

Analyse diskreter Flüssigkeits- Gasströmungen mit optischen Fasersensoren

Zur Erlangung des akademischen Grades eines
Dr.-Ing.

dem Fachbereich Bio- und Chemieingenieurwesen
der Universität Dortmund
vorgelegte Dissertation

von
Dipl.-Ing. *Aiming Ji*

aus
Hebei China

Tag der mündlichen Prüfung: 03.12.2007

1. Gutachter: Prof. Dr. Peter Walzel
2. Gutachter: Prof. Dr. Gustav Schweiger

Dortmund 2007

Die vorliegende Arbeit entstand in der Zeit zwischen Oktober 2001 und August 2004 im Rahmen des DFG-Graduiertenkollegs GRK358 „Optische Messmethode in den Ingenieurwissenschaften“ an der Universität Dortmund.

Hiermit möchte ich der Deutschen Forschungsgemeinschaft hierfür meinen Dank aussprechen.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. techn. Peter Walzel für die Überlassung des interessanten Themas, die wissenschaftliche Betreuung und seine freundliche Unterstützung während der Anfertigung dieser Arbeit.

Herrn Prof. Dr. Gustav Schweiger danke ich für die freundliche Übernahme des Korreferates und meine Aufnahme in das Graduiertenkolleg.

Ich bedanke mich bei Dr. Frank Landwehr und Dr. Helmut Wiggers für die zahlreichen und fachlichen Diskussionen und Unterstützung während der Anfertigung dieser Arbeit.

Mein Dank gilt auch Herr Dipl. -Lab. Chem. Gerhard Schaldach und Herr Markus Laux für die Unterstützung der experimentellen Untersuchungen.

Dr. Hans-Werner Fritzke danke ich für ihr freundliches Korrekturlesen dieser Arbeit.

Mein Dank gilt auch den Kollegen von GRK358 und Lehrstuhl Mechanische Verfahrenstechnik der Universität Dortmund für die gute Zusammenarbeit.

Meiner Frau danke ich besonders für die vielseitige Unterstützung für die Schaffung dieser Arbeit.

Zusammenfassung:

Im Rahmen des Graduiertenkollegs GRK358 mit dem Thema „Optische Messmethoden in den Ingenieurwissenschaften“ wurde am Lehrstuhl für Mechanische Verfahrenstechnik an der Dortmund Universität eine faseroptische Messtechnik zur Charakterisierung von Mehrphasenströmungen entwickelt. Die Technik basiert auf der Einkopplung von Laserlicht in eine Faser, wobei die vom benetzenden Fluid abhängige Reflexion des Lichts am Faserende gemessen wird. Durch die Auswertung der Lichtreflexion kann der Phasenwechsel des Fluids am Fasersensor bestimmt werden.

Zuerst wurden hier auf das Faserende aufprallende Wassertropfen mit einer einzelnen Faser untersucht. Dies führt zu einem komplexen Lichtsignal. Dazu wurden theoretische Berechnungen für die Lichtreflexionen am Sensorende durchgeführt und diese mit den Ergebnissen aus Abtropf- und Aufprallversuchen verglichen. Darauf aufbauend wurde die Geschwindigkeit der Wassertropfen mittels zweier in Bewegungsrichtung versetzter Fasern bestimmt. Die gemessenen Geschwindigkeiten der Phasengrenzen wurden durch Aufnahmen mit einer Hochgeschwindigkeitskamera überprüft.

Im zweiten Abschnitt wurden die Fasersensoren für die Charakterisierung von Schäumen eingesetzt. Mit dem Fasersensor kann die Grenze zwischen dem eigentlichen Schaum und der Blasenströmung einfach bestimmt werden. Durch eine zusätzliche Faser kann die Grenze zwischen dem Schaum und der Flüssigkeit erfasst werden, in der eine hoch beladene Blasenströmung auftritt.

Die Schaumgeschwindigkeit kann durch die Kombination von zwei Fasern gemessen werden. Mit Hilfe des Korrelationsverfahrens wurden die Messdaten ausgewertet. Hiermit können nicht nur die Schaumgeschwindigkeiten, sondern auch die durchschnittlichen Blasengrößen bestimmt werden. Für die Berechnung der Blasengröße wurde ein Korrekturfaktor k eingeführt. Er berücksichtigt die zufällige Positionierung innerhalb von der als sphärisch angenommener Blasen. Nach der Korrektur der Messergebnisse für die Blasengröße besteht gute Übereinstimmung mit den Fotos der Kamera. Außerdem wurde die Gasbeladung des Kugelschaums bzw. des chaotischen Mischbereichs in der Flüssigkeit über eine spezielle Auswertungsmethode berechnet.

Abstract:

Within the graduate colleg "GRK 358" at the chair of mechanical process engineering at Dortmund University a fiber-optic measuring technique was developed for the characterisation of the multiphase flows. The laser light is injected into a fiber, in which the reflection of the light at the end of the fiber is measured, which depends on the fluid in contact. The phase change of the fluid at the fiber sensor can be determined by the analysis of the light reflection signals.

At first, water drops were examined, impinging onto at the end of a single fiber sensor. A complex light signal is generated. Theoretical calculations for the light reflection at the end of the sensor were carried out. Compared to the results of experiments the signals of impingement experiments of the water drops were explained. With this knowledge the speed of water drops was measured by use of a combination of two fibers. The measured speed of the phase boundary by the fiber sensors was validated by the photographs from a high-speed camera. The results of both measuring methods show good agreement.

In the second section the fiber sensors were used for the characterisation of foams. The interface between the foam and the liquid can be simply determined with one fiber sensor. In case of a highly loading gas dispersion in the liquid the interface between the foam and the liquid the application of a second fiber is successful.

The foam speed can be measured by the use of the combination of two fibers. The measured data from the two fibers were evaluated by means of the cross correlation method. Not only the foam speeds, but also the average bubble sizes of the foam can be determined from these signals. A correction faktor k was introduced for the calculation of the bubble size. After correction with this factor, the bubble size agrees well with the bubble size in photos from a camera. In addition, the gas loading of wet foams and gas loading of the gas dispersion in the liquid can be calculated with a special evaluation method.

Inhaltverzeichnis:

1	Einleitung.....	1
2	Theoretische Grundlagen.....	4
2.1	Licht und Laser.....	4
2.1.1	Grundlagen vom Licht.....	4
2.1.2	Reflexion und Brechung des Lichts.....	5
2.1.3	Fresnelgleichung.....	8
2.1.4	Streuung des Lichts.....	10
2.1.5	Laser und Laserdiode.....	12
2.1.5.1	Laser.....	12
2.1.5.2	Laserdiode.....	14
2.1.6	Optische Wellenleiter – Faser.....	16
2.2	Grenzflächenspannung und Tenside.....	18
2.2.1	Grenzflächenspannung.....	18
2.2.2	Tenside.....	19
2.3	Grundlagen von Schäumen.....	22
2.3.1	Schaumstruktur.....	22
2.3.2	Schaumerzeugung.....	23
2.3.3	Drainage des Schaums.....	25
2.3.4	Schaumstabilität.....	29
2.3.4.1	Gibbs und Marangoni Stabilisierung.....	30
2.3.4.2	Viskosität und Oberflächenviskosität.....	32
2.3.4.3	Stabilisierung durch Mizellen.....	33
2.3.5	Rheologie der Schaumströmung.....	33
3	Messverfahren für Mehrphasenströmungen.....	36
3.1	Messungen mit Fasersensoren an Tropfen.....	36
3.1.1	Allgemeine Messverfahren.....	36
3.1.2	Optische Messverfahren.....	37
3.1.2.1	Fotographische und endoskopische Verfahren.....	37
3.1.2.2	Laser Doppler Anemometrie (LDA) und Phasen Doppler Anemometrie (PDA).....	38
3.1.2.3	Particle Image Velocity (PIV).....	40

3.1.2.4	Faseroptische Ortsfilter Anemometrie (FOA)	42
3.2	Messverfahren für Schäume	44
3.2.1	Schaumbildung und -Höhe	44
3.2.2	Durchlicht-Verahren	45
3.2.3	Elektrische Messgeräte	47
3.2.4	Bestimmung der Blasengröße und des Gasanteils	47
4	Faseroptische Messmethode und Sensoraufbau	48
4.1	Faseroptische Messmethode für Mehrphasenströmungen	48
4.2	Lichtquelle	49
4.3	Lichtwellenleiter	51
4.4	Signalgewinnung	52
5	Ergebnisse und Diskussionen	55
5.1	Tropfenversuche und Signalsimulation	55
5.1.1	Versuchsaufbau zur Messung von Tropfen	55
5.1.2	Messsignal beim Aufprall von Tropfen	56
5.1.3	Berechnungen und experimentelle Ergebnisse zur Totalreflexion	60
5.1.3.1	Theoretische Berechnung mit den Raytrace-Verfahren	60
5.1.3.2	Bestimmung der Totalreflexion an großen PMMA-Zylindern	65
5.1.4	Aufprall mit einem Einzelfasersensor und Simulation	66
5.1.5	Geschwindigkeitsmessung der Tropfen	73
5.1.5.1	Versuchsaufbau	73
5.1.5.2	Messergebnisse der Topfengeschwindigkeit	75
5.2	Ergebnisse der Schaumversuche	78
5.2.1	Schaumerzeugung in der Blasensäule	78
5.2.2	Grenzfläche zwischen Schaum und Blasenströmung	80
5.2.2.1	Versuchsaufbau der Grenzflächenmessungen mit einer einzelnen Faser	81
5.2.2.2	Ergebnisse der Schaumgrenze mit Einzelfasersensor	82
5.2.2.3	Bestimmung der Schaumgrenze mit paarweise angeordneten Fasern	83
5.2.3	Bestimmung von Geschwindigkeit und Blasengröße	87

5.2.3.1	Versuchsaufbau.....	87
5.2.3.2	Auswertungsmethode für die Bestimmung der Geschwindigkeit.....	89
5.2.3.3	Auswertungsmethode für die Bestimmung der Blasengröße	92
5.2.3.4	Messergebnisse der Geschwindigkeitsmessung und Blasengröße ..	96
5.2.3.5	Reproduzierbarkeit des Messverfahrens	103
5.2.4	Bestimmung des Gasanteils des Kugelschaums.....	106
6	Zusammenfassung.....	113
7	Literatur	115
8	Symbolverzeichnis	122
9	Anhang	125
9.1	Programm zur Simulation der Zylinderversuche	125
9.2	Programm zur Simulation des Aufpralls des Tropfens auf einem Einzelfasersensor	127
9.3	Messsignale zur Bestimmung der Schaumgrenze	130
9.4	Auswertungsmethode des Minimum-Quadrat-Differenz-Verfahrens.....	132
9.5	Messergebnisse für die Bestimmung der Schaumgeschwindigkeit und Blasengröße des Kugelschaums.....	134
9.6	Messergebnisse für die Gasanteile bei den verschiedenen Gasvolumenströmen	136
9.7	Versuchseinstellungen zur Schaumcharakterisierung.....	138

1 Einleitung

Als Mehrphasenströmungen bezeichnet man die Strömung von zwei Fluiden bestehend aus einem kontinuierlichen Medium wie Flüssigkeit oder Gas und einem diskontinuierlichen Medium aus verschiedenen Stoffen, z.B. allgemein mehrere verschiedene Fluide oder Kombinationen aus Gasen, Fluiden und Feststoffen. In unserer natürlichen Umwelt erkennt man vielfältige Mehrphasenströmungen, z.B. Regen, Hagel und Schnee sowie Wolken. Mehrphasenströmungen spielen bei vielen industriellen Prozessen eine wichtige Rolle. In der Energietechnik, Verfahrenstechnik, Umwelttechnik, Biotechnik und Lebensmitteltechnik kommen Mehrphasenströmungen vor, deren Eigenschaften zu analysieren sind, um die ablaufenden Prozesse zu verstehen, zu optimieren und neue Technologien zu entwickeln.

Eine wichtige Aufgabe bei der Analyse der Mehrphasenströmung besteht darin, eine geeignete Messtechnik zu finden. Im Bereich des Messens wird eine physikalische Größe meistens ein elektrisches Messsignal der gewünschten Art umgeformt, und kann dann direkt weiterverarbeitet werden. Um ein optimales Verfahren auszuwählen, muss man die wichtigsten, grundsätzlich auf jede Messgröße anwendbaren Verfahren kennen [May77].

In der vorliegenden Arbeit wird ein faseroptisches Messverfahren für die Charakterisierung der Flüssigkeit-Gas-Strömungen entwickelt. Dieses Verfahren basiert auf der Lichtreflexion beim optischen Phasenübergang am Faserende [Lan04]. Der Reflektionsanteil des Lichts ist abhängig vom Brechungsindex des Umgebungsmediums.

In den vergangenen Jahren hat sich die Halbleiter-Lasertechnik schnell entwickelt. Die Qualität des Laserlichts aus der Laserdiode ist immer besser und die Leistung des Lichtstrahls aus einer einzelnen Laserdiode immer stärker geworden, gleichzeitig ist der Preis der Laserdioden stetig gefallen. Statt der traditionell teuren Gas/Festkörperlaser, die auch mehr Platz benötigen, ist daher hier eine Laserdiode als Lichtquelle für ein optisches Messverfahren eingesetzt worden. Eine Faser aus optisch transparentem Stoff, meist PMMA, wurde als optischer Wellenleiter benutzt.

Die faseroptische Messmethoden bilden eine Gruppe innerhalb der technischen / industriellen Messmethoden. Die Faser ist Lichtleiter und guter Datenträger, was schon

aus der Kommunikationstechnik bekannt ist [Sch04-1]. Faseroptische Sensoren weisen gegenüber anderen Sensorformen eine Reihe von Vorteilen auf [Wie99]:

- keine Beeinflussung durch äußere elektromagnetische Felder,
- keine elektrischen Felder innerhalb des Sensorkopfs,
- keine galvanische Verbindung zwischen Sensor und Auswerteinheit,
- hohe Widerstandsfähigkeit gegen extreme Umwelteinflüsse,
- korrosionsunempfindliche Fasern arbeiten auch in chemisch aggressiver Umgebung,
- niedrige Leistungsdämpfung ermöglicht Messung über große Entfernung,
- große Flexibilität und geringe Kosten.

In dieser Arbeit wird eine neue Messmethode, die am Lehrstuhl Mechanische Verfahrenstechnik der Universität Dortmund entwickelt wurde [Lan04], für Mehrphasenströmungen weiterentwickelt bzw. untersucht. Die Phasenwechselwirkung an der Spitze der optischen Faser wird in der vorliegenden Arbeit für die vorgegebene Geometrien diskreter Fluidelemente, die auf die Faserspitze auftreffen, untersucht. Die Messsignale werden verglichen und anschließend mit den durch andere Messmethoden gewonnenen Signalen verglichen bzw. analysiert. Der Lichtreflexionsanteil an der Faserspitze wird anhand einer Raytrace-Rechnung simuliert. Durch Vergleich zwischen den Messdaten und den Simulationsergebnissen können genaue Erkenntnisse über die Wechselwirkung mit Messobjekt gewonnen werden.

Die Messmethode wird zuerst für die Bestimmung der Geschwindigkeit und Größe von Wassertropfen eingesetzt. Der Vergleich mit den Aufnahmen einer Hochgeschwindigkeitskamera lässt Aussagen über die Messgenauigkeit zu.

Die erwähnte Methode wird weiter für die Charakterisierung von Schaumsystemen benutzt.

Schäume treten in vielen industriellen und technischen Gebieten auf. Im Bereich der Kosmetik und Waschmitteltechnik, Feuerlöschtechnik und Gebieten der Lebensmitteltechnik, z.B. in der Bier- und Sektindustrie, sind Schäume häufig erwünscht. Andererseits stören Schäume in vielen Prozessen, z.B. bei der Abfüllung von Getränken oder in Klärwerken [Dit00][Pen05]. Für die Weiterentwicklung und Optimierung derartiger Prozesse ist es notwendig die Schäume zu analysieren. Deren

Eigenschaften, z.B. durchschnittliche Blasengröße, Blasengrößenverteilung, räumliche Verteilung der Blasen sind nur schwer messbar [Min06]. Die in der vorliegenden Arbeit entwickelte Messtechnik auf der Basis eines Fasersensors kann für die Lösung dieses Problems eingesetzt werden.

Zum Test der neuen Meßmethode für die Untersuchung von Schäumen wird eine wässrige Tensidlösung mit guter Schaumfähigkeit verwendet. Die Schäume werden durch Begasung einer Tensidlösung mit Luft in einer Blasensäule erzeugt.

2 Theoretische Grundlagen

In der vorliegenden Arbeit wird die faseroptische Messmethode für die Messungen von Mehrphasenströmungen wie Tropfen in Luft, Gasblasen in einer Flüssigkeit oder Schaum dargelegt. In den folgenden Kapiteln werden die optischen Grundlagen und die theoretischen Erkenntnisse über Schaum und Tenside erläutert.

2.1 Licht und Laser

2.1.1 Grundlagen vom Licht

Das Licht hat einen dualen Charakter, sowohl als Photon (Teilcheneigenschaft) als auch als elektromagnetische Welle (Welleneigenschaft). Für die Photoneneigenschaft des Lichts gilt die Quantenmechanik, die die Wechselwirkung zwischen Licht und Materie, z.B. Emission und Absorption des Lichts, beschreibt. Dieser Teil spielt keine Rolle in der vorliegenden Arbeit.

Die Eigenschaft als elektromagnetische Welle beschreibt die Ausbreitung des Lichts. Abhängig von der Wellenlänge werden sieben Bereiche unterschieden: Radiofrequenz, Mikrowellen, Infrarot, sichtbares Licht, Ultraviolett, Röntgenstrahlung und γ -Strahlung (Siehe Abb.2.1). Die mit unseren Augen sichtbare Wellenlänge reicht von 390nm bis 770nm [Sch04-1].

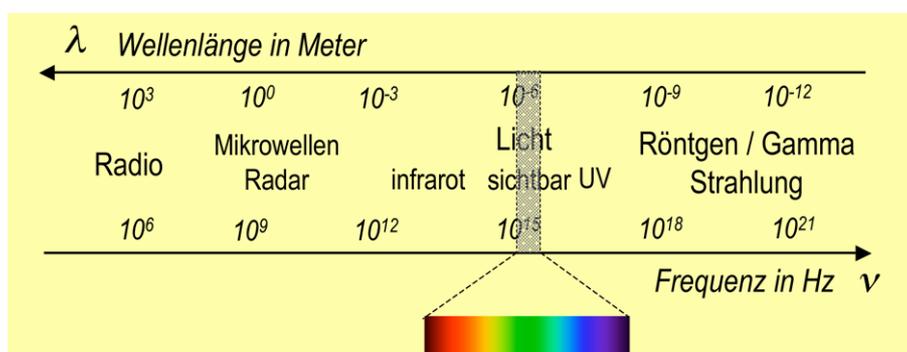


Abb. 2.1: Spektrum der elektromagnetischen Welle [ltp05]

Die Ausbreitung des Lichts in Träger-Medien ist abhängig von den Eigenschaften des Materials. Für die Geschwindigkeit v des Lichts erhält man die Beziehung:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\epsilon_r\mu_0\mu_r}} \quad (2.1)$$

ϵ ist elektrische Feldkonstante, μ ist magnetische Feldkonstante. Im Vakuum ist $\epsilon = \epsilon_0$ und $\mu = \mu_0$, im mit Materie erfüllten Raum gilt $\epsilon = \epsilon_0\epsilon_r$ und $\mu = \mu_0\mu_r$, wobei ϵ_r die relative elektrische Feldkonstante ist und μ_r die relative magnetische Feldkonstante ist. Für das Vakuum ($\epsilon_r = 1$, $\mu_r = 1$) folgt $v = c$, d.h.

$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}} = 2,9979 \cdot 10^8 \text{ m/s}$, wobei c die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit der Welle ist.

Für die Dielektrika ist $\epsilon_r \geq 1$, wobei ϵ_r von der Kreisfrequenz ω der Welle abhängt. In diesem Fall wird die Lichtwelle zur Dispersion geführt. Im optischen Frequenzbereich gilt fast ausnahmslos $\mu_r = 1$, d.h. kein magnetischer Effekt.

Mit $\epsilon_r > 1$ folgt $v < c$, d.h. die Welle läuft im Dielektrikum langsamer als im Vakuum. Das Verhältnis c/v ist dann größer als eins und wird als Brechungsindex oder Brechzahl n bezeichnet.

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon_r\mu_r} \quad (2.2)$$

Der Brechungsindex ist ein wichtigster Begriff in dieser Arbeit. Der Brechungsindex von Luft ist nur wenig größer als eins ca. $n_{Luft} = 1,0003 \approx 1,0$, der Brechungsindex von Wasser liegt bei 1.33, und von optischem Glas bei ca. 1,5.

2.1.2 Reflexion und Brechung des Lichts

In diesem Unterkapitel wird die Reflexion und Brechung des Lichts an der Grenzfläche zwischen zwei transparenten Medien diskutiert.

Trifft eine ebene Lichtwelle auf die ebene Grenzfläche zwischen zwei transparenten Dielektrika mit verschiedenen Brechzahlen $n_1 \neq n_2$, so wird sie dort im Allgemeinen teilweise reflektiert und teilweise gebrochen. Die einfallenden, die reflektierten und die gebrochenen Strahlen liegen in derselben Ebene, die wie das Einfallslot senkrecht auf der Grenzfläche steht (Siehe Abb.2.2). Ein Lichtstrahl trifft aus dem Dielektrikum mit n_1 auf das Dielektrikum mit $n_2 > n_1$ auf. Der Winkel α des einfallenden Strahls mit dem Einfallslot ist der Einfallswinkel, der Winkel α' des reflektierten Strahls ist der Reflexionswinkel und der Winkel β des gebrochenen Strahls mit der Verlängerung des Einfallslots ist der Brechungswinkel. Es gilt das Reflexionsgesetz: $\alpha' = \alpha$. Das Verhältnis zwischen Einfallswinkel und Brechungswinkel lautet nach dem Brechungsgesetz von Snellius:

$$n_1 \cdot \sin \alpha = n_2 \cdot \sin \beta \quad (2.3)$$

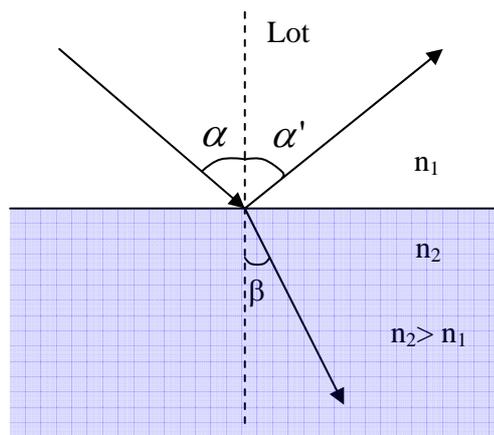


Abb. 2.2: Lichtreflexion an der Grenzfläche der Zwei-Phasen

Das Brechungsgesetz kann durch das Huygensches Prinzip der Lichtbrechung erklärt werden (Siehe Abb.2.3). Während desselben Zeitintervalls Δt läuft eine Phasenfläche oben mit der Geschwindigkeit $c_1 = c/n_1$, unten mit der kleineren Geschwindigkeit $c_2 = c/n_2$. Dies muss eine Schwenkung zum Einfallslot zur Folge haben. Aus $c_1 \cdot \Delta t / \sin \alpha = c_2 \cdot \Delta t / \sin \beta$ folgt die Gleichung (2.3).

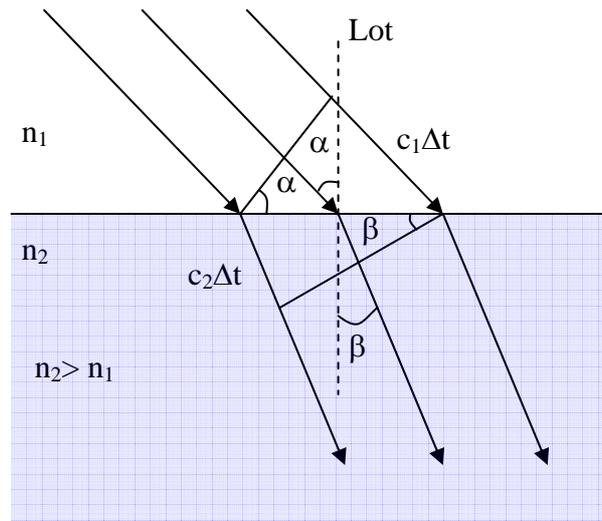


Abb.2.3: Huygensches Prinzip der Lichtbrechung.

Wenn der Lichtstrahl vom optisch dichten Medium mit Brechungsindex n_2 zum optisch dünnen Medium mit Brechungsindex n_1 gebrochen wird, ist der Brechungswinkel größer als der Einfallswinkel, wie in Abb. 2.4 dargestellt. Es ist zu beobachten, dass hier ein Brechungswinkel $\beta = 90^\circ$ auftritt, wenn der Einfallswinkel einen kritischen Wert α_k erreicht: $\sin \alpha_k = n_1 / n_2$.

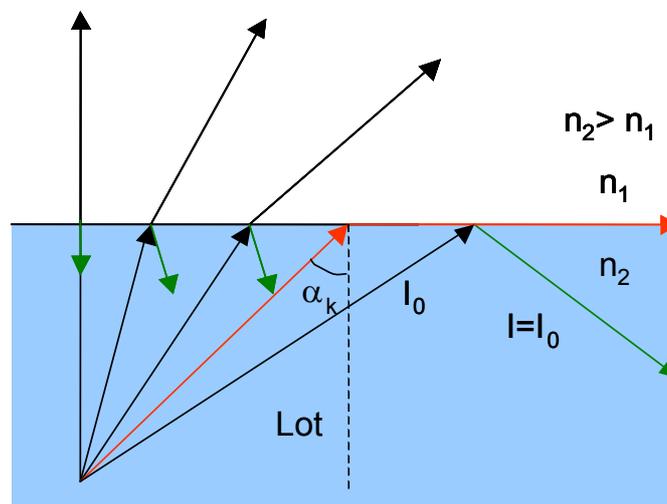


Abb. 2.4: Brechung vom optisch dichten Medium zum optisch dünnen Medium

Für $\alpha > \alpha_k$ tritt keine gebrochene Lichtwelle auf, und die gesamte Leistung wird reflektiert. Man spricht hier von Totalreflexion. Die Totalreflexion spielt eine wichtige Rolle für die faseroptische Technik, die im folgenden Kapitel weiter diskutiert wird.

2.1.3 Fresnelgleichung

A.J. Fresnel hat untersucht, wie sich die Leistung bzw. Intensität der einfallenden Welle auf die reflektierte und gebrochene Welle aufteilt. Die Beziehung nimmt unterschiedliche Formen an, je nach dem ob der elektrische Vektor der einfallenden Welle parallel E_{\parallel} oder senkrecht E_{\perp} zur Einfallsebene schwingt (Siehe Abb.2.5). Die Intensität der reflektierten Welle wird mit dem Index r und die Intensität der gebrochenen transmittierten mit dem Index t bezeichnet. Unter Annahme gleicher Tangentialkomponenten $E_{\perp} + E_{\perp}^r = E_{\perp}^t$ auf beiden Seiten der Grenzfläche fordern die Maxwellgleichungen die folgenden Amplitudenreflexionsverhältnisse r und Amplitudentransmissionsverhältnisse t:

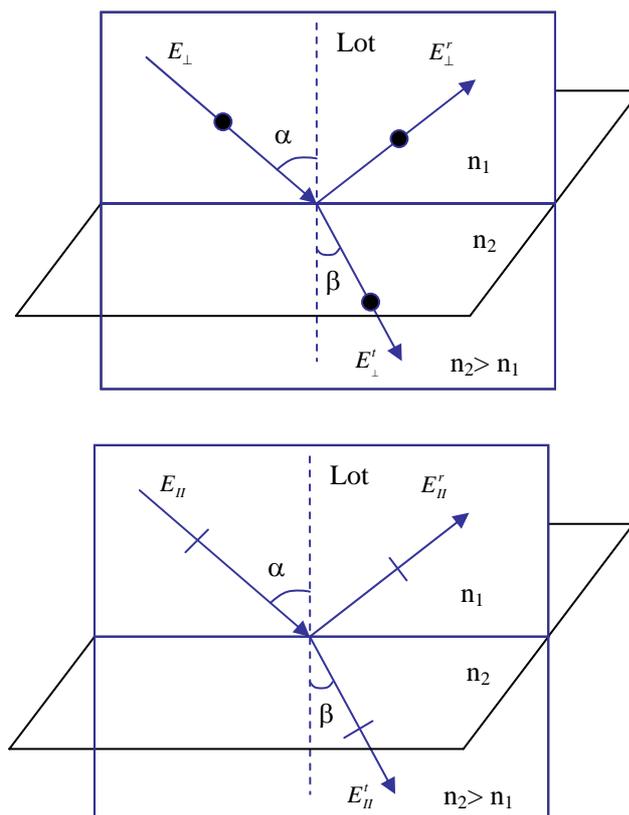


Abb.2.5: Schematische Darstellung der Fresnelgleichungen

$$r_{\perp} = \frac{E_{\perp}^r}{E_{\perp}} = \frac{n_2 \cos \beta - n_1 \cos \alpha}{n_2 \cos \beta + n_1 \cos \alpha} = \frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin(\alpha + \beta)} \quad (2.4)$$

Gleichung (2.4) beschreibt das Reflexionsverhältnis der senkrecht zur Einfallsebene Komponente von Lichtwelle.

$$r_{\parallel} = \frac{E_{\parallel}^r}{E_{\parallel}} = \frac{n_2 \cos \alpha - n_1 \cos \beta}{n_2 \cos \alpha + n_1 \cos \beta} = \frac{\tan(\alpha - \beta)}{\tan(\alpha + \beta)} \quad (2.5)$$

Gleichung (2.5) beschreibt das Reflexionsverhältnis der parallel zur Einfallsebene Komponente von Lichtwelle.

$$t_{\perp} = \frac{E_{\perp}^t}{E_{\perp}} = \frac{2n_1 \cos \alpha}{n_2 \cos \beta + n_1 \cos \alpha} = \frac{2 \cos \alpha \sin \beta}{\sin(\alpha + \beta)} \quad (2.6)$$

Gleichung (2.6) beschreibt das Transmissionsverhältnis der senkrecht zur Einfallsebene Komponente von Lichtwelle.

$$t_{\parallel} = \frac{E_{\parallel}^t}{E_{\parallel}} = \frac{2n_1 \cos \alpha}{n_2 \cos \alpha + n_1 \cos \beta} = \frac{2 \cos \alpha \sin \beta}{\sin(\alpha + \beta) \cos(\alpha + \beta)} \quad (2.7)$$

Gleichung (2.7) beschreibt das Transmissionsverhältnis der parallel zur Einfallsebene Komponente von Lichtwelle.

Für normalen Einfall, d.h. $\alpha = 0$ und daraus $\beta = 0$ verschwinden die Unterschiede zwischen den parallelen und senkrechten Fällen. Es ergibt sich für die reflektierte bzw. transmittierte Welle:

$$r = \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \quad (2.8)$$

$$t = \frac{2n_1}{n_2 + n_1} \quad (2.9)$$

Im Sonderfall $\alpha + \beta = 90^\circ$ wird $r_{\parallel} = 0$. Mit dem Brechungsgesetz ergibt sich, dass dies bei dem folgenden so genannten Brewsterwinkel α_B ist: $\tan \alpha_B = n_2 / n_1$. Wenn

unpolarisiertes Licht unter dem Brewsterwinkel α_B auf eine Grenzschicht auftrifft, dann enthält das reflektierte Licht keine elektrische Komponente r_{II} , es ist also linear polarisiert. Diese Eigenschaft wird für die Erzeugung eines linearen polarisierten Laserlichts bei Gaslaser bereits genutzt.

Meistens ist man weniger an den Amplituden der Lichtwelle als vielmehr an den Strahlungsflussdichten interessiert. Das Verhältnis ρ der Lichtintensität zwischen dem reflektierten und einfallenden Lichtstrahl wird Reflexionsgrad genannt. Der Reflexionsgrad des Lichtstrahls ist proportional zum Quadrat des Amplitudenreflexionsverhältnisses r . Also kann die gesamte reflektierte Lichtintensität ρ durch die folgende Gleichung berechnet werden.

$$\rho = \frac{1}{2}(\rho_{II} + \rho_{\perp}) = \frac{1}{2} \left(\frac{\sin^2(\alpha - \beta)}{\sin^2(\alpha + \beta)} + \frac{\tan^2(\alpha - \beta)}{\tan^2(\alpha + \beta)} \right) \quad (2.10)$$

Für normalen Einfall, gilt die folgende Gleichung für die reflektierte Lichtintensität $\rho = \frac{I}{I_0}$.

$$\rho = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2 \quad (2.11)$$

Diese Gleichung wird bei den Berechnungen der Lichtreflexion an den Grenzflächen in dieser Arbeit benötigt.

2.1.4 Streuung des Lichts

Die Gasatome, Gasmoleküle und winzigsten Stäubchen oder Tröpfchen verursachen die Streuung des Lichts. Unter der elastischen Streuung, d.h. ohne Frequenzänderung der Lichtwelle, lassen sich die Rayleighstreuung und die Miestreuung unterscheiden. Um die beiden Streuungen zu unterscheiden hat G.A. Mie den Mie-Parameter definiert [Mie08], der mit folgender Gleichung beschrieben werden kann.

$$a = \frac{\pi \cdot d_p}{\lambda} \quad (2.12)$$

Bei $a \ll 1$ dominiert die Rayleighstreuung (Siehe Abb.2.6). Die gestreute Lichtintensität in diesem Bereich ist proportional zur vierten Potenz der Frequenz der Lichtwelle und sechsten Potenz der Partikelgröße. Die Rayleighstreuung ist für die Dämpfung der Lichtintensität in der Luft oder in den transparenten Medien mit unvereinigten Molekülen verantwortlich.

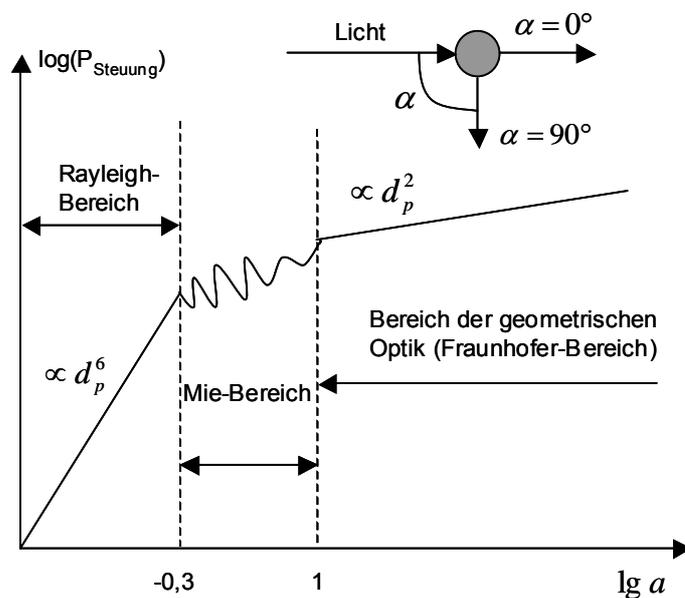


Abb. 2.6: elastische Streuungen des Lichts von den Partikeln mit verschiedenen Größe beim Reflexionswinkel von 90°

Die Rayleighstreuung geht mit steigendem Partikeldurchmesser (bei $0,5 < a < 10$) in die Miestreuung über. Bei der Miestreuung überwiegt die Vorwärtsstreuung um den Faktor 1000 gegenüber der Rückwärtsstreuung. Die Seitwärtsstreuung hängt stark vom Streuwinkel ab, und kann bei bestimmten Winkeln zu Null werden (Siehe Abb. 2.7). Schon bei geringfügig anderen Brechungsindices, Leitfähigkeiten oder Formen der Partikel können ganz andere „Streuereulen“ der Intensität gestreutes Lichts auftreten.

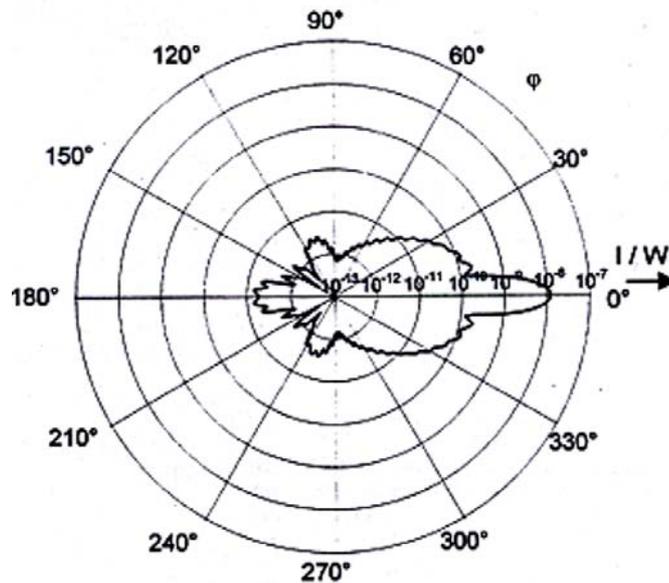


Abb.2.7: Streukeulen einer Miestreuung[Tei02]

Bei dem Mie-Parameter $a > 10$ ist die Lichtwellenlänge im Vergleich zur Partikelgröße vernachlässigbar. Dieser Bereich wird auch als geometrische Optik bezeichnet. In der vorliegenden Arbeit liegen die zu messenden Partikeln bzw. Blasen im Millimeter-Bereich. Deswegen kann der Lichtstrahl als eine Linie ohne Querausdehnung behandelt werden. Mit der Raytracer-Methode werden die Wege einzelner Lichtstrahlen neben den Messungen gleichzeitig simuliert, womit man die Eigenschaften der Messsignale besser verständlich werden.

2.1.5 Laser und Laserdiode

2.1.5.1 Laser

Der Name Laser wurde aus den Anfangsbuchstaben der Worte „Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation“ gebildet. Die induzierte Emission spielt die entscheidende Rolle für die Erzeugung des Laserlichts. Die Elektronenhüllen der Atome und Moleküle können Energie nur in bestimmten Portionen speichern. Mit zugeführter Energie werden sie in angeregte Zustände mit bestimmten Energieniveaus E_2 gehoben (Siehe Abb.2.8). Die Atome mit dem angeregten Niveau sind nicht stabil. Die meisten werden in kurzer Zeit (ca. 10^{-8} s) wieder in das energetisch niedrige Niveau

E_1 abgesenkt und gleichzeitig wird ein Photon mit der Energie $h\nu_{21} = E_2 - E_1$ emittiert. Dieser Übergang ist meistens ein spontaner d.h. zufälliger Prozess. Dieser Vorgang heißt Resonanzstreuung oder Resonanzfluoreszenz. Einige angeregte Atomzustände sind jedoch metastabil. Der Übergang in das niedrigere Niveau dauert in diesem Fall relativ lange (10^{-3} s). Diese metastabilen Atomzustände können durch vorbeiziehende Photonen mit Energie $h\nu_{21}$ ausgelöst werden, dabei erfolgt eine Photonemission mit gleicher Energie $h\nu_{21}$. Dieser Vorgang wird als induzierte Emission bezeichnet.

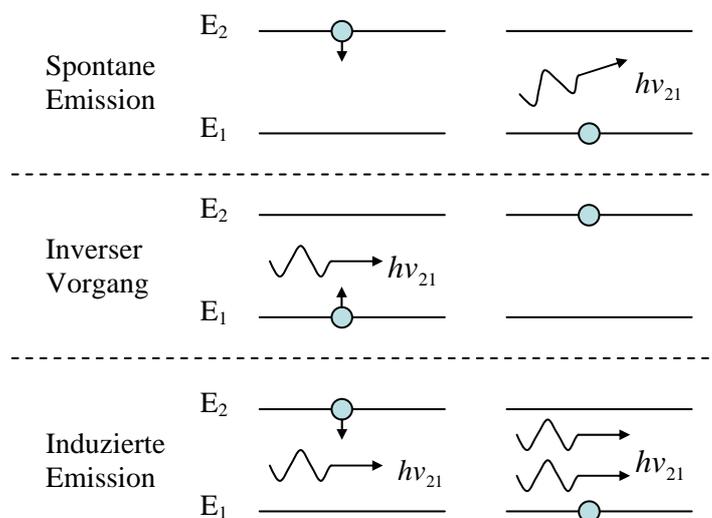


Abb.2.8: Emission der Photonen von Atomen

Im Laser wird die Inversion eines Atoms vom energetisch niedrigen Niveau E_1 zum energetisch hohen Niveau E_2 durch optische, elektrische oder chemische Zufuhr von Pumpenergie erzeugt. Mit der Inversion muss zunächst eine notwendige Bedingung erfüllt werden, dass sich induzierte emittierte Photonen vermehren. Es bedarf einer positiven Rückkopplung, um aus dem Verstärker einen selbsterregten Oszillator zu machen. In der Abb. 2.9 wird beispielsweise ein Gaslaser dargestellt. Von der am Verstärkerausgang aufgetretenen Leistung ist ein hinreichend großer Teil an den Verstärkereingang zurückzuführen. Diese Rückkopplung wird bei den Lasern mit zwei Spiegeln besorgt, die die Lawinen induziert emittierter Photonen hin- und herreflektieren. Einer der beiden Spiegel soll einen Reflexionsgrad $\rho < 1$ haben. Durch ihn treten z.B. 2% der auftreffenden Photonen aus und bilden das Laserlichtbündel. Wenn die parallel geschliffenen optischen Fenster, die unter dem Brewsterwinkel α_B geordnet sind, am Ende der Gasentladungsröhren eingesetzt werden, wird nur die

senkrecht E_{\perp} zur Einfallsebene schwingende Komponente am optischen Fenster reflektiert. Die parallel E_{\parallel} schwingende Komponente hat hier den geringsten Verlust. Daher regt sich die Schwingung des Lasers in diesem Polarisationszustand selbst an.

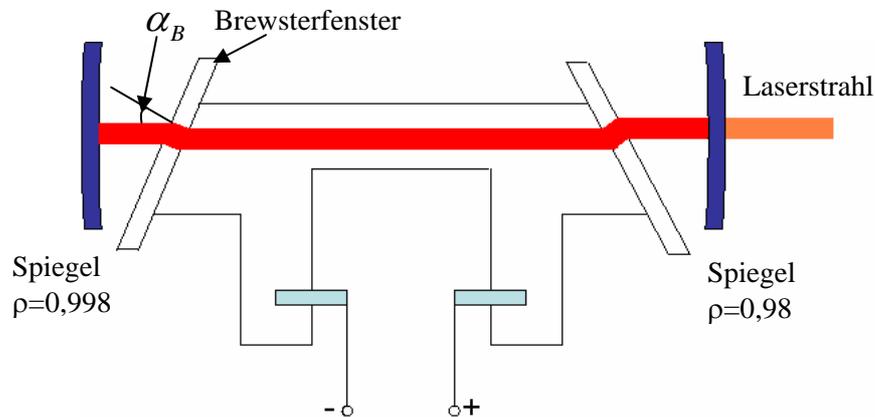


Abb.2.9: Aufbau eines Gaslasers mit Brewsterfenstern

Die induzierten Photonen haben gleiche Frequenz, gleiche Anfangsphase, gleichen Ausbreitungsvektor und gleichen Polarisationszustand. Deswegen ist das Laserlicht ein zeitlich und räumlich kohärentes Licht. Durch Laserlicht können Interferenzeffekte direkt beobachtet werden. Im Vergleich zu der klassischen Lichtquelle ist Laser intensiver und besser fokussierbar.

2.1.5.2 Laserdiode

Die Laseranwendung von Dioden oder Halbleiterlasern wurde nur unmittelbar nach der Entwicklung von Rubin (1960) und Helium-Neon-Laser (1962) im Experiment im Jahre 1962 in den USA realisiert, wobei GaAs als Halbleitermaterial benutzt wurde [Mes99]. Eine detaillierte Beschreibung der physikalischen Eigenschaften von Halbleitermaterialien ist in der Literatur veröffentlicht worden [Kit80][Mes99], hier werden einige optische Eigenschaften vorgestellt. Fließt über den pn-Übergang einer Halbleiterdiode Strom in Durchlassrichtung, dann rekombinieren in der pn-Grenzschicht Elektronen und Löcher, wobei Energie frei wird. Diese Rekombinationsenergie kann unter bestimmten Bedingungen in Form optischer Strahlung abgegeben werden. Es handelt sich um eine spontane Emission und die Wellenlänge entspricht etwa dem

Bandabstand des Halbleitermaterials. Diese Diode ist auch LED (Light Emitting Diode.) genannt [Sch04]. Eine LED emittiert inkohärente Strahlung.

In manchen Halbleitermaterialien wird kohärentes Licht durch stimulierte Rekombinationsstrahlung erzeugt. Dafür werden auch die oben genannte Inversion der Elektronen und eine Verstärkung benötigt. Um eine ausreichende Inversionsdichte für Lasertätigkeit zu erzeugen, muss der Strom einen für den jeweiligen Laser charakteristischen Wert i_{Sch} (Schwellstrom) überschritten werden. Die zwei gegenüberliegenden Seiten des Halbleiterkristalls werden so bearbeitet, dass sich eine optisch glatte Oberfläche ergibt. Diese Seiten wirken als Reflektoren. Der Reflexionsanteil des Lichts an der Oberfläche beträgt hier wegen der hohen Brechzahl von GaAs ($n=3,3$) 29%. Die Anordnung kann bei genügend hoher Verstärkung zu Schwingungen gelangen. Hierbei läuft das Licht entlang der Raumladungszone hin und her (Siehe Abb. 2.10)

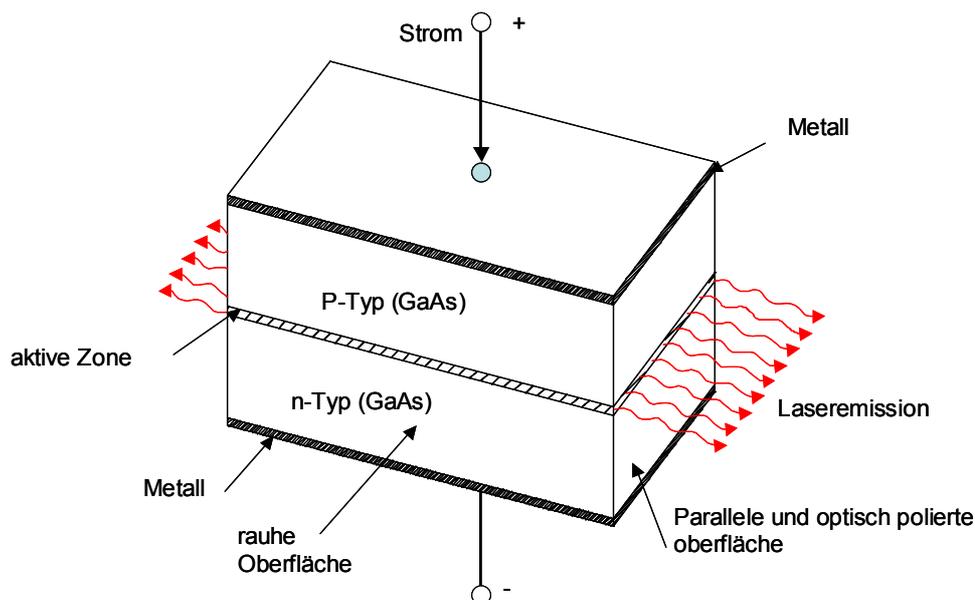


Abb.2.10: Prinzipieller Aufbau eines Diodenlasers

Der Diodenlaser hat Vorteile im Vergleich zu den anderen Lasern - zuerst die sehr geringe Abmessung, zweitens der hohe Wirkungsgrad, und drittens die Möglichkeit zur direkten Modulation über den Strom. Durch Entwicklung der Halbleitertechnologie ist der Diodenlaser kostengünstiger als die anderen Laser. Die Nachteile dafür sind: der Laserstrahl des Diodenlasers hat einen relativ großen Diversionwinkel und ein relativ breites Frequenzband, außerdem ist das Kohärenzvermögen des Diodenlaserstrahls nicht so gut wie bei anderen Lasern.

2.1.6 Optische Wellenleiter – Faser

Lichtleitfasern eignen sich gut, optische Signale über kleine und große Entfernungen zu übertragen. Der Lichtstrahl wird in die Stirnfläche eines Glaszylinders oder einer Faser eingekoppelt. Die eingekoppelte Lichtstrahlung tritt nicht aus der seitlichen Fläche, sondern erst aus der Endfläche aus, wenn sich der Glaszylinder oder Faser in einem transparenten Medium mit kleinerer Brechzahl befindet. Hierbei wird das eingekoppelte Licht an der seitlichen Oberfläche total reflektiert. Da bei einer Beschädigung der Oberfläche die Totalreflexion gestört wird, hat es als günstig erwiesen, einen Kern mit hoher Brechzahl n_K und einen Mantel mit niedriger Brechzahl n_M vorzusehen. Die Totalreflexion findet dann an der innenliegenden Grenzschicht Kern-Mantel statt, die gut geschützt ist.

Beim Fall der Brechzahl $n_0=1$ (z.B. Luft) vor der Stirnfläche darf der Sinus des Einfallswinkel α den folgenden Wert nicht überschreiten (Siehe Abb.2.11):

$$n_A = \sin \alpha = \sqrt{n_K^2 - n_M^2} \quad (2.13)$$

Hier wird α der Akzeptanzwinkel einer Faser genannt, und n_A ist die numerische Apertur der geraden Lichtleitfaser. Die Apertur der gekrümmten Lichtfaser ist kleiner. Wenn der Krümmungsradius R viel größer als der Kernradius r_K ist, gilt für n_A :

$$n_A = \sin \alpha = \sqrt{n_K^2 - n_M^2 \left(1 + \frac{r_K}{R}\right)^2} \quad (2.14)$$

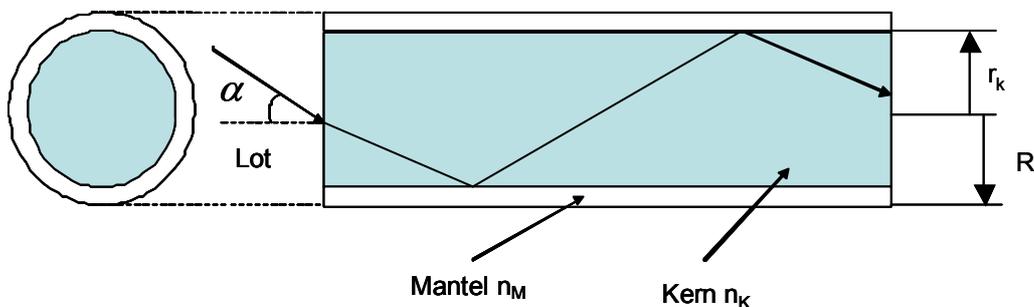


Abb.2.11: Darstellung der Lichttransports in der Lichtleitfaser

Die Abb.2.12 zeigt die bekannten Typen von Lichtleitfasern. Das Bild (a) zeigt eine Multimode-Stufenprofil-Faser, die ein stufenförmiges Brechungsindexprofil besitzt. Der Kerndurchmesser (von $50\mu\text{m}$ - $500\mu\text{m}$) ist relativ groß im Vergleich zur Lichtwellenlänge. Hier kann die Lichtausbreitung als geometrische Optik behandelt werden. Die Lichtstrahlen können unter verschiedenen Einfallswinkeln im Kern laufen, und daher ergeben sich unterschiedliche effektive Ausbreitungsgeschwindigkeiten und unterschiedliche Polarisationszustände. Das an der anderen Seite austretende Licht ist wieder depolarisiert und kein kohärentes Licht mehr. Der Vorteil von Multimode-Stufenprofil-Faser ist, dass die Faser relative hohe Laserleistung übertragen kann. Die Stufenindex-Fasern sind aus Quarzglas oder lichttransparentem Kunststoff hergestellt.

Das Bild (b) in der Abb. 2.12 zeigt eine Monomode-Stufenindex-Faser, die einen Kern mit relativ kleinem Durchmesser hat, der etwa fünf bis zehn Wellenlängen beträgt. Aus diesem Grund ist die geometrische Behandlung hier kaum möglich. Bei einer ungestörten Faser bleibt der Polarisationszustand der eingekoppelten Welle weitergehend erhalten. Die Feldverteilung über den Querschnitt entspricht näherungsweise der eines Gaußschen Profils. Die Monomode-Fasern sind in der Kommunikationstechnik weit verbreitet. Sie sind aus speziellem Quarzglas für bestimmte Wellenlängen hergestellt. Wegen des kleinen Kerndurchmessers ist die Handhabung der Faser schwierig. Einkoppelvorrichtungen und Faser-Stecker müssen auf etwa $1\mu\text{m}$ genau justierbar sein. Deswegen war die Monomode-Faser in dieser Arbeit kaum einsetzbar.

Im Bild (c) ist eine Gradientenfaser dargestellt, die ein parabolisches Brechungsindexprofil (kein Stufenprofil) hat. Dieses Brechungsindexprofil bewirkt, dass sich eingekoppelte Lichtstrahlen entlang einer sinusförmigen Bahn um die Achse anordnen. Die einzelnen Strahlen besitzen weitgehend gleiche Ausbreitungsgeschwindigkeiten. Die Gradientenfaser ist ebenso eine Mutimode-Faser. Aber die Bandbreite der Gradientenfaser ist viel größer im Vergleich zu einer Monomode-Stufenindex-Faser. Diese Eigenschaft ist für die Nachrichtentechnik gut geeignet.

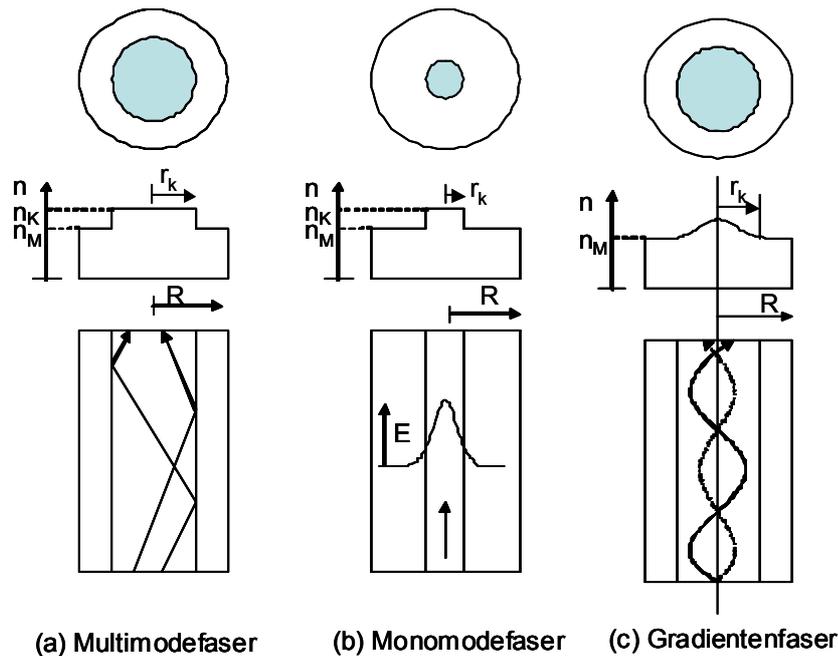


Abb.2.12: Struktur von verschiedenen Lichtleitern

Nach Diskussion der hier angewendeten optischen Grundlagen sollen auch die Grundlagen der Oberflächenwirkungen in dispersen Zwei-Phasen-Systemen, die Schaumbildung und die der Schaumstabilisierung mit Tensiden zusammenfassend dargestellt werden.

2.2 Grenzflächenspannung und Tenside

2.2.1 Grenzflächenspannung

Ein wichtiger Begriff zur Erklärung der Arbeit mit Tensiden und Schäumen ist die Grenzflächenspannung. Unter Grenzflächenspannung versteht man, dass die Moleküle in der Grenzfläche einen anderen energetischen Zustand als die Moleküle im Innern haben. Die Moleküle im Innern sind von allen Seiten Zugkräften von Nachbarmolekülen ausgesetzt. Aber die Zugkraft der Moleküle an der Grenzfläche ist nicht mehr in allen Richtungen gleich, da die Wechselwirkung zwischen den Molekülen an der Grenzfläche und Gas vernachlässigt werden kann. Also wirkt an der Grenzfläche auf die Moleküle eine in die Flüssigkeit gerichtete Zugkraft.

Eine Bewegung von Molekülen zur Grenzfläche verlangt zusätzliche Energie, um die Zugkraft zu überwinden. Diese zusätzliche Energie wird als Grenzflächenenergie gespeichert. Die Grenzflächenspannung kann als thermodynamische Zustandgröße der Grenzfläche betrachtet werden. Bei konstanter Temperatur, konstantem Druck und konstanter Zusammensetzung des Systems wird die Grenzflächenspannung wie folgend definiert [Atk90]:

$$\sigma = \left(\frac{dE}{dA} \right)_{p,T,n_i} \quad (2.15)$$

E ist freie Enthalpie, A ist die Grenzfläche.

Um einen energetisch günstigen Zustand einzunehmen, führt das System immer zu einer Oberflächenverkleinerung. In der Natur haben Wassertropfen eine kugelförmige Gestalt, welche die kleinste Oberfläche bei einem gegebenen Volumen hat.

2.2.2 Tenside

In der ersten Hälfte des 20. Jahrhunderts wurden die ersten synthetischen Tenside entwickelt. Tenside sind heute der wichtigste Inhaltsstoff von Waschmitteln. Als Tenside werden Verbindungen niedriger bis mittlerer Molmasse bezeichnet, deren Moleküle aus einem hydrophilen (polaren) und einem hydrophoben (unpolaren) Teil bestehen [Kos93] (siehe Abb.2.13). Wegen dieses amphiphilen Charakters sind Tenside in verschiedenartigen Lösungsmitteln, insbesondere in Wasser, grenzflächenaktiv, d.h. sie reichern sich in den Grenzflächen der wässrigen Phase an. Aufgrund dieser Adsorption bilden die Tensidmoleküle monomolekulare Filme an der Grenzfläche. Die Grenzflächenadsorption der Tenside führt zur Reduktion der Grenzflächenspannung, und zur Ausbildung elektrischer Doppelschichten an den Grenzflächen einer Flüssigkeitslamelle.

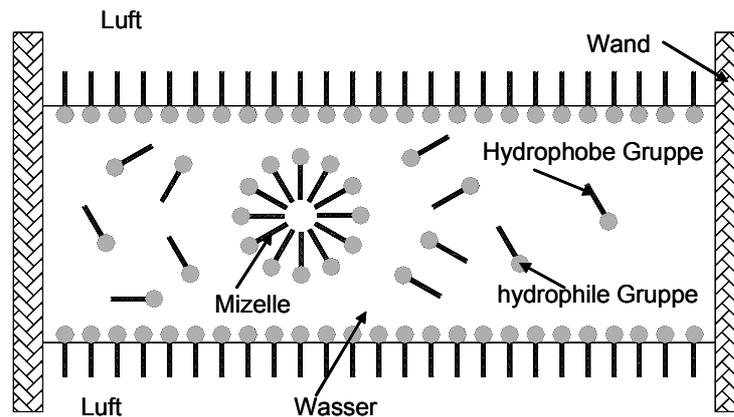


Abb. 2.13: Schematische Darstellung einer Tensidlösung

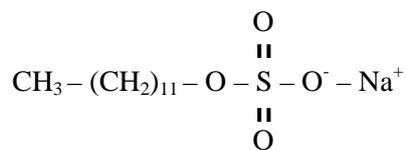
Wegen dieses amphiphilen Charakters hat Tensidlösung die Eigenschaft der Bildung von Tensidaggregaten. Mit zunehmender Tensidkonzentration adsorbieren mehr und mehr Tenside an der Oberfläche. Aber beim Überschreiten einer kritischen Tensidkonzentration bilden die Tensidmoleküle im Flüssigkeitsvolumen der Lösung sphärische Aggregate aus, die Mizellen genannt werden [Kos93]. Im Mizelleninneren ordnen sich die Tensidmoleküle so an, dass die hydrophilen Gruppen an die Mizellenoberfläche ragen und die hydrophoben Gruppen ins Innere zeigen (Siehe Abb. 2.13), um den Kontakt zwischen Wasser und hydrophober Gruppe der Tenside zu vermindern. Dadurch wird die Entropie des Systems verringert. Jedes Tensid hat eine eigene kritische Mizellbildungskonzentration (cmc). Sie ist eine wichtig physikalische Größe, die auch von verschiedenen äußeren Parametern wie Ionenstärke, Temperatur oder der Konzentration von Additiven abhängig ist.

Die Aggregation ist ein thermodynamischer Prozess zwischen monomeren Tensidmolekülen und der Mizelle. Dieser kinetische Prozess wurde von zahlreichen Wissenschaftlern erforscht, und die genaue Beschreibung kann man in den Fachbüchern finden [Kos93][Fre05]. Die Mizellen beeinflussen die Stabilität der Schäume. Dieses Thema wird im kommenden Kapitel weiter diskutiert.

Entsprechend ihrem Molekülaufbau aus der hydrophilen Kopfgruppe und den hydrophoben Gruppen können Tenside in anionische, kathodische, amphotere und nichtionische Tensidklassen eingeteilt werden. Die hydrophobe Entgruppe besteht meistens aus einer Kohlenwasserstoffkette mit 8 bis 18 C-Atomen. Die Länge der Tensidmoleküle beträgt je nach Anzahl der Kohlenwasserstoffgruppen ca. 2- 4nm [Min06].

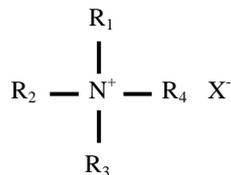
Anionische Tenside haben eine Kopfgruppe, die in der Lage ist, in einem polaren Lösungsmittel z.B. Wasser in negativ geladene Ionen zu dissoziieren, die auch Tensidionen genannt werden. Sie sind die Haupttenside in Reinigungsmitteln [Fre05]. Seife, Alkylsulfate, Alkylsulfonate, Alkylphosphate und Alkylethersulfate sind die meist verwendeten anionischen Tenside.

Sodium Dodecylsulfate (SDS) und Sodium Dodecylbenzenesulfonate (SDBS) werden häufig für die Schaumerzeugung benutzt [EN12728][Sta99]. Unten sind der Molekülaufbau von SDS und SDBS gegeben.



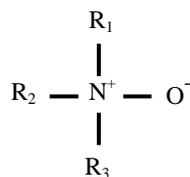
Sodium Dodecylsulfate (SDS)

Kathodische Tenside bilden ein positives geladenes Tensidion. Die allermeisten kathodischen Tenside sind quartäre Ammoniumverbindungen. Sie unterscheiden sich nur in den Alkylresten. Unten ist ein typischer Vertreter dargestellt, X ist das Gegenion, meistens ein Halogenid.



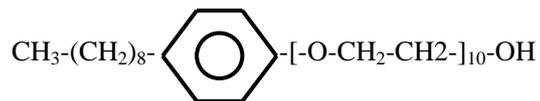
Allgemeine Ammoniumsalze, R_1 , R_2 , R_3 , R_4 sind verschiedene Alkylreste oder ein Wassertroffatom.

Amphotere Tenside besitzen sowohl eine negativ, als auch eine positiv geladene funktionelle Gruppe. Sie unterstützen also beide Vorgänge und werden deshalb als Co-Tenside eingesetzt. Ein Beispiel dafür ist Aminoxid.



Molekülaufbau von Aminoxid, R_1 , R_2 , R_3 , sind verschiedene Alkylreste oder ein Wassertroffatom.

Daneben gibt es nichtionische Tenside, deren hydrophile Gruppe keine Ladung trägt und die nicht in der Lage sind, in Ionen zu dissoziieren. Ihre lange Kohlenstoffkette wird immer wieder von Sauerstoffatomen unterbrochen. Eine OH-Gruppe alleine ist nicht genügend polar. Die Oxyethylengruppen haben einen hydrophilen Charakter und verbessern die Wasserlöslichkeit der Tenside [Van97]. Nichtionische Tenside werden in Geschirrspülmitteln und in neuester Zeit auch in Flüssigwaschmitteln eingesetzt. Typische Vertreter nichtionischer Tenside sind beispielsweise Polyglykolethertenside. Polyalkoholtenside, oder die so genannten Zuckertenside, enthalten als hydrophile Gruppe einen Zucker oder ein Zuckerderivat. Unten wird der Molekülaufbau von einem typischen nichtionischen Tensid gezeigt.



Nonylphenylpolyethylenglykoether

2.3 Grundlagen von Schäumen

In den DIN-Normen über die Bestimmung des Schäumvermögens [DIN53902] ist die Definition des Schaums gegeben. Schaum ist die Gesamtheit der durch dünne Flüssigkeitslamellen getrennten gasförmigen Zellen, die durch Zusammenlagerung der Blasen gebildet werden. In einem wässrigen Schaum können die Blasen eine Größe aufweisen, die von wenigen Mikrometern bis hin zu mehreren Zentimetern reicht [Str99].

2.3.1 Schaumstruktur

Die Struktur eines Schaums unterscheidet sich nach dem Volumenanteil des Gases φ . Die Definition des Gasanteils ist in der Gleichung (2.16) gegeben.

$$\varphi = \frac{V_g}{V_g + V_l} \quad (2.16)$$

V_g ist das Gasvolumen und V_l ist Flüssigkeitsvolumen. Und der Flüssigkeitsanteil ε lässt sich so definieren, $\varepsilon = 1 - \varphi$.

Ein System, in dem Flüssigkeit überwiegt, bildet keinen Schaum, sondern einen chaotischen Mischbereich mit hohem Flüssigkeitsanteil (Siehe Abb. 2.14). Mit steigendem Gasanteil kommt zuerst der Kugelschaum, der auch als nasser Schaum genannt wird. In Kugelschäumen sind die Gasblasen wegen der Oberfläche verkleinernden Wirkung der Grenzflächenspannung kugelförmig. Dazwischen befindet sich viel Flüssigkeit. Der Gasanteil für den Kugelschaum beträgt 0,52 bis 0,74. Unter der Wirkung der Schwerkraft fließt die Flüssigkeit aus den Schaumlamellen ab und der Gasanteil steigt an. Die Einzelblasen rücken immer näher aneinander und verformen sich zu Polyedern. Daher wird der Schaum Polyeder- oder Trockenschaum genannt. Der Gasanteil für den Polyederschaum ist größer als 0,74. Bei einer schäumenden Flüssigkeit treten in der Regel beide Arten auf, wobei sich der Polyederschaum oberhalb des Kugelschaums befindet [Sit06].

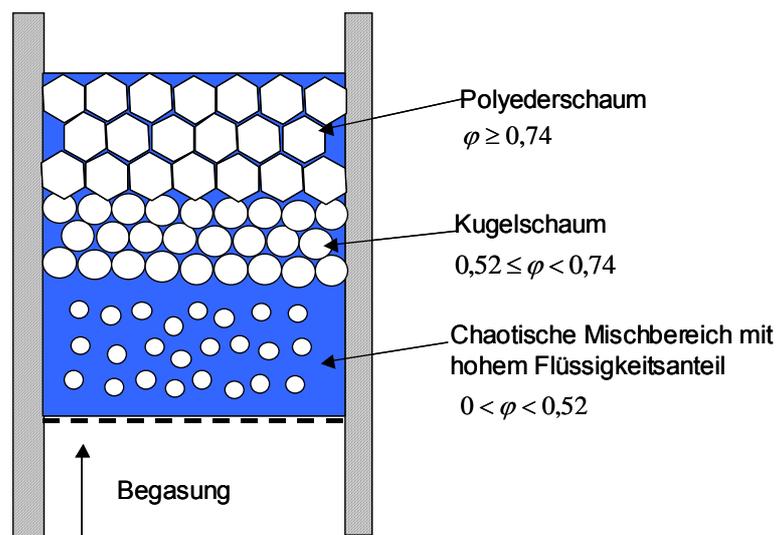


Abb. 2.14: schematische Charakterisierung der Schaummorphologien anhand des Gasanteils.

2.3.2 Schaumerzeugung

Schäume können durch mechanische Methoden, chemische Reaktion oder Notentspannung von Druckbehältern mit schäumenden Stoffgemischen erzeugt werden [Sch03]. Die üblichen Schaumtests beruhen meistens auf mechanischen

Prinzipien, wie z.B. Schütteln (ASTM D3601-88), Schlagen [DIN EN 12728], Rühren, Ross-Miles-Verfahren, Duschen [DIN 51395-2], Beschallen durch Ultraschall [Dit00] oder Begasung der Blasensäule [Sta99]. Durch ausreichend hohe Scher- oder Zugkräfte wird die kontinuierliche Phase aufgerissen und Gas kann eindringen.

Schaumblasengröße und Blasengrößenverteilung des Schaums sind bei der Herstellung mit den Schüttel- und Schlag-Methoden sehr unterschiedlich, und die Reproduzierbarkeit ist sehr gering [Kur06].

Bei der Rührermethode wird das Gas in die Tensidlösung durch Rühren eingetragen, wodurch Schäume gebildet werden. Je nach Rührerdrehzahl werden Schäume mit sehr unterschiedlichen Blasengrößen erzeugt [Eck92].

Stark hat in seiner Dissertation eine Apparatur zur reproduzierbaren Schaumerzeugung vorgestellt [Sta99]. Abb. 2.15 zeigt die schematische Darstellung der Versuchsapparatur zur Schaumerzeugung. Die Apparatur basiert auf dem Prinzip, dass das Zusammenleiten eines Gasstroms und eines Tensidlösungsstroms in einem porösen Medium (statischer Mischer) Schäume erzeugt.

Ein Vorteil dieser Apparatur ist, dass der Gasanteil φ der dispergierten Phase im Schaum über die Fließgeschwindigkeit des Gas- bzw. Tensidstroms eingestellt und variiert werden kann. Außerdem haben die Schäume eine relativ enge Größenverteilung und die mittlere Blasengröße ist reproduzierbar. Der Schaum kann problemlos für rheologische Messung entnommen werden. In der Literatur [Gui98] kann man die mittlere Blasengröße von bestimmten Tensidlösungen unter gegebenen Gas-/Flüssigkeitsgeschwindigkeiten finden.

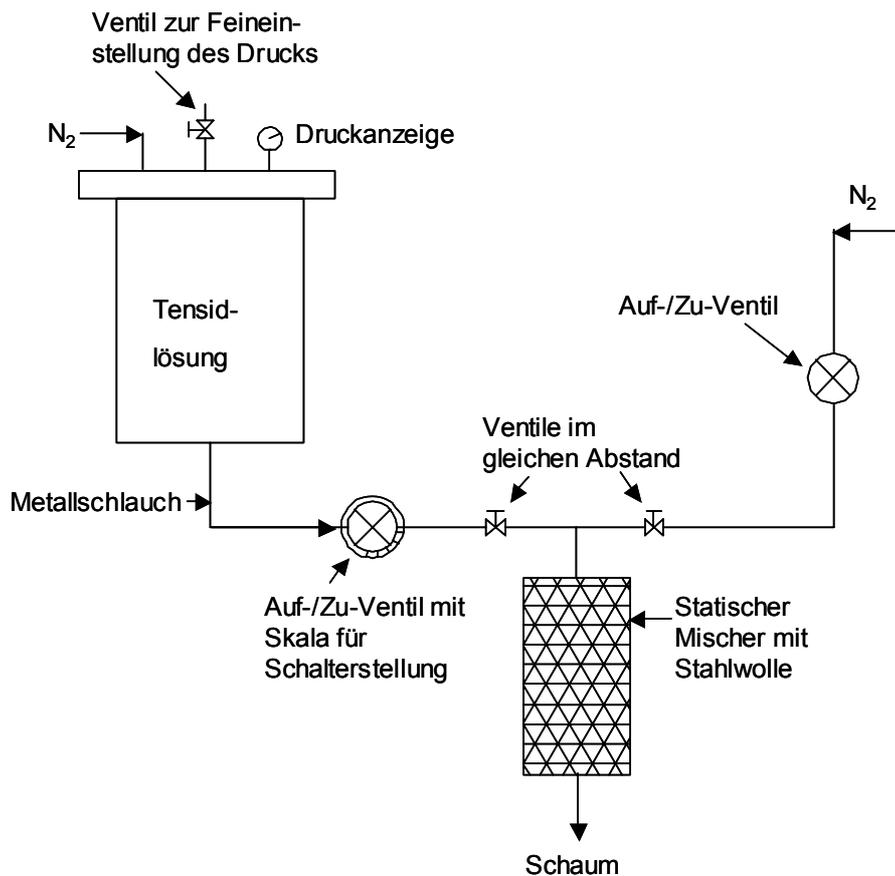


Abb. 2.15: Schematische Darstellung der Apparatur zur reproduzierbaren Schaumerzeugung

Bei der Blasensäule wird Gas von unten in eine Flüssigkeit eingeleitet. Schaum entsteht, wenn eine bestimmte kritische Geschwindigkeit überschritten ist. Eine generelle Abschätzung, wann es zur Schaumbildung kommt, kann nicht gegeben werden [Min06].

Experimente zeigen, dass die Art der Schaumerzeugung und die Geometrie des Schaumerzeugers einen erheblichen Einfluss auf Schaumbildung besitzen. Folglich muss eine Charakterisierung stets prozessnah erfolgen [Pah95].

2.3.3 Drainage des Schaums

Wenn Gas mit einem großen Volumenstrom von unten nach oben eine reine Flüssigkeit durchströmt, bildet sich an der Grenzfläche eine aus Blasen aufgebaute

Sprudelschicht, die in sich zerfällt, sobald die Begasung aufhört [Pah95]. Bei einer reinen Flüssigkeit bildet sich kein stabiler Schaum. Die Lebensdauer des Schaums liegt unter einer Sekunde [Gan67]. Der Grund dafür ist, dass die Flüssigkeit in der Lamelle unter der Schwerkraft nach unten abfließt, wodurch die Lamelle immer dünner wird. Bei Lamellendicken unterhalb eines kritischen Werts zerplatzt die Lamelle [Sta99]. Solche Schäume werden auch kurzlebige oder instabile Schäume genannt. Stabile Schäume erfordern die Anwesenheit von grenzflächenaktiven Stoffen. Bei Anwesenheit grenzflächenaktiver Stoffe bilden sich semistabile Flüssigkeitsfilme aus, die die Lebensdauer des Schaums stark verlängern. Dies Problem wird im kommenden Unterkapitel weiter behandelt.

Der Abfließvorgang der Flüssigkeit aus den Schaumlamellen wird auch Drainage genannt. Die Abfließgeschwindigkeit der Flüssigkeit ist abhängig von der Schwerkraft und der Oberflächenspannung. Die Flüssigkeit fließt aus den Schaumlamellen in den ersten Sekunden schnell ab. Nach kurzer Zeit liegt die Dicke im Bereich von 400 – 800nm. Danach wird die Drainage sehr langsam [Mai86]. Der Grund dafür ist die Struktur des Polyederschaums (Siehe Abb. 2.16). Der Polyederschaum besteht aus einer Packung von vielen fünfeckigen Dodekaedern. Jeweils drei Lamellen treffen sich unter einem Winkel von 120° und bilden dort den Plateau-Kanal. In den gemeinsamen Knotenpunkten der Plateau-Kanäle bilden sich immer 4 Kanäle so aus, dass der Winkel zwischen zweien jeweils 109° beträgt. Eine vollständige Raumauffüllung wird dabei nicht erreicht, sondern es bleiben ca. 3% Leerraum [Eck92].

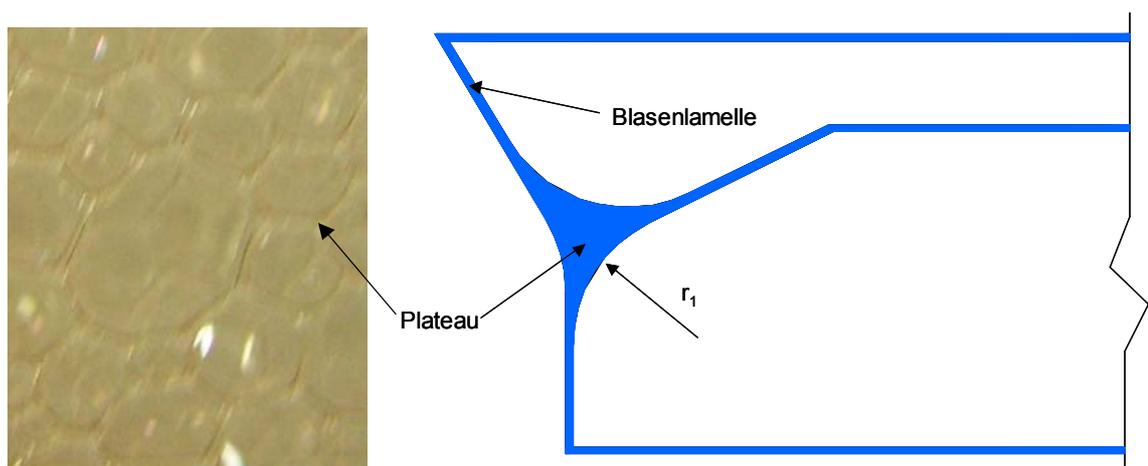


Abb. 2.16. Schematische Darstellung des Plateaus von Polyederschaum

In den Plateau-Kanälen findet ein Übergang zwischen den Oberflächen benachbarter Lamellen statt. Dort ist die Oberfläche mit dem Radius r_1 gekrümmt. Dies bewirkt einen Druckunterschied zwischen dem Plateauinneren und den Blasen.

Young und Laplace entwickelten im 19. Jahrhundert die Theorie nach der an einer gekrümmten Grenzfläche eine durch die Oberflächenspannung verursachte Kraft auftritt, die proportional zum Mittelwert der Krümmung ist. Zur Beschreibung der Druckverhältnisse an nicht-sphärischen Grenzflächen, wie sie in Abb. 2.17 gezeigt werden, sind die Hauptkrümmungsradien r_1 und r_2 erforderlich. Der Kapillardruck P_k an der Grenzfläche am Punkt Q ergibt sich aus der Laplace-Young-Gleichung:

$$P_k = P_i - P_a = \sigma \cdot \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \quad (2.17)$$

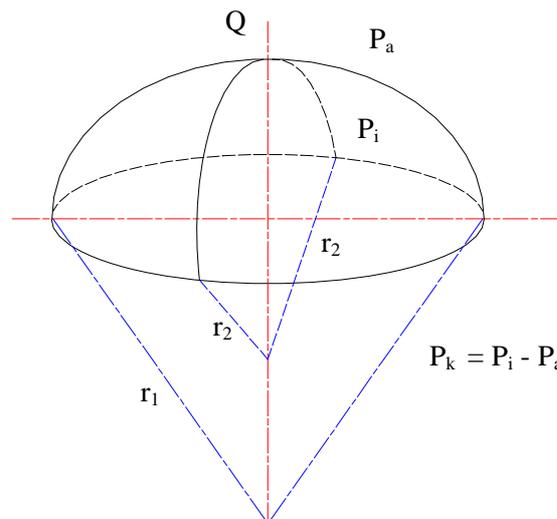


Abb.2.17: Schematische Darstellung einer gekrümmten Grenzfläche mit den Hauptkrümmungsradien r_1 und r_2 am Punkt Q.

In den Plateau-Kanälen ist r_2 viel größer als der Krümmungsradius r_1 . Also kann der Unterdruck im Plateau mit der Gleichung (2.18) beschrieben werden:

$$\Delta P = P_{\text{Blasen}} - P_{pk} = \frac{\sigma}{r_1} \quad (2.18)$$

P_{pk} ist der Druck im Plateau-Kanal

Dieser Unterdruck in den Plateaukanälen bewirkt eine Zugkraft auf die Flüssigkeit in den Schaumlamellen. Die Flüssigkeit reichert sich in den Plateaukanälen an und fließt durch das Kanalnetz unter der Auswirkung der Schwerkraft nach unten.

Nach dem Aufschäumen besitzt der Schaum einen hohen Flüssigkeitsanteil mit Kugelschaumstruktur. Die Drainage in den Plateau-Kanälen läuft schnell. Der Flüssigkeitsanteil nimmt deswegen ab, und die Krümmungsradien r verkleinern sich, wodurch der Unterdruck in den Plateau-Kanälen zunimmt. Schließlich kann sich ein mechanisches Gleichgewicht zwischen dem Unterdruck und Schwerkraft einstellen. Die Drainage kann bei dieser Situation vernachlässigt werden. Der Druck im Plateaukanal P_{pk} kann aus der Höhe der Flüssigkeitssäule h (von der Flüssigkeitsoberfläche bis zum betrachteten Plateaukanal), der Flüssigkeitsdichte ρ_L und der Erdbeschleunigung g ermittelt werden [Pah95]:

$$P_{pk} = P_u - \rho_L g h \quad (2.19)$$

P_u ist der Umgebungsdruck, der dem Druck in den Blasen P_{Blasen} entspricht. Die Strömungsgeschwindigkeit in den Plateau-Kanälen v_{pk} kann mit der Gleichung (2.20) berechnet werden:

$$v_{pk} = \frac{\left(\rho_L g + \frac{\sigma}{r_{pk}^2} \cdot \frac{d(r)}{d(h_{\text{Schaum}})} \right) \sin \Phi \cdot A_{pk}}{20,42 \cdot \mu_L} \quad (2.20)$$

μ_L ist die Viskosität der Flüssigkeit, A_{pk} ist die Querschnittsfläche der Plateaukanäle, Φ ist die mittlere Winkellage der Plateauränder. Unter den Bedingungen des Gleichgewichts zwischen dem Unterdruck und der Schwerkraft ist die Drainage aus den Lamellen in den Plateau-Kanälen dominierend. Die Lamellendicke d_L lässt sich anhand Gleichung (2.21) rechnen:

$$d_L(t) = \left(\frac{4\sigma}{3r_{pk} \cdot \eta_L \cdot r_L^2} \cdot t + \frac{1}{d_{L,0}^2} \right)^{-0,5} \quad (2.21)$$

Bei Schaumlamellendicken von über 100 nm ist für die Ausdünnung der Lamelle hauptsächlich die Saugwirkung des Unterdrucks in den Plateau-Kanälen maßgebend. Unterhalb dieser Dicken treten zusätzliche Wechselwirkungen zwischen den Lamellenoberflächen auf. Die van der Waals'schen Anziehungskräfte zwischen den adsorbierten Schichten an den Lamellenoberflächen beschleunigen die Drainage. Andererseits wirken die elektrostatischen Abstoßungskräfte der auf den beiden Grenzflächen adsorbierten Tensidmoleküle der weiteren Ausdünnung der Lamelle entgegen. Wenn die elektrostatischen Abstoßungskräfte die Saugwirkung der Plateaukanäle und die Van-der-Waals-Kräfte kompensieren, bleibt die Dicke der Lamelle unverändert und der Schaum ist stabil [Lag97].

2.3.4 Schaumstabilität

Schaum ist ein thermodynamisch instabiles System, da der Schaum eine große Oberfläche hat. Die Grenzflächenspannung der Schaumlamellen versucht die Grenzflächen des Schaums zu verkleinern. Die Verringerung der gesamten Schaumoberfläche führt schließlich zur Zerstörung des Schaums.

Luft diffundiert von den kleinen Blasen zu den großen Blasen. Anhand der Laplace - Young Gleichung weißt man, dass in den kleinen Blasen ein größerer Druck als in den großen Blasen herrscht. Die Diffusion führt zum Verschwinden der kleinen Blasen und zum Anwachsen der großen Blasen. Dieser Vorgang ist abhängig von den Diffusionskoeffizienten des Gases in der Lamelle. Aber im Vergleich zur Drainage ist der Zerstörungseffekt dieses Prozesses fast drei Größenordnungen langsamer. Deshalb ist dieser Prozess überwiegend von der Drainage beherrscht. Nur bei sehr dünnen Lamellen sind die Einflüsse durch die Gasphase bemerkbar [Fur88].

Durch die Drainage wird die Schaumlamelle immer dünner, sie zerreißt bei Lamellendicken unterhalb eines kritischen Wertes [Sta99]. Manche chemische, thermische oder mechanische Störungen können ebenso zur Lamellenkoaleszenz führen.

Um die stabilen Schäume zu erzeugen, müssen die Drainage, die innerlamellare Gasdiffusion und die Blasenkoaleszenz verlangsamt werden. Im folgenden Unterkapitel werden einige Schaumstabilisierungsmethoden vorgestellt.

2.3.4.1 Gibbs und Marangoni Stabilisierung

Bei der Anwesenheit von Tensiden in der Lösung reichern sich die Tensidmoleküle an den Oberflächen an. Die Grenzflächenadsorption der Tenside führt zur Verringerung der Grenzoberflächenspannung σ . Gibbs hat dafür eine quantitative thermodynamisch begründete Beziehung gefunden. Die Änderung der Grenzoberflächenspannung σ bei der Raumphasenkonzentration c in Abhängigkeit von der Grenzflächenbelegung Γ , die auch Grenzflächenkonzentration genannt wird, lässt sich mit der Gibbs-Gleichung beschreiben:

$$\Gamma = -\frac{1}{RT} \cdot \left(\frac{d\sigma}{d \ln c} \right)_T \quad (2.22)$$

R ist hier die allgemeine Gaskonstante und T ist die Temperatur. Die Grenzflächenbelegung Γ charakterisiert den thermodynamischen Gleichgewichtszustand der Konzentrationen in der Grenzfläche und der Volumenphase bei einer konstanten Temperatur.

Nach der Gibbs-Gleichung wird die Oberflächenspannung nach Dehnung der Lamelle mit Abnahme der Konzentration von Tensidmolekülen erhöht. Wenn eine Schaumlamelle gedehnt wird, nimmt die Grenzflächenbelegung Γ ab (Siehe Abb.2.18). Es stellt sich ein Ungleichgewicht zwischen der Tensidkonzentration in der Volumenphase und den Lamellenoberflächen ein. Dies führt zum Transport der Tensidmoleküle aus der Volumenphase in die Lamellenoberflächen, bis sich ein neues Adsorptionsgleichgewicht einstellt. Da die gesamte Tensidkonzentration pro Lamellenschnitt auch bei vergrößerter Oberfläche konstant bleibt, ist die Spannung auch nach dem neuen Gleichgewicht höher als im ungedehnten Zustand. Dieser Tatbestand wird als Gibbs-Effekt bezeichnet. Die Erhöhung der Oberflächenspannung bei der Dehnung der Oberfläche entspricht einer Elastizität. Die Lamelle hat aufgrund der Adsorption der Tenside eine elastische Eigenschaft. Aus dieser Spannungserhöhung resultiert eine mit zunehmender Ausdehnung ansteigende Rückstellkraft, die die Schaumlamelle wieder zum ungedehnten Zustand führt.

Bei der Dehnung mit nicht erfolgtem Diffusionsausgleich verändert sich die Anzahl der Tensidmoleküle an der Grenzfläche nicht. Die Zunahme der Oberflächenspannung

ohne Einstellung des Adsorptionsgleichgewichts wird Maragoni-Effekt erster Art genannt. Definiert ist die Gibbs-Elastizität E nach folgender Gleichung [Luc81]:

$$E = \frac{d\sigma}{d \ln A} \quad (2.23)$$

A ist die Lamellenoberfläche.

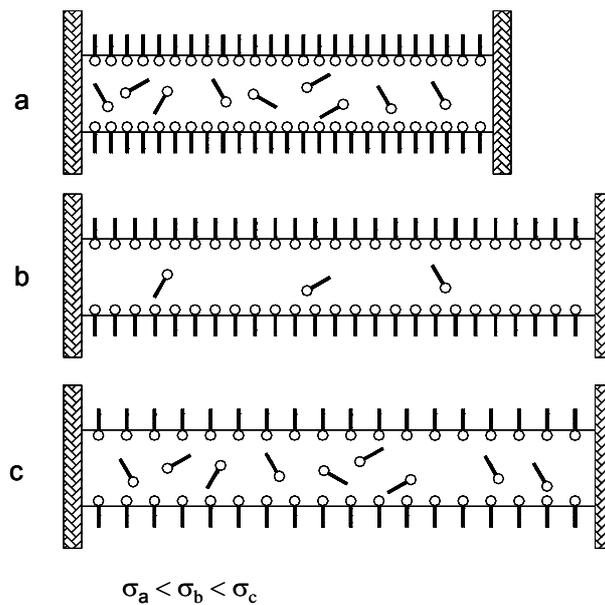


Abb. 2.18. Gibbs (b) und Marangoni-Effekt erster Art (c) bei Lamellendehnung

Findet eine punktuelle Störung in der Lamelle statt, führt die lokale Spannungserhöhung dazu, dass die umliegenden Grenzflächen zur geschwächten Stelle gezogen werden. Hierbei wird Flüssigkeit der benachbarten Lamellenbereiche zur geschwächten Stelle mitgerissen. Dieser Vorgang wird als Marangoni-Effekt zweiter Art bezeichnet und führt dazu, dass die Lamellendicke in den gestörten Bereichen wieder ausgeglichen wird (Siehe Abb. 2.19).

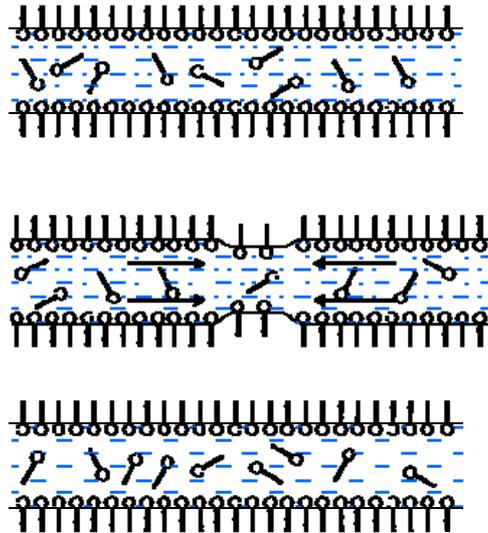


Abb.2.19: Marangoni-Effekt zweiter Art, lokale Störung werden durch seitliche Strömungen ausgeglichen

Maximale Lamellenelastizitäten treten bei mittleren Tensidkonzentrationen auf. Bei sehr dünnen Tensidlösungen ist die Lamellenelastizität gering und erlaubt keine Vergrößerung der Oberflächenspannungen. In der Tensidlösung mit hoher Konzentration bleibt die Oberflächenbelegung bei Lamellendehnung annähernd unverändert. Dies führt ebenfalls zur geringen Elastizität [Pen05].

2.3.4.2 Viskosität und Oberflächenviskosität

Nach Ausbildung eines frischen Schaums führt die Drainage zum Ausfließen der Flüssigkeit aus der Lamelle. Hohe Viskosität der Flüssigkeit verringert die Drainagegeschwindigkeit. Aufgrund der geringeren Drainagegeschwindigkeit hochviskoser Fluide wird die kritische Lamelledicke, die zum Zerplatzen der Lamelle führt, unter gegebenen geometrischen Bedingungen erst zum späteren Zeitpunkt erreicht. Kugelschaum kann sich in hochviskosen Medien bilden, auch wenn keine oberflächenaktive Substanz dabei ist [Fur88]. Das Entstehen des Kugelschaums erklärt sich dann durch das verzögerte Abfließen der Flüssigkeit.

Die Oberflächenviskosität ist eine andere wichtige Größe, die die Schaumstabilität beeinflusst. Sie bezeichnet die Viskosität der Grenzfläche. In der Regel ist die Viskosität dünner Flüssigkeitsschichten aufgrund der Anreicherung und Ausrichtung

der höhermolekularen oberflächenaktiven Substanzen im Vergleich zur reinen Flüssigkeit höher. Dieses führt dazu, dass die Lamellenoberfläche nahezu wie eine starre Membran wirkt. Dabei weist die Lamelle kein sog. Newtonsches Verhalten auf. Bei kleinen Beanspruchungen hat die Lamelle die elastische Eigenschaft wie ein sog. Hookeschen-Festkörper, bei Überschreitung der Fließgrenze verhält sich die Lamelle wieder wie eine Newtonsche Flüssigkeit. In diesem Fall führt die höhere Viskosität zu einem großen Widerstand bei einer erfolgten Dehnung oder Störung, aber nicht mehr zu einer Rückstellkraft.

2.3.4.3 Stabilisierung durch Mizellen

Im Fachbuch von Kosswig und Stachen wird die Wechselwirkung zwischen den Mizellen vorgestellt [Kos93]. Die Mizellen aus ionischen Tenside sind hoch geladene Partikeln, die aus Gründen der Elektrostatik starke gegenseitige Wechselwirkung zeigen. Mit zunehmenden Tensidkonzentrationen tritt auch die sterische Wechselwirkung auf, die auch Hardcore-Wechselwirkung genannt wird. Unter dieser Bedingung werden die Mizellen als starre inkompressible Partikeln betrachtet, deren Volumina sich gegenseitig ausschließen.

Diese Wechselwirkung resultiert in einer positiven Wirkung, die die Drainage hemmt, was zu einer höheren Stabilität der Schaumlamellen führt.

2.3.5 Rheologie der Schaumströmung

Rheologie beschreibt die Fließeigenschaft flüssiger Stoffe und Stoffsysteme. Schäume bestehen aus Flüssigkeit und Gas, wobei der Gasanteil überwiegend ist. Daher haben Schäume eine kompressible Eigenschaft. Die im Vergleich zur Luft höhere Dichte des Schaums führt zu einer niedrigen Schallgeschwindigkeit in Schaum, die unter bestimmten Bedingungen niedriger als 24 m/s sein kann. In Luft bzw. Wasser liegt sie unter Normalbedingungen bekanntermaßen bei 332m/s bzw. 1450m/s. Ein Effekt besteht darin, dass ein Druckverlust in einer Rohrströmung eine Änderung der Dichte und der durchschnittlichen Blasengröße innerhalb verschiedener Bereiche derselben Strömung erzeugen kann [Min06].

Die Schaumströmung ist im Allgemeinen keine newtonsche Strömung. Die Schubspannungen in der Schaumströmung sind nicht direkt proportional zu den Geschwindigkeitsgradienten. Bei der Erhöhung der Scherspannungen wird die Scheinviskosität verringert. Dies entspricht einem strukturviskosem Verhalten (siehe Abb. 2.20) [pen05].

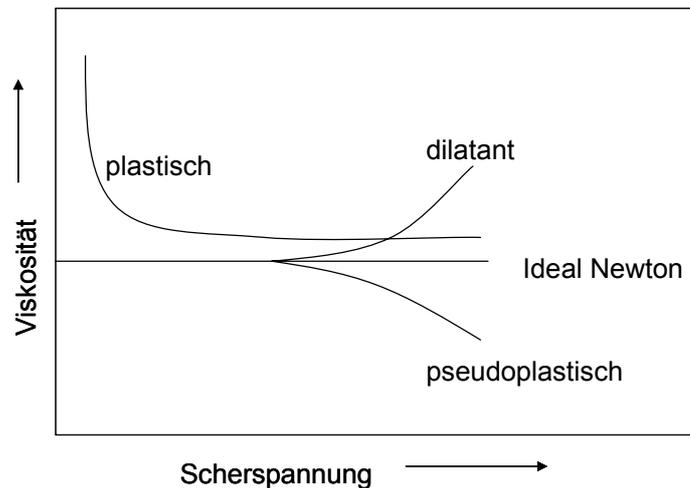


Abb. 2.20: Fließkurven von verschiedenen Fließverhalten

Im Vergleich zu zentralen Bereichen hat der Schaum in Wandnähe ein ganz anderes Verhalten. Ein Gleitfilm entsteht zwischen dem Schaum und der Wand. Eine physikalische Erklärung dafür ist die Blasenverteilung an der Wand. Eine kugelförmige Blase kann nicht näher als ihr halber Durchmesser an der Wand sein, daraus erfolgt dort ein geringes Vorhandensein von großen Blasen. Dies führt zur Wanderung der kleinen Blasen in Richtung zur Wand, und in Wandnähe wird eine flüssigkeitsreiche gleitende Grenzschicht erzeugt, deren Viskosität niedriger ist als der Mittelwert. Diese Schicht kann als newtonsche Flüssigkeit angesehen werden. Die Dicke dieser Grenzschicht ist wahrscheinlich von derselben Größenordnung wie die Dicke der Blasenlamellen. Damit hängt die Gleitschichtdicke neben der durchschnittlichen Blasengröße auch vom Gasanteil ϕ ab [Min06].

Schaum verfügt über eine Fließgrenze. Wenn die maximale Schubspannung in einer Rohrströmung die Fließgrenze des Schaums nicht überschreitet, wird eine Strömung nur aufgrund des Gleitens an der Wand erfolgen. Der Schaum wird nicht deformiert und fließt wie ein fester Pfropfen (Siehe Abb. 2.21). Wenn die Geschwindigkeit die Fließgrenze übersteigt, beginnt der Schaum sich in den Bereichen der maximalen Schubspannung, also an der Wand, zu verformen. Eine weitere Erhöhung der

Schubspannung führt dazu, dass dieser Verformungsbereich sich nach innen vergrößert. Eine Pfropfenströmung im Zentrum der Strömung wird immer erhalten bleiben, solange die Schubspannungen an dieser Stelle niedrig genug sind [Min06].

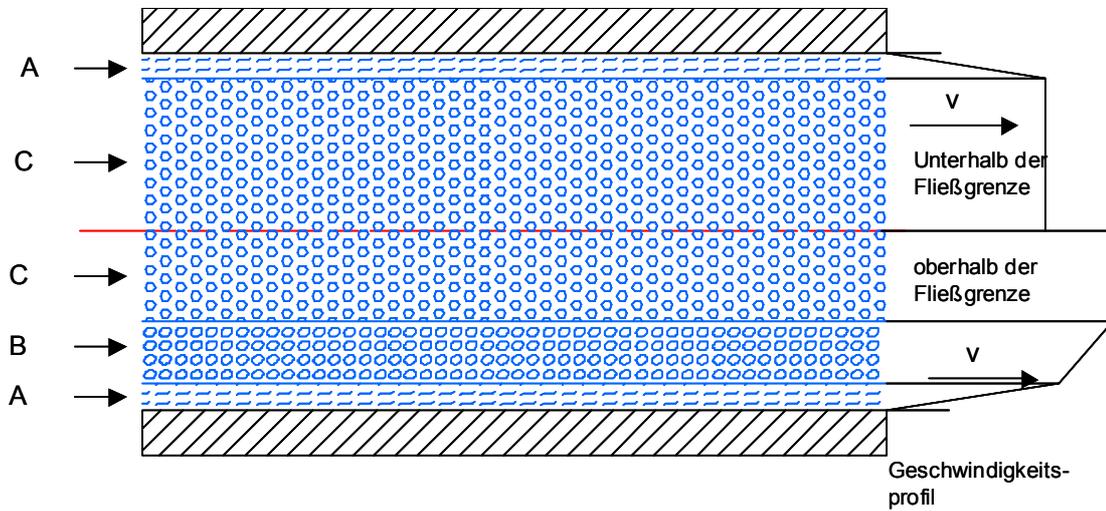


Abb. 2.21 : Schaumströmung im Rohr bei verschiedenen Durchsätzen.
A – Gleitschicht, B – gescherter Schaum, C – zentrale Pfropfenströmung

3 Messverfahren für Mehrphasenströmungen

3.1 Messungen mit Fasersensoren an Tropfen

3.1.1 Allgemeine Messverfahren

Im Vergleich zur Messung in klassischen Fluiden sind die Messungen in Mehrphasenströmungen komplexer. Otto Fiedler [Fie92] hat viele Messmethoden vorgestellt. Einige davon sind für die Messung in Mehrphasenströmungen geeignet.

Nicolas Reinecke et al. haben das tomographische Messverfahren für die Messungen in zweiphasigen Strömungen zusammengefasst [Rei97]. Mit den Signalquellen wie

- hochenergetische elektro-magnetische Wellen: Röntgenstrahlen, γ -Strahlen,
- UV-Strahl, sichtbares Licht, Infrarot-Strahl,
- niedrigenergetische elektro-magnetische Wellen: Mikro- und Radiowelle, nuklear-magnetische Resonanz,
- Quasistationäre elektromagnetische Felder, kapazitive Elektrofelder,
- Schallwellen: Ultraschall,

können zweiphasige Strömungsfelder visualisiert werden. Dieses Verfahren ist berührungslos und mechanisch rückwirkungsfrei auf die Strömung, aber die Abtastrate beträgt nur 5-100Hz, deswegen sind sie für Strömungen mit hohen Geschwindigkeiten nicht geeignet.

Das magnetisch-induktive Verfahren kann die Geschwindigkeit der Flüssigkeit mit Ladungsträgern in Rohren und Kanälen genau erfassen, ist aber beschränkt auf leitfähige Flüssigkeiten und ist nur für die Flüssigkeit als kontinuierliches Medium verfügbar [End06]. Sommerlatt et al. haben die Ultraschall-Werkstoffprüftechnik für Messungen an Blasen- oder Partikelströmungen eingesetzt [Som04].

Zwei besondere Techniken, Position Emission Particle Tracking (PEPT) [Bak04] und Nuclear Magnetic Resonance (NMR) [Phi99], waren unter spezifischen Bedingungen für die Messung der Mehrphasenströmungen einsetzbar, sie haben jedoch nur eine sehr begrenzte Orts- und Zeitaufösung. Zahlreiche optische Messmethoden sind für die Messungen von Mehrphasenströmungen gut geeignet. Im folgenden Kapitel werden sie ausführlich erläutert.

3.1.2 Optische Messverfahren

Optische Messmethoden besitzen viele Vorteile gegenüber konventionellen Methoden [Kra03]. Sie arbeiten praktisch ohne Rückwirkung auf den Prozess.

3.1.2.1 Fotografische und endoskopische Verfahren

Viele Untersuchungen von Mehrphasenströmungen werden mit fotografischen oder filmtechnischen Verfahren durchgeführt. Merry [Mer71] und Marzocchella et al. [Mar96] haben diese Verfahren für Messungen an Freistrahlen eingesetzt. Diese Methode sind jedoch nur eingeschränkt für die quantitative Beschreibung der jeweiligen Vorgänge verwendbar.

Ein anderes Messverfahren, das das unterschiedliche Reflexionsvermögen von Partikeln in Mehrphasenströmungen benutzt, wurde von Ritter und Angst entwickelt [Rit00][Ang05]. Bei diesem Messsystem werden optische Fasern als Lichtquelle um ein zentrales Endoskop in einem Rohr mit einem Durchmesser von bspw. 7mm angeordnet. Mit einer CCD-Kamera wird das Bild des beleuchten Raumes in Suspensionen aufgenommen. Mit diesem Verfahren kann die lokale Dispersphasenverteilung vermessen werden. Die Tropfen- oder Partikelverteilung in Dispersionen kann mit dieser Messmethode vergleichsweise genau bestimmt werden. Mit einer Hochgeschwindigkeitskamera kann das Verfahren für die Bestimmung der Tropfengeschwindigkeit benutzt werden.

3.1.2.2 Laser Doppler Anemometrie (LDA) und Phasen Doppler Anemometrie (PDA)

Als optische Messmethode zur Erfassung der Geschwindigkeit von Tropfen hat sich die Laser Doppler Anemometrie (LDA) rasch entwickelt und wird umfangreich angewendet [Fie92]. Das Messprinzip beruht auf der Anwendung des optischen Doppler-Effektes, der das Vorhandensein von Streuteilchen im Fluid voraussetzt. Die kohärenten Lichtwellen, welche an bewegten Teilchen gestreut werden, weisen eine Doppler-Verschiebung auf, die unter anderem von der Geschwindigkeit der streuenden Fläche abhängig ist [Ruc90][Gie03] (Siehe Abb. 3.1).

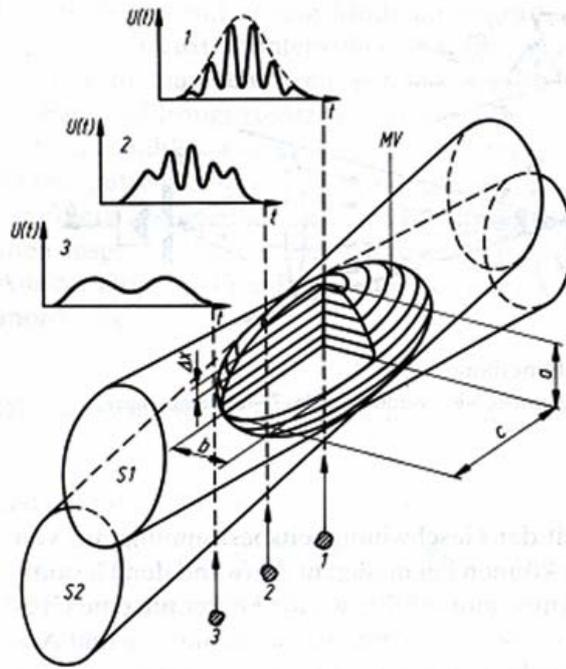


Abb.3.1: Schematische Darstellung von LDA [Fie92]

Die LDA arbeitet meistens mit der Zweistrahlmethode. Ein Laserstrahl wird geteilt und die zwei aufgeteilten Laserstrahlen mit dem Strahlendurchmesser d werden durch eine Linse am Messort unter dem Schnittwinkel Θ überlagert. Es wird ein Ellipsoidmessvolumen gebildet, das ein Interferenzfeld mit dem Abstand Δx zwischen den Interferenzflächen ist (Siehe Abb. 3.1). Das Messvolumen $V_{\text{Interferenzfeld}}$ des Interferenzfelds und der Abstand Δx werden durch die folgenden Gleichungen berechnet [Alb86].

$$V_{\text{Interferenzfeld}} = \frac{\pi \cdot d^3}{6 \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (3.1)$$

$$\Delta x = \frac{\lambda}{2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (3.2)$$

Darin ist λ die Wellenlänge des Laserstrahles.

Ein Partikel und durch das Interferenzfeld hindurch läuft und dessen Geschwindigkeitskomponente normal zu den Streifenebene den Wert v hat, sendet Streulicht mit der Frequenz f_D aus. Die Geschwindigkeit wird durch die folgende Gleichung berechnet:

$$v = \Delta x \cdot f_D \quad (3.3)$$

Die Phase Doppler Anemometrie (PDA) stellt eine Erweiterung der LDA dar. Es wird zusätzlich die Größe von den sphärischen Partikeln gemessen, die sich in dem Messvolumen befinden.

Die PDA besitzt zwei Photodetektoren mit verschiedenen Empfangswinkeln für eine Wellenlänge des Lichts. In Abhängigkeit von der Partikelgröße und geometrischer Anordnung der Photodetektoren ergibt sich ein Phasenversatz zwischen den beiden Signalen. Für die kugelförmigen Partikeln lässt sich der Partikeldurchmesser d aus dem Phasenversatz bestimmen (Siehe Abb.3.2).

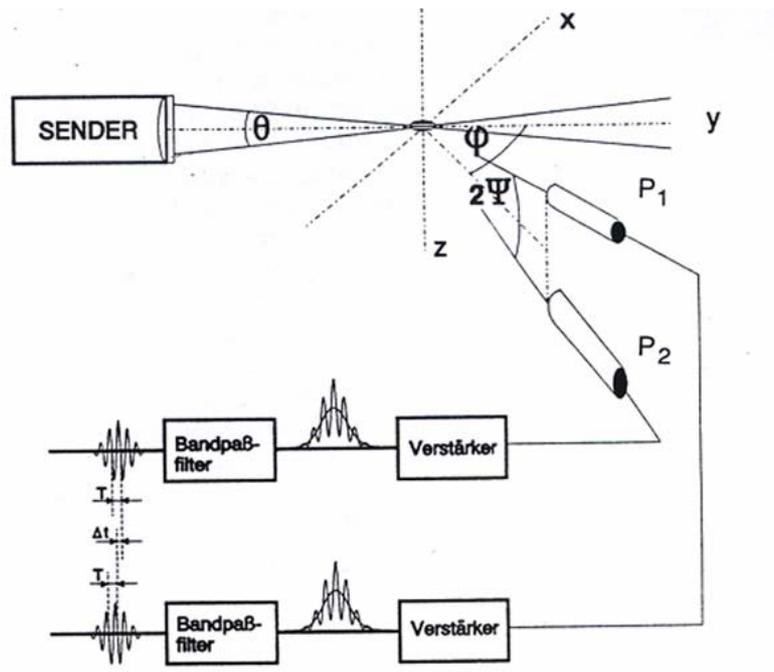


Abb. 3.2: Schematische Darstellung von PDA [Kra02]

Die PDA- und LDA- Messungen sind nur für kleine Messvolumina mit geringer Partikelbeladung geeignet [Bau93]. Der messtechnische Aufwand dieser Systeme ist hoch, weswegen diese Methoden vergleichsweise selten in der Industrie benutzt werden [Fie92].

3.1.2.3 Particle Image Velocity (PIV)

Mit dem PIV -Messverfahren wird ein Lichtschnitt durch eine Zylinderlinse erzeugt. Die Tracerpartikeln werden im strömenden Fluid mit versetzt und das von Tracerpartikel gestreute Licht wird mit einer Kamera aufgenommen. Im Vergleich zur LDA wird hier statt an einem Ort eine Ebene der Strömungen vermessen, d.h. mit diesem Verfahren kann die Geschwindigkeit von zwei Geschwindigkeitskomponenten in einer zwei-dimensionalen Messebene bestimmt werden [Sch98]. In der Abb. 3.3 wird das PIV-Messprinzip schematisch dargestellt.

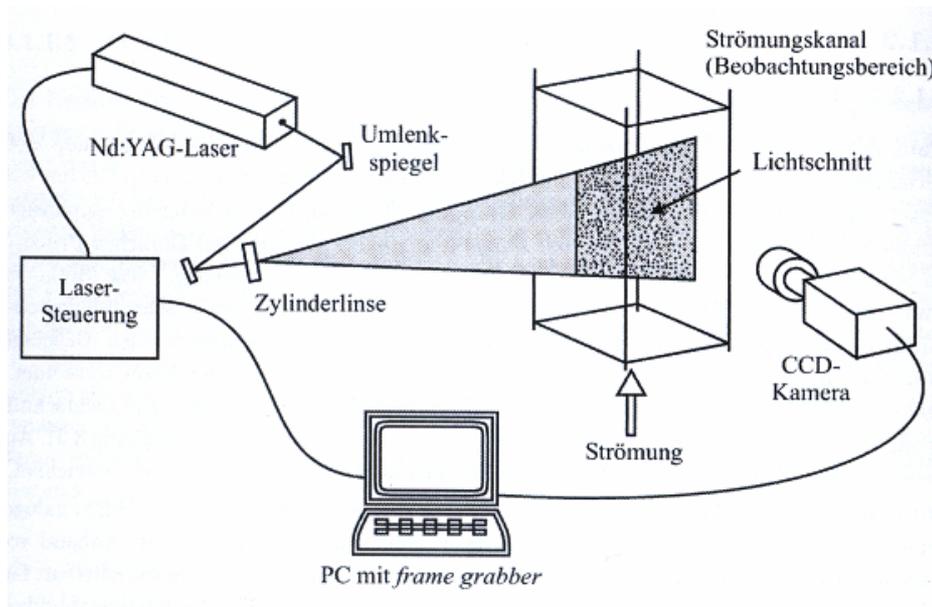


Abb. 3.3: Schematische Darstellung des Aufbaus eines PIV-Systems [Gro02]

Anhand von zwei in kurzem Zeitabstand Δt hintereinander aufgenommenen Bildern erhält man die mittlere Geschwindigkeit \vec{v} aus der Verschiebung \vec{d} der Partikelabbildungen und dem Zeitabstand Δt .

$$\vec{v}(t) \approx \frac{1}{M} \cdot \frac{\vec{d}}{\Delta t} \quad (3.4)$$

M ist der Abbildungsmaßstab. Die Verschiebung \vec{d} der Partikelabbildungen kann durch die Methode der kleinsten Quadrate ermittelt werden.

$$\vec{d}(m,n) = \frac{1}{M \cdot N} \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N [g_1(i,j) - g_2(i+m,j+n)]^2 \quad (3.5)$$

Davon sind $g_1(i,j)$ und $g_2(i,j)$ Daten-Matrix von zwei hintereinander aufgenommenen Bildern. Das PIV Verfahren misst Geschwindigkeitsfelder (2D auch 3D).

Die Abtastrate für PIV ist beschränkt auf Werte unter 200 Hz [Lin 98,99][Mye97]. Für die kontinuierliche Charakterisierung der Mehrphasenströmungen mit hohen Strömungsgeschwindigkeiten sind diese Verfahren daher nicht geeignet. Beide Verfahren erfordern eine gute optische Zugänglichkeit des Gefäßes über mindestens zwei zueinander rechtwinklige bzw. parallele Sichtfenster.

3.1.2.4 Faseroptische Ortsfilter Anemometrie (FOA)

Die FOA-Technik kann zusammen mit geeigneten Erweiterungen die Geschwindigkeit, Position und Größe von Teilchen bestimmen, allerdings nur bei Präsenz begrenzter Partikelzahlen.

Dieses Problem kann mit der optischen Ortsfilter-Technik gelöst werden, die von J.T. Ator zuerst realisiert wurde [Ato63, 66]. Das Prinzip ist, dass das Lichtintensitätsmuster des Messobjekts über eine Abbildungsoptik auf ein Gitter (Gitterabstand g) abgebildet und von einem hinter dem Gitter liegenden Photoempfänger detektiert wird (Durchlicht- bzw. Abschattungsverfahren). Dort entsteht eine Modulationsfrequenz f , die proportional zu der Geschwindigkeit v des Messobjekts ist: $v = gf/M$ (M ist der Abbildungsmaßstab.)

Die Varianten des Ortsfilterverfahrens unterscheiden sich unter anderem in der Art des benutzten Gitters. Hayashi et. al. haben erstmalig nebeneinander liegende Lichtleiterfasern als Gitter eingesetzt [Hay82]. Dies wird als faseroptische Ortsfilter-Anemometrie (FOA) bezeichnet. Petrak et. al. haben ebenfalls Lichtleitfasern in einer gitterförmigen Anordnung eingesetzt, aber auf eine Abbildungsoptik verzichtet [Pet89][Sch96]. Die Beleuchtung erfolgt mittels einer Lichtquelle, die dem Fasergitter gegenüber liegt, so dass auf dem Faserende Schatten der Messobjekte entstehen (Siehe Abb.3.4). Die Lichtsignale der Fasern werden auf eine gemeinsame Photodiode zur Signalgewinnung geführt. Auch hier kann durch die Frequenzanalyse der Signale die Geschwindigkeit von Teilchen bestimmt werden.

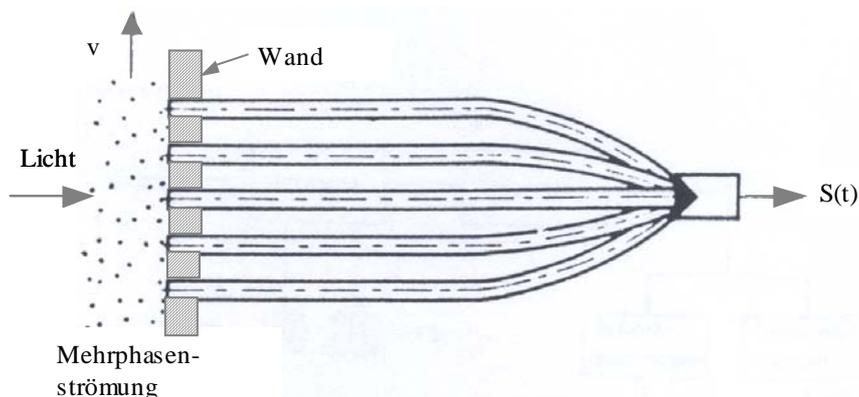


Abb. 3.4: Messkopf eines FOA-Messsystems mit Einfachgitter [Pet89]

Beleuchtung und Fasergitter sind im oben genannten System im Kopf eines Sondenstabs eingebaut. Ein Nachteil dieser Messtechnik ist die Störung der zu messenden Strömung durch diese Sonde, die auch in Wandnähe eines Strömungskanals immer noch zwangsläufig mit ihrem Beleuchtungsteil in die Strömung hineinragt. Als Variante bot sich ein Reflexionsbetrieb an, bei dem zusätzliche Lichtfasern unmittelbar neben den Signalfasern als Beleuchtungsquelle eingesetzt wurden [Pet89][Sch96]. Statt der Schatten wurden damit die von den Teilchen reflektierten Lichtanteile erfasst. Die Vorteile dieser ausschließlich aus Fasern aufgebauten Sonde sind eine erhöhte Flexibilität und eine verringerte Störung der Strömung, die bei einer wandbündigen Anordnung praktisch verschwindet. Dies Verfahren ist für die Erfassung der Gruppengeschwindigkeit von Partikeln gut geeignet, aber ungeeignet für die Bestimmung von Partikelpositionen und Partikelgrößen.

Fiedler et. al haben für die Geschwindigkeitsmessung von Partikeln in zirkulierenden Wirbelschichten einen Halbleiterbildsensor in Form einer CCD-Zeile als Ortsfilter eingesetzt [Fie94]. An Stelle der CCD-Zeilenkamera mit ihrer 1-dimensionalen Ortsfilterung haben Bergeler und Krambeer ein 2-dimensionales CMOS Sensorarray für diese Technik verwendet [Ber04]. Damit können zwei Geschwindigkeitskomponenten der vorbei bewegten Partikel gemessen werden (Siehe Abb.3.5).

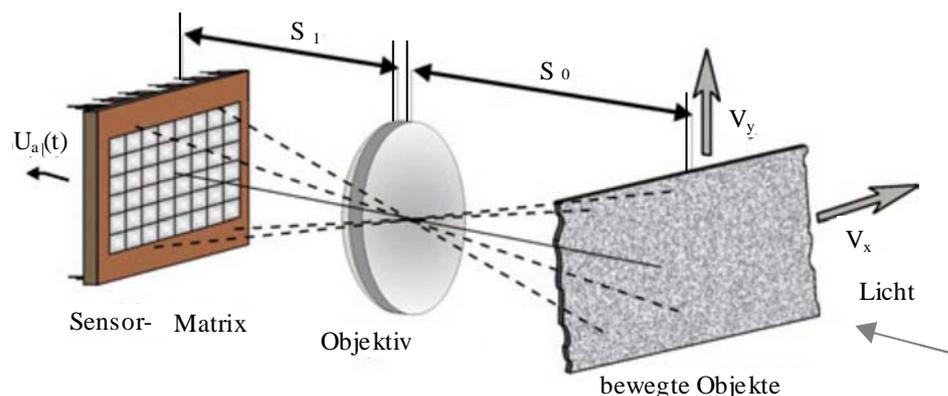


Abb.3.5: Messsystem für 2D- Geschwindigkeitsmessungen[Ber04]

Die Firma Parsum hat die FOA-Technik zur Bestimmung der Partikelgröße erweitert [Par06]. Zunächst wird die Ortsfrequenz der bewegten Einzelpartikel nach Petrak ermittelt. Das geschieht über eine Projektion der Partikelbewegung auf das optische Fasergitter mit anschließender Frequenzanalyse des entstehenden Signals (Siehe Abb.

3.6). Aus der gemessenen Frequenz und der bekannten Gitterkonstante wird die individuelle Geschwindigkeit des Partikels berechnet (Abb. 3.6 (a)). Durch Hinzufügen eines optischen Pulskanals in den Ortsfilter kann zusätzlich die Abschattungszeit einzelner Partikel erfasst werden. Aus Schattendauer und Geschwindigkeit ergibt sich direkt die Ausdehnung der Partikel im Bezug zu ihrer Bewegungsrichtung (Abb. 3.6. (b)). Das Verfahren setzt voraus, dass sich immer nur ein Partikel im Messvolumen befindet.

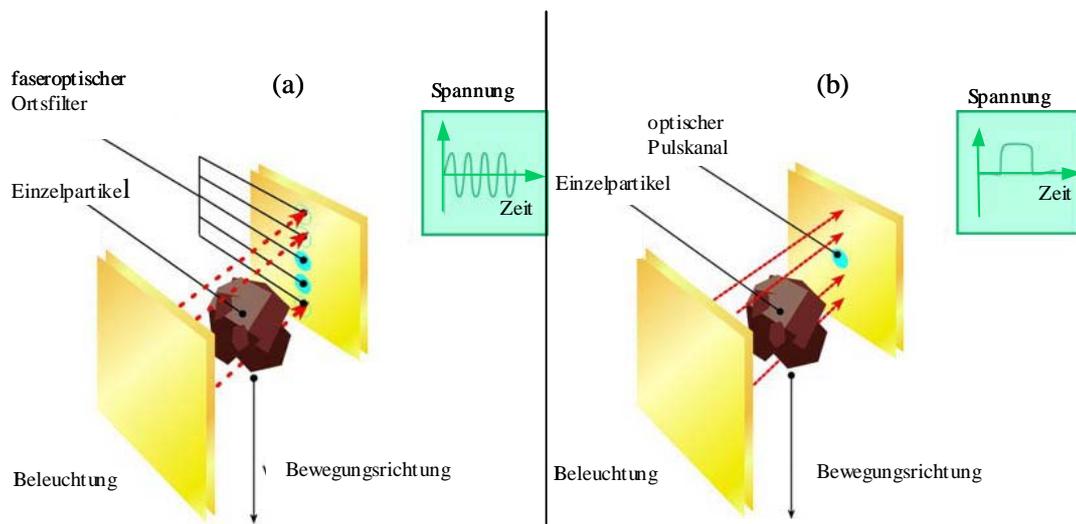


Abb. 3.6: Bestimmung der Partikelgeschwindigkeit und -Größe mit der FOA-Technik: (a) Messung der Partikelgeschwindigkeit; (b) Messung der Partikelgröße [Par06].

3.2 Messverfahren für Schäume

In diesem Unterkapitel werden einige Messmethoden zur Charakterisierung von Schäumen vorgestellt.

3.2.1 Schaumbildung und -höhe

Über eine am Messgefäß befindliche Skala wird vom Anwender in bestimmten Intervallen die Schaumhöhe visuell ermittelt [Eck92][Fur88]. Ein Beispiel dafür ist das Ross-Miles-Verfahren. Ross und Miles haben eine einfache Methode vorgeschlagen, die auch in die DIN-Norm Eingang gefunden hat [DIN 51395-2]. Bei diesem Verfahren werden Tensidlösungen aus verschiedenen Fallhöhen aus dem Ablaufgefäß durch

eine Auslaufkapillare in das Einlaufgefäß gegeben. Im Einlaufgefäß werden reproduzierbare Schäume erzeugt. Das Einlaufgefäß ist ein Messzylinder mit Skala, in dem die Schaumhöhe gemessen werden kann. Durch die Messungen der Schaumhöhe zu verschiedenen Zeiten kann die Schaumfähigkeit von Tensidlösungen bestimmt werden (Siehe Abb. 3.7).

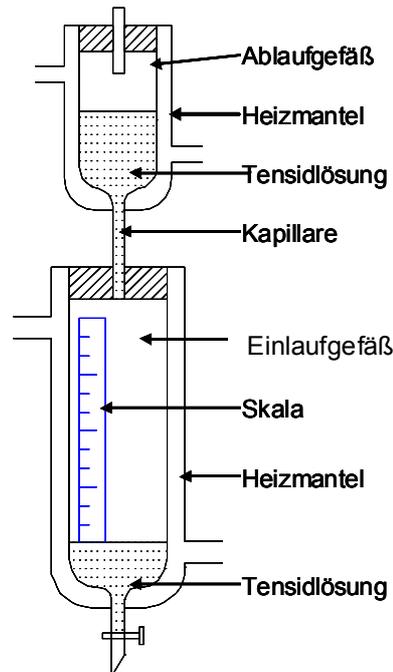


Abb. 3.7: Versuchsanordnung nach Ross-Miles

Problematisch bei diesem Verfahren ist, dass bei unebener Schaumoberfläche subjektive Fehler nicht auszuschließen sind und so der Messfehler bzw. Ungenauigkeit im Bereich von einigen Prozent liegen.

3.2.2 Durchlicht-Verfahren

Das Durchlichtverfahren zur Bestimmung der Schaumhöhe basiert auf der Lichtbrechung des Schaums. Wird der Schaum einseitig beleuchtet, kann auf der gegenüber liegenden Seite des Gefäßes über das Intensitätssignal mit einer Reihe von Photoempfängern die Schaumhöhe bestimmt werden.

Schecker hat das BASF-Kalorimeter für die Klassifizierung der Schaumfähigkeit in Abhängigkeit vom Stoffsystem in Entlastungseinrichtungen eingesetzt [Sch02]. Eine

Testzelle aus Glas mit einer Höhe von 160 mm und einem Innendurchmesser von 40 mm befindet sich in einem mit Stahl ummantelten Aluminiumzylinder (Siehe Abb.3.8). Im Aluminiummantel wird die Testzelle erhitzt. Die Druckfestigkeit des Kalorimeters beträgt 50 bar bei einer Temperatur von 200°C. Zur Messung der Aufwallhöhe des Schaums sind sieben Lichtleitersensoren mit Lichtleitern an dem Kalorimeter angebracht. Diese sind in dem Reaktormantel senkrecht übereinander mit einem Abstand von ca. 11 mm angeordnet. Die Sensoren bestehen aus einer faseroptischen Lichtquelle und jeweils einem faseroptischen Empfangssensor in der gegenüberliegenden Wand. Auf dem Weg von der Quelle zum Empfänger durch das Medium Dampf, Dampf und Flüssigkeit oder nur Flüssigkeit wird die durchgehende Strahlung durch Reflexion an den Phasengrenzflächen und durch Adsorption geschwächt. Die Eignung der Lichtleitersonden für die Bestimmung der Aufwallhöhe bei der Entlastung von nicht reagierenden Stoffgemischen wurde in systematisch durchgeführten Messungen nachgewiesen.

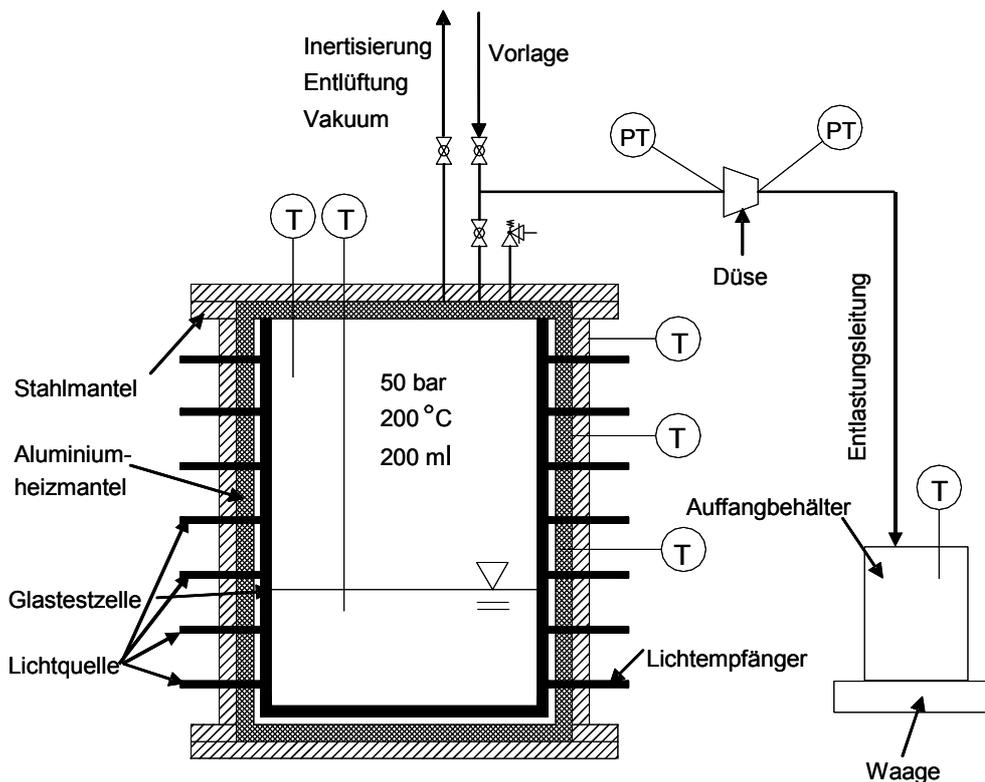


Abb.3.8: Bestimmung der Schaumhöhe durch BASF-Kalorimeter [Sch02]

3.2.3 Elektrische Messgeräte

Ein auf der elektrischen Leitfähigkeitsmessung basiertes Messverfahren zur Bestimmung der Schaumhöhe ist nach [Din51395-1] [Sta99][Eck92] etabliert und wird im Labormaßstab seit mehreren Jahren eingesetzt.

Der elektrische Leitfähigkeitssensor besteht aus mehreren dünnen Kupferdrähten, die untereinander isoliert sind. Lediglich die Spitzen der Drähte sind nicht isoliert, sodass bei Berührung der nicht isolierten Drahtenden mit elektrisch leitendem Schaum Strom fließt. Aus dem elektrischen Widerstand kann die zwischen den Spitzen angeordnete Elektrolytmenge, d.h. der Anteil der flüssigen Phase bestimmt werden.

3.2.4 Bestimmung der Blasengröße und des Gasanteils

Für die Blasengrößenmessung von Schäumen werden meistens photographische oder mikroskopische Messmethoden benutzt [Wha72][Sta99][Hin72]. Die Schäume werden durch einen Kanal mit optischen Zugang bzw. Sichtfenster vor der CCD-Kamera oder dem Auflichtmikroskop durch Pumpen bewegt. Hierbei werden kontinuierlich Bilder des Schaums aufgenommen. Durch Auswertung der Bilder kann die Blasengröße bestimmt werden. Der Nachteil dieses Verfahrens ist, dass die Innenstruktur des Schaums nicht aufgenommen werden kann.

Der Gasanteil des Schaums kann durch Wägung bestimmt werden [Sch02][Eck92]. Das Gewicht G des Schaums mit definiertem Volumen V_{Ges} wird mit einer Waage bestimmt. Das Volumen des Flüssigkeitsanteils V_F wird durch das Gewicht G ermittelt. Der Gasanteil φ wird durch folgende Gleichungen berechnet.

$$V_F = \frac{G}{\rho \cdot g} \quad (3.6)$$

$$\varphi = 1 - \frac{V_F}{V_{Ges}} \quad (3.7)$$

4 Faseroptische Messmethode und Sensoraufbau

In diesem Kapitel wird das faseroptische Messverfahren, das in dieser Arbeit zu untersuchen ist, für die Charakterisierung von diskreter Flüssigkeits- Gasströmungen vorgestellt. Anschließend werden der Sensoraufbau und die Signalgewinnung dafür erklärt.

4.1 Faseroptische Messmethode für Mehrphasenströmungen

Ein am Lehrstuhl MV weiterentwickeltes Messverfahren zur Charakterisierung von Mehrphasenströmungen besteht aus invasiven Fasersensoren, die in die Strömung eingebracht werden und dort entweder in Wechselwirkung mit den Fluiden treten oder den Phasenwechsel aufgrund einer Wechselwirkung, wie z.B. Signalabschwächung erkennen. Dieses Verfahren basiert auf den Transmissionseigenschaften eines Mediums bei Interaktion des eingekoppelten Lichts mit Sekundärfluiden oder Partikeln im Strahlengang, wobei die gleichen Fasern sowohl als Sender als auch als Empfänger eingesetzt werden können. Das Signal entsteht durch Lichtreflexion beim optischen Phasenübergang am Faserende [Lan 04]. In Abb. 4.1 ist dieses Messverfahren schematisch dargestellt.

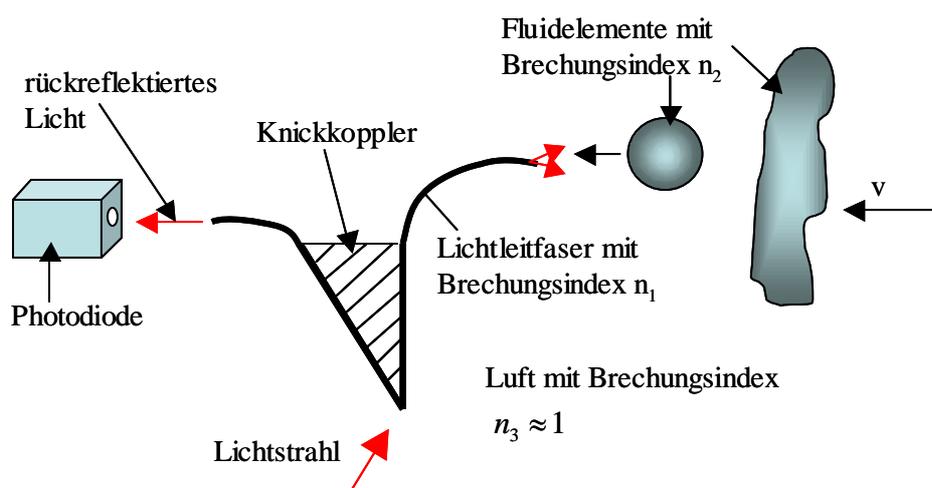


Abb. 4. 1: Schematische Darstellung des Messverfahrens zur Charakterisierung von Mehrphasenströmungen mittels Fasersensor

Der Lichtstrahl wird vorzugsweise durch einen Knickkoppler in die Faser eingekoppelt [Joh97], wird in der Faser weitergeleitet und tritt am Ende der Faser wieder aus. Bei unterschiedlichen Brechungsindices von Fasermaterial und benetzendem Fluid am Faserende wird an der Phasengrenzfläche ein Teil des Lichts in die Faser rückreflektiert. Die Messung basiert auf der Detektion und Auswertung des reflektierten Lichts. Dazu ist am anderen Ende der Faser eine Photodiode oder im Fall eines Arrays aus mehreren Fasern eine CCD-Kamera installiert. Der reflektierte Lichtanteil bzw. dessen Intensität hängt vom Brechungsindex des Fasermaterials und dem des umgebenden Fluids ab.

4.2 Lichtquelle

Bei dieser Messmethode wird die am Faserende reflektierte Lichtintensität gemessen. Hier spielt die Phaseninformation des Lichts keine Rolle, d.h. kohärentes Licht wird hier nicht benötigt. Als Lichtquelle kann eine LED oder ein Laser eingesetzt werden. In dieser Arbeit werden Halbleiterlaser (Laserdioden) als Lichtquelle eingesetzt. Im Vergleich zum breitbandigen LED-Licht hat das Laserlicht viele Vorteile, z.B. hat es ein relativ enges Frequenzband, einen kleinen Diversionwinkel und sehr gute Fokussierbarkeit. Die Laserdiode hat eine kleine Abmessung, und einen relativ günstigen Preis. Wenn die Anforderung an die Kohärenz des Lichtstrahls nicht hoch ist, sind Laserdioden eine gute Alternative für den Einsatz in der Messtechnik. Außerdem hat die Laserdiode einen weiteren Vorteil. Das Profil des Lichtbündels aus Laserdioden ist nicht mehr kreissymmetrisch wie beim Gaslaser. Durch die Konstruktion propagiert der Laserstrahl entlang der Oberfläche des Kristalls, und die Auskopplung findet an der Kante einer Spaltfläche statt. Dieser Typ wird deshalb als „Kantenemitter“ bezeichnet (Siehe Abb. 4.2) [Mes99].

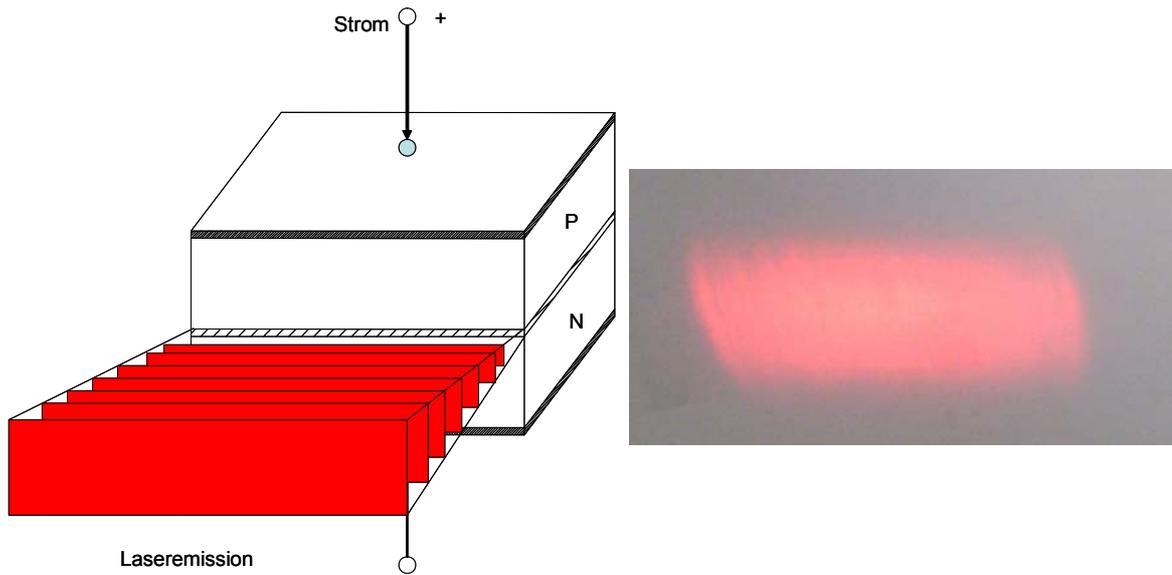


Abb. 4.2: Rechteckiges Lichtprofil aus Laserdiode, Links: Konstruktion der Laserdiode, rechts: Foto eines Lichtprofils eines eingesetzten Diodenlasers.

Der Lichtstrahl wird in die Faser eingekoppelt. Die Einkopplung des Lichts in eine einzelne Faser wird mit einer Kugellinse vorgenommen. Wenn mehrere Fasern gleichzeitig eingesetzt werden, dann ist ein Linsensystem aus einer Zylinderlinse und einer Kugellinse in Kombination mit einem Knickkoppler erforderlich (Siehe Abb. 4.3). In diesem Fall hat der Lichtstrahl mit dem rechteckigen Lichtprofil den Vorteil, dass damit eine scharfe und relativ homogene Lichtlamelle erzeugt werden kann.

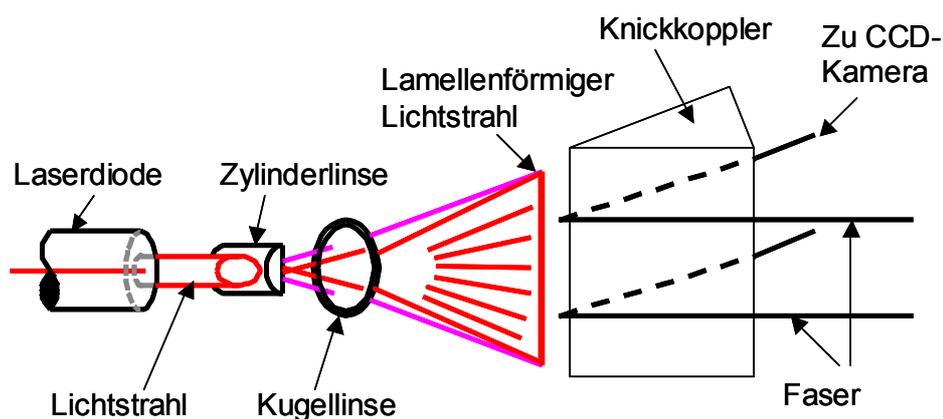


Abb. 4.3: Darstellung eines flachen Lichtstrahls aus einer Laserdiode

4.3 Lichtwellenleiter

Lichtwellenleiter sind fast alle aus Glas oder optisch transparentem Kunststoff hergestellt. Wegen ihrer hohen Sprödigkeit können Glasfasern auf dem Knickkoppler nicht geknickt werden. Deswegen wird in dieser Arbeit eine Multimode- Stufenindex-Faser aus PMMA (Poly-Methyl-Methacrylat) benutzt. Die PMMA-Faser mit dem Brechungsindex $n_{PMMA}=1,49$ wird als Kern und mit einem Fluoropolymer mit dem Brechungsindex $n_{Mantel}=1,40$ als Mantel eingesetzt [Las06].

Die numerische Apertur der PMMA-Faser beträgt hier 0,5. Diese Faser ist für Temperaturen zwischen -40°C und 70°C geeignet. Die PMMA-Faser hat eine große Flexibilität und hohe Biegsamkeit, sowie eine gute mechanische Stabilität und ist für eine einfache Handhabung gut geeignet. Außerdem ist Sie widerstandsfähig gegen anorganische Chemikalien und preisgünstig.

Im Vergleich zum Quarzglas hat die PMMA-Faser einen vergleichsweise großen Dämpfungswert von 0,25dB/m für Licht mit 650nm Wellenlänge, d.h., nach einem Meter Laufweg beträgt der Signalverlust 5,5%. Deswegen ist diese Faser als Datenträger nur für kurze Strecken geeignet. Ein anderer Nachteil ist, dass Lichtstrahlen mit unterschiedlichen effektiven Ausbreitungsgeschwindigkeiten die Faser durchlaufen. Dies kann bei der Datenübertragung in der Kommunikationstechnik Fehler verursachen. Beim Einsatz als Lichtsensor spielt hier die Dämpfung auf der kurzen Strecke fast keine Rolle.

In der PMMA-Faser ist die maximale Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts $\frac{c_0}{n_{PMMA}} = 2,01 \cdot 10^8 \text{ m/s}$, der minimale Wert am Grenzwinkel beträgt

$\frac{c_0}{n_{PMMA}} \cdot \sin(\alpha_k) = \frac{c_0 \cdot n_{Mantel}}{n_{PMMA}^2} = 1,89 \cdot 10^8 \text{ m/s}$. Für eine Faserlänge von 10m ist die

Zeitverschiebung $3,2 \cdot 10^{-7} \text{ s}$. Die Abtastrate für die Signalgewinnung aus unterschiedlichen effektiven Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Lichtstrahlen beträgt hier bis zu 30 kHz. D.h. die maximale Abweichung liegt hier unter 1%.

Die Einkopplung des Lichts mit dem Knickkoppler wurde von F. Landwehr in seiner Dissertation beschrieben [Lan04]. Bei einem bestimmten Einfallswinkel kann die Lichtintensität zur einen Seite der geknickten Faser maximiert (zum Messort) und gleichzeitig zur anderen Seite hin minimiert (zum Detektor) werden [Lan04]. Damit

kann das Signal-Rausch-Verhältnis (Kurzform SNR von Engl. Signal to noise ratio) minimal eingestellt werden.

$$SNR = \frac{\text{Signalleistung}}{\text{Rauschleistung}} \quad (4.1)$$

In Abb. 4.4 ist der an der Stirnfläche der PMMA-Faser reflektierte Lichtanteil als Funktion des Brechungsindex des angrenzenden Fluids dargestellt. Mit steigendem Brechungsindex des Fluids fällt der reflektierte Lichtanteil ρ ab. Durch Auswertung des Messsignals kann somit eine Veränderung der an der Faserspritze anliegenden Phase festgestellt werden.

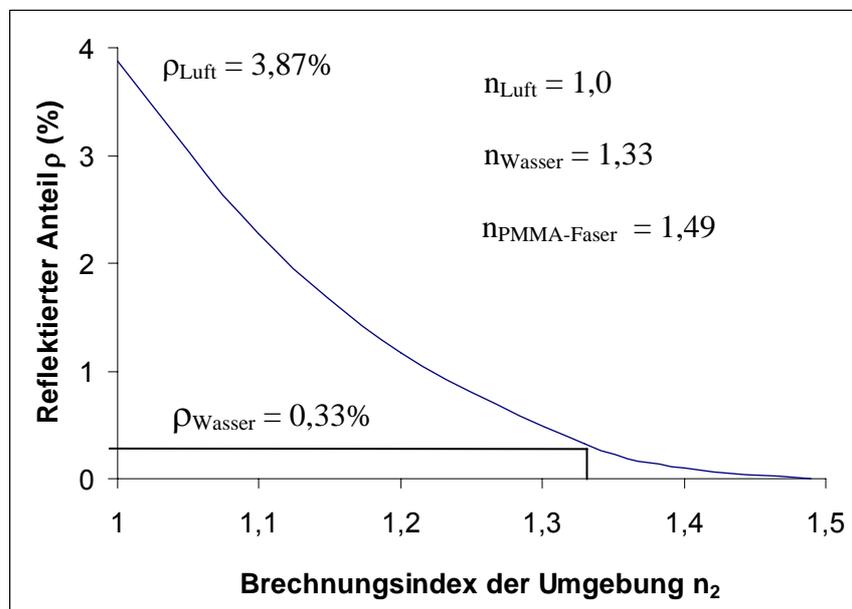


Abb. 4.4: Reflektierter Lichtanteil am Ende von PMMA-Fasern in Abhängigkeit vom Brechungsindex der das Faserende umgebenden Phase [Lan 04]

4.4 Signalgewinnung

Die Versuche zur Signalauswertung werden zunächst mit einer einzelnen Faser begonnen. Hierbei wird das Faserende an das die Lichtsignale geleitet werden, zuerst mit einer Photodiode verbunden. Dort wird der Lichtstrahl in elektrischen Strom umgewandelt. Eine Photodiode besteht aus einer Kombination aus p-dotiertem und n-dotiertem Halbleitermaterial, dass in Sperrichtung geschaltet ist. Durch Absorption von

Photonen werden Löcher- Elektronenpaare erzeugt, die die Leitfähigkeit der Diode erhöhen. Die Photodiode ist also ein Halbleiterwiderstand, dessen Wert durch Absorption von Licht reduziert wird.

Der elektrische Strom, der in der Photodiode erzeugt sind, kann im Maximum nur $25\mu\text{A}$ erreichen. Um dieses elektrische Signal abzulesen, wird ein Strom-/Spannung-Signalverstärker (von Firma Melles Griot) eingesetzt (Siehe Abb.4.5), mit dem die elektrische Spannung in den Bereich von -5V bis 5V verstärkt wird. Dieses elektrische Signal kann dann durch eine Analog/Digital-Messkarte von National Instruments (NI-PCI1200/16) mit einer Abtastrate bis zu 120 kHz diskretisiert und im Computer gespeichert werden. In den Experimenten wird die Abtastrate aufgrund des Nyquist Kriteriums so ausgewählt [Für02, Lan04], dass die minimal zulässige Abtastrate zweimal größer als die maximale Frequenz des Nutzsignals sein muss.

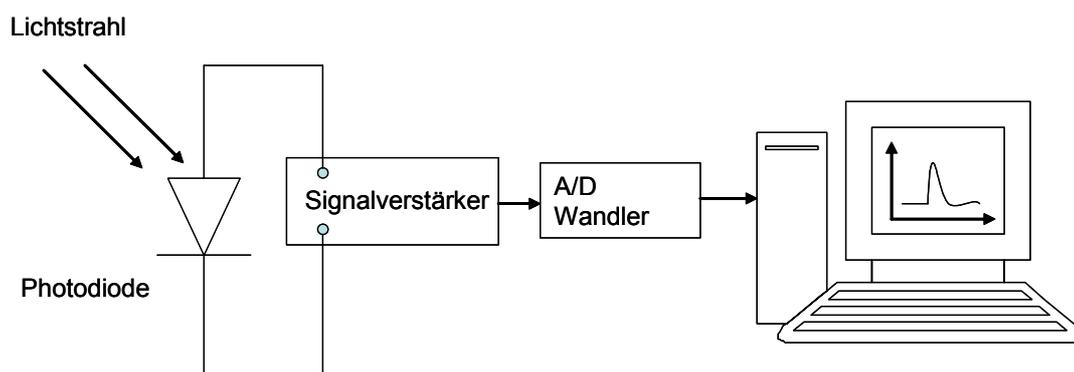


Abb. 4.5: Prozess der Signalgewinnung mit der Photodiode

Für die anschließenden Messungen mit mehreren Fasern wird eine CCD-Zeilenkamera Dalsa_CL-P1-4096W (CCD: Charge Coupled Devices) für die Signalgewinnung eingesetzt. Mit Hilfe eines dreiachsigen Kreuztisches werden die Faserenden präzise an der CCD-Kamera angeordnet. Die CCD-Zeile mit einer Gesamtlänge von 40mm besteht aus 4096 lichtempfindlichen Pixeln, jeder Pixel arbeitet wie eine kleine Photodiode. Die vom CCD-Chip empfangenen Lichtleistungen werden in acht bit Graustufen-Daten umgewandelt und über die Zeit integriert. Mit der Frame-Grabber-System MultiCam und mit dem Programm EasyMultiCam werden die von 4096 Pixeln gleichzeitig gespeicherten Daten ausgelesen. Die Abtastrate beträgt beim kontinuierlichen Ablesen maximal 11kHz [Rau06]. Die von der EasyCam ausgelesene Datei wird in Form eines acht-bit-schwarz-weißen Bildes im Computer gespeichert

(Siehe Abb. 4.6). Mit der Software Photoshop und dem mathematischen Softwarepaket Mathcad können die Messsignale weiter ausgewertet werden.

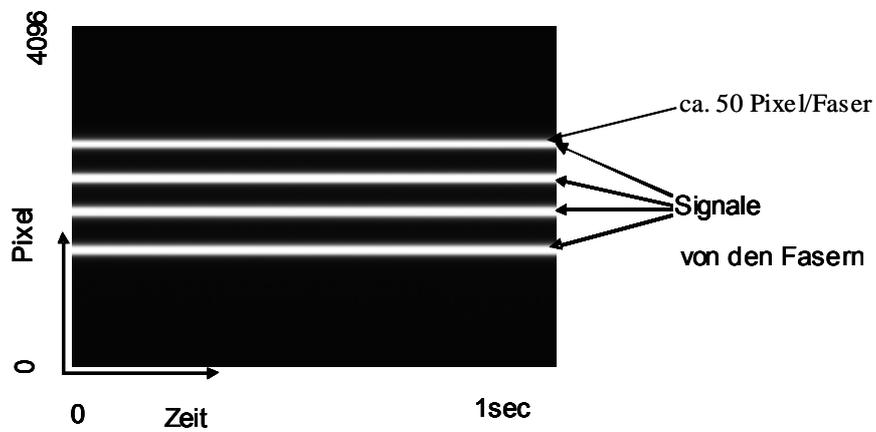


Abb. 4.6: Beispiel eines mit der CCD-Zeilen-Kamera (Dalsa_CL-P1-4096W) aufgenommenen Messsignals aus 4 Fasern mit dem Abstand von 2mm, (das Faserende ist nur von Luft umgeben, keine Phasenwechsel)

5 Ergebnisse und Diskussionen

5.1 Tropfenversuche und Signalsimulation

5.1.1 Versuchsaufbau zur Messung von Tropfen

Die Versuche beginnen mit Einzeltropfen, die auf die Faser auftreffen. Zunächst wird ein Einzelfasersensor eingesetzt. Das freie Faserende wird in eine Kapillare geklebt und senkrecht in der Messposition gehalten (Siehe Abb.5.1). Der Innendurchmesser der Kapillare ist $550\mu\text{m}$. Sie ist für die Befestigung der Faser mit einem Außendurchmesser von $500\mu\text{m}$ bzw. $250\mu\text{m}$ geeignet. Die Faser werden einem scharfen Messer geschneidert, damit ein planes Ende der Faser erzeugt wird.

Zur Erzeugung von Wassertropfen wird das Wasser mit einer Spritzenpumpe über einen Schlauch in eine Kapillare mit dem Innendurchmesser von $500\mu\text{m}$ gepumpt, von der die Wassertropfen von oben nach unten abfallen und dann auf das Faserende aufprallen. Die Kapillare wird mit Hilfe eines Kreuztisches direkt oberhalb des Faserendes positioniert.

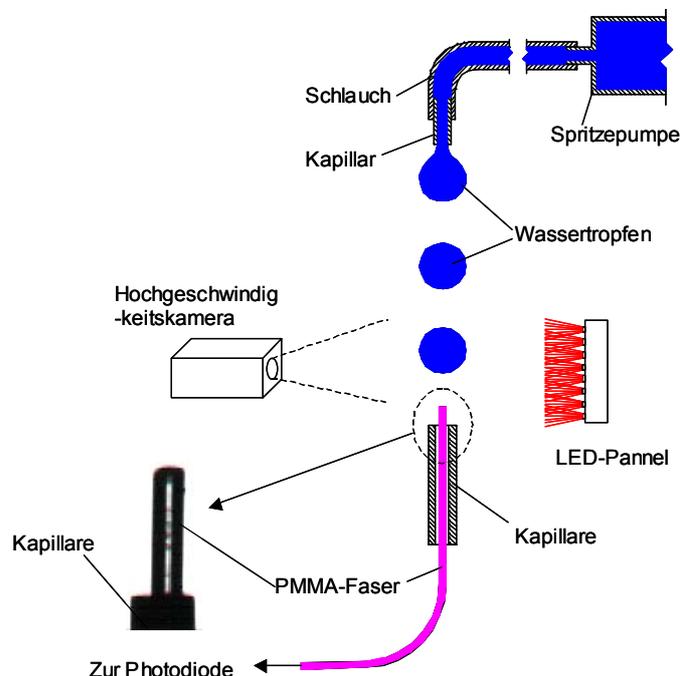


Abb. 5.1: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus für Tropfenversuche

Eine laminare Strömung entspricht der Strömung einer Flüssigkeit, bei der die Stromlinien geordnet nebeneinander verlaufen. Ein laminarer Flüssigkeitsstrahl in gasförmiger Umgebung zerfällt aufgrund der Rayleigh-Instabilität. In Abhängigkeit von der Austrittsgeschwindigkeit der dispersen Phase werden fünf Bereiche der Tropfenbildung für die Strahlauflösung in Luft unterschieden [Wal98]. Die unterschiedlichen Auflösungsformen entstehen durch den wechselseitigen Einfluss von Schwerkraft, Oberflächenkraft, Trägheitskraft und Reibungskraft. Bei kleinen Geschwindigkeiten herrscht die so genannte Einzeltropfenbildung vor. In diesem Durchsatzbereich bilden sich in regelmäßigen zeitlichen Abständen gleich große Tropfen direkt an der Kapillarmündung.

Um die Messergebnisse zu kontrollieren wird eine CCD-Kamera eingesetzt, deren Aufnahmegeschwindigkeit bis zu 10.000 Bildern/s erreichen kann. Die aufgenommenen Bilder werden im Computer gespeichert und danach mit der Software Photoshop bearbeitet. Danach werden die Wassertropfen mit einem LED-Panel im Rotbereich beleuchtet. Da die Belichtungszeit jedes einzelnen Bildes hier sehr kurz (von 0,1-0,5ms) ist, wird eine starke Lichtquelle benötigt.

5.1.2 Messsignal beim Aufprall von Tropfen

Die Experimente werden zuerst an einzelnen Wassertropfen ausgeführt, die auf das Faserende aufprallen. Dazu wird Wasser mit einer Spritzenpumpe einer Kapillare zugeführt, von der es abtropft. Die Tropfen mit Durchmessern von 3,0 bis 3,5 mm fallen auf das plane Ende der senkrecht stehenden PMMA-Faser. Der Durchmesser der eingesetzten Faser beträgt zunächst 500 μm . Das Faserende ist mit Antisread F2/50 hydrophobisiert, damit es nach jedem Tropfenaufprall schnell für den folgenden Aufprall freigelegt wird. Das reflektierte Lichtsignal wird an der anderen Seite des Fasersensors mit einer Photodiode in eine elektrische Spannung umgewandelt [Lan04]. Das elektrische Signal wird durch eine Analog/Digital-Messkarte mit einer Abtastrate von 30 kHz diskretisiert und im Computer gespeichert. Zur Kontrolle nimmt eine Hoch-geschwindigkeitskamera den Aufprall der Wassertropfen auf den Fasersensor mit 2000 Bilder/s auf. Abb. 5.2 zeigt beispielhaft eine Bildsequenz vom Aufprall eines Einzeltropfens auf die hydrophobisierte Faser.

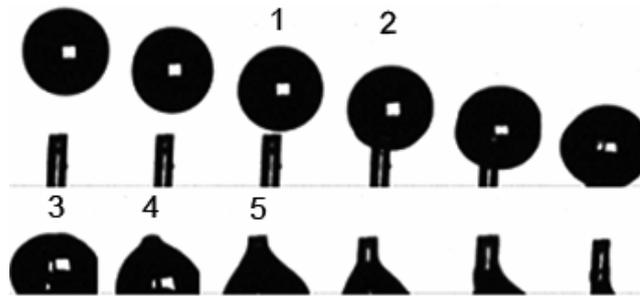


Abb. 5.2: Aufprall eines Wassertropfens mit $d = 3,04$ mm mit der Geschwindigkeit von $0,7$ m/s auf den Fasersensor vom Durchmesser $500\ \mu\text{m}$ (1-5: ausgewählte Positionen)

In Abb. 5.3 ist die elektronische Ausgabe typischer Messsignale dargestellt. Wegen der Linearität zwischen Diodespannung und von der Diode empfangender Lichtintensität geben die Änderungen in den Ordinatenwerten die Schwankungen der reflektierten Lichtintensität wieder.

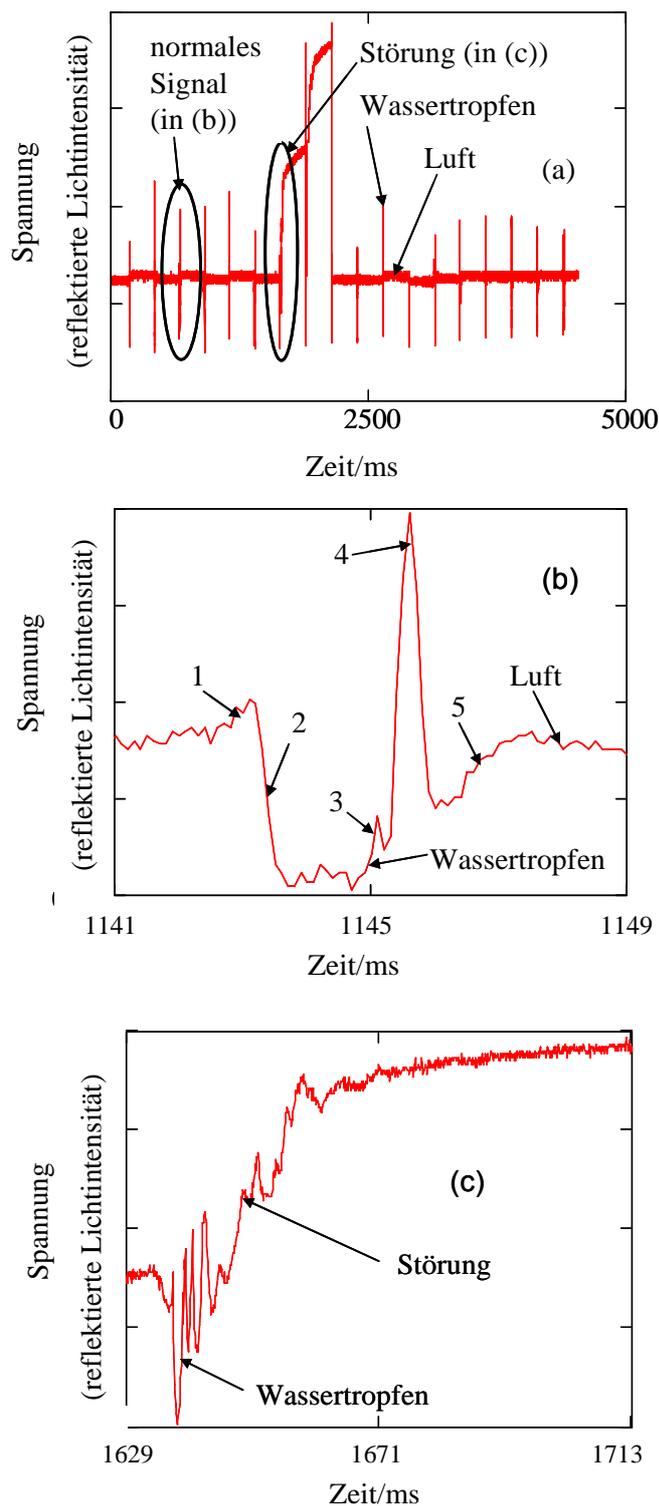


Abb. 5.3: Messsignal beim Auftreffen von Wassertropfen auf einen Fasersensor vom Durchmesser $500\ \mu\text{m}$. (a): Messsignal einer Tropfenserie, (b): typischer Verlauf eines Messsignals in zeitlicher Dehnung, (c): Signal mit Störung

Das obere Diagramm (a) enthält die Signale von 18 hintereinander aufprallenden Wassertropfen. Jeder große Vertikalausschlag beschreibt einen Aufprallvorgang.

Das mittlere Diagramm (b) der Abb.5.3 zeigt ein zeitlich aufgelöstes Signal eines einzelnen Aufprallvorgangs. Dieses Messsignal kann anhand der Aufprallbilder in Abb.5.2 wie folgt erklärt werden: Wenn der Wassertropfen bis auf die Position 1 in Abb.5.2 fällt, wirkt die Oberfläche des Wassertropfens wie ein Spiegel, und die rückreflektierte Lichtintensität steigt ein wenig an. Dann dringt die Faser in die Oberfläche des Wassertropfens ein (Position 2). Der reflektierte Lichtanteil ist nun deutlich geringer als bei Luft. Kurz vor dem Auftauchen der Faser aus dem Wassertropfen (Position 3) steigt die reflektierte Lichtintensität wieder etwas an. Direkt danach nimmt die reflektierte Lichtintensität dann wieder stark zu (Position 4).

Die Ursache dürfte Restwasser auf der horizontalen Faseroberfläche sein, das einen wesentlich geringeren Krümmungsradius als der eigentliche Tropfen hat. Durch Totalreflexionen im Innern wird das rückgestreute Licht dann deutlich verstärkt. Der Verbleib von Restwasser auf der horizontalen Ebene des Faserendes kann auch aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen in Abb.5.4 entnommen werden.

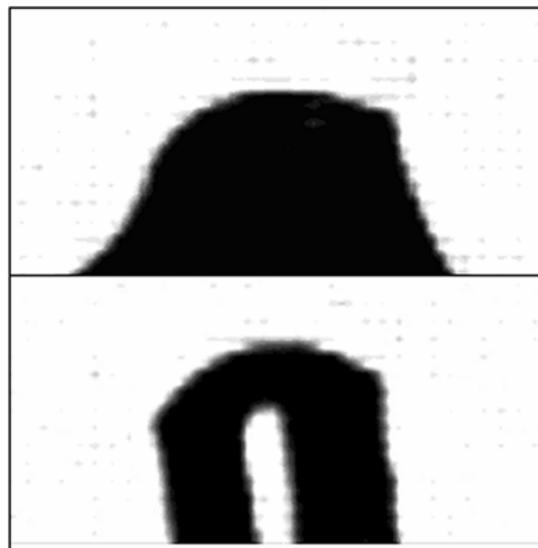


Abb. 5.4: Kurzzeitfotos eines Sondenkopfes nach einem Tropfenaufprall, Faserdurchmesser $250\ \mu\text{m}$, Belichtungszeit $0,2\ \text{ms}$. Oben: Position 4 nach Bild 3, Unten: Position 5 nach Bild 3.

Mit dem weiteren Auftauchen der Faser aus dem Wassertropfen und einem teilweisen Abfluss des Restwassers fällt die reflektierte Lichtintensität meist wieder ab (Siehe

Diagramm (b) in Abb.5.3). Manchmal bleibt jedoch das Signal auch auf hohem Niveau (Siehe Diagramm (c) in Abb.5.3, das die „Störung“ im Diagramm (a) zeitlich dehnt.). Die Intensität der „Störung“ kann über 10-fach höher als das „normale Signal“ sein. Als Ursache liegt nahe, dass ein größerer Anteil der Flüssigkeit nach dem Aufprall dauerhaft auf dem Fasersensor verbleibt. Die starke Intensitätszunahme beim Durchgang der Faser durch die rückseitige Tropfenkontur sowie die „Störung“ sollen im Weiteren näher analysiert werden.

5.1.3 Berechnungen und experimentelle Ergebnisse zur Totalreflexion

5.1.3.1 Theoretische Berechnung mit den Raytrace-Verfahren

Um den Reflexionsanteil im Tropfenrest auf der Faser zu berechnen, wird ein Modell vorgegeben. In Abb.5.5 ist das Konzept dargestellt. Der Lichtstrahl aus der Oberfläche eines PMMA-Zylinders wird diskretisiert, d.h. das durch den PMMA-Zylinder geleitete Licht wird gleichmäßig in dünne Lichtstrahlen aufgeteilt, denen gleiche Querschnitts-Flächenanteile der Faser zugeordnet sind. Diese Lichtstrahlen treffen mit kleinem Winkel auf die Phasengrenzfläche auf. Ein Teil jedes Strahls wird zurück reflektiert, der andere Teil wird in die auf dem PMMA-Zylinder verbliebene Flüssigkeit hinein gebrochen. Wegen der kleinen Sensorabmessung $2R \leq 500 \mu\text{m}$ sei angenommen, dass der am Zylinder verbleibende Flüssigkeitsrest zur Luft hin eine sphärische Gestalt hat. Der in den aufliegenden Flüssigkeitstropfen gelangende Lichtanteil wird darin mehrmals reflektiert, wobei ein Teil auch wieder in den PMMA-Zylinder hinein gebrochen wird. Die Summe der in der Zylinder zurückgebrochenen sowie unmittelbar zurückreflektierten Lichtanteile aller diskreten Lichtstrahlen ist das zu berechnende Ergebnis, das den insgesamt rückreflektierten Lichtanteil in die PMMA-Zylinder repräsentiert.

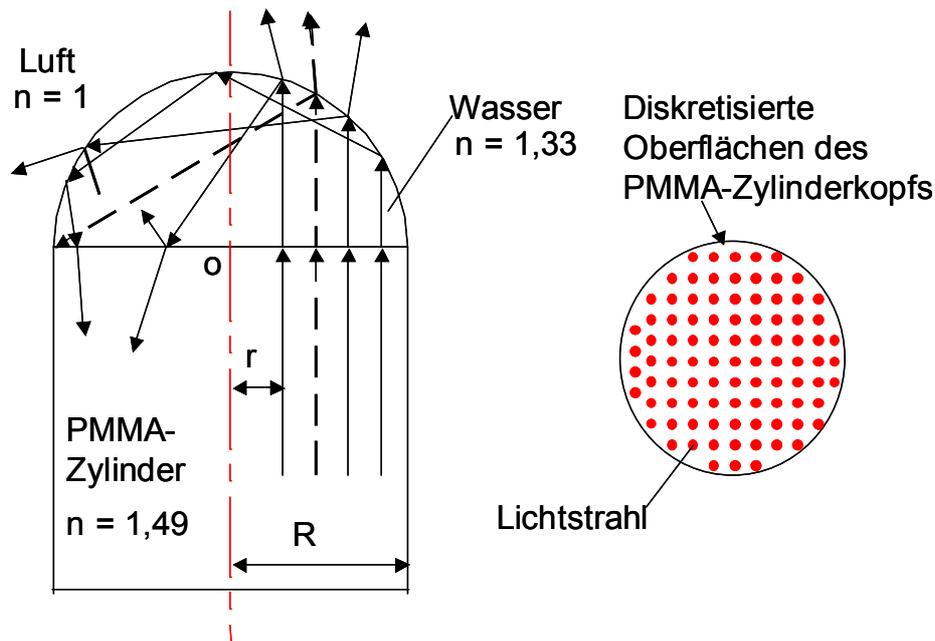


Abb. 5.5: Lichtreflexion im Wasserrest auf einem PMMA-Zylinder, r ist der Abstand zwischen dem Lichtstrahl und der Achse der PMMA-Zylinderdeckfläche

Der insgesamt zurückgebrochene Anteil eines Lichtstrahls ist abhängig vom Abstand zum Mittelpunkt (Siehe Abb.5.5 Punkt O), vom sphärischen Durchmesser des Wasserrestes und vom Einfallswinkel. Vereinfachend wird angenommen, dass der Einfallswinkel aller Lichtstrahlen gleich null ist. Die Verteilung der Lichtstrahlen wird als homogen angenommen, wodurch sich infolge Achsensymmetrie das 3D-Modell auf 2D-Modell vereinfacht. Die sphärische Wasseroberfläche, Oberfläche des Zylinderkopfs, und ein einzelner Lichtstrahl können mit folgenden mathematischen Gleichungen beschrieben werden.

$$x^2 + y^2 = R_R^2 \quad (5.1)$$

$$y = y_1 \quad (5.2)$$

$$y - y_2 = \tan(\alpha) \cdot (x - x_2) \quad (5.3)$$

R_R ist der Radius des auf dem Zylinderkopf bleibenden Wasserrest, α ist der Winkel des Lichtstrahls und y_1 , x_2 und y_2 sind konstante Werte für einen Lichtstrahl. Der Lichtstrahl reflektiert zwischen der Wasserrestoberfläche und Oberfläche des Zylinderkopfs mehrmalig hin und zurück. Unter den bestimmten Anfangsbedingungen werden die obengenannten 3 Gleichungen durch das mathematische Softwarepaket

Mathcad automatisch gelöst (Siehe Anhang 9.1). Mit Hilfe der Gleichung (2.10) kann der gesamt zum PMMA-Zylinder rückreflektierte Lichtanteil dieses Lichtstrahls gerechnet werden.

Der reflektierte Lichtanteil wird für verschiedene Wasservolumina V_T berechnet. Ein Grenzfall tritt auf, wenn der Wasserrestradius R_R gerade gleich dem Zylinderradius R ist (Siehe Abb.5.6.). In diesem Fall hat der aufliegende Wasserrest das Volumen $V_T' = \pi \cdot R^3 / 12$ und die Gestalt einer Halbkugel. Als dimensionsloses Wasserrestvolumen sei definiert $V_T^* = V_T / V_T'$. Sowohl für den Fall $V_T^* < 1$ (flacher Tropfen, Wasserlinse) als auch für den Fall $V_T^* > 1$ (stark gewölbter, überstehender Tropfen) ist der Radius des aufliegenden Wasserrestes $R_T > R$.

Für dimensionslose Wasserrestvolumina V_T^* von 0,18 bis 1,54 wurden die reflektierten Lichtanteile berechnet und in Abb.5.6 gegen die Strahlposition aufgetragen. Das Diagramm zeigt, dass bei kleinem Achsenabstand $r/R < 0,7$ der Strahlen der reflektierte Anteil konstant bei 2% liegt. Zur Erklärung sei auf Abb.5.5 zurückgegriffen. Dort ist zu sehen, dass diese diskreten Lichtstrahlen mit kleinen Einfallswinkeln auf die Wasser-Luft-Phasengrenze auftreffen. Dadurch erfolgt eine unmittelbare Reflexion zum Zylinderende hin.

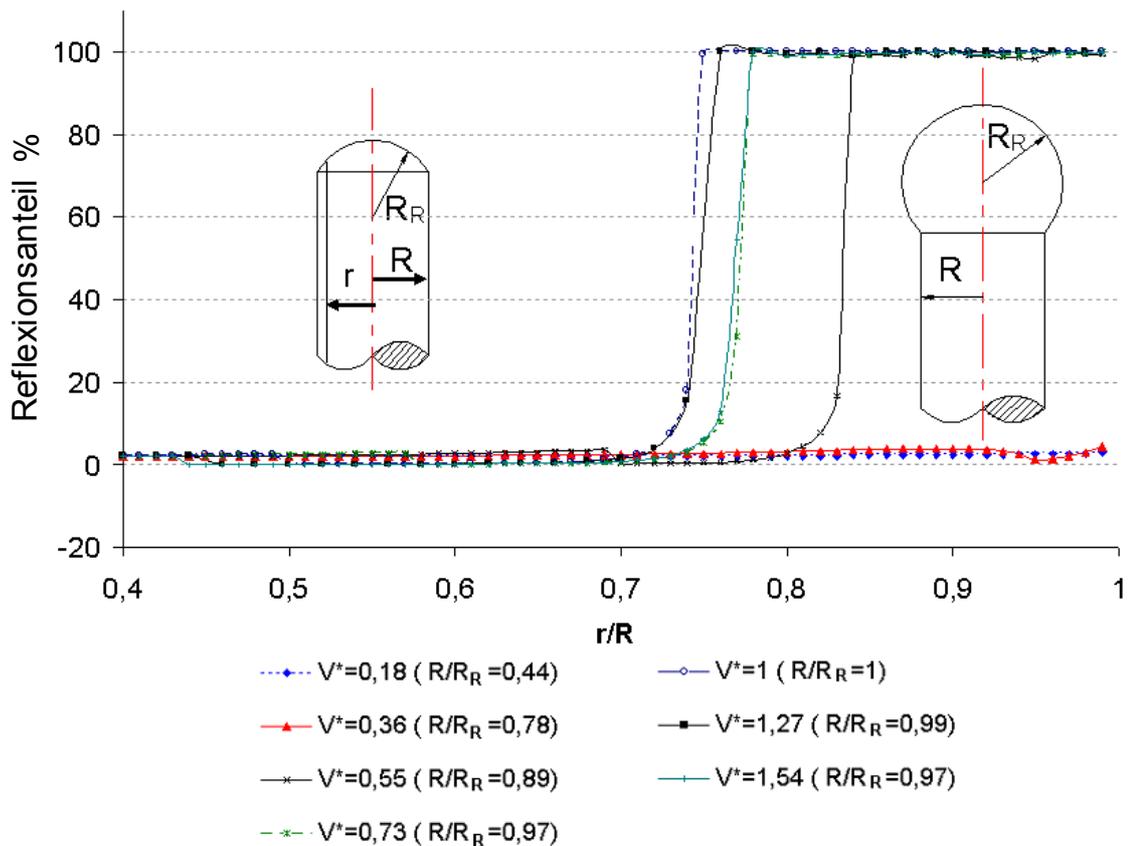


Abb. 5.6: Reflexionsanteil der diskreten Lichtstrahlen als Funktion des Abstands r von der Achse des PMMA-Zylinders, R = Radius des PMMA-Zylinders, R_R = Radius des Wasserrestes.

Mit größer werdendem Achsenabstand sinkt der reflektierte Anteil in Abb. 5.6 plötzlich auf Null. Dann ist gemäß Abb.5.5 der Grenzfall erreicht (gestrichelter Lichtstrahl), bei dem das an der Wasser-Luft-Phasengrenze reflektierte Licht nicht mehr am Zylinderende auftrifft. Bei größerem Abstand r gelangt das reflektierte Licht stattdessen erneut zur Wasser-Luft-Phasengrenze. Dort verlässt wiederum der größte Anteil des Strahls das System. Theoretisch verbleiben weniger als 0,04%.

Mit weiter zunehmendem Achsenabstand wird der Einfallswinkel immer größer. Beim Erreichen eines bestimmten Winkels (bei Wasser-Luft $48,7^\circ$) kommt es zur Totalreflexion. Nach mehrfacher Totalreflexion treffen diese Strahlen dann wieder auf das Zylinderende, wobei der größte Anteil in den Zylinder gebrochen wird. D.h., die von der Achse weiter entfernten Lichtstrahlen werden fast zu 100% zurückgeführt. Der theoretische Maximalwert liegt bei 99,68%.

Die vorstehenden Betrachtungen betreffen gleichermaßen eine Wasserlinse wie auch einen überstehenden Wasserrest. Vergrößert man, von einer Wasserlinse ausgehend, sukzessive das Wasservolumen, tritt der Grenzfall für die Totalreflexion bei immer kleineren Achsenabständen ein. Beim halbsphärischen Wasserrest wird für Totalreflexion der kleinste Achsenabstand bei $r/R = 0,75$ erreicht. Bei weiterer Vergrößerung des Wasservolumens zum überstehenden Wasserrest erhöht sich der für die Totalreflexion notwendige Achsenabstand wieder.

In Abb. 5.7 sind die gesamten Reflexionsanteile ($I = \int_0^R I(r) \cdot 2\pi r \cdot dr$) aller diskreten Lichtstrahlen über den dimensionslosen Radius R/R_R des Wasserrestes aufgetragen. Wenn der Wasserrest sich bis nahe null verkleinert, verbleibt ein dünner ebener Wasserfilm auf dem Faserende, d.h. $R_R \rightarrow \infty$ und es gibt sich als Grenzwert $R/R_R = 0$. In diesem Fall verbleibt ein Lichtreflexionsanteil von 2%, der sich deutlich von demjenigen bei einem trockenen Faserende (ohne Wasserfilm) mit einem Reflexionsanteil von 3,87% unterscheidet.

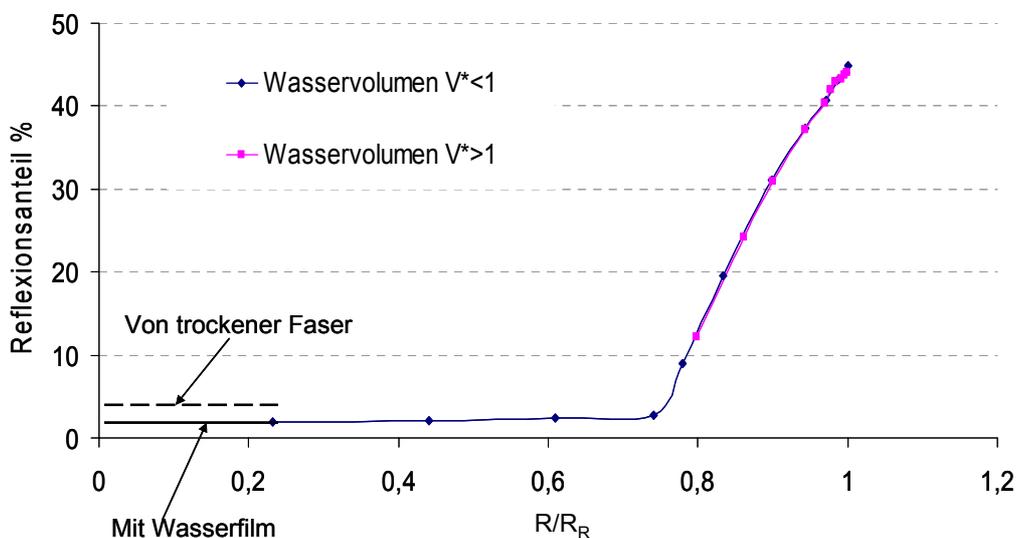


Abb. 5.7: Gesamter Lichtreflexionsanteil im Wasserrest gegen den Radius des Wasserrestes. $V^*=1$ gehört zum halbkugelförmigen Wasserrest mit $R_R=R_{\text{Zylinder}}$

Der Kurvenvergleich von linsenförmigem und überstehendem Wasserrest zeigt, dass der gesamte reflektierte Lichtanteil praktisch nicht davon abhängt, ob $V^*>1$ oder $V^*<1$ ist. Im Wesentlichen ist nur die Krümmung des Wasserrestes von Bedeutung. Das gilt

bei einem überstehenden Wasserrest bis zu etwa $R/R_r \geq 0,8$. Das zugehörige Volumenverhältnis V^* läge hier bei 3. So große überhängende Wasserreste können aber praktisch schon nicht mehr auftreten.

5.1.3.2 Bestimmung der Totalreflexion an großen PMMA-Zylindern

Die Ergebnisse werden in einem Versuch überprüft. Ein PMMA-Zylinder mit einem Durchmesser von 6 mm und einer Länge von 60 cm wird um 90° (Siehe Abb.5.8) gebogen. Der Biegeradius hat den 40-fachen Zylinderdurchmesser. Das abgebogene Zylinderende wird senkrecht befestigt. Das Licht einer Laserdiode wird im gebogenen Bereich eingekoppelt. Mit einer Pipette werden hintereinander je $5 \mu\text{l}$ Wasserportionen auf das plane Ende des Zylinders aufgetropft, wodurch dort sukzessiv ein Tropfen anwächst. Für jedes Tropfenvolumen wird die Intensität des rückreflektierten Lichts mit einer Photodiode am anderen Zylinderende aufgenommen.

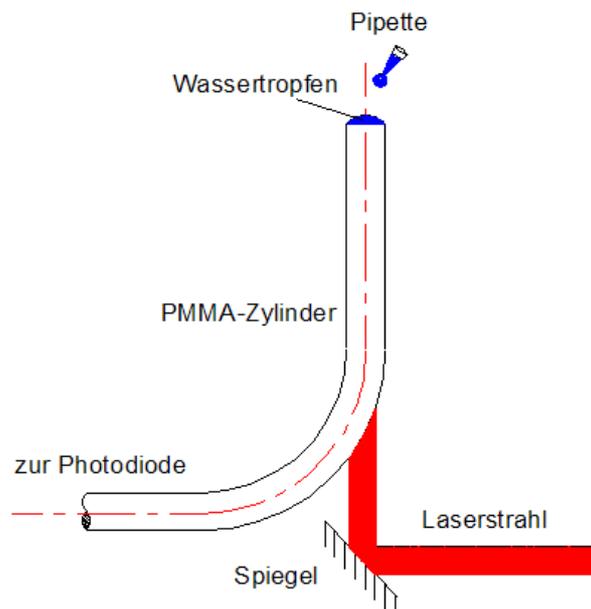


Abb. 5.8: Bestimmung der Totalreflexion von Wassertropfen an einen vertikalen Plexiglasstab

Die berechneten und gemessenen Ergebnisse sind in Abb. 5.9 dargestellt. Der Verlauf beider Kurven stimmt im Bereich $V_T^* < 1$ (linsenförmige Tropfen) gut überein. Bei größeren Tropfenvolumina gibt es aber eine starke Abweichung. Die Ursache dürfte in

der Abflachung der Tropfen liegen, die sich infolge der Schwerkraft bei einer Bondzahl von $Bo = R^2 g \rho / \sigma > 0,1$ [Wal05] einstellt. Die Deformation führt zu größeren Radien und damit zu geringerem Reflexionsanteil. Insgesamt zeigen diese Untersuchungen, dass ein Wasserrest auf einem Sondenkopf zu einer Verstärkung der Reflexion in die Sonde hinein führt.

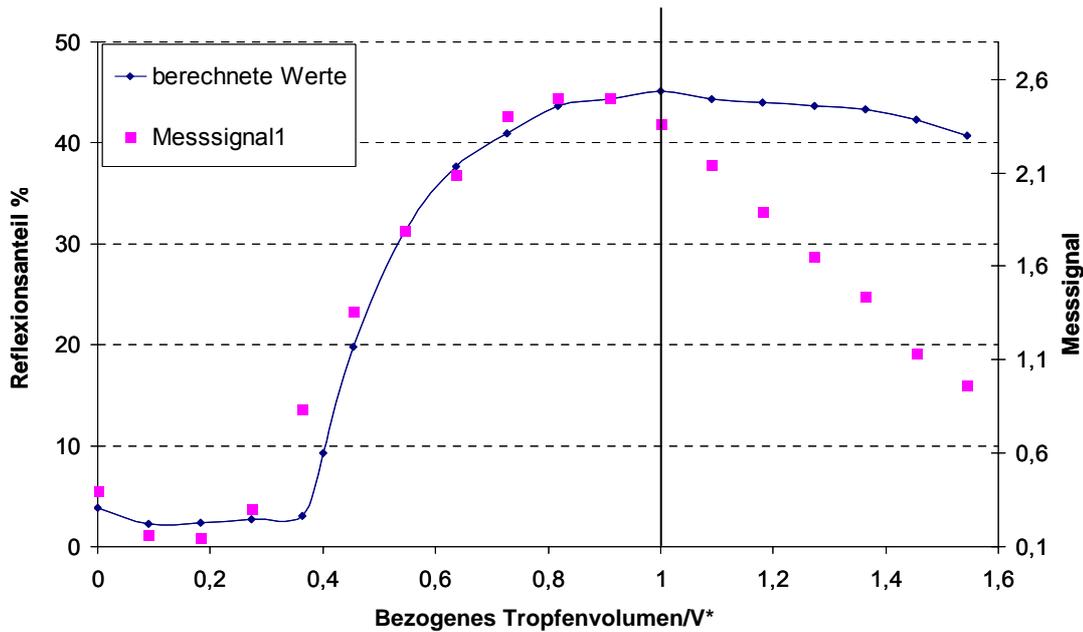


Abb. 5.9: Gerechnete und gemessene rückreflektierte Lichtintensität in Abhängigkeit vom Volumen des auf dem PMMA-Zylinder aufliegenden Wasserrestes.

5.1.4 Aufprall mit einem Einzelfasersensor und Simulation

Die Tropfenaufprallexperimente führen beim Einsatz einer dünneren Faser mit $D = 250\mu\text{m}$ anstatt $500\mu\text{m}$ zu insofern besseren Ergebnissen, als dass der starke positive Signalanstieg beim Durchstoßen des Tropfens ausbleibt und auch die „Störung“ nicht mehr auftritt. Dies legt die Annahme nahe, dass das Volumen des Wasserrestes mit kleiner werdendem Faserdurchmesser geometrisch überproportional abnimmt. Und bei der $250\mu\text{m}$ Faser scheint es schon derart klein zu sein, dass es eine so flache Wasserlinse mit kleinem Volumen ergibt. Je kleiner das Volumen des Wasserrestes ist, desto größer ist der Radius des Wasserrestes im Vergleich zum

Radius der Faser. D.h., unter diesen Bedingungen tritt Totalreflexion im verbliebenen Wassertropfen auf dem Sensorkopf auch später nicht mehr ein.

In den Experimenten mit der 250 μm -Faser wird eine Laserdiode mit der erhöhten Leistung von 50 mW eingesetzt, um bei nicht fokussierender Einkopplung in den Knickkoppler den Lichtstrom in der Faser für die anschließende Detektion ausreichend groß zu halten. In Abb. 5.10 ist ein typisches Messergebnis mit der 250 μm Faser wiedergegeben. Der Vergleich mit den Ergebnissen der 500 μm Faser zeigt, dass der starke positive Ausschlag und die Störung mit dem Verharren auf dem hohen Niveau hier völlig ausbleiben.

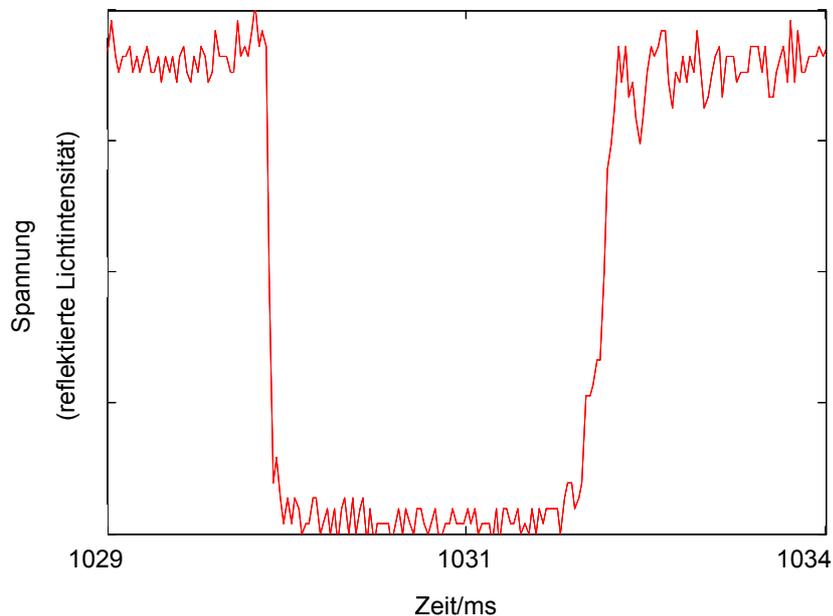


Abb. 5.10: Messsignal des Wassertropfens auf dem Fasersensor mit $D = 250 \mu\text{m}$.

Zum Verständnis des Signalverlaufs wird die Lichtleitung in den Fasersensor nun für den gesamten Prallvorgang von Wassertropfen simuliert. Dazu ist in Abb.5.11 zunächst das Prinzip der Lichtreflexion im Fasersensor selbst dargestellt. Die Einkopplung des Lichts in die Faser über den Knickkoppler erfolgt derart, dass bei einem bestimmten Winkel zwischen dem Laserstrahl und dem Knickkoppler die Lichtintensität des Laserstrahls maximal zum Sensorkopf und minimal zur Seite mit den Messgeräten ist [Lan04]. Das in die Faser eingekoppelte Licht wird über Totalreflexionen weiter geleitet. An der orthogonal geschnittenen Endfläche des Fasersensors sind die Einfallswinkel aller Lichtstrahlen dann nicht mehr gleich. Messungen ergeben einen Divergenzwinkel des austretenden Lichtstrahls von 22° . Im

Unterschied zum vorherigen Modell des PMMA-Zylinders ist der Einfallswinkel des Lichts am Faserende also nicht ausnahmslos klein, und wird jetzt nicht mehr als „senkrecht“ vereinfacht. Deswegen wird hier ein 3D-Modell eingesetzt. Die sphärische Wasseroberfläche, Oberfläche des Sensorkopfs, und ein einzelner Lichtstrahl können mit folgenden mathematischen Gleichungen beschrieben werden.

$$x^2 + y^2 + z^2 = R_R^2 \quad (5.4)$$

$$x^2 + y^2 = R_F^2 \text{ und } z = z_1 \quad (5.5)$$

$$z - z_2 = \tan(\alpha) \cdot (x - x_2) \text{ und } z - z_2 = \tan(\beta) \cdot (y - y_2) \quad (5.6)$$

R_R ist der Radius des Wassertropfens, R_F ist der Radius des Fasersensors, α und β sind die Winkeln des Lichtstrahls in x-Richtung und y-Richtung, z_1 , x_2 , y_2 und z_2 sind konstante Werte für eine Berechnung eines Lichtstrahls. Unter den bestimmten Anfangsbedingungen werden die obengenannten 3 Gleichungen durch das mathematische Softwarepaket Mathcad automatisch gelöst (Siehe Anhang 9.2). Für jeden Lichtstrahl wird der zum Fasensensor rückreflektierte Lichtanteil dieses Lichtstrahls gerechnet werden.

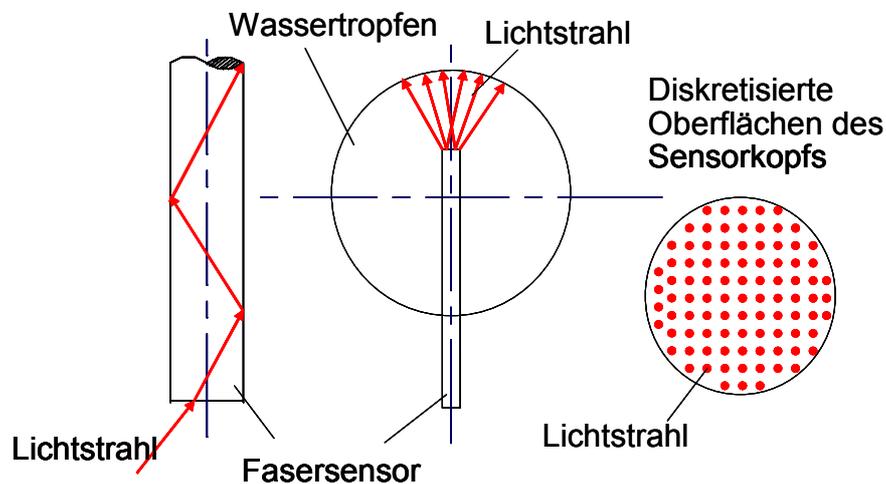


Abb. 5.11: Modellierung der Lichtreflexion in den PMMA-Fasersensor vom Durchmesser $250 \mu\text{m}$, Diskretisierung des Lichts in Einzelstrahl durch 1960 Gitterpunkte

In der Simulation wird das Licht auf der Oberfläche der $250 \mu\text{m}$ -Faser homogen verteilt und der Lichtstrahl in 1960 Punkte diskretisiert. Von jedem dieser Punkte treten 44

Lichtstrahlen aus, deren Ausfallwinkel α und β gradweise von 1° bis 22° einmal über die X-Richtung und einmal über die Y-Richtung verteilt werden. Wegen der Radialsymmetrie ist das positive Winkelintervall ausreichend. Aus rechentechnischen Gründen wird der senkrechte Strahl Austritt vernachlässigt.

Der Wassertropfen fällt senkrecht und zentrisch auf das Sensorende. Die Berechnungen werden für 3 Positions-Intervalle eines Tropfens ausgeführt. Zuerst ist der Wassertropfen außerhalb des Fasersensors und bewegt sich auf diesen zu. Im 2. Positions-Intervall befindet sich die Faser im Wassertropfen. Und im 3. Intervall hat der Wassertropfen die Faser verlassen.

Für das 1. Positions-Intervall wird davon ausgegangen, dass vom Aufprall des vorherigen Tropfens ein kleiner Wasserrest auf dem Faserkopf verblieben ist, der einen Wasserfilm auf dem Sensorkopf bildet (Siehe Abb. 5.12). Ein Teil ρ_1 des austretenden Lichts wird bereits an der Faser-Wasserfilm-Fläche reflektiert. Das in den Wasserfilm hinein gebrochene Licht wird an der äußeren Wasser-Luft-Grenze teilweise reflektiert. Von diesem reflektierten Licht kann ein großer Anteil ρ_2 wieder in den Fasersensor gebrochen werden. Im ersten Positions-Intervall sind ρ_1 und ρ_2 konstante Werte. Speziell sind aber noch die aus dem Wasserfilm in die Luft austretenden Lichtstrahlen zu berücksichtigen. Wenn sie auf den Wassertropfen treffen, wird ein Teil rückreflektiert. Von den rückreflektierten Lichtstrahlen, die auf den Wasserfilm am Sensorkopf auftreffen, wird der in den Wasserfilm hinein gebrochene Lichtanteil berechnet. Die Summe der davon in die Faser hinein gebrochenen Lichtanteile aller Lichtstrahlen ist ρ_3 . Der gesamte Reflexionsanteil am Sondenende ist dann:

$$\rho = \rho_1 + \rho_2 + \rho_3.$$

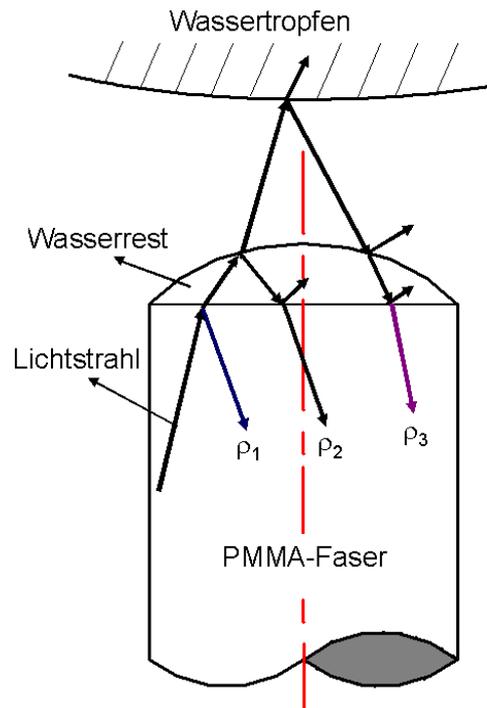


Abb. 5.12: Schematische Darstellung der Lichtreflexionsanteile ρ_1 , ρ_2 und ρ_3 am Faserende

Im zweiten Positions-Intervall befindet sich das Faserende im Wassertropfen. Der Reflektionsanteil ρ_1 am Faserende bleibt konstant. Die gebrochenen Lichtanteile breiten sich im Wassertropfen aus. Ein Teil davon wird an der Wasser-Luft-Grenze rückreflektiert. Wenn die rückreflektierten Lichtstrahlen wieder auf das Faserende treffen, wird der dort gebrochene Anteil berechnet. Die Summe dieser in die Faser gebrochenen Lichtanteile aller Lichtstrahlen ist ρ_2 . Jetzt ist ρ_2 nicht mehr konstant, sondern hängt von der Position des Tropfens ab. Der ρ_3 -Anteil tritt nicht mehr auf.

Im dritten Positions-Intervall ist die Lichtreflexion ρ_1 wie bisher konstant. Die Hochgeschwindigkeits-Aufnahmen des Tropfenaufpralls zeigen, dass der nach dem Tropfendurchstoß auf dem Faserende verbleibende Wasserrest anfänglich schwingt. Das Signal in Abb. 5.10 lässt dies deutlich erkennen. Die Berechnung des Reflektionsanteils ρ_2 erfolgt für den Zustand nach Abklingen der Schwingung. Der dritte Lichtreflexions-anteil ρ_3 tritt hier nicht ein.

Die gesamten Lichtreflexionsanteile werden für jedes Positions-Intervall bei verschiedenen relativen Positionen zwischen Faserkopf und Wassertropfen berechnet. Die Ergebnisse sind in Abb. 5.13 aufgetragen. Die Ordinaten-Position ist als Abstand

des Sensorkopfs zum Mittelpunkt des Wassertropfens definiert. Aufgetragen ist der relative Wert zum Tropfenradius. Diese Rechnungen werden für Tropfenbewegungen entlang der verlängerten Faserachse und für 2 parallele Verschiebungen, Achsenabstand 4% und 8% bezogen auf den Tropfendurchmesser, durchgeführt. Die Verkürzungen der Aufenthaltsdauer (bei 8% Verschiebung ist die Zeitverkürzung bei ca. 0,3%) des Faserendes im Tropfen werden hier vernachlässigt.

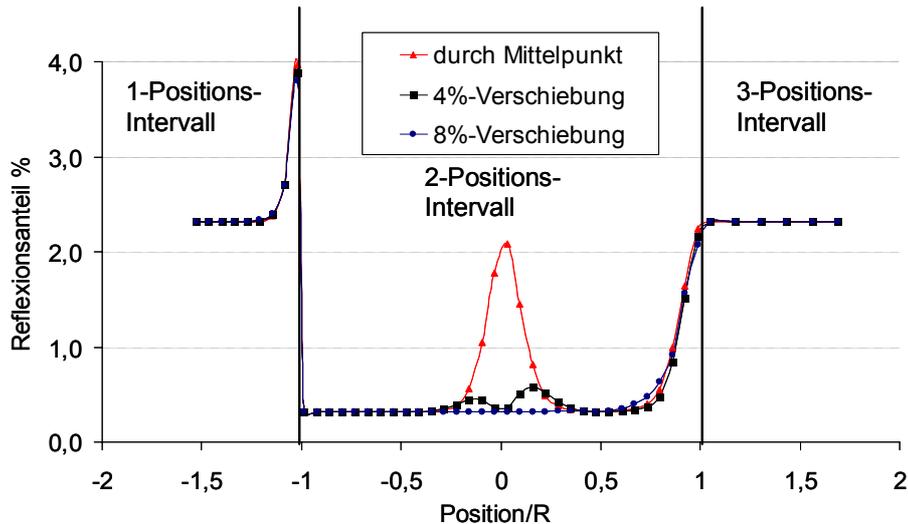


Abb. 5.13: Berechnete Lichtreflexion in den Fasersensor vom Durchmesser $250\ \mu\text{m}$ beim Aufprall eines Wassertropfens von $3,04\ \text{mm}$ Durchmesser

Besonders auffällig ist in Abb. 5.13 das Ergebnis für das 2. Positions-Intervall. Wenn die Faser den Tropfenmittelpunkt durchläuft, tritt ein lokales Maximum auf. Die Ursache ist, dass in dieser Situation die Oberfläche des Wassertropfens wie ein Hohlspiegel wirkt. Bei den Experimenten wurde dieses Maximum jedoch nie beobachtet. Dies dürfte daran liegen, dass der Wassertropfen im realen Fall keine ideale Kugel mehr darstellt, und die Position des Mittelpunktes nicht mehr definiert ist. Außerdem ist immer von einer gewissen Verschiebung zwischen dem Fallweg und der Faserachse auszugehen. Dies war der Anlass für die Berechnungen, bei denen die Faser parallel verschoben ist. Bei der Verschiebung von 4% treten 2 kleine Maxima statt eines großen auf. Die Amplitude dieser Maxima ist wesentlich kleiner. Und bei der Verschiebung von 8% treten die Maxima nicht mehr auf.

In Abb. 5.14 und Abb. 5.15 sind jeweils Messdaten und die berechneten Ergebnisse in Diagrammen übereinander gelegt. Abb. 5.14 enthält die theoretischen Werte bei 4% Achsenverschiebung, die zwei Maxima aufweisen. Ca. 3% von allen gemessen

Aufprallsignalen haben eine vergleichbare Charakteristik. Ein typischer Verlauf ist zum Vergleich in Abb. 5.14 eingetragen. Bei den Messdaten mit dem Faserende im Tropfen sind zwei kleine Maxima zu sehen. Ihre Amplituden sind mit den berechneten Werten vergleichbar. Aber die Messdaten-Maxima sind etwas breiter als die der Rechnung. Dafür dürfte der Unterschied zwischen realer und idealer Geometrie verantwortlich sein. Die Oberfläche des Wassertropfens nimmt keine ideale Kugelform an, und es gibt Oberflächenschwingungen [Lan04]. Der Wassertropfen verformt sich beim Aufprall auf den Fasersensor. Infolgedessen verbreitert sich das Maximum. Abb.5.15 vergleicht die Rechnung für die 8% Verschiebung mit den Messungen. Der eingezeichnete Messwert ist ein typischer Verlauf für ca. 90% aller Messsignale. Die Messdaten stimmen mit der berechneten Kurve gut überein. D.h., das verwendete Modell zur Lichtreflexion beim Tropfenaufprall wird durch die Experimente im Wesentlichen bestätigt.

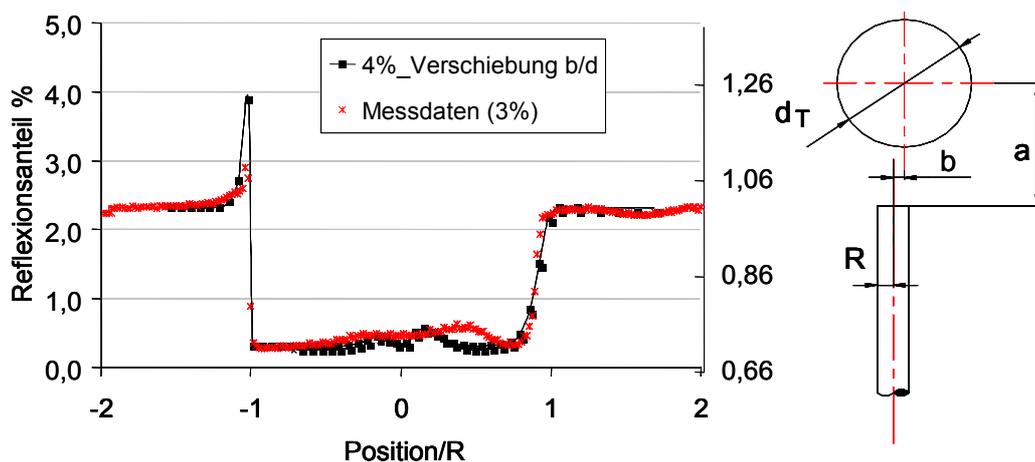


Abb. 5.14: Vergleich der berechneten Lichtreflexion bei 4% Achsenverschiebung mit den Messdaten

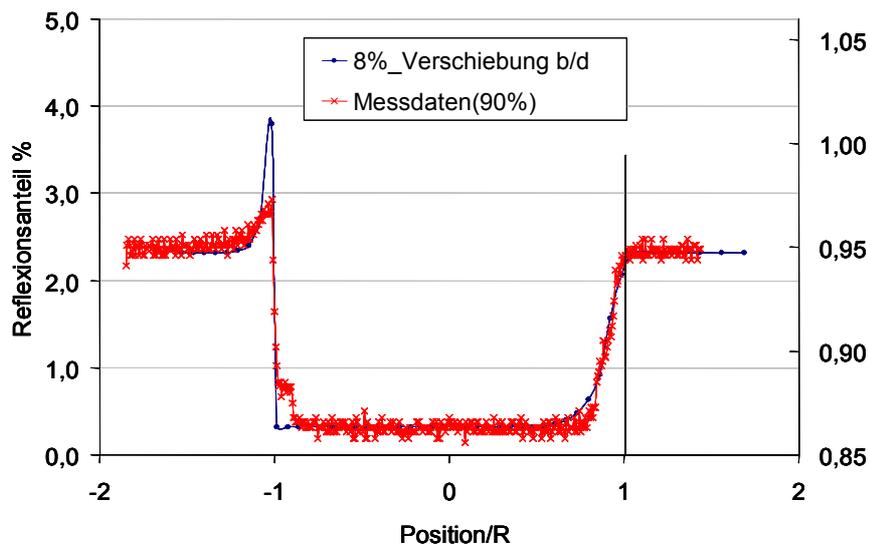


Abb. 5.15: Vergleich der berechneten Lichtreflexion bei 8% Achsenverschiebung mit den Messdaten

Die Rechnung zeigt außerdem, dass der Durchtritt der rückwärtigen Tropfenoberfläche dort erfolgt, wo das Reflexions-Signal wieder die vollen Werte des Ausgangsignals erreicht hat, während der Eintritt der Grenzfläche in die Sonde durch eine steile Flanke des Lichtsignals gekennzeichnet ist.

5.1.5 Geschwindigkeitsmessung der Tropfen

5.1.5.1 Versuchsaufbau

Durch Kombination von zwei Fasern kann die Geschwindigkeit der Tropfen bestimmt werden. Das Messprinzip ist in Abb.5.16 dargestellt. Zwei Fasern mit dem Durchmesser von $250\mu\text{m}$ werden nebeneinander in der Kapillare festgeklebt. Zwischen den beiden Faserenden wird in der Längsachse ein Abstand b eingestellt. In dieser Arbeit ist dieser Abstand auf 2mm fixiert. Die anderen Enden beider Fasern sind zusammen mit einer Photodiode verbunden, damit die aus den Sensorköpfen rückreflektierte Lichtintensität gemessen werden kann. Wenn ein Wassertropfen auf diesen Sensor aufprallt, taucht zuerst eine Faser in den Tropfen und gibt einen Signalsprung. Falls der Durchmesser D des Wassertropfens größer ist als der Abstand b , taucht danach auch die zweite Faser in den Wassertropfen und erzeugt dabei einen

zweiten Signalsprung. Der Zeitabstand Δt_1 zwischen dem ersten und zweiten Signalsprung kann aus dem Messsignal abgelesen werden. Mit Gleichung 5.7 kann dann die Geschwindigkeit des Wassertropfens ermittelt werden.

$$v = \frac{b}{\Delta t} \quad (5.7)$$

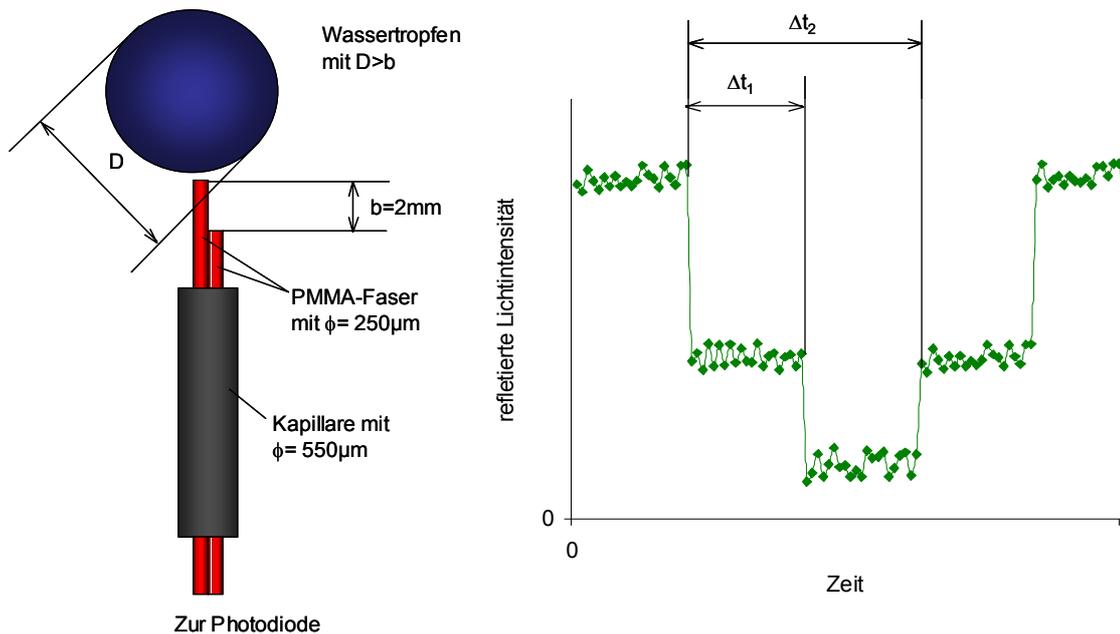


Abb. 5.16: Messprinzip zur Bestimmung der Tropfengeschwindigkeit und zeitlicher Verlauf der Messsignal

Wenn der Wassertropfen genau zentrisch auf den Sensor aufprallt, kann zusätzlich die Tropfengröße ermittelt werden. Der ganze Aufprallvorgang des Wassertropfens auf den Sensor wird kontinuierlich hier mit einer einzigen Photodiode detektiert, da die Enden beider Fasern an der gleichen Photodiode münden und sich dort die Lichtintensitäten aus beiden Fasern überlagern. Aus den Signalen kann der Zeitabstand Δt_2 zwischen dem Eintauchen und dem Austauchen der Faser aus dem Signal abgelesen (siehe Abb.5.16). Nach der Bestimmung Geschwindigkeit v des Wassertropfens wird die Tropfengröße anhand der Gleichung 5.8 ermittelt.

$$D = v \cdot \Delta t_2 \quad (5.8)$$

5.1.5.2 Messergebnisse der Topfengeschwindigkeit

Mit zwei axial versetzten 250 μm Fasern wird die Geschwindigkeit von Wassertropfen gemessen. Die Wassertropfen fallen mit Abständen von 1cm bis 10cm Höhe von oben auf die Fasersensoren. Zur Kontrolle wird die Hochgeschwindigkeitskamera für einige Messhöhen eingesetzt. In der Abb. 5.17 wird ein von der Photodiode detektiertes Messsignal eines Wassertropfens mit der Fallhöhe von 1cm aufgetragen. Das Signalprofil stimmt mit dem simulierten Diagramm in Abb. 5.16 gut überein. Der zweistufige Signalsprung beim Aufprall des Wassertropfens ist im Diagramm eindeutig erkennbar. Die Zeitabstand Δt_1 zwischen dem ersten und dem zweiten Signalsprung kann aus dem Messsignal genau abgelesen werden. Bei dieser Messung werden beide Fasern zu einer einzigen Fotodiode geleitet.

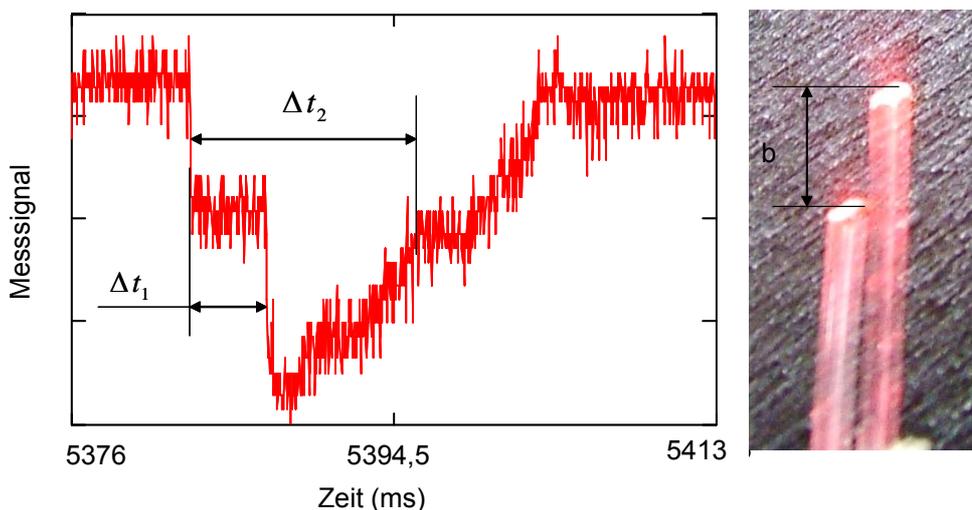


Abb. 5.17: Messsignale vom Wassertropfen mit der Fallhöhe von 1cm (2 Fasersensoren auf einer Photodiode)

Im Wassertropfen wirkt die Oberfläche des Tropfens wie ein konkaver Spiegel. Bei der Annäherung des Fasersensors zur Oberfläche des Wassertropfens wird immer mehr Licht zum Sensor rückreflektiert, und das Signal steigt langsam an. Mit Hilfe der Erkenntnisse aus Kapitel 5.1.4 kann der Durchtritt durch die rückwärtige Tropfenoberfläche genau festgestellt werden. Dadurch kann die gesamte Laufzeit Δt_2 des Tropfens durch die Faser1 abgelesen werden. Damit kann die Tropfengröße nach der Bestimmung der Tropfengeschwindigkeit ermittelt werden.

Mit 2000 Bilder/s werden die Tropfengeschwindigkeiten bei den Fallhöhen 2cm und 10cm gemessen. Die Geschwindigkeit des Tropfens wird so bestimmt, dass der gesamte Zeitraum Δt beim Aufprall des Tropfens auf dem Sensor gerechnet wird und der in diesem Zeitraum Δt Fallabstand Δh des Wassertropfens aus den Bildern abgelesen wird (Siehe Abb.5.18). Z.B., bei 2000 Bilder/s ist der Zeitraum $\Delta t = 0,5ms * 9 = 4,5ms$ und die Fallhöhe $\Delta h = 3,04mm$, damit kann die Geschwindigkeit v berechnet werden.

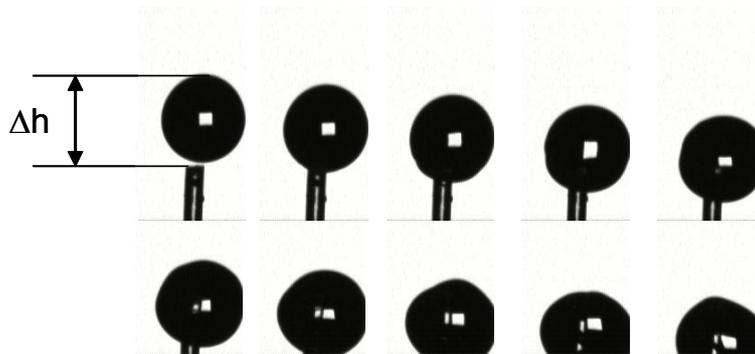


Abb. 5.18: Photoserie aus Hochgeschwindigkeitsaufnahmen mit 2000Bildern/s und 2 cm Fallhöhe des Tropfens mit dem Tropfengröße von 3,04mm

Zusammen mit den Ergebnissen, die mittels der Gleichung (5.9) aus der Freifalltheorie berechnet werden, werden die Messergebnisse aus dem Fasersensor und aus der Hochgeschwindigkeitskamera in der Abb. 5.19 aufgetragen.

$$v = \sqrt{2gh} \quad (5.9)$$

g ist die Erdbeschleunigung und h die Fallhöhe.

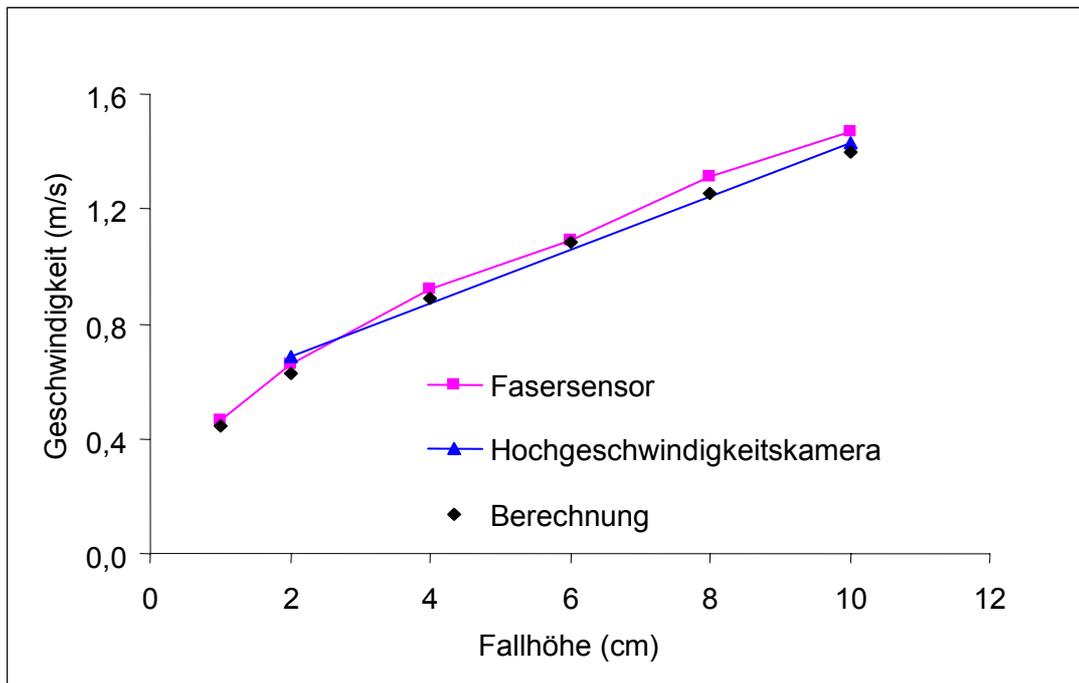


Abb. 5.19: Mess- und Berechnungs-Ergebnisse für die Bestimmung der Geschwindigkeit der Wassertropfen mit dem Tropfengröße von 3,04mm (aus Kamera)

Aus dem Diagramm ist zu erkennen, dass die Messergebnisse des Messensors und von der Hochgeschwindigkeitskamera gut übereinstimmen. Die Messergebnisse vom Fasersensor haben eine sehr gute Reproduzierbarkeit, die maximale Differenz zwischen zwei Tropfensignalen liegt unter 0,5%. Der Messfehler zwischen dem Messsensor und der Hochgeschwindigkeitskamera variiert von -3,75% bis 2,55% (Siehe Tabelle 5.1). Dieser Fehler ist auch abhängig von der Messgenauigkeit der Hochgeschwindigkeitskamera, da beim Ablesen des Fallabstands Δh von diesen kleinen Bildern mit Fehlern bei der Ortsauflösung (bis 5%) zurechnen ist.

Tabelle 5.1: Ergebnisse der Geschwindigkeits- und Tropfengrößemessung an Wassertropfen mit einem mittleren Tropfengröße von 3,04mm (gemäß Auswertung von Bilddaten der Kamera)

Fallhöhe (cm)	v aus Sensor (m/s)	Durchmesser des Wassertropfens aus Sensor (mm)	v aus Kamera (m/s)	Messfehler zwischen Sensor und Kamera (%)	v aus Berechnung (m/s)	Messfehler zwischen Sensor und Berechnung (%)
1	0,466	3,02			0,443	5,22
2	0,658	3,05	0,683	-3,75	0,626	4,82
4	0,920	3,06			0,886	3,80
6	1,089	3,04			1,085	4,68
8	1,311	3,03			1,253	4,68
10	1,467	3,05	1,430	2,55	1,401	4,76

Die Differenz zwischen den Messergebnissen und berechneten Werten liegt bei ca. 5%. Aber aus Abb. 5.19 erkennt man, dass alle berechneten Ergebnisse unter den Gemessenen liegen. Das bedeutet, dass ein Systemfehler vorhanden ist. Es kann sein, dass die eingesetzten Fallhöhen bei den Berechnungen kleiner als die realen Werte sind. Wenn die berechnete Kurve um 4,5% nach oben geschoben würde, könnten die relativen Fehler zwischen den Mess- und Berechnungs-Ergebnissen im Bereich -0,7% bis 0,72% liegen.

5.2 Ergebnisse der Schaumversuche

5.2.1 Schaumerzeugung in der Blasensäule

Für die Charakterisierung der Schäume wird der Fasersensor nach dem gleichen Prinzip (wie zuvor in der Kapitel 4.1 beschrieben) eingesetzt. Um Schaum zu erzeugen, wurde eine Blasensäule aufgebaut (siehe Abb.5.20). Ein Plexiglasrohr mit einem Innendurchmesser von 40mm wurde als Basis verwendet, damit man den darin erzeugten Schaum gut beobachten kann. Im Rohr ist eine Glasfritte befestigt, deren Porendurchmesser nach ISO4739, 40-100µm beträgt. Die Luft aus einer 6 bar Rohrleitung wird von unten durch die Fritte geblasen. Der Gasvolumenstrom (von 0,1 bis 0,6 m³/h) wird über einen Durchflussmesser und einen Druckminderer eingestellt. Direkt über der oberen Fläche der Fritte befindet sich ein Loch mit 6 mm Durchmesser

durch das eine Tensidlösung in das Rohr gepumpt werden kann. Um die Dosierung der Flüssigkeit genau einzustellen, wird hierfür eine Zahnradpumpe eingesetzt.

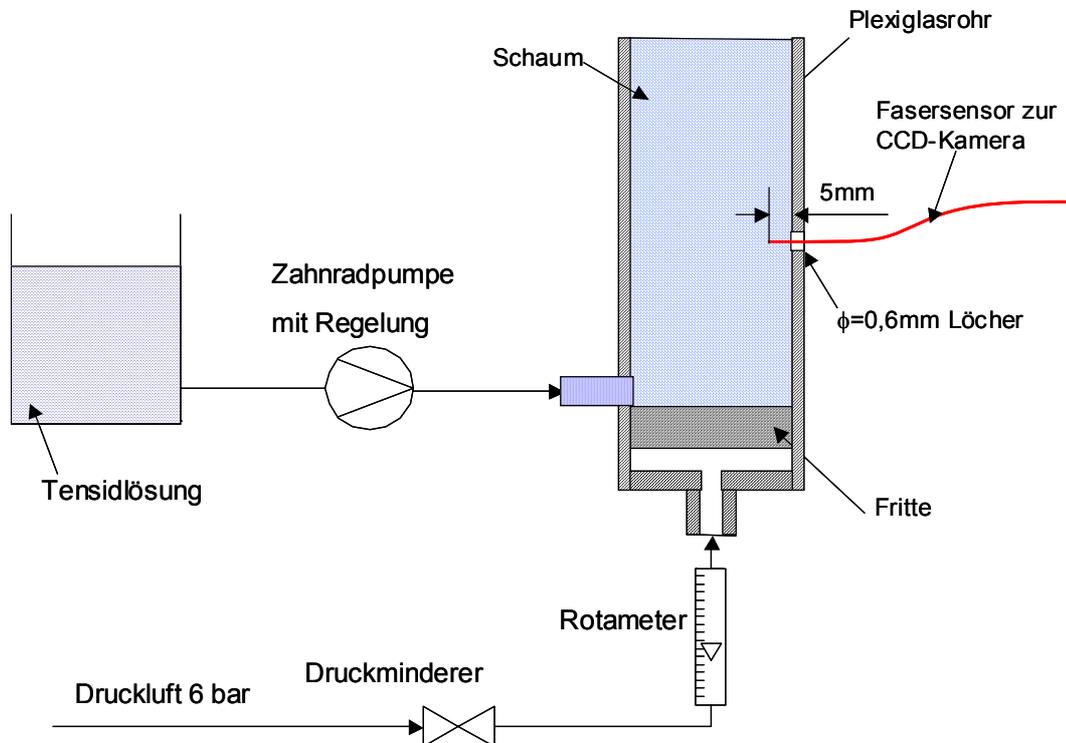


Abb. 5.20: Schaumerzeugung in einer Blasensäule und Einzelsensor zur Erfassung der zweiphasigen Strömungszustände

Durch definierte Zugaben von Tensidlösung und Luft werden reproduzierbar Schäume hergestellt. Die $500\mu\text{m}$ PMMA-Faser wurde als Sensor verwendet. Dafür wurden Löcher für die Sonden in die Wand gebohrt. Der Durchmesser der Löcher beträgt $600\mu\text{m}$. Die Faser wurde durch die Löcher ins Rohr eingeklebt und ragen um 3-5 mm in der Zylinder hinein. Die in der Blasensäule erzeugten Schäume fließen im Rohr von unten nach oben.

In dieser Arbeit wird Natriumdodekylsulfat (SDS) für die Herstellung der Tensidlösungen eingesetzt.

SDS (Sodiumdodecylsulfat) ist ein anionisches Tensid und besteht aus einem mit einem langkettigen (C_{12}) Alkan modifizierten Sulfatanion und Natrium als Gegenion. SDS hat eine Molmasse von $288,4\text{g/mol}$. Bei Raumtemperatur ist SDS im festen Zustand mit einer Dichte von 1100kg/m^3 . SDS ist in Wasser gut löslich [Hen 79]. Die kritische Mizellbildungskonzentration (cmc) von SDS ist 8 mmol/l [Fur98].

5.2.2 Grenzfläche zwischen Schaum und Blasenströmung

In diesem Unterkapitel werden die Messergebnisse für die Bestimmung der Schaumgrenzfläche präsentiert. Am Anfang wird nur Wasser in die Blasensäule mit dem Volumenstrom von 500ml/min gepumpt. Die Fritte ist mit Antispread F2/50 hydrophobisiert, um das Abfließen des Wassers durch die Fritte zu verhindern. Es wird zunächst keine Luft in die Blasensäule zugeführt. Der Wasserspiegel steigt langsam an. Mit einem Einzelfasersensor wird die Phasenwechselwirkung an einem bestimmten Messpunkt detektiert. Die Messsignale werden in Abb. 5.21 aufgetragen.

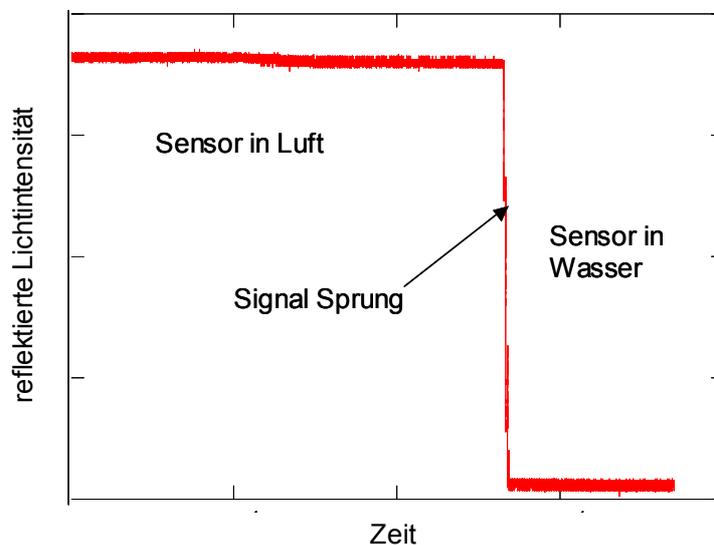


Abb. 5.21: Messsignale zur Bestimmung der Grenzfläche Wasser - Luft mit einem Fasersensor (ohne Begasung)

Die zeitlichen Verläufe der Messsignale sind sowohl bei am Sensor anliegender Luft als auch bei Wasser konstant. Aber sie haben einen gleichmäßigen Anteil weißen Rauschens bei den Messungen. Im Fall des Phasenwechsels am Fasersensor ergibt die Messung einen Signalsprung. Das Signal-Rausch-Verhältnis SNR ist hier ca. 26, d.h. die Intensität des weißen Rauschens beträgt in diesem Fall weniger als 4% vom Signal des Phasenwechsels. Eine weitere Datenaufarbeitung durch Filtern der Messsignale ist somit nicht notwendig.

5.2.2.1 Versuchsaufbau der Grenzflächenmessungen mit einer einzelnen Faser

Um die Phasengrenze zwischen dem Schaum und der Tensidlösung zu bestimmen, werden mehrere Fasersonden über die Höhe im Plexiglaszylinder verteilt. Hierfür wurden Löcher für die Sonden auf der Wand äquidistant von unten (oberhalb der Fritte) nach oben angeordnet. Der Abstand zwischen zwei übereinander liegenden Löchern beträgt hier 10 mm (Siehe Abb. 5.22). Der Durchmesser der Löcher beträgt 600µm. Die Fasern mit 500µm Durchmesser werden durch die Löcher ins Rohr eingeklebt und ragen um 3-5 mm in der Zylinder hinein. Mit dem in Kapitel 4.1 vorgestellten Fasersensor kann die Veränderung des Fluids am Faserende festgestellt werden.

Weil in Wandnähe eine flüssigkeitsreiche gleitende Grenzschicht entsteht, beträgt der Abstand zwischen dem Faserende und der Innenwand der Blasensäule beträgt ca. 3-5mm. Die Dicke dieser Grenzschicht ist von derselben Größenordnung wie die Dicke der Blasenlamellen. Wenn das Faserende in der Grenzschicht befindet, wird ein Messfehler erzeugt, da kein Phasenwechsel erkannt wird. Aus diesem Grund muss die Faser durch diese Grenzschicht in das Rohr hineinragen.

Die Versuche werden zuerst mit einer einzelnen Faser durchgeführt. Eine Laserdiode mit 300 mW Leistung wird als Lichtquelle eingesetzt. Das Laserlicht wird wieder durch einen Knickkoppler in die Faser eingekoppelt und zum Sensorkopf geleitet. Dort wird der Sensorkopf von Schaum bzw. von den Flüssigkeitslamellen oder den Gasblasen umströmt. Das am Messkopf rückreflektierte Licht wird durch dieselbe Faser zu einer Photodiode geleitet und detektiert. Die Messsignale werden zuerst im Computer gespeichert. Mit der mathematischen Software Mathcad wird dann das Messsignal gelesen und weiter bearbeitet.

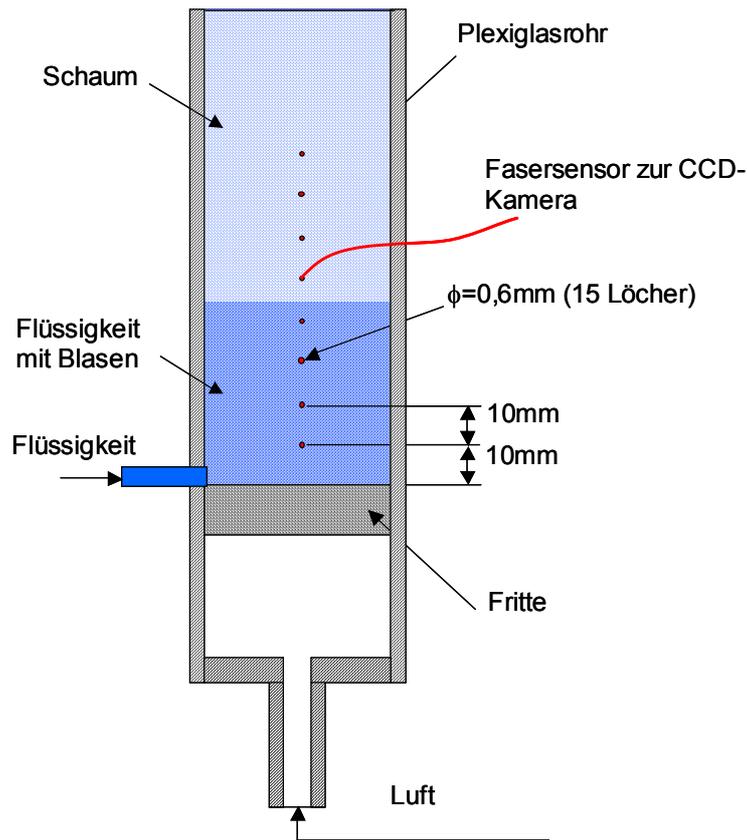


Abb.5.22: Bestimmung der Phasengrenze zwischen Blasenströmung und Schaum in der Blasensäule mit einer einzelnen Faser

5.2.2.2 Ergebnisse der Schaumgrenze mit Einzelfasersensor

Mit der 2%-SDS-Tensidlösung wird Schaum in der oben vorgestellten Blasensäule erzeugt. Die Tensidlösung wird vor dem Einblasen der Luft in die Blasensäule eingefüllt. Die Füllhöhe beträgt ca. 3 cm. Anschließend wird die Luft von unten zugeführt, gleichzeitig wird Tensidlösung mit dem Volumenstrom von 600ml/min in die Blasensäule gepumpt. Dadurch wird in der Blasensäule kontinuierlich ein homogener Schaum erzeugt, der nach oben strömt. Mit dem Hinzuführen der Tensidlösung steigt die Schaum-Flüssigkeits-Grenze langsam an.

In der Abb. 5.23 sind die Messergebnisse bei dieser relativ niedrigen Leerrohrgeschwindigkeit der Luft aufgetragen. Anhand der Messsignale kann unterschieden werden, wann die Schaum-Flüssigkeit-Grenze den Fasersensor passiert.

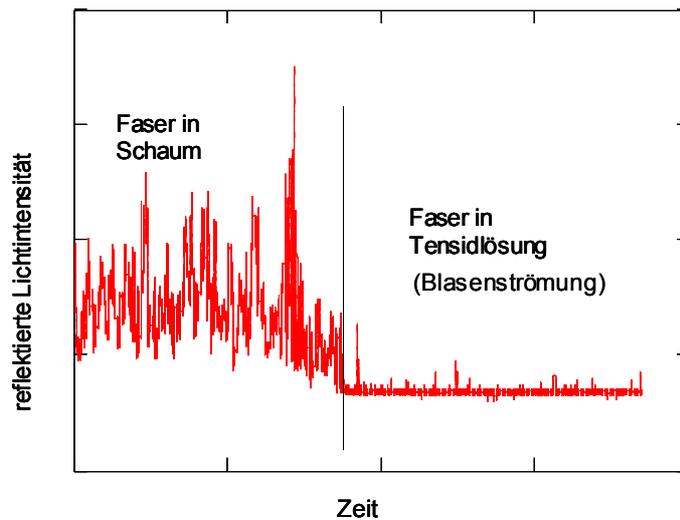


Abb. 5.23: Messsignale zur Bestimmung der Schaumgrenze mit Fasersensor, bei einer Leerrohrgeschwindigkeit der Luft von $0,03\text{m/s}$

Wenn der Schaum den Fasersensor umgibt, wirken die Lamellen des Schaums wie konkave Spiegel. Das vom Fasersensor ausgebreitete Licht wird an der Oberfläche der Lamellen reflektiert. Wie viel des reflektierten Lichts wieder vom Sensor detektiert werden kann, ist abhängig von der die Position des Sensors in den Schaumblasen. Da der Schaum sich immer bewegt, ändert sich die Position des Sensors in den Schaumblasen und gleichzeitig ändert sich die Stärke der Messsignale. Wenn der Schaum vorbeigeflossen ist und die Flüssigkeit mit Luftblasen den Sensor benetzt, dominiert das Flüssigkeitsanteil um den Fasersensor. Die Messsignale sehen ähnlich aus wie in Wasser. Ab und zu fließen einige Blasen vorbei, dann bilden sich einige Spitzen. Wenn die Blasenzahl gering ist, kann die Grenzflächen von Schaum und Blasenströmung gut erkannt werden.

5.2.2.3 Bestimmung der Schaumgrenze mit paarweise angeordneten Fasern

Wenn die Leerrohrgeschwindigkeit der Luft steigt, werden viel mehr Blasen in der Flüssigkeit erzeugt. Die Wahrscheinlichkeit, dass Luftblasen am Fasersensor vorbeiströmen, erhöht sich (Siehe Abb. 5.24) auch im Blasenströmungsbereich. In diesem Fall ist die Phasengrenze zwischen Schaum und Blasenströmung nur schwer zu erkennen.



Abb. 5.24: Messfoto zur Bestimmung der Wasseroberfläche mit Fasersensor (mit Leerrohrgeschwindigkeit der Luft von 0,06m/s)

Für den Fall einer hohen Leerrohrgeschwindigkeit wird die Messvorrichtung daher insofern abgeändert, dass die Sendefunktion und die Empfängerfunktion von jeweils getrennten Fasern übernommen wird. Diese Fasern sind dann paarweise nebeneinander im Abstand von 1mm und im axialen Abstand von 10mm angeordnet, (Siehe Abb. 5.25). Der Abstand zwischen den Faserenden und der Rohrwand ist gleich wie im Fall der Einzelfaseranordnung und beträgt 5mm. Der erste Fasersensor wird hier als Lichtquelle eingesetzt. Das Licht breitet sich vom Fasersensor aus und wird von den Luftblasen in der Flüssigkeit oder von den Flüssigkeitslamellen des Schaums reflektiert und durch den Empfänger zur Photodiode geleitet. Durch Analyse der Messsignale von der zweiten Faser kann man das am Faserende durchfließende Fluid dahingehend unterscheiden, ob es sich um Schaum oder um Flüssigkeit mit Blasen handelt.

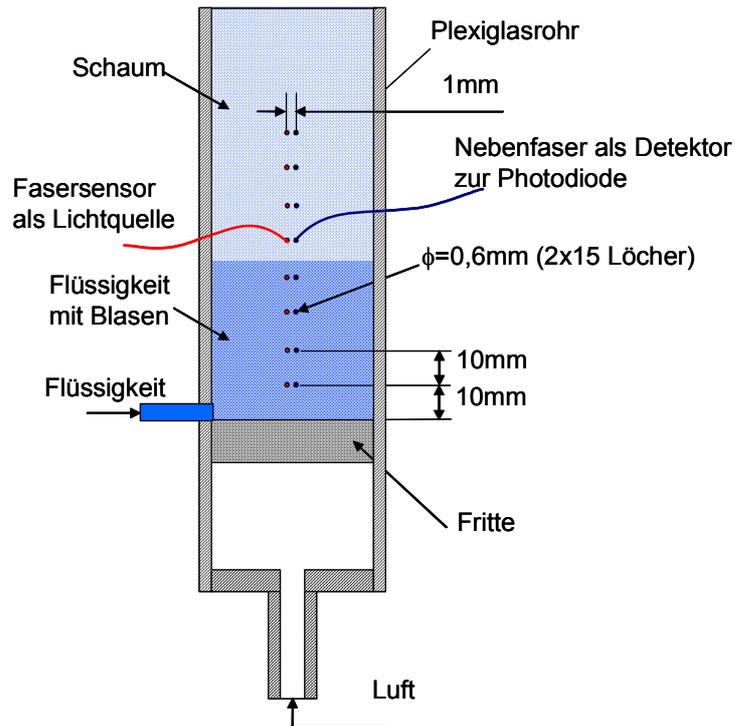
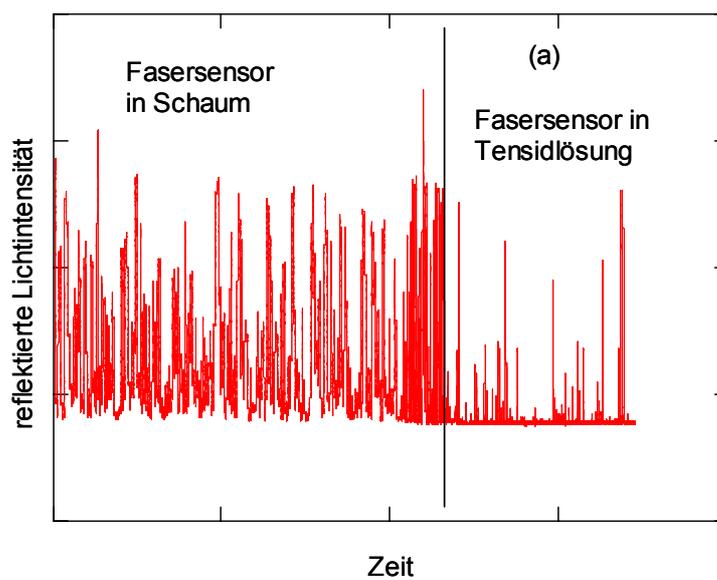


Abb. 5.25: Bestimmung der Phasengrenze des Schaums in der Blasensäule mit der zusätzlichen Faser

Im Vergleich zu den Messergebnissen mit dem einzelnen Fasersensor sind die Messsignale aus der zusätzlichen Faser in Abb. 5.26 aufgetragen.



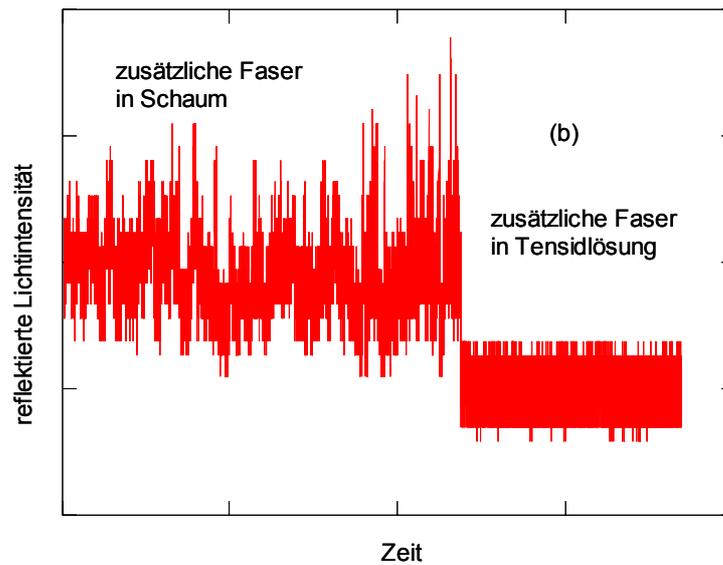


Abb. 5.26: : Vergleich der Messsignale von einem einzigen Fasersensor alleine (a) und von einer zusätzlichen Empfänger-Faser alleine (b) (bei einer Leerrohrgeschwindigkeit der Luft von 0,06m/s)

Wie erwähnt, ist bei einer Leerrohrgeschwindigkeit der Luft von 0,06m/s die Grenze zwischen Schaum und Blasenströmung nur schwer zu erkennen (Siehe Abb. 5.26 (a)). Die Blasenkonzentration in der Flüssigkeitsphase ist bei der höheren Leerrohrgeschwindigkeit der Luft wesentlich größer. Die Phasenwechsel am Fasersensor sind häufiger. In diesem Fall ist das Messsignal ähnlich wie im Schaum. Im Signal gibt es kein deutliches Merkmal für das Passieren der Schaumgrenze. In der Mit der Doppelfaseranordnung gemäß Abb. 5.26 (b) ist dagegen ein eindeutiger Signalsprung abzulesen. Das Signal-Rausch-Verhältnis SNR ist beim Signal mit einer zusätzlichen Faser deutlich kleiner als aus einem einzelnen Fasersensor. Es beträgt ca. drei. Trotzdem kann man noch ohne weitere Verarbeitung des Signals das Durchtreten der Schaumgrenze feststellen. D.h., mit einer zusätzlichen Faser kann die Schaumgrenze einfach bestimmt werden.

Beim Messen mit einem einzigen Fasersensor beeinflusst vorwiegend die Phasenwechselwirkung am Faserende die Signalstärke. Das von der Schaumlamelle oder den Luftblasen in der Flüssigkeit reflektierte Licht liefert nur einen kleinen Beitrag dazu. Wenn die Blasenanzahl in der Flüssigkeitsphase zu hoch ist, gibt es Schwierigkeiten, die Schaumgrenze zu erkennen. Deswegen wurden zusätzliche Fasern als Signalempfänger eingebaut. Beim Messen mit der zusätzlichen Faser im

Schaum oder im chaotischen Mischbereich wird nur das reflektierte Licht gemessen und es gibt einen großen Unterschied der beiden Messsignale (Siehe Abb.5.26).

Bei der Messung ist der Abstand zwischen den zwei Fasern 1mm. Die beiden Faser werden im chaotischen Mischbereich eingetaucht, in der die Größe der Gasblasen bei ca.1-2mm liegt. In diesem Fall ist die Wahrscheinlichkeit, dass eine Gasblase gleichzeitig an beiden Fasern vorbeifließt, vielfach kleiner als der Fall, dass eine Blase nur an einem einzelnen Fasersensor vorbeifließt. Die zusätzliche Faser erfasst nur das von den Gasblasen rückreflektierte Licht. Das Licht breitet sich vom Ende des Fasersensors aus. Die konvexe Oberfläche der Gasblasen streut den Lichtstrahl und nur ein kleiner Anteil des rückreflektierten Lichts kann von der zusätzlichen Faser empfangen und detektiert werden. Deswegen bleibt das Messsignal von der zusätzlichen Faser in der Flüssigkeitsphase mit den Gasblasen auf niedrigem Niveau und fast konstant.

Wenn die beiden Fasern in den Schaum eingesteckt werden, ist der Lichtweg ganz anders als im chaotischen Mischbereich. Der Schaum besteht aus den Luftblasen und den dazwischen existierender Schaumlamellen. Das Licht aus dem Fasersensor breitet sich in der Schaumblase aus. Schaumlamellen bilden konkave Oberflächen. Ein Teil der Lichtstrahlen wird von der Schaumlamelle reflektiert und durch die konkaven Schaumlamellen fokussiert. Deswegen ist die Intensität des reflektierten Lichts in den Schaumblasen viel stärker als im chaotischen Mischbereich. Das reflektierte Licht aus den Schaumblasen hängt von der lokalen Geometrie der reflektierenden Grenzfläche ab. Deshalb ergibt sich in einer Schaumströmung eine zeitliche Fluktuation der Lichtintensität.

5.2.3 Bestimmung von Geschwindigkeit und Blasengröße

5.2.3.1 Versuchsaufbau

Durch Kombination von zwei oder mehreren Fasern können die Geschwindigkeit und die durchschnittliche Blasengröße der Schäume bestimmt werden. Der Schaum wird hierzu mit der in Kapitel 5.2.1 vorgestellten Methode erzeugt. Anders als im zuvor beschriebenen Aufbau wird hierbei wieder ein bidirektioneller Sensor verwendet, der

sowohl Sensor als auch Empfänger ist. Durch die Wand des Rohres werden oberhalb der Fritte mit jeweils 10 mm Abstand in senkrechter Richtung jeweils zwei Löcher gebohrt. Der axiale Abstand b zwischen diesen senkrecht angeordneten Löchern beträgt hier 1mm (siehe Abb. 5.27).

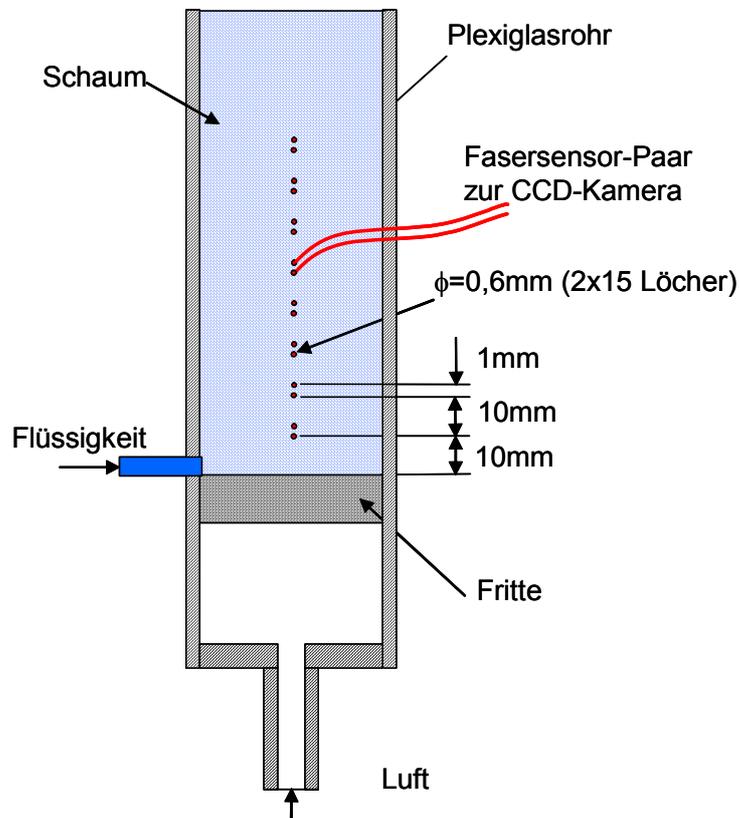


Abb. 5.27 Bestimmung der Geschwindigkeit und Blasengröße des Schaums in der Blasensäule

Zwei Fasern werden als ein Fasersensor-Paar für die Geschwindigkeitsmessung eingesetzt. Hierbei dient jede Faser sowohl als Sender als auch als Empfänger. Die 300 mW Laserdiode dient auch hier als Lichtquelle. Der Lichtstrahl wird durch das im Kapitel 4.1 (siehe Abb.4.3) beschriebene Linsensystem aufgeweitet und über den Knickkoppler in die Fasern eingekoppelt. Beide Fasern erfassen im Rohr den lokalen Brechungsindex und können so zwischen Gas und Flüssigkeit unterscheiden. Die Empfänger der Fasern werden vor der CCD - Zeile der Kamera positioniert. Die Information der Schaumsignale wird zuerst in 8 bit Schwarzweißbildern gespeichert. Durch Bearbeitung des Bildes können die im Bild gespeicherten, zeitabhängigen Signale ausgelesen werden.

5.2.3.2 Auswertungsmethode für die Bestimmung der Geschwindigkeit

Fließt an den Sensoren Schaum vorbei, erhalten beide in Strömungsrichtung versetzt angeordneten Sensoren ein annähernd gleiches zeitlich versetztes Signal. Durch den Vergleich der Signale mit einer Korrelation kann die zeitliche Verzögerung Δt berechnet werden. Die Geschwindigkeit des Schaums ist dann.

$$v = \frac{b}{\Delta t} \quad (5.10)$$

Dabei ist b ist Abstand zwischen zwei Fasern.

Um die zeitliche Verzögerung zwischen den beiden Signalen zu erhalten, wurden zuerst die Messsignale aus den 8-bit-Schwarzweißbildern ausgelesen. Abb. 5.28 zeigt typische Signale. Die beiden Signale können bspw. mit der Software MATHCAD aus dem Bild abgelesen, und die jeweiligste Lichtintensität über die Zeit dargestellt werden. (Siehe Abb. 5.29).

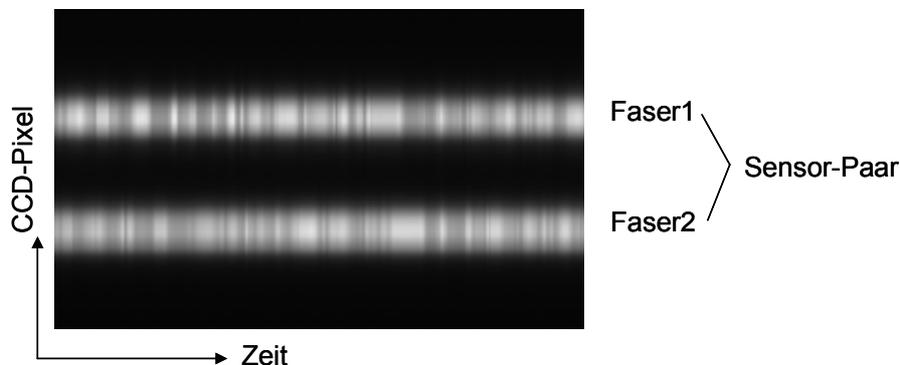


Abb. 5.28: Zeitlicher Verlauf der Messsignale aus zwei Sensorfasern (Strömungsrichtung von Faser1 zu Faser2) bei Messung vorbeiströmenden Schaums (Bild mit ca. 50 Pixeln pro Faser und Abtastrate von 5kHz).

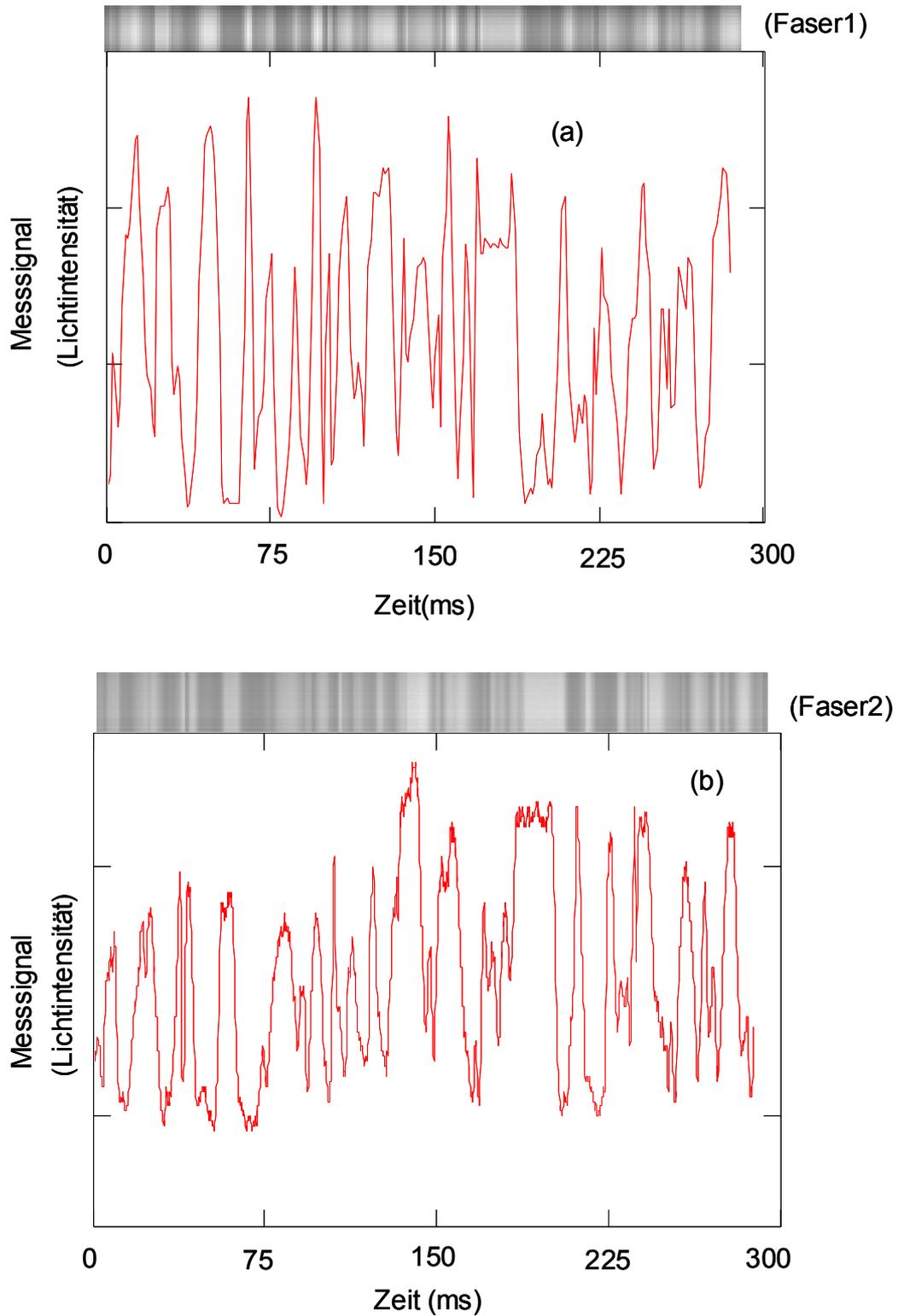


Abb. 5.29: Lichtintensität der Messsignale aus einem Faser-Sensor-Paar bei der Vermessung vorbeiströmenden Schaums: (a) Messsignal von Faser 1; (b) Messsignal von Faser 2.

Ein bekanntes Auswertungsverfahren zur Bestimmung der zeitlichen Verzögerung ist die Korrelations-Funktion [Kip75] [Har89]. Der Korrelationskoeffizient $\psi_{xy}(\tau)$ für ein Sensor-Paar wird aus den beiden Signalen $x(t)$, und $y(t)$ (Intensitätssignalverlauf in der Messzeitspanne) bestimmt.

$$\psi_{xy}(\tau) = \frac{1}{T} \int_0^T x(t - \tau) \cdot y(t) dt \quad (5.11)$$

τ ist der ausgewählte Zeitversatz und T die betrachtete Zeitspanne. Zur Bestimmung von $\tau_m = \Delta t$ wird τ kontinuierlich von 0 bis zu einem genügend großen Wert variiert und der entsprechende Korrelationskoeffizient $\psi_{xy}(\tau)$ berechnet. Erreicht $\psi_{xy}(\tau)$ ein absolutes Maximum durch Variation von τ ist die tatsächliche zeitliche Verschiebung bei $\tau_m = \Delta t$ gefunden, s. Abb. 5.30.

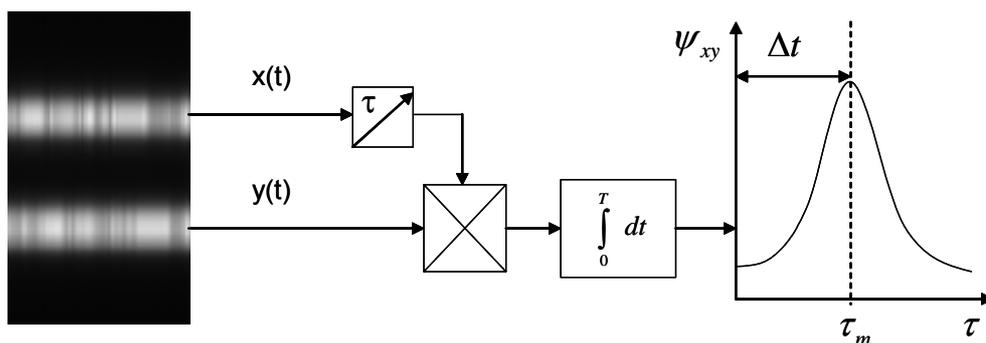


Abb. 5.30: Bestimmung des Zeitversatzes durch das Korrelations-Verfahren

Hier werden jedoch Signale zu Zeitintervallen abgerufen, die der vorgegebenen Messfrequenz mit $f = 5 \text{ kHz}$ entsprechen. Die Anzahl der vorausgehenden Messesequenzen ergibt sich aus $m = \tau \cdot f$. Somit lässt sich der Korrelationskoeffizient auch als Funktion der Messschritte ausdrücken, deren Zahl solange variiert wird bis wiederum das Maximum erkennbar wird.

$$\psi_{xy}(m) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [x(i) \cdot y(i + m)] \quad (5.12)$$

Man erhält daraus für das Maximum m_m , bzw. für den Korrelationszeitpunkt:

$$\Delta t = \frac{m_m}{f} \quad (5.13)$$

Nach der Bestimmung der Zeitverzögerung kann die Geschwindigkeit mit Gleichung (5.10) berechnet werden.

Eine alternative Auswertungsmethode für die Bestimmung des Zeitversatzes ist das Minimum-Quadrat-Differenz-Verfahren (Siehe Anhang 9.4), mit dem die vom Korrelationsverfahren ausgewerteten Messergebnisse kontrolliert werden können.

5.2.3.3 Auswertungsmethode für die Bestimmung der Blasengröße

Der Schaum umströmt das Ende des Fasersensors, es folgt dabei eine Blase auf die andere. Wegen der engen Blasengrößenverteilung wird ein angenähert periodisches Blasensignal vom Fasersensor aufgenommen (siehe auch Abb. 5.29). Aus dem Signal kann die Zeit ermittelt werden, die eine Blase für das Vorbeifließen am Faserende benötigt. Nach der oben vorgestellten Auswertungsmethode ist die Geschwindigkeit des fließenden Schaums bekannt. Durch Kombination der Zeitdauer und der Geschwindigkeit kann nun auch die Blasengröße berechnet werden.

Beachtet werden muss hierbei, dass nicht alle Blasen zentrisch vor dem Fasersensor vorbeifließen. Aus dem Signal einer einzelnen Blase kann die Blasengröße daher nicht angegeben werden. Aber aus den Messsignalen mehrerer Blasen kann die statistisch durchschnittliche Blasengröße ermittelt werden:

Der zeitliche Versatz, bzw. die Zeit zwischen zwei nacheinander am Faserende vorbeifließenden Blasen kann ebenfalls durch das Korrelationsverfahren ermittelt werden.

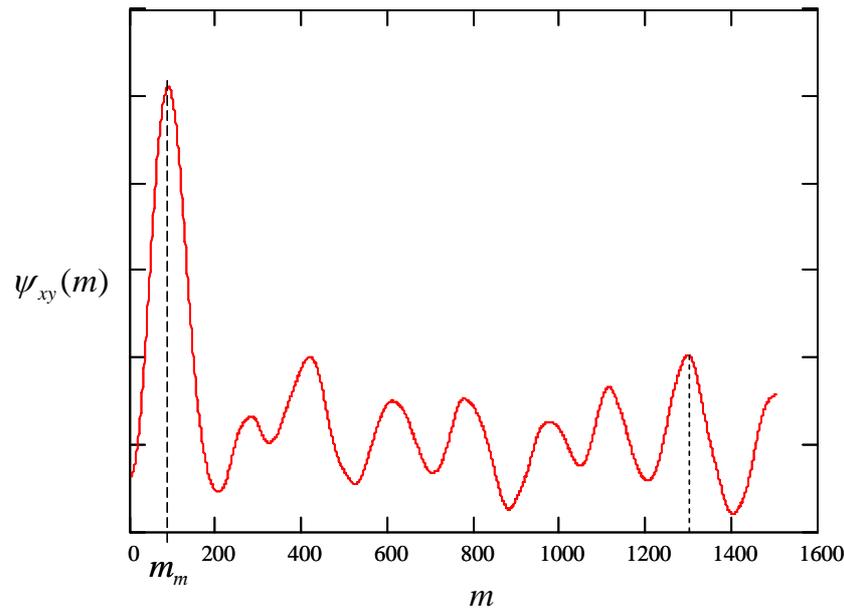


Abb. 5.31: Bestimmung der Verweilzeit von Blasen am Sensor mit dem Korrelationsverfahren (m Anzahl der Verschiebungsschritte der Messsequenzen). m_m entspricht der Verschiebung für maximale Übereinstimmung der Messsignale an den beiden Fasern.

Der Korrelationskoeffizient $\psi_{xy}(m)$ lässt sich mit der zunehmenden Zahl m berechnen. Beim maximalen Wert vom Korrelationskoeffizient $\psi_{xy}(m)$ wird m gleich m_m . Im Diagramm befinden sich viele kleine Spitzen. Sie bedeuten, dass sieben Blasen im Zeitraum m von 100 bis 1300 (siehe Abb.5.31) am Faserende vorbeifließen. Die durchschnittliche Verweilzeit t_v für eine Blase am Sensor berechnet man dann aus $(1300-100)/(7 \cdot f)$ (f ist hier die Abtastrate der Signalaufnahme). Mit der Verweilzeit t_v der Blasen und der Geschwindigkeit v des Schaums lässt sich die durchschnittliche Blasengröße \bar{D} mit der folgenden Gleichung berechnen.

$$\bar{D} = \frac{v \cdot t_v}{k} \quad (5.14)$$

Hier ist k ein Korrekturfaktor für die Bestimmung der statistischen Blasengröße. Der Korrekturfaktor ist erforderlich, weil nicht alle Blasen zentrisch am Faserende vorbeifließen. Man kann bspw. annehmen, dass die Blasen des Schaums ideale Kugeln darstellen (siehe Abb. 5.32). Die Blasen passieren das Faserende mit einem

Abstand a , der vom Mittelpunkt der Blase zum Faserende gemessen wird. Der Abstand a variiert von 0 bis R (R ist der Radius der Blasen).

In Abb. 5.32 erkennt man, dass sich mit Veränderung von a auch die vom Sensor detektierbare Blasenausdehnung b verändert. Mit der Gleichung $b = 2 \cdot \sqrt{R^2 - a^2}$ wird der Abstand b aus dem Radius der kugelförmig angenommenen Blasen und gegebenen a berechnet. Die weitere Annahme ist, dass alle Abstände a von 0 bis R mit gleicher Häufigkeit auftreten. Dann kann der Korrekturfaktor k unter der Annahme sehr dünner Blasenwände mit folgender Gleichung berechnet werden.

$$k = \frac{1}{R} \int_0^R \sqrt{R^2 - a^2} da = 0,785 \quad (5.15)$$

Der Korrekturfaktor wird in vorliegender Arbeit als konstant für alle Berechnungen der durchschnittlichen Blasengröße angenommen.

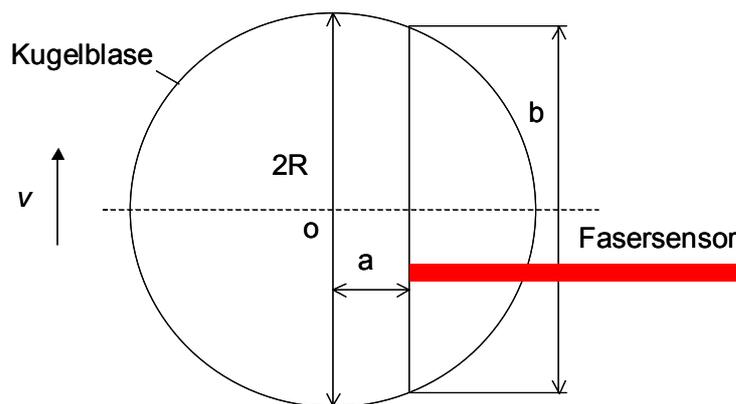


Abb. 5.32: Zur Bestimmung des Korrekturfaktors für die Blasengröße beim Durchgang der Blasen durch den Sensor auf gleichmäßig über den Radius verteilten Zentralabständen a

Als Alternative ist auch das Korrelationsverfahren mit nur den Signalen einer der beiden Sonden $x(t)$ ausgewertet und der Korrelationskoeffizient $\psi_{xx}(m)$ durch Verschiebung um diskrete Werte von m berechnet wird. In der Gleichung (5.16) ist die Formel für die Berechnung des Korrelationskoeffizienten $\psi_{xx}(m)$ aus den digitalen Messdaten angegeben.

$$\psi_{xx}(m) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [x(i) \cdot x(i+m)] \quad (5.16)$$

Zu den Korrelationskoeffizienten $\psi_{xy}(m)$ ist das Resultat der Korrelationskoeffizienten $\psi_{xx}(m)$ mit dem gleichen Signal, das für die Berechnung der Korrelationskoeffizienten in Abb. 5.31 verwendet wurde, in Abb. 5.33 dargestellt. Wie erwartet bleibt das Maximum des Korrelationskoeffizienten $\psi_{xx}(m)$ bei Null. Im Zeitraum m von 0 bis 1200 haben sich sieben Blasen am Faserende vorbeibewegt. Die durchschnittliche Verweilzeit t_v für eine Blase am Sensor ist $(1200-0)/(7f)$ (f ist hier ebenso die Abtastrate der Signalaufnahme). Die Verweilzeit der Blasen am Sensor stimmt mit dem Ergebnis aus den Korrelationskoeffizienten $\psi_{xy}(m)$ gut überein. Der Korrelationskoeffizient $\psi_{xx}(m)$ ist daher geeignet, eine Kontrolle der Schaumgeschwindigkeit bzw. der Blasengröße vorzunehmen. Zudem kann festgestellt werden, wie sich der Schaum in seiner Struktur entlang des Strömungswegs verändert hat. Ein weiterer Vorteil der Korrelationskoeffizienten $\psi_{xy}(m)$ bei Nutzung der gleichen Faser als Sender und Empfänger ist die Erkennung von Lamellendurchgängen. Diese können bei getrennten Sender- und Empfänger-Fasern kaum erfasst werden.

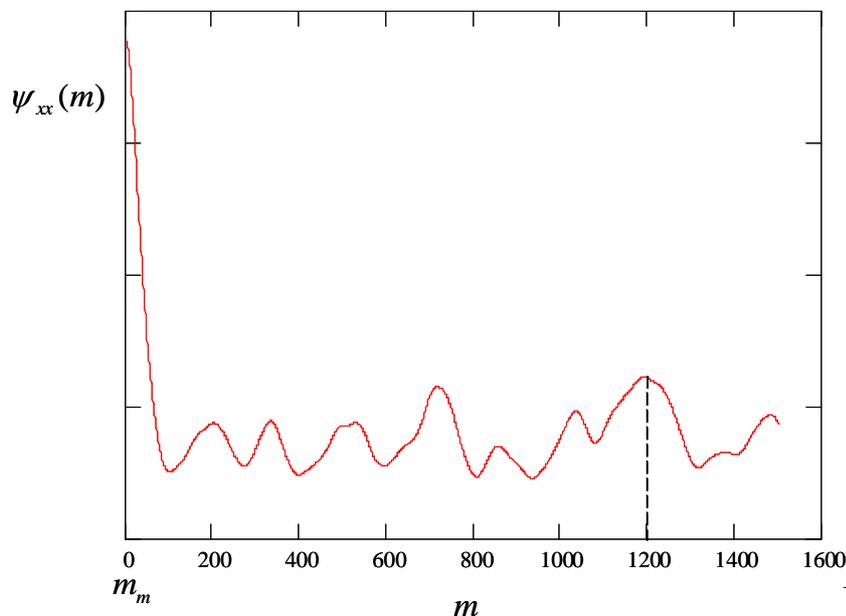


Abb. 5.33: Bestimmung der Anzahl der durch einen Sensor im Messintervall durchtretenden Blasen und der Verweilzeit von Blasen am Sensor aus dem Korrelationskoeffizient $\psi_{xy}(m)$

5.2.3.4 Messergebnisse der Geschwindigkeitsmessung und Blasengröße

In diesem Unterkapitel werden die Ergebnisse von den Untersuchungen der Schaumgeschwindigkeit bzw. Blasengröße des Schaums aus dem Korrelationsverfahren vorgestellt.

In den Experimenten wurde SDS-Lösung mit der Konzentration von 0,2 Gew.-% verwendet. Die Schaumgeschwindigkeit variiert von 0,01 m/s bis zu 0,25 m/s. Mit dem Sensorpaar gemäß Abb. 5.27 kann die Geschwindigkeit bzw. die Blasengröße bestimmt werden. Als Beispiel werden die mit der Korrelationsmethode ausgewerteten Messsignale in Abb. 5.34 aufgetragen. Die Blasengröße des Schaums liegt in allen vier Diagrammen bei ca. 3mm. Mit steigender Schaumgeschwindigkeit tritt der Maximalwert, mit der die Zeitverschiebung zwischen den zwei Fasern von einem Sensorpaar bestimmt werden kann, immer früher auf und tritt immer schärfer hervor. Aus den Diagrammen kann die Zeitverschiebung bestimmt und damit die Schaumgeschwindigkeit berechnet werden. Die durchschnittliche Verweilzeit einer einzelnen Schaumblase t_v kann durch das kleine Maximum aus den Diagrammen in Abb. 5.34 bestimmt wird. Die vom Fasersensor gemessenen Blasengrößen werden durch Kameraaufnahmen überprüft. Die Ergebnisse von Fasersensor und von der Kamera stimmen gut überein.

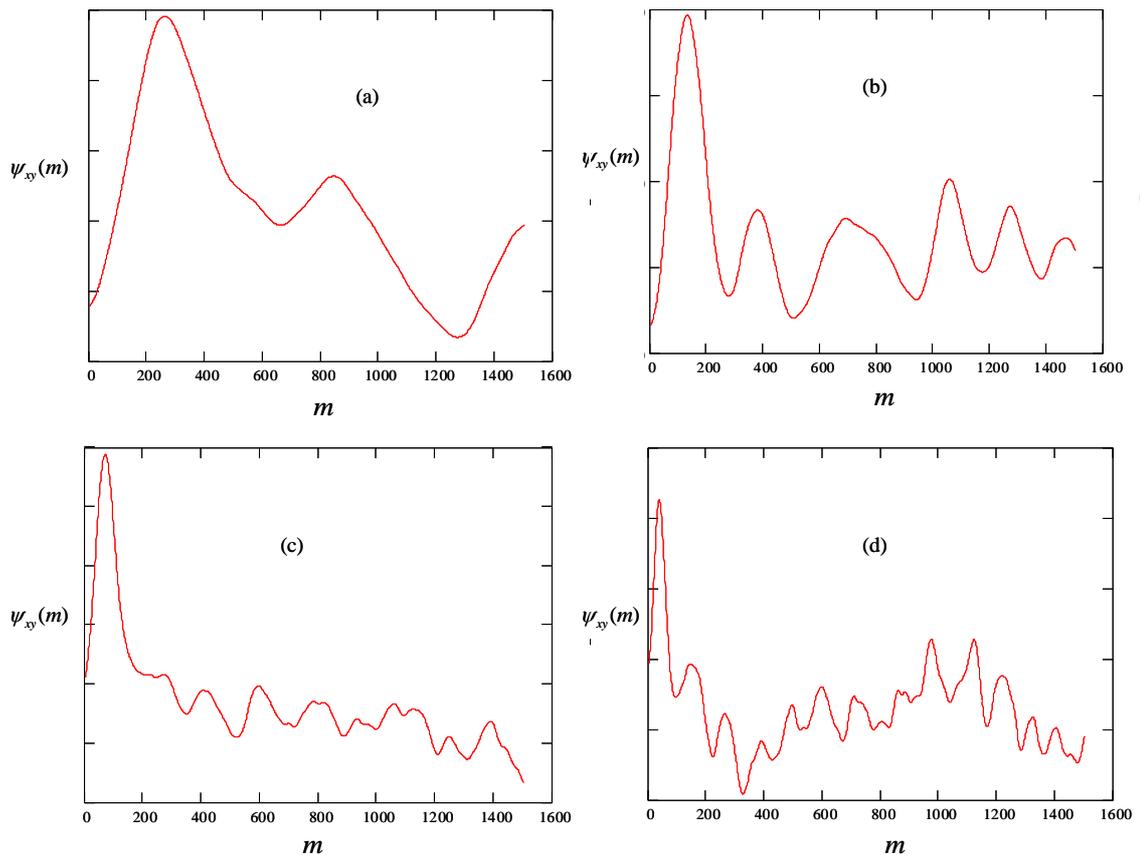


Abb. 5.34: Messsignale aus Korrelationsverfahren für verschiedene Geschwindigkeiten v des Schaums ((a): $v=0,02\text{m/s}$; (b) $v=0,038\text{ m/s}$; (c): $v=0,071\text{m/s}$; (d): $v=0,147\text{m/s}$)

Die Dosierung der Tensidlösung (0,2% SDS-Lösung) wird hier als Versuchsparameter untersucht. Bei einem bestimmten Volumenstrom der Luft $\dot{V}_L = 0,25\text{ m}^3/\text{h}$ wird die Tensidlösung durch eine Zahnradschleuse mit unterschiedlichen Dosierungen in die Blasensäule gefördert. Die durchschnittlichen Messergebnisse der Schaumgeschwindigkeit und der Blasengröße sind in der Tabelle 5.2 angegeben.

Tabelle 5.2: Ergebnisse der Geschwindigkeits- und Blasengrößenmessung bei unterschiedlichen Dosiermengen der Tensidlösung (0,2% SDS-Lösung)

Versuchsnummer	Dosierung der Tensidlösung (ml/min)	Schaumgeschwindigkeit (m/s)	Blasengröße (mm)	Leerrohrgeschwindigkeit der Luft (m/s)
1	100	0,071	7,40	0,055
2	200	0,101	3,44	0,055
3	300	0,067	2,81	0,055
4	400	0,073	2,73	0,055
5	600	0,084	2,27	0,055

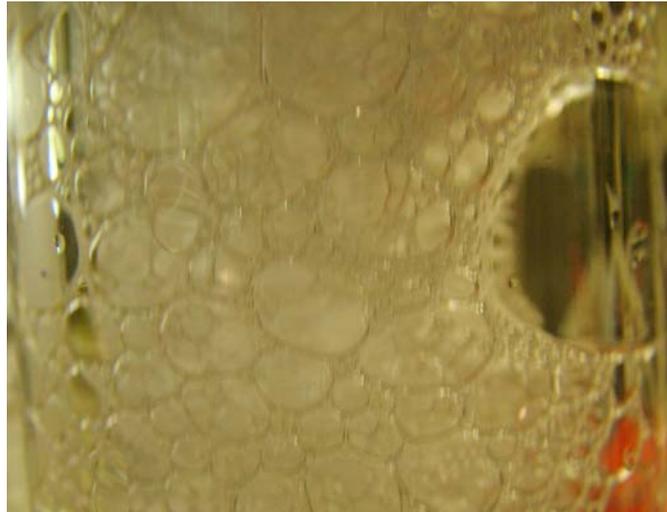
Die durchschnittliche Blasengröße sinkt mit steigender Dosierung der Tensidlösung. D.h., wenn das Verhältnis zwischen dem Tensidmengenstrom und dem Luftmengenstrom größer wird, verkleinert sich die durchschnittliche Blasengröße des Schaums. Die durchschnittliche Schaumgeschwindigkeit war ca. 30% größer als die Leerrohrgeschwindigkeit der Luft. Eine Ausnahme ist die Schaumgeschwindigkeit bei der Dosierung $\dot{V}_F = 200 \text{ ml/min}$, bei der die Schaumgeschwindigkeit sehr viel höher als die Leerrohrgeschwindigkeit der Luft ist. Die Ursache kann durch den Vergleich mit den Kameraaufnahmen erklärt werden.

Der innere Durchmesser der Blasensäule liegt bei 40mm, der innere Durchmesser der Kapillare jedoch, durch die die Tensidlösung in die Blasensäule gefördert wird, beträgt 2mm. Die Tensidlösung wird deswegen nicht gleichmäßig auf die Fritte verteilt. Wenn das Verhältnis des Volumenstroms zwischen der Flüssigkeit und der Luft klein ist, z.B. bei der Dosiermenge $\dot{V}_F = 100 \text{ ml/min}$, wird die Tensidlösung sofort verschäumt und durch den Luftstrom nach oben getragen. Die Geschwindigkeit des Schaums ist in der Blasensäule gleichmäßig verteilt (Siehe Tabelle 5.3). Aber die Tensidlösung verteilt sich nicht gleichmäßig in der Blasensäule, bleibt die Blasengröße lokal verschieden.

Die Blasengrößenverteilung ist bei sehr niedrigem Durchsatzverhältnis Flüssigkeit zu Luft vergleichsweise breit. In Abb. 5.35 wird ein Photo dieser Strömung gezeigt. Das Bild der Kamera zeigt eine gute Übereinstimmung mit den Messergebnissen der Fasersensoren.

Tabelle 5.3: Messergebnisse der Geschwindigkeits- und Blasengrößenmessung beim sehr niedrigen Flüssigkeit/Luft-Verhältnis (mit 0,05%-SDS-Lösung, $\dot{V}_F = 100 \text{ ml/min}$, $\dot{V}_L = 0,25 \text{ m}^3/\text{h}$)

Versuchsnummer	Schaumgeschwindigkeit (m/s)	Blasengröße (mm)
6	0,067	3,28
7	0,074	3,56
8	0,072	15,0
9	0,072	4,78
durchschnittlich	0,071	7,4



1cm

Abb. 5.35: Photo des Schaums in der Blasensäule bei einem niedrigen Volumenstromverhältnis von Flüssigkeit und Luft (mit 0,05%-SDS-Lösung, $\dot{V}_F = 100 \text{ ml/min}$, $\dot{V}_L = 0,25 \text{ m}^3/\text{h}$)

Bei einer Dosierung der 0,1%-SDS-Lösung von $\dot{V}_F = 200 \text{ ml/min}$ verändert sich die Schaumstruktur in der Blasensäule. Die Flüssigkeit wird nicht mehr gleichmäßig auf der Oberfläche der Fritte verteilt. Bei hoher Flüssigkeitsdosierung ist die Flüssigkeitsbeladung des Schaums groß und die Blasengröße klein. Bei geringer Flüssigkeitsdosierung kehrt sich die Wirkung um. In Tabelle 5.4 werden die Messergebnisse von den Fasersensoren dargestellt. In diesen Versuchen wurden zwei feste Werte (5- und 15mm) für den Abstand der Sensorspitze von der inneren Kanalwand eingestellt.

Aus der Tabelle 5.4 erkennt man, dass die Strömungsgeschwindigkeit des Schaums an verschiedenen Positionen innerhalb des Glasrohres nicht gleich ist. Der Grund dafür ist, dass der Druckverlust des mit Flüssigkeit hoch- und niedrigbeladenen Schaums nicht gleich ist. Der Schaum mit niedriger Flüssigkeitsbeladung ist relativ leicht und der Druckverlust ist hier relativ gering. Deshalb ist die Schaumgeschwindigkeit hier relativ groß. Die Unterschiede der Schaumgeschwindigkeit sind bei verschiedenen Positionen in der Blasensäule in diesem Flüssigkeit/Luftverhältnis-Bereich erheblich. An mancher Position, wo sehr kleine Schaumblasen vorherrschen, fließt der Schaum kaum, und an anderen Positionen ist die Schaumgeschwindigkeit viel höher als die Leerrohrgeschwindigkeit

der Luft. Der Schaumstrom ist zudem instabil, d.h., schon eine kleine Störung kann den Schaumstrom lokal verändern.

Tabelle 5.4: Ergebnisse der Geschwindigkeits- und Blasengrößenmessung beim relativ niedrigen Flüssigkeit/Luft-Verhältnis (mit 0,1%-SDS-Lösung, $\dot{V}_F = 200 \text{ ml/min}$, $\dot{V}_L = 0,25 \text{ m}^3/\text{h}$) bei verschiedenen Abstände der Sensorspitze von der inneren Kanalwand (Siehe Abb.5.20)

Abstand=5mm			Abstand=15mm		
Versuchsnummer	Schaumgeschwindigkeit (m/s)	Blasengröße (mm)	Versuchsnummer	Schaumgeschwindigkeit (m/s)	Blasengröße (mm)
10	0,098	3,25	15	0,083	2,23
11	0,100	3,16	16	0,083	2,12
12	0,106	3,52	17	0,086	2,35
13	0,096	3,31	18	0,082	2,18
14	0,100	3,00	19	0,085	2,26
Durchschnittlich	0,101	3,44	Durchschnittlich	0,084	2,24

Mit weiter steigenden Dosierstrom der 0,2%-SDS-Lösung wird die Flüssigkeit immer gleichmäßiger auf der Oberfläche der Fritte verteilt. Die Messergebnisse bei den Dosierungen der Tensidlösung von $\dot{V}_F = 300 \text{ ml/min}$ und 400 ml/min sind in der Tabelle 5.5 gegeben. Aus den Messergebnissen kann man erkennen, dass die Geschwindigkeit und die Blasengröße nun reproduzierbar erfasst werden können.

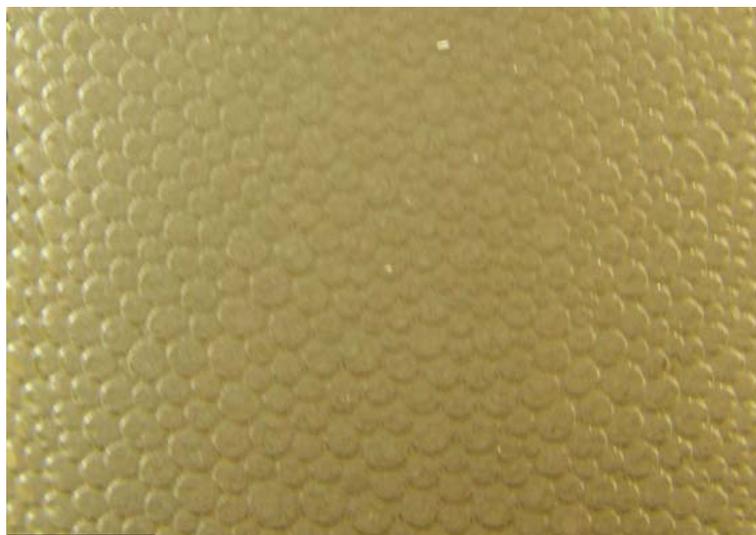
Tabelle 5.5: Ergebnisse der Geschwindigkeits- und Blasengrößenmessung bei Dosierungen der 0,2%-SDS-Lösung von $\dot{V}_F = 300 \text{ ml/min}$ und 400 ml/min ($\dot{V}_L = 0,25 \text{ m}^3/\text{h}$) mit dem Abstand der Sensorspitze von der inneren Kanalwand von 5mm

$\dot{V}_F = 300 \text{ ml/min}$			$\dot{V}_F = 400 \text{ ml/min}$		
Versuchsnummer	Schaumgeschwindigkeit (m/s)	Blasengröße (mm)	Versuchsnummer	Schaumgeschwindigkeit (m/s)	Blasengröße (mm)
20	0,067	2,73	25	0,073	2,73
21	0,063	2,98	26	0,077	2,76
22	0,068	2,33	27	0,072	2,77
23	0,069	3,01	28	0,072	2,65
24	0,065	2,99	29	0,074	2,73
Durchschnittlich	0,067	2,81	Durchschnittlich	0,073	2,73

Wenn die Dosierung der 0,2%-SDS-Lösung bis auf 600 ml/min gesteigert wird, kann der Luftstrom die Flüssigkeit nicht mehr sofort verschäumen. Die Flüssigkeit reichert sich auf der Oberfläche der Fritte an. In diesem Fall wird ein Schaum mit homogener Blasengröße erzeugt und die Schaumgeschwindigkeit bleibt hier auch relativ konstant (Siehe Tabelle 5.6). In Abb. 5.36 wird ein Bild des homogenen Schaums gezeigt. Die Blasengröße stimmt mit den Sensormessungen gut überein.

Tabelle 5.6: Ergebnisse der Geschwindigkeits- und Blasengrößenmessung bei hohem Flüssigkeit/Luft-Verhältnis (mit 0,2%-SDS-Lösung, $\dot{V}_F=600\text{ml/min}$, $\dot{V}_L=0,25\text{m}^3/\text{h}$)

Versuchsnummer	Schaumgeschwindigkeit (m/s)	Blasengröße (mm)
30	0,085	2,21
31	0,080	2,25
32	0,086	2,37
33	0,083	2,14
34	0,086	2,40
Durchschnittlich	0,084	2,27



1cm

Abb. 5.36: Foto des Schaums in der Blasensäule bei einem hohen Flüssigkeit/Luft-Verhältnis (mit 0,2%-SDS-Lösung, $\dot{V}_F=600\text{ml/min}$, $\dot{V}_L=0,25\text{m}^3/\text{h}$)

In weiteren Versuchen wurde der Volumenstrom der Luft variiert. Die Dosierung der Tensidlösung wurde so ausgewählt, dass die Tensidlösung sich auf der Oberfläche der Fritte anzureichern beginnt und ein homogener Schaum erzeugt wird. In Tabelle 5.7 sind die Messergebnisse bei verschiedenen Leerrohrgeschwindigkeiten der Luft in der Blasensäule angegeben. Bei allen Leerrohrgeschwindigkeiten wird 0,4%-SDS- Lösung für das Verschäumen eingesetzt.

Tabelle 5.7: Ergebnisse der Geschwindigkeits- und Blasengrößenmessung bei verschiedenen Leerrohrgeschwindigkeiten der Luft in der Blasensäule

Versuchsnummer	Volumengeschwindigkeit der Luft (m ³ /h)	Leerrohrgeschwindigkeit der Luft (m/s)	Volumenstrom der Tensidlösung (ml/min)	Schaumgeschwindigkeit (m/s)	Blasengröße (mm)
35	0,1	0,022	100	0,023	2,85
36	0,15	0,033	160	0,037	2,36
37	0,25	0,055	400	0,063	1,90

Wie die Tabelle 5.7 zeigt, wird der Volumenstrom der Tensidlösung mit steigender Leerrohrgeschwindigkeit der Luft erhöht, um einen homogenen Schaum herzustellen. Die Blasengröße der homogenen Schäume verkleinert sich mit steigender Leerrohrgeschwindigkeit.

Aus dem Unterkapitel 2.3.5 geht folgendes hervor: wenn die maximale Schubspannung in einer Rohrströmung die Fließgrenze des Schaums nicht überschreitet, erfolgt die Strömung nur aufgrund des Gleitens an der Wand. Der Schaum wird nicht deformiert und fließt wie ein fester Pfropfen. Deswegen sind die gemessenen Schaumgeschwindigkeit und Leerrohrgeschwindigkeit bei der niedrigen Schaumgeschwindigkeit fast gleich. Wenn die Schaumgeschwindigkeit die Fließgrenze übersteigt, beginnt sich der Schaum zu verformen und es entsteht ein Profil. In der Nähe der Wand fließt der Schaum kaum. Deswegen ist die gemessene Schaumgeschwindigkeit im Inneren des Rohrs größer als die Leerrohrgeschwindigkeit bzw. mittlere Geschwindigkeit. Je größer die Leerrohrgeschwindigkeit ist, desto größer ist der Unterschied zwischen der im Inneren gemessenen Schaumgeschwindigkeit und der Leerrohrgeschwindigkeit (Siehe Tabelle 5.7).

Der Fasersensor wird für Untersuchungen bei verschiedenen Konzentrationen der Tensidlösung eingesetzt. Die Messergebnisse sind in Tabelle 5.8 gegeben. Die Schaumgeschwindigkeiten und die Blasengrößen werden unter der Bedingung gemessen, dass ein homogener Schaum erzeugt wird. Die Ergebnisse zeigen, dass

die Blasengröße keine große Änderung erfährt, wenn die Konzentrationen der SDS-Lösung von 0,4% bis 0,025% (Gewicht %) herabgesetzt wird. Bei weiterer Verdünnung auf 0,0125% nimmt die Schaumfähigkeit der Tensidlösung merklich ab. Bei der Dosierung von 400 ml/min reichert sich die Tensidlösung schon auf der Frittenoberfläche an, während dies bei der hoch konzentrierten Tensidlösung erst bei 600 ml/min stattfindet. Die Blasengröße in der 0,0125%-Tensidlösung ist ca. 25% größer als die bei hohen Konzentrationen.

Tabelle 5.8: Ergebnisse der Geschwindigkeits- und Blasengrößenmessung bei verschiedenen Konzentrationen der Tensidlösung

Versuchsnummer	Konzentration der Tensidlösung (%)	Leerrohrgeschwindigkeit der Luft (m/s)	Volumenstrom der Tensidlösung (ml/min)	Schaumgeschwindigkeit (m/s)	Blasengröße (mm)
38	0,4	0,055	600	0,072	1,60
39	0,2	0,055	600	0,070	1,57
40	0,1	0,055	600	0,087	1,50
41	0,05	0,055	600	0,081	1,59
42	0,025	0,055	600	0,076	1,58
43	0,0125	0,055	400	0,077	1,98

Die Messergebnisse der Geschwindigkeiten haben hier eine relativ große Abweichung bei verschiedenen Lösungskonzentrationen. Während der Messung kann eine Schwankung des Luftvolumenstroms beobachtet werden. Dies ist der Grund weshalb die Messergebnisse der Schaumgeschwindigkeit einen relativ großen Messfehler beinhalten.

5.2.3.5 Reproduzierbarkeit des Messverfahrens

In der Abb. 5.37 sind die mit dem Korrelationsverfahren ausgewerteten Messergebnisse aufgetragen. In den Versuchen wurde 0,4 % SDS-Lösung eingesetzt. Der Massenstrom der SDS-Lösung lag bei 300 ml/min und der Volumenstrom der Luft war mit 0,25 m³/h eingestellt. Bei den Messungen wurde gleichzeitig eine Digitalkamera eingesetzt, um die Schaumgröße zu kontrollieren. Das von der Kamera aufgenommene Foto ist ebenso in der Abb. 5.37 gezeigt.

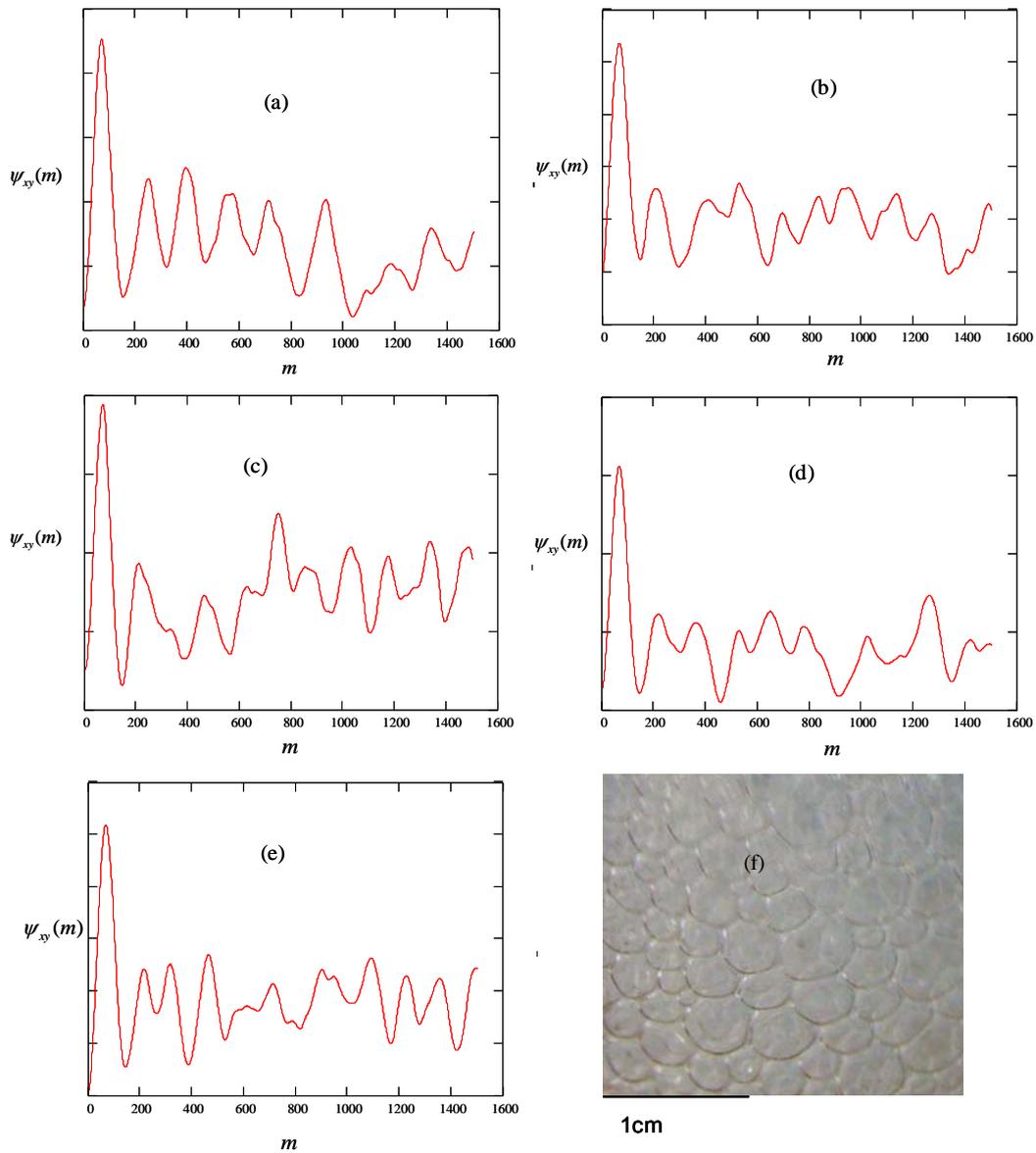


Abb. 5.37: Messsignale aus dem Korrelationsverfahren für die Geschwindigkeits- und die Blasengrößenmessung (a-e) und Foto der Blasengröße (f)

Mit den oben genannten Parametern wurden fünf Messungen durchgeführt. Ein Vergleich der Messergebnisse ergibt eine gute Reproduzierbarkeit der Messungen. In der Tabelle 5.9 sind die Ergebnisse mit dem Fasersensor und aus der Bildauswertung aufgelistet.

Tabelle 5.9: Ergebnisse der Geschwindigkeits- und Blasengrößenmessung mit dem Fasersensor und der Blasengrößenmessung mit der Kamera

Versuchsnummer	Geschwindigkeit (m/s)	Blasengröße (mm)
44	0,074	3,22
45	0,078	3,06
46	0,077	2,78
47	0,073	2,93
48	0,077	2,90
Durchschnittlicher Wert mit Fasersensor	0,076	2,99
Mit Kamera		ca.3

Die durchschnittliche Blasengröße, gemäß Sensormethode und gemittelt aus 5 Messungen stimmt im Vergleich zum Foto gut überein. Dem Kamerabild ist zu entnehmen, dass die Blasengröße des Schaums in diesen Versuchen nicht konstant war. Die Messergebnisse mit dem Fasersensor haben dies ebenso bestätigt. Zudem muss berücksichtigt werden, dass sich selbst bei konstanter Blasengröße durch die Statistik der Durchtrittsergebnisse stets eine Verteilung der Messwerte einstellen muss.

Für die Geschwindigkeitsmessung wurde der Messfehler verglichen mit dem durchschnittlichen Werte bestimmt. Da der Schaum mit relativ niedriger Geschwindigkeit wie ein Pfropfen fließt, ist die Geschwindigkeit lokal konstant. hier wird mit dem durchschnittlichen Werte verglichen, weil die Geschwindigkeit des Schaums in der Rohr schwierig mit der Kamera zu messen ist. Mit dem Foto kann nur die Schaumgröße erfasst werden. Wenn der durchschnittliche Wert als die reale Geschwindigkeit angenommen wird, ist der durchschnittliche Messfehler für die Geschwindigkeitsmessung hier kleiner als 4%.

5.2.4 Bestimmung des Gasanteils des Kugelschaums

Bei Verwendung von Tensidlösungen entstehen sehr dünn Schaumlamelle (ca.400-800nm), dass sie mit dem Fasersensor, dessen Durchmesser von 250 bis 500 μ m beträgt, nicht mehr gemessen werden kann.

Im Kapitel 2.3.4.2 wurde dargestellt, dass sich Kugelschaum in hochviskosen Medien bilden kann, auch wenn keine oberflächenaktive Substanz vorhanden ist. Der Kugelschaum wird auch als nasser Schaum bezeichnet. In Kugelschäumen sind die Gasblasen wegen der oberflächenverkleinernden Wirkung der Grenzflächenspannung kugelförmig und zwischen den Blasen befindet sich viel Flüssigkeit. Der Gasanteil des Kugelschaums liegt zwischen 0,52 bis 0,74. Für den chaotischen Mischbereich ist der Gasanteil kleiner als 0,52 (Vergl. Abb.2.14). In diesen Fällen kann der Gasanteil mit dem Fasersensor bestimmt werden.

Der Kugelschaum wird ebenso in der Blasensäule erzeugt. Statt die Tensidlösung kontinuierlich in die Blasensäule zu pumpen, wird 50ml Glycerin-Wasser-Gemische in die Blasensäule einmalig gefüllt. Das Molekulargewicht von Glycerin ist 92,1g/mol. Glycerin ist bei 20°C eine farblose Flüssigkeit, die eine Viskosität von 1480 mPa·s aufweist. Glycerin und Wasser lassen sich in allen Verhältnissen mischen. In der vorliegenden Arbeit wird eine 40%- Glycerinlösung (Gewichte %) mit der Dichte von 1100 kg/m³ in den Versuchen verwendet. Ihre Oberflächenspannung beträgt 0,0697 N/m und Ihre Viskosität ist hier 4 mPa·s.

Die Fritte wird zuerst mit Antispread F2/50 hydrophobisiert, damit die Flüssigkeit nicht nach unten in den Luftschlauch fließt. Die Füllhöhe h_1 der Flüssigkeit wird vor dem Einspeisen von Luft gemessen. Die Luft wird durch die Fritte von unten nach oben mit verschiedenen Leerrohrgeschwindigkeiten geblasen, sodass in der Blasensäule ein instabiler Schaum erzeugt wird. Im unteren Bereich des Luft-Flüssigkeitssystems herrscht der chaotische Mischbereich vor. Oberhalb dieses Bereichs tritt eine Trennung auf Grund der Schwerkraft ein. Der mittlere Luftanteil steigt an, und es bildet sich ein Kugelschaum aus. Gleichzeitig werden die Schaumlamellen immer dünner. Manche Lamelle zerplatzt, und die Blasen werden größer. Bei einer bestimmten Höhe zerplatzen alle Blasen. Diese Höhe h_2 wird gemessen. Der Gasanteil für das gesamte Luft-Flüssigkeits-System kann mit folgender Gleichung berechnet werden.

$$\varphi_{Ges} = \frac{h_2 - h_1}{h_2} \quad (5.17)$$

Mit dem Fasersensor wird der lokale Phasenanteil im vertikalen Rohr mit je 10 mm Abstand (vertikale Abstand zwischen den Sensoren) gemessen. Die gemessenen Signale $x(i)$ werden normiert. Wenn die Luft am Faserende anliegt, wird das Signal zu eins definiert. Bei der Flüssigkeit wird das Signal zu Null normiert. Nach der Normierung erhält man ein neues binäres Signal $x'(i)$ (siehe Abb. 5.38). Der Gasanteil am gemessenen Punkt kann durch Gleichung (5.18) berechnet werden.

$$\varphi = \frac{\sum_{i=1}^N x'(i)}{N} \quad (5.18)$$

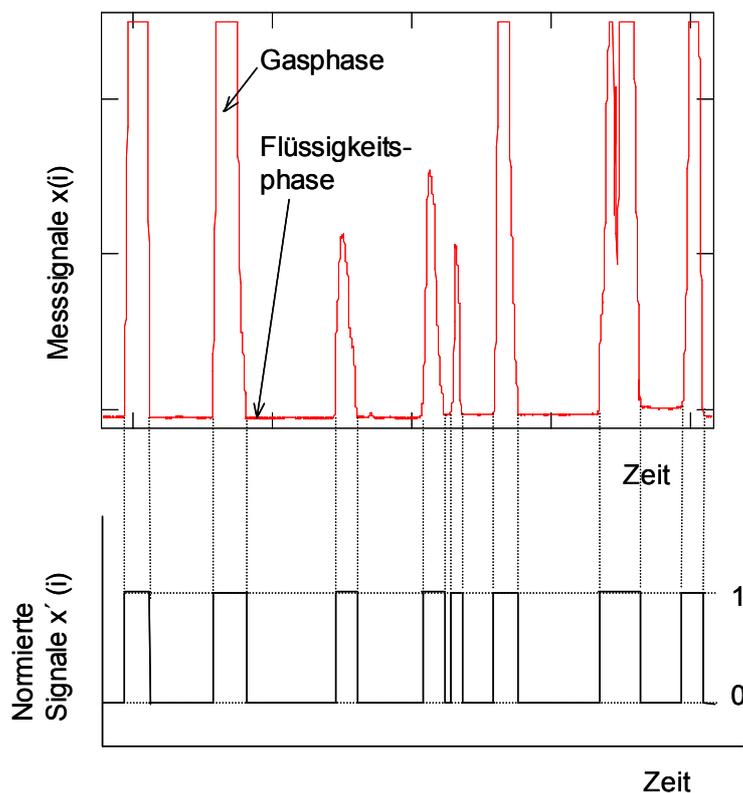


Abb. 5.38: Auswertung der Signale für die Bestimmung des Gasanteils

Der Volumenstrom variiert in den Versuchen von $0,25 \text{ m}^3/\text{h}$ bis $0,7 \text{ m}^3/\text{h}$. Für jeden Volumenstrom der Luft werden die Schaumgeschwindigkeit und die Blasengröße gemessen.

Der Schaum verhält sich in diesen Versuchen nicht wie bei den Versuchen mit der Tensidlösung. Während der Schaum aus der Tensidlösung sich wie ein Pfropfen gemeinsam mit den Blasenwänden von unten nach oben bewegt, strömen hier nur die Luftblasen von unten nach oben. Zunächst fließt die Flüssigkeit mit und es bildet sich ein instabiler Schaum. Die Flüssigkeit fließt von den Lamellen unter dem Einfluss der Schwerkraft nach unten ab und die Schaumlammellen werden immer dünner. Bei einer bestimmten Höhe zerplatzen die Schaumblasen. Aus diesem Grund sind die Schaumgeschwindigkeit und die Blasengrößen in verschiedenen Höhen in der Blasensäule nicht mehr gleich. Das Fasersensorpaar wird in allen Versuchen für die Bestimmung der Schaumgeschwindigkeit und die Blasengröße nur beispielweise bei einer konstanten Höhe von 50mm oberhalb der Frittenoberfläche auf der Wand der Blasensäule fixiert (Siehe Abb.5.39).

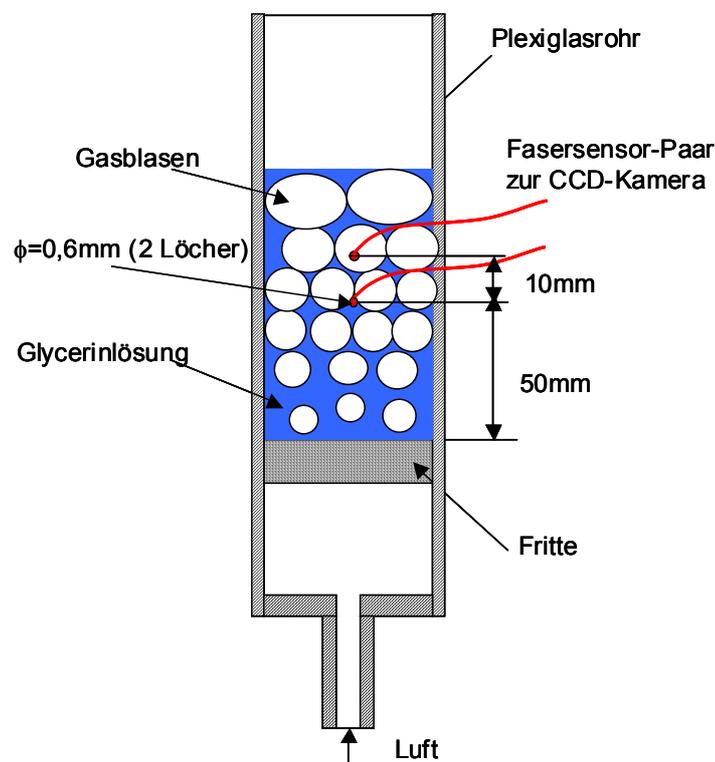


Abb. 5.39: Bestimmung der Geschwindigkeit und Blasengröße des Kugelschaums in der Blasensäule

In Abb. 5.40 sind ein mit dem Korrelationsverfahren ausgewertetes Messsignal und eine Kameraaufnahme dargestellt. Der Luftvolumenstrom beträgt bei diesem Versuch $0,4 \text{ m}^3/\text{h}$. Die gemessene Schaumgeschwindigkeit beträgt $0,273 \text{ m/s}$ und die durchschnittliche Blasengröße ist $6,24 \text{ mm}$. Das mit der Kamera ermittelte Ergebnis stimmt mit dem Messergebnis des Fasersensors gut überein.

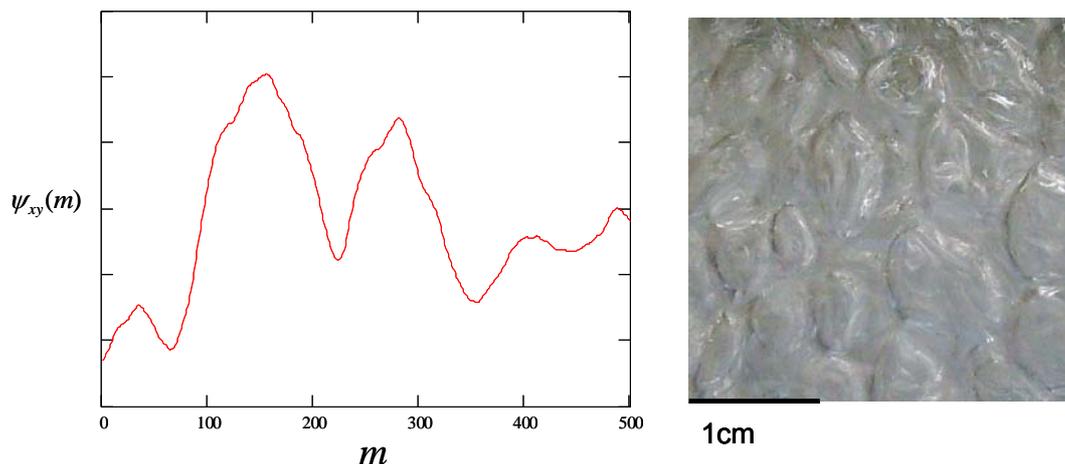


Abb. 5.40: Ausgewertete Messsignale aus der Sondenmessung mit Korrelationsparameter und Kameraaufnahme für die Bestimmung der Schaumgeschwindigkeit und Blasengröße des Kugelschaums

Für jeden Versuch werden zwei bis fünf Messungen durchgeführt (siehe Anhang). Die durchschnittlichen Messergebnisse bei verschiedenen Volumenströmen der Luft sind in Abb. 5.41 aufgetragen. Die Messergebnisse zeigen, dass die Tendenz der gemessenen Schaumgeschwindigkeit und die Leerrohrgeschwindigkeit der Luft gut übereinstimmen, d.h., mit der steigenden Leerrohrgeschwindigkeit der Luft nimmt die Schaumgeschwindigkeit zu, die maximale Abweichung ist hier ca.11%.

Mit steigender Leerrohrgeschwindigkeit der Luft nimmt die durchschnittliche Blasengröße am Messpunkt zu. Wenn der Volumenstrom der Luft $0,7 \text{ m}^3/\text{h}$ überschreitet, bildet sich kein Kugelschaum mehr. Die Luftblasen bewegen sich sehr schnell. Es gibt eine starke Scherung, die die Blasenlamelle zerreißen kann. Die Luftblasen wachsen schnell zu großen Blasen zusammen und bewegen sich nach oben. Da die Strömung in der Blasensäule turbulent ist, bereitet die Messung der Blasengeschwindigkeit und der Blasengröße Probleme.

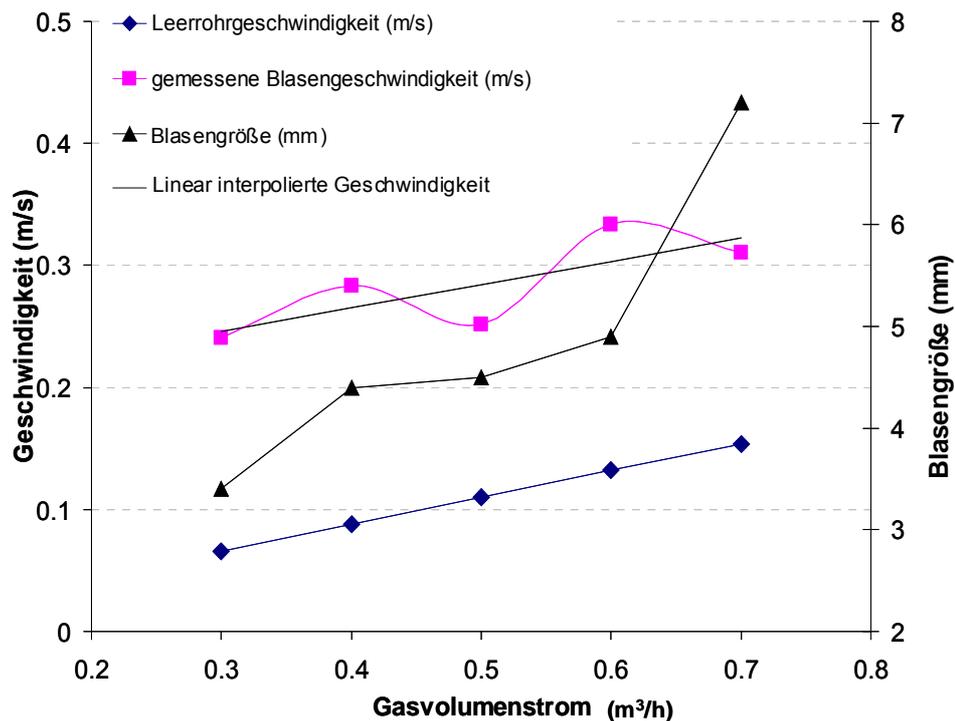


Abb. 5.41: Darstellung der Geschwindigkeits- und Blasengrößenmessung bei verschiedenen Luftvolumenströmen

Außer der Schaumgeschwindigkeit und der Blasegröße wird hier auch der Gasanteil des Kugelschaums gemessen. Der Fasersensor wird durch die Löcher in die Blasensäule eingesteckt. Der Abstand zwischen dem Sensorkopf und der Innenwand der Blasensäule beträgt 10 mm. Der Gasanteil variiert über die Höhe der Blasensäule. Die Messung für die Bestimmung des Gasanteils wurde an der Position unmittelbar oberhalb der Fritte begonnen. Der Abstand h zwischen der Oberfläche der Fritte und dem Messpunkt mit dem Fasersensor wurde in der Versuchsreihe variiert. Alle 10 mm wird eine Messung durchgeführt. Mit der im Unterkapitel oben vorgestellten Auswertungsmethode wird der Gasanteil des Schaums an einem bestimmten Messpunkt berechnet. Die Gasvolumenströme betragen $0,25 \text{ m}^3/\text{h}$, $0,30 \text{ m}^3/\text{h}$, $0,40 \text{ m}^3/\text{h}$, $0,50 \text{ m}^3/\text{h}$ und $0,60 \text{ m}^3/\text{h}$. Für jeden Volumenstrom werden fünf Messungen durchgeführt. Die Ergebnisse werden im Anhang dargestellt. Abb. 5.42 zeigt beispielhaft ein Diagramm mit den Ergebnissen bei $0,4 \text{ m}^3/\text{h}$ Gasvolumenstrom. Aus dem Diagramm erkennt man, dass der Gasanteil mit zunehmenden Abstand h steigt. Die Tendenz der fünf Messungen passt gut zusammen. Die Messungen sind reproduzierbar. Bei der Messhöhe größer als 5cm ist der Gasanteil größer als 0,74, d.h. der obere Anteil des Schaums in der Blasensäule ist nicht mehr Kugelschaum sondern

Polyederschaum. Aber hier ist der Flüssigkeitsanteil des Schaums immer noch hoch, und die Schaumlamelle ist immer dick genug mit dem Fasersensor zu bestimmen.

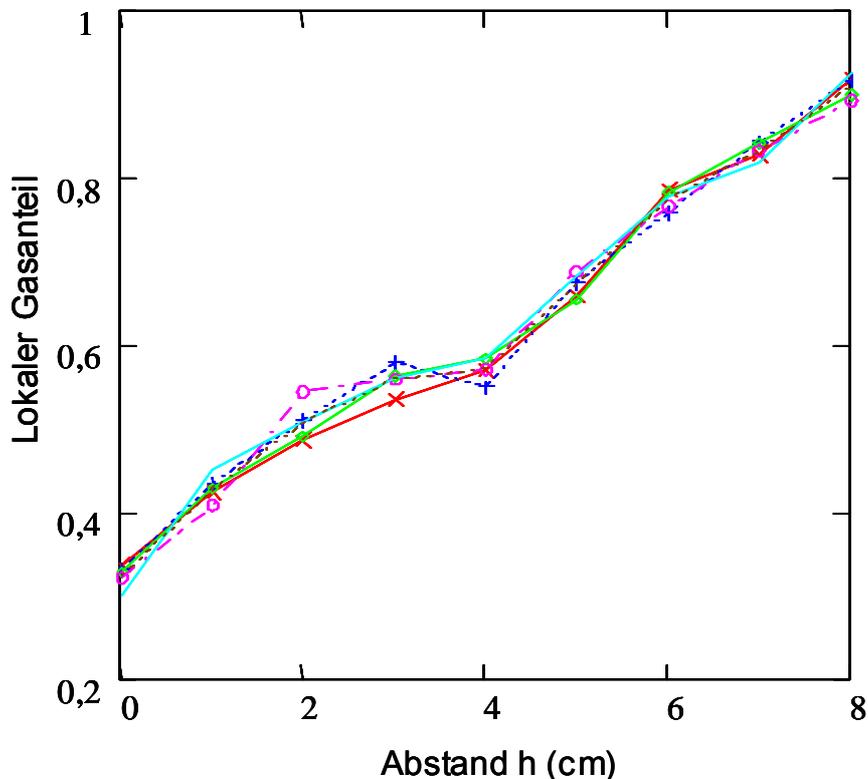


Abb. 5.42: Lokaler Gasanteil an den verschiedenen Positionen in der Blasensäule bei einem Gasvolumenstrom von $0,4\text{m}^3/\text{h}$

Der durchschnittliche Gasanteil für einen bestimmten Gasvolumenstrom wird aus den gemessenen Ergebnissen über die verschiedene Höhe berechnet. Dieser Wert wird als gesamter Gasanteil angegeben. Um diesen gesamten Gasanteil zu kontrollieren, wird eine Skala auf der Wand der Blasensäule aufgebaut. Die Füllstand h_1 der Glycerinlösung und die Schaumhöhe h_2 , die mit der Zufuhr der Druckluft erreicht wird, werden gemessen. Mit Hilfe von Gleichung (5.17) werden die gesamten Gasanteile des Schaums bei verschiedenen Gasvolumenströmen berechnet. Die Ergebnisse der Gasanteile des Schaums aus dem Fasersensor und aus dem Skalaverfahren sind gemeinsam in Abb. 5.43 aufgetragen. Das Diagramm zeigt, dass die Messergebnisse beider Messmethoden gut übereinstimmen. D.h., mit dem in dieser Arbeit vorgestellten Fasersensor kann der Gasanteil des Kugelschaums lokal recht genau bestimmt werden.

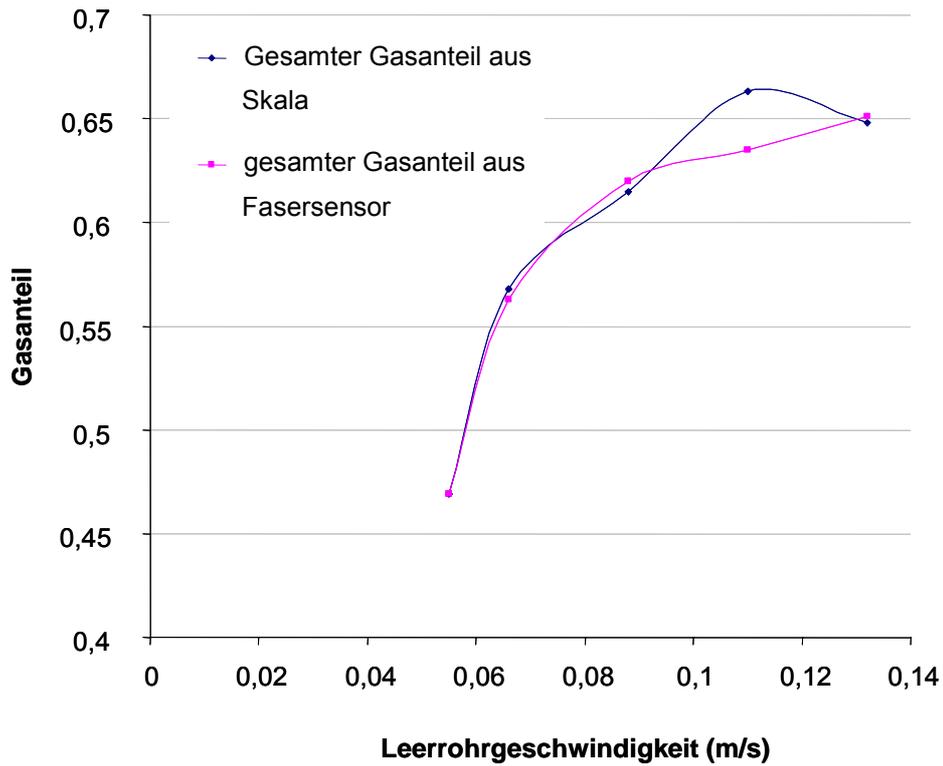


Abb. 5.43: Vergleich der Gasbeladungen des Kugelschaums aus dem Fasersensor und der Skalenablesung der Blasensäule

(Im Anhang 9.7 werden die Versuchseinstellungen zur Schaumcharakterisierung angegeben)

6 Zusammenfassung

Im Rahmen des Graduiertenkollegs GRK358 mit dem Thema „Optische Messmethoden in den Ingenieurwissenschaften“ wurde am Lehrstuhl für Mechanische Verfahrenstechnik an der Dortmund Universität eine faseroptische Messtechnik zur Charakterisierung von Mehrphasenströmungen entwickelt. Die Technik basiert auf der Einkopplung von Laserlicht in eine Faser, wobei die vom benetzenden Fluid abhängige Reflexion des Lichts am Faserende gemessen wird. Durch die Auswertung der Lichtreflexion kann der Phasenwechsel des Fluids am Fasersensor bestimmt werden.

Zuerst wurden hier auf das Faserende aufprallende Wassertropfen mit einer einzelnen Faser untersucht. Dies führt zu einem komplexen Lichtsignal. Dazu wurden theoretische Berechnungen für die Lichtreflexionen am Sensorende durchgeführt und diese mit den Ergebnissen aus Abtropf- und Aufprallversuchen verglichen. Darauf aufbauend wurde die Geschwindigkeit der Wassertropfen mittels zweier in Bewegungsrichtung versetzter Fasern bestimmt. Die gemessenen Geschwindigkeiten der Phasengrenzen wurden durch Aufnahmen mit einer Hochgeschwindigkeitskamera überprüft.

Im zweiten Abschnitt wurden die Fasersensoren für die Charakterisierung von Schäumen eingesetzt. Mit dem Fasersensor kann die Grenze zwischen dem eigentlichen Schaum und der Blasenströmung einfach bestimmt werden. Durch eine zusätzliche Faser kann die Grenze zwischen dem Schaum und der Flüssigkeit erfasst werden, in der eine hoch beladene Blasenströmung auftritt.

Die Schaumgeschwindigkeit kann durch die Kombination von zwei Fasern gemessen werden. Mit Hilfe des Korrelationsverfahrens wurden die Messdaten ausgewertet. Hiermit können nicht nur die Schaumgeschwindigkeiten, sondern auch die durchschnittlichen Blasengrößen bestimmt werden. Für die Berechnung der Blasengröße wurde ein Korrekturfaktor k eingeführt. Er berücksichtigt die zufällige Positionierung innerhalb von der als sphärisch angenommener Blasen. Nach der Korrektur der Messergebnisse für die Blasengröße besteht gute Übereinstimmung mit den Fotos der Kamera. Außerdem wurde die Gasbeladung des Kugelschaums bzw. des chaotischen Mischbereichs in der Flüssigkeit über eine spezielle Auswertungsmethode berechnet.

Abstract:

Within the graduate colleg "GRK 358" at the chair of mechanical process engineering at Dortmund University a fiber-optic measuring technique was developed for the characterisation of the multiphase flows. The laser light is injected into a fiber, in which the reflection of the light at the end of the fiber is measured, which depends on the fluid in contact. The phase change of the fluid at the fiber sensor can be determined by the analysis of the light reflection signals.

At first, water drops were examined, impinging onto at the end of a single fiber sensor. A complex light signal is generated. Theoretical calculations for the light reflection at the end of the sensor were carried out. Compared to the results of experiments the signals of impingement experiments of the water drops were explained. With this knowledge the speed of water drops was measured by use of a combination of two fibers. The measured speed of the phase boundary by the fiber sensors was validated by the photographs from a high-speed camera. The results of both measuring methods show good agreement.

In the second section the fiber sensors were used for the characterisation of foams. The interface between the foam and the liquid can be simply determined with one fiber sensor. In case of a highly loading gas dispersion in the liquid the interface between the foam and the liquid the application of a second fiber is successful.

The foam speed can be measured by the use of the combination of two fibers. The measured data from the two fibers were evaluated by means of the cross correlation method. Not only the foam speeds, but also the average bubble sizes of the foam can be determined from these signals. A correction faktor k was introduced for the calculation of the bubble size. After correction with this factor, the bubble size agrees well with the bubble size in photos from a camera. In addition, the gas loading of wet foams and gas loading of the gas dispersion in the liquid can be calculated with a special evaluation method.

7 Literatur

- [Alb 86] Albrecht, H.-E.: Laser-Doppler-Anemometrie, Berlin, Akademie-Verlag, 1986.
- [Ang 05] Angst, R.; Kraume, M.: Anwendung eines endoskopischen Messverfahrens zur Bestimmung der lokalen Dispersphasenverteilung in einem Suspensionsrührbehälter, GVC- 2005 Würzburg Teil MPH.
- [Akt 90] Aktins, P.W.: Physikalische Chemie, 1. Auflage, VCH-Verlag, Weinheim, 1990.
- [Ato 63] Ator, J. T.: Image-Velocity Sensing with Parallel-Slit Reticles, Journal of the Society of America, Volume53, Nr. 12 S.1416-1422, 1963.
- [Ato 66] Ator, J. T.: Image Velocity Sensing by Optical Correlation, Applied Optics, Volume5, Nr. 8 S.1325-1331, 1966.
- [Bak 04] Bakalis, S.; Fryer, P. J.; Parker, D. J.: Measuring velocity distributions of viscous fluids using positron emission particle tracking (PEPT), AIChE Journal Volume 50, Issue 7, S. 1606-1613, 2004.
- [Bau 93] Bauckhage, K.: Phasen- Doppler-Anemometrie zum Bilanzieren und Modellieren mehrphasiger Strömungen, Chemie Ingenieur Technik, Volume 65, S: 929-934, 1993.
- [Ber 04] Bergeler, S.; Krambeer, H.: Novel optical spatial filtering methods based on two-dimensional photodetector arrays, Meas. Sci. Technol. Vol 15, S.1309-1315, 2004.
- [DIN53902-1] Prüfung von Kühlschmierstoff, Prüfung im VSI-Schaumprüfgerät. DIN 53 902 Teil 1.
- [DIN53902-2] Prüfung von Tensiden, Bestimmung des Schäumensvermögens, Modifiziertes Roo-Miles-Verfahren. DIN 53 902 Teil 2.
- [Dit 00] Dittrich D.: Bildung und Bekämpfung von Schaum auf Kläranlagen mit Nährsalzelimination. Dissertation Universität Hannover. 1999.

-
- [EN 12728] Grenzflächenaktive Stoffe, Bestimmung des Schäumenvermögens Lochschreiben-Schlagverfahren, EN12728.
- [End 06] <http://www.de.endress.com/> 2006.
- [Fie 92] Fiedler, Otto: Strömungs- und Durchflussmesstechnik, R. Oldenbourg Verlag München Wien, ISBN 3-486-22119-1,1992.
- [Fie 94] Fiedler, O.; Labahn, N.; Müller, I.; Christofori, K.: Halbleiterbildsensor als Ortsfiltersonde- ein Verfahren zur Messung lokaler Partiklegeschwindigkeit in zirkulierenden Wirbelschichten, Chem. -Ing. - Tech. Vol 66, Nr.1 S.79-82, 1994.
- [Fre 04] Frese, C.: Untersuchung der Wechselwirkung in Lösungen unterschiedlicher Tenside- Auswirkungen auf die Mizellbildung und das Adsorptionsverhalten, Dissertation Universität Hamburg-Harburg, 2005.
- [Fur 88] Furchner, B.: Die Zerstörung wässriger Tensidschäume durch rotierende Einbauten, Dissertation, Technischen Universität München, 1988.
- [Für 02] Fürstner, R.: Untersuchungen zum Einfluss von Struktur und Chemie auf die Benetzbarkeit und die Selbstreinigung superhydrophober Oberflächen, Dissertation, Universität Dortmund, ISBN 3-8322-0995-6, 2002.
- [Gan 67] Ganz, G.M.: Foaming, Nonionic Surfactants, ED.: Dekker M.J., New York, 2003.
- [Gie 03] Giesbrecht, H.: Geschwindigkeit der Tropfen in horizontalen Zweiphasen-Freistrahlen aus Wasser und Luft in ruhender Umgebung. Chem. -Ing. -Tech. Vol 75, S.859, 2003.
- [Gro 02] Grota, B.: Erweiterung der Particle Image Velocimetry zur Untersuchung verdünnter Gas-Feststoff-Strömungen, Dissertation, Universität Dortmund, Shaker Verlag, 2002.
- [Gui 98] Guitian, J; Joseph, D.: How Bubbly Mixtures Foam and Foam Control Using a Fluidized Bed. International Journal of Multiphase Flow. Vol 24, S.1-16, 1998.

- [Häd 99] Hädrich, Th.; et. al.: Grenzsichtprofilmessung mit der Ortsfilteranemometrie, eine Erweiterung des Messverfahrens, 7. Fachtagung Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik, GALA, 27. bis 29. September 1999.
- [Har 89] Harrtge, E.U.; Rensner, D; Werther, J.: Faseroptisches Messsystem zur Erfassung lokaler Feststoff-Konzentrationen und –Geschwindigkeiten in höher konzentrierten Gas/Feststoff-Stömungen, Chem. -Ing. -Tech. Vol.61 No. 9, S.744-745, 1989.
- [Hay 82] Akihiro Hayashi and Yoichi Kitagawa: Image Velocity sensing using an optical fiber array, Applied Optics Vol.21 No. 8, S.1394-1399, 1982.
- [Hen 79] Henderson, L.E.; Oroszlan, S.; Konigsberg, W.: A Micromethod for Complete Removal of Dodecyl Sulfate from Proteins by Ion-Pair Extraction, Analytical Biochemistry Vol.93, S.153-157, 1979.
- [Hin 72] Hinselmann K. und Stabenow J.: Zur Entstehung der Zellstruktur von Polystrolschaum, VDI-Berichte Nr. 182, S.165, 1972.
- [Itp 05] <http://www.itp.phys.ethz.ch/Studienwoche2005/Vortraege/2-MS-Photoeffekt.pdf>
- [Joh 97] Johnck, M.; Neyer, A.: 2D optical array interconnects using plastic optical fibres, Eletronics Letters, Vol.33, S888 1997.
- [Kip 75] Kipphan, H: Bestimmung des Feststoff-Volumenstroms einer Zweiphasen Strömung (fest/gasförmig) mit Hilfe der Korrelationsmesstechnik, Chemie Ingenieur Technik, Vol.47, S10 1975.
- [Kit 85] Yoichi Kitagawa and Akihiro Hayashi: Fiber-optic sensor for distance and velocity measurements using speckle dynamics, Applied Optics Vol.24 No. 7, S955, 1985.
- [Kit 80] Kittel, C.: Festkörperphysik. 5. Aufl. Berlin Heidelberg New York: R. Oldenbourg 1980.
- [Kos 93] Koswig K. und Stache, H.: Die Tenside. Carl Hanser Verlag München Wien, ISBN:3-446-16201-1 1993.

-
- [Kra 03] Kraume M.: Mischen und Rühren, ISBN: 3-527-30709-5, 2003.
- [Lag 97] Lagary, G; Schulz, O.; Zimehl, R.: Dispersionen und Emulsionen, Steinkopff Verlag Darmstadt, 1997
- [Lan 72] Lange, H.: Schäume und ihre Stabilität. VDI-Berichte Nr.182 S.71 1972.
- [Lan 04] Landwehr, F.: Entwicklung eines Lichtleiterverfahrens zur Charakterisierung von Mehrphasenströmungen, Dissertation Universität Dortmund, DissDo199, 2004.
- [Las 06] Technische Daten von optischem Lichtleiter PGR-FB,
http://www.lasercomponents.de/de/fileadmin/user_upload/home/Datash_eets/toray/pofaser.pdf
- [Lin 98] Lindken, R: Geschwindigkeitsmessungen in Mehrphasen-strömungen mit Hilfe der Particle Image Velocimetry. Chem. Ing. Tech. 70 7 S. 856-860, 1998.
- [Lin 99] Lindken, R; Merzkirch, W: Velocity Measurements in Multiphase Flow by Means of Particle Image Velocimetry. Chemical Engineering & Technology, Volume 22, Issue 3, S. 202-206, 1999.
- [Luc 81] Lucassen, J.A.: Dynamic Properties of Free Liquid Films and Foams, in Anionic Surfactants. New York, Basel, S. 217-266, 1981.
- [Mar 96] Marzocchella, A.; Area, U.: Mixing of a Lateral Gas Stream in a Two-dimensional Riser of a Circulating Fluidized Bed, Cand. Jour. Chem. Eng. Vol.74, S. 195, 1996.
- [Mai 86] Maini, B.B.; Vincent, M: Laboratory Evaluation of Foaming Agents for High Temperature Applications: P.T.1: Measurements of Foam Stability at Elevated Temperatures and Pressures. J. Can. Petrol. Techn. Vol.25, S. 65, 1986.
- [May77] Norbert Mayer; Christof Rohrbach: Handbuch für Fluidische Messtechnik, VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf, ISBN 3-18-400278-0,1977.

-
- [Mei 96] Meili, R. T.: Faseroptik knackt Partikelwolken /Konzentrations- und Geschwindigkeitsmessung in Mehrphasensystemen, Chemie Technik, 25. Nr. 10 S.56-57, 1996
- [Mer 71] Merry, J.M.D.: Penetration of a Horizontal Gas Jet into a Fluidised Bed, Trans.Instn.Chem.Engrs Vol.49, S. 89, 1971.
- [Mes 99] Meschede, D.: Optik, Licht und Laser, B.G. Teubner Stuttgart. Leipzig, 1999.
- [Mie 08] Mie, G.A.: Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metall-Lösungen. Ann. Phys.(4) 25, S.377, 1908.
- [Min 06] Mindt, H-W. und Ottow GbR, W.: Literatur- und Internetrecherche zum Themengebiet Schaum. Bericht von Ingenieurbüro für angewandte Strömungsmechanik, 2006.
- [Mye 97] Myers, K.J: Digital Particle Image Velocimetry Investigation of Flow Field Instabilities of Axial-Flow Impellers J. of Fluids Eng. 119 3, S.623-632, 1997.
- [Oer 89] Oertel, H.: Optische Strömungsmesstechnik. G. Braun Karlsruhe. ISBN: 3-7650-1012-X, 1989.
- [Pah 95] Pahl, M.H.; Franke, D.: Schaum und Schaumzerstörung – ein Überblick. Chem. -Ing. -Tech. Vol 67, S.300-312, 1995.
- [Par 06] <http://www.parsum.de/page/deutsch/index.htm>, 2006.
- [Pen 05] Penz, C.: Wirkungsmechanismus siloxanbasierender Schauminhibitoren in Mineralöl, Dissertation Universität Duisburg-Essen, 2005.
- [Pet 89] Petrak, D.; Przybilla, E.; Astalosch, F.; Kämpfe, L. und Hädrich T.: Faseroptische Ortsfilter-Anemometrie – ein lokales Messerverfahren für Mehrphasenströmungen. Technisches Messen tm56, S72,1989.
- [Phi 99] Philip, C. T.; Chang, A.; Watson, T.: NMR imaging of flow velocity in porous media, AIChE Journal Volume 45, Issue 3, S. 437-444, 1999.

-
- [Rau06] <http://www.rauscher.de/Produkte/Kameras/Zeilenkameras-Monochrom/DALSA-Piranha/DALSA-Piranha-CL-P1-4096W.html>, 2006.
- [Rei 97] Reinecke, N.; et al.: Tomographische Messverfahren – Visualisierung zweiphasiger Strömungsfeld, Chemie Ingenieur Technik. Issue 69, S.1379, 1997.
- [Rit 00] Ritter, J.: On-line Measurement Technique for Drop Size Distributions in Liquid/Liquid Systems at High Dispersed Phase Fractions Chem. Eng. Technol. 23, 7. S.579-581, 2000.
- [Ruc 90] Ruck, B.: Laser-Doppler-Anemometrie, in: Lesermessmethoden in der Strömungsmesstechnik, AT-Fachverlag GmbH, Stuttgart, S99-150, 1990.
- [Sch 96] Schade, K.-P.; Erdmann, H.-J.; Petrak, D.: Faseroptische Ortsfilteranemometrie zur Untersuchung von Bewegungsvorgängen in feststoffbeladenen Gasströmungen unter besonderer Betrachtung der Partikel-Wand-Wechselwirkungen. Proc. XXVIII. Kraftwerkstechnisches Kolloquium Messtechnik für Energieanlagen. Technische Universität Dresden S52-62, 10.1996.
- [Sch 98] Schneider, T.: Experimentelle und theoretische Untersuchungen zur Ausbreitung quer angeströmter Freistrahlen in Mehrphasenströmungen. Dissertation, Universität Dortmund. 1998.
- [Sch 99] Schweiger, G.: Skript zur Vorlesung Lasertechnik. Vorlesungsskript, Universität Bochum. 1999.
- [Sch 03] Schecker, J.: Analytische und experimentelle Untersuchungen zur strömungstechnischen Auslegung der Entlastungseinrichtungen für die Notentspannung von Reaktoren bei schäumenden Stoffgemischen. Dissertation, Technischen Universität Hamburg-Harburg. 2003.
- [Sch 04-1] Schiffner, G.: Einführung in die Grundlagen der Lasertechnik. Vorlesungsskript, Universität Bochum. 2004.
- [Sch 04-2] Schiffner, G.: Einführung in die Grundlagen der optischen Nachrichtentechnik. Vorlesungsskript, Universität Bochum. 2004.

-
- [Som 04] Hans-Dieter Sommerlatt; Erwin Kaiser,: Ultraschall-Werkstoffprüftechnik für Untersuchungen an Fluid-Strömungen mit Blasen/Partikeln, tm-Technisches Messen, Vol.71 Issue 12, S.651, 2006.
- [Sta 99] Stark, K.: Rheologische Eigenschaften von Schäumen und derer Beeinflussung unter Berücksichtigung der Schaumstabilität. Dissertation Universität Bayreuth. 1999.
- [Tei 02] Teipel, U.: Problem in Characterizing Transparent Particals by Laser Light Diffraction Spectrometry, Chem. Eng. Technol. 25 Volum 1, S.13-21, 2002.
- [Van 97] Van Os, N.M.: Norionic Surfactants: Organic Chemistry, ISBN: 0824799976, 1997.
- [Wal 98] Walzel, P.: Spraying and Atomizing of Liquids, Beitrag in Ullmann's Encyclopedia of Industrial Chemistry, 6. Auflage, Wiley-CVH, Weinheim. 1998.
- [Wal 05] Walzel, P.: Grenzen und Möglichkeiten der Herstellung von Nanodispersionen in viskosen Flüssig/Flüssig-System. Chem. -Ing. -Tech. Vol 77 Nr.8 S.1228, 2005.
- [Wha 72] Whalley, P.B.; et. al.: Gas Hold-up in Bubble Columns with Liquid Flow. VDI-Berichte Nr.182 S.57 1972.
- [Wie 99] Wiese, S.; Kowalsky, W.; Wichern, J.; Gran, W.: Neuartige faseroptische Feuchtesensoren zur zerstörungsfreien Langzeitüberwachung von Betonbauwerken. DGZfP-Berichtsband BB-CD Vortrag M4. Berlin,1999.
- [Wik 06] <http://de.wikipedia.org/> 2006.

8 Symbolverzeichnis

A	Fläche	m^2
A_{pk}	Querschnittsfläche der Plateaukanäle	M^2
b	Abstand	m
c	Lichtgeschwindigkeit in Vakuum	m/s
c	Raumphasenkonzentration	--
d	Durchmesser	m
\vec{d}	Verschiebung	m
d_L	Lamellendicke	m
D	Durchmesser	m
\bar{D}	Durchschnittlicher Durchmesser	m
E	Elektrische Energie	eV
E	Enthalpie	J
E	Gibbs-Elastizität	N/m^3
f	Abtastrate der Signalaufnahme	s^{-1}
f_D	Frequenz	s^{-1}
g	Erdbeschleunigung	m/s^2
G	Gewicht	N
h	Höhe	m
hv	Energie eines Photons	eV
i	Zahl	--
j	Zahl	--
k	Korrekturfaktor der Schaumblasen	--
m	Zahl	--
m_m	Maximale bzw. minimale Zahl	--
M	Abbildungsmaßstab	--
n	Zahl	--
n	Brechungsindex	--
n_A	Numerische Apertur	--
n_k	Brechungsindex des Faserkerns	--
n_M	Brechungsindex des Fasermantels	--
n_i	Stoffmenge von Komponente i	mol
N	Abbildungsmaßstab	--
P	Druck	N/m^2

P_a	Druck außerhalb einer Blase	N/m^2
P_i	Druck innerhalb einer Blase	N/m^2
P_k	Kapillardruck	N/m^2
P_{Blasen}	Druck in Blasen	N/m^2
P_{pk}	Druck im Plateau-Kanal	N/m^2
P_u	Druck in der Umgebung	N/m^2
r	Reflexionsgrad	--
r	Radius	m
r_{pk}	Radius der Plateaukanäle	m
r_L	Radius der Schaumlamelle	m
R	Allgemeine Gaskonstant	J/mol.K
\vec{r}	Orts	m
SNR	Signal-Rausch-Verhältnis	--
t	Zeit	s
t	Transmittierter Lichtanteil	--
T	Temperatur	K
v	Geschwindigkeit	m/s
V	Volumen	m^3
V_g	Volumen des Gases	m^3
V_l	Volumen der Flüssigkeit	m^3
V_{Ges}	Gesamters Volumen	m^3
V_T	Volumen des Wassertopfs	m^3
V^*	Dimensionlose Wasserrestvolumen	--
Δx	Abstand	m
x_i	Messsignale aus einem Sensorpaar	--
y_i	Messsignale aus einem Sensorpaar	--
α	Einfallswinkel	rad
α	Mie-Parameter	--
α_k	Kritischer Einfallswinkel (bei $\alpha > \alpha_k$ gibt es Totalreflexion)	rad
α_B	Brewsterwinkel	rad
β	Brechungswinkel	rad
δ	Anfangsphasen	rad
ε	Elektrische Feldkonstante (Permittivität)	F/m

ε	Flüssigkeitanteil des Schaums	--
ε_0	Elektrische Feldkonstante (Permittivität) in Vakuum	F/m
ε_r	Relative elektrische Feldkonstante	--
\vec{k}	Ausbreitungsvektor der Welle	--
φ	Gasanteil des Schaums	--
φ_{Ges}	Gesamter Gasanteil des Schaums	--
Φ	Winkel	rad
μ	Magnetische Feldkonstante	H/m
μ_0	Magnetische Feldkonstante in Vakuum	H/m
μ_r	Relative magnetische Feldkonstante	--
μ_L	Viskosität der Flüssigkeit	Pa.s
ρ	Ladungsdichte	C/m ³
ρ	Reflexionsgrad	--
ρ_L	Dichte der Flüssigkeit	Kg/m ³
ω	Frequenz	s ⁻¹
σ	Elektrische Leitfähigkeit	A/V.m
σ	Oberflächenspannung	N/ m
σ	Minimums-Quadrat-Differenz-Funktion	--
σ	Standartabweichung	--
θ	Winkel	rad
λ	Wellenlänge	nm
τ	Zeit	s
Γ	Grenzflächenbelegung	mol/m ²
$\Psi_{x,y}$	Korrelationskoeffizient	--
$\Psi_{x,x}$	Korrelationskoeffizient	--
$\nabla \cdot$	Divergenz Operator	m ⁻¹
$\nabla \times$	Rotation Operator	m ⁻¹
\parallel	Parallel zur Einfallsebene	
\perp	Senkrecht zur Einfallsebene	

9 Anhang

9.1 Programm zur Simulation der Zylinderversuche

$$r0 := 0.003$$

$$V := 15 \times 10^{-9}$$

Guess values

$$x := 1 \quad y := 1$$

Given

$$\frac{\pi}{6} \cdot x \cdot (3 \cdot r0^2 + x^2) = V$$

$$\pi \cdot x^2 \cdot \left(y - \frac{x}{3} \right) = V$$

$$\begin{pmatrix} h \\ R_{tr} \end{pmatrix} := \text{Find}(x, y)$$

Guess values

$$x1 := r0 \quad y1 := R_{tr}$$

Given

$$y1 - y0 = \tan(\alpha) \cdot (x1 - x0)$$

$$y1 = R_{tr} - h$$

$$f(x0, y0, \alpha) := \text{Find}(x1, y1)$$

Guess values

$$x2 := r0 \quad y2 := R_{tr} - h$$

Given

$$y2 - y0 = \tan(\alpha) \cdot (x2 - x0)$$

$$x2^2 + y2^2 = R_{tr}^2$$

$$g(x0, y0, \alpha) := \text{Find}(x2, y2)$$

Guess values

$$x3 := -r0 \quad y3 := R_{tr} - h$$

Given

$$y3 - y0 = \tan(\alpha) \cdot (x3 - x0)$$

$$x3^2 + y3^2 = R_{tr}^2$$

$$g1(x0, y0, \alpha) := \text{Find}(x3, y3)$$

```

aa(r) := | in_0 ← 1
        | in ← 1
        | in_1 ← 0
        | in_zu ← 0
        | y_0 ← R_tr - h
        | x_0 ← r
        | in_zu ← 0 if r = r0
        | otherwise
        |   α ←  $\frac{0.99\pi}{2}$ 
        |   while  $\frac{in}{in_0} > 0.001$ 
        |     | Eben ← f(x_0, y_0, α)
        |     | if |Eben_0| ≤ r0 ∧ Eben_0 ≠ x_0
        |       | ε ←  $\left| \alpha - \frac{3\pi}{2} \right|$ 
        |       | α ← |2π - α|
        |       | α ←  $\frac{2.99\pi}{2}$  if  $\left| \alpha - \frac{3\pi}{2} \right| < \frac{0.01\pi}{2}$ 
        |       | x_0 ← Eben_0
        |       | y_0 ← Eben_1
        |       | ρ ←  $\left( \frac{1.49 - 1.33}{1.49 + 1.33} \right)^2$  if ε < 0.03π
        |       | otherwise
        |       |   ε1 ←  $\text{asin}\left(\frac{1.33 \sin(\varepsilon)}{1.49}\right)$ 
        |       |   ρ ←  $\frac{1}{2} \left[ \left( \frac{\sin(\varepsilon - \varepsilon1)}{\sin(\varepsilon + \varepsilon1)} \right)^2 + \left( \frac{\tan(\varepsilon - \varepsilon1)}{\tan(\varepsilon + \varepsilon1)} \right)^2 \right]$ 
        |       | in_zu ← in_zu + in · (1 - ρ)
        |       | in ← in · ρ
        |     | Kugel ← g(x_0, y_0, α)
        |     | Kugel ← gl(x_0, y_0, α) if (Kugel_0 = x_0 ∧ Kugel_1 = y_0) ∨ Kugel_1 < R_tr - h
        |     | a ← Kugel_0
        |     | b ← Kugel_1
        |     | if b > (R_tr - h) ∧ a ≠ x_0
        |       | β ← atan2(a, b)
        |       | ε ← |α - β|
        |       | while ε ≥  $\frac{\pi}{2}$ 
        |         | ε ← |π - ε|
        |         | α ← π + α - 2·ε if α > β ∧ α <  $\frac{3\pi}{2}$ 
        |         | α ← π + α + 2·ε otherwise
        |         | α ← α - 2π if α > 2π
        |         | α ←  $\frac{2.99\pi}{2}$  if  $\left| \alpha - \frac{3\pi}{2} \right| < \frac{0.01\pi}{2}$ 
        |         | α ←  $\frac{0.99\pi}{2}$  if  $\left| \alpha - \frac{\pi}{2} \right| < \frac{0.01\pi}{2}$ 
        |         | x_0 ← a
        |         | y_0 ← b
        |         | ρ ← 1 if ε ≥  $\frac{\pi \cdot 48.7}{180}$ 
        |         | otherwise
        |         |   ρ ←  $\left( \frac{1.33 - 1}{1.33 + 1} \right)^2$  if ε < 0.03π
        |         |   otherwise
        |         |     ε1 ←  $\text{asin}\left(\frac{1.33 \sin(\varepsilon)}{1}\right)$ 
        |         |     ρ ←  $\frac{1}{2} \left[ \left( \frac{\sin(\varepsilon - \varepsilon1)}{\sin(\varepsilon + \varepsilon1)} \right)^2 + \left( \frac{\tan(\varepsilon - \varepsilon1)}{\tan(\varepsilon + \varepsilon1)} \right)^2 \right]$ 
        |         | in_1 ← in_1 + in · (1 - ρ)
        |         | in ← in · ρ
        |   | in_zu

```

$$r_r := 0, \frac{r_0}{100} .. r_0$$

$$i := 0, 1 .. 99$$

$$\text{inten}_i := \text{aa} \left(\frac{r_0}{100} \cdot i + \frac{r_0}{200} \right)$$

$$E := \frac{\sum_{j=0}^{99} \left[\text{inten}_j \cdot 2 \cdot \left(\frac{r_0}{100} \cdot j + \frac{r_0}{200} \right) \cdot \frac{r_0}{100} \right]}{r_0^2}$$

9.2 Programm zur Simulation des Aufpralls des Tropfens auf einem Einzelfasersensor

$$R_{tr} := 0.00152$$

$$r_0 := 0.000125$$

$$\Delta := 0$$

Guess values

$$x_1 := r_0 \quad y_1 := r_0 \quad z_1 := 0$$

Given

$$z_1 - z_k = \tan(\gamma) \cdot (x_1 - x_k)$$

$$z_1 - z_k = \tan(\gamma_1) \cdot (y_1 - y_k)$$

$$z_1 = h$$

$$f(x_k, y_k, z_k, \gamma, \gamma_1, h) := \text{Find}(x_1, y_1, z_1)$$

Guess values

$$x_2 := r_0 \quad y_2 := 0 \quad z_2 := -1$$

Given

$$z_2 - z_0 = \tan(\alpha) \cdot (x_2 - x_0)$$

$$z_2 - z_0 = \tan(\alpha_1) \cdot (y_2 - y_0)$$

$$x_2^2 + y_2^2 + z_2^2 = R_{tr}^2$$

$$g(x_0, y_0, z_0, \alpha, \alpha_1) := \text{Find}(x_2, y_2, z_2)$$

```

Ergebniss1 := for k ∈ 0, 1..8
  h ← -0.0024 + 0.0001k
  for i ∈ 0, 1..50
    xx ←  $\frac{r0}{25} \cdot i + \Delta$ 
    for j ∈ 0, 1..50
      yy ←  $\frac{r0}{25} \cdot j - r0$ 
      reflex1,j ← 0 if  $|yy| > [r0^2 - (xx - \Delta - r0)^2]^{0.5}$ 
      otherwise
        reflex_wink_x_sum ← 0
        num_winkel_x ← 0
        for m ∈ 0, 1..21
          num_winkel_x ← num_winkel_x + 1
          reflex_wink_y_sum ← 0
          num_winkel_y ← 0
           $\alpha \leftarrow 68 \frac{\pi}{180} + \frac{\pi \cdot m}{180}$ 
          for l ∈ 0, 1..21
            num_winkel_y ← num_winkel_y + 1
             $\alpha1 \leftarrow 68 \frac{\pi}{180} + \frac{\pi \cdot l}{180}$ 
            reflex_wink_y ← 0
            z0 ← h
            y0 ← yy
            x0 ← xx
            Kugel ← g(x0, y0, z0,  $\alpha$ ,  $\alpha1$ )
            a ← Kugel0
            b ← Kugel1
            c ← Kugel2
             $\beta \leftarrow -\text{atan2}(a, c)$ 
             $\varepsilon \leftarrow |\pi - \alpha - \beta|$ 
             $\gamma \leftarrow \alpha - 2 \cdot \varepsilon$  if  $\alpha < (\pi - \beta)$ 
             $\gamma \leftarrow \alpha + 2 \cdot \varepsilon$  otherwise
             $\beta1 \leftarrow -\text{atan2}(b, c)$ 
             $\varepsilon1 \leftarrow |\pi - \alpha1 - \beta1|$ 
             $\gamma1 \leftarrow \alpha1 - 2 \cdot \varepsilon1$  if  $\alpha1 < (\pi - \beta1)$ 
             $\gamma1 \leftarrow \alpha1 + 2 \cdot \varepsilon1$  otherwise
            xk ← a
            yk ← b
            zk ← c
            Eben ← f(xk, yk, zk,  $\gamma$ ,  $\gamma1$ , h)
            reflex_wink_y ← 0.02 if  $[(\text{Eben}_0 - \Delta - r0)^2 + (\text{Eben}_1)^2] < r0^2$ 
            reflex_wink_y ← 0 otherwise
            reflex_wink_y_sum ← reflex_wink_y_sum + reflex_wink_y
          reflex_wink_x ←  $\frac{\text{reflex\_wink\_y\_sum}}{\text{num\_winkel\_y}}$ 
          reflex_wink_x_sum ← reflex_wink_x_sum + reflex_wink_x
        reflex1,j ←  $\frac{\text{reflex\_wink\_x\_sum}}{\text{num\_winkel\_x}}$ 
      reflexh_k ←  $\frac{\sum_{i=0}^{50} \left[ \sum_{j=0}^{50} (100 \text{reflex}_{1,j}) \right]}{\pi 25^2} + 3.87$ 
    reflex_h

```

```

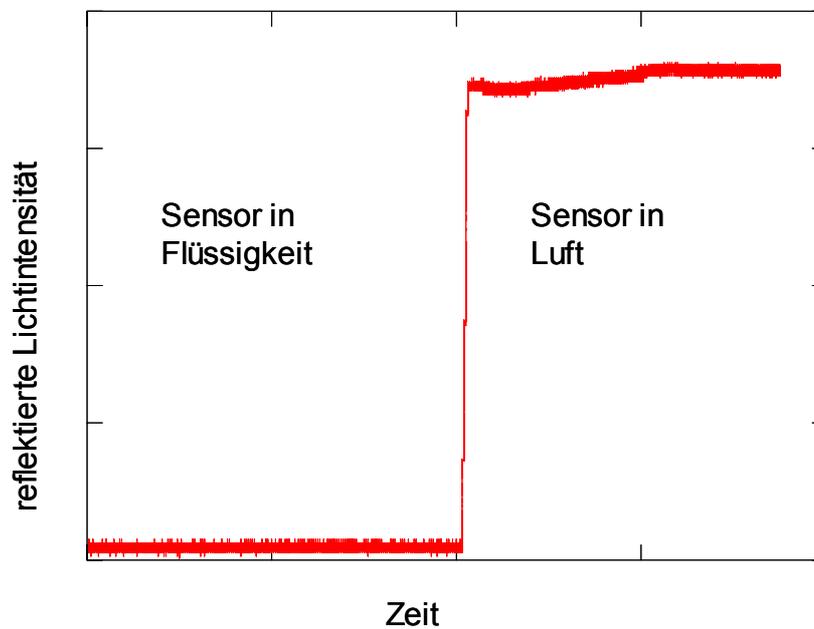
Ergebniss2 := for k ∈ 0, 1..8
  h ← -0.0024 + 0.0001k
  for i ∈ 0, 1..50
    xx ←  $\frac{r_0}{25} \cdot i + \Delta$ 
    for j ∈ 0, 1..50
      yy ←  $\frac{r_0}{25} \cdot j - r_0$ 
      reflex1,j ← 0 if  $|yy| > [r_0^2 - (xx - \Delta - r_0)^2]^{0.5}$ 
      otherwise
        reflex_wink_x_sum ← 0
        num_winkel_x ← 0
        for m ∈ 0, 1..21
          num_winkel_x ← num_winkel_x + 1
          reflex_wink_y_sum ← 0
          num_winkel_y ← 0
           $\alpha \leftarrow 91 \frac{\pi}{180} + \frac{\pi \cdot m}{180}$ 
          for l ∈ 0, 1..21
            num_winkel_y ← num_winkel_y + 1
             $\alpha_1 \leftarrow 91 \frac{\pi}{180} + \frac{\pi \cdot l}{180}$ 
            reflex_wink_y ← 0
            z0 ← h
            y0 ← yy
            x0 ← xx
            Kugel ← g(x0, y0, z0,  $\alpha$ ,  $\alpha_1$ )
            a ← Kugel0
            b ← Kugel1
            c ← Kugel2
             $\beta \leftarrow -\text{atan2}(a, c)$ 
             $\varepsilon \leftarrow |\pi - \alpha - \beta|$ 
             $\gamma \leftarrow \alpha - 2 \cdot \varepsilon$  if  $\alpha < (\pi - \beta)$ 
             $\gamma \leftarrow \alpha + 2 \cdot \varepsilon$  otherwise
             $\beta_1 \leftarrow -\text{atan2}(b, c)$ 
             $\varepsilon_1 \leftarrow |\pi - \alpha_1 - \beta_1|$ 
             $\gamma_1 \leftarrow \alpha_1 - 2 \cdot \varepsilon_1$  if  $\alpha_1 < (\pi - \beta_1)$ 
             $\gamma_1 \leftarrow \alpha_1 + 2 \cdot \varepsilon_1$  otherwise
            xk ← a
            yk ← b
            zk ← c
            Eben ← f(xk, yk, zk,  $\gamma$ ,  $\gamma_1$ , h)
            reflex_wink_y ← 0.02 if  $[(\text{Eben}_0 - \Delta - r_0)^2 + (\text{Eben}_1)^2] < r_0^2$ 
            reflex_wink_y ← 0 otherwise
            reflex_wink_y_sum ← reflex_wink_y_sum + reflex_wink_y
          reflex_wink_x ←  $\frac{\text{reflex\_wink\_y\_sum}}{\text{num\_winkel\_y}}$ 
          reflex_wink_x_sum ← reflex_wink_x_sum + reflex_wink_x
        reflex1,j ←  $\frac{\text{reflex\_wink\_x\_sum}}{\text{num\_winkel\_x}}$ 
      reflex_hk ←  $\frac{\sum_{i=0}^{50} \left[ \sum_{j=0}^{50} (100 \text{reflex}_{1,j}) \right]}{\pi 25^2} + 3.87$ 
    reflex_h

```

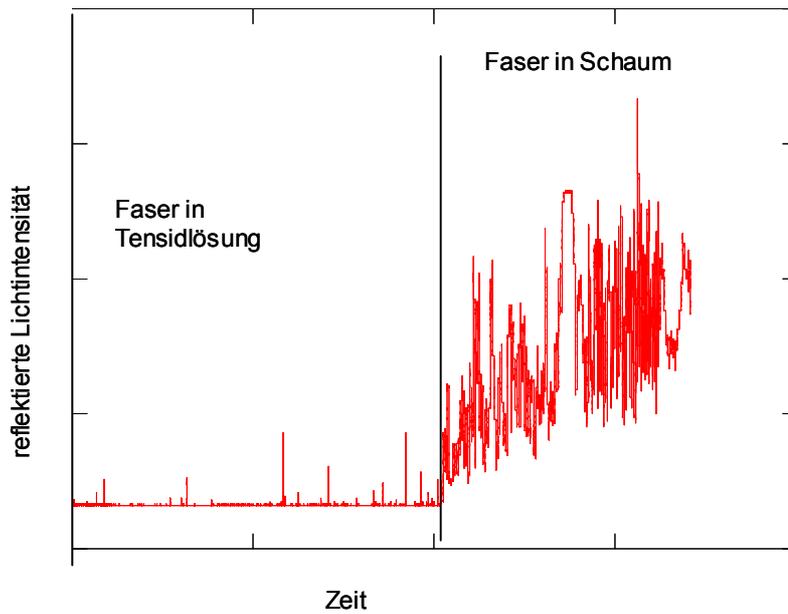
k := 0,1..8

$$\text{Ergebniss} := \frac{\text{Ergebniss1} + \text{Ergebniss2}}{2}$$

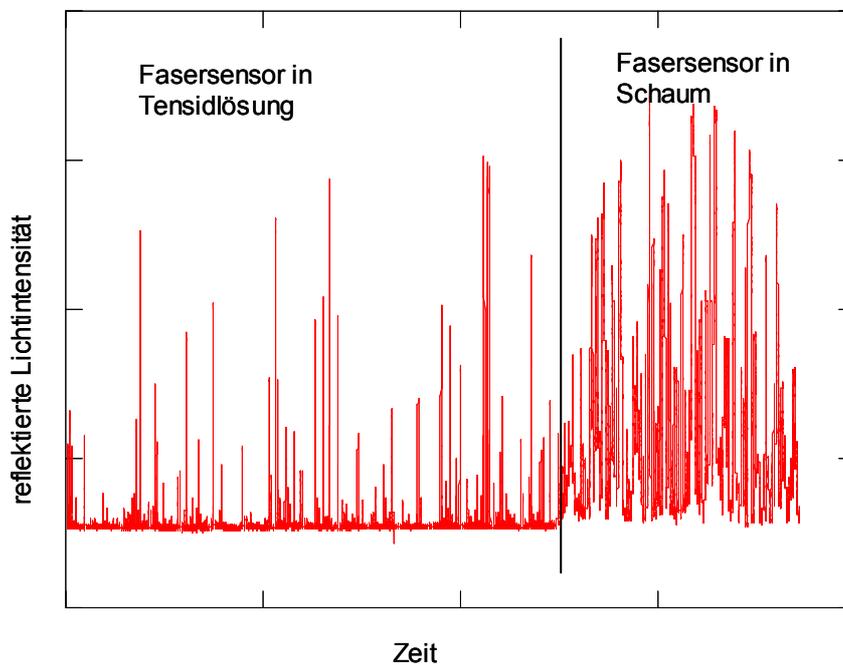
9.3 Messsignale zur Bestimmung der Schaumgrenze



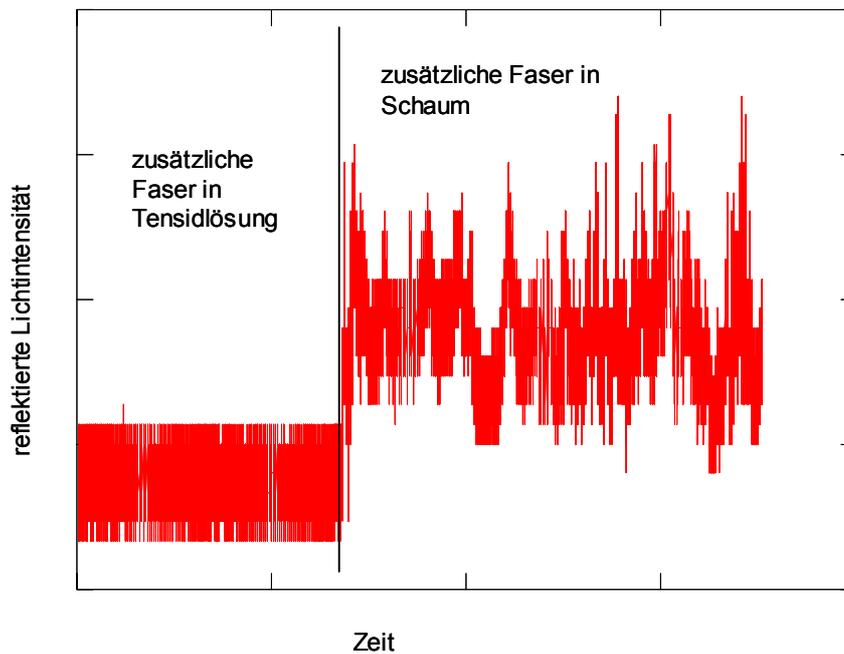
Messsignale zur Bestimmung der Wasseroberfläche (ohne Schaum) mit Fasersensor



Messsignale zur Bestimmung der Schaumgrenze mit Fasersensor (mit Leerrohrgeschwindigkeit der Luft von 0,03m/s)



Messsignale zur Bestimmung der Schaumgrenze mit Fasersensor (mit Leerrohrgeschwindigkeit der Luft von 0,06m/s)



Messsignale zur Bestimmung der Schaumgrenze mit Fasersensor (mit Leerrohrgeschwindigkeit der Luft von 0,06m/s)

9.4 Auswertungsmethode des Minimum-Quadrat-Differenz-Verfahrens

Eine alternative Auswertungsmethode für die Bestimmung des Zeitversatzes ist das Minimum-Quadrat-Differenz-Verfahren[Gro02]. Die quadratische Differenz $\sigma(\tau)$ kann durch die Gleichung (9.1) berechnet werden. Die berechneten quadratischen Differenzen $\sigma(\tau)$ werden gegen τ in einem Diagramm aufgetragen. Der minimale Wert (oder auch Fehler) wird in diesem Diagramm gesucht. Der zum Minimum gehörende Wert von τ ist die gesuchte Zeitverzögerung Δt .

$$\sigma(\tau) = \frac{1}{T} \int_0^T [x(t-\tau) - y(t)]^2 dt \quad (9.1)$$

τ ist der ausgewählte Zeitversatz und T die betrachtete Zeitspanne. Zur Bestimmung von $\tau_m = \Delta t$ wird τ kontinuierlich von 0 bis zu einem genügend großen Wert variiert und der entsprechende Korrelationskoeffizient $\sigma(\tau)$ berechnet. Erreicht $\sigma(\tau)$ ein

absolutes Minimum durch Variation von τ ist die tatsächliche zeitliche Verschiebung bei $\tau_m = \Delta t$ gefunden (Siehe untere Abbildung).

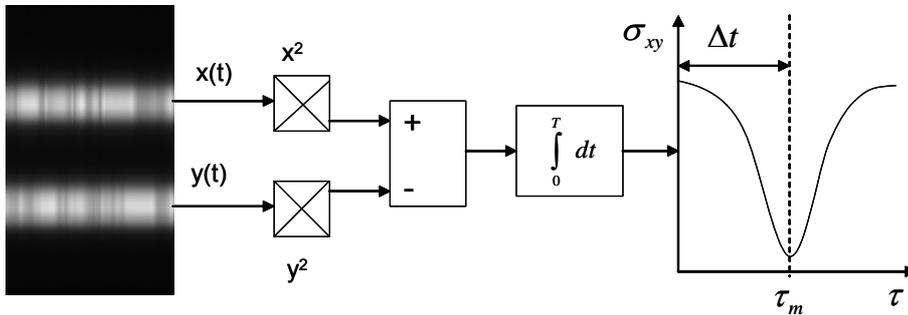


Abbildung: Bestimmung des Zeitversatzes durch das Minimum-Quadrat-Differenz-Verfahren

Hier werden jedoch Signale zu Zeitintervallen abgerufen, die der vorgegebenen Messfrequenz mit $f = 5 \text{ kHz}$ entsprechen. Die Anzahl der vorausgehenden Messsequenzen ergibt sich aus $m = \tau \cdot f$. Somit lässt sich die Minimum-Quadrat-Differenz auch als Funktion der Messschritte ausdrücken, deren Zahl solange variiert wird bis wiederum das Minimum erkennbar wird.

$$\sigma(m) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [g_1(i) - g_2(i+m)]^2 \quad (9.2)$$

Man erhält daraus für das Minimum m_{\min} , bzw. für den Minimum-Quadrat-Differenz-Zeitpunkt. Die zeitliche Verzögerung kann aus dem m_{\min} mit der Gleichung (9.3) erhalten werden.

$$\Delta t = \frac{m_{\min}}{f} \quad (9.3)$$

Nach der Bestimmung der Zeitverzögerung kann die Geschwindigkeit mit Gleichung (9.4) berechnet werden.

$$v = \frac{b}{\Delta t} \quad (9.4)$$

Dabei ist b ist Abstand zwischen zwei Fasern.

9.5 Messergebnisse für die Bestimmung der Schaumgeschwindigkeit und Blasengröße des Kugelschaums

Messergebnisse der Geschwindigkeits- und Blasengrößenmessung beim Volumenströmen der Luft von $0,3\text{m}^3/\text{h}$

Versuche	Leerrohrgeschwindigkeit der Luft (m/s)	Schaumgeschwindigkeit (m/s)	Blasengröße (mm)
1	0,066	0,226	4,59
2	0,066	0,260	4,33
3	0,066	0,226	4,83
4	0,066	0,196	3,99
5	0,066	0,257	3,92
durchschnittlich	0,066	0,241	4,33

Messergebnisse der Geschwindigkeits- und Blasengrößenmessung beim Volumenströmen der Luft von $0,4\text{m}^3/\text{h}$

Versuche	Leerrohrgeschwindigkeit der Luft (m/s)	Schaumgeschwindigkeit (m/s)	Blasengröße (mm)
1	0,088	0,278	4,97
2	0,088	0,262	5,10
3	0,088	0,287	6,24
4	0,088	0,317	5,61
5	0,088	0,273	6,24
durchschnittlich	0,088	0,283	5,63

Messergebnisse der Geschwindigkeits- und Blasengrößenmessung beim Volumenströmen der Luft von $0,5\text{m}^3/\text{h}$

Versuche	Leerrohrgeschwindigkeit der Luft (m/s)	Schaumgeschwindigkeit (m/s)	Blasengröße (mm)
1	0,110	0,225	5,85
2	0,110	0,224	5,99
3	0,110	0,262	6,11
4	0,110	0,262	5,35
5	0,110	0,278	5,48
durchschnittlich	0,110	0,250	5,76

Messergebnisse der Geschwindigkeits- und Blasengrößenmessung beim Volumenströmen der Luft von 0,6m³/h

Versuche	Leerrohrgeschwindigkeit der Luft (m/s)	Schaumgeschwindigkeit (m/s)	Blasengröße (mm)
1	0,132	0,338	6,46
2	0,132	0,388	7,02
3	0,132	0,319	4,88
4	0,132	0,310	6,11
5	0,132	0,317	6,50
durchschnittlich	0,132	0,334	6,19

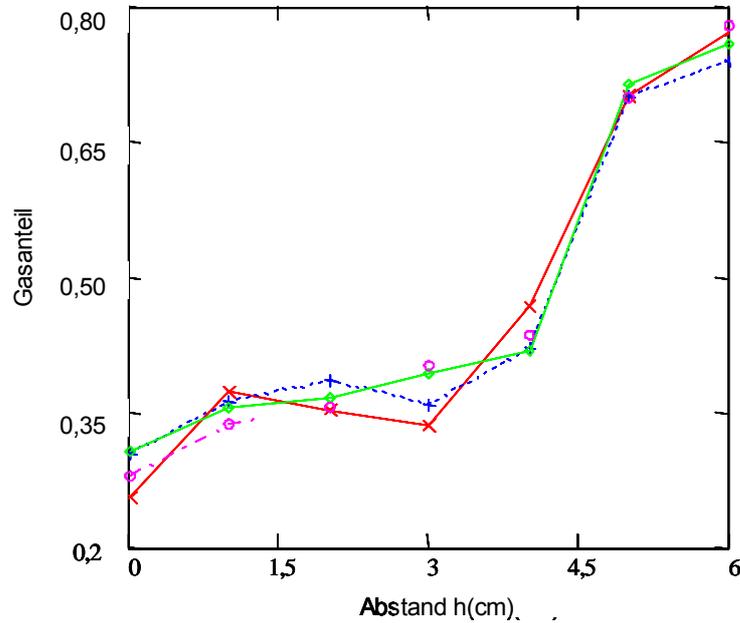
Messergebnisse der Geschwindigkeit- und Blasengrößenmessung beim Volumenströmen der Luft von 0,7m³/h

Versuche	Leerrohrgeschwindigkeit der Luft (m/s)	Schaumgeschwindigkeit (m/s)	Blasengröße (mm)
1	0,154	0,29	8,92
2	0,154	0,336	9,41
durchschnittlich	0,154	0,313	9,17

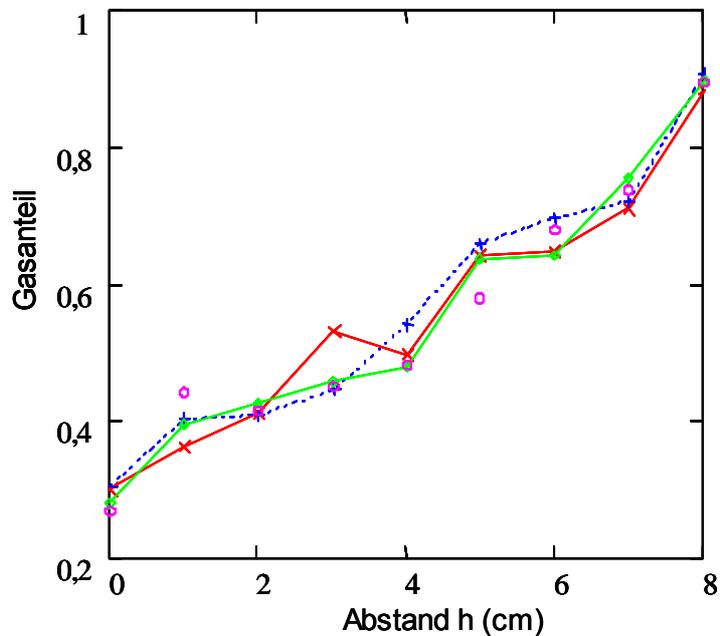
Durchschnittliche Messergebnisse der Geschwindigkeits- und Blasengrößenmessung bei verschiedenen Volumenströmen der Luft

Volumenstrom der Luft (m ³ /h)	Leerrohrgeschwindigkeit der Luft (m/s)	Schaumgeschwindigkeit (m/s)	Blasengröße (mm)
0,3	0,066	0,241	4,33
0,4	0,088	0,283	5,63
0,5	0,110	0,250	5,76
0,6	0,132	0,334	6,19
0,7	0,154	0,313	9,17

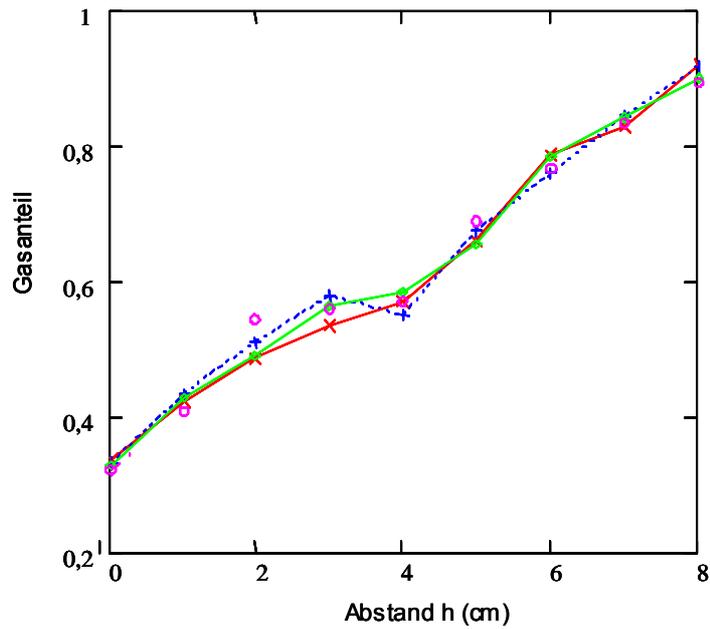
9.6 Messergebnisse für die Gasanteile bei den verschiedenen Gasvolumenströmen



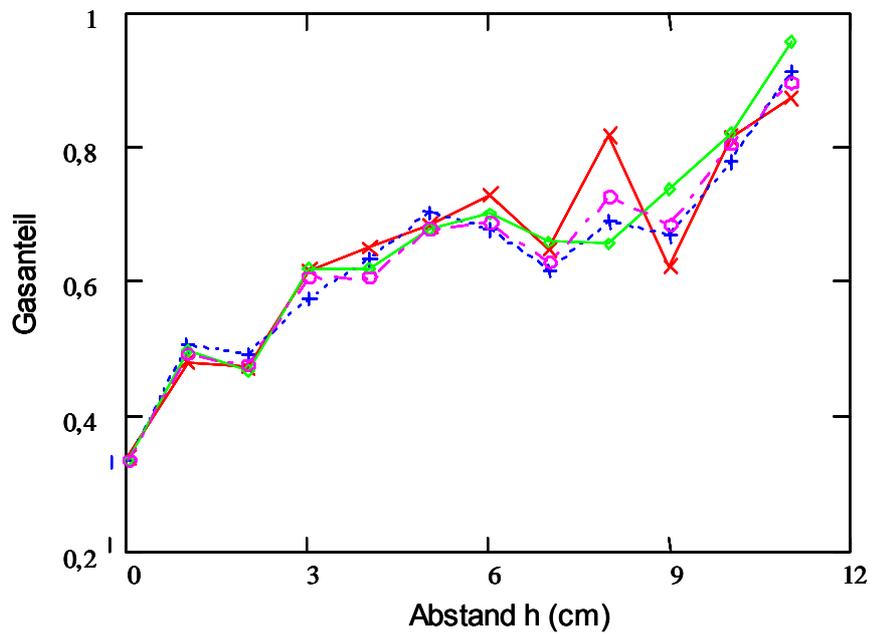
Gasanteil an den verschiedenen Positionen in der Blasensäule mit dem Gasvolumenstrom von $0,25\text{m}^3/\text{h}$



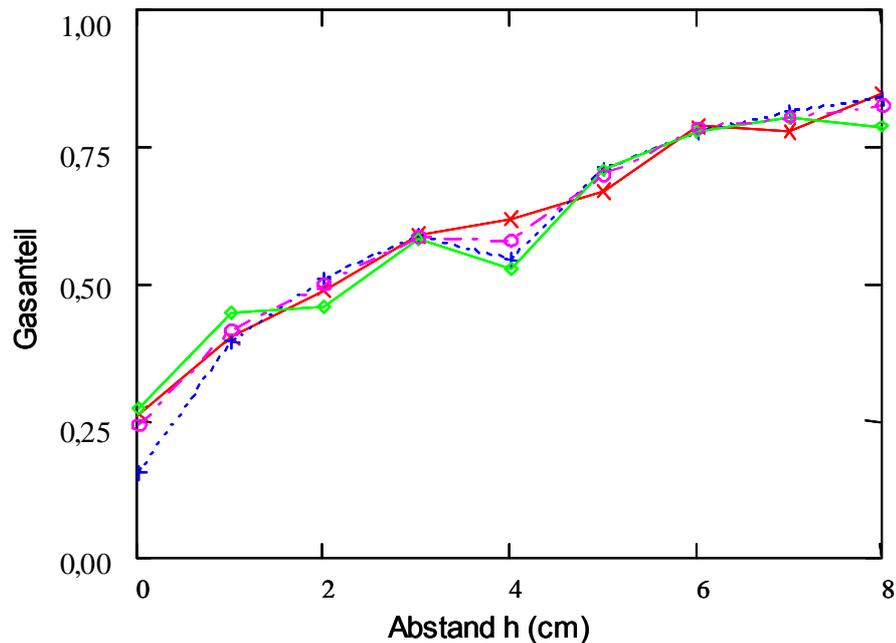
Gasanteil an den verschiedenen Positionen in der Blasensäule mit dem Gasvolumenstrom von $0,30\text{m}^3/\text{h}$



Gasanteil an den verschiedenen Positionen in der Blasensäule mit dem Gasvolumenstrom von $0,40\text{m}^3/\text{h}$



Gasanteil an den verschiedenen Positionen in der Blasensäule mit dem Gasvolumenstrom von $0,50\text{m}^3/\text{h}$



Gasanteil an den verschiedenen Positionen in der Blasensäule mit dem Gasvolumenstrom von $0,60\text{m}^3/\text{h}$

9.7 Versuchseinstellungen zur Schaumcharakterisierung

Mess-Anordnung der Faser für die Verschiedenen Versuchstypen

Versuchstyp	Beschreibung im Text	Beschreibung nach Abbildung	Faseranzahl und Anordnung	Abstand der Faser
Schaumgrenzmessung mit niedriger Gasgeschwindigkeit	Kapitel 5.2.2.1	Abb.5.22	Eine Einzelfaser ist sowohl als Lichtsender als auch als Empfänger	--
Schaumgrenzmessung mit hoher Gasgeschwindigkeit	Kapitel 5.2.2.3	Abb.5.25	Zwei horizontal angeordneten Fasern: eine ist sowohl als Lichtsender als auch als Empfänger, andere ist nur als Lichtempfänger	1mm
Messungen der Schaumgeschwindigkeit und Blasengröße von Tensidlösung	Kapitel 5.2.3	Abb.5.27	Zwei vertikal angeordneten Fasern: Beide sind sowohl als Lichtsender als auch als Empfänger	1mm
Messungen der Schaumgeschwindigkeit und Blasengröße von Kugelschaum	Kapitel 5.2.4	Abb.5.39	Zwei vertikal angeordneten Fasern: Beide sind sowohl als Lichtsender als auch als Empfänger	10mm
Gasanteilmessung von Kugelschaum	Kapitel 5.2.4	Abb.5.22	Eine Einzelfaser ist sowohl als Lichtsender als auch als Empfänger	--

Versuchseinstellung für die Messungen der Schaumgeschwindigkeit und Blasengröße von Tensidlösung von Kapitel 5.2.3

Versuchsnummer	Konzentration der SDS-Tensidlösung (%)	Volumenstrom der Luft (m ³ /s)	Volumenstrom der Tensidlösung (ml/min)	Abstand der Faserspitze zur Rohrrinnenswand (mm)	Validierung mit Kamerabild
1	0,2	0,25	100	5	nein
2	0,2	0,25	200	5	nein
3	0,2	0,25	300	5	nein
4	0,2	0,25	400	5	nein
5	0,2	0,25	600	5	nein
6	0,05	0,25	100	5	Abb.5.35
7	0,05	0,25	100	5	Abb.5.35
8	0,05	0,25	100	5	Abb.5.35
9	0,05	0,25	100	5	Abb.5.35
10	0,1	0,25	200	5	nein
11	0,1	0,25	200	5	nein
12	0,1	0,25	200	5	nein
13	0,1	0,25	200	5	nein
14	0,1	0,25	200	5	nein
15	0,1	0,25	200	15	nein
16	0,1	0,25	200	15	nein
17	0,1	0,25	200	15	nein
18	0,1	0,25	200	15	nein
19	0,1	0,25	200	15	nein
20	0,2	0,25	300	5	nein
21	0,2	0,25	300	5	nein
22	0,2	0,25	300	5	nein
23	0,2	0,25	300	5	nein
24	0,2	0,25	300	5	nein
25	0,2	0,25	400	5	nein
26	0,2	0,25	400	5	nein
27	0,2	0,25	400	5	nein
28	0,2	0,25	400	5	nein
29	0,2	0,25	400	5	nein
30	0,2	0,25	600	5	Abb.5.36
31	0,2	0,25	600	5	Abb.5.36
32	0,2	0,25	600	5	Abb.5.36
33	0,2	0,25	600	5	Abb.5.36
34	0,2	0,25	600	5	Abb.5.36
35	0,4	0,1	100	5	nein
36	0,4	0,15	160	5	nein
37	0,4	0,25	400	5	nein

38	0,4	0,25	600	5	nein
39	0,2	0,25	600	5	nein
40	0,1	0,25	600	5	nein
41	0,05	0,25	600	5	nein
42	0,025	0,25	600	5	nein
43	0,0125	0,25	400	5	nein
44	0,4	0,25	300	5	Abb.5.37
45	0,4	0,25	300	5	Abb.5.37
46	0,4	0,25	300	5	Abb.5.37
47	0,4	0,25	300	5	Abb.5.37
48	0,4	0,25	300	5	Abb.5.37

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Name: Ji, Aiming
Geburtsdatum: 04, Mai 1971
Familienstand: Verheiratet
Anschrift: Fabrik Str.11
84503 Altötting
Staatsangehörigkeit: Chinesisch

Schulbildung:

09.1978~09.1984 Grundschule Yutian Prov. Hebei (in China),
09.1984~09.1990 Mittelschule Yutian Prov. Hebei (in China),
09.1990~07.1994 Universität Tianjin, Fachrichtung Chemietechnik
Abschluss als *Bachelor* (in China)
09.1999~09.2000 Deutschsprachschule PDL in Dortmund
10.2000~09.2003 Universität Dortmund in der Fachrichtung Chemietechnik.
Abschluss als *Diplom Ing.*

Promotion:

10.2003~08.2006 Stipendiat im Graduiertenkolleg GRK358 im Lehrstuhl von
Mechanische Verfahrenstechnik in der Dortmund Universität.

Berufstätigkeit:

8.1994~07.1999 Ingenieur im Beijinger Institut des Nuklearen Ingenieurwesens
(China)
ab. 09.2006 Betriebsassistent in Oxid- und Ethylenglykol Betrieb bei Firma
Clariant.