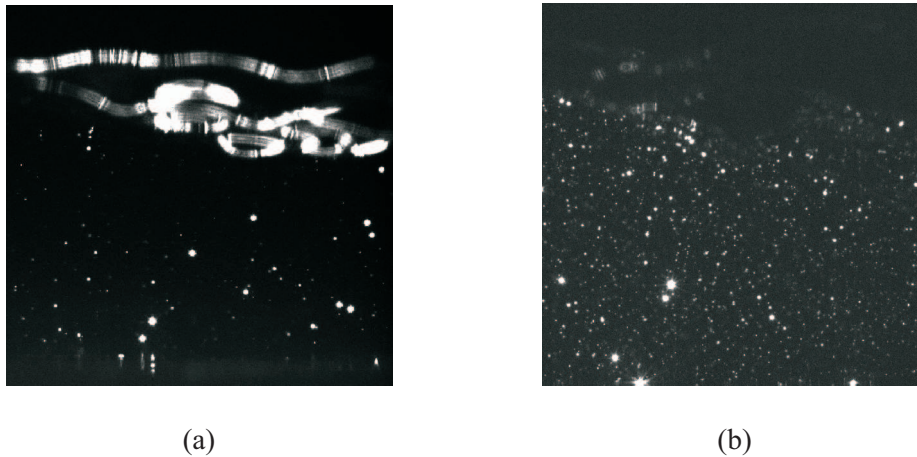


Abbildung 3.4: Partikelbilder: (a) ohne und (b) mit optischem Filter.

Abb. 3.5 zeigt das Vektorfeld eines einzelnen Doppelbildes mit dem aufgenommen Partikelbild als Hintergrund. Durch die Elimination der Reflektionen an der Phasengrenzfläche können Geschwindigkeiten bis in die Wellenberge ermittelt werden. Es ist zu sehen, dass nur in den Bereichen, in denen während der Aufnahmen Partikel vorliegen, gültige Geschwindigkeitsvektoren ermittelt werden.

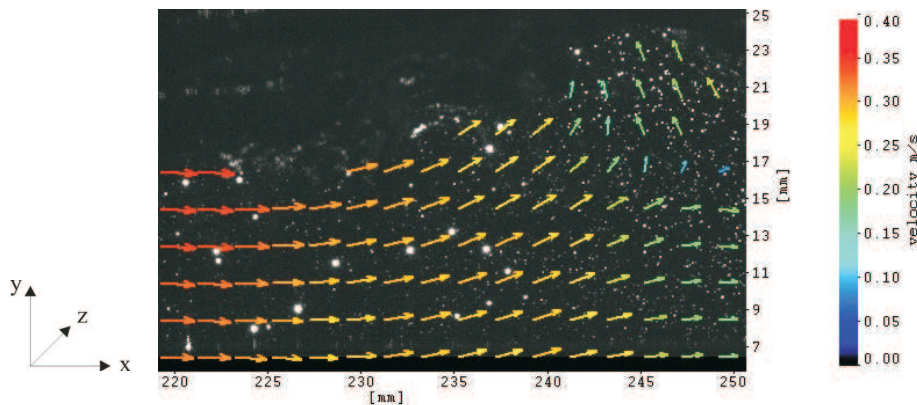


Abbildung 3.5: Vektorplot eines einzelnen Doppelbildes mit Partikelbild als Hintergrund.

### 3.1.2 Luft

Die zur Bestimmung der Geschwindigkeiten und der turbulenten Strukturen in der Gasphase benötigten Partikel müssen Durchmesser von wenigen Mikrometern besitzen, um ein geeignetes Partikelfolgevermögen aufzuweisen. Das erfasste Fluoreszenzsignal solcher kleiner Partikel wäre allerdings mit der zur Verfügung stehenden Laserleistung von  $25 \text{ mJ/Puls}$  zu gering um sich vom Hintergrundrauschen abzuheben. Um der PIV-Auswertung hochwertige Aufnahmen mit einem guten Signal-zu-Rausch-Verhältnis zur Verfügung zu stellen, wird die Vermessung der Gasphase daher mit konventionellen, nicht fluoreszierenden Partikeln durchgeführt. Um die Kamera vor Beschädigungen durch die an der

Phasengrenzfläche auftretenden Reflektionen zu schützen, muss beim Einsatz konventioneller Partikel auf die Vermessung der Gasphase im welligen Zweiphasenbereich verzichtet werden. Eine hinzukommende Schwierigkeit stellen im Fall umgekehrter Strömungen an der Scheibe haftende Tröpfchen dar. Zwar ist der Tröpfchenmittler selbst im Fall hoher Luftgeschwindigkeiten in den betrachteten Bereichen des Kanals gering, allerdings ist eine Messung schon durch einzelne an der Scheibe haftende Tröpfchen unmöglich. Partikel, deren Signal diese Tröpfchen durchläuft, werden aufgrund der unterschiedlichen Brechungsindizes beider Phasen nicht richtig im Bild lokalisiert. Zudem verursachen die Tröpfchen durch das an der Phasengrenzfläche reflektierte Licht unerwünschte Reflektionen, wodurch der Kamerachip ebenfalls beschädigt werden kann. Bei der Vermessung von schießenden und fließenden Strömungen ohne Strömungsumkehr tritt diese Problematik nicht auf. Mit der für die Luftmessungen verwendeten Kamera (Typ *Flow Master 3*, Fa. *LaVision*,  $640 \times 480 \text{ pixel}$ ,  $30 \text{ Hz}$ ) ergibt sich ein Abbildungsmaßstab von  $120 \mu\text{m}/\text{pixel}$  und anhand der Auswertoptionen eine Messgitterweite von  $1.9 \text{ mm}$ .

### Versuchsaufbau

Abb. 3.6 zeigt schematisch den Versuchsaufbau für die Geschwindigkeitsmessungen in der Gasphase. Partikel werden der Luft vor Eintritt in die Lufteinlaufstrecke zugefügt. Als Partikel kommen Ölpartikel zum Einsatz, die von einem Partikelgenerator nach dem Laskin-Nozzle-Prinzip [74] erzeugt werden. Der mittlere Partikeldurchmesser liegt in der Größenordnung von  $1 - 2 \mu\text{m}$  [42], wodurch das geforderte Partikelfolgevermögen gegeben ist. In Voruntersuchungen wurde eine in den zu untersuchenden Bereichen der Versuchsstrecke gleichmäßige Partikelverteilung nachgewiesen sowie eine Beeinflussung der Strömung aufgrund der Partikelzugabe ausgeschlossen. Im Gegensatz zur Vermessung der flüssigen Phase wird der Laserlichtschnitt ( $d_{LLS} = 350 \mu\text{m}$ ) von oben in den Versuchskanal gelenkt. Würde der Lichtschnitt von unten in die Versuchsstrecke gelenkt werden, so würde dieser durch die wellige Phasengrenzfläche abgelenkt werden, wodurch eine ungleichmäßige Beleuchtung der Gasphase in der Messebene verursacht werden würde.

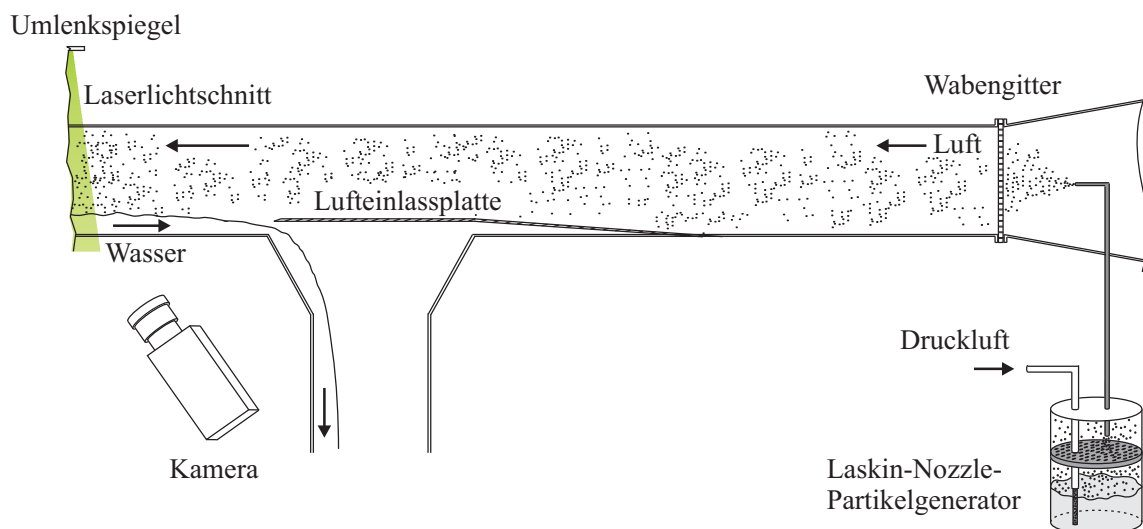


Abbildung 3.6: Prinzipieller Messaufbau für PIV in der Gasphase.

### 3.1.3 Fehleranalyse

Für eine erfolgreiche Auswertung von Geschwindigkeitsvektoren muss eine ausreichend hohe Anzahl an Partikeln ( $N_{\text{Partikel}} \geq 7.5$  bei Verwendung des Kreuzkorrelationsverfahrens [39]) pro Auswertefenster (*engl. Interrogation Area*) vorhanden sein, die durch eine geeignete Fokussierung in den Aufnahmen scharf abgebildet werden müssen. Da anhand zweier Aufnahmen die Partikelbewegung des Fluids festgehalten werden soll, müssen die gleichen Partikel in beiden Aufnahmen im Messbereich sichtbar gemacht werden. Hierzu ist es notwendig, dass beide Laserlichtschnitte die gleiche Messebene beleuchten. Des Weiteren muss sowohl die optische Vergrößerung, als auch die Größe der einzelnen Auswertefenster und der Zeitabstand  $dt$  zwischen den beiden für die PIV-Auswertung benötigten Aufnahmen aufeinander abgestimmt werden. Der Zeitabstand  $dt$  sollte so gewählt werden, dass der mittlere Partikelversatz mindestens  $3-5 \text{ pixel}$  und laut Keane et al. [38] maximal 25% der *Interrogation Area* beträgt. Die PIV-Auswertung beinhaltet Routinen zur Vektornachbehandlung (*engl. vector postprocessing*), die inkorrekte Vektoren für die weitere Verwendung sperren. Somit werden als Ergebnis der Berechnungen nur als gültig eingestufte Vektoren ausgegeben.

Der Fehler einer Messung setzt sich aus systematischen und zufälligen Fehlerquellen zusammen [14]. Als systematischer Fehler ergibt sich beispielweise eine fehlerhafte Kalibrierung der Längenmaßstäbe in den aufgenommenen Bildern. Ebenso kann die Genauigkeit des Messsystems als systematischer Fehler gesehen werden. Der systematische Fehler in der Ermittlung der Geschwindigkeiten  $u$  anhand der PIV-Messung ergibt sich aus der Unsicherheit  $\Delta x$  in der Detektierbarkeit des Partikelversatzes in den einzelnen Bildern und aus der Unsicherheit  $\Delta t$  in der zeitlichen Steuerung der Messungen:

$$\Delta |\vec{u}| = \left| \frac{\partial u}{\partial x} \right| \cdot \Delta x + \left| \frac{\partial u}{\partial t} \right| \cdot \Delta t . \quad (3.6)$$

Mit  $u = x/t$  ergibt sich

$$\Delta |\vec{u}| = \left| \frac{1}{t} \right| \cdot \Delta x + \left| -\frac{x}{t^2} \right| \cdot \Delta t = \frac{\Delta x}{t} + \underbrace{u \cdot \frac{\Delta t}{t}}_{\approx 0} . \quad (3.7)$$

Die zeitliche Unsicherheit  $\Delta t$  der Messung ergibt sich aus dem Diskretisierungsfehler durch die beschränkte zeitliche Auflösung der Meßdatenerfassungskarte des PIV-Messsystems (*engl. programable timing unit, PTU*). Diese beträgt beim verwendeten System laut Herstellerangaben  $12 \text{ ns}$ . Zu diesem Fehler kommt der zeitliche Fehler in der Steuerung der einzelnen Laserpulse mit je  $0.5 \text{ ns}$  hinzu. Dieser zeitliche Diskretisierungsfehler wird auf die Zeit  $t$  bezogen, die sich aus dem Zeitabstand zwischen den für die Ermittlung der einzelnen Geschwindigkeitvektoren benötigten Doppelbildaufnahmen ergibt. Diese liegt im Fall der durchgeführten Messungen zwischen  $100$  und  $1000 \mu\text{s}$ . Somit wird der Quotient  $\Delta t/t$  sehr klein und kann gegenüber dem Quotienten  $\Delta x/t$  vernachlässigt werden. Formel 3.7 kann mit  $t = x/u$  weiter umgeformt werden zu:

$$\frac{\Delta |\vec{u}|}{u} = \frac{\Delta x}{x} , \quad (3.8)$$

mit der Unsicherheit im Ort  $\Delta x$  und der Wegstrecke  $x$ , die die Partikel zwischen den beiden Aufnahmen eines Doppelbildes zurücklegen. Sind die eingangs genannten Voraussetzungen für eine erfolgreiche PIV-Auswertung erfüllt, ergibt sich für das PIV-Messsystem als Unsicherheit in der Detektierbarkeit des Ortes  $0.1 \text{ pixel}$ . Ein typischer Partikelversatz von  $4 - 8 \text{ pixel}$  würde somit einen Fehler im Bereich von 1 bis 2.5% verursachen.

Um im Fall der durchgeführten Luftmessungen die gesamte Kanalhöhe im Bild zu erfassen, muss der optische Abbildungsmaßstab so gewählt werden, dass die verwendeten Partikel, die aufgrund des geforderten Partikelfolgevermögens in Luft sehr geringe Abmessungen haben müssen, nicht mehr auf mehreren Pixeln des Kamerachips abgebildet werden können. Aus diesem Grund kommt es zu einer Verringerung der Genauigkeit, mit der der korrekte Partikelversatz detektiert werden kann (*engl. peak locking*). Die Genauigkeit der PIV-Messung beträgt in einem solchen Fall  $0.5 \text{ pixel}$ . Mit einem Partikelversatz von  $5 - 9 \text{ pixel}$  ergibt sich somit ein Fehler von  $< 6\%$ .

Die bis hierher angestellten Betrachtungen beziehen sich jeweils auf den Fehler in der Ermittlung einzelner Geschwindigkeitsvektoren. Zur Ermittlung der Geschwindigkeitsmittelwerte  $\bar{u}$  stehen in den durchgeführten Untersuchungen eine Vielzahl an Einzelgeschwindigkeiten zur Verfügung. Die sich dadurch ergebende statistische Unsicherheit eines Mittelwerts kann wie folgt beschrieben werden [14], [62]:

$$\varepsilon(\bar{u}) = \frac{\sigma}{\sqrt{N}} , \quad (3.9)$$

wobei  $\sigma$  die Standardabweichung der Verteilung ist und  $N$  die Anzahl an Einzelwerten. Damit ergibt sich als Vertrauensintervall eines Mittelwerts:

$$\Delta\bar{u} = \bar{u} \pm \frac{t_q \cdot \sigma}{\sqrt{N}} . \quad (3.10)$$

Soll die statistische Sicherheit so gewählt werden, dass sich 95% der Messwerte innerhalb der sich ergebenden Vertrauensgrenzen liegen (*95%-Vertrauensintervall*), so kann anhand der *t-Verteilung* ([9], [14]) ein Wert von  $t_q = 2$  angenommen werden, falls eine ausreichende Anzahl an Einzelwerten  $N \geq 60$  zur Verfügung steht.

Bei der Vermessung turbulenter Strömungen liefert die Standardabweichung der Geschwindigkeitswerte die Information der turbulenten Schwankungsbewegung. Daher bietet es sich an für diese Größe ebenfalls ein Vertrauensintervall anzugeben. Die statistische Unsicherheit der Standardabweichung ergibt sich näherungsweise zu ([60], [99]):

$$\frac{\varepsilon(\sigma)}{\sigma} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\varepsilon(\delta)}{\delta} , \quad (3.11)$$

mit der statistischen Unsicherheit der Varianz  $\delta$

$$\frac{\varepsilon(\delta)}{\delta} = \sqrt{\frac{2}{N}} . \quad (3.12)$$

Aus Gl. 3.10 und Gl. 3.12 wird ersichtlich, dass eine hohe Anzahl an Einzelwerten  $N$  zu einer Verringerung der statistischen Unsicherheiten beiträgt. Abb. 3.7 zeigt die Ergebnisse einer Konvergenzstudie für die Vermessung der flüssigen Phase. Untersucht wurde die

Anzahl der für die Ermittlung der Mittelwerte benötigten Doppelbilder  $N_B$ . Aufgetragen ist die Kanalhöhe  $y$  über der horizontalen Geschwindigkeitskomponente  $u$  einer teilweise umgekehrten Strömung. Während im einphasigen Bereich ( $0 \text{ mm} < y < 12.3 \text{ mm}$ ) bereits eine geringe Anzahl an Doppelbildern ausreicht, um eine gute Konvergenz der ermittelten Geschwindigkeit zu erreichen, ist dies im Zweiphasenbereich besonders mit zunehmendem Wandabstand nicht mehr der Fall.

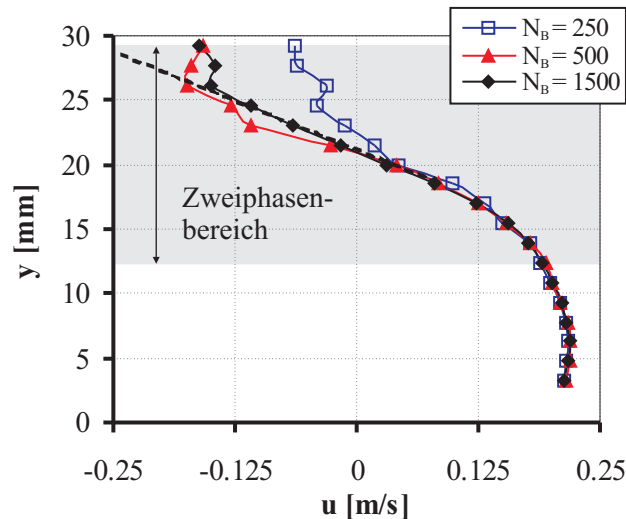


Abbildung 3.7: Abhängigkeit der ermittelten Geschwindigkeiten im Zweiphasenbereich von der Anzahl an PIV-Doppelbildern  $N_B$ .

Die Ermittlung eines gültigen Einzelwertes findet nur in den Bereichen im Bild statt, in denen während der Aufnahme eines Doppelbildes fluoreszierende Partikel vorliegen (siehe Kapitel 3.1.1). Da bei der Vermessung der Flüssigkeitsströmung nur die flüssige Phase mit fluoreszierenden Partikeln versetzt ist, können folglich nur in den Bereichen der Strömung gültige Geschwindigkeiten berechnet werden, in denen während der Aufnahme eines Doppelbildes die flüssige Phase vorliegt. Die Häufigkeit, mit der die flüssige Phase im zeitlichen Mittel an einem Ort im Kanal vorliegt, ist durch den Volumenanteil  $(1 - \alpha)$  gegeben. Aus diesem Grund ergibt sich die für die Ermittlung der Mittelwerte tatsächlich zur Verfügung stehende Anzahl an Einzelwerten zu:

$$N = N_B \cdot (1 - \alpha) . \quad (3.13)$$

Abb. 3.7 verdeutlicht somit die Notwendigkeit einer hohen Anzahl an Doppelbildern  $N_B$ , um den korrekten Verlauf der zeitlich gemittelten Strömungsgrößen ermitteln zu können. Eine weitere Erhöhung an Doppelbildern würde nur noch geringfügige Genauigkeitssteigerungen innerhalb der höchsten auftretenden Wellenberge liefern, die im zeitlichen Mittel den Kanal nur zu einem geringen Prozentsatz durchlaufen. Zudem steigt die benötigte Datenerfassungszeit. Ebenso wirkt sich eine steigende Anzahl an Doppelbildern negativ auf den zeitlichen Berechnungsaufwand aus. Dieser nimmt direkt proportional mit der Anzahl an Doppelbildern zu.

Auf der anderen Seite gehen in die Mittelung der gemessenen Strömungsgrößen nur diejenigen Vektoren ein, die von der PIV-Auswertung und der Vektornachbehandlung



als gültige Vektoren eingestuft wurden. In den vorliegenden Untersuchungen wird bei der Betrachtung der statistischen Unsicherheiten angenommen, dass in der Scherschicht nahe der freien Oberfläche nur 50% aller Vektoren als gültig eingestuft werden, wodurch die Gesamtanzahl an Einzelwerten in diesen Regionen weiter reduziert wird.

## 3.2 Messung des lokalen Gasvolumenanteils

Ein weiterer, wichtiger Parameter zur Beschreibung der vorliegenden Transportvorgänge ist der lokale Gasvolumenanteil (*engl. void*). Um diesen zu bestimmen, wurde eine am Institut vorhandene elektronische Messschaltung in Betrieb genommen, welche an die vorliegenden Randbedingungen angepasst und dementsprechend modifiziert wurde. Die Schwerpunkte beim Aufbau des Messsystems lagen auf der Entwicklung einer geeigneten Messsonde und auf der Programmierung der Messdatenerfassung und -verarbeitung.

Abbildung 3.8 zeigt das Schaltbild der elektronischen Messschaltung. Der Betrieb erfolgt über die Gleichspannung  $U_{\text{Betrieb}}$  von 5 V. Herzstück der Schaltung ist der Operationsverstärker LM339, welcher nach dem Prinzip eines Komparators arbeitet. Die Referenzspannung  $U_{\text{Ref}}$  kann auf einen festen Wert zwischen 1,5 und 3,5 V eingestellt werden, wobei der eingestellte Wert auf die Leitfähigkeit der beiden Phasen abgestimmt ist. Aufgrund der unterschiedlichen elektrischen Leitfähigkeiten von Wasser und Luft ändert sich der Ersatzwiderstand der Messsonde  $R_{\text{Sonde}}$  in Abhängigkeit der jeweils anliegenden Phase. Das Anlegen der Referenzspannung kann als SchwellwertEinstellung begriffen werden. Folglich liegt am Ausgang des Operationsverstärkers die binarisierte Spannung  $U_{\text{Mess}}$  vor, welche für die weitere Signalverarbeitung zur Verfügung steht.

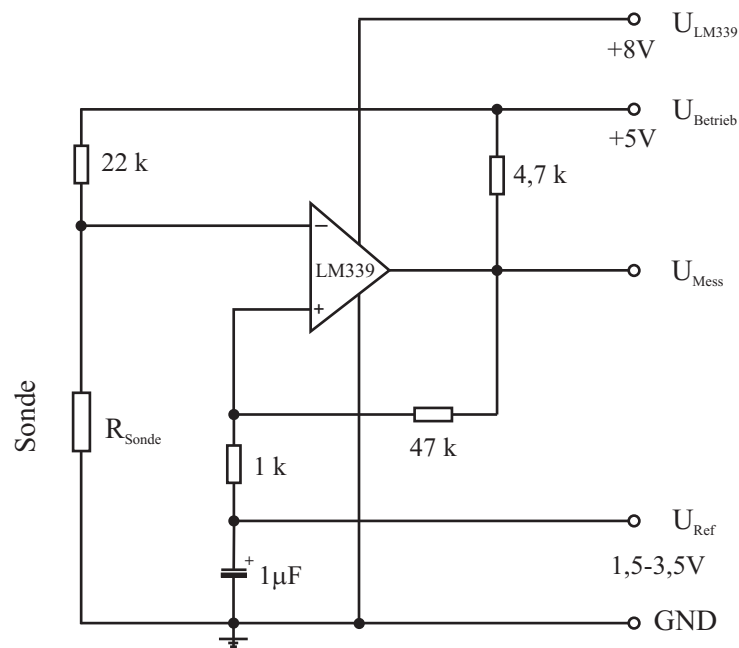


Abbildung 3.8: Elektrisches Schaltbild der Gasvolumenanteilmessung.

Der Gasvolumenanteil der untersuchten Strömungen ergibt sich im welligen Intermittenzbereich durch das Vorhandensein zweier kontinuierlicher Phasen. Aus diesem Grund

wurde eine Einzeldrahtsonde entwickelt, wobei die metallischen Komponenten der geerdeten Versuchsstrecke die zweite Elektrode darstellen. Dadurch dass im unteren Bereich der Strömung ein geschlossener Flüssigkeitsfilm vorliegt, der immer im Kontakt mit geerdeten (*engl. ground wire, GND*), metallischen Teilen der Versuchsstrecke steht, wird die flüssige Phase im Intermittenzbereich detektiert sobald die Spitze der Einzeldrahtsonde mit der Flüssigkeit in Kontakt kommt. Der entscheidende Vorteil der Einzeldrahtsonde besteht darin, dass an der Sondenspitze anhaftende Tropfen keinen Einfluss auf die Detektion der Gasphase haben, solange kein Kontakt mit dem Flüssigkeitsfilm besteht. Des Weiteren besteht nur noch eine Abhängigkeit der örtlichen Auflösung von der Genauigkeit mit der die Sonde im Kanal positioniert werden kann. Eine Abhängigkeit der Entfernung von Sondenspitze zu zweiter Elektrode ist nicht mehr vorhanden.

### 3.2.1 Sonde

Bei der Auswahl einer geeigneten Sonde sind unterschiedliche Anforderungen zu beachten. Die Positionierung von Sonden in einem Messvolumen führt immer zu einer Störung der Strömung. Aus diesem Grund sollte der Durchmesser der zu verwendeten Sonde möglichst klein sein, um die Störung gering zu halten. Für eine punktgenaue Vermessung der Strömung muss die Sonde eine hohe Ortsfestigkeit aufweisen und darf aufgrund im Kanal wirkender Kräfte nicht verbogen werden. Die Wahl des Sondenmaterials richtet sich vor allem nach elektrochemischen Gesichtspunkten, da beim Anliegen einer Gleichspannung sichergestellt werden muss, dass die Oberfläche der Sonde nicht angegriffen und somit verändert wird.

Damit Widerstandssonden die unterschiedlichen Phasen detektieren können, muss der Unterschied in der Leitfähigkeit beider Phasen hinreichend groß sein. Die Leitfähigkeit einer Lösung wird bestimmt durch ihre in Lösung befindlichen Ionen. Des Weiteren ist die Leitfähigkeit abhängig von der Größe der benetzten Oberfläche der verwendeten Elektroden und dem Abstand zwischen beiden Elektroden.

Um Ablagerungen im Kanal zu vermeiden, wird in der Versuchsanlage vollentsalztes Wasser verwendet, das allerdings eine sehr geringe Leitfähigkeit besitzt. Durch Zugabe von *NaCl* kann die Ionenkonzentration des Wassers entsprechend angepasst werden. Wird eine zu hohe Salzmenge zugeführt, ist wiederum mit unerwünschten Salzablagerungen zu rechnen. Eine weitere Erhöhung der Leitfähigkeit kann somit nur durch Verringerung des Abstands zwischen beiden Elektroden oder durch Erhöhung der benetzten Elektrodenoberfläche erreicht werden. Der Abstand der Elektroden ist durch die Position der Sonde und der Anordnung der metallischen Komponenten der Versuchsstrecke fest vorgegeben. Eine große benetzbare Sondenoberfläche führt zum einen zwar zur erwünschten Erhöhung der Leitfähigkeit, zum anderen aber zu einer erhöhten Benetzungsproblematik. Beim Kontakt der Sonde mit der Wasseroberfläche wird diese aufgrund der Grenzflächenspannung zwischen Sonde und Wasser deformiert und nach oben gezogen. Dadurch wird die flüssige Phase bei Absenkung der Wasseroberfläche bis zum Flüssigkeitsabriss an der Sondenspitze detektiert. Der Grad der Benetzung hängt zum einen vom Sondenmaterial und zum anderen von der Größe der Sondenoberfläche ab. Ein großer Sonden Durchmesser wird den Flüssigkeitsfilm stärker deformieren und die Flüssigkeit um eine größere Höhendifferenz an der Sonde nach oben ziehen als eine dünne Sonde. In den durchgeführten Messungen lag die Leitfähigkeit des verwendeten Wassers bei  $550 \mu S/cm$ .

Um die optimale Sonden geometrie für die vorliegenden Randbedingungen zu ermitteln,

wurden mehrere unterschiedliche Sondenspitzen auf ihr Benetzungsverhalten untersucht. Die Bearbeitung der Sondenspitzen erfolgte mechanisch unter einem Mikroskop. Mit Hilfe einer digitalen Videokamera und aufgeschraubtem Makroobjektiv wurde das Benetzungsverhalten der unterschiedlichen Sondenspitzen untersucht. Abb. 3.9 zeigt Aufnahmen untersuchter Sondenspitzengeometrien. Während *Profil A* eine abgeflachte Sondenspitze aufweist, werden die Öffnungswinkel der Sondenspitzen der anderen Profile immer geringer.

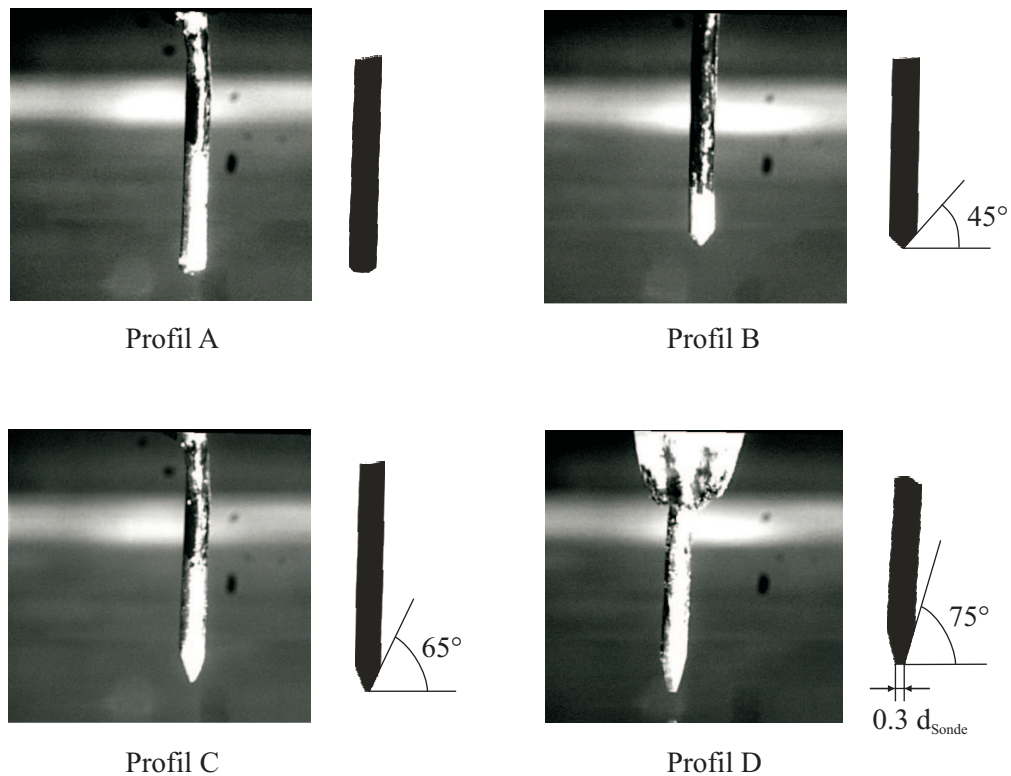


Abbildung 3.9: Untersuchte Sondenspitzen. *Profil A* liefert die schlechtesten Ergebnisse hinsichtlich eines möglichst geringen Benetzungsverhaltens, *Profil D* die besten Ergebnisse.

Tabelle 3.1 führt die Höhendifferenz  $dy$  mit der die Flüssigkeit an der Sonde nach oben gezogen wird für die unterschiedlichen Sondenspitzengeometrien auf. *Profil A* mit der abgeflachten Sondenspitze liefert erwartungsgemäß die schlechtesten Ergebnisse hinsichtlich einer geringen Benetzung der Sonde. Je kleiner der Öffnungswinkel der Sondenspitze, desto kleiner die Länge der für eine Benetzung zur Verfügung stehenden Berandung und desto geringer die Benetzung. Um jedoch einen Signalverlust bei der Datenerfassung aufgrund einer zu geringen benetzten Oberfläche zu vermeiden wurde bei dem letztendlich verwendeten *Profil D* die Sondenspitze abgeflacht.

Profil	A	B	C	D
$dy$ [mm]	0.95	0.61	0.4	0.22

Tabelle 3.1: Benetzung der Sonde in Abhängigkeit der Sondenspitzengeometrie mit  $d_{\text{Sonde}} = 0.5$  mm.

Abb. 3.10 zeigt die unter Beachtung der beschriebenen Anforderungen entwickelte Sonde. Als Sondenmaterial wurde Platin gewählt, das gegen die meisten Substanzen elektrochemisch resistent ist. Der Sondendurchmesser beträgt  $d_{\text{Sonde}} = 0.5 \text{ mm}$ . Die Sondenspitze hat einen Öffnungswinkel von  $30^\circ$  und die abgeflachte Spitze einen Durchmesser von  $d_{\text{Spitze}} = 0.15 \text{ mm}$ . Um eine ausreichende Stabilität der Sonde im Kanal zu gewährleisten ist die Sonde in eine stabile Außenhülle, bestehend aus einem Keramikröhrchen und einer Edstahlhülle, eingebracht. Die Länge des Platindrahtes welche aus dem Keramikröhrchen herausragt beträgt  $30 \text{ mm}$ . Das Keramikröhrchen dient als Isolationsschicht zwischen Platindraht und Edstahlhülle, sodass keine Signalübertragung bei Anliegen der flüssigen Phase zwischen Sondenspitze und Außenhülle stattfinden kann. Zusätzlich wird die Edstahlhülle an ihrem Haltepunkt durch eine Teflonhülle von metallischen Komponenten der Versuchsanlage elektrisch abgeschirmt.

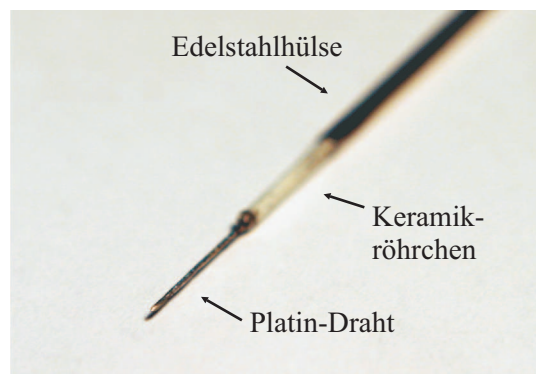


Abbildung 3.10: Einzeldrahtsonde.

### 3.2.2 Messaufbau

Die Sonde ist über eine Haltevorrichtung an einer elektronischen, in alle drei Raumrichtungen verfahrbaren, Traversiereinheit befestigt. Die elektronische Traversiereinheit wird zum Positionieren der Sonde in Kanallängs- und Kanalquerrichtung genutzt. Über eine Bohrung in der oberen Deckplatte des Versuchskanals gelangt die Sonde an der zu untersuchenden horizontalen Position in der Mittelebene des Kanals in die Strömung. Um ungewollte Druckverluste zu vermeiden, werden die Bohrungen an den gerade nicht untersuchten Positionen in der oberen Deckplatte frontbündig verschlossen. Um während der Messungen eine vibrationsfreie Positionierung der Sonde in vertikaler Richtung über der Kanalhöhe zu gewährleisten, und um ein Verkanten und einen Bruch der Sonde zu verhindern, ist eine manuell zu bedienende Traverse auf die elektrische Traversiereinheit montiert (Abb. 3.11). Die Genauigkeit mit der die Sonde in vertikaler Richtung im Kanal traversiert werden kann beträgt  $5 \mu\text{m}$ .

### 3.2.3 Datenerfassung

Abb. 3.12 zeigt exemplarisch den zeitlichen Verlauf des erfassten Signals zur Bestimmung des lokalen Gasvolumenanteils. Befindet sich die Sondenspitze in der Luft nimmt das

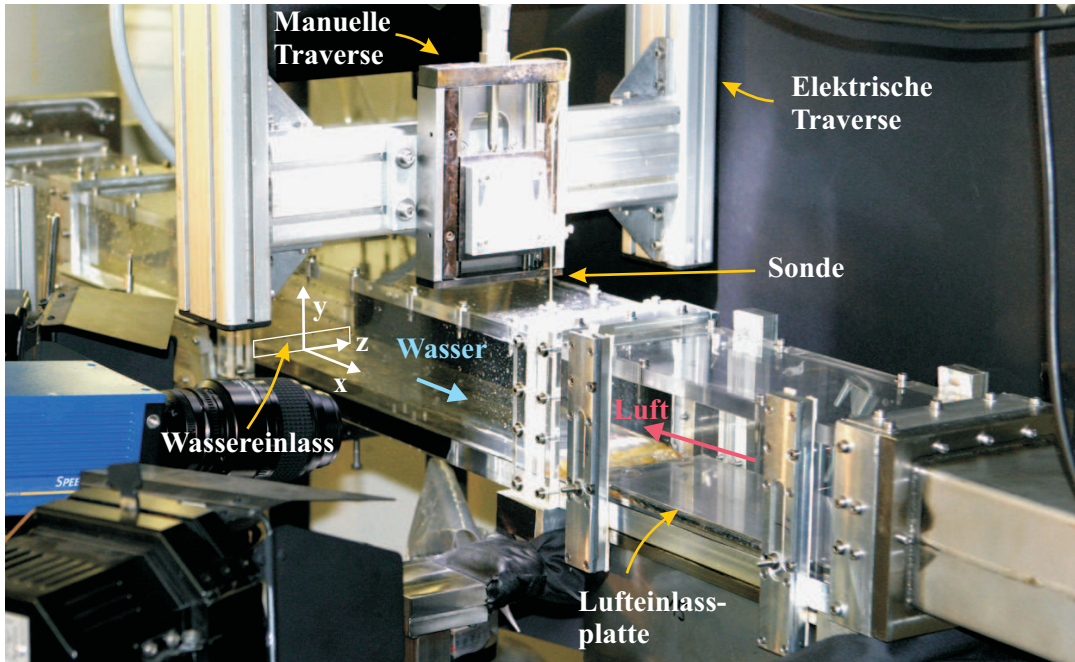


Abbildung 3.11: Versuchsaufbau der Gasvolumenanteilmessung. Die Sonde kann über eine manuelle Traverse in vertikaler Richtung im Kanal positioniert werden.

Signal den Wert Eins an, befindet sich die Sondenspitze im Kontakt mit der Flüssigkeit wird der Wert des Signals Null.

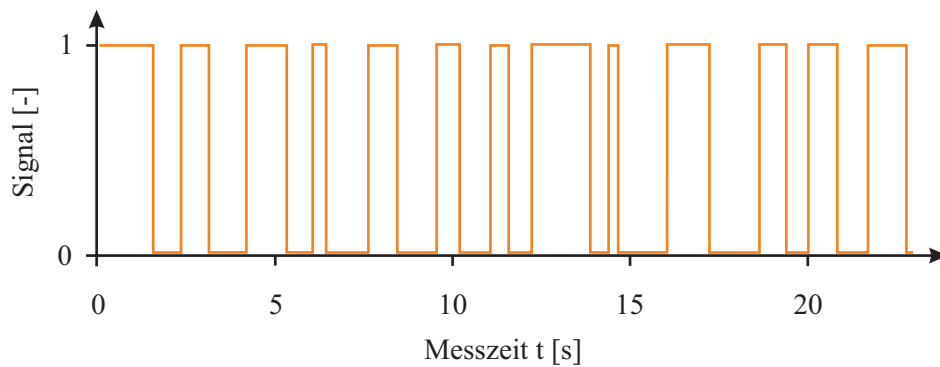


Abbildung 3.12: Signalverlauf der Gasvolumenanteilmessung: Das Signal liefert den Wert Eins bei Vorliegen der Gasphase und den Wert Null bei Vorliegen der flüssigen Phase.

Anhand des Messsignals können die Zeiten, zu denen an der Sondenspitze die flüssige Phase, beziehungsweise die Zeiten zu denen an der Sondenspitze die Gasphase detektiert wurde, ermittelt werden. Der über die Messzeit integrierte Gasvolumenanteil kann als die Summe der Zeiten, zu denen an der Sondenspitze die Gasphase vorlag bezogen auf die gesamte Messzeit beschrieben werden:

$$\alpha = \bar{\varepsilon}^G = \frac{1}{dt_{mess}} \int_t^{t+dt_{mess}} \varepsilon^G(\vartheta) d\vartheta \approx \frac{\sum_{i=1}^N t_{Luft,i}}{dt_{mess}}. \quad (3.14)$$

Voruntersuchungen mit Datenerfassungsraten zwischen 200 und 1000  $Hz$  zeigten in den gemessenen Gasvolumenanteilsprofilen keine nennenswerten Abweichungen, so dass die Messungen mit einer Datenerfassungsrate von 200  $Hz$  durchgeführt werden konnten. Die Gesamtmessdauer  $dt_{mess}$  der Messungen an den einzelnen Positionen über der Kanalhöhe beträgt abhängig vom jeweiligen Strömungsfall jeweils zwischen 120 und 240 s.

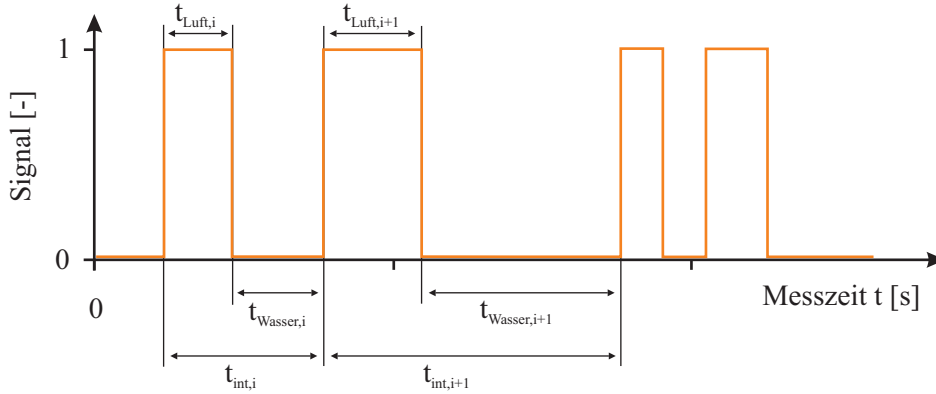


Abbildung 3.13: Zeitintervalle während der Gasvolumenanteilmessung: Im Zeitintervall  $t_{Luft,i}$  befindet sich die Sonde ununterbrochen in der Gasphase, im Zeitintervall  $t_{Wasser,i}$  ununterbrochen in der flüssigen Phase.

Abb. 3.13 zeigt einen in einzelne Zeitintervalle unterteilten Signalverlauf des Gasvolumenanteils. Die einzelnen Intervalle setzen sich jeweils aus zwei Teilintervallen zusammen. Die Summe aus einem Zeitintervall  $t_{Luft,i}$  in dem sich die Sonde ununterbrochen in der Luft und einem Zeitintervall  $t_{Wasser,i}$  in dem sich die Sonde ununterbrochen im Wasser befand ergeben das Zeitintervall  $t_{int,i}$ . Die Gesamtanzahl an Intervallen  $N_{int}$  ergibt sich somit aus der Anzahl der Zeitintervalle  $t_{int,i}$ . Anhand dieser Unterteilung in Zeitintervalle kann der Gasvolumenanteil über ein einzelnes Zeitintervall  $t_{int,i}$  berechnet werden:

$$\alpha_i = \frac{t_{Luft,i}}{t_{int,i}} . \quad (3.15)$$

### 3.2.4 Fehleranalyse

Sonden verursachen immer eine Störung der Strömung. Diese Störung macht sich in einer Deformierung der Phasengrenzfläche bemerkbar. Im Fall der Messung des lokalen Gasvolumenanteils resultiert der maximale Fehler daraus, dass die flüssige Phase aufgrund der entstehenden Grenzflächenspannung zwischen Sonde und Flüssigkeit weiter an der Sonde haften bleibt, selbst wenn die Phasengrenzfläche im ungestörten Fall nicht mehr im Kontakt mit der Sondenspitze wäre. Die Zeit, die benötigt wird, bis es zum Flüssigkeitsabriss zwischen Sondenspitze und Flüssigkeitsfilm kommt, wird als Abrisszeit  $t_{Abriss}$  bezeichnet. Da der lokale Gasvolumenanteil aus der Zeit, zu denen die gasförmige Phase an der Sondenspitze detektiert wurde, ermittelt wird, verursacht die Abrisszeit eine verminderte Detektionszeit der Gasphase an der Sondenspitze und führt somit zu einem fehlerbehafteten gemessenen Gasvolumenanteil.

Die Höhe des Fehlers richtet sich zum einen nach der Dauer der Abrisszeit und zum anderen nach der Häufigkeit mit der dieser Fehler während der Messung auftritt. Dieser

Fehler tritt immer dann auf, wenn die an der Sondenspitze anliegende flüssige Phase der gasförmigen Phase weicht. Die Häufigkeit dieser Phasenübergänge an der Sondenspitze von flüssig nach gasförmig kann direkt aus dem erfassten Signal ermittelt werden und stellt die in Kapitel 3.2.3 erwähnte Anzahl  $N_{int}$  an Intervallen  $t_{int,i}$  dar, welche nicht nur von den für den jeweiligen Messpunkt eingestellten Randbedingungen sondern auch von der lokalen Position der Sondenspitze im Kanal abhängen wird.

Um die benötigte Abrisszeit für verschiedene Strömungsfälle zu ermitteln, wurden Untersuchungen mit einer Hochgeschwindigkeitskamera durchgeführt. Die verwendete Kamera war vom Typ *SpeedCam Visario (Fa. Weinberger)* mit einer maximalen optischen Auflösung von  $1536 \times 1024 \text{ pixel}$ . Die Aufnahmen wurden jeweils mit einer zeitlichen Auflösung von  $1000 \text{ Bildern/s}$  durchgeführt, um die transienten Vorgänge an der Sondenspitze auflösen zu können. Die Messungen zeigten, dass die Abrisszeit vor allem von der Geschwindigkeit, mit der die Wellen den Kanal durchlaufen, abhängt. Die Messungen belegten auch, dass die Wellenfrequenz in schießenden Strömungen deutlich höher einzustufen ist, als in fließenden Strömungen. Aus diesem Grund wurde anhand der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen für jede zu untersuchende Strömungsform eine mittlere Abrisszeit  $\bar{t}_{Abriss}$  ermittelt. Für schießende Strömungen ergibt sich eine mittlere Abrisszeit von

$$\bar{t}_{Abriss,SP} = 1 \text{ ms} , \quad (3.16)$$

für fließende Strömungen

$$\bar{t}_{Abriss,SB} = 5 \text{ ms} , \quad (3.17)$$

und für teilweise umgekehrte Strömungen ergibt sich

$$\bar{t}_{Abriss,PRF} = 1.5 \text{ ms} . \quad (3.18)$$

Der sich ergebende Fehler ermittelt sich somit zu:

$$\Delta\alpha = \frac{\bar{t}_{Abriss} \cdot N_{int}}{dt_{mess}} . \quad (3.19)$$

Die Anzahl der Intervalle  $N_{int}$  wird im Kernbereich des welligen Zweiphasenbereichs ( $0.15 \leq \alpha \leq 0.85$ ) gegenüber den Randbereichen ( $0 < \alpha < 0.15$ ) und ( $0.85 < \alpha < 1$ ) deutlich zunehmen. Die Anzahl der Intervalle entspricht der Anzahl an Entnetzungs Vorgängen. Folglich wird der durch das Abrissverhalten verursachte Fehler im Kernbereich der welligen Zweiphasenströmung am größten sein.

Die Abrisszeit in fließenden Strömungen ist aufgrund der relativ langsamen Wellenbewegung deutlich höher als in schießenden und teilweise umgekehrten Strömungen. Allerdings ist die Anzahl der Phasenwechsel (pro Zeiteinheit) an der Sondenspitze in fließenden Strömungen deutlich geringer als in den anderen untersuchten Strömungen, wodurch der resultierende Gesamtfehler wiederum gering bleibt. Aufgrund der hohen Anzahl an Entnetzungs Vorgängen ergibt sich bei schießenden Strömungen ein maximaler Fehler kleiner 2.5%. Dieser maximale Fehler tritt an einer Kanalhöhe auf, an der ein Gasvolumenanteil

---

von  $\alpha \approx 0.5$  vorliegt. An Kanalpositionen, an denen höhere oder niedrigere Gasvolumenanteile vorliegen, ist die Anzahl der Entnetzungs Vorgänge niedriger. Dementsprechend ist der sich ergebende Fehler geringer. An den Rändern des welligen Zweiphasenbereichs ( $\alpha < 0.1$  und  $\alpha > 0.9$ ) beträgt der Fehler bereits unter 1%. Für fließende Strömungen als auch teilweise umgekehrte Strömungen resultiert ein Maximalfehler kleiner 1%.



## 4 Messergebnisse

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen geben Aufschluss über die lokalen kinematischen und turbulenten Strukturen in horizontalen Schichtenströmungen. Bei der Vermessung der lokalen Geschwindigkeiten und zugehöriger turbulenter Größen kam das laser-optische Messverfahren der *Particle Image Velocimetry* zum Einsatz. Die Hauptschwierigkeit bei der Vermessung von Schichtenströmungen mit laser-optischen Messmethoden sind die an der Phasengrenzfläche unvermeidbar durch das Laserlicht auftretenden Reflektionen. Durch den Einsatz fluoreszierender Partikel in Kombination mit einem geeigneten optischen Filter konnten diese Reflektionen erfolgreich eliminiert werden. Dadurch war eine Vermessung der flüssigen Phase bis in den welligen Zweiphasenbereich möglich. Messungen innerhalb der Gasphase wurden mit konventionellen Partikeln durchgeführt, wobei darauf geachtet werden musste, dass die Kamera so positioniert wurde, dass die an der Phasengrenzfläche auftretenden Reflektionen diese nicht beschädigen konnten (siehe Kap. 3.1.1).

Die Messung des lokalen Gasvolumenanteils wurde mit dem in Kapitel 3.2 vorgestellten Sondenmesssystem durchgeführt. Hierzu wurde die Sonde an der jeweils zu untersuchenden Position  $x$  in den Kanal eingebracht und in vertikaler Richtung durch die Strömung traversiert. Aus den Profilen kann die sich im zeitlichen Mittel ergebende mittlere Wasserhöhe  $y_m$  gewonnen werden. Diese ergibt sich bei festgelegter, horizontaler Kanalposition aus derjenigen Position über der Kanalhöhe, an der während der Messungen ein Gasvolumenanteil von  $\alpha = 0.5$  detektiert wurde. Zudem dient die Ausdehnung des Profils zwischen den Werten  $\alpha = 0.01$  und  $\alpha = 0.99$  über der Kanalhöhe als Maß für die Wellenhöhen  $y_\delta$ .

In den folgenden Kapiteln wird zunächst eine für die WENKA Versuchsanlage gültige Strömungskarte vorgestellt, die Aufschluß über die Übergänge zwischen den einzelnen Strömungszuständen gibt. Die Strömungskarte beinhaltet die Informationen über den sich einstellenden Hysteresebereich nach dem Eintreten einer Strömungsumkehr. Zusätzlich zu den Übergängen beinhaltet die Strömungskarte Informationen zu den Wasserlieferungsraten in teilweise umgekehrten Strömungen. Danach werden die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen nach Strömungszustand *Schießend*, *Fließend* und *Teilweise umgekehrt* unterteilt detailliert vorgestellt und diskutiert. Dabei wird jeweils zunächst auf die Messergebnisse des Gasvolumenanteils eingegangen und danach auf die Messergebnisse der lokalen Geschwindigkeiten. Die eingezeichneten Fehlerbalken in den Diagrammen der mittleren Strömungsgeschwindigkeiten und der Schwankungsgeschwindigkeiten repräsentieren jeweils die in Kapitel 3.1.3 diskutierten Vertrauensintervalle.

Eine Zusammenfassung der Messergebnisse und vergleichende Betrachtungen zwischen den einzelnen Strömungsformen wird im Anschluss in Kapitel 4.5 gegeben.

## 4.1 Strömungskarten

Gargallo [23] und Ralph et al. [75] beobachteten in horizontalen Kanälen einen starken Hystereseeffekt nach dem Eintreten einer Strömungsumkehr. Qualitativ betrachtet stellt sich der Übergang zurück zu einer stabilen Schichtenströmung gegenüber dem Eintreten der Strömungsumkehr erst bei deutlich niedrigeren Gasgeschwindigkeiten ein.

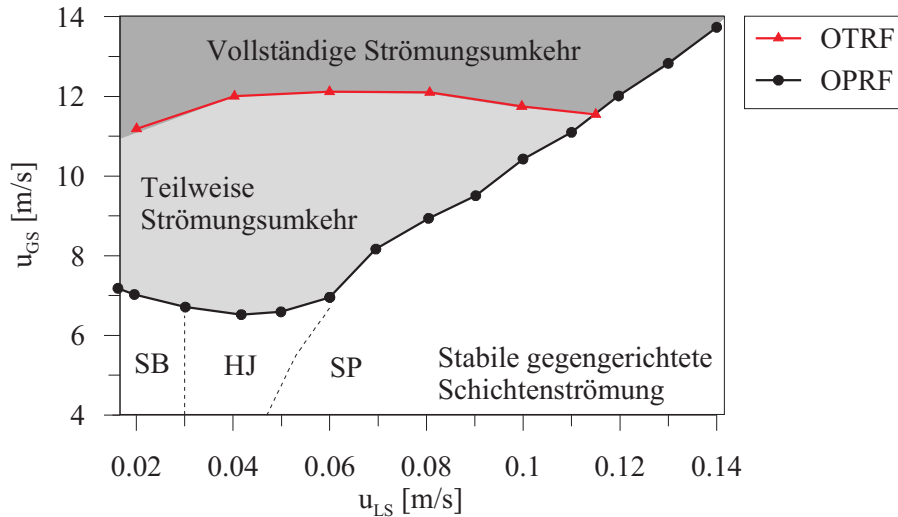


Abbildung 4.1: Strömungskarte der WENKA Anlage für  $y_0 = 9 \text{ mm}$  mit Bereichen in denen eine *fließende Strömung* (SB), ein *hydraulischer Sprung* (HJ) und eine *schießende Strömung* (SP) vorliegen. Die Linie *OPRF* bezeichnet den Übergang zu einer teilweise umgekehrten Strömung, die Linie *OTRF* den Übergang zu einer vollständig umgekehrten Strömung.

Abb. 4.1 zeigt die für die WENKA Anlage ermittelte Strömungskarte für eine Wasser-einlaufhöhe von  $y_0 = 9 \text{ mm}$ . Aufgetragen ist die Volumenstromdichte  $u_{GS}$  der Luft über der Volumenstromdichte  $u_{LS}$  des Wassers. Gemäß Definition bildet sich die Volumenstromdichte einer Phase aus dem Volumenstrom  $Q$  dieser Phase bezogen auf die gesamte von beiden Phasen durchströmte Querschnittsfläche  $A$ :

$$u_{GS} = \frac{Q_G}{A}, \quad (4.1)$$

$$u_{LS} = \frac{Q_L}{A}. \quad (4.2)$$

Gegenüber der aus der Dissertation von Gargallo [23] bekannten Strömungskarte, wurde die in Abb. 4.1 gezeigte Strömungskarte um den Bereich  $0.095 \text{ m/s} < u_{LS} < 0.14 \text{ m/s}$  erweitert. In der Strömungskarte sind die unterschiedlichen im Kanal möglichen Strömungszustände (siehe Kapitel 1.2.2) dargestellt. Der Bereich der stabilen gegengerichteten Schichtenströmung unterteilt sich drei Teilbereiche. Eine schießende Strömung (*engl. Supercritical Flow, SP*) wird sich bei hohen Volumenstromdichten des Wassers einstellen, eine fließende Strömung (*engl. Subcritical Flow, SB*) hingegen bei niedrigen Volumenstromdichten des Wassers. Zwischen diesen beiden Teilbereichen wird ein hydraulischer Sprung (*engl. Hydraulic Jump, HJ*) im Kanal auftreten, der den Übergang zwischen den beiden Strömungszuständen darstellt.

Ausgehend von einer stabilen Schichtenströmung tritt die Strömungsumkehr für Luft- und Wasserdurchsätze entlang der in der Strömungskarte mit *OPRF* (engl. *Onset of Partially Reversed Flow*) gekennzeichneten Linie auf. Der Bereich, in dem die Wasserlieferungsrate Null betragen und kein Wasser das Ende des Kanals erreicht, ist in der Strömungskarte durch die Linie *OTRF* (engl. *Onset of Totally Reversed Flow*) abgegrenzt.

Um ein besseres Verständnis der Übergänge zwischen den einzelnen Strömungszuständen zu erhalten, wurde der auftretende Hystereseeffekt für den WENKA Versuchsstand quantitativ erfasst und in die Strömungskarte in Abb. 4.2 aufgenommen. Durch diesen Hystereseeffekt ändert sich die Strömungskarte grundlegend. Die mit *OSTF* (engl. *Onset of Stratified Flow*) gekennzeichnete Linie stellt den Übergang von einer teilweisen Strömungsumkehr zurück zu einer stabilen gegengerichteten Schichtenströmung dar.

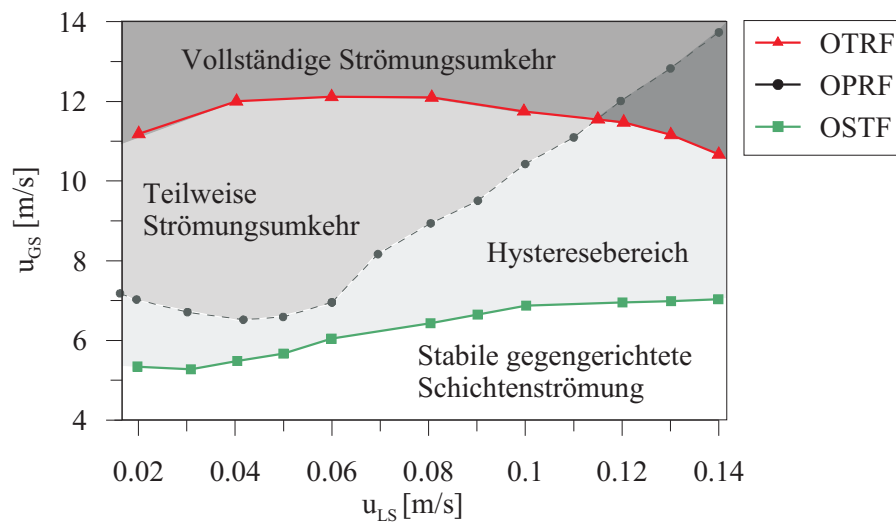


Abbildung 4.2: Strömungskarte der WENKA Anlage für  $y_0 = 9 \text{ mm}$  mit Hysteresebereich nach Eintreten einer Strömungsumkehr. Die Linie OSTF bezeichnet den Übergang zurück zu einer stabilen Schichtenströmung, bei der das komplette Wasser das Ende des Kanals erreicht.

Des Weiteren ändert sich für hohe Wasservolumenstromdichten mit dem Einsetzen des Hystereseeffekts der Übergang zur vollständigen Strömungsumkehr. Die vollständige Strömungsumkehr wird für Werte  $u_{LS} > 0.115 \text{ m/s}$  bereits bei niedrigeren Luftvolumenstromdichten eintreten als aus der stabilen gegengerichteten Schichtenströmung heraus. Verantwortlich hierfür ist, dass die in teilweise umgekehrten Strömungen auftretenden Wellen mit großer Amplitude der Luft eine größere Angriffsfläche als die in stabilen gegengerichteten Strömungen auftretenden Wellen mit vergleichsweise kleiner Amplitude bieten. Zusätzlich steht der Luft in teilweise umgekehrten Strömungen, aufgrund einer im zeitlichen Mittel höheren Wasserhöhe, ein geringerer Strömungsquerschnitt zur Verfügung, wodurch der Impulsaustausch zwischen den Phasen ebenfalls gefördert wird.

Für den Fall einer teilweise umgekehrten Strömung ändert sich in Abhängigkeit von den jeweiligen Durchsätzen der beiden Phasen der das Ende des Kanals erreichende Anteil des Wassers. Gargallo [23] ermittelte empirisch eine Formel zur Vorhersage der Wasserlieferungsrate. Um darüber hinaus das Wissen über den jeweiligen Einfluss des Luft- und Wasserdurchsatzes auf die umgekehrte Strömung zu erweitern, wurden Betriebszustände

mit definierten Wasserlieferungsrate bis in den Hysteresebereich hinein angefahren. Die sich ergebenden Linien mit konstanten Wasserlieferungsrate sind in Abb. 4.3 gezeigt.

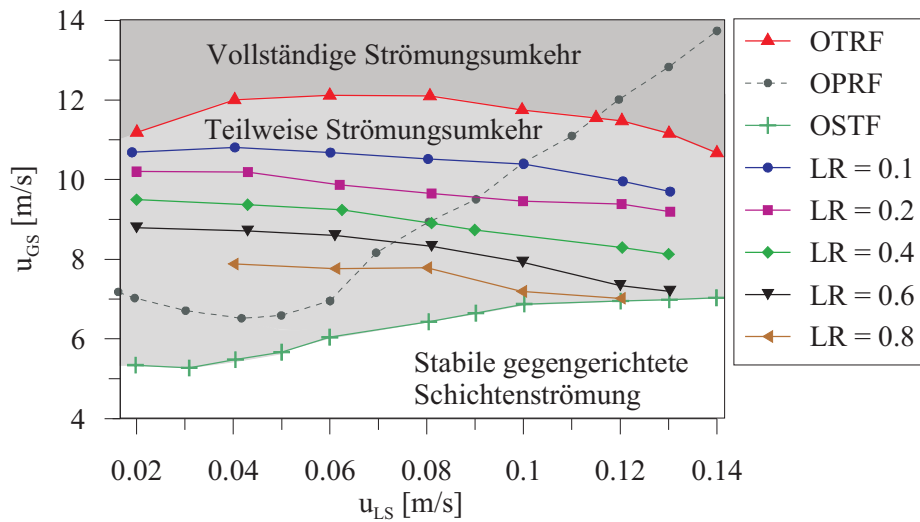


Abbildung 4.3: Strömungskarte mit Linien konstanter Wasserlieferungsrate ( $LR$ ) für  $y_0 = 9 \text{ mm}$ .

Mit steigender Volumenstromdichte der Luft wird die Wasserlieferungsrate bis zum Übergang zur vollständigen Strömungsumkehr immer weiter abnehmen. Die Messungen zeigen, dass eine Erhöhung der Volumenstromdichte des Wassers bei konstanter Volumenstromdichte der Luft zu niedrigeren Wasserlieferungsrate führt.

## 4.2 Schießende Strömung

Abb. 4.4 zeigt zweimal das gleiche Foto einer schießenden Strömung in der Versuchsstrecke der WENKA Anlage. Die Position der Kamera war seitlich des Kanals mit einem Blickwinkel von annähernd  $0^\circ$  gegen die Horizontale. Wasser strömt in dieser Ansicht von links nach rechts entgegen der Luftströmung, die rechts in den Kanal eintritt und auf der linken Seite in Richtung Zyklonabscheider (siehe Kapitel 2.1) ausströmt. Die mittlere Wasserhöhe nimmt in schießenden Strömungen in Hauptströmungsrichtung zu (siehe Kapitel 1.2.2), was im unteren Bild mit Hilfe der gestrichelten Linie verdeutlicht dargestellt wird.

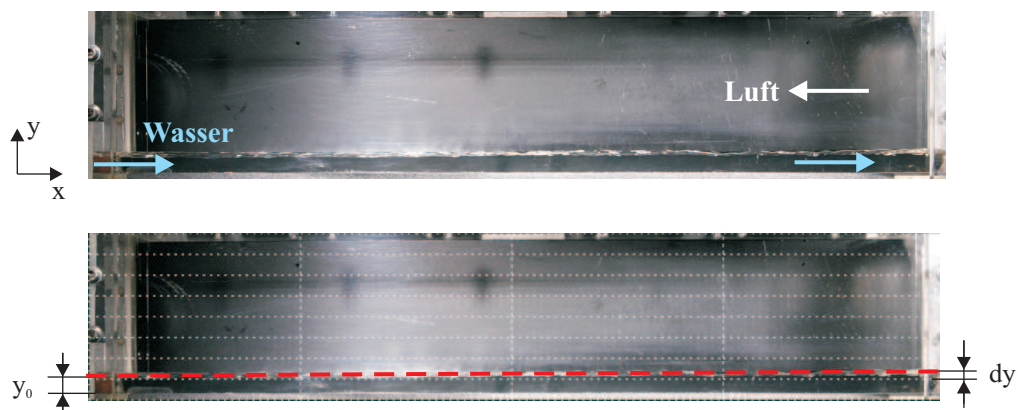


Abbildung 4.4: Fotos einer *schießenden Strömung* mit Schichtdickenzuwachs  $dy$  in Hauptströmungsrichtung der flüssigen Phase.

Das prinzipielle Strömungsverhalten schießender Strömungen ist in Abb. 4.5 skizziert. Für die Wasser- und Luftgeschwindigkeiten wurden aufgrund einer besseren Darstellung unterschiedliche Skalierungen gewählt. Eine detaillierte Beschreibung der Strömungsverhältnisse wird in den folgenden Kapiteln stattfinden. Eingezeichnet sind exemplarisch Geschwindigkeitsprofile an den beiden Positionen  $x = 235 \text{ mm}$  und  $x = 380 \text{ mm}$  entlang des Kanals, an denen die unterschiedlichen Messungen jeweils durchgeführt wurden.

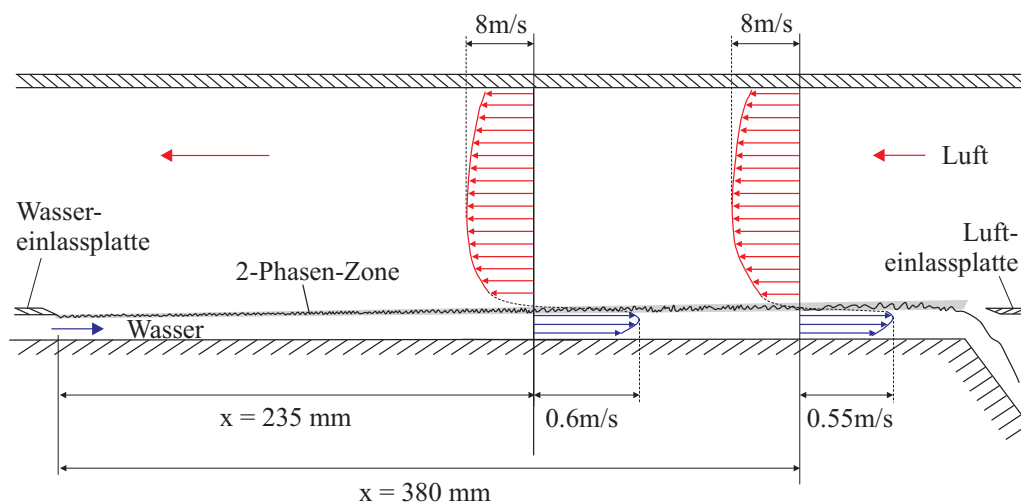


Abbildung 4.5: Prinzip und Geschwindigkeitsverteilung einer *schießenden Strömung*.

Die Randbedingungen der untersuchten schießenden Strömungen für eine Wassereinflaufhöhe von  $y_0 = 15 \text{ mm}$  sind der Tabelle 4.1 zu entnehmen. Neben der Bezeichnung des jeweiligen Messpunktes, sind die Position  $x$  entlang des Kanals, die Durchflussraten der flüssigen Phase  $Q_W$  und der gasförmigen Phase  $Q_G$  sowie die daraus berechnete Froude-Zahl  $Fr_0$  am Kanaleintritt ( $x = 0 \text{ mm}$ ) aufgeführt. Als Vorgriff auf die Messung des lokalen Gasvolumenanteils zeigt die Tabelle ebenfalls die mittleren Wasserhöhen  $y_m$  und die Wellenhöhen  $y_\delta$ .

Punkt	$y_0$ [mm]	$x$ [mm]	$Q_W$ [l/min]	$Q_G$ [l/s]	$Fr_0$ [-]	$y_m$ [mm]	$y_\delta$ [mm]
53	15	235	71.4	39.7	1.88	15.24	2.01
54	15	235	71.5	59.4	1.88	15.33	2.98
73	15	380	71.4	39.6	1.88	17.31	2.40
74	15	380	71.4	59.6	1.88	17.92	3.54
56	15	235	98.8	39.5	2.60	17.26	4.02
57	15	235	98.6	59.4	2.60	17.32	4.78
58	15	235	98.6	88.9	2.60	17.8	8.64

Tabelle 4.1: Randbedingungen der untersuchten *schießenden Strömungen* mit  $y_0 = 15 \text{ mm}$ .

Tabelle 4.2 zeigt die Randbedingungen der untersuchten schießenden Strömungen für  $y_0 = 9 \text{ mm}$ . Wie bei den Messungen mit  $y_0 = 15 \text{ mm}$  wurden sowohl die Wasser- und Luftdurchsätze variiert, als auch die Position der Messungen entlang des Kanals. Zusätzlich wurden bei dieser Wassereinflaufhöhe Messungen ohne gegenströmende Luft durchgeführt.

Punkt	$y_0$ [mm]	$x$ [mm]	$Q_W$ [l/min]	$Q_G$ [l/s]	$Fr_0$ [-]	$y_m$ [mm]	$y_\delta$ [mm]
3-0	9	235	41.7	0.0	2.36	10.03	0.93
3	9	235	41.6	39.6	2.36	10.24	0.98
4	9	235	41.6	59.4	2.36	10.35	1.90
23-0	9	380	41.6	0.0	2.35	11.41	1.07
23	9	380	41.7	39.6	2.36	11.88	1.36
24	9	380	41.7	59.4	2.36	12.27	2.24
6-0	9	235	59.4	0.0	3.37	11.27	2.42
6	9	235	59.5	39.5	3.37	11.72	2.43
9	9	235	59.4	59.5	3.37	11.81	2.86
26	9	380	59.4	39.5	3.37	10.58	1.80
29	9	380	59.4	59.4	3.36	10.73	2.39

Tabelle 4.2: Randbedingungen der untersuchten *schießenden Strömungen* mit  $y_0 = 9 \text{ mm}$ .

### 4.2.1 Lokaler Gasvolumenanteil

Die Ergebnisse der Messungen des lokalen Gasvolumenanteils für eine Wassereinflaufhöhe von  $y_0 = 15 \text{ mm}$  sind in Abb. 4.6 (siehe Seite 56) gezeigt. Aufgetragen ist der lokale Gasvolumenanteil  $\alpha$  als Funktion der wandnormalen Koordinate  $y$ . Die einzelnen Datenpunkte repräsentieren die unterschiedlichen Positionen der Messsonde in vertikaler Richtung, an denen eine Messung des Gasvolumenanteils stattfand.

Die in Abb. 4.6(a) gezeigten Messungen wurden bei einem konstanten Wasserdurchsatz von  $Q_W = 71 \text{ l/min}$  durchgeführt. Variiert wurde zum einen der Gasdurchsatz  $Q_G$  und die Position  $x$  an der die Messungen durchgeführt wurden. Die Profile zeichnen sich durch einen linearen Anstieg im Kernbereich der welligen Zweiphasenströmung ( $0.1 < \alpha < 0.9$ ) aus. An den Rändern dieses Bereichs nimmt die Steigung der Profile stark zu, so dass ein kontinuierlicher Übergang zur einphasigen Flüssigkeitsströmung ( $\alpha = 0$ ) und zur einphasigen Gasströmung ( $\alpha = 1$ ) stattfinden kann. Eine Erhöhung des Gasdurchsatzes bewirkt eine höhere Steigung der einzelnen Profile. Die Ausdehnung der welligen Zweiphasenzone nimmt zu und der erhöhte Gasdurchsatz bewirkt somit einen Anstieg der Wellenhöhen. Die Profile an Position  $x = 380 \text{ mm}$  (Messpunkte 73 und 74) liegen über denen an Position  $x = 235 \text{ mm}$  (Messpunkte 53 und 54). Somit nimmt die mittlere Wasserhöhe in Hauptströmungsrichtung des Wassers zu. Die Profile der in Abb. 4.6(b) gezeigten Messpunkte weisen mit  $Q_W = 99 \text{ l/min}$  gegenüber den bereits diskutierten höhere Wasserdurchsätze auf. Sowohl die Form der Profile als auch das Verhalten bei Erhöhung des Gasdurchsatzes entsprechen den bisher gewonnenen Erkenntnissen.

Abb. 4.7 zeigt die Ergebnisse der Gasvolumenanteilmessung bei  $y_0 = 9 \text{ mm}$ . Sowohl bei den in Abb. 4.7(a) als auch bei den in Abb. 4.7(b) gezeigten Strömungen wurde jeweils der Wasserdurchsatz konstant gehalten. Zusätzlich zu den oben diskutierten Fällen wurden für diese Wassereinflaufhöhe Messungen ohne gegenströmende Luft durchgeführt. Die Profile der Strömungen ohne gegenströmende Luft liefern die niedrigsten mittleren Wasserhöhen mit den geringsten Wellenhöhen. Während die mittleren Wasserhöhen für einen Wasserdurchsatz von  $42 \text{ l/min}$  (siehe Abb. 4.7(a)) zunehmen, scheint dies für einen Wasserdurchsatz von  $59 \text{ l/min}$  (siehe Abb. 4.7(b)) nicht mehr der Fall zu sein. Hierbei handelt es sich um ein lokales Phänomen, das auf der Präsenz eines pfeilförmigen Musters stehender Wellen in schießenden Strömungen basiert. Auf die Entstehung dieser stehenden Wellen wird in Kapitel 1.2.2 eingegangen. Die stehenden Wellen verursachen eine lokale Änderung der Wasserhöhe. Eine Erhöhung der lokalen Wasserhöhe tritt an den Positionen im Kanal auf, an denen die stehenden Wellen den Kanal durchlaufen. Aus Kontinuitätsgründen führt diese lokale Erhöhung der Wasserhöhe gleichzeitig zu einer Verringerung der Wasserhöhe in den an die stehenden Wellen angrenzenden Bereichen. Je nach Lage der stehenden Wellen können die einzelnen Messungen mehr oder weniger stark beeinflusst werden.

### 4.2.2 Flüssige Phase

#### Strömungsgeschwindigkeiten

Die vertikalen und horizontalen zeitlich gemittelten Strömungsgeschwindigkeiten  $v$  und  $u$  sind in Abb. 4.8 und Abb. 4.10 als Funktion der Koordinate  $y$  aufgetragen. Zum besseren Verständnis ist in den Diagrammen jeweils die untere Grenze des welligen Zweiphasenbereichs ( $2PB$ ) eingezeichnet. Dabei wurden diese Grenzen aus Übersichtlichkeitsgründen

für Punkte, deren Zweiphasenbereich in etwa auf gleicher Höhe beginnt, auf eine Linie zusammengefasst eingezeichnet.

In der Darstellung der Strömungsgeschwindigkeiten sind die 95%-*Vertrauensintervalle* (siehe Kapitel 3.1.3) als Fehlerbalken eingezeichnet. Da im welligen Zweiphasenbereich mit steigender Kanalhöhe der Gasvolumenanteil zunimmt, nimmt dementsprechend die Anzahl an Bildern, die für die Bildung der Geschwindigkeitsmittelwerte zur Verfügung stehen, ab. Infolgedessen wird die Ausdehnung des Vertrauensbereichs mit steigender Flüssigkeitshöhe im Zweiphasenbereich mit steigendem Gasvolumenanteil zunehmen. Im Fall von  $y_0 = 15 \text{ mm}$  basieren die Messungen auf einer Gesamtanzahl von 1500 Doppelbildern, während für  $y_0 = 9 \text{ mm}$  jeweils 300 Bilder für die Ermittlung der Strömungsgrößen zu Grunde liegen.

In allen untersuchten Strömungen zeigen die vertikalen Strömungsgeschwindigkeiten im Vergleich zu den horizontalen Geschwindigkeiten sehr niedrige Werte. Die Werte der maximalen Vertikalgeschwindigkeiten liegen bei unter 4% der mittleren Horizontalgeschwindigkeiten. Die vertikalen Geschwindigkeitskomponenten zeigen fast durchgehend positive Werte, nur in einigen wenigen Fällen werden die Werte im Bereich nahe der freien Oberfläche negativ. In Hauptströmungsrichtung des Wassers (von  $x = 235 \text{ mm}$  hin zu  $x = 380 \text{ mm}$ ) nehmen die vertikalen Geschwindigkeiten deutlich ab. Dies spricht dafür, dass der Schichtdickenzuwachs  $\delta y/\delta x$  der flüssigen Phase mit zunehmender Lauflänge geringer wird.

In den Profilen der horizontalen Geschwindigkeiten ist der Einfluß der Wandschubspannung am Kanalboden deutlich zu erkennen, wodurch die Strömung im unteren Bereich verzögert wird. Ebenso zu erkennen ist der Einfluß der an der freien Oberfläche wirkenden Schubspannungskräfte zwischen Flüssigkeit und entgegenströmender Luft. Dies hat eine Verzögerung der Strömung im welligen Zweiphasenbereich zur Folge. Hierdurch sind die maximalen Geschwindigkeiten der Strömung knapp unter der maximalen Wasserhöhe zu finden.

Bemerkenswert ist, dass sich die Geschwindigkeitsprofile der unterschiedlichen schießenden Strömungen mit gleichen Wasserdurchsätzen aber unterschiedlichen Luftdurchsätzen auf einer Position  $x$  im Kanal nur sehr geringfügig voneinander unterscheiden. Die entgegenströmende Luft hat über weite Bereiche nur einen geringen Einfluß auf die schießende Strömung und macht sich vor allem im welligen Zweiphasenbereich bemerkbar. Selbst im Fall einer deutlichen Steigerung des Luftdurchsatzes sinkt die mittlere Geschwindigkeit über die gesamte Flüssigkeitshöhe nur geringfügig (Abb. 4.8(d), *Messpunkt 58*). An der Kanalposition  $x = 380 \text{ mm}$  sind die Unterschiede in den einzelnen horizontalen Geschwindigkeitsprofilen deutlicher ausgeprägt als an der Position  $x = 235 \text{ mm}$  (Abb. 4.8 und Abb. 4.10). Zudem nimmt der Lufteinfluss mit einer Erhöhung der Wassereinflaßhöhe zu, da der Luft in diesem Fall ein geringerer Strömungsquerschnitt zur Verfügung steht.

Zwar verursachen die in schießenden Strömungen auftretenden stehenden Wellen lokal eine Änderung der mittleren Wasserhöhe (siehe Kapitel 4.2.1), allerdings führt diese lokale Höhenänderung zu keiner maßgeblichen Änderung des Gesamtströmungsquerschnittes. Die Profile der an der Kanalposition  $x = 380 \text{ mm}$  vermessenen Strömungen für einen Wasserdurchsatz von  $Q_W = 59 \text{ l/min}$  (*Messpunkte 26* und *29*) weisen niedrigere Geschwindigkeiten auf als die zugehörigen Profile an der Kanalposition  $x = 235 \text{ mm}$  (*Messpunkte 6* und *9*) (siehe Abb. 4.10). Diese Verringerung der Strömungsgeschwindigkeiten kann aus Kontinuitätsgründen nur durch Zunahme der mittleren Wasserhöhe erfolgen. Somit muss die über die Kanaltiefe gemittelte Wasserhöhe auch in diesem Fall in Haupt-



strömungsrichtung zunehmen, obwohl die stehenden Wellen lokal eine Verringerung der Wasserhöhe verursachen. Dieser Tatbestand zeigt, dass die in schießenden Strömungen vorkommenden stehenden Wellen ein der normalen Strömungsbewegung überlagertes, lokales Phänomen darstellen, bei dem die lokalen Strömungsgrößen innerhalb des Flüssigkeitfilms nicht oder nur geringfügig beeinflusst werden.

Abbildung 4.12 zeigt normierte Geschwindigkeitsprofile in horizontaler Richtung. Die der Normierung zugrunde liegenden, über die gesamte Flüssigkeitshöhe  $y_{max}$  gemittelten horizontalen Strömungsgeschwindigkeiten  $\bar{u}_m$  in ergeben sich jeweils zu:

$$\bar{u}_m = \frac{1}{\bar{\alpha} \cdot y_{max}} \int_0^{y_{max}} \bar{u}(y) \cdot \alpha(y) dy \approx \frac{\sum_{i=1}^N \bar{u}_i \cdot \alpha_i}{\sum_{i=1}^N \alpha_i}, \quad (4.3)$$

wobei  $u_i$  die einzelnen Geschwindigkeiten über der Flüssigkeitshöhe an einer festen Kanalposition  $x$  bezeichnet, die jeweils mit ihrer Auftretenswahrscheinlichkeit, dem lokalen Gasvolumenanteil  $\alpha_i$ , gewichtet werden. Die Werte der einzelnen  $u_m$  sind im Anhang A zu finden.

Die für eine Wassereinlaufhöhe von  $y_0 = 15 \text{ mm}$  normierten Profile sind in Abb. 4.12(a) gezeigt, diejenigen für  $y_0 = 9 \text{ mm}$  in Abb. 4.12(b). Die Diagramme beinhalten die Profile aller untersuchten Strömungen, bei denen sowohl die Wasser- als auch die Luftdurchsätze variiert wurden. Zu erkennen ist ein selbstähnlicher Verlauf der normierten Geschwindigkeitsprofile, scheinbar unabhängig von der Kanalposition  $x$  in horizontaler Richtung.

### Schwankungsgeschwindigkeiten

Die Schwankungsgeschwindigkeiten der untersuchten schießenden Strömungen bei den unterschiedlichen Wassereinlaufhöhen sind in Abb. 4.13 und Abb. 4.14 gezeigt. Aufgetragen sind die Schwankungsgeschwindigkeiten  $u_{RMS}$  in horizontaler und  $v_{RMS}$  in vertikaler Richtung als Funktion der auf die mittlere Wasserhöhe normierten wandnormalen Koordinate  $y/y_m$ .

Die vertikalen Schwankungsgeschwindigkeiten weisen prinzipiell niedrigere Werte auf als die horizontalen Schwankungsgeschwindigkeiten. Die vertikalen Schwankungen zeigen zwischen Kanalboden und Beginn des Zweiphasenbereichs  $2PB$  annähernd konstante Werte. Im oberen Bereich der Strömung nehmen die Schwankungen innerhalb des welligen Zweiphasenbereichs aufgrund der Wellenbewegung in vertikaler Richtung deutlich zu.

Die horizontalen Geschwindigkeitsschwankungen nehmen sowohl in Bodennähe als auch im Zweiphasenbereich deutlich zu. Der Anstieg im unteren Bereich der Strömung wird durch die Verzögerung der Strömung aufgrund der Bodenreibung verursacht. Mit steigendem Abstand zum Boden nimmt dieser Effekt ab und mit ihm die horizontalen Fluktuationen. Im oberen Bereich der Strömung nehmen die Fluktuationen durch die Verzögerungswirkung der entgegenströmenden Luft wiederum zu, wobei der Gradient  $\delta u_{RMS}/\delta y$  nahe der freien Oberfläche deutlich höher ist als in Richtung Boden.

### Reynoldsschubspannungen

Die Reynoldsschubspannungen schießender Strömungen sind in Abb. 4.15 gezeigt. Aufgetragen sind die Reynoldsschubspannungen als Funktion der auf die mittlere Wasserhöhe

normierten wandnormalen Koordinate  $y/y_m$ . Auffällig ist, dass die Profile der vermessenen Messpunkte mit gleichen Wasserdurchsätzen aufeinander fallen, scheinbar unabhängig vom Luftdurchsatz und von der horizontalen Position  $x$  in Hauptströmungsrichtung. Eine Erhöhung des Wasserdurchsatzes führt zu höheren Schubspannungen in der Nähe des Kanalbodens. Mit steigender Kanalhöhe nehmen die Schubspannungen graduell ab und zeigen auf Höhe der maximalen Wasserhöhe Werte nahe Null. Nur im Fall sehr hoher Luftdurchsätze (*Messpunkt 58*) zeigen die Reynoldsschubspannungen im oberen Strömungsbereich negative Werte.

### 4.2.3 Gasförmige Phase

#### Strömungsgeschwindigkeiten

Die gemessenen Geschwindigkeiten der Luftphase schießender Strömungen bei  $y_0 = 9 \text{ mm}$  zeigt Abb. 4.16. Bei der Vermessung der Luftphase wurden jeweils 300 Doppelbilder aufgenommen. Zu beachten ist, dass die Vermessung der Luftphase mit konventionellen Partikeln unter Verwendung deren Streulichtsignale durchgeführt wurde. Aus diesem Grund war eine Messung im welligen Zweiphasenbereich aufgrund der dort entstehenden Reflektionen an der Phasengrenzfläche nicht möglich.

Da die Luft entgegen der Flüssigkeit strömt, sind die Luftgeschwindigkeiten in horizontaler Strömungsrichtung negativ. Es ist deutlich zu erkennen, dass die vertikale Geschwindigkeitskomponente gegenüber der horizontalen Komponente sehr geringe Werte nahe Null besitzt. Da die Höhe des Flüssigkeitsfilms in schießenden Strömungen entgegen der Strömungsrichtung der Luft zunehmen wird, wird der der Luft zur Verfügung stehende Strömungsquerschnitt in Strömungsrichtung der Luft zunehmen. Allerdings ist diese Zunahme minimal ( $< 1\%$ ) und hat keinen entscheidenden Einfluß auf die Entwicklung des Geschwindigkeitsprofils entlang des Strömungspfades der Luft.

Im unteren Bereich der Luftphase (Abb. 4.16(c)) ist besonders bei höheren Luftdurchsätzen eine zusätzliche Verzögerung in Strömungsrichtung der Luft (von  $x = 380 \text{ mm}$  zu  $x = 235 \text{ mm}$ ) nahe der Flüssigkeitsoberfläche zu beobachten. Somit nimmt der Einfluss der gegenströmenden Wasserschicht auf die Luft in Strömungsrichtung der Luft zu.

Eine Erhöhung der Wassergeschwindigkeiten hingegen scheint keinen bedeutenden Einfluss auf die Luftgeschwindigkeiten zu haben, da eine Steigerung der Wassergeschwindigkeiten die Differenzgeschwindigkeiten zwischen Wasser und Luft nur geringfügig erhöht. Sowohl in den mittleren als auch in den oberen Bereichen der Luftphase sind die Geschwindigkeitsprofile für jeweils identische Luftdurchsätze annähernd deckungsgleich.

#### Schwankungsgeschwindigkeiten

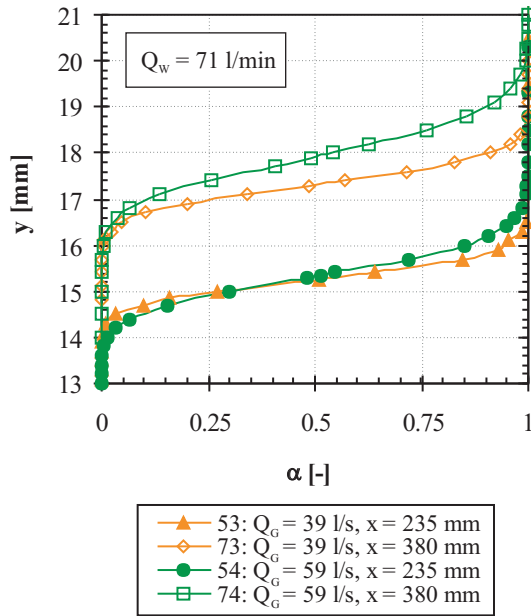
Abbildung 4.17 zeigt die Schwankungsgeschwindigkeiten der Luft bei  $y_0 = 9 \text{ mm}$ . Aufgetragen sind die Komponenten  $u_{RMS}$  und  $v_{RMS}$  in horizontaler und vertikaler Richtung als Funktion der Koordinate  $y$ . Analog zum Verhalten der flüssigen Phase weisen die horizontalen Schwankungsgeschwindigkeiten höhere Werte auf als die vertikalen Schwankungsgeschwindigkeiten. Der Ort der geringsten Schwankungen liegt in etwa auf mittlerer Kanalhöhe bei  $45 \text{ mm} < y < 50 \text{ mm}$ . Von diesem Punkt aus nehmen die Schwankungen sowohl in vertikaler als auch horizontaler Richtung zu. Nahe der oberen Kanalwand nehmen die vertikalen Schwankungen aufgrund des Dämpfungsverhaltens der Wand leicht ab. Die höchsten Fluktuationen, sowohl der horizontalen als auch der vertikalen Komponente,

sind in Richtung der Wasseroberfläche zu verzeichnen. Eine Erhöhung des Luftdurchsatzes führt zu einer Erhöhung der Schwankungsgeschwindigkeiten in beiden Raumrichtungen.

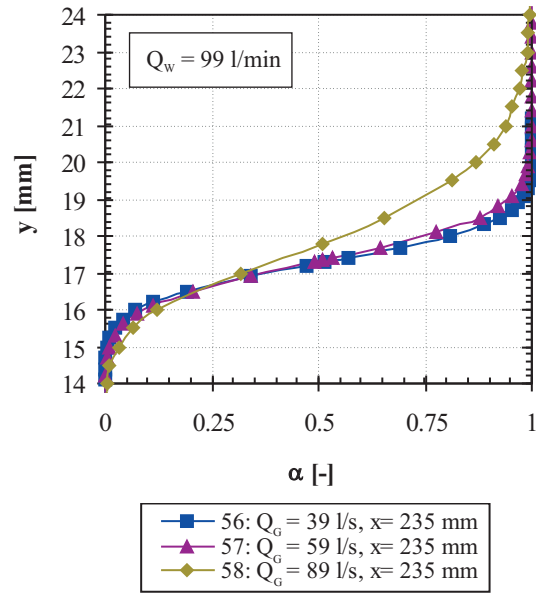
### **Reynoldsschubspannungen**

Die Reynoldsschubspannungen der Luft sind in Abb. 4.18 dargestellt. Die höchsten positiven Werte sind im Bereich der oberen Kanalwand zu finden. Von dort aus nehmen die Werte zunächst annähernd linear ab und zeigen in etwa auf mittlerer Kanalhöhe einen Nulldurchgang. Im unteren Bereich der Luftströmung ist der Einfluß des entgegenströmenden Wassers zu erkennen. Es ist zu erkennen, dass die negativen Werte der Reynoldsschubspannungen in Richtung der welligen Wasseroberfläche betragsmäßig stark zunehmen und von ihrem ursprünglich linearen Verlauf abweichen.

## 4.2.4 Diagramme

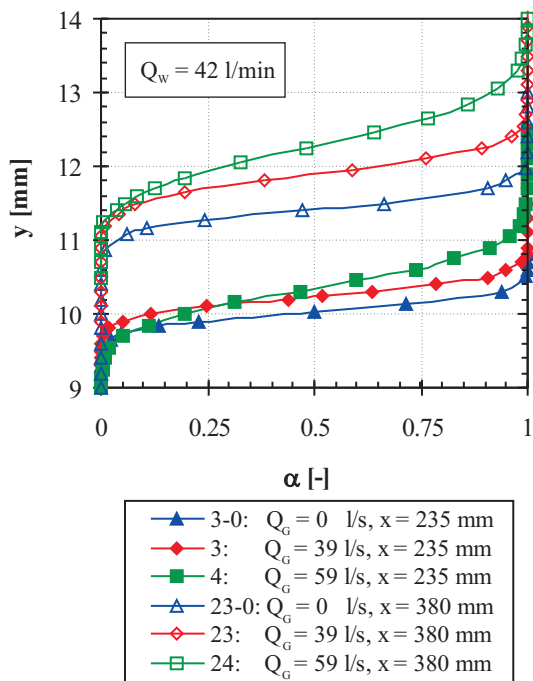


(a)

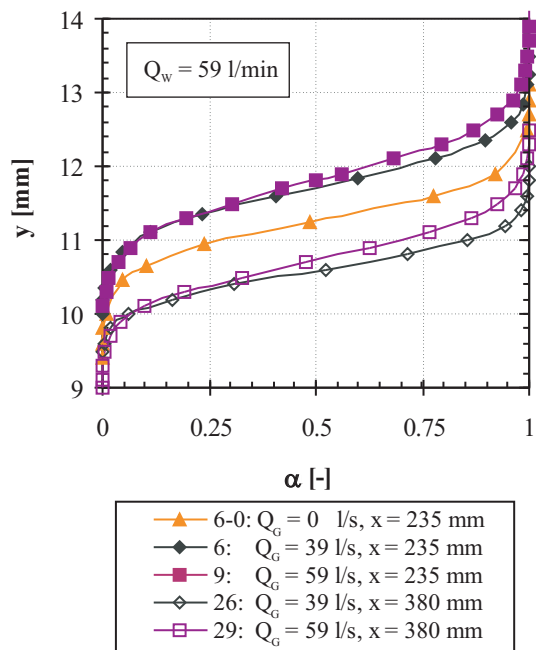


(b)

Abbildung 4.6: Gasvolumenanteil *schießender Strömungen* bei  $y_0 = 15 \text{ mm}$ : (a)  $Q_w = 71 \text{ l/min}$ ; (b)  $Q_w = 99 \text{ l/min}$ .



(a)



(b)

Abbildung 4.7: Gasvolumenanteil *schießender Strömungen* bei  $y_0 = 9 \text{ mm}$ : (a)  $Q_w = 42 \text{ l/min}$ ; (b)  $Q_w = 59 \text{ l/min}$ .

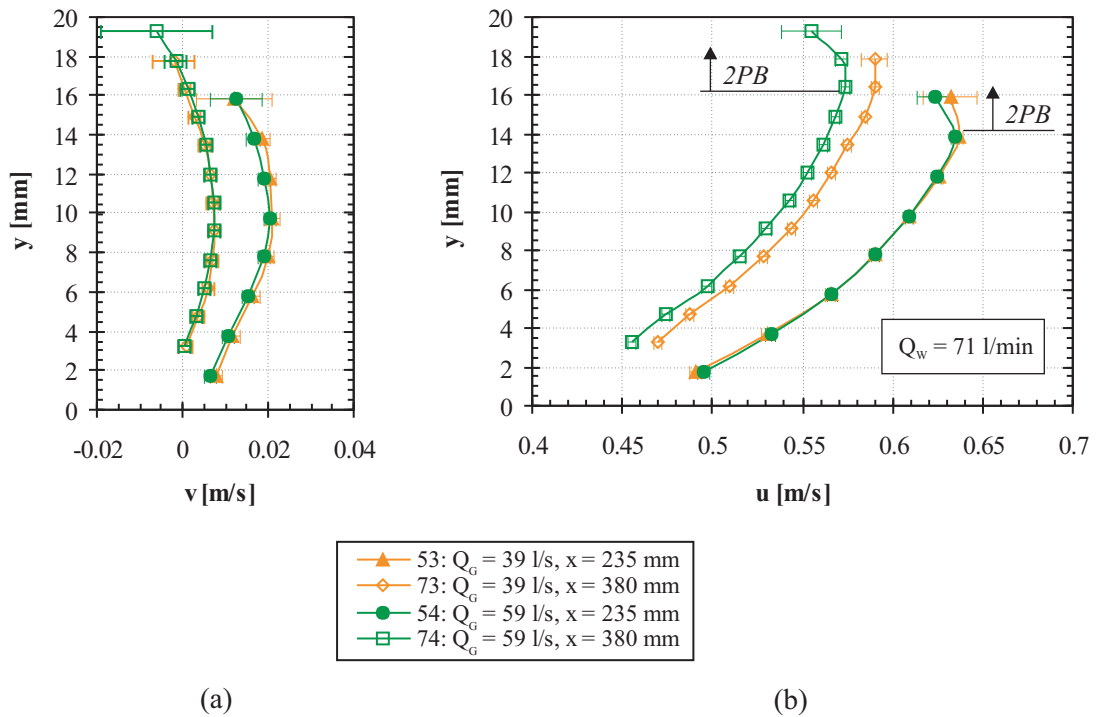


Abbildung 4.8: Strömungsgeschwindigkeiten der flüssigen Phase *schiefender Strömungen* mit  $y_0 = 15 \text{ mm}$  und  $Q_W = 71 \text{ l/min}$ : (a) vertikale Geschwindigkeiten; (b) horizontale Geschwindigkeiten.

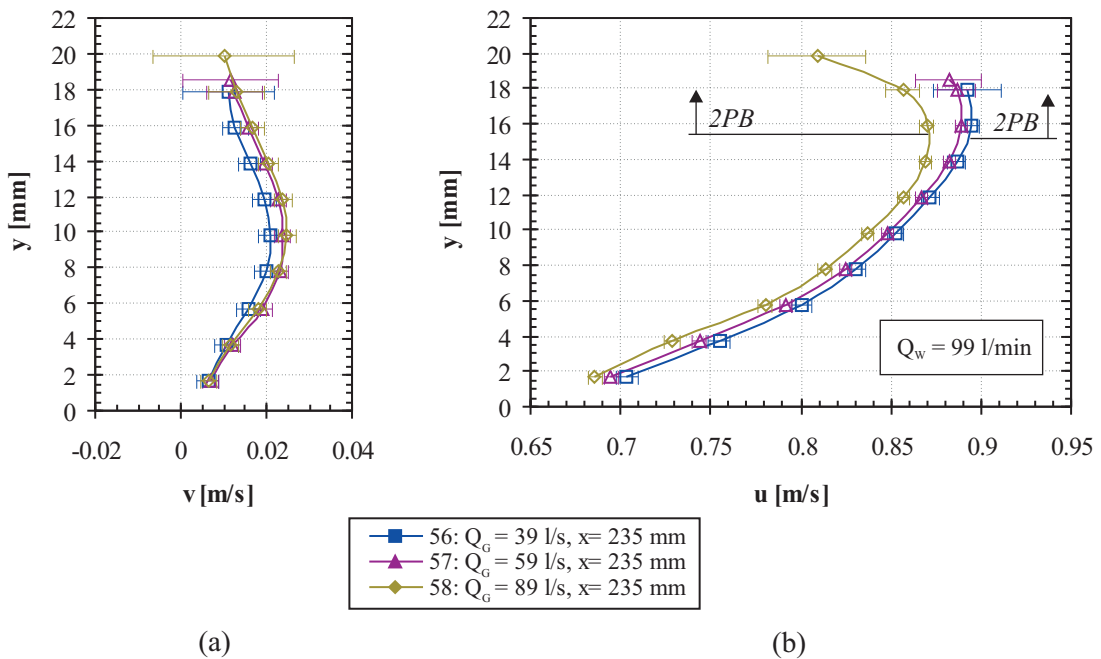


Abbildung 4.9: Strömungsgeschwindigkeiten der flüssigen Phase *schiefender Strömungen* mit  $y_0 = 15 \text{ mm}$  und  $Q_W = 99 \text{ l/min}$ : (a) vertikale Geschwindigkeiten; (b) horizontale Geschwindigkeiten.

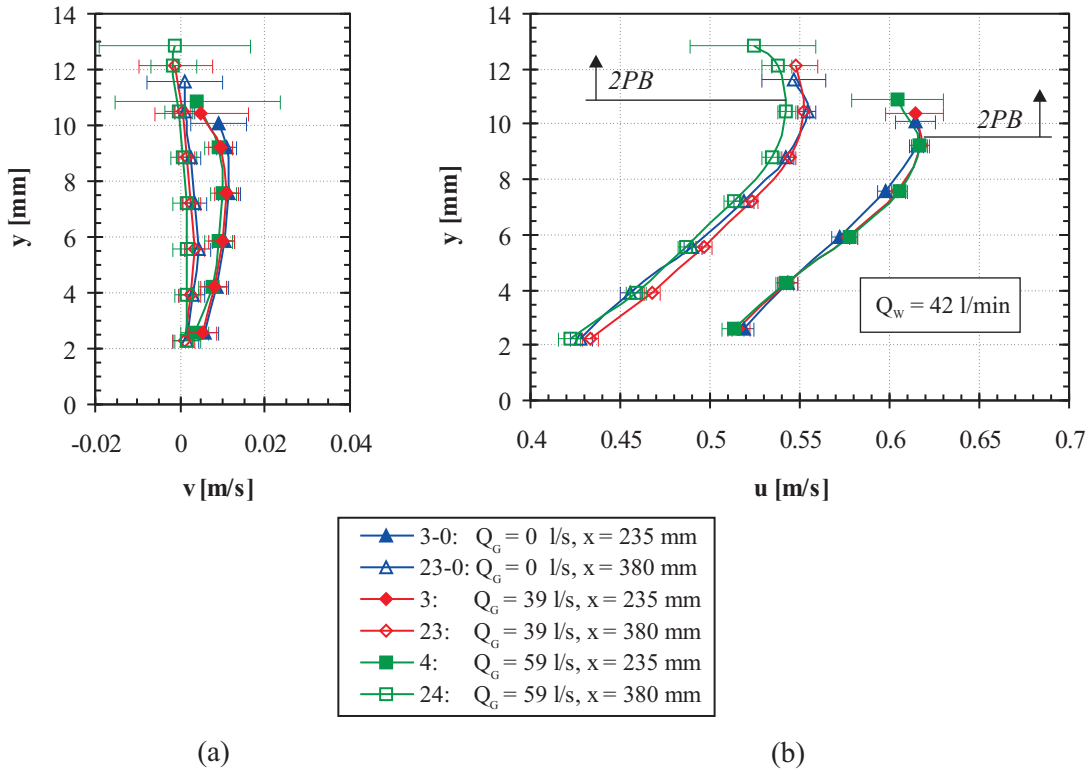


Abbildung 4.10: Strömungsgeschwindigkeiten der flüssigen Phase *schießender Strömungen* mit  $y_0 = 9 \text{ mm}$  und  $Q_W = 42 \text{ l/min}$ : (a) vertikale Geschwindigkeiten; (b) horizontale Geschwindigkeiten.

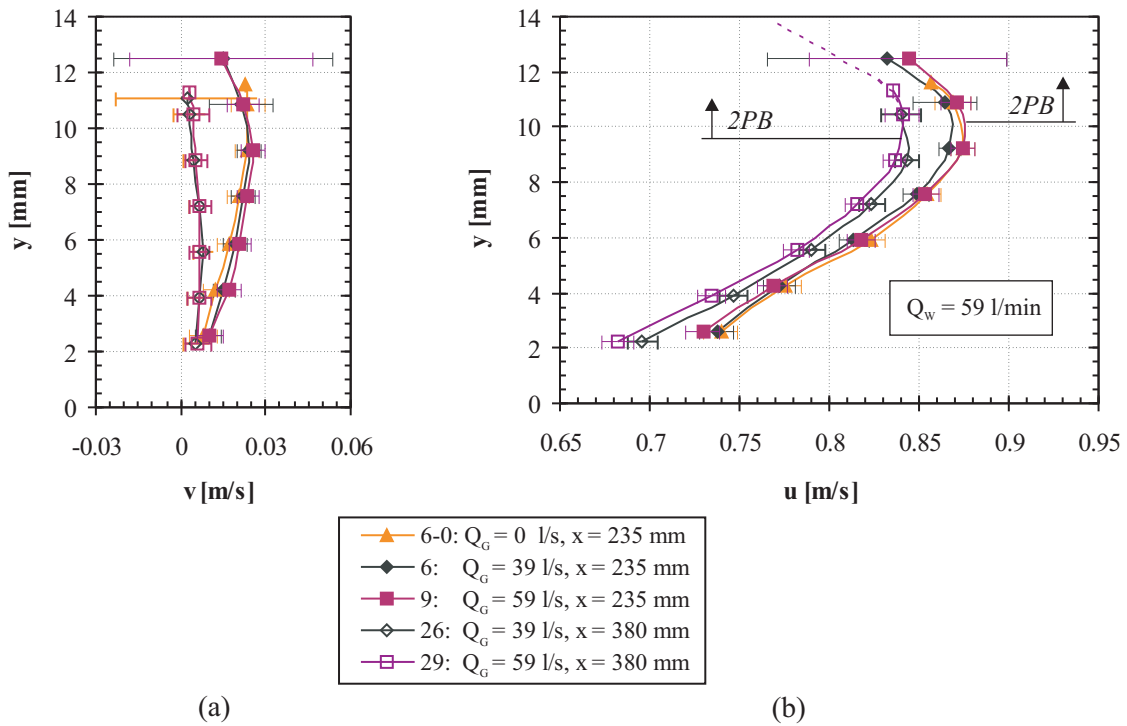


Abbildung 4.11: Strömungsgeschwindigkeiten der flüssigen Phase *schießender Strömungen* mit  $y_0 = 9 \text{ mm}$  und  $Q_W = 59 \text{ l/min}$ : (a) vertikale Geschwindigkeiten; (b) horizontale Geschwindigkeiten.

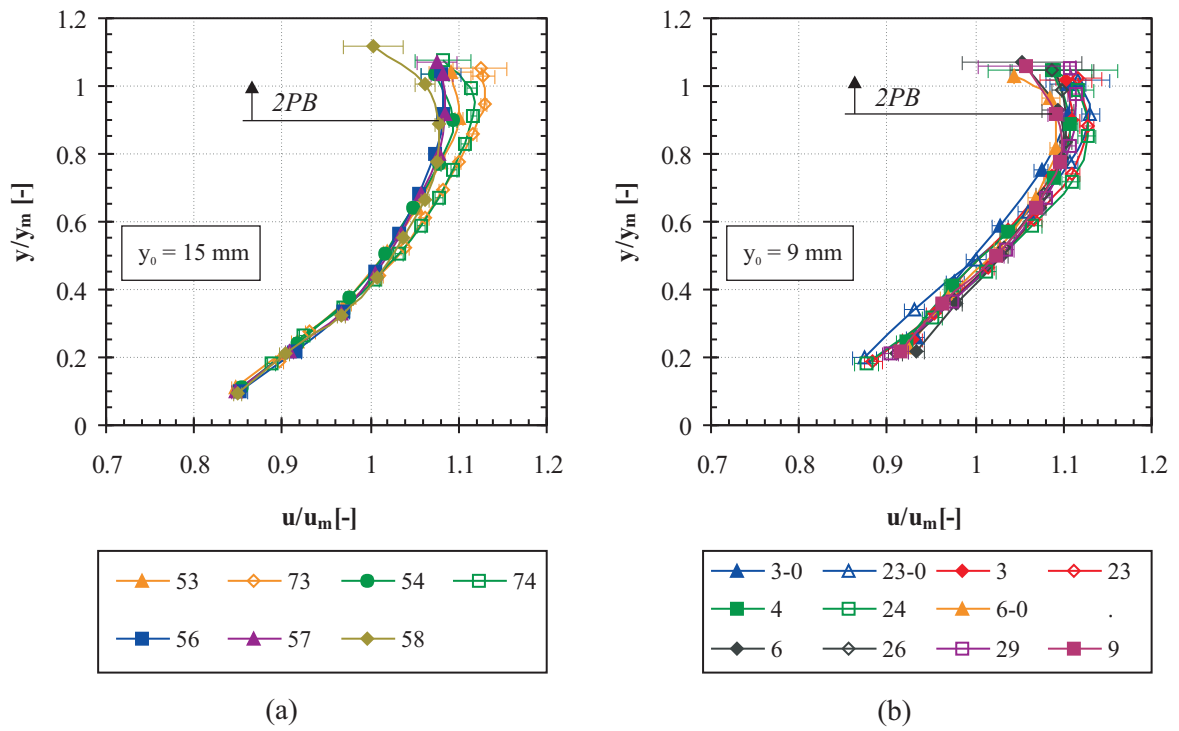


Abbildung 4.12: normierte Strömungsgeschwindigkeiten der flüssigen Phase *schießender Strömungen*: (a)  $y_0 = 15 \text{ mm}$ ; (b)  $y_0 = 9 \text{ mm}$ .

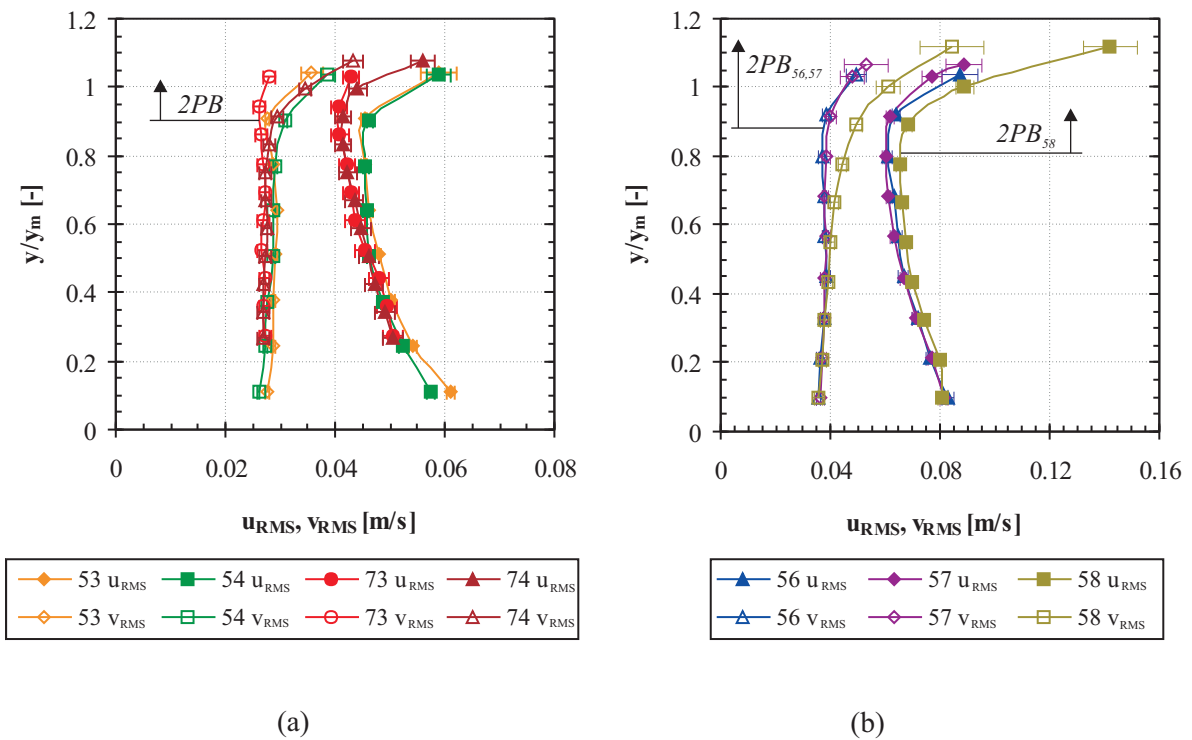


Abbildung 4.13: Schwankungsgeschwindigkeiten der flüssigen Phase *schießender Strömungen* mit  $y_0 = 15 \text{ mm}$ : (a)  $Q_W = 71 \text{ l/min}$ ; (b)  $Q_W = 99 \text{ l/min}$ .

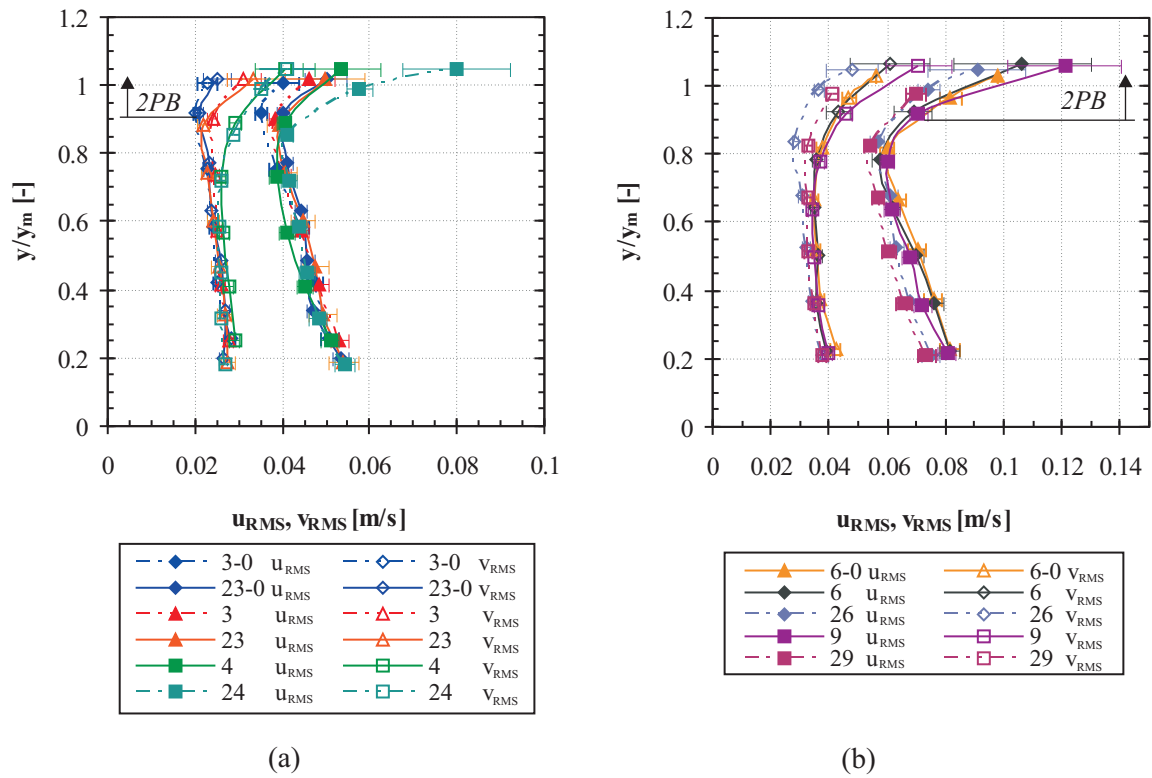


Abbildung 4.14: Schwankungsgeschwindigkeiten der flüssigen Phase *schießender Strömungen* mit  $y_0 = 9 \text{ mm}$ : (a)  $Q_W = 42 \text{ l/min}$ ; (b)  $Q_W = 59 \text{ l/min}$ .

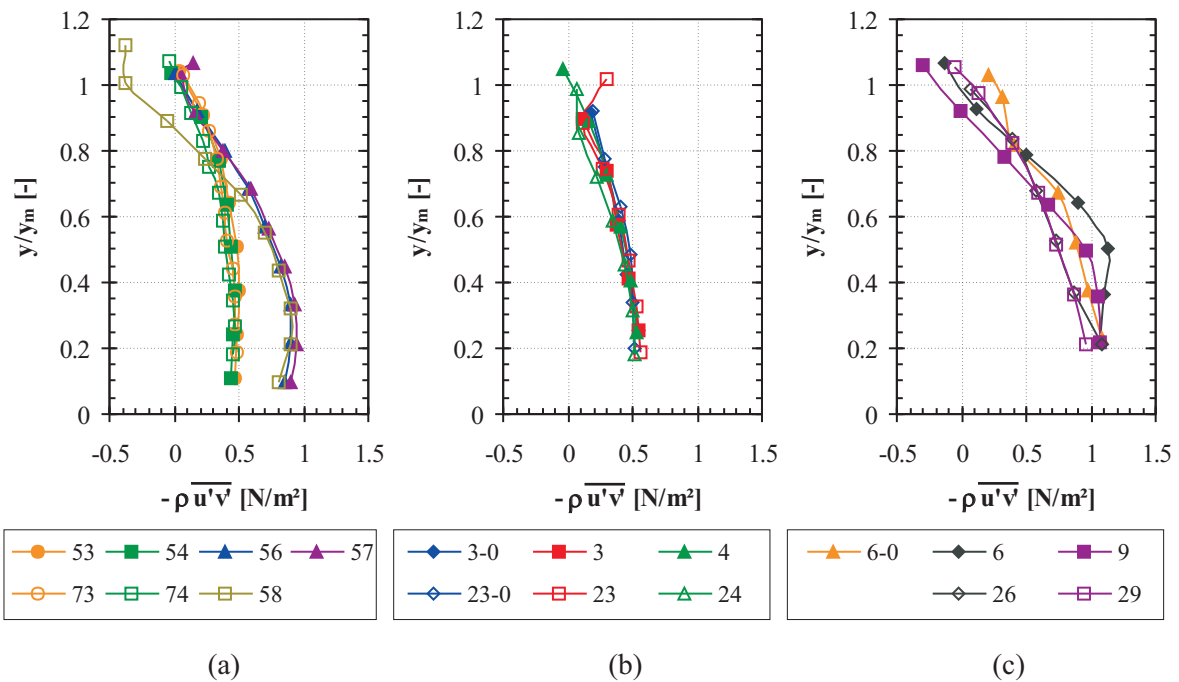


Abbildung 4.15: Reynoldsschubspannungen *schießender Strömungen*: (a)  $y_0 = 15 \text{ mm}$ ; (b)  $y_0 = 9 \text{ mm}$  und  $Q_W = 42 \text{ l/min}$ ; (c)  $y_0 = 9 \text{ mm}$  und  $Q_W = 59 \text{ l/min}$ .



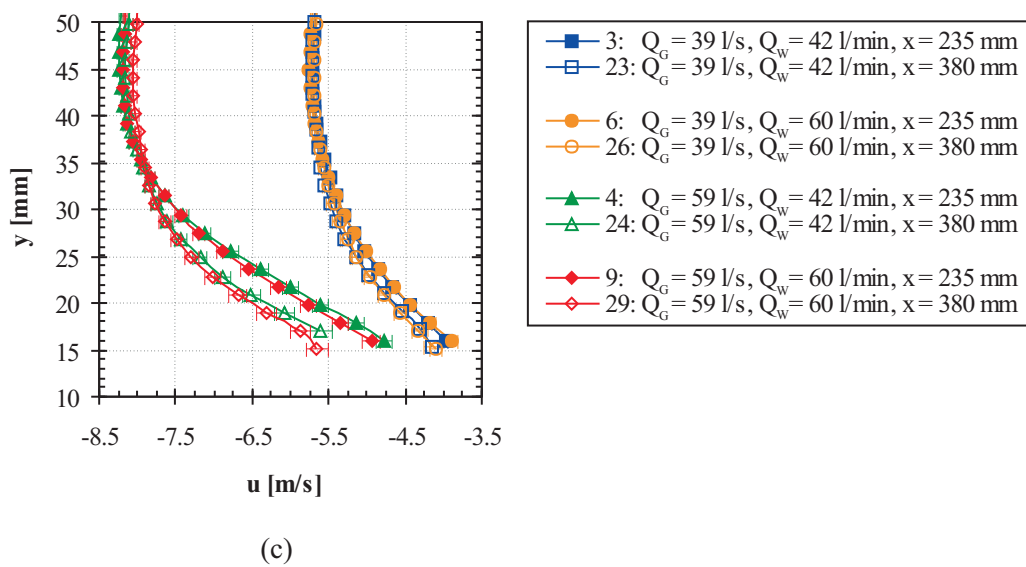
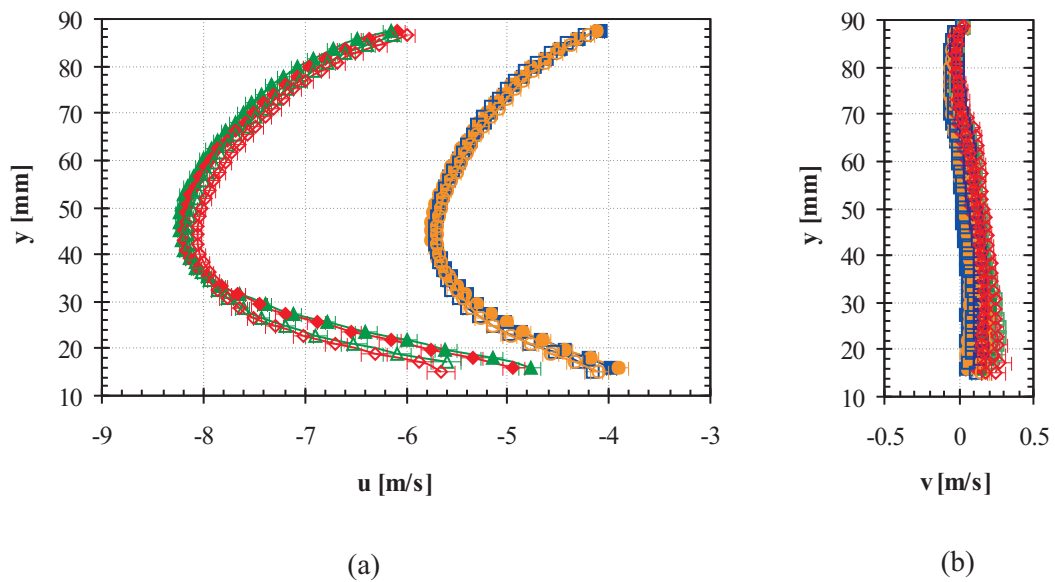


Abbildung 4.16: Luftgeschwindigkeiten *schießender Strömungen* mit  $y_0 = 9 \text{ mm}$ : (a) horizontale Geschwindigkeiten; (b) vertikale Geschwindigkeiten; (c) Detailansicht horizontale Geschwindigkeiten.

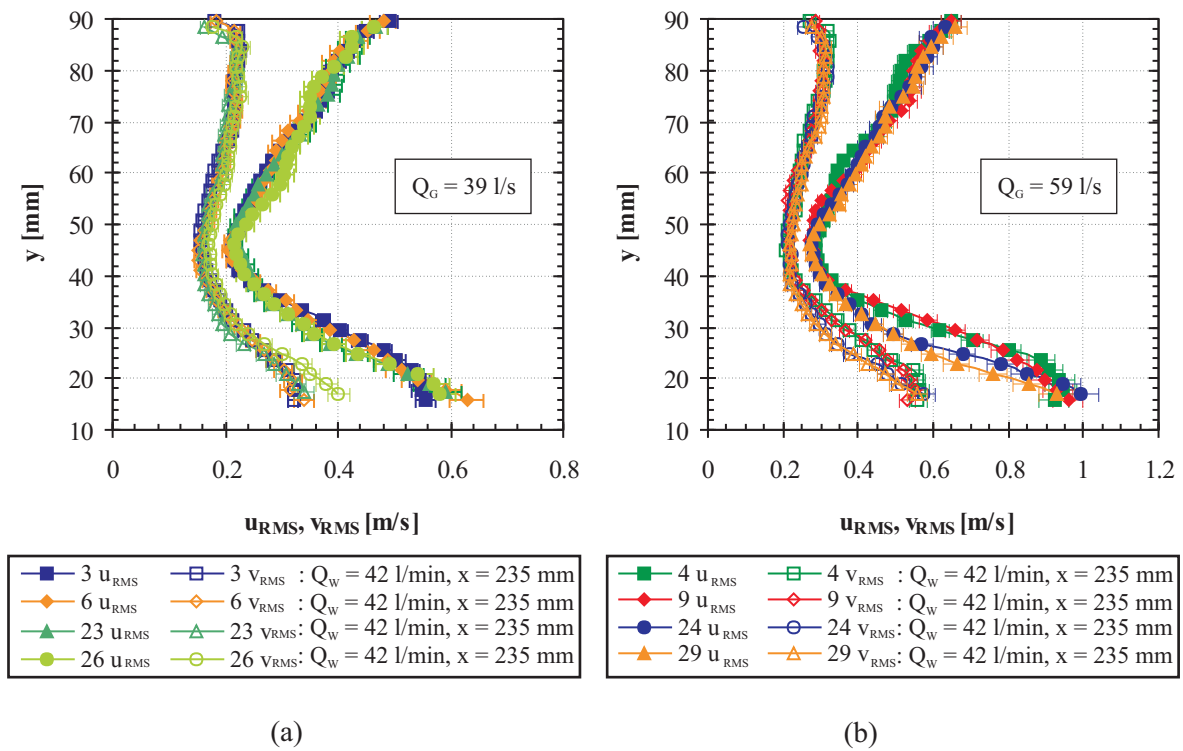


Abbildung 4.17: Schwankungsgeschwindigkeiten der Luft *schiefender Strömungen* bei  $y_0 = 9 \text{ mm}$ : (a)  $Q_G = 39 \text{ l/s}$ ; (b)  $Q_G = 59 \text{ l/s}$ .

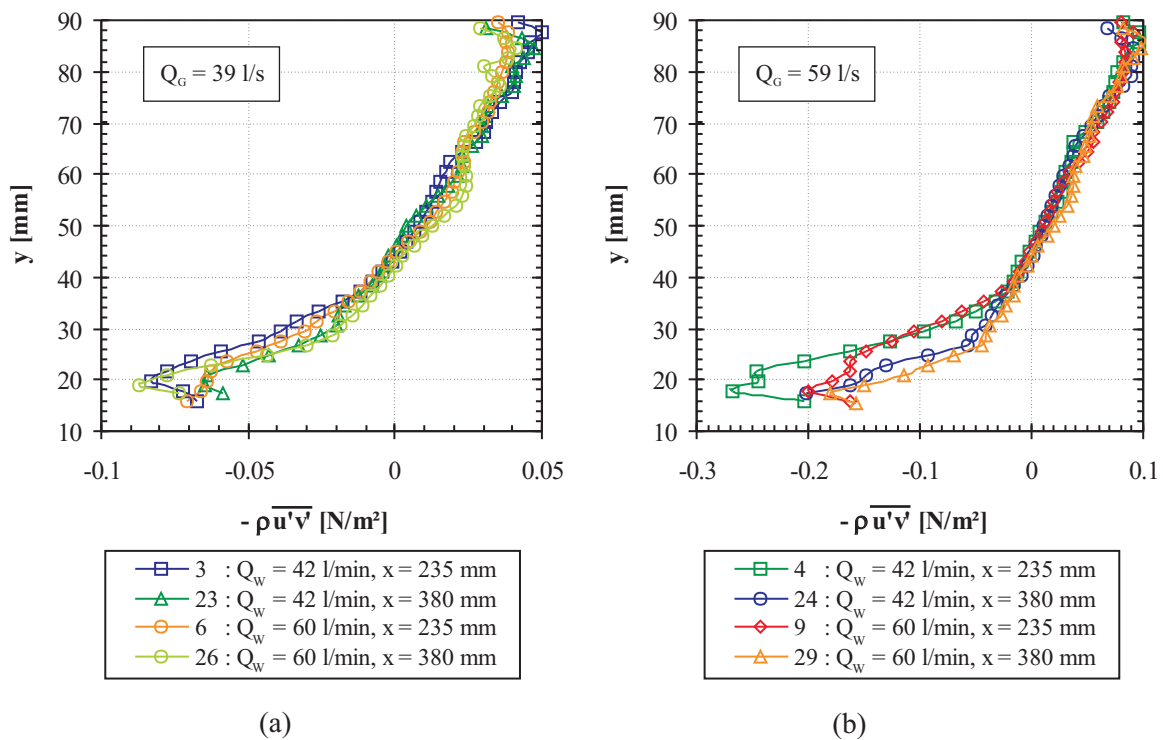


Abbildung 4.18: Reynoldsschubspannungen der Luft *schiefender Strömungen* bei  $y_0 = 9 \text{ mm}$ : (a)  $Q_G = 39 \text{ l/s}$ ; (b)  $Q_G = 59 \text{ l/s}$ .

### 4.3 Fließende Strömung

Im Gegensatz zu schießenden Strömungen weisen fließende Strömungen Froude-Zahlen  $Fr < 1$  auf (siehe Kapitel 1.2.2). Als charakteristisches Merkmal fließender Strömungen nimmt die mittlere Wasserhöhe in Hauptströmungsrichtung ab. Abb. 4.19 zeigt zweimal das gleiche Foto einer solchen Strömung im Versuchskanal der WENKA Anlage. Die Kameraposition und Ansicht entspricht derjenigen aus Kapitel 4.2 (*Schießende Strömung*). Wasser strömt ebenfalls von links nach rechts und Luft in entgegengesetzter Richtung von rechts nach links. Im unteren Bild ist mit Hilfe der gestrichelten Linie angedeutet, dass die mittlere Filmhöhe in Hauptströmungsrichtung des Wassers abnimmt.

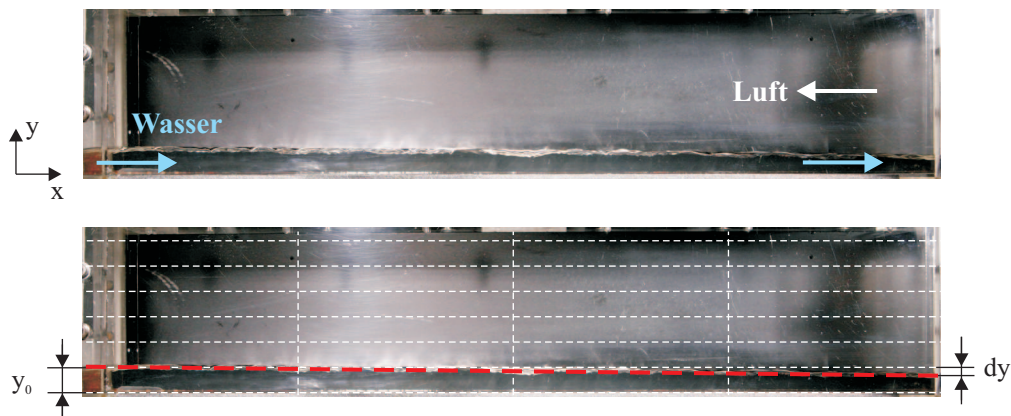


Abbildung 4.19: Fotos einer *fließenden Strömung* mit Schichtdickenabnahme  $dy$  in Hauptströmungsrichtung der flüssigen Phase.

Abb. 4.20 zeigt eine Prinzipskizze einer fließenden Strömung an der WENKA Anlage mit den zu erwartenden Strömungsverhältnissen. Für eine übersichtliche Darstellung der Wasser- und Luftgeschwindigkeiten wurden, wie im Kapitel *Schießende Strömung*, unterschiedliche Skalierungen gewählt. Bei den untersuchten fließenden Strömungen gilt zu beachten, dass die Höhe des Wasserfilms direkt nach Eintritt in die Versuchsstrecke

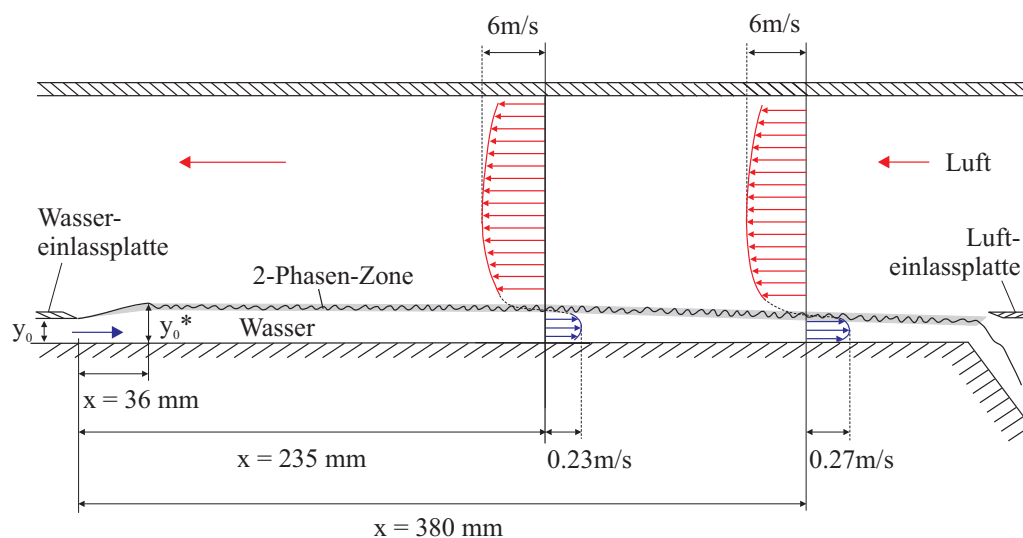


Abbildung 4.20: Prinzip und Geschwindigkeitsverteilung einer *fließenden Strömung*.

zunächst sprunghaft zunimmt, um dann kontinuierlich bis zum Wasserauslass abzunehmen. Um dies berücksichtigen zu können, wurden Messungen an der horizontalen Position  $x = 36 \text{ mm}$  im Kanal durchgeführt, wobei die mittlere Wasserhöhe an dieser Position im folgenden mit  $y_0^*$  bezeichnet wird.

In Tabelle 4.3 sind die Randbedingungen der untersuchten fließenden Strömungen aufgelistet. Neben der Wassereinflaufhöhe  $y_0$  und der Wasserhöhe  $y_0^*$  sowie den entsprechenden Froude-Zahlen  $Fr_0$  und  $Fr_0^*$  wird die horizontale Position  $x$ , an der die Messungen durchgeführt wurden, aufgeführt. Zudem werden die Wasserdurchsätze  $Q_W$  und Luftdurchsätze  $Q_G$  aufgelistet, die als Randbedingungen für die durchgeführten Messungen an der Versuchsanlage eingestellt wurden. Als Vorgriff auf die Messergebnisse der Gasvolumenanteilmessung, sind ebenfalls die mittleren Wasserhöhen  $y_m$  aufgeführt.

Punkt	$y_0$ [mm]	$y_0^*$ [mm]	$x$ [mm]	$Q_W$ [l/min]	$Q_G$ [l/s]	$Fr_0$ [-]	$Fr_0^*$ [-]	$y_m$ [mm]	$y_s$ [mm]
1	9	13.36	235	16.4	39.7	0.93	0.51	12.28	2.47
21	9	13.36	380	16.3	39.5	0.92	0.51	10.54	2.23
41	15	17.61	235	29.8	39.5	0.78	0.62	16.76	2.72
61	15	17.61	380	29.7	39.6	0.78	0.61	14.86	2.69

Tabelle 4.3: Randbedingungen der untersuchten *fließenden Strömungen*.

### 4.3.1 Lokaler Gasvolumenanteil

Abb. 4.21(a) (siehe Seite 67) zeigt die Ergebnisse der Gasvolumenanteilmessungen für die untersuchten fließenden Strömungen bei einer Wassereinflaufhöhe von  $y_0 = 9 \text{ mm}$  und Abb. 4.21(b) diejenigen für  $y_0 = 15 \text{ mm}$ . Aufgetragen ist jeweils der lokale Gasvolumenanteil  $\alpha$  als Funktion der wandnormalen Koordinate  $y$ . Die Diagramme zeigen ebenfalls die an Position  $x = 36 \text{ mm}$  gemessenen Profile. Zunächst ist zu erkennen, dass mit zunehmender Lauflänge  $x$  die mittleren Wasserhöhen abnehmen. Ebenso ist eine leichte Abnahme der Wellenhöhen in Strömungsrichtung des Wassers zu verzeichnen. Des Weiteren verläuft der Anstieg der Profile im Kernbereich der Zweiphasenströmung ( $0.1 < \alpha < 0.9$ ) wie auch im Fall schießender Strömungen linear. Im Randbereich der Zweiphasenströmung nehmen die Steigungen der Profile ebenfalls stark zu, so dass sich ein kontinuierlicher Übergang zu den einphasigen Strömungsbereichen einstellt.

### 4.3.2 Flüssige Phase

#### Strömungsgeschwindigkeiten

Die Strömungsgeschwindigkeiten der flüssigen Phase sind in Abb. 4.22 für eine Wassereinflaufhöhe von  $y_0 = 9 \text{ mm}$  und in Abb. 4.23 für eine Wassereinflaufhöhe von  $y_0 = 15 \text{ mm}$  dargestellt. Aufgetragen sind jeweils die lokalen Geschwindigkeiten  $v$  in vertikaler und die lokalen Geschwindigkeiten  $u$  in horizontaler Richtung als Funktion der Koordinate  $y$ . Die durchgeführten Messungen basieren im Fall von  $y_0 = 9 \text{ mm}$  auf einer Gesamtanzahl von 300 Bildern, während für  $y_0 = 15 \text{ mm}$  jeweils 1500 Bilder für die Ermittlung der Strömungsgrößen zu Grunde liegen.

Zunächst lässt sich festhalten, dass, wie im Fall schießender Strömungen, die vertikalen Geschwindigkeitskomponenten deutlich kleiner sind als die horizontalen Geschwindigkeitskomponenten und Werte kleiner 3% im Vergleich zu den mittleren Horizontalgeschwindigkeiten aufweisen. Im Fall von  $y_0 = 9 \text{ mm}$  zeigt die vertikale Komponente durchgehend negative Werte, während im Fall von  $y_0 = 15 \text{ mm}$  besonders bei Position  $x = 235 \text{ mm}$  noch positive Vertikalgeschwindigkeiten zu verzeichnen sind, die entlang des Kanals in Hauptströmungsrichtung jedoch schnell abklingen und an Position  $x = 380 \text{ mm}$  bereits fast durchgehend negative Werte zeigen.

In den horizontalen Geschwindigkeitsprofilen lässt sich zum einen im wandnahen Bereich der Strömung der Einfluß des Kanalbodens auf die Strömung erkennen, zum anderen der Einfluß der entgegenströmenden Luft nahe der freien Oberfläche. In beiden Bereichen kommt es zu einer Verzögerung der Strömungsgeschwindigkeiten. Im mittleren Bereich der Strömung ist eine annähernd konstante maximale Horizontalgeschwindigkeit zu verzeichnen, wobei dieser Bereich in Strömungsrichtung des Wassers aufgrund der Abnahme der mittleren Wasserhöhe etwas schmaler wird.

Die auf die mittlere Strömungsgeschwindigkeit (siehe Gl. 4.3) normierten Geschwindigkeitsprofile  $u/u_m$  in horizontaler Richtung sind in Abb. 4.25(b) gezeigt. Wie auch im Fall schießender Strömungen ist bei dieser Normierung ein selbstähnlicher Verlauf der Profile zu erkennen.

### Schwankungsgeschwindigkeiten

Die Schwankungsgeschwindigkeiten der untersuchten fließenden Strömungen sind in Abb. 4.24 abgebildet. Aufgetragen sind die Absolutwerte der vertikalen und der horizontalen Schwankungsgeschwindigkeiten  $v_{RMS}$  und  $u_{RMS}$  als Funktion der auf die jeweils mittlere Wasserhöhe normierten Koordinate  $y/y_m$ . Wie auch bei der Betrachtung schießender Strömungen, ist der Einfluß des Kanalbodens auf die Schwankungsgeschwindigkeiten zu erkennen, wodurch die Fluktuationen in horizontaler Richtung durch den, aufgrund der Bodenreibung, auftretenden Verzögerungseffekt ansteigen. Die Zunahme der horizontalen Fluktuationsgeschwindigkeiten nahe der freien Oberfläche begründet sich in der Verzögerung der Strömung durch die entgegenströmende Luft, wobei der Einfluß der Luft auf die Flüssigkeit im Gegensatz zu schießenden Strömungen deutlich stärker ausgeprägt ist.

Die Zunahme der vertikalen Schwankungskomponente lässt sich wie bei schießenden Strömungen mit der Wellenbewegung in vertikaler Richtung erklären. Im Gegensatz zu schießenden Strömungen zeigen die vertikalen Schwankungsgeschwindigkeiten keine annähernd konstanten Werte zwischen dem bodennahen Bereich und der welligen Wasseroberfläche, was ebenfalls den starken Einfluss der gegenströmenden Luft auf die Flüssigkeitsströmung verdeutlicht.

### Reynoldsschubspannungen

Abb. 4.25 zeigt die Reynoldsschubspannungen  $-\overline{\rho u'v'}$  der unterschiedlichen fließenden Strömungen. Aufgetragen sind die Absolutwerte der Reynoldsschubspannungen als Funktion der auf die mittlere Wasserhöhe normierten Koordinate  $y/y_m$ . Im Fall der untersuchten Strömungen zeigen die Profile für eine Wassereinflusshöhe von  $y_0 = 9 \text{ mm}$  im wandnahen Bereich positive Werte. Mit zunehmender Kanalhöhe nehmen diese Werte ab

und werden negativ. In einer Höhe knapp unter der mittleren Wasserhöhe ( $y/y_m = 1$ ) nehmen die Werte wiederum zu und zeigen in den Wellenkämmen positive Werte. Im Gegensatz dazu zeigen die Werte der Reynoldsschubspannungen der untersuchten Strömungen bei einer Wassereinflaßhöhe von  $y_0 = 15 \text{ mm}$  fast durchgehend positive Werte, nur an Position  $x = 380 \text{ mm}$  (*Messpunkt 61*) scheinen kurz unterhalb der mittleren Wasserhöhe leicht negative Werte aufzutreten. Alle untersuchten Fälle haben einen Anstieg der Reynoldsschubspannungen in den Wellenkämmen gemeinsam.

Im Vergleich zu schießenden Strömungen sind die Reynoldsschubspannungen fließender Strömungen innerhalb der einphasigen Flüssigkeitsströmung deutlich geringer. Dies liegt an den deutlich niedrigeren Strömungsgeschwindigkeiten und der damit verbunden niedrigeren Schubspannungen zwischen Kanalboden und Flüssigkeitsfilm.

### 4.3.3 Gasförmige Phase

#### Strömungsgeschwindigkeiten

Die gasförmige Phase fließender Strömungen wurde für eine Wassereinflaßhöhe von  $y_0 = 9 \text{ mm}$  vermessen. Die Ergebnisse der Untersuchungen sind in Abb. 4.26 gezeigt. Wiederum sind die horizontalen Geschwindigkeiten  $u$  und die vertikalen Geschwindigkeiten  $v$  mit ihren jeweiligen Vertrauensintervallen als Funktion der Koordinate  $y$  aufgetragen. Die der Mittelung zugrunde liegende Anzahl an Bildern beträgt jeweils 300. Wie bereits bei schießenden Strömungen sind auch in fließenden Strömungen die vertikalen Strömungsgeschwindigkeiten gegenüber den horizontalen Geschwindigkeiten sehr gering und weisen mittlere Werte nahe Null auf.

Die vertikalen Luftgeschwindigkeiten zeigen, aufgrund der in Strömungsrichtung der Luft zunehmenden mittleren Höhe der Wasserschicht, bis auf den wandnahen Bereich positive Werte (Abb. 4.26(a)). Aus dem gleichen Grund nimmt die mittlere Luftgeschwindigkeit in Strömungsrichtung der Luft leicht zu. Ähnlich wie bei der flüssigen Phase zeigen die vertikalen Geschwindigkeiten gegenüber den horizontalen Geschwindigkeiten sehr geringe Werte. Die Größenordnung der maximalen vertikalen Geschwindigkeiten liegt bei unter 4% der mittleren horizontalen Geschwindigkeiten.

#### Schwankungsgeschwindigkeiten

Abb. 4.27 zeigt zum einen die Geschwindigkeitsfluktuationen und zum anderen die Reynoldsschubspannungen der Luftphase in fließenden Strömungen. Der Ort der niedrigsten Fluktuationen ist im Bereich der Kanalmitte ( $45 \text{ mm} < y < 50 \text{ mm}$ ). Die höchsten Fluktuationen in horizontaler Richtung treten in Richtung Phasengrenzfläche auf, aufgrund der dort wirkenden starken Scherkräfte und der dadurch bedingten Verzögerung der Luftgeschwindigkeiten. Ebenso ist eine Zunahme der Fluktuationengeschwindigkeiten in Richtung der oberen Kanalplatte aufgrund der Wandschubspannung zu erkennen. Die vertikalen Fluktuationengeschwindigkeiten zeigen einen leichten Anstieg von der Kanalmitte in Richtung obere Kanalplatte und fallen in unmittelbarer Wandnähe, aufgrund des Dämpfungsverhaltens der Kanalplatte in vertikaler Richtung, ab. In Richtung der Phasengrenzfläche nehmen die vertikalen Schwankungen stark zu, wobei an Position  $x = 380 \text{ mm}$ , kurz nach Eintritt der Luft in den Versuchskanal (*Messpunkt 21*), ein Abfall der vertikalen Schwankungen zu beobachten ist.

### Reynoldsschubspannungen

Die Reynoldsschubspannungen  $-\rho\overline{u'v'}$  zeigen vom wandnahen Bereich der oberen Wand des Kanals bis zur Kanalmitte positive Werte (Abb. 4.27(a)). Die höchsten Werte sind im oberen Strömungsbereich zu verzeichnen, wobei die Werte in unmittelbarer Wandnähe und ebenfalls in Richtung Kanalmitte abnehmen. Die Abnahme in Richtung Kanalmitte erfolgt annähernd linear. Von der Kanalmitte ausgehend zeigen die Reynoldsschubspannungen in Richtung Phasengrenzfläche negative Werte, wobei das an Kanalposition  $x = 380 \text{ mm}$  ermittelte Profil (Messpunkt 21) einen erneuten Anstieg der Reynoldsschubspannungen nahe der Phasengrenzfläche zeigt.

### 4.3.4 Diagramme

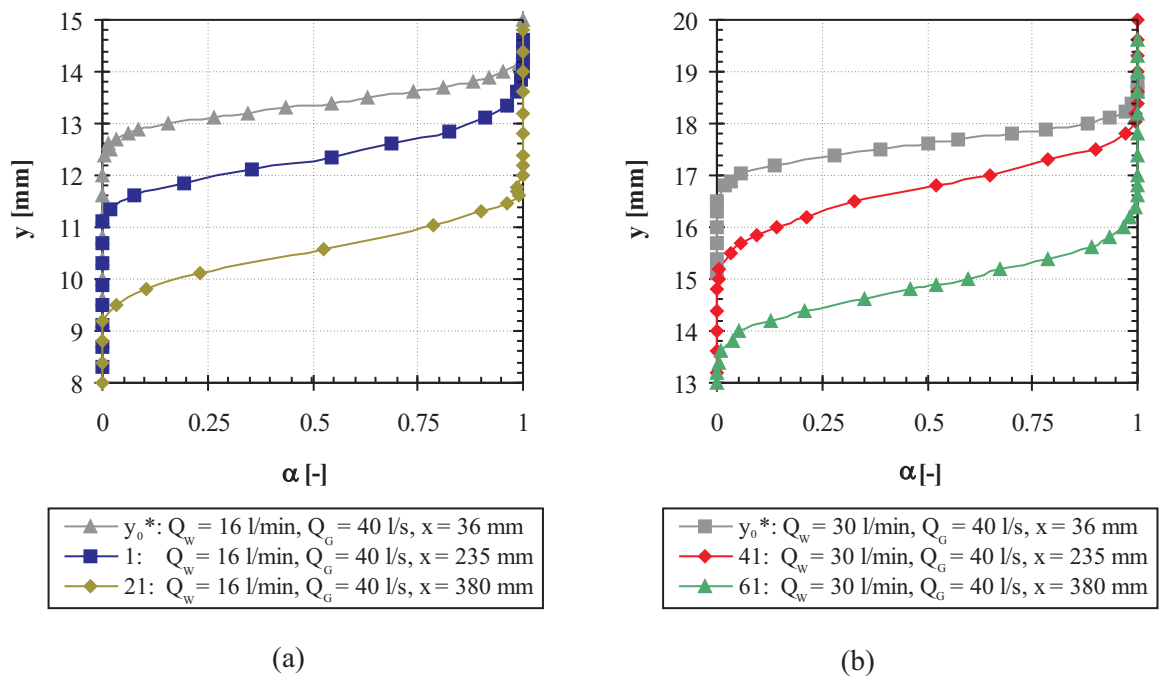


Abbildung 4.21: Gasvolumenanteil fließender Strömungen: (a)  $y_0 = 9 \text{ mm}$ ; (b)  $y_0 = 15 \text{ mm}$ .

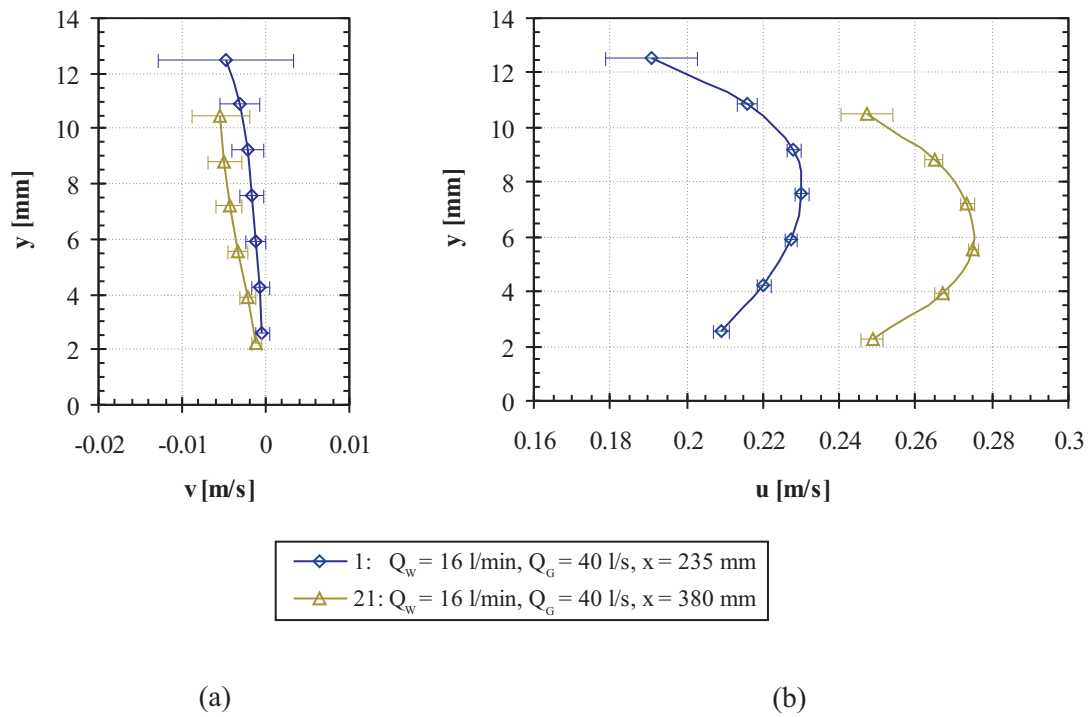


Abbildung 4.22: Strömungsgeschwindigkeiten der flüssigen Phase *fließender Strömungen* bei  $y_0 = 9$  mm: (a) vertikale Geschwindigkeiten  $v$ ; (b) horizontale Geschwindigkeiten  $u$ .

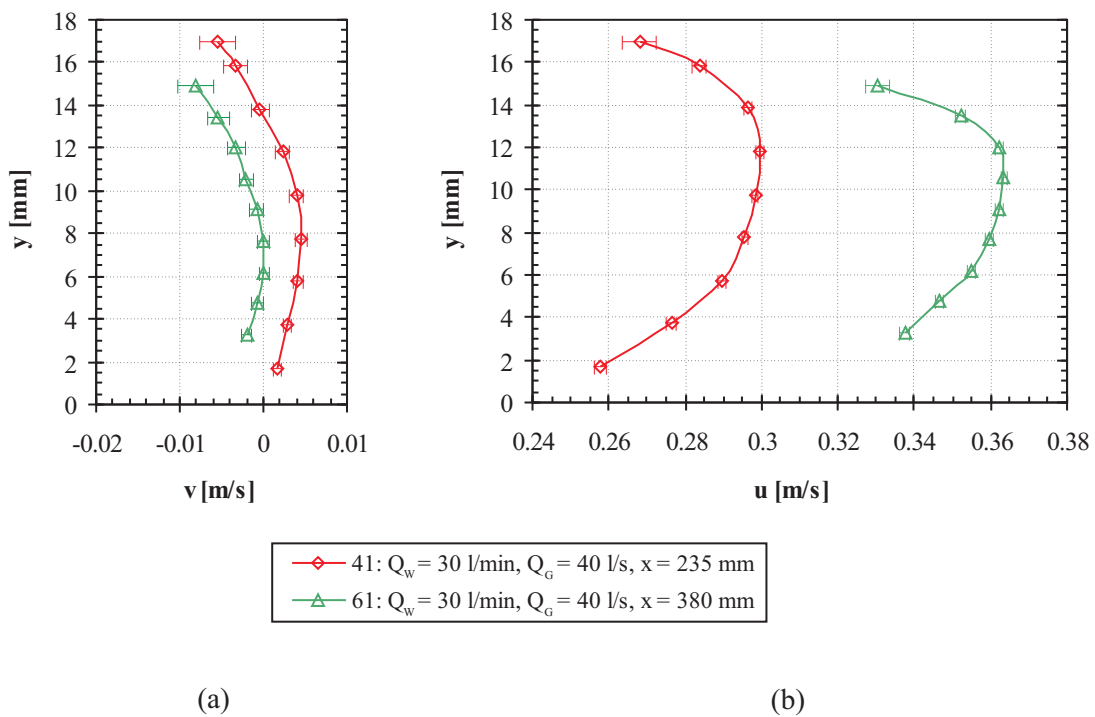


Abbildung 4.23: Strömungsgeschwindigkeiten der flüssigen Phase *fließender Strömungen* bei  $y_0 = 15$  mm: (a) vertikale Geschwindigkeiten  $v$ ; (b) horizontale Geschwindigkeiten  $u$ .



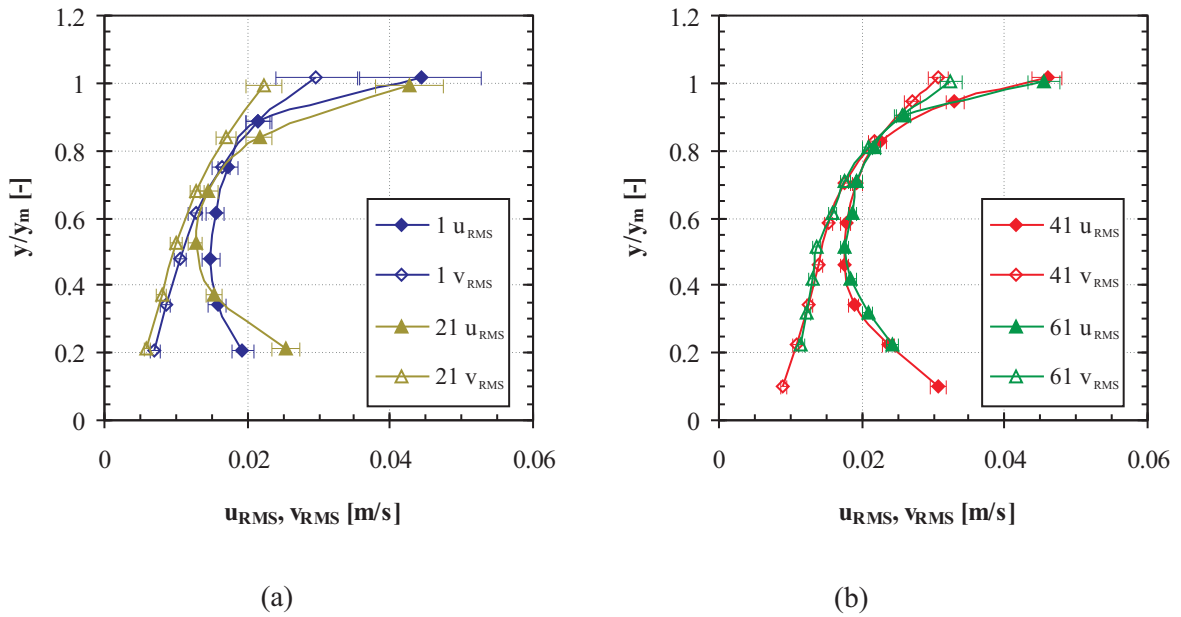


Abbildung 4.24: Schwankungsgeschwindigkeiten der flüssigen Phase *fließender Strömungen*: (a)  $y_0 = 9 \text{ mm}$ ; (b)  $y_0 = 15 \text{ mm}$ .

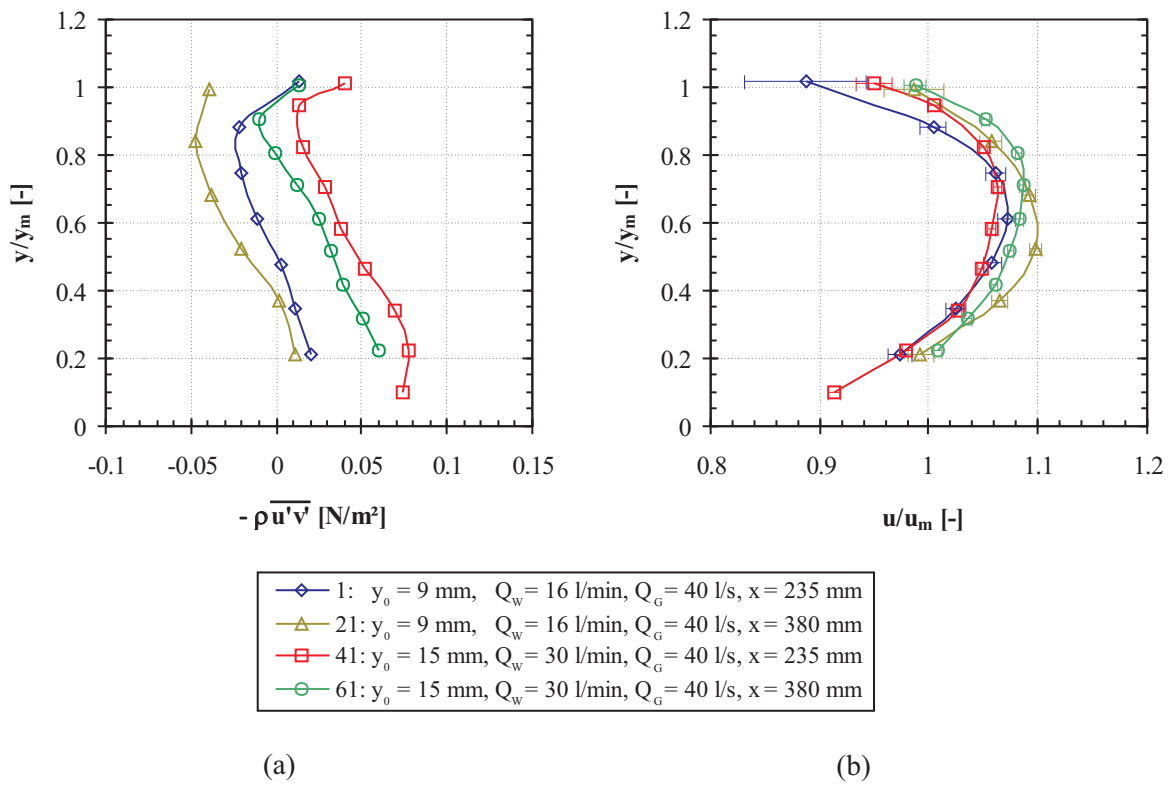


Abbildung 4.25: (a) Reynoldsschubspannungen der flüssigen Phase *fließender Strömungen*; (b) normierte Strömungsgeschwindigkeiten der flüssigen Phase.

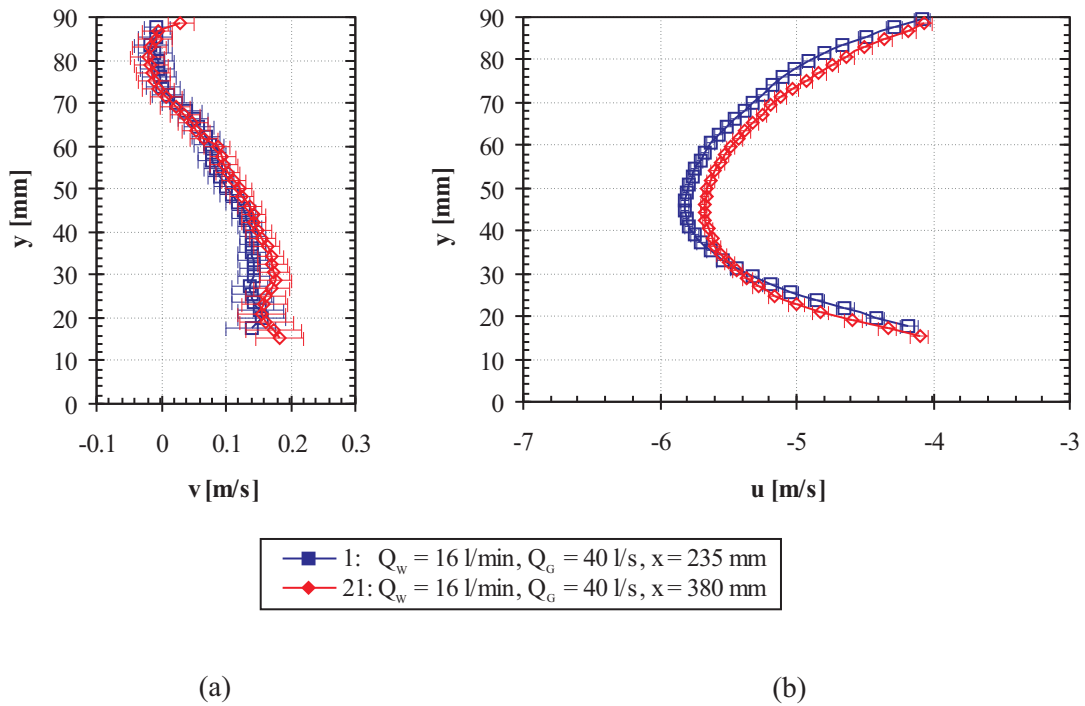


Abbildung 4.26: Strömungsgeschwindigkeiten der Gasphase in fließenden Strömungen für  $y_0 = 9 \text{ mm}$ : (a) vertikale Geschwindigkeiten; (b) horizontale Geschwindigkeiten.

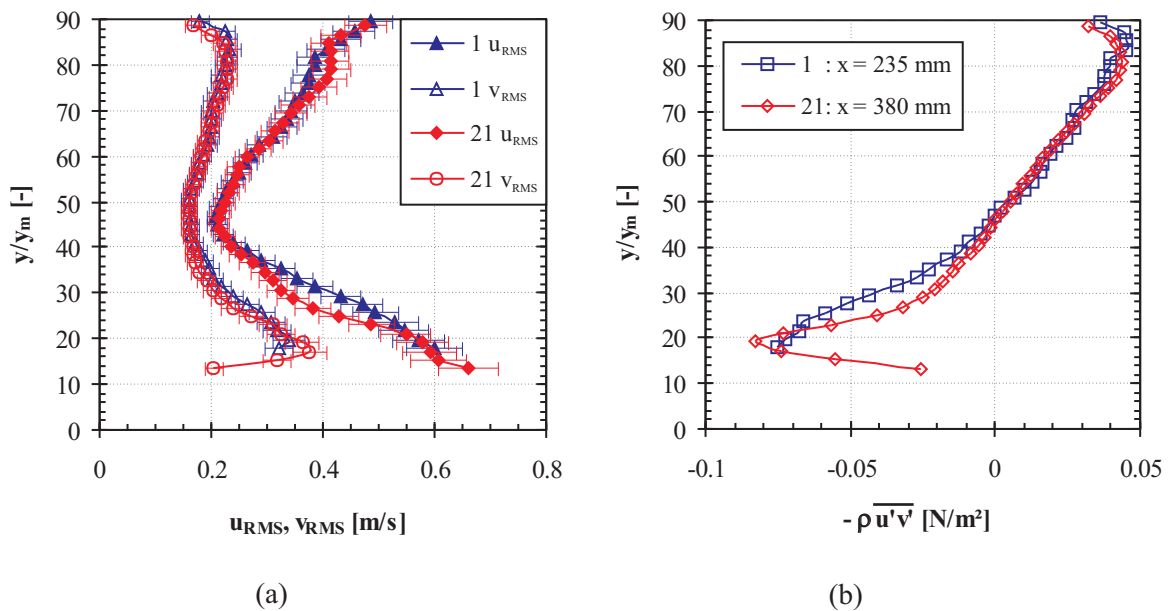


Abbildung 4.27: Gasphase fließender Strömungen für  $y_0 = 9 \text{ mm}$ : (a) Schwankungsgeschwindigkeiten; (b) Reynoldsschubspannungen.

## 4.4 Teilweise umgekehrte Strömung

In gegengerichteten Strömungen wirken aufgrund der großen Differenzgeschwindigkeiten zwischen flüssiger und gasförmiger Phase sehr hohe Scherkräfte auf die wellige Wasseroberfläche. Dadurch kann es zu einer Strömungsumkehr (siehe Kapitel 1.2.2) kommen. In diesem Fall strömt ein Teil des Wassers in Richtung der Luft. Nur ein verminderter Anteil des ursprünglich in den Kanal eingespeisten Wassers erreicht das Kanalende. Der restliche Wasseranteil wird den Kanal in entgegengesetzter Strömungsrichtung über der Wassereinlassplatte verlassen.

In Abb. 4.28 sind zwei Fotos einer teilweise umgekehrten Strömung zu unterschiedlichen Zeitpunkten zu sehen. Die Randbedingungen wurden zwischen beiden Aufnahmen konstant gehalten. Die Perspektive des Betrachters ist seitlich des Kanals mit einem Blickwinkel von annähernd  $0^\circ$  gegen die Horizontale. Wasser wird auf der linken Seite in den Kanal eingespeist, die Luft strömt im Bild von rechts nach links. Wasser, das von der Luft umgekehrt wird, strömt ebenfalls von rechts nach links. Dies ist im oberen Bild mit Pfeilen angedeutet. Es ist zu erkennen, dass sich die Kontur der welligen Wasseroberfläche ständig verändert und Wellen mit großen Amplituden den Kanal durchlaufen. Im unteren Bild ist eine gestrichelte Linie eingezeichnet, die verdeutlicht, dass die Wasserhöhe im zeitlichen Mittel in Strömungsrichtung abnimmt.

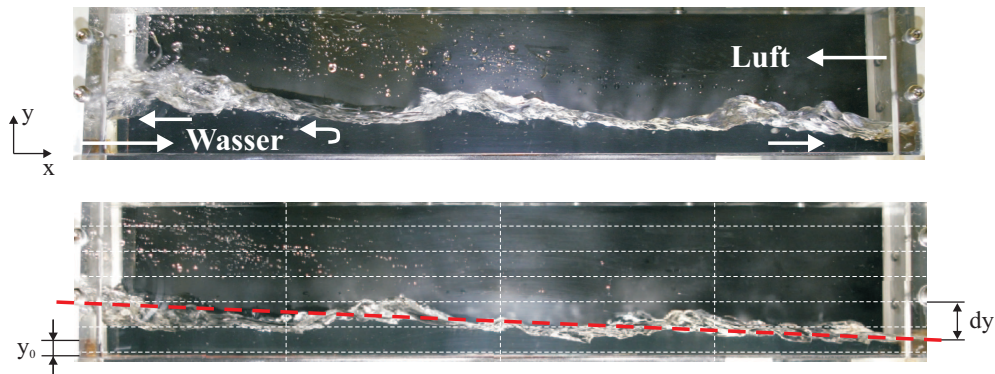


Abbildung 4.28: Fotos einer *teilweise umgekehrten Strömung* bei der ein Teil des Wassers in Richtung der Luft strömt. Daraus folgt eine starke Schichtdickenabnahme  $dy$  in Hauptströmungsrichtung der flüssigen Phase.

Das Prinzip einer teilweise umgekehrten Strömung ist in Abb. 4.29 skizziert. Wasser strömt von links in den Versuchskanal ein. Luft gelangt von rechts in den Kanal. Der wellige Zweiphasenbereich ist grau hinterlegt. In diesem Bereich entstehen Wellen, die den Kanal durchlaufen. Die vorliegenden Experimente wurden an den Positionen  $x = 235 \text{ mm}$  und  $x = 380 \text{ mm}$  durchgeführt. An diesen Positionen sind in der Skizze exemplarisch Geschwindigkeitsprofile der beiden Phasen eingezeichnet. Aus Darstellungsgründen wurden unterschiedliche Maßstäbe für die Geschwindigkeitsprofile beider Phasen gewählt.

Die Randbedingungen der untersuchten Strömungen werden in den Tabellen 4.4 und 4.5 aufgeführt. Neben der in den Versuchen gewählten Nummerierung der einzelnen Messpunkte sind die Wassereinlaufhöhe  $y_0$  und die Position der Messung in horizontaler Richtung  $x$  aufgelistet. Des Weiteren zeigen die Tabellen die Wasser- und Luftdurchsätze  $Q_W$  und  $Q_G$  sowie die Froude-Zahl  $Fr_0$  am Wassereintritt ( $x = 0 \text{ mm}$ ). Die Wasserlieferungs-

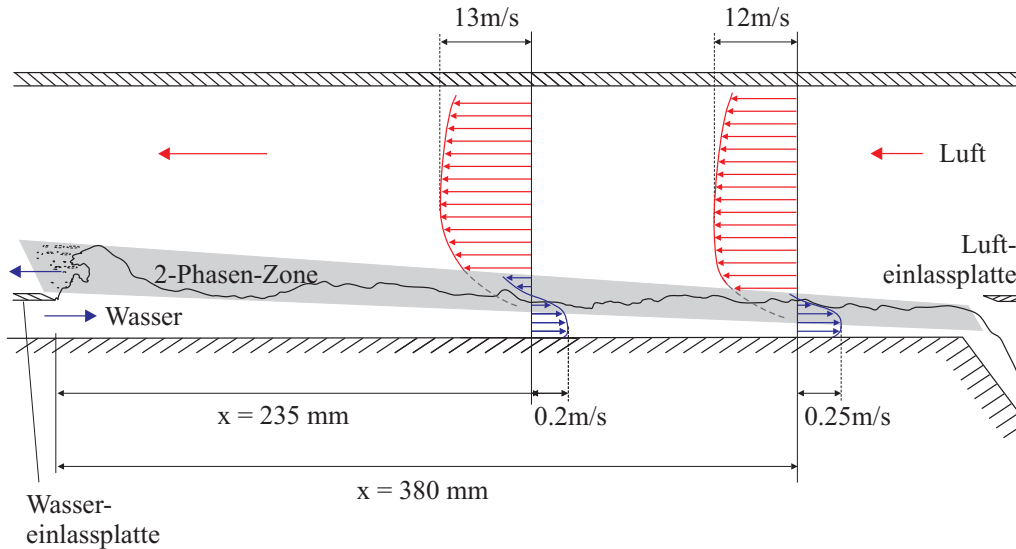


Abbildung 4.29: Prinzip und Geschwindigkeitsverteilung einer *teilweise umgekehrten Strömung*.

rate  $LR$  gibt an zu welchem Anteil das eingespeiste Wasser das Ende des Kanals erreicht. Eine Wasserlieferungsrate von Eins bedeutet, dass das gesamte Wasser das Kanalende erreicht. Eine Wasserlieferungsrate von Null bedeutet hingegen, dass kein Wasser das Kanalende erreicht. In einem solchen Fall wird das komplette Wasser den Kanal über der Wassereinlassplatte in Richtung der Luftströmung verlassen. Als weitere Größe wird in den Tabellen die zeitlich-gemittelte Wasserhöhe  $y_m$  und die Wellenhöhen  $y_\delta$  angegeben, die aus den Messungen des lokalen Gasvolumenanteils hervorgehen.

Punkt	x [mm]	$Q_W$ [l/min]	$Q_G$ [l/s]	$Fr_0$ [-]	LR [-]	$y_m$ [mm]	$y_\delta$ [mm]
2	235	16.6	89.1	0.94	0.55	14.32	12.83
10	235	29.7	88.9	1.68	0.50	18.89	16.56
5	235	41.7	88.9	2.36	0.44	21.21	18.20
7-Hyst	235	59.4	89.0	3.36	0.30	21.50	20.86
22	380	16.4	89.0	0.93	0.55	9.61	10.80
30	380	29.7	89.0	1.68	0.50	13.21	14.15
25	380	41.6	89.0	2.36	0.44	14.19	15.41
27-Hyst	380	59.4	89.1	3.37	0.30	14.15	15.33

Tabelle 4.4: Randbedingungen der untersuchten *teilweise umgekehrten Strömungen* bei  $y_0 = 9$  mm.

#### 4.4.1 Lokaler Gasvolumenanteil

Die gemessenen Profile des Gasvolumenanteils sind in Abb. 4.30 (siehe Seite 79) und Abb. 4.31 dargestellt. Aufgetragen ist der lokale Gasvolumenanteil  $\alpha$  als Funktion der Koordinate  $y$ . Prinzipiell ist zu erkennen, dass die Profile in ihrer Form denen schießender und fließender Strömungen sehr ähnlich sind. Im Kernbereich der Strömung ( $0.1 < \alpha < 0.9$ ) ist eine annähernd konstante Steigung der Profile zu erkennen. Außerhalb des zweiphasigen Bereichs liegen die einphasigen Strömungen aus Wasser ( $\alpha = 0$ )

Punkt	x [mm]	$Q_W$ [l/min]	$Q_G$ [l/s]	$Fr_0$ [-]	LR [-]	$y_m$ [mm]	$y_s$ [mm]
51	235	41.6	78.9	1.09	0.70	22.66	18.09
50	235	29.8	89.0	0.78	0.57	17.80	16.53
45	235	41.6	89.0	1.10	0.49	20.09	18.09
55	235	71.1	89.1	1.87	0.31	21.19	20.57

Tabelle 4.5: Randbedingungen der untersuchten *teilweise umgekehrten Strömungen* bei  $y_0 = 15 \text{ mm}$ .

und Luft ( $\alpha = 1$ ) vor. Der Übergang zu diesen einphasigen Bereichen findet kontinuierlich statt, indem die Steigungen der Profile an den Rändern des Zweiphasenbereichs stark zunehmen. Die in teilweise umgekehrten Strömungen auftretenden Wellen weisen Wellenhöhen auf, die um ein Vielfaches größer sind als die der Wellen in fließenden und schießenden Strömungen. Dabei können die Wellenhöhen Werte annehmen, die größer als die Wassereinlaufhöhe  $y_0$  sind.

Die Profile aus Abb. 4.30 (a) zeigen zwei unterschiedliche Strömungen mit konstantem Luftdurchsatz, jeweils an den beiden untersuchten Kanalpositionen in horizontaler Richtung  $x = 235 \text{ mm}$  und  $x = 380 \text{ mm}$ . Zu erkennen ist, dass die Profile des Gasvolumenanteils an Position  $x = 380 \text{ mm}$  im Vergleich zu denen an Position  $x = 235 \text{ mm}$  zu niedrigeren Kanalpositionen hin verschoben sind. Die mittlere Wasserhöhe wird demnach in Hauptströmungsrichtung des Wassers abnehmen. Die Profile zeigen weiter, dass die Wellenhöhen ebenfalls in Hauptströmungsrichtung des Wassers abnehmen. Wird der Wasserdurchsatz erhöht nehmen sowohl die mittleren Wasserhöhen als auch die Wellenhöhen an beiden untersuchten Kanalpositionen  $x$  zu.

In Abb. 4.30 (b) werden zwei Strömungen gezeigt, bei denen der Wasserdurchsatz im Vergleich zu den in Abb. 4.30 (a) gezeigten Strömungen weiter erhöht wurde. Eine Steigerung des Wasserdurchsatzes auf  $\approx 41.5 \text{ l/min}$  (*Messpunkte 5* und *25*) führt zu einer weiteren Erhöhung sowohl der mittleren Wasserhöhen als auch der Wellenhöhen. Aufgrund des Hystereseffekts (siehe Kapitel 4.1) wird sich bei den untersuchten Randbedingungen mit einer weiteren Steigerung des Wasserdurchsatzes auf  $\approx 59.5 \text{ l/min}$  bei einem Luftdurchsatz von  $\approx 89 \text{ l/s}$  eine teilweise umgekehrte Strömung einstellen (*Messpunkte 7-Hyst* und *27-Hyst*). Diese Erhöhung des Wasserdurchsatzes zeigt jedoch eine nur sehr geringe Auswirkung auf die Profile des lokalen Gasvolumenanteils. Daraus lässt sich schließen, dass ein Großteil des zusätzlich eingespeisten Wassers in unmittelbarer Nähe zum Wassereinlass von der Luft umgekehrt wird und dass dieses Wasser Bereiche weiter stromab in Richtung des Wasserauslasses nicht erreichen kann. Dies wird zudem durch die Messungen zum Verhalten der Wasserlieferungsrate bekräftigt, wonach eine Erhöhung des Wasserdurchsatzes bei gleichbleibendem Luftdurchsatz besonders im Hysteresebereich zu einer Abnahme der Wasserlieferungsrate führt (siehe Abb. 4.3).

Abb. 4.31 zeigt die gemessenen Gasvolumenanteile für eine Wasserhöhe von  $y_0 = 15 \text{ mm}$ . Hier wurde zum einen der Wasserdurchsatz variiert, zum anderen der Luftdurchsatz. Bei Erhöhung des Luftdurchsatzes und gleichbleibendem Wasserdurchsatz (*Messpunkte 51* und *45*) nimmt die mittlere Wasserhöhe ab, die Wellenhöhen bleiben ähnlich groß. Bei Erhöhung des Wasserdurchsatzes mit gleichbleibendem Gasdurchsatz (*Messpunkte 50, 45* und *55*) wird die mittlere Wasserhöhe ansteigen, wobei der Gradient  $\delta y / \delta Q_W$  wie im Fall  $y_0 = 9 \text{ mm}$  mit steigendem Wasserdurchsatz deutlich abnimmt.

## 4.4.2 Flüssige Phase

### Strömungsgeschwindigkeiten

Die zeitlich gemittelten Geschwindigkeitsprofile teilweise umgekehrter Strömungen bei einer Wassereinflaßhöhe von  $y_0 = 9 \text{ mm}$ , an beiden untersuchten Positionen im Kanal  $x = 235 \text{ mm}$  und  $x = 380 \text{ mm}$ , sind in Abb. 4.32 und Abb. 4.33 gezeigt. Wie in Kapitel 3.1.3 erläutert, nimmt die Anzahl der für die Mittelwertbildung zur Verfügung stehenden Partikelbilder verfahrensbedingt mit steigender Kanalhöhe ab. Dadurch ergeben sich für die Geschwindigkeitswerte an Kanalpositionen mit einem hohen Gasvolumenanteil größere Vertrauensbereiche, die als Fehlerbalken in den Diagrammen eingezeichnet sind.

Wird bei gleichbleibendem Luftdurchsatz der Wasserdurchsatz erhöht, so erhöhen sich damit auch die Strömungsgeschwindigkeiten  $u$  der flüssigen Phase in Hauptströmungsrichtung. Allerdings nimmt der Zuwachs der maximalen Strömungsgeschwindigkeiten mit steigendem Wasserdurchsatz deutlich ab. Die Maximalgeschwindigkeiten bei einem Wasserdurchsatz von  $41.6 \text{ l/min}$  (*Messpunkte 5 und 25*) entsprechen in etwa denen bei einem Wasserdurchsatz von  $59.4 \text{ l/min}$  (*Messpunkte 7-Hyst und 27-Hyst*). Dies lässt die Schlussfolgerung zu, dass ein Großteil des zusätzlich eingespeisten Wassers bereits in unmittelbarer Nähe zum Wassereinflaß von der Luftströmung umgekehrt wird und der Einfluss der Luft aufgrund immer geringerer zur Verfügung stehender Strömungsquerschnitte dementsprechend zunimmt. Dies deckt sich mit den Beobachtungen aus den Messungen zur Wasserlieferungsrate (siehe Abb. 4.3), die zeigten, dass eine Erhöhung des Wasserdurchsatzes sogar zu einer leichten Abnahme der Wasserlieferungsrate führt.

Im oberen Bereich der Strömung nehmen die horizontalen Geschwindigkeiten negative Werte an, da ein Teil des Wassers in Richtung der Luft strömt. Der Anteil des lokal rückströmenden Wassers hängt von der jeweiligen Position  $x$  im Kanal ab. In der Nähe des Lufteinlasses (und Wasserauslasses) wird die lokale Rückströmrate niedriger sein als in der Nähe des Wassereinflasses. Dies hängt zum einen damit zusammen, dass die Scherkräfte zwischen beiden Phasen in der Nähe des Wassereinflasses größer sind als in der Nähe des Wasserauslasses, da die Wasserhöhe in Hauptströmungsrichtung des Wassers abnimmt und der Luft am Wassereinflaß somit ein geringerer Strömungsquerschnitt zur Verfügung steht als am Wasserauslaß. Zum anderen wirken die Scherkräfte zwischen beiden Phasen über die gesamte Lauflänge des Flüssigkeitsfilms, wodurch die mitgeführte Wassermenge in Hauptströmungsrichtung der Luft zunehmen wird.

Der Beginn des welligen Zweiphasenbereichs (*2PB*) ist als Orientierungshilfe ebenfalls in den Diagrammen vermerkt. Die Maximalwerte der horizontalen Geschwindigkeitskomponente liegen innerhalb der einphasigen Flüssigkeitsströmung. Der Einfluss, der durch die Luft induzierten, hohen Scherkräfte ist bereits in diesem einphasigen Bereich zu erkennen. Die horizontalen Strömungsgeschwindigkeiten nehmen bereits im einphasigen Flüssigkeitsbereich in Richtung Zweiphasenbereich ab. Innerhalb des Zweiphasenbereichs kommt es zu einer weiteren, in weiten Bereichen annähernd linearen Reduzierung der Geschwindigkeiten.

Im Vergleich zu den horizontalen Geschwindigkeiten zeigen die vertikalen Geschwindigkeiten sehr niedrige Werte. Auffallend ist, dass die vertikalen Geschwindigkeiten nahe der freien Oberfläche negative Werte zeigen. Die einzige Ausnahme bildet die innerhalb des Hysteresebereichs untersuchte Strömung, allerdings nur an der untersuchten Position im Kanal, die sich näher am Wassereinflaß befindet (*Messpunkt 7-Hyst*).

Bei den Betriebspunkten der in Abb. 4.34 gezeigten Geschwindigkeitsprofile für  $y_0 =$

15 mm wurden sowohl die Wasser- als auch Luftdurchsätze variiert. Wie bei den Messungen mit  $y_0 = 9 \text{ mm}$  nimmt der Zuwachs der maximalen Geschwindigkeiten in horizontaler Richtung mit steigendem Wasserdurchsatz bei konstantem Luftdurchsatz ab. Bei einem konstanten Luftdurchsatz von  $89 \text{ l/s}$  ist zwischen den Wasserdurchsätzen von  $29.8 \text{ l/min}$  (Messpunkt 50) und  $41.6 \text{ l/min}$  (Messpunkt 45) noch eine leichte Zunahme der Maximalgeschwindigkeiten in den gezeigten Diagrammen zu erkennen. Eine weitere Erhöhung des Wasserdurchsatzes auf  $71.1 \text{ l/min}$  (Messpunkt 55) führt hingegen zu keiner weiteren nennenswerten Steigerung der Maximalgeschwindigkeiten. Wird hingegen der Luftdurchsatz reduziert, so führt dies zu einer vergleichsweise deutlichen Steigerung der Maximalgeschwindigkeiten und infolgedessen auch der über die gesamte Wasserhöhe gemittelten Geschwindigkeiten.

Die vertikalen Geschwindigkeiten zeigen erneut sehr geringe Werte im Vergleich zu den horizontalen Geschwindigkeiten. Bis auf den Fall mit den höchsten Wasserdurchsätzen (Messpunkt 55), zeigen die Profile in den oberen Strömungsbereichen ebenfalls negative Werte.

Die auf die mittlere Strömungsgeschwindigkeit (siehe Gl. 4.3) normierten Geschwindigkeitsprofile für die beiden unterschiedlichen Wassereinflaufhöhen sind in Abb. 4.35 dargestellt. Wie auch bei schießenden Strömungen und fließenden Strömungen ohne Strömungsumkehr ist bei dieser Normierung ein selbstähnlicher Verlauf der Profile zu erkennen. Allerdings besteht bei teilweise umgekehrten Strömungen im Vergleich zu Strömungen ohne Strömungsumkehr eine Abhängigkeit von der Kanalposition  $x$ .

### Schwankungsgeschwindigkeiten

In Abb. 4.36 werden die Schwankungsgeschwindigkeiten für Strömungen bei  $y_0 = 9 \text{ mm}$  gezeigt. Aufgetragen sind die Schwankungsgeschwindigkeiten  $u_{RMS}$  und  $v_{RMS}$  in horizontaler und vertikaler Richtung als Funktion der auf die mittlere Wasserhöhe normierten Koordinate  $y/y_m$ . Die horizontalen Schwankungsgeschwindigkeiten weisen prinzipiell höhere Werte auf als die vertikalen Schwankungsgeschwindigkeiten. Bei Erhöhung des Wasserdurchsatzes ändern sich die Schwankungsgeschwindigkeiten in beiden Richtungen bis annähernd zur mittleren Wasserhöhe ( $y/y_m = 1$ ) kaum (Abb. 4.36(a)). In höheren Bereichen des welligen Zweiphasenbereichs ist hingegen eine leichte Zunahme der Schwankungsgeschwindigkeiten mit steigendem Wasserdurchsatz zu verzeichnen. Abb. 4.36(b) zeigt vergleichend die Schwankungsgeschwindigkeiten von Betriebspunkten mit zwei unterschiedlichen Wasserdurchsätzen an den beiden im Kanal untersuchten Positionen  $x = 235 \text{ mm}$  und  $x = 380 \text{ mm}$ . Zunächst lässt sich feststellen, dass die horizontalen Schwankungsgeschwindigkeiten bei Erhöhung auf einen Wasserdurchsatz von  $59.4 \text{ l/min}$  (Messpunkte 7-Hyst und 27-Hyst) bereits im unteren Strömungsbereich leicht zunehmen. Des Weiteren wird deutlich, dass die jeweiligen Profile der gleichen Strömungen an unterschiedlichen Positionen im Kanal kongruent sind.

Die Schwankungsgeschwindigkeiten für Strömungen bei  $y_0 = 15 \text{ mm}$  sind in Abb. 4.37 gezeigt. Auch hier lässt sich eine leichte Zunahme der Schwankungsgeschwindigkeiten im oberen Wellenbereich erahnen. Allerdings ist die Zunahme im Vergleich zu den Messungen bei  $y_0 = 9 \text{ mm}$  weniger stark ausgebildet. Im Fall der höchsten Wasserdurchsätze (Messpunkt 55) nehmen die Schwankungsgeschwindigkeiten bereits im unteren Strömungsbereich zu. Eine Verringerung des Luftdurchsatzes von  $89 \text{ l/s}$  auf  $78.9 \text{ l/s}$  zeigt keine eindeutige Änderungen in den Profilen der Schwankungsgeschwindigkeiten.

## Reynoldsschubspannungen

In Abb. 4.38 sind die Reynoldsschubspannungen  $-\overline{\rho u'v'}$  für die beiden untersuchten Wassereinflaßhöhen  $y_0 = 9 \text{ mm}$  und  $y_0 = 15 \text{ mm}$  gezeigt. Aufgetragen sind die Absolutwerte der Reynoldsschubspannungen als Funktion der normierten Koordinate  $y/y_m$ . Im Kernbereich *teilweise umgekehrter Strömungen* nehmen die Reynoldsschubspannungen negative Werte an, die mit steigender Höhe betragsmäßig zunehmen. In etwa auf Höhe der mittleren Wasserhöhe ( $y/y_m = 1$ ) ist ein Wendepunkt in den Profilen zu erkennen. Die negativen Werte nehmen zunächst betragsmäßig ab, bis die Werte nach einem Nulldurchgang positiv werden und in Richtung der maximalen Flüssigkeitshöhe deutlich zunehmen. Für die beiden Strömungen mit den höchsten Wasserdurchsätzen und den höchsten Wellenhöhen (*Messpunkte 7-Hyst* und *55*) war eine korrekte Auswertung der Reynoldsschubspannungen in den oberen Wellenbereichen nicht möglich. Dies wird in den Diagrammen durch nicht ausgefüllte Symbole dargestellt.

Rashidi et al. [77] fanden heraus, dass die kohärenten Strukturen, die an der Phasengrenzfläche bei hinreichend hohen Scherkräften entstehen, die Stofftransportvorgänge innerhalb des Flüssigkeitfilms dominieren (siehe Kapitel 1.2.3) und stärker ausgebildet sind als die an der unteren Wand entstehenden kohärenten Strukturen. Lorencez et al. [55] untersuchten ebenfalls gegengerichtete Schichtenströmungen und erklärten den Verlauf der ermittelten Reynoldsschubspannungen anhand der Auswirkungen der kohärenten Strukturen auf die Strömungsverhältnisse des Flüssigkeitfilms. Demnach bewegen sich die Strukturen von der freien Oberfläche in die Strömung hinein und verursachen damit eine Komponente  $v' < 0$ . Gleichzeitig verursachen die an der freien Oberfläche erzeugten Strukturen eine negative Komponente der Strömung in horizontaler Richtung ( $u' < 0$ ), wodurch  $-\overline{\rho u'v'}$  negative Werte annimmt. In den obersten Bereichen des Flüssigkeitfilms strömt das Wasser in Richtung der Luft. Es liegt lokal eine gleichgerichtete Strömung vor. Somit verursachen die kohärenten Strukturen in diesen Bereichen eine positive Komponente in horizontaler Strömungsrichtung ( $u' > 0$ ) bei gleichbleibender negativer Komponente in vertikaler Richtung ( $v' < 0$ ). Somit ergeben sich in diesen Bereichen positive Werte der Reynoldsschubspannungen. In den untersten Bereichen der Strömung verursachen die kohärenten Strukturen, die am Kanalboden entstehen, eine negative horizontale Komponente ( $u' < 0$ ) und eine positive vertikale Komponente ( $v' > 0$ ). Die Werte der Reynoldsschubspannungen nehmen somit positive Werte an, was die leicht positiven Werte der am nächsten an der unteren Wand vermessenen Punkte der gezeigten Profile suggerieren lassen.

In Abb. 4.35 sind die normierten Horizontalgeschwindigkeiten  $u/u_m$  teilweise umgekehrter Strömungen über der normierten Kanalhöhe  $y/y_m$  aufgetragen. Als Normierungsfaktor für die Strömungsgeschwindigkeiten dient jeweils die über die Flüssigkeitshöhe gemittelte Strömungsgeschwindigkeit  $u_m$  in Hauptströmungsrichtung. Zu erkennen ist ein selbstähnlicher Geschwindigkeitsverlauf der einzelnen Strömungen in Abhängigkeit von der Wassereinflaßhöhe  $y_0$  und der Position  $x$  im Kanal.

### 4.4.3 Gasförmige Phase

#### Strömungsgeschwindigkeiten

Die zeitlich gemittelten Strömungsgeschwindigkeiten der Luftphase teilweise umgekehrter Strömungen sind in Abb. 4.39 dargestellt. Aufgetragen sind die vertikale Geschwindig-



keitskomponente  $v$  und die horizontale Geschwindigkeitskomponente  $u$  als Funktion der Koordinate  $y$ . In etwa auf Höhe der Kanalmitte sind die höchsten Geschwindigkeiten in horizontaler Richtung zu finden. Von dort aus nehmen die Geschwindigkeiten in Richtung der oberen Kanalwand und in Richtung der Flüssigkeitsoberfläche deutlich ab. Die vertikalen Luftgeschwindigkeiten zeigen im Vergleich zu den horizontalen Geschwindigkeiten deutlich niedrigere Werte. Die niedrigsten vertikalen Geschwindigkeiten, mit Werten nahe Null, sind in der Nähe der oberen Kanalwand zu finden. Die höchsten Vertikalgeschwindigkeiten sind etwas unterhalb der Kanalmitte in Richtung der Wasseroberfläche zu finden.

Wird die gleiche Strömung an unterschiedlichen Positionen im Kanal betrachtet (*Messpunkte 2* und *22*), so nehmen die horizontalen Luftgeschwindigkeiten in Richtung Wasser-einlass zu, da dort die Wasserhöhe im zeitlichen Mittel größer ist. Die vertikalen Luftgeschwindigkeiten nehmen in Hauptströmungsrichtung der Luft mit dem Anstieg der mittleren Wasserhöhe entlang des Strömungspfades der Luft ab.

Bei Betrachtung zweier unterschiedlicher Strömungen an einer Position im Kanal (*Messpunkte 22* und *30*), werden die mittleren horizontalen Luftgeschwindigkeiten bei Erhöhung des Wasserdurchsatzes und einer damit verbundenen Erhöhung der mittleren Wasserhöhe entsprechend zunehmen. Ebenso nehmen die mittleren vertikalen Luftgeschwindigkeiten bei Betrachtung der Profile an der gleichen Position im Kanal mit einer Erhöhung der mittleren Wasserhöhe zu.

### Schwankungsgeschwindigkeiten

Die Schwankungsgeschwindigkeiten der Gasphase sind in Abb. 4.40 dargestellt. Aufgetragen ist die Kanalhöhe  $y$  über den jeweiligen Strömungsgrößen  $u_{RMS}$  und  $v_{RMS}$ . Die vertikalen Schwankungsgeschwindigkeiten sind wie in der flüssigen Phase auch in der Luftphase geringer als die horizontalen Schwankungsgeschwindigkeiten. Die vertikalen Schwankungsgeschwindigkeiten zeigen im oberen Kanalbereich annähernd konstante Werte, im unteren Kanalbereich ist eine starke Zunahme der Werte zu erkennen. Die horizontalen Schwankungsgeschwindigkeiten besitzen ihre niedrigsten Werte in etwa auf Höhe der Kanalmitte, wobei die exakte Position des jeweiligen Minimums von der Höhe des Flüssigkeitsfilms abhängt. Sowohl in Richtung der oberen Kanalwand als auch in Richtung der Flüssigkeitsoberfläche nehmen die horizontalen Schwankungsgeschwindigkeiten zu, wobei der Anstieg in Richtung Flüssigkeitsoberfläche stärker ausgebildet ist als der Anstieg in Richtung der oberen Kanalwand.

Der Vergleich der Profile der gleichen Strömung an unterschiedlichen Positionen im Kanal (Abb. 4.40(a)) liefert eine gute Übereinstimmung der Profile sowohl in horizontaler als auch vertikaler Richtung in den oberen Bereichen des Kanals. Dies lässt auf einen vernachlässigbaren Einfluss der Flüssigkeitsströmung auf die turbulenten Schwankungsgrößen der Gasphase in den oberen Kanalbereichen schließen. Im unteren Kanalbereich ist hingegen ein Einfluss des Flüssigkeitsfilms auf die Gasphase zu erkennen. In Strömungsrichtung der Luft nehmen die Geschwindigkeitsschwankungen aufgrund einer steigenden mittleren Wasserhöhe sichtbar zu. Bei Erhöhung des Wasserdurchsatzes (Abb. 4.40(b)) steigt der Einfluss des Flüssigkeitsfilms auf die Gasphase ebenfalls an. Die Schwankungsgeschwindigkeiten nehmen nicht nur bereits in größerer Entfernung zur Wasseroberfläche zu, sondern zeigen auch deutlich höhere Absolutwerte, insbesondere in Hauptströmungsrichtung.

### Reynoldsschubspannungen

Die Reynoldsschubspannungen der Luftphase sind in Abb. 4.41 gezeigt. Im oberen Kanalbereich fallen die Profile der Strömungen unabhängig von der untersuchten Position im Kanal und unabhängig vom Wasserdurchsatz aufeinander. In diesem Bereich zeigen die Profile positive Werte. Die höchsten Werte sind nahe der oberen Kanalplatte zu finden, wobei die Werte in einem Abstand von weniger als  $\approx 5 \text{ mm}$  zur oberen Wand wiederum abnehmen. In etwa auf Höhe der Kanalmitte zeigen die Profile einen Nulldurchgang. Nach diesem Nulldurchgang nehmen die Reynoldsschubspannungen betragsmäßig in negativer Richtung stark zu, wobei die größte Zunahme an der Position mit der höchsten mittleren Wasserhöhe (*Messpunkt 2*) zu erkennen ist.

## 4.4.4 Diagramme

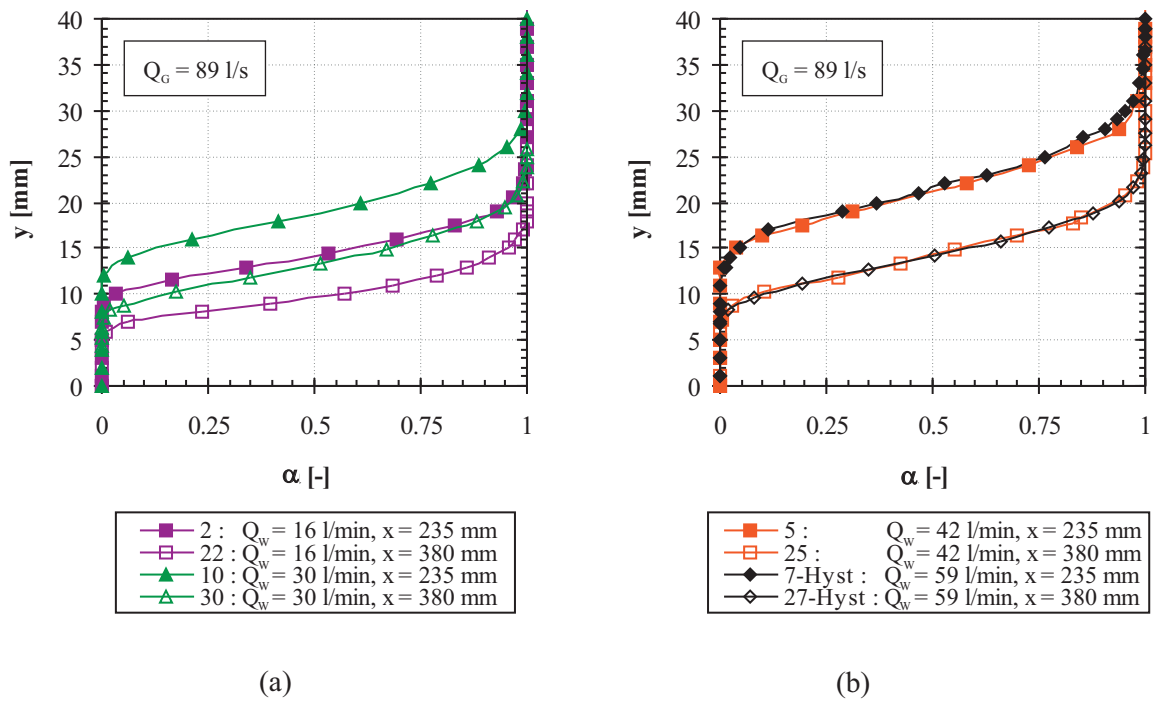


Abbildung 4.30: Lokaler Gasvolumenanteil *teilweise umgekehrter Strömungen* bei  $y_0 = 9 \text{ mm}$ : (a)  $Q_W < 30 \text{ l/min}$ ; (b)  $Q_W > 30 \text{ l/min}$ .

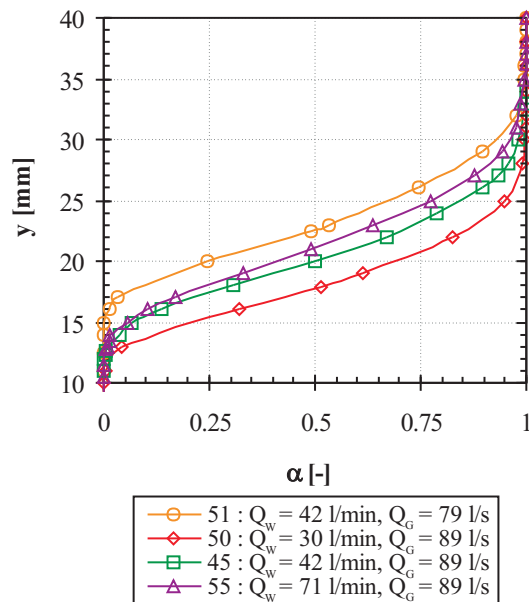


Abbildung 4.31: Lokaler Gasvolumenanteil *teilweise umgekehrter Strömungen* bei  $y_0 = 15 \text{ mm}$  und  $x = 235 \text{ mm}$ .

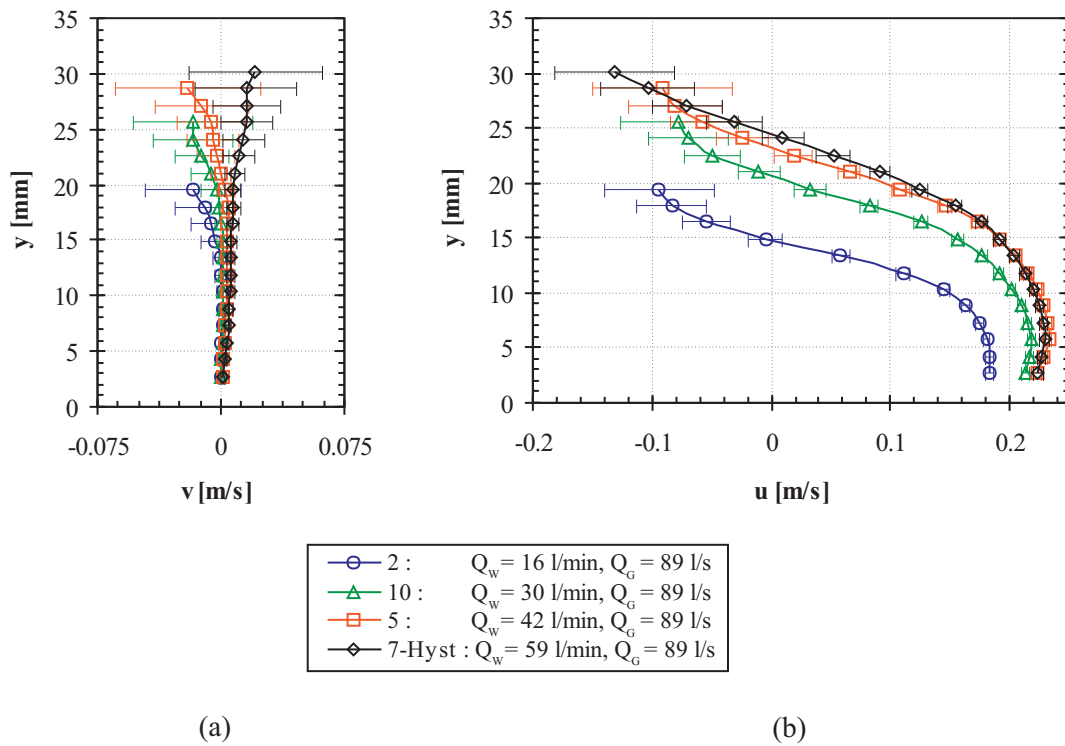


Abbildung 4.32: Strömungsgeschwindigkeiten der flüssigen Phase *teilweise umgekehrter Strömungen* bei  $y_0 = 9 \text{ mm}$  und  $x = 235 \text{ mm}$ : (a) vertikal; (b) horizontal.

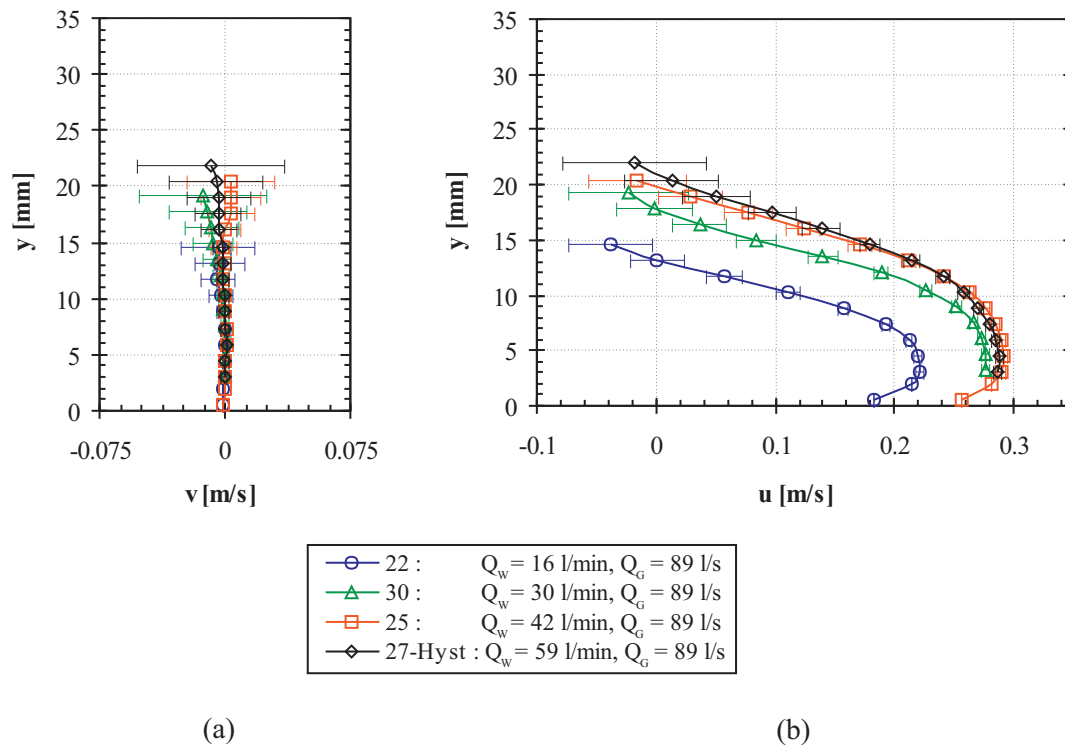


Abbildung 4.33: Strömungsgeschwindigkeiten der flüssigen Phase *teilweise umgekehrter Strömungen* bei  $y_0 = 9 \text{ mm}$  und  $x = 380 \text{ mm}$ : (a) vertikal; (b) horizontal.

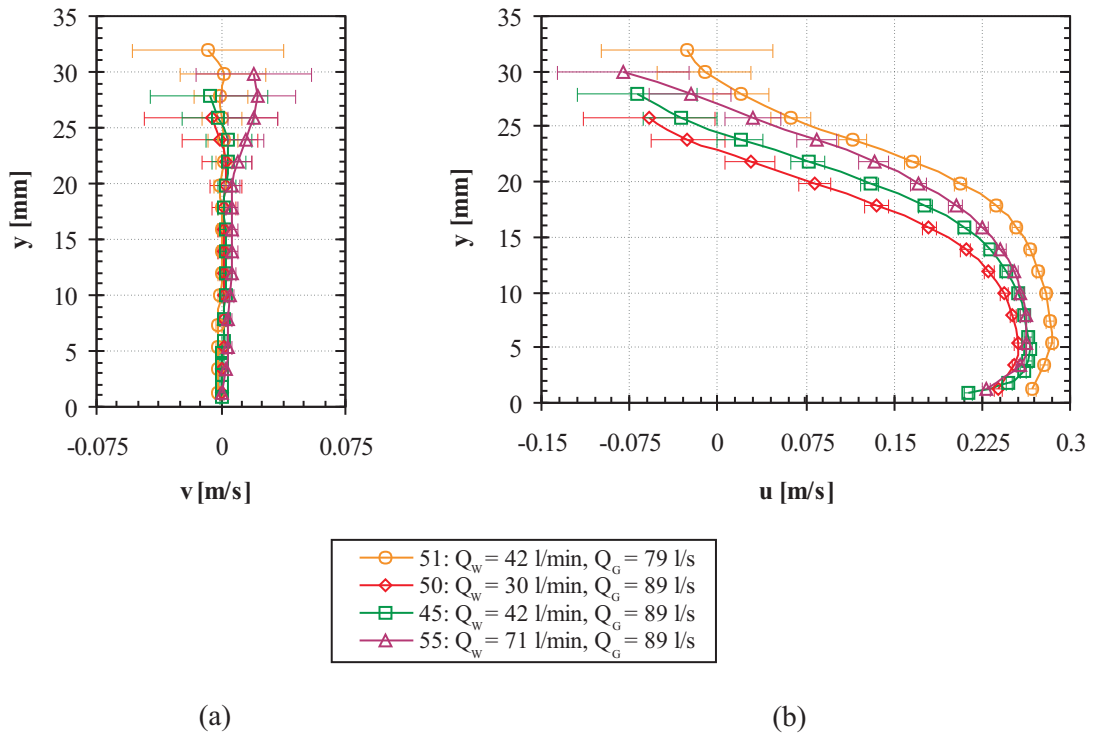


Abbildung 4.34: Strömungsgeschwindigkeiten der flüssigen Phase *teilweise umgekehrter Strömungen* bei  $y_0 = 15 \text{ mm}$ : (a) vertikal; (b) horizontal.

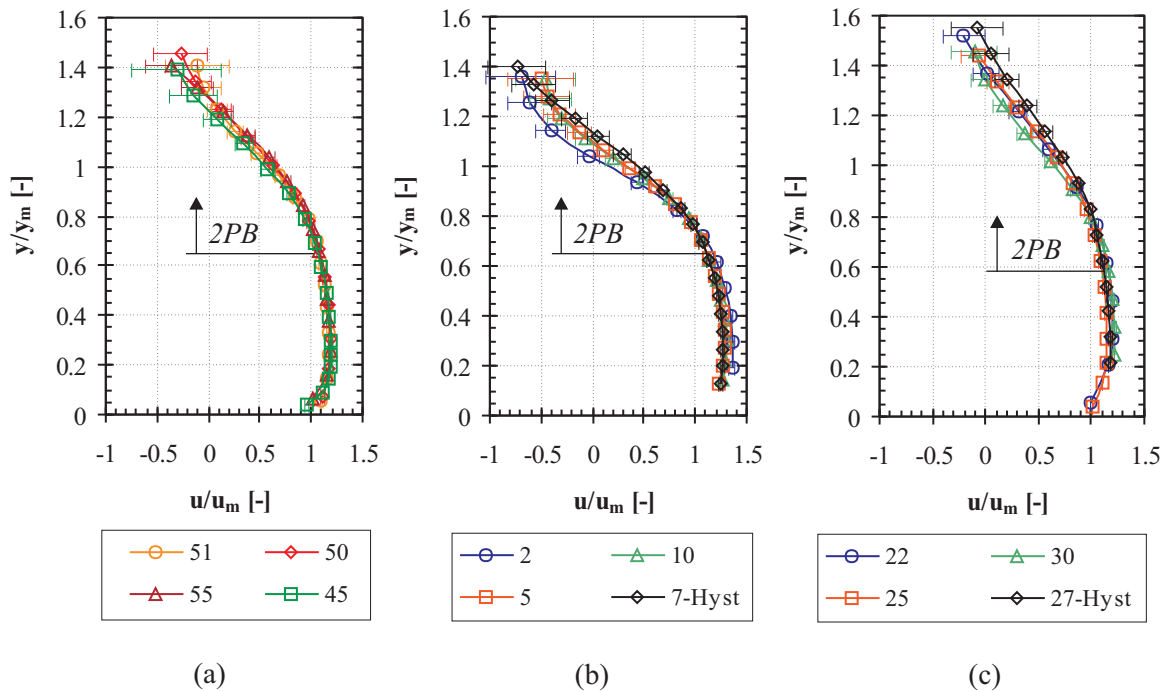


Abbildung 4.35: normierte Strömungsgeschwindigkeiten der flüssigen Phase *teilweise umgekehrter Strömungen*: (a)  $y_0 = 15 \text{ mm}$ ,  $x = 235 \text{ mm}$ ; (b)  $y_0 = 9 \text{ mm}$ ,  $x = 235 \text{ mm}$ ; (c)  $y_0 = 9 \text{ mm}$ ,  $x = 380 \text{ mm}$ .

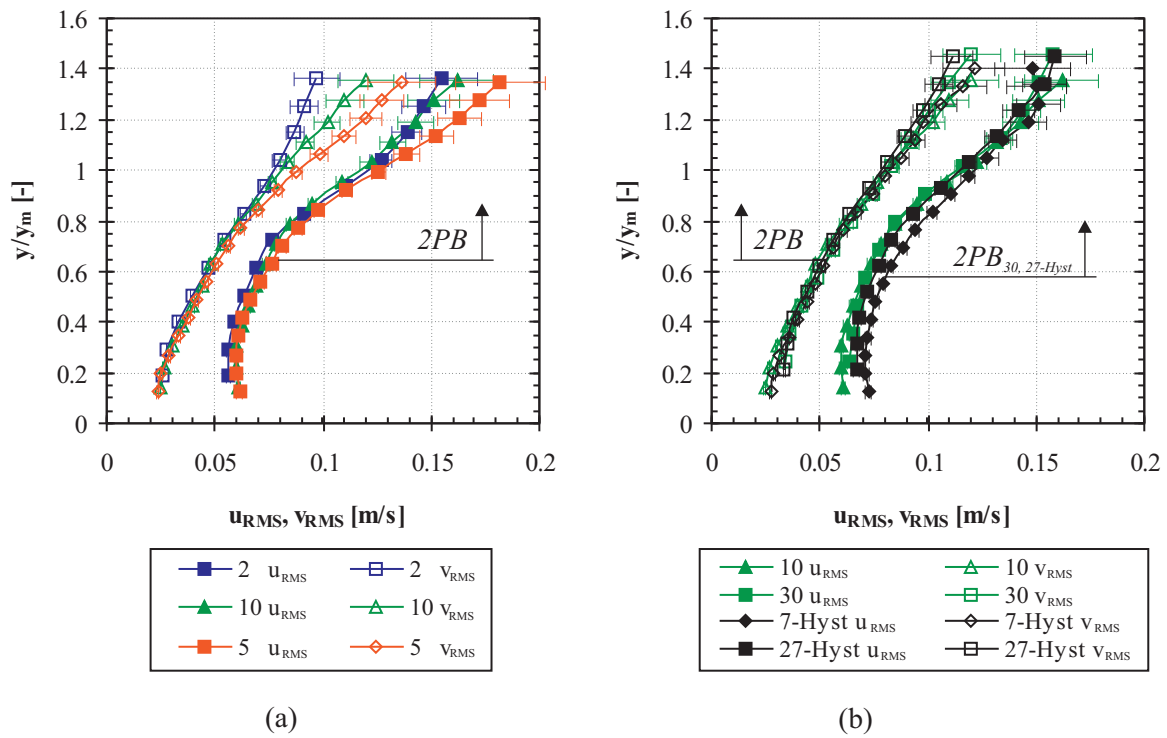


Abbildung 4.36: Schwankungsgeschwindigkeiten der flüssigen Phase *teilweise umgekehrter Strömungen* bei  $y_0 = 9 \text{ mm}$ : (a)  $x = 235 \text{ mm}$ ; (b)  $x = 380 \text{ mm}$ .

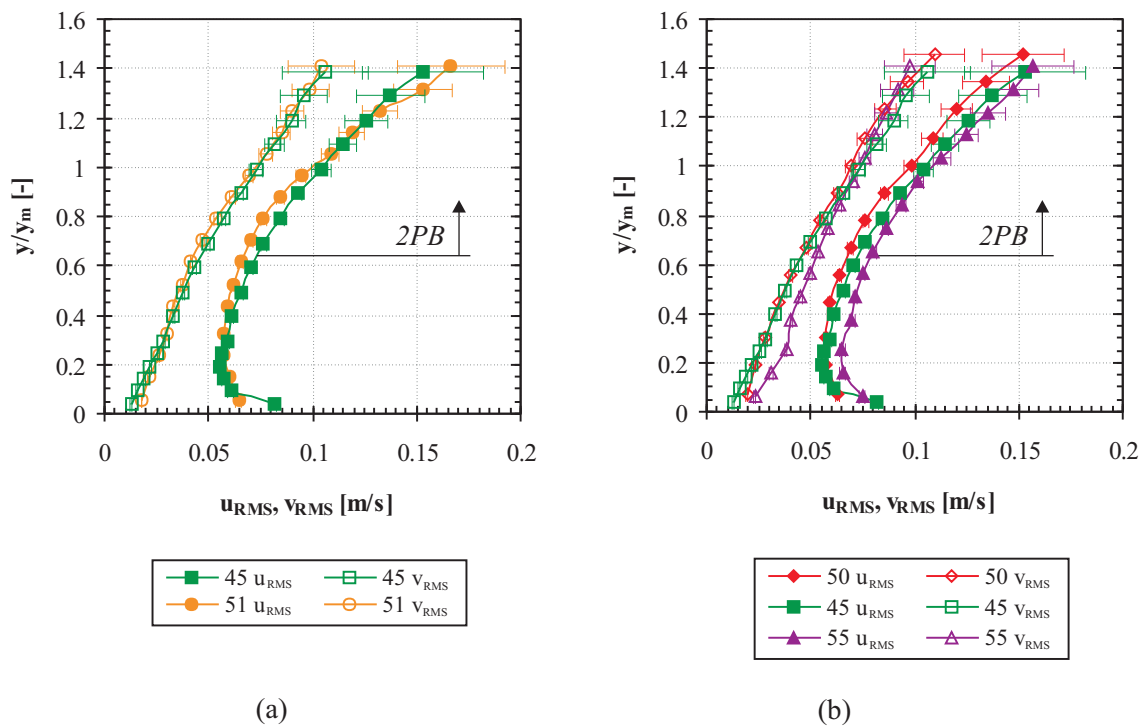


Abbildung 4.37: Schwankungsgeschwindigkeiten der flüssigen Phase *teilweise umgekehrter Strömungen* bei  $y_0 = 15 \text{ mm}$  und  $x = 235 \text{ mm}$ : (a)  $Q_W = \text{konst.}$ ; (b)  $Q_G = \text{konst.}$ .

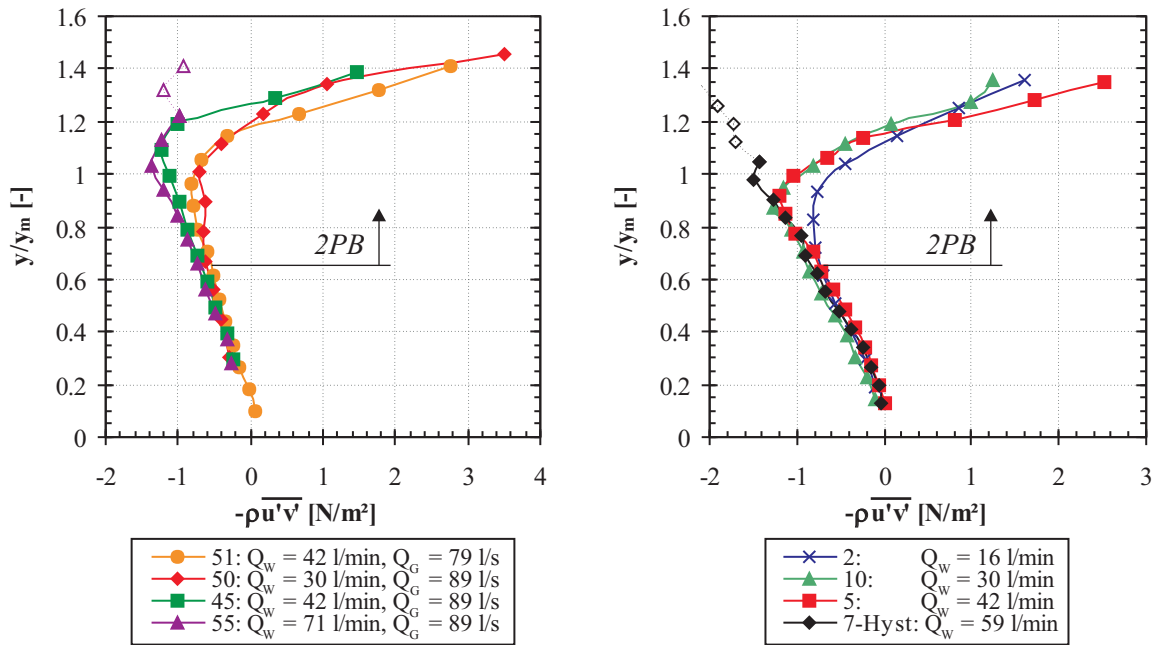


Abbildung 4.38: Reynoldsschubspannungen der flüssigen Phase *teilweise umgekehrter Strömungen*: (a)  $y_0 = 9$  mm; (b)  $y_0 = 15$  mm.

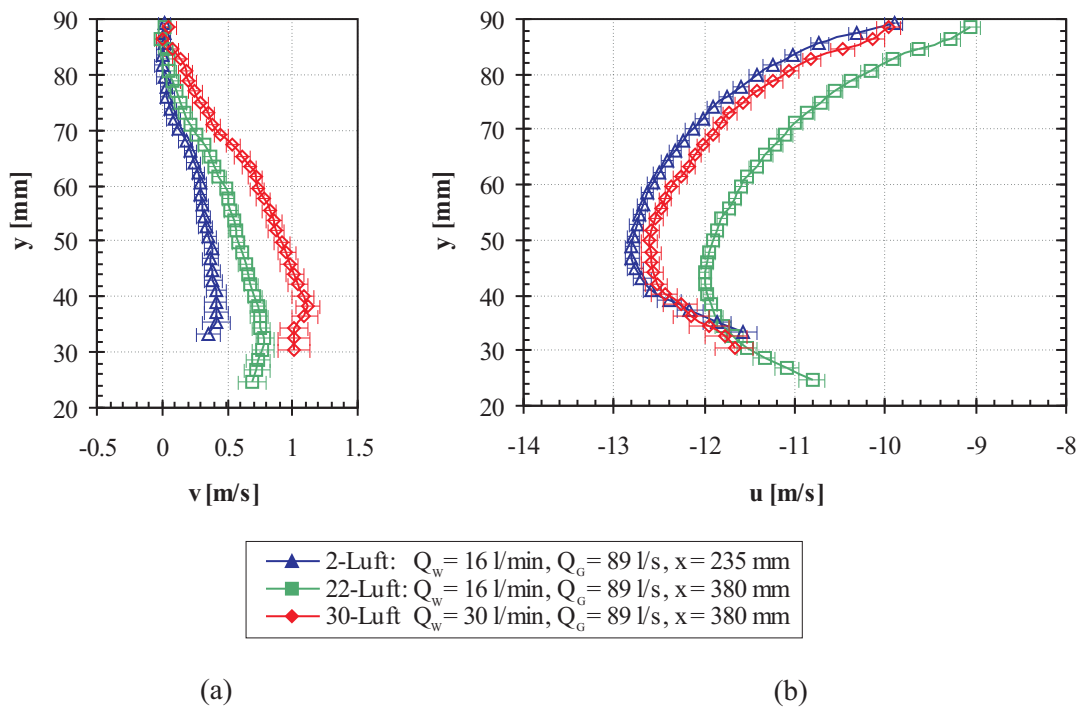


Abbildung 4.39: Luftgeschwindigkeiten *teilweise umgekehrter Strömungen* mit  $y_0 = 9$  mm: (a) vertikale Geschwindigkeiten; (b) horizontale Geschwindigkeiten.

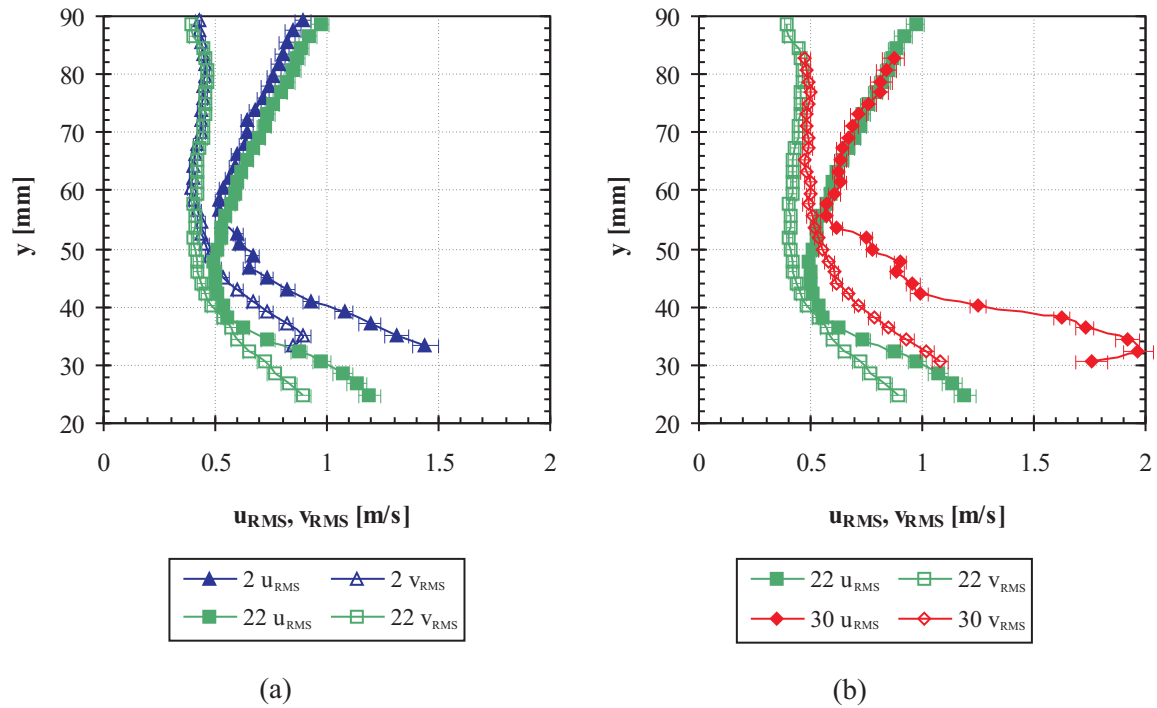


Abbildung 4.40: Schwankungsgeschwindigkeiten der Gasphase *teilweise umgekehrter Strömungen*: (a)  $Q_W = konst.$  und  $Q_G = konst.$ ; (b)  $Q_G = konst.$  und  $x = konst.$ .

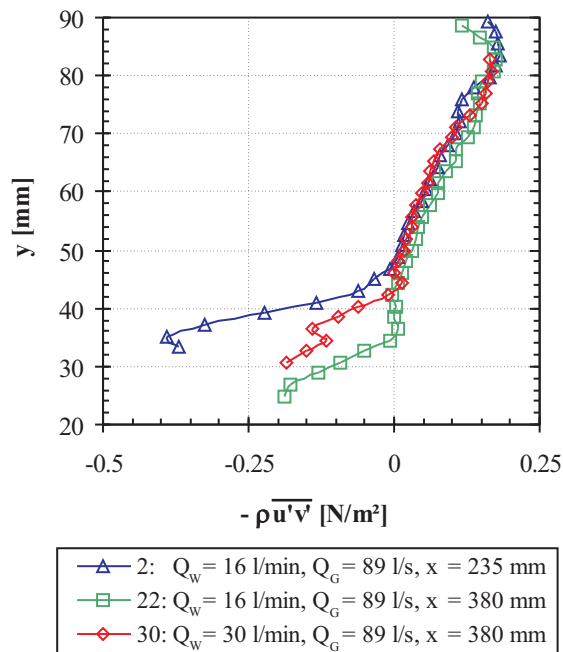


Abbildung 4.41: Reynoldsschubspannungen der Gasphase *teilweise umgekehrter Strömungen* mit  $y_0 = 9$  mm.



## 4.5 Zusammenfassung und vergleichende Betrachtungen

### Lokaler Gasvolumenanteil

Die Messungen zur Verteilung des lokalen Gasvolumenanteils zeigen einen annähernd linearen Anstieg der Profile im welligen Zweiphasenbereich. An den Rändern zu den einphasigen Strömungsbereichen nimmt der Gradient  $\delta\alpha/\delta y$  stark zu, um einen stetigen Übergang zu ermöglichen. Die Ausdehnung des Zweiphasenbereichs ( $0.01 < \alpha < 0.99$ ) kann als Maß für die Wellenhöhe angesehen werden. Dabei zeigen schießende und fließende Strömungen ähnliche Wellenhöhen. Im Gegensatz dazu durchlaufen in teilweise umgekehrten Strömungen Wellen mit sehr viel größeren Amplituden den Kanal.

### Frequenzanalysen

Anhand einer Frequenzanalyse (*Fast-Fourier-Transformation, FFT*) des Signalverlaufs aus den Messungen des Gasvolumenanteils konnte das Frequenzspektrum der Wellenbewegung ermittelt werden. Abb. 4.42 zeigt exemplarisch die ermittelten Frequenzen einer schießenden Strömung an den beiden entlang des Kanals untersuchten Positionen  $x = 235 \text{ mm}$  und  $x = 380 \text{ mm}$ . Untersucht wurde jeweils das Messsignal an derjenigen Sondenposition in vertikaler Richtung, an der während der Messung ein Gasvolumenanteil von  $\alpha \approx 0.5$  detektiert wurde. Im Frequenzspektrum ist jeweils eine Vorzugsfrequenz  $f_1$  zu erkennen. Diese liegt an Kanalposition  $x = 235 \text{ mm}$  bei ungefähr  $10 \text{ Hz}$ , an Position  $x = 380 \text{ mm}$  ist sie etwas höher bei  $11 \text{ Hz}$  zu finden.

Smolentsev et al. [91] führten in einer gegen die Horizontale geneigten Wasser-Luft Strömung mit sehr hohen Froude-Zahlen ( $0.94 \leq Fr \leq 1250$ ) anhand von Filmdickenmessungen an der freien Oberfläche ebenfalls Frequenzanalysen durch. Sie erhielten einen ähnlichen Verlauf der Frequenzspektren, obgleich die Vorzugsfrequenzen in den von ihnen untersuchten Strömungen deutlich höhere Werte aufwiesen. Sie interpretierten den Frequenzbereich um die Vorzugsfrequenz als Schwerewellen (*engl. gravity waves*) die den Kanal durchlaufen müssten. Die höheren im Spektrum auftretenden Frequenzen würden auf das Vorhandensein von Kapillarwellen (*engl. capillary waves*) schließen lassen. In Frequenzspektren mit weniger stark ausgebildeten Vorzugsfrequenzen würde die stabilisierende Wirkung der Schwerkraft auf die Wellen einem gesteigerten Störeinfluss der Turbulenz weichen.

Die Schaubilder in Abb. 4.43 zeigen exemplarisch Frequenzspektren für fließende Strömungen. Die Frequenzanalyse liefert das Frequenzspektrum bis  $100 \text{ Hz}$ , in den Diagrammen sind jedoch nur die Frequenzen bis  $10 \text{ Hz}$  gezeigt. Die ermittelten Amplituden höherer Frequenzen zeigen sehr niedrige Werte, die noch deutlich unter denen bei  $10 \text{ Hz}$  liegen. Die Vorzugsfrequenzen an Position  $x = 235 \text{ mm}$  liegen im Bereich von  $0.4 \text{ Hz}$ , an Position  $x = 380 \text{ mm}$  im Bereich von  $0.6 \text{ Hz}$ . Fließende Strömungen weisen somit deutlich niedrigere Frequenzen der Wellenbewegung auf als schießende Strömungen. Dies lässt für fließende Strömungen auf das Vorhandensein einer deutlich höheren Anzahl an Schwerewellen im Vergleich zu schießenden Strömungen schließen, in denen im Gegenzug deutlich mehr Kapillarwellen mit kürzeren Wellenlängen auftreten. Darüber hinaus ist die Bandbreite der Frequenzen in schießenden Strömungen größer als in fließenden Strömungen und führt somit zu einer unregelmäßigeren Phasengrenzfläche.

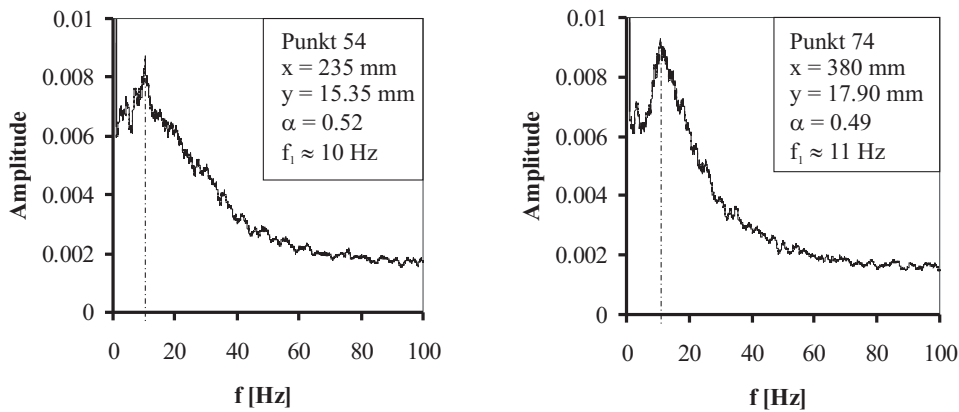


Abbildung 4.42: Frequenzspektren der Wellenbewegung *schießender Strömungen* bei einem Gasvolumenanteil  $\alpha \approx 0.5$ .

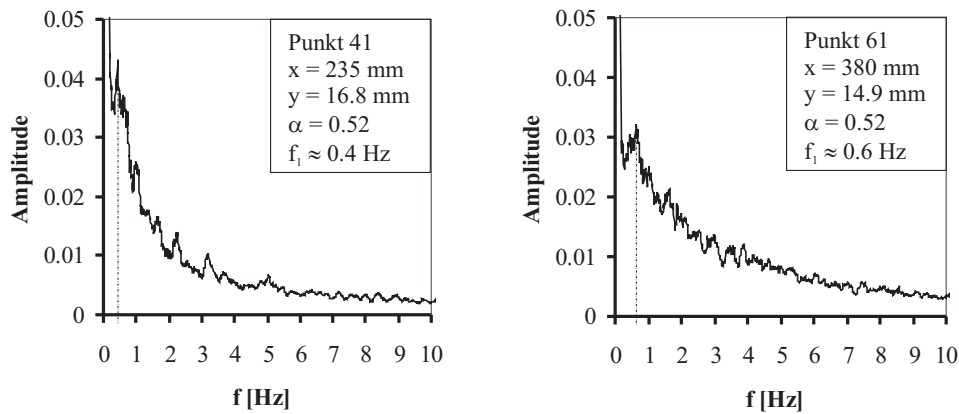


Abbildung 4.43: Frequenzspektren der Wellenbewegung *fließender Strömungen* bei einem Gasvolumenanteil  $\alpha \approx 0.5$ .

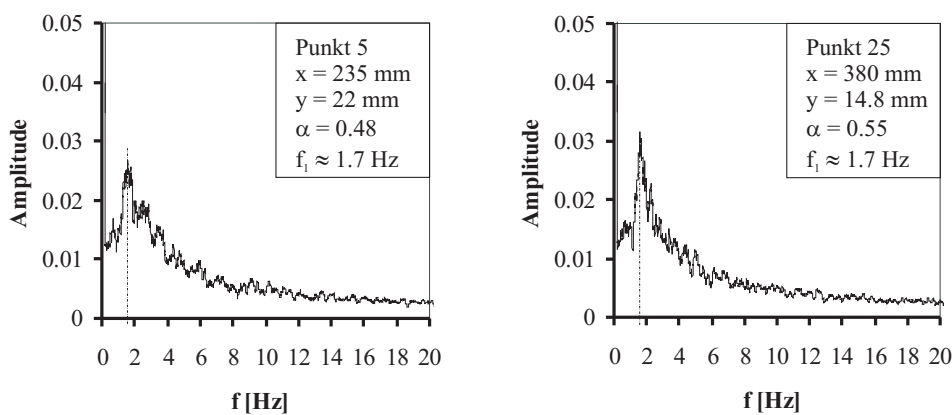


Abbildung 4.44: Frequenzspektren der Wellenbewegung *teilweise umgekehrter Strömungen* bei einem Gasvolumenanteil  $\alpha \approx 0.5$ .

In Abb. 4.44 sind exemplarisch die Frequenzspektren einer teilweise umgekehrten Strömung dargestellt. An beiden Positionen  $x$  im Kanal sind die Vorzugsfrequenzen im Be-

reich von 1.7 Hz zu finden. Damit liegen die Vorzugsfrequenzen der teilweise umgekehrten Strömung über denen fließender Strömungen ohne Strömungsumkehr, aber dennoch wesentlich unter denen schießender Strömungen.

### **Kinematische und turbulente Verhältnisse**

In horizontalen Schichtenströmungen ist die Hauptströmungsrichtung in horizontaler Richtung eindeutig vorgegeben. Somit wird die horizontale Geschwindigkeitskomponente, unabhängig vom untersuchten Strömungszustand, deutlich höhere Werte aufweisen als die vertikale Komponente.

Im Fall schießender Strömungen beschränkt sich der Einfluss der gegenströmenden Luft auf den Flüssigkeitsfilm hauptsächlich auf den welligen Zweiphasenbereich nahe der Flüssigkeitsoberfläche. Im Zweiphasenbereich kommt es zu einer Verzögerung der Flüssigkeitsströmung in horizontaler Richtung, was einen Anstieg der Geschwindigkeitsschwankungen zur Folge hat. Gleichzeitig verursachen die durch den Kanal laufenden Wellen eine Änderung der Flüssigkeitshöhe, wodurch die Geschwindigkeitsschwankungen der flüssigen Phase in vertikaler Richtung ebenfalls ansteigen. Der Anstieg der Fluktuationen nahe der Flüssigkeitsoberfläche deckt sich mit den Beobachtungen von Lorencez et al. [55]. Die Reynoldsschubspannungen der flüssigen Phase zeigen positive Werte, die nahe der freien Oberfläche Werte nahe Null annehmen. Die maximalen Reynoldsschubspannungen sind in der Nähe des Kanalbodens zu finden.

Fließende Strömungen zeigen prinzipiell ein ähnliches Verhalten wie schießende Strömungen. Allerdings beschränkt sich der Einfluss der gegenströmenden Luft nicht auf den Zweiphasenbereich und somit werden auch Bereiche im einphasigen Flüssigkeitsbereich der Strömung beeinflusst. Die Reynoldsschubspannungen der flüssigen Phase fließender Strömungen sind in der Nähe des Kanalbodens positiv, zeigen im Vergleich zu schießenden Strömungen aufgrund der niedrigeren Wassergeschwindigkeiten jedoch deutlich geringere Werte. Darüber hinaus können die Reynoldsschubspannungen fließender Strömungen innerhalb des Flüssigkeitsfilms in Richtung der freien Oberfläche negative Werte annehmen.

In teilweise umgekehrten Strömungen wird nur ein verminderter Teil des Wassers das Kanalende erreichen. Aufgrund der hohen Scherkräfte zwischen flüssiger und gasförmiger Phase verursacht die gegenströmende Luft eine Strömungsumkehr des Wassers, wodurch der umgekehrte Anteil des Wassers den Kanal in Strömungsrichtung der Luft verlassen wird. Der Einfluss der gegenströmenden Luft ist in diesen Strömungen besonders stark ausgebildet. Es kommt zu einem starken Anstieg der Geschwindigkeitsfluktuationen in beiden Raumrichtungen, wobei der Einfluss der Luft bis in Bereiche nahe des Kanalbodens bestehen bleibt. Der starke Einfluss der Gasphase auf den Flüssigkeitsfilm zeigt sich ebenfalls in den Reynoldsschubspannungen. Diese zeigen innerhalb des Flüssigkeitsfilms fast durchgehend negative Werte, die mit steigendem Wandabstand betragsmäßig zunehmen. In den oberen Strömungsbereichen teilweise umgekehrter Strömungen liegt lokal eine gleichgerichtete Strömung vor. Hierdurch kommt es auf Höhe der mittleren Wasserhöhe zu einer Änderung im Verlauf der Reynoldsschubspannungen, die letztendlich in den oberen Wellenbereichen positive Werte annehmen und stark ansteigen.

Die Geschwindigkeiten der Luftströmung richten sich primär nach dem der Luft zur Verfügung stehenden Strömungsquerschnitt, der sich in Abhängigkeit von der mittleren Flüssigkeitshöhe ändert. Eine Erhöhung der Wassergeschwindigkeiten zeigt einen ver-

nachlässigbaren Einfluss auf die Luftströmung in den untersuchten Kanalbereichen, da dies zu keiner signifikanten Erhöhung der Differenzgeschwindigkeiten zwischen beiden Phasen führt. Im Gegensatz dazu ist in ein geringer Einfluss der Wasserströmung auf die Gasphase mit zunehmender Lauflänge der Luft zu erkennen. Im Fall schießender Strömungen kommt es in den unteren Kanalbereichen zu einer geringfügigen Verzögerung der Luftgeschwindigkeiten, obwohl der Strömungsquerschnitt der Luft (aufgrund einer Verringerung der mittleren Flüssigkeitshöhe in Strömungsrichtung der Luft) zunimmt. Ein Vergleich zwischen den Strömungsgrößen der Gasphase fließender Strömungen mit denen schießender Strömungen bei gleichem Luftdurchsatz aber unterschiedlichem Wasserdurchsatz ist in Abb. 4.45 gezeigt. Die Ergebnisse der fließenden Strömung sind mit denen der schießenden Strömung annähernd deckungsgleich. Dies lässt auf einen minimalen Einfluß vom jeweiligen Strömungszustand des Flüssigkeitsfilms auf das Verhalten der Luftströmung in den untersuchten Kanalbereichen schließen. Die durch die unterschiedlichen Höhen des Flüssigkeitsfilms bedingten Änderungen des für die Luft zur Verfügung stehenden Strömungsquerschnittes verursachen in allen diskutierten Fällen eine mittlere Geschwindigkeitsänderung innerhalb der Genauigkeit des Messsystems.

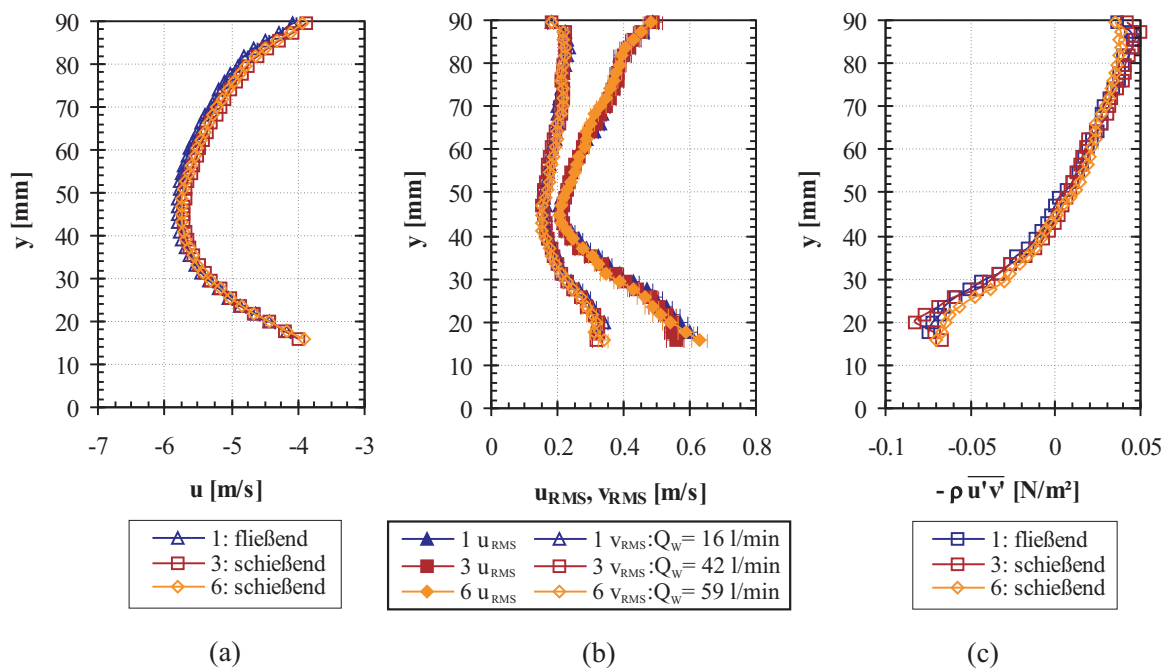


Abbildung 4.45: Vergleich der Luftphase zwischen fließender und schießender Strömung: (a) Horizontale Geschwindigkeiten; (b) Schwankungsgeschwindigkeiten; (c) Reynoldsschubspannungen.

Die Schwankungsgeschwindigkeiten der Gasphase besitzen in etwa in der Mitte des für die Luft zur Verfügung stehenden Strömungsquerschnittes ihre niedrigsten Werte. In der oberen Kanalhälfte entspricht der Anstieg der Schwankungsgeschwindigkeiten dem einer einphasigen Rohrströmung (vergleiche Hinze [32]). In der unteren Kanalhälfte ist der Einfluss des Flüssigkeitsfilms zu erkennen. Es kommt zu einem höheren Anstieg der Geschwindigkeitsschwankungen als in der oberen Kanalhälfte, sowohl in vertikaler als auch horizontaler Richtung. Der Anstieg der Reynoldsschubspannungen der Luft ist im unteren Kanalbereich aufgrund der bewegten Flüssigkeitsströmung ebenfalls höher als im oberen Kanalbereich.

# 5 Theoretische Ansätze

## 5.1 Modell zur Berechnung des lokalen Gasvolumenanteils

### 5.1.1 Herleitung

Zur Beschreibung der vorliegenden Strömungen muss neben der Berechnung der Impulsgleichungen die Verteilung der Phasen im Kanal bestimmt werden, welche durch die statistische Größe des Gasvolumenanteils  $\alpha$  beschrieben werden kann. Zur Berechnung des Gasvolumenanteils wurde im Rahmen dieser Dissertation ein statistischer Ansatz entwickelt, der auf den Geschwindigkeitsverteilungen basiert, die aus den Impulsgleichungen hervorgehenden. Abb. 5.1 zeigt, exemplarisch für alle im Kanal vermessenen Strömungen, die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (*engl. probability density function, PDF*) der horizontalen Geschwindigkeitskomponente  $u$  für eine teilweise umgekehrte Strömung an verschiedenen lokalen Positionen über der Kanalhöhe. Wie in Kap. 4 gezeigt, nimmt der Gasvolumenanteil im Zweiphasenbereich ( $0 < \alpha < 1$ ) mit steigender Kanalhöhe zu. Gleichzeitig nimmt die mittlere Geschwindigkeit im Zweiphasenbereich, aufgrund der zwischen Flüssigkeit und entgegenströmender Luft entstehenden Scherkräfte, ab. Die Geschwindigkeitsfluktationen nehmen im Zweiphasenbereich hingegen mit steigender Kanalhöhe zu. Wie aus Abb. 5.1 erkennbar, folgen die gemessenen, lokalen Geschwindigkeitswerte einer Normalverteilung. Die Anzahl der zur Verfügung stehenden Einzelwerte nimmt, wie in Kap. 4 beschrieben, mit steigendem Gasvolumenanteil ab wodurch im gezeigten Fall  $\alpha = 0.9$  gegenüber Fall  $\alpha = 0$  nur ein Zehntel der Einzelwerte zur Ermittlung der PDF zur Verfügung stehen.

In dem nachfolgend beschriebenen statistischen Modell der Zweiphasenströmung wird die Flüssigkeit als eine Ansammlung von Partikeln, die untereinander wechselwirken, betrachtet. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P(u)$  der lokalen Geschwindigkeiten ergibt sich wie experimentell bestätigt zu:

$$P(u) = \frac{1}{\sqrt{2\pi u'^2}} \exp\left(-\frac{(u - \bar{u})^2}{2u'^2}\right). \quad (5.1)$$

Falls der Exponent mit  $\rho_L/2$  erweitert und in alle drei Raumrichtungen energetisch betrachtet wird, kann Gl. 5.1 geschrieben werden als:

$$P(E_{kin}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi \rho_L k_L(y)}} \exp\left(-\frac{E_{kin}}{2\rho_L k_L(y)}\right), \quad (5.2)$$

mit der turbulenten kinetischen Energie  $E_{kin}$  eines Fluidpartikels und der lokalen, zeitlich gemittelten turbulenten kinetischen Energie  $k_L(y)$  der Flüssigkeit:

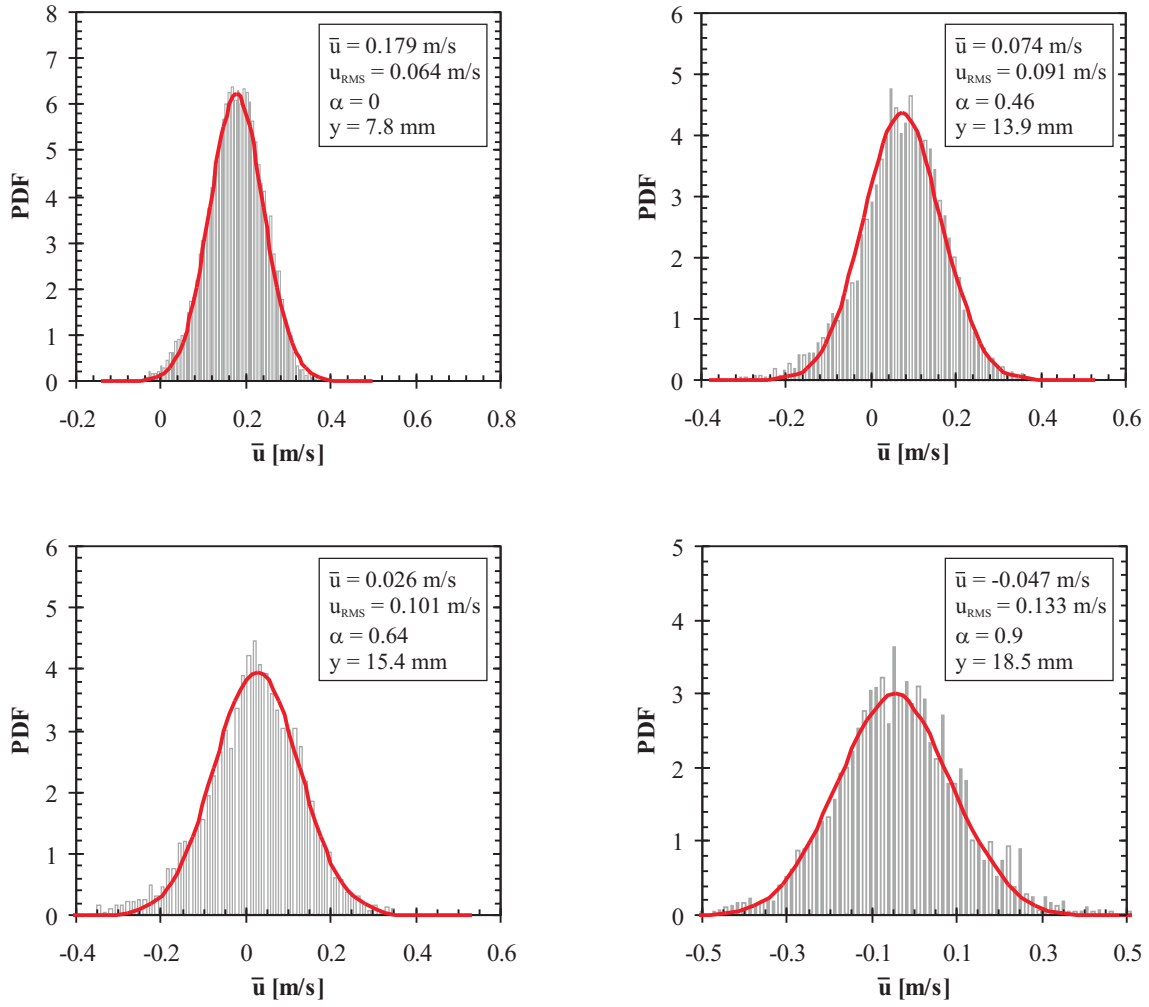


Abbildung 5.1: Normalverteilung der experimentell ermittelten Geschwindigkeiten ( $u_{RMS} = (\overline{u'^2})^{0.5}$ ).

$$k_L(y) = \frac{1}{2} \left( \overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \right) . \quad (5.3)$$

Bei Betrachtung der Wechselwirkung zweier Fluidpartikel beschreibt Gl. 5.4 die Wahrscheinlichkeitsverteilung der potentiellen Energie des zweiten Partikels falls die kinetische Energie des ersten Partikels ausreicht, um das zweite Partikel von seiner Position  $y$  auf die höhere Position  $y + dy$  anzuheben:

$$P(\Delta E_{pot}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\rho_L k_L(y)}} \exp\left(-\frac{\Delta\rho g dy}{2\rho_L k_L(y)}\right) , \quad (5.4)$$

mit  $\Delta E_{pot} = \Delta\rho g dy$  als Zunahme der potentiellen Energie des zweiten Partikels. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein erstes Partikel seine kinetische Energie auf die potentielle Energie eines zweiten Partikels überträgt ist:

$$P_1 = (1 - \alpha(y)) \alpha(y + dy) P(\Delta E_{pot}) , \quad (5.5)$$

unter der Voraussetzung, dass auf Position  $y$  ein zweites Fluidpartikel als Wechselwirkungspartner vorliegt. Die Wahrscheinlichkeit hierfür ist  $(1 - \alpha(y))$ . Damit das zweite Fluidpartikel auf Position  $y + dy$  angehoben werden kann, darf dort noch kein Fluidpartikel vorliegen. Dies wird mit der Wahrscheinlichkeit  $\alpha(y + dy)$  beschrieben. Gl. 5.4 eingesetzt in Gl. 5.5 ergibt für kleine Änderungen der potentiellen Energie in linearer Näherung:

$$P_1 = (1 - \alpha(y)) \alpha(y + dy) \frac{1}{\sqrt{2\pi\rho_L k_L(y)}} \left( 1 - \frac{\Delta\rho g dy}{2\rho_L k_L(y)} \right) . \quad (5.6)$$

Die Wahrscheinlichkeit für den Umkehrprozess, bei dem ein Fluidpartikel auf Position  $y + dy$  seine potentielle Energie an ein Partikel an Position  $y$  abgibt kann beschrieben werden als:

$$P_2 = \alpha(y) (1 - \alpha(y + dy)) \frac{1}{\sqrt{2\pi\rho_L k_L(y)}} . \quad (5.7)$$

Unter Gleichgewichtsbedingungen sind die Wahrscheinlichkeiten  $P_1$  und  $P_2$  identisch und können gleichgesetzt werden:

$$P_1 = P_2 , \quad (5.8)$$

mit

$$\frac{d\alpha}{dy} = \frac{\alpha(y + dy) - \alpha(y)}{dy} , \quad (5.9)$$

wodurch

$$\alpha(y + dy) = \alpha(y) + \frac{d\alpha}{dy} dy , \quad (5.10)$$

in Gl. 5.6 und 5.7 eingesetzt werden kann. Aus Gl. 5.8 folgt somit:

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi\rho_L k_L}} (1 - \alpha) \left( \alpha + \frac{d\alpha}{dy} dy \right) \left( 1 - \frac{\Delta\rho g dy}{2\rho_L k_L} \right) = \alpha \left[ 1 - \left( \alpha + \frac{d\alpha}{dy} dy \right) \right] \frac{1}{\sqrt{2\pi\rho_L k_L}} , \quad (5.11)$$

wobei  $\alpha(y)$  vereinfacht als  $\alpha$  und  $k_L(y)$  als  $k_L$  dargestellt sind. Vereinfachen führt zu

$$\frac{d\alpha}{dy} dy = \frac{\Delta\rho g dy}{2\rho_L k_L} (1 - \alpha) \left( \alpha + \frac{d\alpha}{dy} dy \right) . \quad (5.12)$$

Die Vernachlässigung von Gliedern höherer Ordnung liefert als Ergebnis der durchgeführten Betrachtungen die Differentialgleichung

$$\frac{d\alpha}{dy} = \frac{\Delta\rho g}{2\rho_L k_L(y)} (1 - \alpha(y)) \alpha(y) , \quad (5.13)$$

die den lokalen Gasvolumenanteil  $\alpha$  über der Kanalhöhe  $y$  liefert, wobei sowohl  $\alpha$  als auch  $k_L$  lokal betrachtet werden und Funktionen von  $y$  darstellen.

### 5.1.2 Verifikation des Ansatzes

Anhand der gemessenen Schwankungsgeschwindigkeiten kann die turbulente kinetische Energie  $k_L(y)$  bestimmt werden, die zur Verifikation des oben hergeleiteten Ansatzes herangezogen wird. Die Particle Image Velocimetry stellt ein zweidimensionales Messverfahren dar und ermöglicht in den durchgeführten Experimenten somit nur die simultane Messung von  $\overline{u'^2}$  und  $\overline{v'^2}$ . Die Größenordnung der dritten Komponente  $\overline{w'^2}$  wurde anhand der zur Verfügung stehenden Komponenten in der Größenordnung von  $\overline{v'^2}$  angenommen.

Die Integration von Gl. 5.13 liefert

$$\ln \frac{\alpha}{1 - \alpha} = \int_{y_m}^y \frac{\Delta\rho g}{2\rho_L k_L(y)} dy , \quad (5.14)$$

mit der unteren Integrationsgrenze  $y_m = y(\alpha = 0.5)$ . Umformen ergibt

$$\alpha(y) = 1 / \left[ 1 + \exp \left( - \int_{y_m}^y \frac{\Delta\rho g}{2\rho_L k_L(y)} dy \right) \right] , \quad (5.15)$$

und ermöglicht damit die theoretische Ermittlung der Verteilung des Gasvolumenanteils an verschiedenen Positionen über der Kanalhöhe anhand der turbulenten kinetischen Energie der flüssigen Phase  $k_L(y)$ .

Abb. 5.2 zeigt vergleichend experimentell ermittelte Profile des lokalen Gasvolumenanteils mehrerer teilweise umgekehrter Strömungen und die jeweiligen theoretisch ermittelten Profile. Die experimentellen Profile wurden mit der in Kap. 3.2 beschriebenen Widerstandssonde ermittelt. Die theoretischen Profile basieren auf der aus den PIV-Messungen (siehe Kap. 3.1) ermittelten, lokalen turbulenten kinetischen Energie der flüssigen Phase  $k_L(y)$ . Die einzelnen Strömungen unterscheiden sich durch unterschiedliche Wassereinflauhöhen  $y_0$  und durch ihre verschiedenen Positionen  $x$  entlang des Kanals. Die gezeigten Profile repräsentieren exemplarisch alle vermessenen Punkte. Auf ihre unterschiedlichen Randbedingungen bezüglich der Wasser- und Luftdurchsätze soll an dieser Stelle nicht näher eingegangen werden. Das für eine Wassereinflauhöhe von  $y_0 = 9 \text{ mm}$  und Position  $x = 235 \text{ mm}$  präsentierte Profil wurde für einen Messpunkt innerhalb des Hysteresebereichs (siehe Abb. 4.1) nach Eintreten einer Strömungsumkehr ermittelt. Es ist zu erkennen, dass die experimentell ermittelten Profile mit dem in Kap. 5.1.1 hergeleiteten Ansatz in guter Übereinstimmung berechnet werden können. Die mittlere Abweichung der berechneten von den gemessenen Profilen liegt für die vermessenen teilweise umgekehrten Strömungen bei unter 5 % für Gasvolumenanteile  $0.01 < \alpha < 0.99$ .

Abb. 5.3 zeigt die gemessenen und theoretisch bestimmten Profile des lokalen Gasvolumenanteils exemplarisch für fließende Strömungen. Da die Ausdehnung der Zweiphasenzone bei diesen Strömungen sehr gering ist, stehen aufgrund der messtechnischen



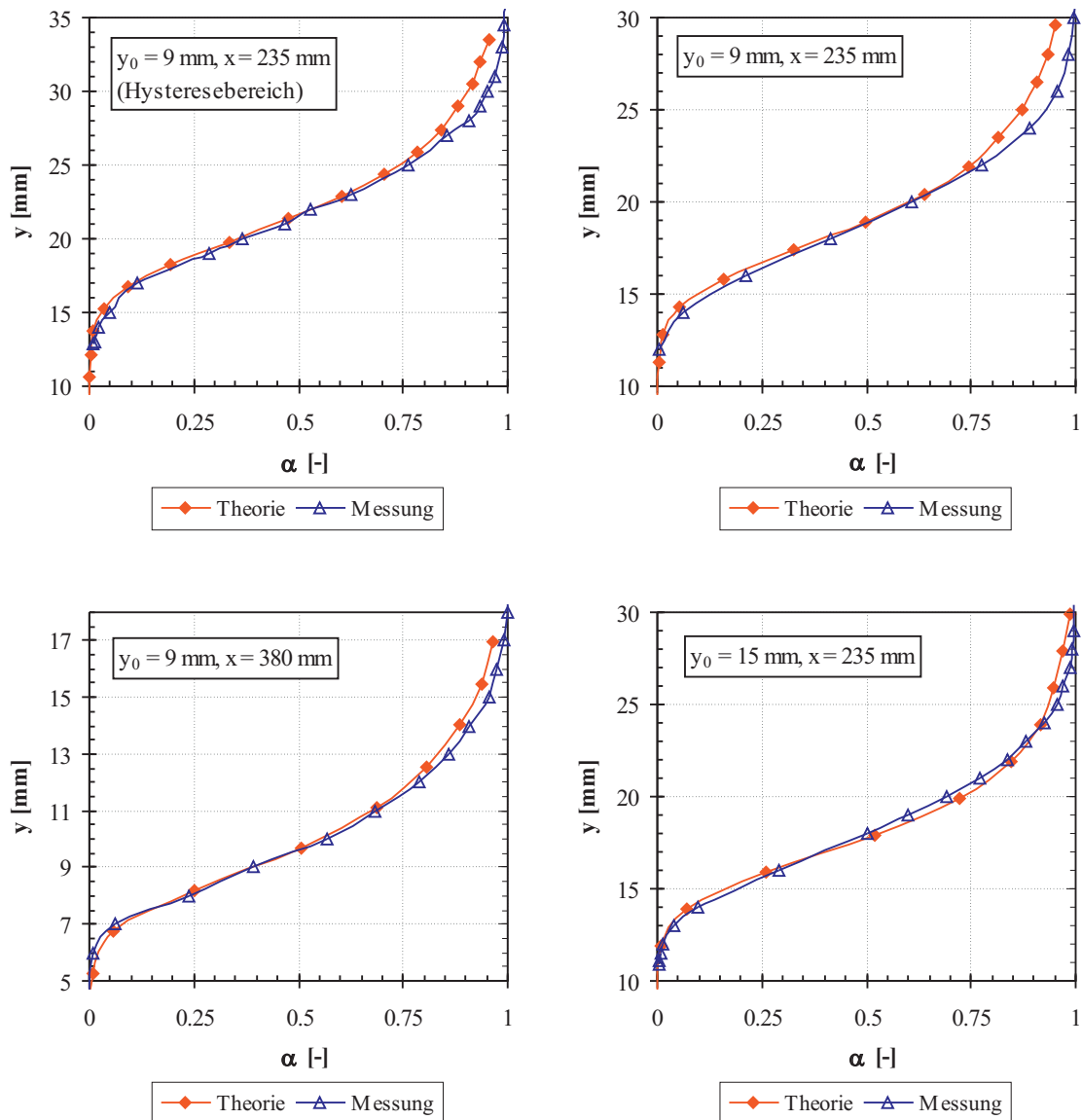


Abbildung 5.2: Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Profilen des lokalen Gasvolumenanteils *teilweise umgekehrter Strömungen*.

Voraussetzungen nur wenige experimentell ermittelte Punkte innerhalb des Zweiphasenbereichs der Strömung für die Verifikation des theoretischen Ansatzes zur Verfügung. Aus diesem Grund zeigen diese Profile zusätzliche, inter- und extrapolierte Punkte. Wiederum ist eine gute Übereinstimmung zwischen den gemessenen und berechneten Profilen zu erkennen. Die mittlere Abweichung der berechneten von den gemessenen Profilen liegt für fließende Strömungen bei unter 9 %.

Abb. 5.4 zeigt exemplarisch ausgewählte Profile für schießende Strömungen. Da die Ausdehnung der Zweiphasenzone in schießenden Strömungen vergleichbar mit der von fließenden Strömungen ist, stehen ebenfalls nur wenige experimentell ermittelte Punkte innerhalb dieses Bereichs zur Verfügung. Aus diesem Grund zeigen diese Profile ebenfalls inter- und extrapolierte Punkte. Die mittlere Abweichung des berechneten vom gemessenen Profil liegt für die unterschiedlichen schießenden Strömungen bei unter 16.6 %.

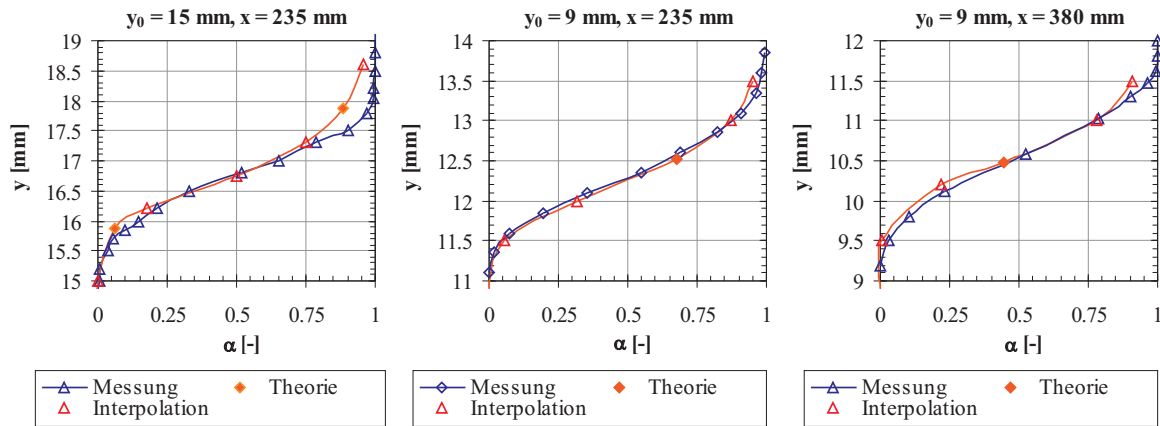


Abbildung 5.3: Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Profilen des lokalen Gasvolumenanteils *fließender Strömungen*.

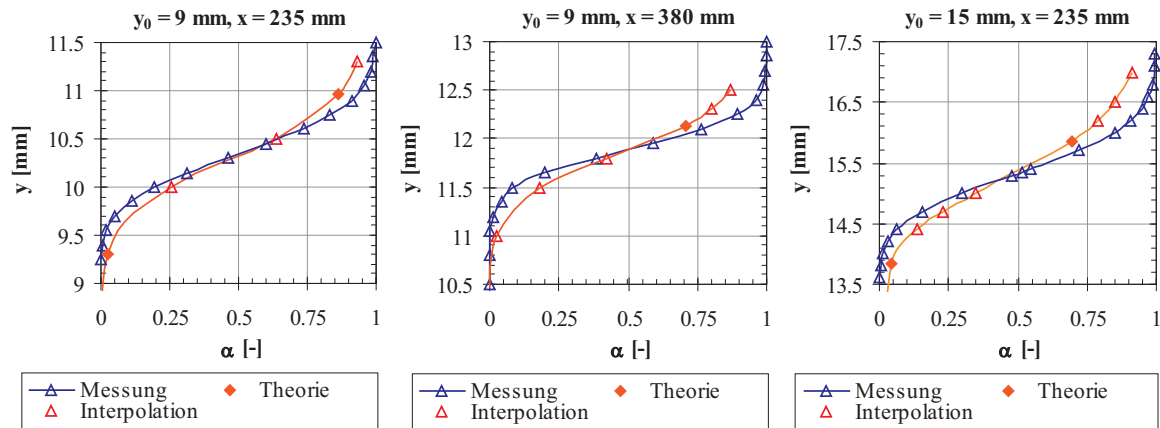


Abbildung 5.4: Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Profilen des lokalen Gasvolumenanteils *schießender Strömungen*.

## 5.2 Bestimmung der turbulenten Schwankungen des lokalen Gasvolumenanteils

Wie in Kap. 3.2.3 beschrieben, setzt sich das gemessene Signal eines einzelnen lokalen Wertes des Gasvolumenanteils  $\alpha$  aus einzelnen Zeitintervallen  $t_{int,i}$  zusammen, wobei jedes Zeitintervall jeweils aus den Teilintervallen  $t_{Luft,i}$  und  $t_{Wasser,i}$  besteht. Anhand dieser Teilintervalle lässt sich über jedes Zeitintervall ein zugehöriger Gasvolumenanteil  $\alpha_i$  bestimmen:

$$\alpha_i = \frac{t_{Luft,i}}{t_{int,i}}. \quad (5.16)$$

Anhand der einzelnen  $\alpha_i$  kann das Histogramm jedes vermessenen  $\alpha$  erstellt werden, wobei die  $\alpha_i$  den diskreten Werten  $\alpha_K$  zugeordnet werden. In einem zweiten Schritt werden die Zeiten  $t_{int,i}$  aller  $\alpha_i$ , die einem  $\alpha_K$  zugeordnet sind, summiert, woraus sich die kumulierten Zeiten  $t_K$  für jedes  $\alpha_K$  ergeben (Abb. 5.5 (b)):

$$t_K = \sum_{i=1}^N t_{int,i} \quad ; \quad \alpha_i \in \alpha_K . \quad (5.17)$$

Als Histogramm ergibt sich somit ein Diagramm bei dem die Zeiten  $t_K$  über den jeweiligen  $\alpha_K$  aufgetragen sind (Abb. 5.5 (a)).

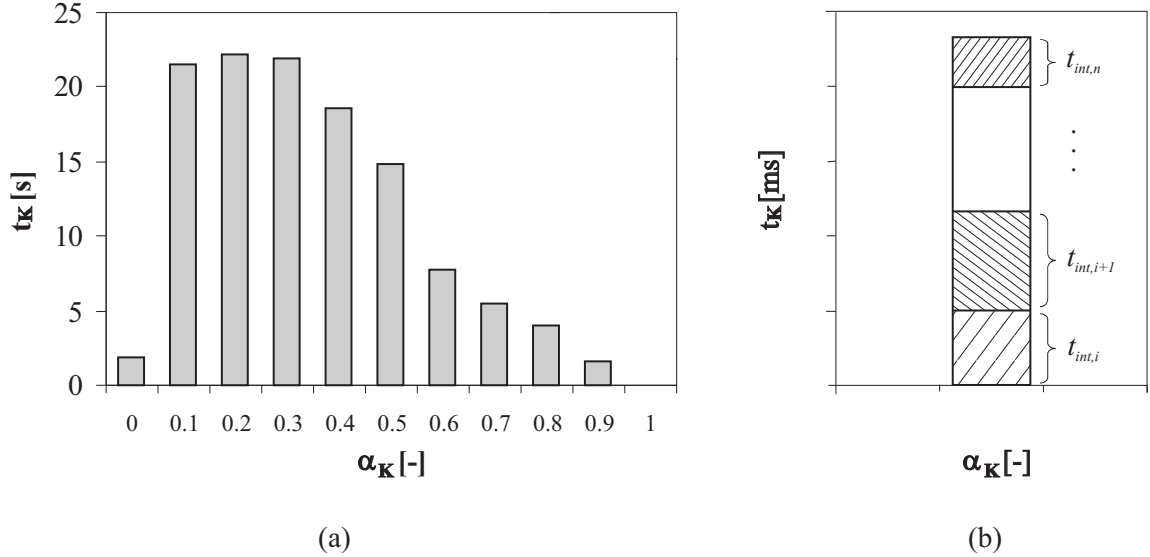


Abbildung 5.5: Kumulierte Zeiten  $t_K$  der diskreten Werte  $\alpha_K$  eines einzelnen lokalen Gasvolumenanteils  $\alpha$ : (a) Histogramm; (b) Zusammensetzung der  $t_K$  eines Wertes  $\alpha_K$ .

Mit den einzelnen  $\alpha_K$  kann der turbulente Schwankungsanteil  $\overline{\alpha'^2}$  anhand der Varianz der Meßwerte bestimmt werden:

$$\sigma_\alpha^2 = \overline{\alpha'^2} = \frac{\sum_{K=0}^1 (\alpha_K - \alpha)^2 \cdot N_K}{\sum_{K=0}^1 N_K - 1} \quad ; \quad N_K = \frac{t_K}{t_{int}} , \quad (5.18)$$

wobei  $N_K$  die Anzahl, auf der mittleren Zeitskala  $\overline{t_{int}}$  (siehe Kap. 3.2.3) basierenden, Zeitintervalle im Intervall  $\alpha_K$  darstellt. Der zugehörige Gasvolumenanteil  $\alpha$  ließe sich ebenfalls anhand der Histogramme berechnen:

$$\alpha = \frac{\sum_{K=0}^1 \alpha_K \cdot t_K}{\sum_{K=0}^1 t_K} . \quad (5.19)$$

Abb. 5.6 zeigt exemplarisch Profile für die turbulenten Schwankungen des lokalen Gasvolumenanteils für die unterschiedlichen Strömungsformen. Die Variation von  $\alpha$  zwischen Null und Eins entspricht unterschiedlichen Positionen innerhalb des Zweiphasenbereichs der Strömungen in vertikaler Richtung und liefert somit Informationen über die Wellenform. Während bei schießenden und fließenden Strömungen die höchsten Fluktuationen bei  $\alpha \simeq 0.5$  auftreten, ist dies bei teilweise umgekehrten Strömungen nicht mehr der Fall.

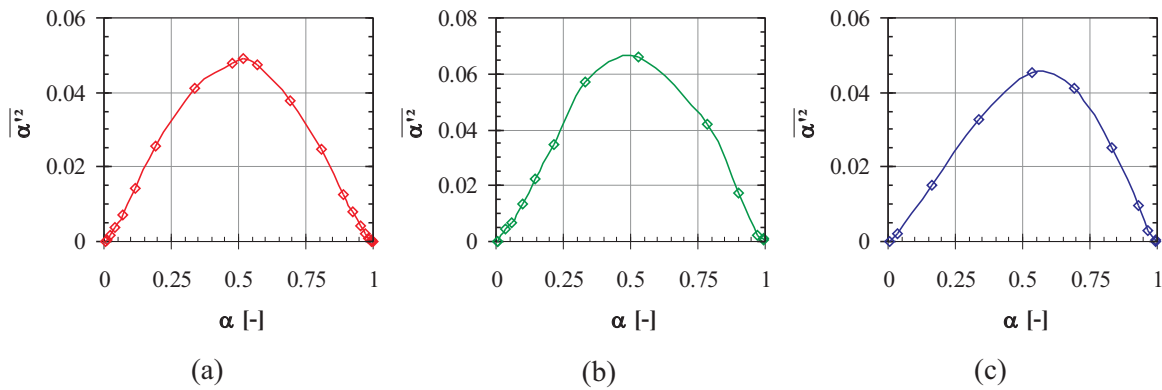


Abbildung 5.6: Turbulente Schwankungen des lokalen Gasvolumenanteils: (a) *schießende Strömung*; (b) *fließende Strömung*; (c) *teilweise umgekehrte Strömung*.

Um die Voraussetzungen für eine Modellierung der  $\overline{\alpha'^2}$  zu schaffen, können die oben beschriebenen Histogramme anhand von Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen mathematisch beschrieben werden. Eine Möglichkeit hierfür stellt die Beta-Funktion dar [82], [101]:

$$P(\alpha) = \gamma \alpha^{a-1} (1 - \alpha)^{b-1}, \quad (5.20)$$

wobei zu beachten ist, dass  $\alpha$  innerhalb des Intervalls  $[0; 1]$  definiert sein muss. Diese Funktion hängt von den beiden Parametern  $a$  und  $b$  ab, die sich jeweils aus dem Mittelwert  $\alpha$  und der Varianz  $\overline{\alpha'^2}$  der Verteilung berechnen lassen:

$$a = \left( \frac{\alpha(1-\alpha)}{\overline{\alpha'^2}} - 1 \right) \alpha, \quad (5.21)$$

$$b = a \left( \frac{1}{\alpha} - 1 \right). \quad (5.22)$$

Für die graphische Darstellung sorgt der Koeffizient  $\gamma$  aus Gl. 5.20 dafür, dass die Bedingung  $\int P(\alpha) d\alpha = 1$  erfüllt ist:

$$\gamma = \frac{\Gamma(a+b)}{\Gamma(a)\Gamma(b)}, \quad (5.23)$$

mit der Gamma-Funktion  $\Gamma$ . Abb. 5.7 zeigt exemplarisch anhand der Beta-Funktion ermittelte Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen von unterschiedlichen Gasvolumenanteilen mit den jeweiligen Werten von  $\alpha$ ,  $a$ ,  $b$  und  $\gamma$ . Auf eine nähere Spezifizierung der Randbedingungen für die gezeigten Fälle wird an dieser Stelle verzichtet. Eine detaillierte Auflistung der Parameter mit den jeweiligen Randbedingungen einiger exemplarischer Strömungen ist im Anhang B zu finden.

Die PDFs können zur direkten Modellierung des lokalen Gasvolumenanteils genutzt werden. In der Literatur sind mehrere Ansätze zur PDF-Modellierung zu finden, wovon einige in [70], [101] aufgeführt werden. Soll hingegen auf eine detaillierte Modellierung der einzelnen  $\alpha'^2$  verzichtet werden, so kann ein idealisiertes Profil angegeben werden. Hierzu

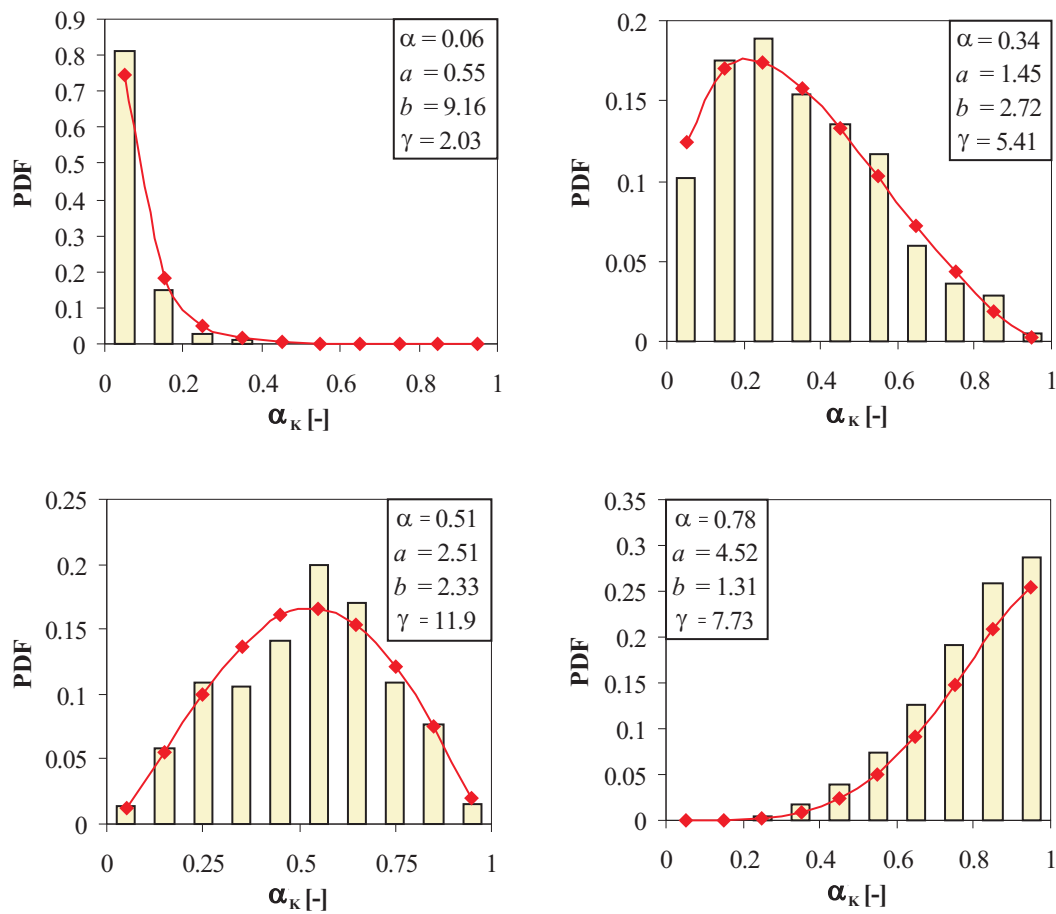


Abbildung 5.7: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der  $\alpha_K$  des lokalen Gasvolumenanteils anhand von Beta-Funktionen.

sind die Werte von  $a$  und  $b$  in Abb. 5.8 jeweils über dem Gasvolumenanteil  $\alpha$  logarithmisch aufgetragen. Die Diagramme beinhalten sowohl die Punkte der unterschiedlichen Strömungsformen als auch die Punkte der beiden untersuchten Wassereinflaufhöhen  $y_0$ . Zu erkennen ist, dass die eingetragenen Punkte einem ähnlichen Trend folgen. Aus diesem Grund lässt sich für die Parameter  $a$  und  $b$  jeweils eine empirische Näherungsformel im Bereich  $0.05 < \alpha < 0.95$  angeben:

$$a = 0.43 \cdot e^{2.93\alpha} , \quad (5.24)$$

$$b = 6.51 \cdot e^{2.48\alpha} . \quad (5.25)$$

Anhand der Parameter  $a$  und  $b$  kann nun der idealisierte, lokale Schwankungsanteil  $\overline{\alpha'^2}_{ideal}$  unabhängig von der jeweiligen Strömungsform, den geometrischen Randbedingungen und der Position  $x$  als Funktion des lokalen Gasvolumenanteils bestimmt werden:

$$\overline{\alpha'^2(y)}_{ideal} = \frac{\alpha(y)(1 - \alpha(y))}{1 + a + b} . \quad (5.26)$$

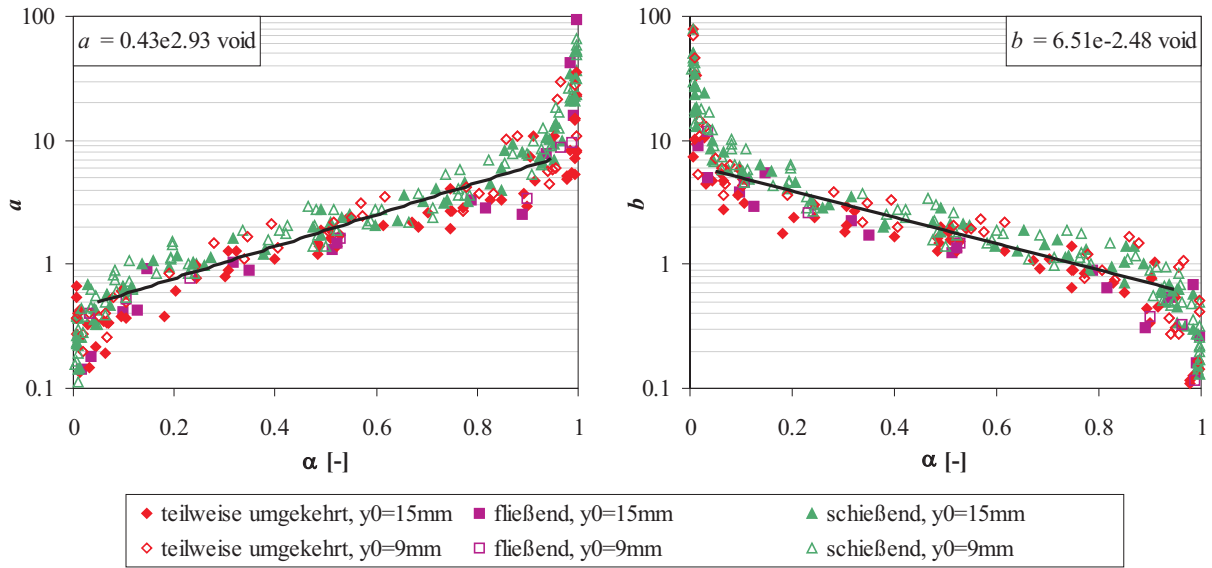


Abbildung 5.8: Ermittelte Parameter  $a$  und  $b$  der Beta-Funktionen über dem lokalen Gasvolumenanteil  $\alpha$ .

Abb. 5.9 zeigt die aus den Messungen ermittelten Schwankungen des lokalen Gasvolumenanteils sowie das idealisierte Profil dieser Schwankungen mit auf die Bereiche  $\alpha < 0.05$  und  $\alpha > 0.95$  extrapolierten Werten. Dieser idealisierte Verlauf ist im Rahmen einer Genauigkeit von  $\pm 30\%$  auf alle untersuchten Strömungen anwendbar. Die Diskrepanz zwischen den einzelnen gemessenen Profilen und dem idealisierten Profil ergibt sich aufgrund der jeweils unterschiedlich stark ausgeprägten Einflüsse der in den Messungen variierten Durchsätze von Wasser und entgegenströmender Luft.

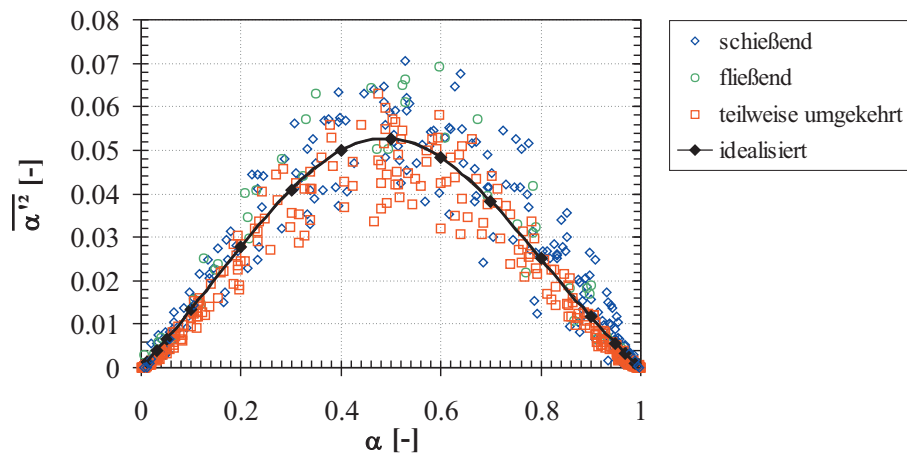


Abbildung 5.9: Gemessene Werte und idealisiertes Profil der turbulenten Fluktuationen  $\overline{\alpha'^2}$  des lokalen Gasvolumenanteils  $\alpha$ . Die höchsten Fluktuationen sind bei  $\alpha \approx 0.5$  zu finden.

# 6 Zusammenfassung und Schlussfolgerungen

In dieser Arbeit wurden erstmalig die lokalen kinematischen und turbulenten, zeitlich gemittelten Strömungsgrößen in gegengerichteten Wasser-Luft-Schichtenströmungen vermessen. Die untersuchten Fälle beinhalten schießende und fließende Strömungen, sowohl mit als auch ohne Strömungsumkehr. Darüber hinaus wurden lokale Gasvolumenanteile, Wasserlieferungsraten und Druckverluste entlang des Strömungspfades über einen weiten Parameterbereich experimentell bestimmt. Sowohl die lokalen als auch die zusätzlich durchgeführten integralen Messungen liefern neue Erkenntnisse über einen sich einstellenden Hystereseeffekt nach Eintreten der Strömungsumkehr. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Erweiterungen an der WENKA-Versuchsanlage ermöglichen eine akkurate Bestimmung der Wasserlieferungsraten bei konstanten Durchsätzen der beiden Phasen über einen weiten Parameterbereich. Darüber hinaus besteht die Möglichkeit einer gezielten Ermittlung des jeweils notwendigen Flüssigkeitsdurchsatzes bei sich änderndem Gasdurchsatz, um die Wasserlieferungsrate konstant halten oder erhöhen zu können.

Die Messergebnisse zeigen den Einfluss der gegenströmenden Gasphase auf den am Kanalboden strömenden Flüssigkeitsfilm. Mit einer Erhöhung des Gasdurchsatzes steigen die Wellenhöhen an. Die Wellen der untersuchten schießenden und fließenden Strömungen zeigen im Fall nicht umgekehrter Strömungen ähnliche Wellenhöhen. Im Fall umgekehrter Strömungen hingegen durchlaufen Wellen mit sehr viel höheren Amplituden den Kanal. Die Wellenfrequenzen schießender Strömungen liegen deutlich über denen fließender Strömungen, unabhängig davon, ob die fließenden Strömungen umgekehrt sind oder nicht. In schießenden Strömungen werden sowohl die mittleren Geschwindigkeiten als auch deren Schwankungsgrößen vor allem innerhalb des welligen Zweiphasenbereichs beeinflusst. Im Gegensatz dazu ist in fließenden Strömungen ein Einfluss der Gasphase bis in Bereiche der einphasigen Flüssigkeitsströmung zu verzeichnen. Der Einfluss der Gasphase auf den Flüssigkeitsfilm in umgekehrten Strömungen ist, aufgrund der hohen induzierten Scherkräfte, besonders stark ausgeprägt. In allen Fällen kommt es im welligen Zweiphasenbereich, und bei fließenden Strömungen entsprechend ebenfalls im einphasigen Flüssigkeitsbereich, zu einer Verzögerung des Flüssigkeitsfilms. Besonders erwähnenswert ist die Zunahme der Schwankungsgeschwindigkeiten der flüssigen Phase in diesen Bereichen, sowohl in horizontaler als auch in vertikaler Richtung. Dabei sind die horizontalen Schwankungsgeschwindigkeiten stets größer als die vertikalen Schwankungsgeschwindigkeiten. Die ermittelten Reynoldsschubspannungen belegen darüber hinaus den starken Einfluss der Luft, insbesondere auf umgekehrte Strömungen. Die mittleren Gasgeschwindigkeiten richten sich vor allem nach dem zur Verfügung stehenden Strömungsquerschnitt der gasförmigen Phase zwischen oberer Kanalwand und Oberfläche des Flüssigkeitsfilms. Die wellige Flüssigkeitsoberfläche hat dabei im Gegensatz zur nichtbewegten oberen Kanalwand einen deutlich höheren Einfluss auf die Gasphase.

Schlussfolgernd wurden in dieser Arbeit die zur Beschreibung der Erhaltungsgleichungen des Zwei-Fluid-Modells notwendigen Größen in zwei Raumrichtungen vermessen. Damit stehen diese experimentellen Daten zur Validierung numerischer Berechnungen von horizontalen gegengerichteten Schichtenströmungen zur Verfügung und können zur Überprüfung des berechneten Geschwindigkeitsfeldes und der zugehörigen Phasenverteilung genutzt werden.

Die zeitlichen Geschwindigkeitsmittelwerte beider Phasen  $(\overline{u^k}, \overline{v^k})$  stellen in Kombination mit dem lokalen Gasvolumenanteil  $\alpha$  die mittleren Größen in den Erhaltungsgleichungen der Masse und des Impulses dar. Da die *direkte numerische Simulation* für Ingenieuranwendungen zur Zeit nicht praktikabel ist, müssen die durch die zeitliche Mittelung in den Impulsgleichungen auftretenden Terme der Reynoldsspannungen  $\tau_{ij}^{Re,k}$  sowie der Impulsaustauschterm  $M_i^k$  modelliert werden. Für den Fall, dass einzelne Wellen nicht aufgelöst werden sollen oder können, ist eine auf der zeitlichen Mittelung basierende statistische Modellierung notwendig. Einen solchen Modellansatz liefert die in dieser Arbeit aufgestellte Differentialgleichung (siehe Kapitel 5.1). Mit ihr ist eine Beschreibung des Impulsaustauschterms  $M_i^k$  möglich [106], wobei diese Differentialgleichung auf keinerlei empirischen Annahmen basiert. Ihre Anwendbarkeit bleibt somit nicht auf die untersuchten geometrischen Randbedingungen beschränkt. Diese Differentialgleichung kann zur Modellierung aller horizontalen Schichtenströmungen ohne signifikanten Tropfenabriss und Blaseneintrag unabhängig von den jeweiligen geometrischen Randbedingungen und dem jeweils vorliegenden oder sich einstellenden Strömungszustand genutzt werden.

Im Gegensatz dazu müssen die Terme des Reynoldsschen Spannungstensors  $\tau_{ij}^{Re,k}$  mit Turbulenzmodellen berechnet werden. Um eine erfolgreiche Turbulenzmodellierung sicherzustellen, können neben den gemessenen Profilen der zeitlichen Mittelwerte  $\overline{u^k}$  und  $\overline{v^k}$ , die gemessenen Profile der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten  $(\overline{u'^k})^2$  und  $(\overline{v'^k})^2$  ebenfalls zur Überprüfung des verwendeten Turbulenzmodells genutzt werden.

Falls bei der Turbulenzmodellierung hingegen auf ein lineares Wirbelviskositätsmodell verzichtet und statt dessen ein Reynoldsspannungsmodell verwendet werden soll, bei dem alle Terme des Reynoldsschen Spannungstensors  $\tau_{ij}^{Re,k}$  separat berechnet werden, so können die in dieser Arbeit ermittelten Reynoldsspannungen (die Normalspannungen  $(\overline{u'^k})^2$ ,  $(\overline{v'^k})^2$  und die Schubspannungen  $\overline{u'^k v'^k}$ ) sowie die mittleren Strömungsgrößen  $\overline{u^k}$  und  $\overline{v^k}$  zur Validierung einer solchen Modellierung verwendet werden.

Sollen über die bisher beschriebenen Möglichkeiten der numerischen Modellierung hinaus die Schwankungen des lokalen Gasvolumenanteils aufgelöst und berechnet werden, so stehen auch hierfür erstmalig experimentell ermittelte Daten zur Validierung zur Verfügung. Für eine statistische Beschreibung der gemessenen Schwankungen des lokalen Gasvolumenanteils liegen dabei Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen vor, die in dieser Arbeit durch empirisch ermittelte Parameter von Beta-Funktionen beschrieben wurden.

Damit ermöglichen die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen einen wesentlichen Fortschritt in der statistischen Modellierung von geschichteten Zweiphasenströmungen.



# A Anhang

## Strömungskarten

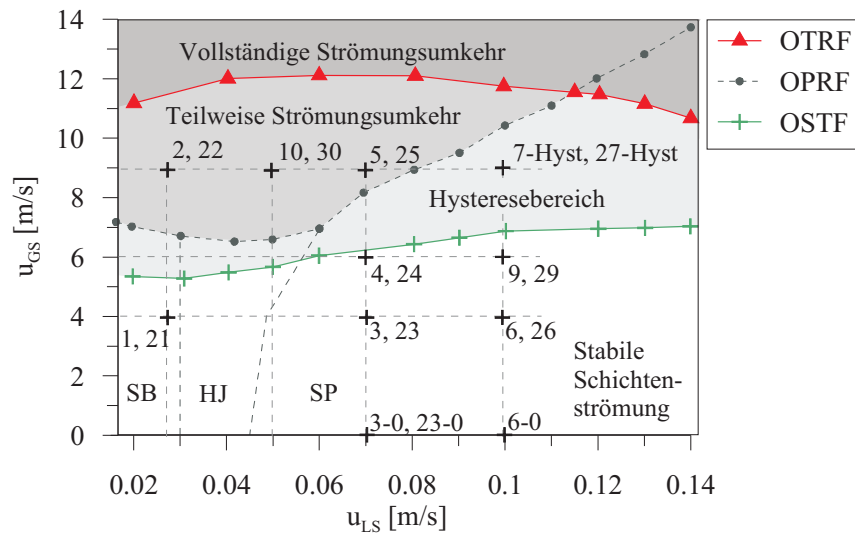


Abbildung A.1: Für die WENKA Versuchsanlage gültige Strömungskarte bei  $y_0 = 9 \text{ mm}$  mit den untersuchten Messpunkten. Die Linie *OPRF* bezeichnet den Übergang zu einer teilweise umgekehrten Strömung, die Linie *OTRF* den Übergang zu einer vollständig umgekehrten Strömung und die Linie *OSTF* den Übergang zurück zu einer stabilen gegengerichteten Schichtenströmung, bei der das komplette Wasser das Kanalende erreicht.

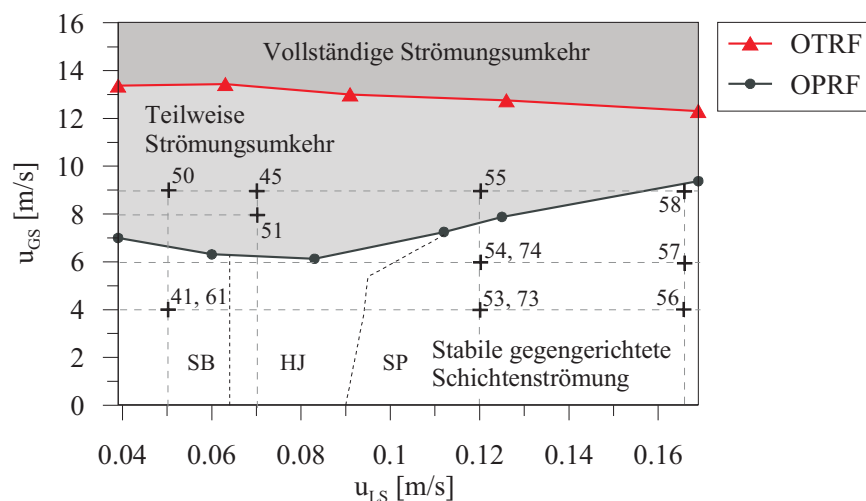


Abbildung A.2: Für die WENKA Versuchsanlage gültige Strömungskarte bei  $y_0 = 15 \text{ mm}$  mit den untersuchten Messpunkten.

Die Tabellen A.1 und A.2 führen die lokale Position  $x$  entlang des Kanals, die gemessenen Volumenstromdichten  $u_{LS}$  und  $u_{GS}$ , die Phasendurchsätze  $Q_W$  und  $Q_G$  sowie die sich ergebenden Froude-Zahlen  $Fr_0$  am Kanaleintritt der in Abb. A.1 und A.2 eingezeichneten Messpunkte auf.

Punkt	Strömung	x [mm]	$u_{LS}$ [m/s]	$u_{GS}$ [m/s]	$Q_W$ [l/min]	$Q_G$ [l/s]	$Fr_0$ [-]
3-0	SP	235	0.07	0.0	41.7	0.0	2.36
3	SP	235	0.07	4.0	41.6	39.6	2.36
4	SP	235	0.07	6.0	41.6	59.4	2.36
6-0	SP	235	0.10	0.0	59.4	0.0	3.37
6	SP	235	0.10	4.0	59.5	39.5	3.37
9	SP	235	0.10	6.0	59.4	59.5	3.37
23-0	SP	380	0.07	0.0	41.6	0.0	2.35
23	SP	380	0.07	4.0	41.7	39.6	2.36
24	SP	380	0.07	6.0	41.7	59.4	2.36
26	SP	380	0.10	4.0	59.4	39.5	3.37
29	SP	380	0.10	6.0	59.4	59.4	3.36
1	SB	235	0.028	4.0	16.4	39.7	0.51 *)
21	SB	380	0.027	4.0	16.3	39.5	0.51 *)
2	PRF	235	0.028	9.0	16.6	89.1	0.94
10	PRF	235	0.05	9.0	29.7	88.9	1.68
5	PRF	235	0.07	9.0	41.7	88.9	2.36
7-Hyst	PRF	235	0.10	9.0	59.4	89.2	3.36
22	PRF	380	0.028	9.0	16.4	89.0	0.93
30	PRF	380	0.05	9.0	29.7	89.0	1.68
25	PRF	380	0.07	9.0	41.6	89.0	2.36
27-Hyst	PRF	380	0.10	9.0	59.4	89.1	3.37

Tabelle A.1: Untersuchte Messpunkte bei einer Wassereinlaufhöhe von  $y_0 = 9 \text{ mm}$  für *schießende Strömungen* (SP), *fließende Strömungen* (SB) und *teilweise umgekehrte Strömungen* (PRF). \*) Bei fließenden Strömungen ist die Froude-Zahl  $Fr_0^*$  (siehe Kap. 4.3) angegeben.

Punkt	Strömung	x [mm]	$u_{LS}$ [m/s]	$u_{GS}$ [m/s]	$Q_W$ [l/min]	$Q_G$ [l/s]	$Fr_0$ [-]
53	SP	235	0.12	4.0	71.4	39.7	1.88
54	SP	235	0.12	6.0	71.5	59.4	1.88
56	SP	235	0.166	4.0	98.8	39.5	2.60
57	SP	235	0.166	6.0	98.6	59.4	2.60
58	SP	235	0.166	9.0	98.6	88.9	2.60
73	SP	380	0.12	4.0	71.4	39.6	1.88
74	SP	380	0.12	6.0	71.3	59.6	1.88
41	SB	235	0.05	4.0	29.8	39.5	0.62 *)
61	SB	380	0.05	4.0	29.7	39.6	0.61 *)
51	PRF	235	0.07	8.0	41.6	78.9	1.09
50	PRF	235	0.05	9.0	29.8	89.0	0.78
45	PRF	235	0.07	9.0	41.6	89.0	1.10
55	PRF	235	0.12	9.0	71.1	89.1	1.87

Tabelle A.2: Untersuchte Messpunkte bei einer Wassereinlaufhöhe von  $y_0 = 15 \text{ mm}$  für *schießende Strömungen* (SP), *fließende Strömungen* (SB) und *teilweise umgekehrte Strömungen* (PRF). \*) Bei fließenden Strömungen ist die Froude-Zahl  $Fr_0^*$  (siehe Kap. 4.3) angegeben.

## Einfluss der Lufteinlassplatte

Die Höhe der Lufteinlassplatte wurde in den Untersuchungen jeweils auf die Höhe der Wassereinlassplatte angepasst. Zur Ermittlung des Einflusses der Lufteinlassplatte auf die Übergänge zwischen den einzelnen Strömungszuständen wurde eine Studie mit unterschiedlichen Plattenpositionierungen durchgeführt. Abbildung A.3 zeigt die für die WENKA Anlage gültige Strömungskarte für eine Wassereinlaufhöhe von  $y_0 = 9\text{ mm}$ . Die Höhe der Lufteinlassplatte  $y_{LP}$  wurde in aufeinander folgenden Versuchsreihen auf 7, 9, 10 und 13 mm eingestellt. Als Referenzmessung diente die Messung mit  $y_{LP} = y_0 = 9\text{ mm}$ . Die untersuchten, unterschiedlichen Höhen der Lufteinlassplatte zeigten weder einen Einfluss auf den Übergang zur teilweise umgekehrten Strömung (*OPRF*) noch auf den Übergang zurück zur stabilen gegengerichteten Schichtenströmung (*OSTF*). Dahingegen hatten größere Abweichungen von  $y_{LP}$  einen deutlichen Einfluss beim Übergang zur vollständigen umgekehrten Strömung (*OTRF*). Besonders bei einer verringerten Höhe der Lufteinlassplatte (siehe  $y_{LP} = 7\text{ mm}$ ) trat die vollständige Strömungsumkehr bereits bei niedrigeren Volumenstromdichten der Luft ein, bedingt durch die der Luft größere zur Verfügung stehende Angriffsfläche auf das Wasser.

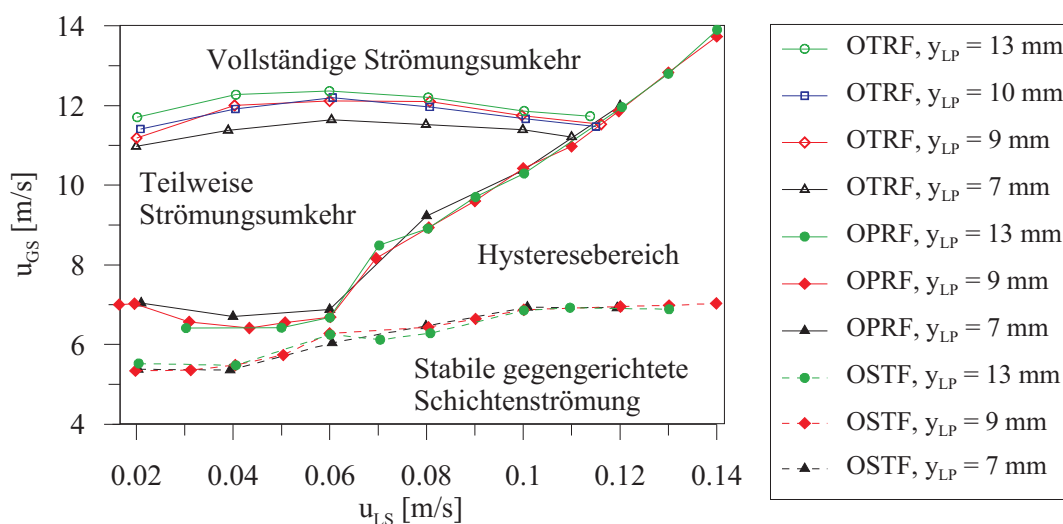


Abbildung A.3: Für die WENKA Versuchsanlage gültige Strömungskarte. Einfluss des Lufteinlasses auf die sich einstellenden Strömungszustände bei  $y_0 = 9\text{ mm}$ .

## Druckmessungen

Die Bestimmung der Differenzdrücke fand an den in Abb. 2.3 skizzierten Druckmessstellen über eine Lauflänge von 300 mm statt. Bei den Randbedingungen von *Messpunkt 55* (siehe Tabelle A.3 (b)) war eine Bestimmung von Differenzdrücken nicht möglich, da die flüssige Phase die Druckanbohrung in der Nähe des Wassereinlasses benetzte. Die Messungen des Umgebungsdrucks und des statischen Drucks zwischen Luftgebläse und Lufteinlaufstrecke lieferten Absolutdrücke von  $1009 \pm 11 \text{ mbar}$ .

Punkt	Strömung	dp [Pa]
3, 23	SP	0.8
4, 24	SP	1.7
6, 26	SP	1.0
9, 29	SP	2.1
1, 21	SB	2.1
2, 22	PRF	30.4
10, 30	PRF	53.3
5, 25	PRF	71.0
7-Hyst, 27-Hyst	PRF	81.5

(a)

Punkt	Strömung	dp [Pa]
53, 73	SP	0.9
54, 74	SP	2.0
56	SP	1.2
57	SP	2.8
58	SP	5.9
41, 61	SB	2.6
51	PRF	55.6
50	PRF	46.0
45	PRF	66.0
55	PRF	k.A.

(b)

Tabelle A.3: Differenzdrücke für *schießende Strömungen* (SP), *fließende Strömungen* (SB) und *teilweise umgekehrte Strömungen* (PRF) bei einer Wassereinlasshöhe von: (a)  $y_0 = 9 \text{ mm}$ ; (b)  $y_0 = 15 \text{ mm}$ .

## Temperaturmessungen

Die Messung der Temperaturen beider Phasen fand jeweils kurz vor Eintritt in den Versuchskanal an den in Abb. 2.1 skizzierten Stellen statt. Im Fall teilweise umgekehrter Strömungen, bei denen ein Teil des Wassers über den Sekundärkreislauf der Anlage zurück in den primären Wasserbehälter gelangt, setzt sich die angegebene Temperatur des Wassers  $T_W$  aus den Temperaturen  $T_{W, \text{ein}}$  und  $T_{W, 2}$  beider Wasserkreisläufe zusammen. Die Vermessung aller Strömungsgrößen der einzelnen Messpunkte wurde an unterschiedlichen Tagen durchgeführt. Die in den Tabellen A.4 und A.5 angegebenen Temperaturen setzen sich jeweils aus den an den unterschiedlichen Messtagen gemessenen Temperaturen zusammen, wodurch die mittleren Schwankungen der Wassertemperaturen bei  $\pm 3.5 \text{ K}$  und die der Lufttemperaturen bei  $\pm 6.5 \text{ K}$  liegen. Ebenfalls angegeben sind die sich ergebenden Reynolds-Zahlen der flüssigen Phase  $Re_W$  und der gasförmigen Phase  $Re_G$ . Das charakteristische Längenmaß für die flüssige Phase ergibt sich aus der Wassereinlasshöhe  $y_0$ , das der gasförmigen Phase aus dem hydraulischen Durchmesser  $d_h$ :

$$d_h = 4 \frac{A}{U} = \frac{4(h - y_0)z}{2[(h - y_0) + z]} \quad (\text{A.1})$$

Die Geschwindigkeiten für die Berechnung der Reynolds-Zahlen ergeben sich aus dem jeweiligen Phasendurchsatz bezogen auf den Einlassquerschnitt der entsprechenden Phase.

Punkt	Strömung	x [mm]	$T_W$ [°C]	$T_G$ [°C]	$Re_W \cdot 10^{-3}$ [-]	$Re_G \cdot 10^{-4}$ [-]
3-0	SP	235	13.0	17.0	5.3	0.0
3	SP	235	15.5	21.3	5.6	2.7
4	SP	235	15.8	21.9	5.7	4.0
6-0	SP	235	12.8	17.3	7.5	0.0
6	SP	235	15.7	21.7	8.1	2.7
9	SP	235	15.7	21.9	8.1	4.0
23-0	SP	380	12.6	15.9	5.2	0.0
23	SP	380	16.1	20.9	5.7	2.7
24	SP	380	16.2	20.9	5.7	4.0
26	SP	380	16.1	20.9	8.1	2.7
29	SP	380	16.1	21.3	8.1	4.0
1	SB	235	15.4	22.1	2.2	2.7
21	SB	380	15.3	22.2	2.2	2.7
2	PRF	235	15.9	19.2	2.3	6.1
10	PRF	235	16.0	22.3	4.1	6.0
5	PRF	235	16.1	22.1	5.7	6.0
7-Hyst	PRF	235	15.6	21.8	8.0	6.0
22	PRF	380	17.2	25.1	2.3	5.9
30	PRF	380	17.4	24.6	4.2	5.9
25	PRF	380	17.2	22.5	5.9	6.0
27-Hyst	PRF	380	17.1	25.4	8.4	5.9

Tabelle A.4: Gemessene Temperaturen und Reynolds-Zahlen der Messpunkte bei  $y_0 = 9$  mm für *schießende Strömungen* (SP), *fließende Strömungen* (SB) und *teilweise umgekehrte Strömungen* (PRF).

Punkt	Strömung	x [mm]	$T_W$ [°C]	$T_G$ [°C]	$Re_W \cdot 10^{-3}$ [-]	$Re_G \cdot 10^{-4}$ [-]
53	SP	235	18.0	20.9	10.3	2.8
54	SP	235	18.8	22.8	10.5	4.1
56	SP	235	17.8	24.2	14.1	2.7
57	SP	235	19.0	24.4	14.5	4.1
58	SP	235	19.1	24.0	14.6	6.1
73	SP	380	19.1	23.9	10.6	2.7
74	SP	380	18.9	25.0	10.5	4.1
41	SB	235	17.8	23.5	4.3	2.7
61	SB	380	18.2	23.5	4.3	2.7
51	PRF	235	18.3	26.0	6.0	5.4
50	PRF	235	18.3	25.6	4.3	6.1
45	PRF	235	18.3	23.3	6.0	6.1
55	PRF	235	18.0	23.9	10.2	6.1

Tabelle A.5: Gemessene Temperaturen und Reynolds-Zahlen der Messpunkte bei  $y_0 = 15$  mm für *schießende Strömungen* (SP), *fließende Strömungen* (SB) und *teilweise umgekehrte Strömungen* (PRF).

### Normierungsgeschwindigkeiten

Punkt	Strömung	x [mm]	$u_m$ [m/s]
3-0	SP	235	0.56
3	SP	235	0.56
4	SP	235	0.56
6-0	SP	235	0.8
6	SP	235	0.79
9	SP	235	0.8
23-0	SP	380	0.49
23	SP	380	0.49
24	SP	380	0.48
26	SP	380	0.77
29	SP	380	0.74
1	SB	235	0.21
21	SB	380	0.25
2	PRF	235	0.135
10	PRF	235	0.17
5	PRF	235	0.18
7-Hyst	PRF	235	0.18
22	PRF	380	0.18
30	PRF	380	0.23
25	PRF	380	0.25
27-Hyst	PRF	380	0.24

Tabelle A.6: Höhengemittelte mittlere Geschwindigkeiten der flüssigen Phase für eine Wassereinlasshöhe von  $y_0 = 9 \text{ mm}$ .

Punkt	Strömung	x [mm]	$u_m$ [m/s]
53	SP	235	0.58
54	SP	235	0.58
56	SP	235	0.83
57	SP	235	0.82
58	SP	235	0.81
73	SP	380	0.53
74	SP	380	0.51
41	SB	235	0.28
61	SB	380	0.32
51	PRF	235	0.24
50	PRF	235	0.215
45	PRF	235	0.22
55	PRF	235	0.22

Tabelle A.7: Höhengemittelte mittlere Geschwindigkeiten der flüssigen Phase für eine Wassereinlasshöhe von  $y_0 = 15 \text{ mm}$ .

## B Anhang

Punkt	$y_{\text{Sonde}}$ [mm]	$\alpha$ [-]	$\overline{\alpha^2}$ [-]	a	b	$\gamma$
<b>10</b>	14	0.062	0.00617	0.525	7.924	1.726
	16	0.210	0.02295	1.308	4.920	9.326
	18	0.413	0.04024	2.076	2.950	12.621
	20	0.608	0.05279	2.137	1.378	3.568
	24	0.889	0.02052	3.377	0.420	0.763
	26	0.956	0.00671	4.998	0.228	0.355
	30	0.996	0.00019	17.243	0.062	0.076

Tabelle B.1: Parameter der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen des lokalen Gasvolumenanteils *teilweise umgekehrter Strömungen* (Messpunkt 10).

Punkt	$y_{\text{Sonde}}$ [mm]	$\alpha$ [-]	$\overline{\alpha^2}$ [-]	a	b	$\gamma$
<b>30</b>	8.35	0.018	0.00147	0.199	10.827	0.344
	8.85	0.050	0.00558	0.374	7.124	0.864
	11.85	0.346	0.03885	1.667	3.155	8.809
	13.35	0.516	0.04781	2.179	2.044	7.202
	16.35	0.778	0.02703	4.189	1.192	6.154
	19.35	0.951	0.00653	5.886	0.306	0.577
	22.35	0.995	0.00032	14.978	0.078	0.099

Tabelle B.2: Parameter der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen des lokalen Gasvolumenanteils *teilweise umgekehrter Strömungen* (Messpunkt 30).

Punkt	$y_{\text{Sonde}}$ [mm]	$\alpha$ [-]	$\overline{\alpha^2}$ [-]	a	b	$\gamma$
<b>50</b>	13	0.043	0.00690	0.215	4.768	0.323
	16	0.323	0.04359	1.297	2.719	4.346
	19	0.615	0.05511	2.027	1.271	2.933
	22	0.827	0.02836	3.343	0.699	1.735
	28	0.992	0.00092	7.188	0.055	0.063

Tabelle B.3: Parameter der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen des lokalen Gasvolumenanteils *teilweise umgekehrter Strömungen* (Messpunkt 50).

Punkt	$y_{\text{Sonde}}$ [mm]	$\alpha$ [-]	$\overline{\alpha^2}$ [-]	a	b	$\gamma$
<b>21</b>	9.5	0.033	0.00238	0.405	11.927	1.233
	9.8	0.105	0.01545	0.531	4.536	1.298
	10.13	0.230	0.04050	0.779	2.600	1.714
	10.58	0.528	0.06062	1.642	1.470	2.792
	11.3	0.900	0.01866	3.439	0.382	0.665
	11.48	0.964	0.00349	8.683	0.326	0.730
	11.78	0.988	0.00108	9.698	0.116	0.159

Tabelle B.4: Parameter der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen des lokalen Gasvolumenanteils *fließender Strömungen* (Messpunkt 21).

Punkt	$y_{\text{Sonde}}$ [mm]	$\alpha$ [-]	$\overline{\alpha^2}$ [-]	a	b	$\gamma$
<b>61</b>	13.8	0.036	0.00562	0.182	4.934	0.260
	14.2	0.126	0.02510	0.427	2.960	0.734
	14.6	0.349	0.06300	0.909	1.697	1.490
	14.9	0.523	0.06513	1.481	1.349	2.179
	15.4	0.788	0.03225	3.299	0.890	2.647
	15.8	0.937	0.00629	7.902	0.534	1.788
	16.2	0.984	0.00035	42.678	0.682	9.707

Tabelle B.5: Parameter der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen des lokalen Gasvolumenanteils *fließender Strömungen* (Messpunkt 61).

Punkt	$y_{\text{Sonde}}$ [mm]	$\alpha$ [-]	$\overline{\alpha^2}$ [-]	a	b	$\gamma$
<b>3</b>	9.8	0.020	0.00103	0.376	18.077	1.246
	10	0.117	0.01600	0.636	4.810	1.878
	10.25	0.519	0.05260	1.943	1.803	4.833
	10.4	0.786	0.02972	3.667	1.001	3.677
	10.6	0.948	0.00471	9.037	0.499	1.668

Tabelle B.6: Parameter der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen des lokalen Gasvolumenanteils *schießender Strömungen* (Messpunkt 3).

Punkt	$y_{\text{Sonde}}$ [mm]	$\alpha$ [-]	$\overline{\alpha^2}$ [-]	a	b	$\gamma$
<b>23</b>	11.2	0.010	0.00054	0.190	18.015	0.355
	11.5	0.081	0.00735	0.747	8.431	3.960
	11.8	0.385	0.04642	1.576	2.522	5.647
	11.95	0.589	0.05041	2.240	1.560	4.686
	12.1	0.763	0.03133	3.638	1.128	4.646
	12.4	0.962	0.00258	12.688	0.502	2.009
	12.7	0.997	0.00003	103.385	0.318	1.553

Tabelle B.7: Parameter der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen des lokalen Gasvolumenanteils *schießender Strömungen* (Messpunkt 23).



Punkt	$y_{\text{Sonde}}$ [mm]	$\alpha$ [-]	$\overline{\alpha^2}$ [-]	a	b	$\gamma$
<b>6</b>	10.35	0.005	0.00006	0.391	79.985	2.438
	10.6	0.017	0.00105	0.262	14.920	0.584
	11.1	0.111	0.01311	0.731	5.826	2.851
	11.6	0.407	0.04296	1.880	2.738	9.021
	11.85	0.600	0.04247	2.790	1.863	9.137
	12.35	0.899	0.00925	7.914	0.887	5.773
	12.85	0.990	0.00035	27.041	0.277	0.765

Tabelle B.8: Parameter der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen des lokalen Gasvolumenanteils *schießender Strömungen* (Messpunkt 6).

Punkt	$y_{\text{Sonde}}$ [mm]	$\alpha$ [-]	$\overline{\alpha^2}$ [-]	a	b	$\gamma$
<b>26</b>	9.8	0.018	0.00109	0.280	15.138	0.663
	10	0.062	0.00654	0.492	7.425	1.466
	10.2	0.164	0.02217	0.849	4.330	3.069
	10.6	0.523	0.05451	1.869	1.707	4.180
	10.8	0.713	0.04096	2.848	1.145	3.647
	11.2	0.947	0.00473	9.094	0.509	1.741
	11.6	0.996	0.00013	31.260	0.131	0.218

Tabelle B.9: Parameter der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen des lokalen Gasvolumenanteils *schießender Strömungen* (Messpunkt 26).

Punkt	$y_{\text{Sonde}}$ [mm]	$\alpha$ [-]	$\overline{\alpha^2}$ [-]	a	b	$\gamma$
<b>54</b>	14	0.028	0.00105	0.680	23.895	6.471
	14.7	0.158	0.01722	1.067	5.674	6.649
	15.4	0.547	0.04453	2.496	2.069	9.315
	15.7	0.718	0.03060	4.034	1.586	11.393
	16	0.850	0.01605	5.915	1.047	6.620
	16.2	0.903	0.00925	7.679	0.829	4.741
	16.8	0.984	0.00045	34.312	0.568	4.732

Tabelle B.10: Parameter der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen des lokalen Gasvolumenanteils *schießender Strömungen* (Messpunkt 54).

Punkt	$y_{\text{Sonde}}$ [mm]	$\alpha$ [-]	$\overline{\alpha^2}$ [-]	a	b	$\gamma$
<b>74</b>	16.3	0.010	0.00028	0.365	34.788	1.498
	17.1	0.137	0.01410	1.008	6.365	6.492
	17.9	0.492	0.03784	2.755	2.849	21.961
	18.8	0.854	0.01157	8.329	1.419	23.623
	19.7	0.986	0.00064	20.858	0.303	0.843

Tabelle B.11: Parameter der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen des lokalen Gasvolumenanteils *schießender Strömungen* (Messpunkt 74).



# Literaturverzeichnis

- [1] ALBRECHT, H.-E. ; DAMASCHKE, N. ; BORYS, M. ; TROPEA, C.: *Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques*. Springer Verlag Berlin Heidelberg, 2003. – ISBN 3–540–67838–7
- [2] BENDAT, J.S. ; PIERSOL, A.G.: *Random Data: Analysis and measurement procedures*. New York. Wiley-Interscience, John Wiley & Sons, 1971
- [3] BERTODANO, M.L. Lopez d.: Countercurrent Gas-Liquid Flow in a Pressurized Water Reactor Hot Leg. *Nuclear Science and Engineering* 117 (1994), S. 126–133
- [4] BERTOLA, V.: The structure of gas-liquid flow in a horizontal pipe with abrupt area contraction. *Experimental Thermal and Fluid Science* 28 (2004), S. 505–512
- [5] BIEBERLE, A.: Void fraction distribution measurement in fuel element bundles with a new high-resolution gamma tomograph. *atw International Journal for Nuclear Power* 51 (2006), Nr. 8/9, S. 539–540
- [6] BRACEWELL, R.N.: *The Fourier Transform and its Applications*. 2nd Edition. Tokyo. McGraw-Hill Kogakusha LTD., 1978
- [7] BRAEMBUSSCHE, R.A. Van d. (Hrsg.): *Measurement Techniques in Fluid Dynamics*. 2nd Edition. Rhode-St-Genève. Von Karman Institute, 2001
- [8] BRIGHAM, E.O.: *The Fast Fourier Transform*. Englewood Cliffs, New Jersey. Prentice Hall, Inc., 1974
- [9] BRONSTEIN, I.N. ; SEMENDJAJEW, K.A. ; MUSIOL, G. ; MÜHLIG, H.: *Taschenbuch der Mathematik*. 3. Aufl. Frankfurt am Main. Verlag Harri Deutsch, 1997
- [10] CARPINTERO-ROGERO, E. ; KRÖSS, B. ; SATTELMAYER, T.: Simultaneous HS-PIV and shadowgraph measurements of gas-liquid flows in a horizontal pipe. *13th Int. Symp. on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*. Lisbon, Portugal, 26-29 June 2006
- [11] CARTELLIER, A.: Measurement of gas phase characteristics using new monofiber optical probes and real-time signal processing. *Nuclear Engineering and Design* 184 (1998), S. 393–408
- [12] CARTELLIER, A. ; ACHARD, J.L.: Local phase detection probes in fluid/fluid two-phase flows. *Rev. Sci. Instrum.* 62 (1991), S. 279–303
- [13] CECCIO, S.L. ; GEORGE, D.L.: A review of electrical impedance techniques for the measurement of multiphase flows. *Journal of Fluids Engineering* 118 (1996), S. 391–399

- [14] COLEMAN, H.W. ; STEELE JR., W.G.: *Experimentation and Uncertainty Analysis for Engineers*. New York. Wiley-Interscience, John Wiley & Sons, 1989
- [15] DALY, B.J. ; HARLOW, F.H.: A Model of Counter-current Steam-Water Flow in Large Horizontal Pipes. *Nuclear Science and Engineering* 77 (1981), S. 273–284
- [16] DAMERELL, P.S. (Hrsg.) ; SIMMONS, J.W. (Hrsg.): *Reactor Safety Issues Resolved by the 2D/3D Program*. Köln. Gesellschaft fuer Anlagen- und Reaktorsicherheit, 1993
- [17] DEVIA, F. ; FOSSA, M.: Design and optimisation of impedance probes for void fraction measurements. *Flow Measurement and Instrumentation* 14 (2003), S. 139–149
- [18] DREW, D.A. ; PASSMAN, S.L.: *Theory of Multicomponent Fluids*. Berlin. Springer-Verlag, 1999
- [19] DUKLER, A.E. ; TAITEL, Y. ; HEWITT, G.F. (Hrsg.) ; DELHAYE, J. (Hrsg.) ; ZUBER, N. (Hrsg.): *Multiphase Science and Technology*. Bd. 2. Washington. Hemisphere Publishing Corporation, 1986
- [20] ECKBRETH, A.C.: *Laser diagnostics for combustion temperature and species*. Abacus Press, Cambridge, 1988
- [21] FRENCH, R.H.: *Open-channel Hydraulics*. New York. McGraw-Hill Book Company, 1985
- [22] FUJIWARA, A. ; MINATO, D. ; HISHIDA, K.: Effect of bubble diameter on modification of turbulence in an upward pipe flow. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 25 (2004), S. 481–488
- [23] GARGALLO, M.: *Counter-current Flow Limitations in Horizontal Stratified Flows with Air and Water*, Universität Stuttgart, Diss., 2004
- [24] GARGALLO, M. ; MEYER, L. ; SCHULENBERG, T. ; LAURIEN, E.: Countercurrent Flow Limitations in Horizontal Stratified Flows of Air and Water. *Nuclear Engineering and Design* 235 (2005), S. 785–804
- [25] GERTHSEN, C. ; KNESER, H.O.: *Physik*. 11. Aufl. Berlin. Springer-Verlag, 1972
- [26] GIESE, T.: *Numerische und experimentelle Untersuchung von gravitationsgetriebenen Zweiphasenströmungen durch Rohrleitungen*, Universität Stuttgart, Diss., 2003
- [27] HARVEL, G.D. ; CHANG, J.S. ; KRISHNAN, V.S.: Investigation of large amplitude stratified waves in a CANDU-type rod nuclear fuel channel by a real-time neutron radiography technique. *Nuclear Engineering and Design* 200 (2000), S. 221–231
- [28] HARVEL, G.D. ; HORI, K. ; KAWANISHI, K. ; CHANG, J.S.: Real-time cross-sectional averaged void fraction measurements in vertical annulus gas-liquid two-phase flow by neutron radiography and X-ray tomography techniques. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 371 (1996), S. 544–552

- [29] HENDERSON, F.M.: *Open Channel Flow*. New York. The Macmillan Company, 1966
- [30] HETSRONI, G. (Hrsg.): *Handbook of Multiphase Systems*. New York. McGraw-Hill Book Company, 1982
- [31] HEWITT, G.F.: *Measurement of Two Phase Flow Parameters*. London. Academic Press, 1978
- [32] HINZE, J.O.: *Turbulence*. 2nd edition. New York. McGraw-Hill Book Company, 1975
- [33] ISHII, M. ; MISHIMA, K.: Two-Fluid Model and Hydrodynamic Constitutive Relations. *Nuclear Engineering and Design* 82 (1984), S. 107–126
- [34] JÄHNE, B.: *Digitale Bildverarbeitung*. 4. Aufl. Berlin. Springer-Verlag, 1997
- [35] JOHNSON, H.A. ; ABOU-SABE, A.H.: Heat transfer and pressure drop for turbulent flow of air-water mixtures in a horizontal tube. *Trans. ASME* 74 (1952), S. 977–987
- [36] KARIMI, G. ; KAWAJI, M.: Flow characteristics and circulatory motion in wavy falling films with and without counter-current gas flow. *International Journal of Multiphase Flow* 25 (1999), S. 1305–1319
- [37] KATAOKA, I. ; SERIZAWA, A.: Interfacial area concentration in bubbly flow. *Nuclear Engineering and Design* 120 (1990), S. 163–180
- [38] KEANE, R.D. ; ADRIAN, R.J.: Optimization of particle image velocimeters. Part I: Double pulsed systems. *Meas. Sci. Technol.* 1 (1990), S. 1202–1215
- [39] KEANE, R.D. ; ADRIAN, R.J.: Theory of cross-correlation analysis of PIV images. *Journal of Applied Scientific Research* 49 (1992), S. 191–215
- [40] KEGEL, T.M.: Liquid Film Measurements in Multiphase Stratified Annular Flow. *ASME, FED* 50 (1987), S. 124–127
- [41] KEMENY, J.G.: *The Accident at Three Mile Island*. Reprint. New York. Pergamon Press, 1979
- [42] KÄHLER, C.J. ; SAMMLER, B. ; KOMPENHANS, J.: Generation and control of tracer particles for optical flow investigations in air. *Experiments in Fluids* 33 (2002), S. 736–742
- [43] KIM, S. ; FU, X.Y. ; WANG, X. ; ISHII, M.: Development of the miniaturized four-sensor conductivity probe and the signal processing scheme. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 43 (2000), S. 4101–4118
- [44] KOLEV, N.I. ; SEITZ, H. ; ROLOFF-BOCK, I.: Hot-Leg Injection: 3D versus 1D Three Velocity Fields Modeling and Comparison with UPTF Experiment. *Proceedings of 4th International Conference on Multiphase Flow (ICMF-2001)*. *Powder Technology* 125 (2002), Nr. 2/3

- [45] KUMAR, R. ; GOTTMANN, M. ; SRIDHAR, K.R.: Film Thickness and Wave Velocity Measurements in a Vertical Duct. *Journal of Fluids Engineering* 124 (2002), S. 634–642
- [46] LAMARSH, J.R. ; BARATTA, A.J.: *Introduction to Nuclear Engineering*. Upper Saddle River, New Jersey. Prentice-Hall, Inc., 2001
- [47] LAURIEN, E. ; SAPTOADI, D.: On the Fundamental Two-Fluid Equations to Model Three-Dimensional Bubbly Flows. *Proceedings of 4th International Conference on Multiphase Flow (ICMF-2001)*. *Powder Technology* 125 (2002), Nr. 2/3
- [48] LECORDIER, B. ; DEMARE, D. ; VERVISCH, L.M.J. ; RÉVEILLON, J. ; TRINITÉ, M.: Estimation of the accuracy of PIV treatments for turbulent flow studies by direct numerical simulation of multi-phase flow. *Meas. Sci. Technol.* 12 (2001), S. 1382–1391
- [49] LEUNG, W.H. ; REVANKAR, S.T. ; ISHII, Y. ; ISHII, M.: Axial development of interfacial area and void concentration profiles measured by double-sensor probe method. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 38 (1995), S. 445–453
- [50] LI, F.-C. ; KAWAGUCHI, Y. ; SEGAWA, T. ; SUGA, K.: Simultaneous measurement of turbulent velocity field and surface wave amplitude in the initial stage of an open-channel flow by PIV. *Experiments in Fluids* 39 (2005), S. 945–953
- [51] LILLINGTON, J.N.: *Light Water Reactor Safety*. Amsterdam. Elsevier, 1995
- [52] LINDKEN, R. ; MERZKIRCH, W.: A novel PIV technique for measurements in multiphase flows and its applications to two-phase bubbly flows. *Experiments in Fluids* 33 (2002), S. 814–825
- [53] LIOUMBAS, J.S. ; PARAS, S.V. ; KARABELAS, A.J.: Co-current stratified gas-liquid downflow - Influence of the liquid flow field on interfacial structure. *International Journal of Multiphase Flow* 31 (2005), S. 869–896
- [54] LOMAS, C.G.: *Fundamentals of hot wire anemometry*. Cambridge. Cambridge University Press, 1986
- [55] LORENCEZ, C. ; NASR-ESFAHANY, M. ; KAWAJI, M. ; OJHA, M.: Liquid turbulence structure at a sheared and wavy gas-liquid interface. *International Journal of Multiphase Flow* 23 (1997), Nr. 2, S. 205–226
- [56] LORENCEZ GONZALEZ, C.M.: *Turbulent momentum transfer at a gas-liquid interface in horizontal stratified flow in a rectangular channel*, University of Toronto, Diss., 1994
- [57] LOZANO AVILÉS, M. ; MAUN, A.H. ; AURACHER, H. ; WOZNY, G.: A needle probe technique for flow parameter measurements of evaporating wavy films on enhanced surfaces. *43rd European Two-Phase Flow Group Meeting*. Prague, Czech Republic, 11-13 May 2005

- [58] MANDHANE, J.M. ; GREGORY, G.A. ; AZIZ, K.: A flow pattern map for gas-liquid flow in horizontal pipes. *International Journal of Multiphase Flow* 1 (1974), S. 537–553
- [59] MEYER, L. ; KUHN, D.: The interaction of very hot particles falling into water. *2nd International Symposium on Two-Phase Flow Modelling and Experimentation*. Pisa, Italy, 23-26 May 1999
- [60] MILENKOVIC, R.Z.: *Experimental Investigation of Bubbly Jets*, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, Diss., 2005
- [61] MISRA, S.K. ; THOMAS, M. ; KAMBHAMETTU, C. ; KIRBY, J.T. ; VERON, F. ; BROCCINI, M.: Estimation of complex air-water interfaces from particle image velocimetry images. *Experiments in Fluids* 40 (2006), S. 764–775
- [62] MOFFAT, R.J.: Describing the Uncertainties in Experimental Results. *Experimental Thermal and Fluid Science* 1 (1988), S. 3–17
- [63] MORAN, K. ; INUMARU, J. ; KAWAJI, M.: Instantaneous hydrodynamics of a laminar wavy liquid film. *International Journal of Multiphase Flow* 28 (2002), S. 731–755
- [64] NAGAYA, S. ; HISHIDA, K. ; KAKUGAWA, A. ; KODAMA, Y.: PIV/LIF Measurement of Wall Turbulence Modification by Microbubbles. *Proceedings of 4th International Symposium on Particle Image Velocimetry* Bd. CD-ROM-1107. Goettingen, Germany, 17-19 September 2001
- [65] NITSCHKE, W.: *Strömungsmesstechnik*. Berlin. Springer-Verlag, 1994
- [66] NOGUEIRA, S. ; SOUSA, R.G. ; PINTO, A.M.F.R. ; RIETHMULLER, M.L. ; CAMPOS, J.B.L.M.: Simultaneous PIV and pulsed shadow technique in slug flow: a solution for optical problems. *Experiments in Fluids* 35 (2003), S. 598–609
- [67] OERTEL JR., H. ; LAURIEN, E.: *Numerische Strömungsmechanik*. Braunschweig. Vieweg Verlag, 2003
- [68] OHNUKI, A. ; ADACHI, H. ; MURAO, Y.: Scale Effects on Countercurrent Gas-Liquid Flow in a Horizontal Tube Connected to an Inclined Riser. *Nuclear Engineering and Design* 107 (1988), S. 283–294
- [69] PARAS, S.V. ; KARABELAS, A.J.: Measurements of local velocities inside thin liquids films in horizontal two-phase flow. *Experiments in Fluids* 13 (1992), S. 190–198
- [70] POPE, S.B.: PDF methods for turbulent reactive flows. *Prog. Energy Combust. Sci.* 11 (1985), S. 119–192
- [71] PRANDTL, L. ; OSWATITSCH, K. ; WIEGHARDT, K.: *Führer durch die Strömungslehre*. Braunschweig. Vieweg Verlag, 1984
- [72] PRASSER, H.-M. ; BÖTTGER, A. ; J., Zschau: A new electrode-mesh tomograph for gas-liquid flows. *Flow Measurement and Instrumentation* 9 (1998), S. 111–119

- [73] PRASSER, H.-M. ; SCHOLZ, D. ; ZIPPE, C.: Bubble size measurement using wire-mesh sensors. *Flow Measurement and Instrumentation* 12 (2001), S. 299–312
- [74] RAFFEL, M. ; WILLERT, C. ; KOMPENHANS, J.: *Particle Image Velocimetry: A Practical Guide*. Berlin Heidelberg. Springer-Verlag, 1998
- [75] RALPH, J.C. ; COSTIGAN, G. ; GARDNER, G.C.: Low and High Head Flooding for Countercurrent Flow in Short Horizontal Tubes. *Int. J. Multiphase Flow* 3 (1987), Nr. 1, S. 47–55
- [76] RASHIDI, M. ; BANERJEE, S.: Streak characteristics and Behavior Near Wall and Interface in Open Channel Flows. *ASME J. Fluids Engineering* 112 (1990), S. 164–170
- [77] RASHIDI, M. ; HETSRONI, G. ; BANERJEE, S.: Mechanisms of heat and mass transport at gas-liquid interfaces. *Int. J. Heat Mass Transfer* 34 (1991), Nr. 7, S. 1799–1810
- [78] RASHIDI, M. ; HETSRONI, G. ; BANERJEE, S.: Wave-turbulence interaction in free-surface channel flows. *Phys. Fluids A* 4 (1992), Nr. 12, S. 2727–2738
- [79] REINECKE, N. ; PETRITSCH, G. ; BODDEM, M. ; MEWES, D.: Tomographic imaging of the phase distribution in two-phase slug flow. *International Journal of Multiphase Flow* 24 (1998), S. 617–634
- [80] REINECKE, N. ; PETRITSCH, G. ; SCHMITZ, D. ; MEWES, D.: Tomographische Messverfahren - Visualisierung zweiphasige Strömungsfelder. *Chemie Ingenieur Technik* 69 (1997), S. 1379–1394
- [81] REYNOLDS, W.C. ; BRADSHAW, P. (Hrsg.): *Turbulence*. Bd. 12. 2nd Edition. Berlin. Springer-Verlag, 1978
- [82] RICHARDSON, J.M. ; HOWARD, H.C. ; SMITH, R.W.: The relation between sampling-tube measurements and concentration fluctuations in a turbulent gas jet. *Forth Symposium on Combustion*, The Combustion Institute: Pittsburgh, 1953, S. 814
- [83] RICHTER, B. ; ROTTENKOLBER, G. ; HEHLE, M. ; DULLENKOPF, K. ; WITTIG, S.: Investigations of fuel sprays by means of stereoscopic particle image velocimetry and highspeed visualization. *17th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*. Zürich, Switzerland, 2-6 September 2001
- [84] RICHTER, H.J. ; WALLIS, G.B. ; CARTER, K.H. ; MURPHY, S.L.: *Deentrainment and Countercurrent Air-water Flow in a Model PWR Hot Leg*. Washington D. C.. NRC-0193-9, U. S. Nuclear Regulatory Commission, 1978
- [85] ROTTENKOLBER, G.: *Ottomotoren im Kaltstart: Laseroptische Messverfahren zur Charakterisierung des Kraftstofftransports*, Universität Karlsruhe (TH), Diss., 2001
- [86] RUCK, B.: *Laser Doppler Anemometrie*. Stuttgart. AT Fachverlag Stuttgart, 1987



- [87] SAMSTAG, M.: *Experimentelle Untersuchungen von Transportphänomenen in vertikalen turbulenten Luft-Wasser-Blasenströmungen*, Universität Karlsruhe (TH), Diss., 1996
- [88] SCHMITZ, D. ; MEWES, D.: Tomographic imaging of transient multiphase flow in bubble columns. *Chemical Engineering Journal* 77 (2000), S. 99–104
- [89] SIDDIQUI, H. ; BANERJEE, S. ; ARDRON, K.H.: Flooding in an Elbow between a Vertical and a Horizontal or Near-horizontal Pipe. Part I: Experiments. *Int. J. Multiphase Flow* 12 (1986), Nr. 4, S. 531–541
- [90] SIMON, M. ; TISEANU, I. ; MISAWA, M. ; SAUERWEIN, C.: Process Tomography for Multiphase Flow Analysis. *Int. Symp. on Computed Tomography and Image Processing for Industrial Radiology, DGZfP-Proceedings BB 84-CD*. Berlin, Germany, 23-25 Juni 2003
- [91] SMOLENTSEV, S. ; MORELY, N. ; FREEZE, B. ; MIRAGHAIE, R. ; NAVE, J.-C. ; BANERJEE, S. ; YING, A. ; ABDU, M.: Thermofluid modeling and experimtns for free surface flows of low-conductivity fluid in fusion systems. *Fusion Engineering and Design* 72 (2004), S. 63–81
- [92] SMOL'YAKOV, A.V. ; TKACHENKO, V.M.: *The Measurement of Turbulent Fluctuations*. Berlin. Springer-Verlag, 1983
- [93] STANSBY, P.K. ; FENG, T.: Surf zone wave overtopping in trapezoidal structure: 1-D modelling and PIV comparison. *Coastal Engineering* 51 (2004), Nr. 5-6, S. 483–500
- [94] TEYSSEDOU, A. ; AUBÉ, F. ; CHAMPAGNE, P.: Void fraction measurement system for high temperature flows. *Measurement Science and Technology* 3 (1992), S. 485–494
- [95] TEYSSEDOU, A. ; TAPUCU, A.: Impedance probe to measure local void fraction profiles. *Rev. Sci. Instrum.* 59 (1988), S. 631–638
- [96] THANG, N.T. ; DAVIS, M.R.: The structure of bubbly flow through venturis. *International Journal of Multiphase Flow* 5 (1979), S. 17–37
- [97] TOKUHIRO, A. ; MAEKAWA, M. ; IIZUKA, K. ; MAEDA, M.: Turbulent flow past a bubble and an ellipsoid using shadow-image and PIV techniques. *International Journal of Multiphase Flow* 24 (1998), S. 1383–1406
- [98] UCHIMURA, K. ; HARVEL, G.D. ; MATSUMOTO, T. ; KANZAKI, M. ; CHANG, J.-S.: An image processing approach for two-phase interfaces visualized by a real time neutron radiography technique. *Flow Measurement and Instrumentation* 9 (1998), S. 203–210
- [99] ULLUM, U. ; SCHMIDT, J.J. ; LARSEN, P. ; MCCLUSKEY, D.: Statistical analysis and accuracy of PIV data. *Journal of Visualization* 1 (1998), Nr. 2, S. 205–216
- [100] WALLIS, G.B.: *One-Dimensional Two-Phase Flow*. New York. McGraw-Hill, 1969

- [101] WARNATZ, J. (Hrsg.) ; MAAS, U. (Hrsg.) ; DIBBLE, R.W. (Hrsg.): *Verbrennung*. 2. Aufl. Berlin. Springer, 1997
- [102] WEITBRECHT, V. ; KÜHN, G. ; JIRKA, G.H.: Large scale PIV-measurements at the surface of shallow water flows. *Flow Measurement and Instrumentation* 13 (2002), S. 237–245
- [103] WELLE, R. Van d.: Void fraction, bubble velocity and bubble size in two-phase flow. *International Journal of Multiphase Flow* 11 (1985), S. 317–345
- [104] WESTERWEEL, J. ; ADRIAN, R.J. ; EGGELS, J.G.M. ; NIEUWSTADT, F.T.M.: Measurements with Particle Image Velocimetry on Fully Developed Turbulent Pipe Flow at Low Reynolds Number. *Laser Techniques and Applications in Fluid Mechanics: Proc. of the 6th Int. Symp. on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics* (1993)
- [105] WESTERWEEL, J. ; DRAAD, A.A. ; HOEVEN, J.G.Th. van d. ; OORD, J. van: Measurement of fully-developed turbulent pipe flow with digital particle image velocimetry. *Experiments in Fluids* 20 (1996), S. 165–177
- [106] WINTTERLE, T. ; LAURIEN, E. ; STÄBLER, T. ; MEYER, L. ; SCHULENBERG, T.: Experimental and Numerical Investigation of Counter-current Stratified Flows in Horizontal Channels. *Nuclear Engineering and Design* (2006). – im Druck
- [107] WOJTAN, L. ; URSENBACHER, T. ; THOME, J.R.: Interfacial measurements in stratified types of flow. Part II: Measurements for R-22 and R-410A. *International Journal of Multiphase Flow* 30 (2004), S. 125–137
- [108] WONGWISES, S. ; KALINITCHENKO, V.: Mean velocity distributions in a horizontal air-water flow. *International Journal of Multiphase Flow* 28 (2002), S. 167–174
- [109] ZHAN, L. ; DURSTHOFF, W. ; BRUCE, T. ; GREATD, C.A.: An experimental study of drift velocity in progressive waves. *Laser Techniques and Applications in Fluid Mechanics: Proc. of the 6th Int. Symp. on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics* (1993)
- [110] ZHAO, D. ; GUO, L. ; LIN, C. ; ZHANG, X.: An experimental study on local interfacial area concentration using a double-sensor probe. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 48 (2005), S. 1926–1935
- [111] ZIEGLER, A.: *Lehrbuch der Reaktortechnik*. Bd. 3: Kernkraftwerkstechnik. Berlin. Springer-Verlag, 1985

# Lebenslauf

## Persönliche Angaben

Name	Thomas Daniel Stäbler
Geburtsdatum	28. April 1977
Geburtsort	Karlsruhe
Familienstand	ledig

## Schulbildung

1983 - 1987	Grundschule der Goethe Schule in Asunción/ Paraguay
1987 - 1996	Max-Planck-Gymnasium in Karlsruhe

## Zivildienst

1996 - 1997	Zivildienst in besonders sozialen Bereichen im Sport beim Postsportverein Karlsruhe
-------------	---

## Studium

1997 - 2003	Universität Karlsruhe (TH), Studium des Maschinenbaus Vertiefungsrichtung Energie- und Umwelttechnik
01 - 03/2001	University of Nottingham/ England, Studienarbeit
05 - 09/2002	Universidad Simón Bolívar Caracas/ Venezuela, Auslandssemester

## Berufliche Tätigkeiten

1999 - 2001	Wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für Thermische Strömungsmaschinen der Universität Karlsruhe (TH)
seit 12/2003	Wissenschaftlicher Angestellter am Forschungszentrum Karlsruhe, Institut für Kern- und Energietechnik (IKET)